



Thèse de l'Université de Lyon

École Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Thèse de Doctorat en Physique des Particules

Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)

Étude des gerbes hadroniques à l'aide du
prototype du calorimètre hadronique
semi-digital et comparaison avec les
modèles théoriques utilisés dans le logiciel
GEANT4

Arnaud STEEN

JURY : M. Didier CONTARDO (examinateur)
M. Gérald GRENIER (co-directeur de thèse)
M. Imad LAKTINEH (directeur de thèse)
M. Dominique PALLIN (rapporteur)
M. Alberto RIBON (examinateur)
M. Laurent SERIN (rapporteur)
M. Frank SIMON (examinateur)

Résumé

Le Collisionneur Linéaire International ILC est un projet de collisionneur électron-positon développé pour prendre le relais du Grand Collisionneur de Hadrons LHC. Ce projet permettra d'étudier précisément les caractéristiques du nouveau boson de 125 GeV , découvert en 2012 par les expériences CMS et ATLAS, compatible avec le boson de Higgs du modèle standard. Cette expérience pourrait aussi permettre aux physiciens de mettre à jour des phénomènes physiques inconnus.

Pour exploiter au maximum ce nouvel accélérateur, deux collaborations travaillent sur le développement de deux détecteurs : le Grand Détecteur International ¹⁰ ILD et le Détecteur au Silicium SiD. Ces détecteurs sont dits généralistes et sont optimisés pour la mise en œuvre de technique de suivi des particules. Ils sont constitués d'un trajectographe dans leur partie centrale et de systèmes de calorimétrie. L'ensemble est inséré dans un aimant supra-conducteur, lui même entouré d'une culasse instrumentée avec des chambres à muon.

¹⁵ Le groupe lyonnais dans lequel j'ai effectué mes travaux de recherche pendant mon doctorat, a grandement participé au développement du calorimètre hadronique à lecture semi-digitale. Ce calorimètre ultra-granulaire fait partie des options pour le calorimètre hadronique du Grand Détecteur International. Un prototype a été construit en 2011. D'environ 1 m^3 , il est constitué de 48 chambres à plaque résistive de verre, comporte plus de 440000 canaux de lecture de 1 cm^2 et pèse environ 10 tonnes. Ce calorimètre répond aux contraintes imposées pour le Collisionneur Linéaire International (une haute granularité, une consommation électrique faible, une alimentation pulsée etc) et est régulièrement testé sur des lignes de faisceau au CERN.

²⁰ Les données ainsi collectées m'ont permis d'étudier en détail le phénomène de gerbe hadronique. De nombreux efforts ont été réalisés pour développer des méthodes efficaces de reconstruction de l'énergie des gerbes hadroniques et pour améliorer la résolution en énergie du prototype SDHCAL. La simulation des gerbes hadroniques dans le SDHCAL constitue une part importante de mes travaux de recherche. Une simulation réaliste des chambres à plaque résistive de verre a été développée en étudiant la réponse du prototype au passage de muons et de gerbes électromagnétiques. J'ai alors confronté les modèles de simulation des gerbes hadroniques avec des données expérimentales. La granularité du SDHCAL rend aussi possible des études fines sur la topologie des gerbes hadroniques, notamment sur leur extension latérale et longitudinale.

Les prochaines étapes importantes du projet SDHCAL sont le développement de méthodes de suivi de particules dédiées à cette technologie et l'étude de ses

performances avec des simulations de collisions électron-positon.

Introduction

⁴⁰ Le calorimètre à lecture semi-digitale SDHCAL est un détecteur ultra-granulaire, proposé pour équiper le calorimètre hadronique du Grand Détecteur International ILD du futur Collisionneur Linéaire International ILC. Ce projet de collisionneur électron-positon a été imaginé par la communauté scientifique afin de poursuivre le programme de recherche du Grand Collisionneur de Hadron LHC. Un prototype de calorimètre à lecture semi-digitale a été construit en grande partie au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon en 2011. Il a depuis été testé lors de plusieurs campagnes de tests sur faisceau au CERN. Ce manuscrit synthétise les travaux de recherche que j'ai réalisé sur les gerbes hadroniques à l'aide du prototype SDHCAL.

⁵⁰ Le chapitre 1 introduit le contexte théorique de la physique des particules : le modèle standard. Nous introduirons les différents mécanismes d'interaction entre les constituants de la matière dans le cadre de ce modèle. Puis nous discuterons des limites du modèle standard, qui sont des motivations pour le développement de nouveaux accélérateurs.

⁵⁵ Dans le chapitre 2 nous présenterons le Collisionneur Linéaire International, candidat au statut d'expérience majeure de physique des particules. Nous nous intéresserons aux détecteurs imaginés pour enregistrer les événements de collision auprès de l'ILC et plus particulièrement ceux du Grand Détecteur International pour lequel le SDHCAL est proposé. Nous discuterons aussi brièvement des autres projets de collisionneur leptonique.

⁶⁵ Le chapitre 3 sera dédié à la description du phénomène de gerbe électromagnétique ou hadronique, principal objet d'étude de ce manuscrit. Nous présenterons les nombreuses formes d'interaction des particules dans la matière, conduisant au phénomène de cascade électromagnétique ou hadronique.

Nous décrirons en détail le prototype de calorimètre hadronique à lecture semi-digitale SDHCAL dans le chapitre 4. Nous insisterons particulièrement sur la description des chambres à plaque résistive de verre qui composent la partie active de ce détecteur. Enfin, nous détaillerons les méthodes utilisées pour reconstruire l'énergie des hadrons dans ce calorimètre et nous présenterons les résultats ainsi obtenus.

⁷⁵ Le chapitre 5 sera consacré au développement de la simulation du prototype SDHCAL. Nous présenterons rapidement les modèles théoriques utilisés par la simulation,

puis nous décrirons les différentes méthodes développées pour obtenir une simulation la plus réaliste possible. Ces méthodes se sont principalement appuyées sur l'étude de la réponse des chambres à plaque résistive de verre, lors du passage de muons ou de gerbes électromagnétiques dans le SDHCAL. Enfin, nous exposerons 80 les comparaisons entre les données obtenues lors des tests en faisceau et les modèles de simulations sur la réponse du prototype SDHCAL.

Ensuite, nous étudierons la topologie des gerbes hadroniques dans le chapitre 6. Les profils longitudinal et transversal des gerbes hadroniques, les traces reconstruites 85 dans ces cascades, seront examinés grâce à la granularité très fine du SDHCAL. Ces variables nous permettront de discriminer les différents modèles de simulations.

Enfin, dans le chapitre 7, nous étudierons les performances du Grand Détecteur International (ILD) avec le calorimètre hadronique à lecture semi-digitale. La résolution 90 en énergie des jets et la reconstruction de la masse des bosons W et Z seront développées.

Table des matières

1 Le contexte théorique	1
1.1 Le modèle standard	2
95 1.1.1 Les leptons	2
1.1.2 Les quarks	3
1.1.3 Les bosons vecteurs et les interactions du modèle standard	4
1.2 Le mécanisme de Higgs	5
1.3 Au-delà du modèle standard	6
100 2 Le Collisionneur Linéaire International	7
2.1 Les motivations d'un collisionneur leptonique	8
2.2 Le Collisionneur Linéaire International	11
2.2.1 Le complexe d'accélérateurs de l'ILC	12
2.2.2 Les détecteurs de l'ILC	13
105 2.2.3 Le Grand Détecteur International ILD	16
2.2.4 Le Détecteur au Silicium SiD	24
2.3 Le programme de physique de l'ILC	25
2.4 Les autres concepts de collisionneur leptonique	27
110 3 Les gerbes hadroniques et électromagnétiques	29
3.1 Interactions des particules avec la matière	30
3.1.1 Interactions des particules chargées	30
3.1.2 Interactions des photons	32
3.1.3 Interactions des hadrons	35
3.1.4 Interactions des neutrons	36
115 3.2 Gerbes électromagnétiques	37
3.2.1 Cascades électromagnétiques	37
3.2.2 Longueur de radiation	38
3.2.3 Le rayon de Molière	38
3.2.4 Profils des gerbes électromagnétiques	38
120 3.3 Gerbes hadroniques	40
3.3.1 Développement d'une cascade hadronique	40
3.3.2 Fraction électromagnétique	41
3.3.3 Longueur d'interaction	42
3.3.4 Profils des gerbes hadroniques	43

125	4 Le prototype de calorimètre à lecture semi-digitale	45
	4.1 Les calorimètres en physique des particules	46
	4.1.1 Calorimètres électromagnétiques	46
	4.1.2 Calorimètres hadroniques	47
	4.2 Le calorimètre à lecture semi-digitale SDHCAL	48
130	4.3 Les chambres à plaques résistives de verre	50
	4.3.1 Description des GRPC utilisées dans le SDHCAL	52
	4.3.2 Alimentation pulsée	53
	4.3.3 Description d'un cycle d'acquisition	55
	4.3.4 Le réglage des seuils	55
135	4.3.5 Le fonctionnement d'une GRPC	57
	4.3.6 Correction des gains	60
	4.4 Reconstruction de l'énergie dans le SDHCAL	62
	4.4.1 Reconstruction des événements	62
	4.4.2 Performance du SDHCAL	63
140	4.4.3 Sélection des gerbes hadroniques	67
	4.4.4 Calibration en fonction du temps	72
	4.4.5 Reconstruction de l'énergie des pions	75
	4.A Annexe : Fonction Crystal Ball	85
	5 Simulation du SDHCAL	87
145	5.1 Les modèles de simulation des gerbes hadroniques	89
	5.1.1 Modèles de cordes partoniques	90
	5.1.2 Les modèles de cascade intranucléaire	90
	5.1.3 Les listes physiques	93
	5.2 La simulation du prototype	94
150	5.3 Modélisation de la réponse des GRPC aux particules chargées	95
	5.3.1 Algorithme SimDigital	95
	5.3.2 Paramétrage de l'algorithme	97
	5.3.3 Résultats	104
	5.4 Conclusion	112
155	6 Topologie des gerbes hadroniques	113
	6.1 Les amas de hits	114
	6.2 Les profils des gerbes hadroniques	117
	6.2.1 Profil longitudinal	117
	6.2.2 Profil latéral	121
160	6.3 Reconstruction des traces dans le SDHCAL	124
	6.3.1 La méthode de Transformée de Hough	125
	6.3.2 Transformée de Hough dans le SDHCAL	126
	6.3.3 Performance de la Transformée de Hough	128
	6.3.4 Étude des modèles de simulation des gerbes hadroniques	130
165	6.3.5 Conclusion	135
	6.4 Conclusion	138
	6.A Annexe : Profil latéral	139

7	Reconstruction de la masse des bosons W et Z dans l'ILD	141
170	7.1 Introduction	142
	7.2 Identification et séparation des dépôts électromagnétiques et hadroniques dans l'ILD	144
	7.3 Reconstruction de l'énergie des jets avec le SDHCAL	145
	7.3.1 Simulation du SDHCAL dans l'ILD	145
	7.3.2 Energie reconstruite des jets	146
175	7.4 Reconstruction des événements WW et ZZ	148
	7.5 Conclusion	150
	Bibliographie	159

Chapitre 1

Le contexte théorique

¹⁸⁰ Au cours du XX^e siècle, les progrès dans la compréhension des phénomènes qui régissent les constituants élémentaires de la matière ont été très importants. Entre la découverte de l'électron par J.J Thomson en 1897 puis celle d'un boson compatible avec le boson de Higgs en 2012 au LHC (Large Hadron Collider), plusieurs découvertes et prédictions ont permis de mieux comprendre la structure de la matière et de construire la théorie sous-jacente : le modèle standard. Dans ce chapitre, nous présenterons les différents constituants de la matière et leur mécanismes d'interaction dans le cadre du modèle standard. Nous terminerons ce chapitre en présentant quelques limites de cette théorie.

¹⁸⁵

Contenu

¹⁹⁰	1.1 Le modèle standard	2
	1.1.1 Les leptons	2
	1.1.2 Les quarks	3
	1.1.3 Les bosons vecteurs et les interactions du modèle standard	4
¹⁹⁵	1.2 Le mécanisme de Higgs	5
	1.3 Au-delà du modèle standard	6

200 1.1 Le modèle standard

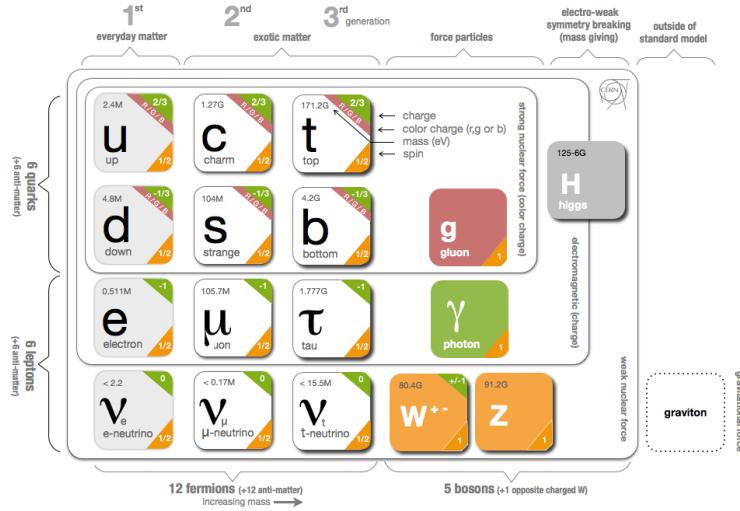


FIGURE 1.1 – Classification des quarks, des leptons et des bosons vecteurs.

Le modèle standard est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Le groupe $U(1)$ permet de décrire l'électrodynamique quantique et le groupe $SU(2)$ l'interaction faible. Le groupe de symétrie $SU(2) \times U(1)$ permet de décrire l'interaction électrofaible. La chromodynamique quantique qui décrit les interactions fortes est basée sur le groupe $SU(3)$. Dans le modèle standard, les particules sont réparties en plusieurs familles. La figure 1.1 présente les différentes familles de particules dans le cadre du modèle standard. On trouve tout d'abord 12 fermions (particules de spin 1/2) répartis en deux familles : les leptons et les quarks. Ces deux familles se divisent en trois générations de doublet de particules. Les premières générations de quarks et de leptons contiennent les particules les plus légères et constituent la matière stable de notre univers. Les particules plus massives des autres générations ont un temps de vie plus court et ne sont créées que dans des processus de haute énergie. A ces 12 fermions, il faut ajouter leur 12 antiparticules qui ont les mêmes masses mais des charges quantiques (charge électrique, saveur, couleur pour les quarks) opposées. Ces fermions interagissent entre eux grâce à l'échange de 4 bosons vecteurs (particules de spin entier). Un cinquième boson apparaît dans le mécanisme de Higgs, nécessaire pour introduire la masse des particules dans la théorie.

1.1.1 Les leptons

220 Nous avons vu que trois générations de doublet constituent la famille des leptons. La première génération contient l'électron et le neutrino électronique. L'électron a

été découvert à la fin du XIX^e siècle. L’existence du neutrino électronique est postulée en 1930 pour respecter les lois de conservation de l’énergie, de l’impulsion et du spin dans la désintégration β et confirmée en 1956 auprès de réacteurs nucléaires. Le muon, le tau et leurs neutrinos associés viennent compléter la famille des leptons. Le

Génération	Lepton	Masse	Charge électrique
1	e^-	511 keV	-1
	ν_e	< 2.2 eV	0
2	μ^-	105.7 MeV	-1
	ν_μ	< 0.17 MeV	0
3	τ^-	1776.8 MeV	-1
	ν_τ	< 15.5 MeV	0

TABLE 1.1 – Propriétés des leptons du modèle standard. Les charges sont données en unité de charge élémentaire ($e = 1.6 \times 10^{-19} C$).

225

tableau 1.1 présente la masse et la charge des différents leptons des trois générations. Les neutrinos, n’étant pas chargés, n’interagissent qu’à travers l’interaction faible. Les autres leptons interagissent à travers les interactions faible et électromagnétique. Dans le modèle standard, les neutrinos sont prédis avec une masse nulle. Cependant, 230 les expériences qui étudient l’oscillation des neutrinos semblent indiquer que la masse de ces particules n’est pas nulle.

1.1.2 Les quarks

235

Les quarks ont été introduits pour expliquer la structure des hadrons comme les protons et les neutrons. Les quarks sont de spin 1/2 et comme pour les leptons sont classés en trois générations de doublet. Les quarks *up* (*u*) et *down* (*d*) sont les quarks de la première génération. Ils sont les quarks les plus légers et sont les constituants des protons et des neutrons. La deuxième génération est constituée des quarks *charm* (*c*) et *strange* (*s*) et la troisième des quarks *bottom* (*b*) et *top* (*t*). Ces particules ont une charge fractionnaire de la charge élémentaire. Le tableau 1.2

240

présente la masse et la charge des différents quarks des trois générations [58]. Les quarks sont soumis aux interactions électromagnétique et faible comme pour les leptons, mais aussi à l’interaction forte. La chromodynamique quantique est la théorie qui décrit l’interaction forte. Cette théorie introduit un nouveau nombre quantique : la couleur. Ainsi, les quarks sont vert, bleu ou rouge et peuvent changer de couleur en interagissant fortement grâce à l’échange de gluons. Les anti-quarks sont de couleur anti-vert, anti-rouge ou anti-bleu. L’intensité de l’interaction forte augmente avec la distance entre les quarks. Ainsi les quarks sont confinés dans des hadrons. Les hadrons sont des particules composites, constituées de quarks ou d’anti-quarks et de gluons. On trouve deux familles de hadrons : les baryons composés de trois quarks ou trois anti-quarks, et les mésons composés d’un quark et d’un anti-quark. 250 Les hadrons ont une charge de couleur nulle (ou blanche) : les baryons ont donc un quark vert, un rouge et un bleu tandis que les mésons sont constitués d’un quark

Génération	Quark	Masse	Charge électrique
1	u	$2.3^{+0.7}_{-0.5} \text{ MeV}$	+2/3
	d	$4.8^{+0.5}_{-0.3} \text{ MeV}$	-1/3
2	c	$1.275 \pm 0.025 \text{ GeV}$	+2/3
	s	$95 \pm 5 \text{ MeV}$	-1/3
3	t	$173.21 \pm 0.51 \pm 0.71 \text{ GeV}$	+2/3
	b	$4.18 \pm 0.03 \text{ GeV}$	-1/3

TABLE 1.2 – Propriétés des quarks du modèle standard. Les charges sont données en unité de charge élémentaire ($e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$). Seule la masse du quark top provient d'une mesure directe. Les masses des autres quarks sont, à cause de leur confinement dans les hadrons, déterminées indirectement par leur influence sur la matière hadronique.

bleu et d'un anti-quark anti-bleu (ou rouge/anti-rouge, vert/anti-vert). Le confinement des quarks dans les hadrons est une propriété importante en physique des particules. En effet, lorsque deux quarks s'éloignent l'un de l'autre, l'énergie potentielle due à l'interaction forte augmente aussi. Si l'énergie est suffisante, une paire de quark et d'anti-quark peut être créée. Ce phénomène de multiplication donne des jets de hadrons après des collisions entre particules. Ce phénomène est aussi présent dans les premières interactions des particules avec la matière conduisant aux gerbes hadroniques (cf. chapitre 3).

1.1.3 Les bosons vecteurs et les interactions du modèle standard

Dans le modèle standard, les différentes particules interagissent entre elles en s'échangeant un boson vecteur ou boson de jauge.

Le photon est le boson vecteur échangé lors d'une interaction électromagnétique entre particules chargées. Le photon n'est pas chargé, de masse nulle et de spin 1. L'interaction électromagnétique est de portée infinie et son intensité varie comme $1/r^2$ (où r est la distance entre les deux particules chargées).

L'interaction faible est portée par les bosons Z ($m_Z = 91.188 \pm 0.002 \text{ GeV}$) et W^\pm ($m_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$) [58]. Cette interaction est responsable de la désintégration β du neutron en proton. Ses bosons vecteurs étant massif, cette interaction est de courte portée ($\simeq 10^{-17} \text{ m}$). L'interaction faible permet de modifier la saveur des quarks. La saveur des leptons reste conservée lors d'une réaction faible. La figure 1.2 montre un diagramme de Feynman illustrant la désintégration β du neutron en proton. Le changement de saveur d'un quark d en u est accompagné par l'émission d'un électron et d'un neutrino électronique.

Les interactions électromagnétique et faible ont été unifiées dans le modèle standard. On parle maintenant d'interaction électrofaible. Cependant, les bosons introduits dans le modèle électrofaible apparaissaient avec une masse nulle, ce qui était

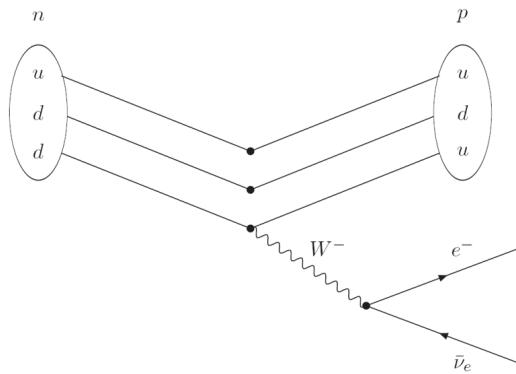


FIGURE 1.2 – Diagramme de Feynman associé à la désintégration β du neutron en proton. Un quark d du neutron change de saveur en quark u . L’interaction s’accompagne de l’émission d’un électron et d’un anti-neutrino électronique.

en contradiction avec les observations expérimentales. Ainsi, un mécanisme de bisection spontanée de la symétrie électrofaible a été introduit pour rétablir la masse des bosons W^\pm et Z (cf. section 1.2).

La dernière interaction du modèle standard est l’interaction forte. Elle est la force responsable de la cohésion des nucléons. Cette interaction est décrite par la chromodynamique quantique, basée sur le groupe de symétrie $SU(3)$. Ainsi, huit bosons vecteurs sont associés à cette interaction : les gluons. Ces bosons sont de masse nulle, de spin 1 et ne sont pas chargées. Comme pour les quarks, les gluons portent une charge de couleur et peuvent donc interagir fortement entre eux. La masse nulle des gluons indique une portée infinie de l’interaction forte. Cependant la confinement des quarks limite la portée de cette interaction dans les hadrons.

1.2 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs, ou plutôt de Brout-Englert-Higgs a été introduit en 1964 pour expliquer la masse des bosons de l’interaction électrofaible. Pour faire apparaître un terme de masse aux bosons de l’interaction électrofaible, il est nécessaire d’utiliser un mécanisme de bisection spontanée d’une symétrie de jauge locale. La symétrie est brisée en introduisant un champ scalaire avec une valeur moyenne non nulle dans le vide. Cette procédure introduit alors plusieurs champs, assimilés à des bosons dans la théorie :

- un champ scalaire réel massif : le boson de Higgs (de spin 0) ;
- un champ vectoriel réel de masse nulle : le photon (de spin 1) ;
- un champ vectoriel réel massif : le boson Z (de spin 1) ;
- un champ vectoriel complexe massif qui représente une paire particule-antiparticule : les bosons W^\pm (de spin 1).

Dans ce modèle, les masses des fermions sont obtenues grâce au couplage de ces fermions au champ de Higgs. Les neutrinos n’interagissent pas avec ce champ et

sont donc sans masse dans la théorie.

Le mécanisme de Higgs permet donc d'expliquer la masse des particules du modèle standard. Cependant, ce mécanisme fait apparaître un nouveau boson massif de spin 0 : le boson Higgs. En 2012, les expériences CMS et ATLAS auprès du collisionneur de hadron LHC ont annoncé avoir découvert une particule avec une masse comprise entre 125 et 127 GeV , compatible avec le boson de spin 0 de la théorie. Pour l'instant les mesures des différents couplages de cette particule aux autres particules semblent indiquer que cette particule est bien le boson de Higgs du modèle standard [1]. Une propriété fondamentale au boson de Higgs reste cependant à observer. En effet, dans le modèle standard, le boson de Higgs interagit avec lui-même. Une signature expérimentale de l'auto-couplage du boson de Higgs est la désintégration d'un boson de Higgs en deux bosons de Higgs. Ainsi, les événements avec deux bosons de Higgs dans l'état final seront étudiés dans les prochaines périodes de prises de données au LHC. Ces études sont aussi des motivations pour la construction d'un collisionneur électron-positon comme l'ILC (International Linear Collider) [22], CLIC (Compact Linear Collider) [55], le FCC (Futur Circular Collider) [24] et le CEPC (Circular Electron-Positron Collider) [41].

1.3 Au-delà du modèle standard

Même s'il correspond à ce jour, à la théorie la plus précise en physique des particules, le modèle standard n'est pas parfait. En effet, la force gravitationnelle n'est pas décrite dans le cadre de ce modèle. Les neutrinos sont prédis avec une masse nulle alors que les expériences mesurant l'oscillation des neutrinos semblent indiquer le contraire. Les observations cosmologiques indiquent que le modèle standard n'explique que 5% de l'énergie totale de l'univers. Parmi les 95% restant, 27% de l'énergie de l'univers prendrait la forme de matière noire et 68% correspondrait à de l'énergie sombre responsable de l'accélération de l'expansion de l'univers. La matière noire n'est pas sensible à l'interaction électromagnétique. Elle est donc très difficile à détecter. Plusieurs expériences tentent de détecter des particules de matière noire : les WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles). Le modèle standard n'explique pas non plus l'asymétrie entre la matière et l'antimatière dans l'univers. Enfin, le modèle standard possède 19 paramètres libres ajustés pour reproduire les données expérimentales. À ces 19 paramètres paramètres, il faut aussi rajouter les masses des neutrinos et les paramètres de la matrice PMNS (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) introduite pour expliquer l'oscillation des neutrinos.

Plusieurs modèles dits au-delà du modèle standard sont développés pour expliquer ces phénomènes tout en restant compatible avec les données existantes. Par exemple, la supersymétrie permet d'introduire un candidat naturel de matière noire : le neutralino. Des modèles de dimensions supplémentaires sont aussi proposés par les théoriciens. Pour essayer de trancher parmi les différents nouveaux modèles ou extensions du modèle standard, de nouveaux collisionneurs de particules, plus puissants et plus précis sont à l'étude.

Chapitre 2

Le Collisionneur Linéaire International

350

355

360

Nous avons vu dans le chapitre précédent que malgré ses nombreux succès, le modèle standard reste incomplet. De plus, des mesures de précision, notamment dans le domaine du boson de Higgs, sont nécessaires pour mettre à l'épreuve ce modèle. Nous verrons dans ce chapitre pourquoi la construction d'un collisionneur leptonique est essentielle pour mener à bien ces études. Même si plusieurs projets de collisionneur leptonique sont encore à l'étude, le Collisionneur Linéaire International (ILC) est le plus mature. De plus, le calorimètre à lecture semi-digitale, principal outil de ce travail de recherche, a été développé pour respecter les contraintes de cet accélérateur. C'est pourquoi nous présenterons le projet ILC. Nous décrirons en détail le Grand Détecteur International qui pourrait être utilisé pour enregistrer les événements de collision à l'ILC. Les autres projets de collisionneur leptonique seront rapidement présentés à la fin de ce chapitre.

Contenu

365

370

375

2.1	Les motivations d'un collisionneur leptonique	8
2.2	Le Collisionneur Linéaire International	11
2.2.1	Le complexe d'accélérateurs de l'ILC	12
2.2.2	Les détecteurs de l'ILC	13
2.2.3	Le Grand Détecteur International ILD	16
2.2.4	Le Détecteur au Silicium SiD	24
2.3	Le programme de physique de l'ILC	25
2.4	Les autres concepts de collisionneur leptonique	27

2.1 Les motivations d'un collisionneur leptonique

Les collisionneurs hadroniques tel que le LHC sont régulièrement classés comme des machines de découverte. Ces deux machines, qui sont des collisionneurs hadroniques (proton-proton pour le LHC et proton-antiproton pour le Tevatron), permettent d'explorer une large gamme d'énergie. En effet, lors d'une collision entre deux protons (ou entre un proton et un antiproton), toute l'énergie fournie par l'accélérateur n'est pas entièrement mise en jeu dans la réaction. Seulement une partie des constituants des protons participe effectivement à la collision. Les réactions possibles sont la fusion de gluons, une collision entre quarks ou une interaction quark-gluon. Ainsi, seulement une fraction de l'énergie du faisceau est disponible pour créer de nouvelles particules, et l'énergie de la collision, dite dure, n'est connue qu'en probabilité. Avec un collisionneur leptonique, l'énergie dans le centre de masse sera beaucoup moins dispersée car les leptons sont des particules élémentaires. Il sera alors possible de régler l'énergie du faisceau pour étudier un phénomène avec une grande précision.

Le phénomène d'empilement limite aussi la précision des mesures au LHC. En effet, lors d'un croisement de faisceau dans les collisionneurs hadroniques, plusieurs collisions entre constituants des hadrons peuvent survenir. Ainsi, un événement physiquement intéressant se retrouve pollué par des dépôts d'énergie, dus à l'empilement, dans les différents sous-détecteurs. Ces sources d'énergie additionnelle peuvent venir de collisions du même croisement de faisceau, du croisement précédent ou suivant.

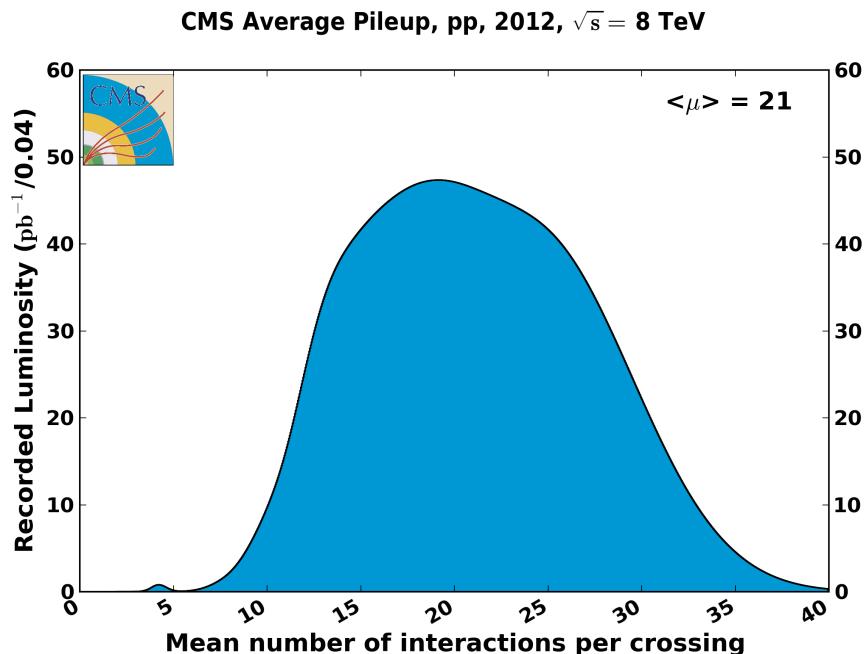


FIGURE 2.1 – Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux dans le détecteur CMS en 2012 [33].

La figure 2.1 montre la distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux dans le détecteur CMS en 2012. La valeur moyenne de cette distribution est $\langle \mu \rangle = 21$. Une amélioration du LHC en HL-LHC (High Luminosity Large Hadron Collider) entraînera une augmentation de cette valeur à environ $\langle \mu \rangle = 140$. Dans un collisionneur électron-positon, la principale source d'empilement provient de collision photon-photon [14]. Cependant la section efficace de ce phénomène est de quelques centaines de nb alors qu'elle est d'environ 100 mb pour des collisions proton-proton. Ainsi, pour l'ILC, une seule collision photon-photon produisant des hadrons, est attendu par croisement de faisceaux [14]. Une autre source d'empilement dans un collisionneur électron-positon correspond aux réactions de diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$). De nombreuses paires e^+e^- peuvent ainsi être créées mais seront pour la plupart émises proches du faisceau.

Une autre contrainte à prendre en compte auprès des collisionneurs hadroniques est le niveau élevé de radiation. Les différents sous-détecteurs et particulièrement ceux qui sont très exposés doivent être résistants aux radiations. Ainsi, les trajectographes des expériences ATLAS et CMS, et le calorimètre électromagnétique des bouchons de CMS devront être remplacés pour le futur HL-LHC.

Cependant, l'utilisation d'un accélérateur circulaire avec des hadrons permet d'atteindre des énergies beaucoup plus élevées qu'avec un accélérateur électron-positon. En effet, lorsqu'une particule chargée ultra-relativiste suit une trajectoire courbe, elle émet de l'énergie sous forme de rayonnement : le rayonnement synchrotron. L'énergie dissipée par rayonnement synchrotron est proportionnelle à $1/m^4$ (m est la masse de la particule) et $1/R$ (R est le rayon de courbure). Ainsi, l'énergie dissipée par rayonnement dans un collisionneur électron-positon est 10^{13} fois plus élevée que pour un collisionneur proton-proton.

Pour atteindre les énergies suffisantes pour étudier le boson de Higgs ($\sqrt{s} \approx 250\text{ GeV}$) avec un collisionneur leptonique électron-positon, plusieurs options sont envisagées. La première est un collisionneur linéaire pour lequel l'énergie dissipée par rayonnement synchrotron est nulle. Cependant, avec un accélérateur linéaire, les particules ne peuvent être accélérées qu'une seule fois. Le gradient d'accélération doit donc être très élevé pour conserver une taille de l'expérience "raisonnable". De plus, à la différence des accélérateurs circulaires, les particules n'ayant pas interagi après un croisement de faisceaux sont perdues. La deuxième option envisage un accélérateur circulaire de 50 à 70 km (CEPC : Circular Electron Positron Collider) ou 80 à 100 km (FCC : Futur Circular Collider) de périmètre. Ces options permettraient aussi d'envisager la transformation de ces machines en collisionneur hadronique pouvant atteindre des énergies de l'ordre de 100 TeV. Cependant, au contraire d'un accélérateur linéaire, l'énergie atteinte avec un tel collisionneur circulaire ne pourrait pas dépasser 400 GeV dans le centre de masse. Une dernière option pourrait être un collisionneur circulaire produisant des collisions muon-anti-muon. L'énergie dissipée par rayonnement serait $\frac{m_e^4}{m_\mu^4} \approx 5.5 \times 10^{-10}$ fois plus faible que pour un collisionneur électron-positon. Cependant le temps de vie des muons ($\tau_\mu = 2.20 \times 10^{-6}\text{ s}$) compliquerait la réalisation d'une telle machine.

Le dernier avantage majeur des collisionneurs leptoniques est la possibilité d'utiliser des faisceaux polarisés. La polarisation correspond au taux de particules du

faisceau, dont le spin est aligné avec le sens de propagation de ces particules. Dans un collisionneur électron-positon, les processus dominants sont des annihilations (voie s) et des diffusions (voies t et u). Le spin de la particule échangée dans ces processus est corrélé aux hélicités (projection du spin sur l'axe de propagation) des particules incidentes. Ainsi, l'utilisation de faisceaux polarisés pourrait augmenter considérablement le taux de production d'un signal et aussi supprimer efficacement des bruits de fond. Par exemple, à $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$, avec des faisceaux non polarisés, la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ a une section efficace de 6.2 pb . Avec une polarisation $(P_e^-, P_e^+) = (80\%, 0\%)$, la section efficace de cette réaction est 1.2 pb [57].

Ces différents avantages (énergie bien définie, propreté des événements, polarisation des faisceaux) font que les collisionneurs leptoniques constituent des machines très intéressantes pour effectuer des mesures de haute précision. Dans le cadre du TDR (Technical Design Report) de l'ILC [14], ont été réalisées des projections sur les mesures des valeurs de couplages entre les différentes particules et le boson de Higgs. Le tableau 2.1 présente les précisions attendues sur ces valeurs de couplages pour le LHC et pour différents scénarios de l'ILC (cf. section 2.3). Ces projections ont

Mode	LHC	ILC(250)	ILC(500)	ILC(1000)
WW	4.1%	1.9%	0.24%	0.17%
ZZ	4.5%	0.44%	0.30%	0.27%
bb	13.6%	2.7%	0.94%	0.69%
gg	8.9%	4.0%	2.0%	1.4%
$\gamma\gamma$	7.8%	4.9%	4.3%	3.3%
$\tau^+\tau^-$	11.4%	3.3%	1.9%	1.4%
$c\bar{c}$		4.7%	2.5%	2.1%
$t\bar{t}$	15.6%	14.2%	9.3%	3.7%
$\mu^+\mu^-$				16%
<i>self</i>			104%	26%
$BR(\text{invis.})$	< 9%	< 0.44%	< 0.30%	< 0.26%
$\Gamma_T(h)$	20.3%	4.8%	1.6%	1.2%

TABLE 2.1 – Précision attendue pour les couplages de différentes particules au boson de Higgs. Pour les modes de désintégration du Higgs en signal invisible, une limite supérieure est donnée avec un taux de confiance à 95%. Les quatre colonnes présentent les précisions attendues pour le LHC avec une luminosité de 300 fb^{-1} ; l'ILC à 250 GeV avec 250 fb^{-1} ; l'ILC à 500 GeV avec 500 fb^{-1} ; et l'ILC à 1 TeV avec 1000 fb^{-1} .

aussi été réalisées pour d'autres collisionneurs électron-positon. La figure 2.2 montre les projections sur la précision attendue sur les facteurs κ_A pour les accélérateurs électron-positon et le LHC [28]. Les facteurs κ_A sont définis par :

$$\kappa_A = \frac{g_{HAA}}{g_{HAA,SM}} \quad (2.1)$$

où g_{HAA} correspond aux valeurs de couplage entre le boson de Higgs et les particules du modèle standard (fermions ou bosons vecteurs), et $g_{HAA,SM}$ aux valeurs de

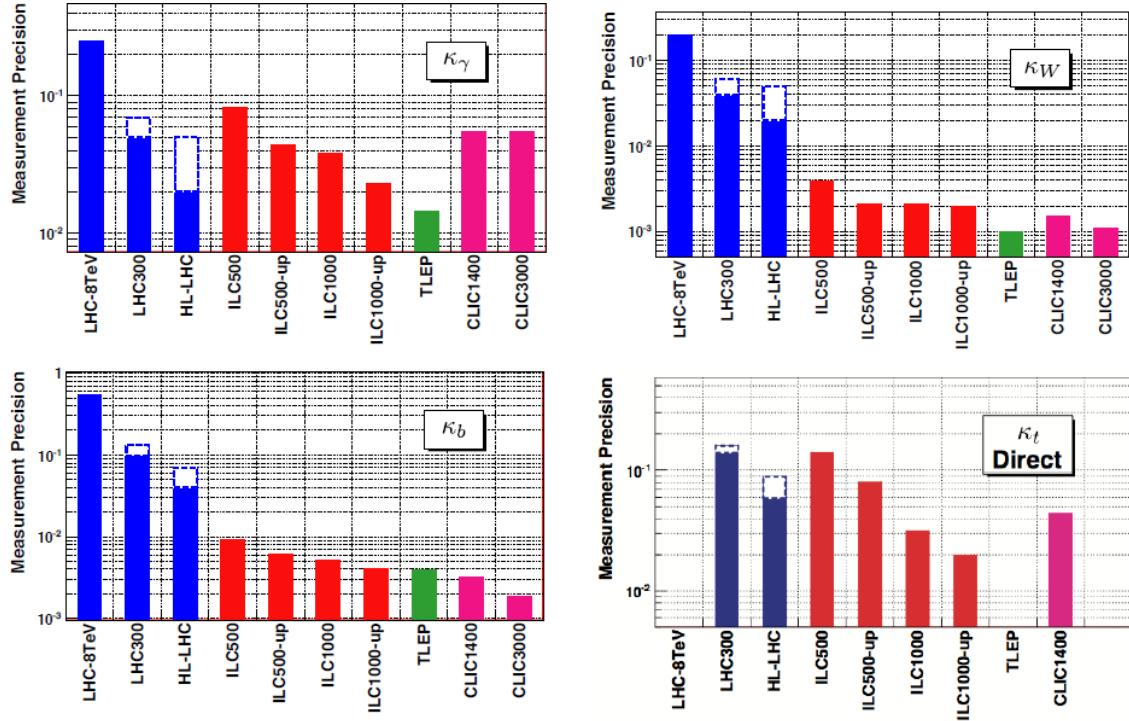


FIGURE 2.2 – Précision attendue sur les facteurs κ_γ , κ_W , κ_b et κ_t au LHC et ses différentes versions, pour plusieurs scénarios de l’ILC et pour les accélérateurs TLEP et CLIC [28].

couplage prédites par le modèle standard. Le tableau 2.1 et la figure 2.2 résument l’intérêt de la construction d’un collisionneur leptonique pour succéder au LHC et pour tester avec une grande précision le modèle standard.

2.2 Le Collisionneur Linéaire International

Le Collisionneur Linéaire International (ILC) est un projet de collisionneur linéaire électron-positon avec une énergie dans le centre de masse comprise entre 200 et 500 GeV, avec la possibilité d’atteindre 1 TeV en doublant la longueur des accélérateurs principaux. Ce projet est né au début des années 2000 (premier workshop ILC en 2004 à KEK au Japon) et correspond aujourd’hui au projet de collisionneur leptonique le plus mature pour succéder au LHC. Si plusieurs pays ont semblé vouloir accueillir l’ILC, le Japon est celui qui a montré le plus d’intérêts. Des études pour accueillir une telle expérience ont été réalisées sur deux sites au Japon. Le site Iwate (cf. figure 2.3) sous la montagne de Kitakami au nord de Tokyo a finalement été choisi. La décision finale concernant la construction de l’ILC pourrait intervenir en 2016.

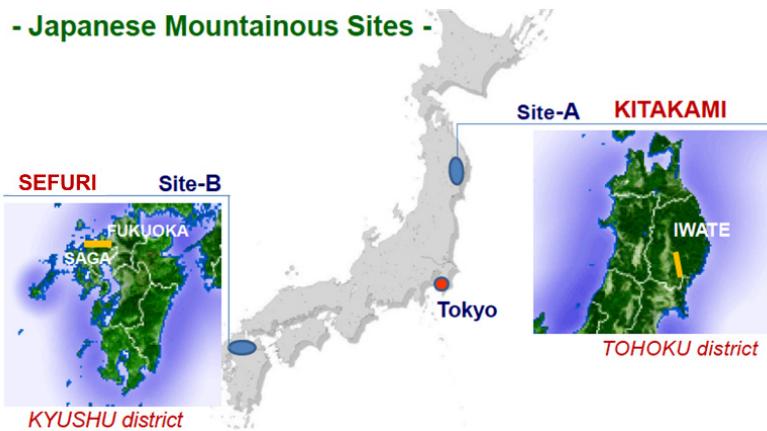


FIGURE 2.3 – Les deux sites candidats pour accueillir l’ILC au Japon.

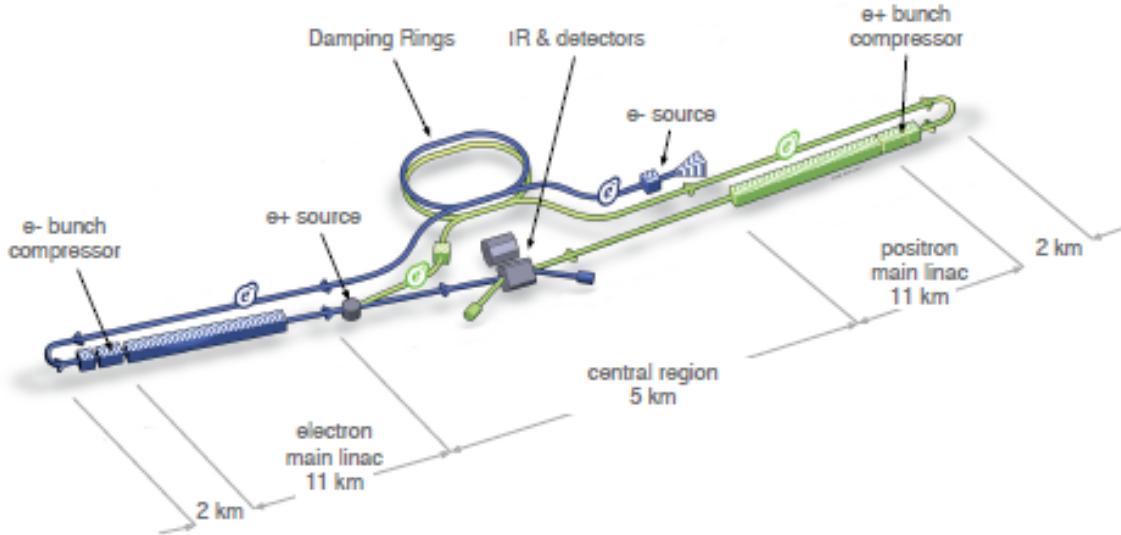


FIGURE 2.4 – Schéma descriptif du complexe d’accélération de l’ILC.

2.2.1 Le complexe d'accélérateurs de l'ILC

La figure 2.4 présente un schéma du complexe d'accélération de l'ILC. Il indique les principaux sous systèmes du complexe [22] :

- une source d'électrons polarisés ;
- une source de positons polarisés ;
- deux anneaux de stockage (*Dumping Rings*) des électrons et des positons, de 3.2 km de circonférence ;
- deux accélérateurs linéaires principaux de 11 km basés sur la technologie de cavité radiofréquence supraconductrice (1.3 GHz) permettant d'obtenir un gradient moyen d'accélération de 31.5 MV/m ;
- deux systèmes de distribution du faisceau permettant des collisions avec un angle de 14 mrad entre les deux faisceaux.

La chaîne d'accélération conduisant aux collisions électron-positon est la suivante. Premièrement, les électrons polarisés sont produits avec un laser illuminant une cible semi-conductrice en arsénure de gallium (*GaAs*). Ces électrons sont ensuite accélérés jusqu'à 5 *GeV* et stockés dans leur anneau de stockage. Puis des électrons sont extraits, transférés dans leur accélérateur principal et accélérés jusqu'à environ 150 *GeV*. Ce faisceau d'électrons traverse ensuite un onduleur de 147 *m*, dans lequel des photons sont émis avec une énergie comprise entre 10 et 30 *MeV*. Ces photons sont ensuite dirigés vers une cible à base de titane avec une épaisseur correspondant à 0.4 longueur d'interaction. Les photons interagissent et créent des paires électron-positon. Les positons sont alors séparés des électrons et des photons restants, accélérés jusqu'à 5 *GeV* puis conduits dans leur anneau de stockage. La machine est alors prête à produire des collisions électron-positon. Les électrons et les positons sont conduits dans leurs accélérateurs principaux. Les paquets sont d'abord comprimés puis accélérés dans les cavités radiofréquences supraconductrices.

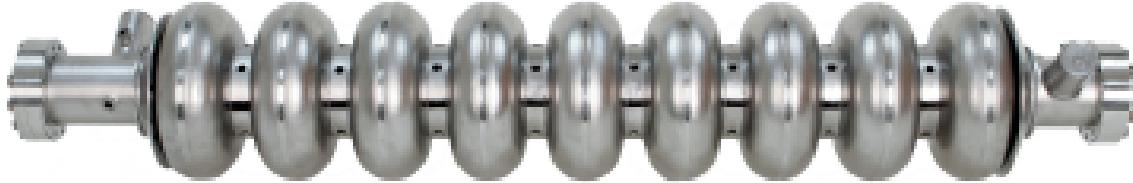


FIGURE 2.5 – Photographie d'une cavité radiofréquence supraconductrice en niobium utilisée pour accélérer les électrons et les positons pour l'ILC.

La figure 2.5 présente une photographie d'une cavité qui sera utilisée pour l'ILC. Après 11 *km* d'accélérations, les systèmes de distribution du faisceau entraînent les électrons et les positons jusqu'au point de collision. Ce système gère aussi plusieurs fonctions importantes, comme la réduction du halo du faisceau afin de réduire les bruits de fond (collisions photon-photon) dans les détecteurs. Cet accélérateur pourra atteindre une luminosité d'environ $2 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ($5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour la version à 1 *TeV*). Il délivrera du faisceau pendant 0.95 *ms* toute les 200 *ms* ($\approx 5\text{Hz}$). Pendant ces 0.95 *ms*, les paquets d'électron et de positons, espacés de 554 *ns*, rentreront en collision. Le tableau 2.2 présente les valeurs des principaux paramètres du collisionneur ILC en fonction des différentes étapes de la machine.

2.2.2 Les détecteurs de l'ILC

Avec un collisionneur linéaire, il ne peut y avoir qu'un seul point de d'interaction. Cependant, afin éviter des biais expérimentaux et pour confirmer d'éventuels résultats, deux détecteurs sont à l'étude pour l'ILC. Ces deux détecteurs seront construits sur une plate-forme mobile et enregistreront tour à tour des données. De plus, auprès des détecteurs de l'ILC, la nouvelle approche de suivi des particules (PFA : Particle Flow Algorithm) pour mesurer l'énergie des jets sera utilisée. Cette approche consiste à utiliser le sous-détecteur le plus adapté pour mesurer l'énergie des particules dans les jets. Ainsi, l'énergie des particules chargées, qui représente

\sqrt{s}	GeV	250	500	1000
Taux de collision	Hz	5	5	4
Nombre de paquets par linac		1312	1312	2450
Nombre de particules par paquets	$\times 10^{10}$	2.0	2.0	1.74
Séparation entre les paquets	ns	554	554	366
Gradient d'accélération	MVm^{-1}	31.5	31.5	38.2
Polarisation des électrons	%	80	80	80
Polarisation des positons	%	30	30	20
Luminosité	$\times 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$	0.75	1.8	4.9
Taille horizontale du faisceau au point d'interaction	nm	729	474	481
Taille verticale du faisceau au point d'interaction	nm	7.7	5.9	2.8

TABLE 2.2 – Tableau récapitulatif des principales caractéristiques de l'ILC.

en moyenne 65% de l'énergie d'un jet, sera déterminée en mesurant leur courbure dans le trajectographe. L'énergie des photons (en moyenne 25% de l'énergie d'un jet) sera mesurée avec le calorimètre électromagnétique. Enfin, l'énergie des hadrons neutres (en moyenne 10% de l'énergie d'un jet) sera mesurée dans les calorimètres. La figure 2.6 illustre le principe de mesure de l'énergie par suivi des particules. Tra-

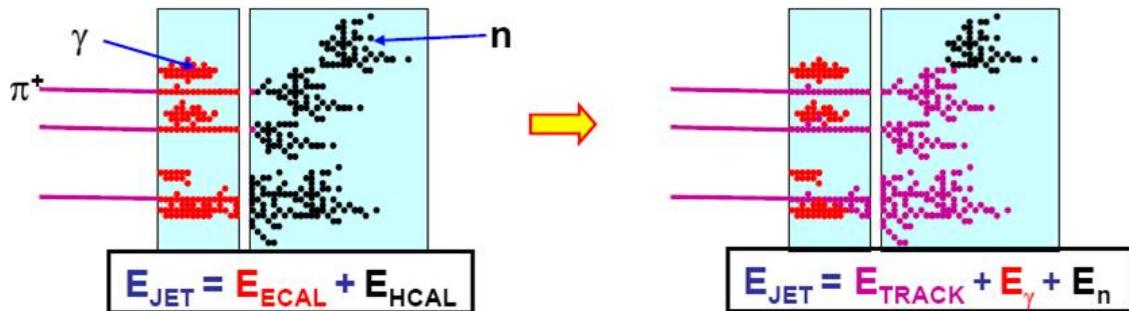


FIGURE 2.6 – Schéma explicatif du principe de suivi des particules.

ditionnellement, l'énergie des jets est déterminée en sommant l'énergie des dépôts dans les différents calorimètres. Avec le PFA, l'énergie reconstruite d'un jet E_{jet} devient :

$$E_{jet} = E_{traces} + E_{\gamma} + E_{neutres} \quad (2.2)$$

où E_{traces} est la somme des énergies des particules chargées, E_{γ} la somme de l'énergie des photons et $E_{neutres}$ la somme de l'énergie des hadrons neutres. Le succès de cette

approche réside dans la capacité à bien reconstruire la trajectoire des différentes particules dans tous les sous-détecteurs. Les dépôts dans les calorimètres doivent pouvoir être associés avec peu d'ambiguïté avec leur éventuelle trace dans le trajectographe. Pour obtenir un minimum d'ambiguïté, des calorimètres ultra-granulaires doivent être associés à un trajectographe avec un budget matière très faible. Le budget matière est défini comme le nombre de longueurs de radiation X_0 (cf. section 3.2.2 du chapitre 3). Il faut, pour profiter au maximum de la précision de mesure de l'impulsion des particules chargées dans le trajectographe ($\frac{\Delta p}{p^2} \approx 5 \times 10^{-5} (GeV/c)^{-1}$), éviter que ces particules interagissent de façon trop importante dans la partie centrale du détecteur (conversion des photons, début de gerbes électromagnétiques ou hadroniques). Une très haute granularité dans les calorimètres est une condition nécessaire pour réussir la séparation entre les dépôts énergétiques issus des particules chargées et ceux issus des particules neutres.

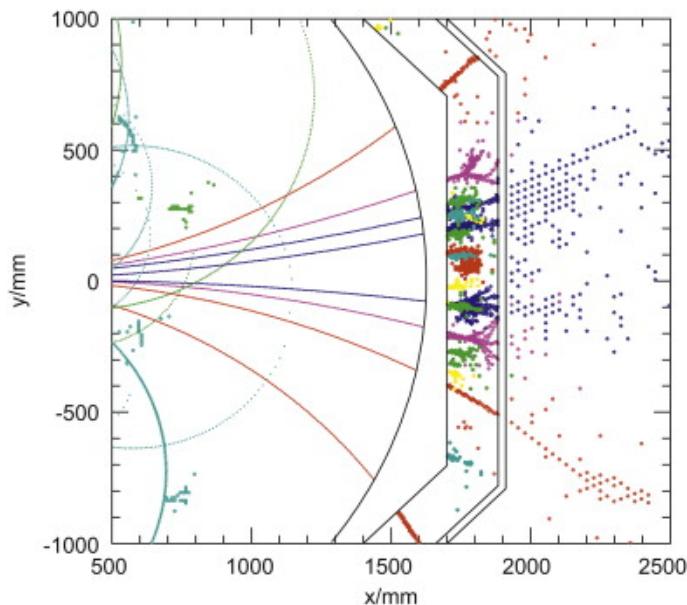


FIGURE 2.7 – Exemple de reconstruction d'un jet de 100 GeV issu de la désintégration d'un boson Z dans l'ILD.

La figure 2.7 montre un exemple de simulation d'événement avec un jet de 100 GeV issu de la désintégration d'un boson Z en $u\bar{u}$ dans le Grand Détecteur International (ILD) avec une énergie de 200 GeV dans le centre de masse [62]. Les différentes particules sont reconstruites, et le cas échéant, associées à une trace.

Cependant, une très grande granularité pourrait entraîner une importante consommation électrique. Ainsi, la chaleur dissipée par ce grand nombre de canaux électriques induirait du bruit dans les détecteurs. De plus, l'utilisation de systèmes de refroidissement actifs des sous-détecteurs augmenterait le budget matière entre ces détecteurs et dégraderait donc les performances des algorithmes de suivi de particules. Pour limiter la consommation et son bruit induit, les détecteurs de l'ILC devront mettre à profit le faible taux de collision (5 Hz). Les différents sous-détecteurs

utiliseront une alimentation pulsée : les composants avec une forte consommation électrique devront automatiquement s'éteindre pendant les 199.05 ms sans croisement de faisceaux.

Pour répondre aux différentes contraintes imposées par l'ILC, deux collaborations travaillent au développement de deux détecteurs : le Grand Détecteur International (ILD : International Large Detector) et le Détecteur au Silicium (SiD : Silicon Detector). Ces deux détecteurs sont des détecteurs généralistes avec un trajectographe, un calorimètre électromagnétique et un calorimètre hadronique intégrés dans un aimant (solénoïde supraconducteur), puis des chambres à muons. Ces deux détecteurs ont été imaginés pour répondre à plusieurs critères basés sur les performances requises pour étudier les propriétés du boson de Higgs, comme sa masse, son auto-couplage, ses rapports de branchement, ou la découverte de particules supersymétriques. Le tableau 2.3 présente les performances requises des différents sous-détecteurs.

sous-détecteurs	Observable	Performance
Trajectographe, Chambre à muons	Résolution sur l'impulsion des particules chargées : $\frac{\Delta p_t}{p_t^2}$	$5 \times 10^{-5} (GeV/c)^{-1}$
Trajectographe, Calorimètre	Résolution en énergie des jets : $\frac{\Delta E}{E}$	3 – 4%
Vertex	Résolution spatiale Budget matière Rayon du premier plan	$3 \mu m$ $0.15\%X_0/plan$ $\simeq 1.6 cm$

TABLE 2.3 – Performances requises pour les sous-détecteurs des détecteurs de l'ILC.

570

2.2.3 Le Grand Détecteur International ILD

Le Grand Détecteur International ILD a été imaginé pour répondre aux différentes contraintes imposées par l'ILC. Une variante de ce détecteur légèrement modifiée a aussi été proposée pour l'expérience Collisionneur Linéaire Compact (CLIC) [55]. Même si des études portant sur l'optimisation de ce détecteur sont toujours en cours, un rapport (Detailed Baseline Detector) publié en 2013 au sein du rapport TDR (Technical Desin Report) de l'ILC, présente une version relativement mature de l'ILD [5]. La suite de cette section décrit le Grand Détecteur International en se basant sur ce rapport. Ce détecteur comporte un détecteur de vertex, suivi d'un système hybride comportant des détecteurs au silicium et une chambre à projection temporelle (TPC) puis des calorimètres. Cet ensemble est inséré dans un solénoïde fournissant un champ magnétique de 3.5 T . A l'extérieur de l'aimant, des chambres à muons sont insérées dans une culasse en fer pour canaliser le retour du champ magnétique. La figure 2.8 présente un schéma artistique de l'ILD et une vue en coupe de ce détecteur.

580

585

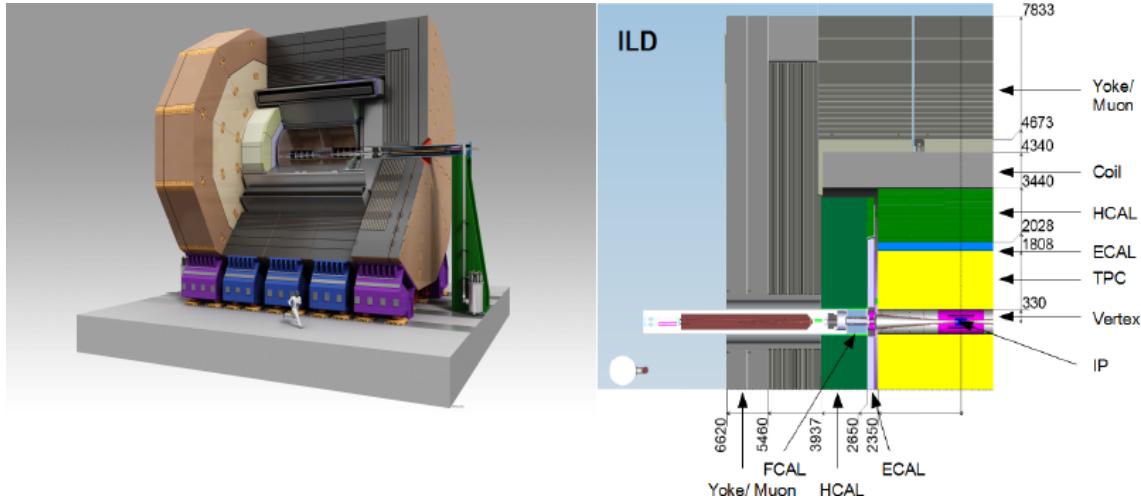


FIGURE 2.8 – Image artistique (à gauche) et vue en coupe d'un quadrant (à droite) du détecteur ILD.

2.2.3.1 Le détecteur de vertex

Le détecteur de vertex permet de reconstruire les vertex primaires d'interaction et les vertex secondaires issus de la désintégration de particules avec des courts temps de vie comme les mésons D ($c\tau_{D^\pm} = 311.8\mu m$) et B ($c\tau_{B^\pm} = 491.1\mu m$) [58].

Pour l'ILD, le détecteur de vertex est constitué de trois couches cylindriques proches du point d'interaction (rayon de la première couche : 1.6 cm). Chaque couche est équipée sur chacune de ses faces d'un détecteur à pixels de silicium, ce qui permet d'avoir 6 points de mesure de la trajectoire des particules chargées dans ce détecteur. Plusieurs technologies de senseurs sont considérées pour équiper le détecteur de vertex. Pour chaque couche, le budget matière est équivalent à $0.30\%X_0/\text{couche}$ (ou $0.15\%X_0/\text{plan}$). La résolution spatiale (σ) est inférieure à $3 \mu m$ pour le plan le plus proche du point d'interaction. Enfin, la couche la plus interne doit être capable de résister à une dose de l'ordre de $1 kGy$ par an. Le tableau 2.4 résume les paramètres des différents plans du détecteur de vertex de l'ILD.

Plan	Rayon (mm)	$\sigma (\mu m)$
1	16	2.8
2	16	6
3	37	4
4	39	4
5	58	4
6	60	4

TABLE 2.4 – Paramètres des différents plans du détecteur de vertex de l'ILD.

600 2.2.3.2 Les détecteurs au silicium

Le trajectographe de l'ILD sera équipé de quatre détecteurs au silicium. Deux détecteurs seront insérés dans le tonneau : le SIT (Silicon Internal Tracker) entre le détecteur de vertex et la TPC ; le SET (Silicon External Tracker) entre la TPC et le calorimètre électromagnétique. Deux autres détecteurs au silicium seront insérés dans les bouchons : le FTD (Forward Tracking Detector) entre le tube du faisceau et la TPC ; le ETD (Endcap Tracking Detector) entre la TPC et le calorimètre électromagnétique. Les détecteurs SIT, SET et ETD permettent d'améliorer l'association des traces entre le détecteur de vertex et la TPC, et entre la TPC et le calorimètre électromagnétique en repérant précisément le point d'entrée et de sortie de la TPC. La détection des particules chargées est réalisée à l'aide de bandes croisées de silicium de 10 cm de long et 50 μm de large. L'intérêt du détecteur FTD est d'étendre la couverture angulaire de la TPC pour des angles faibles ($\cos\theta > 0.802$)¹. La détection sera faite à l'aide de pixels de silicium.

2.2.3.3 La chambre à projection temporelle

615 La chambre à projection temporelle constitue le principal détecteur du trajectographe de l'ILD. Une TPC est un détecteur gazeux permettant de reconstruire la trajectoire de particules chargées qui la traversent. Ces particules ionisent le mélange de gaz le long de leur trajectoire. Les charges ainsi produites dérivent, grâce à un champ électrique parallèle au faisceau pour l'ILD, vers les bouchons, puis subissent 620 un processus de multiplication pour être détectées.

625 Deux technologies sont envisagées pour effectuer le processus de multiplication et de détection : des GEM (Gas Electron Multiplier) ou des Micromegas. Pour la lecture des signaux, les deux options utilisent des carreaux de cuivre de $1 \times 6 \text{ mm}^2$ couplées à l'utilisation d'une couche résistive. Cette technique permet d'étaler la charge sur plusieurs carreaux et ainsi d'obtenir une meilleure résolution spatiale en construisant le barycentre des charges. L'information 2D (r, ϕ)² ainsi obtenue permet de reconstruire la trajectoire de la trace en utilisant la vitesse de dérive des charges dans le gaz. L'utilisation d'une chambre à projection temporelle comporte plusieurs 630 avantages pour un collisionneur leptique. Les traces sont reconstruites avec un grand nombre de points ce qui permet de compenser une moins bonne résolution spatiale que celle peut obtenir un détecteur au silicium. Le budget matière d'une TPC est faible. Enfin, une TPC permet de réaliser de l'identification des particules en étudiant la perte d'énergie dE/dx . Le tableau 2.5 présente les paramètres de la TPC de l'ILD.

635 La figure 2.9 montre une image 3D et une vue en coupe du système de trajectographe de l'ILD et de ses composants.

1. θ correspond à l'angle polaire dans un système de coordonnées (z, θ, ϕ) , régulièrement utilisé en physique des particules. z correspond à l'axe du faisceau et ϕ à l'angle azimutal.

2. r correspond à la distance par rapport à l'axe du faisceau.

Paramètre	Valeur
Rayon interne	329 mm
Rayon externe	1808 mm
Demi longueur	2350 mm
Couverture angulaire	jusqu'à $\cos\theta \approx 0.98$
Taille des carreaux de lecture	$1 \times 6 \text{ mm}^2$
Résolution spatiale en $r\phi$	$60 - 100 \mu\text{m}$
Résolution spatiale en rz	$0.4 - 1.4 \text{ mm}$
Résolution dE/dx	5%
Résolution sur l'impulsion des traces	$10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-1}$

TABLE 2.5 – Principaux paramètres de la chambre à projection temporelle de l’ILD [5].

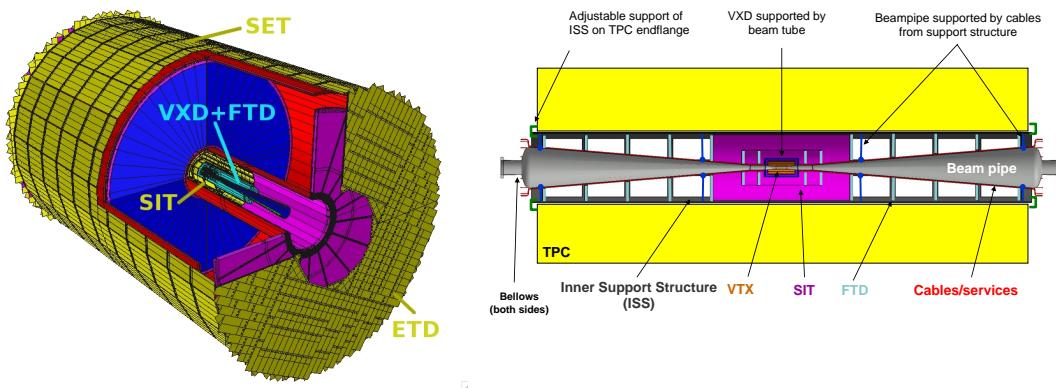


FIGURE 2.9 – Image 3D (à gauche) et vue en coupe (à droite) du trajectographe de l’ILD et ses composants.

2.2.3.4 Les calorimètres

Les technologies, traditionnellement utilisées pour la calorimétrie, étaient plutôt optimisées pour obtenir la meilleure résolution en énergie possible. Pour les détecteurs de l’ILC, la capacité de séparation des différents dépôts énergétiques, couplée à une raisonnable résolution en énergie, a particulièrement influencé la conception des calorimètres. La figure 2.10 recense les différentes technologies envisagées pour les calorimètres électromagnétiques et hadroniques de l’ILD. Toutes les options de calorimètres électromagnétiques et hadroniques proposent des calorimètres à échantillonnage. Les calorimètres à échantillonnage permettent, grâce à leur segmentation longitudinale, d’obtenir une image 3D des gerbes électromagnétiques et hadroniques. Le calorimètre électromagnétique utilisera des absorbeurs en tungstène tandis que le calorimètre hadronique utilisera de l’acier. Pour un détecteur auprès de l’accélérateur CLIC, le tungstène serait choisi comme absorbeur du calorimètre hadronique.

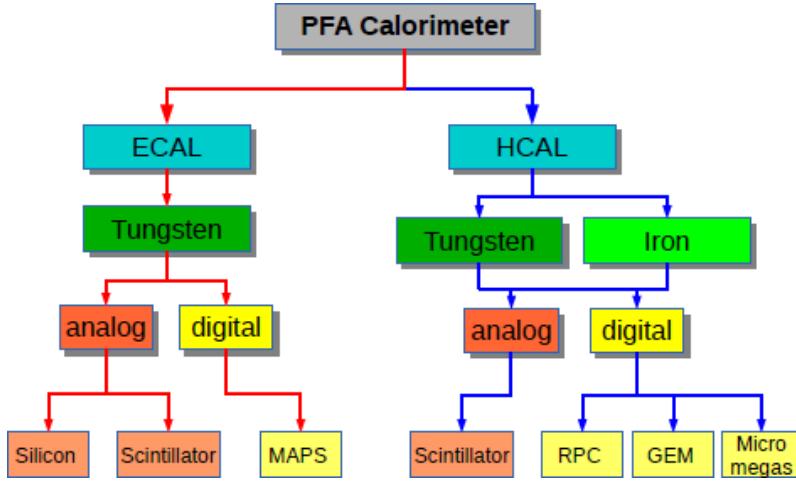


FIGURE 2.10 – Les différents types de calorimètres ultra-granulaires pour l’application d’algorithmes de suivi de particules, envisagés pour les détecteurs de l’ILC.

car l’énergie des jets serait plus élevée que pour l’ILC (cf. section 2.4 de ce chapitre). Le tableau 2.6 présente les principaux paramètres géométriques des calorimètres de l’ILD dans le tonneau. La plupart de ces paramètres sont susceptibles d’être modifiés afin d’optimiser les performances et le coût de l’ILD.

	Paramètre	Valeur
ECAL	Rayon interne	1843 mm
	Rayon externe	2028 mm
	Nombre de couches actives	30
	Taille des cellules	5 × 5 mm ² ou 5 × 45 mm ²
	Nombre de longueurs de radiation	24X ₀
HCAL	Rayon interne	2058 mm
	Rayon externe	3410 mm
	Nombre de couches actives	48
	Taille des cellules	30 × 30 mm ² ou 10 × 10 mm ²
	Nombre de longueurs d’interaction	6λ _I

TABLE 2.6 – Principaux paramètres géométriques des calorimètres de l’ILD [5].

2.2.3.5 Le calorimètre électromagnétique

La motivation principale pour le calorimètre électromagnétique de l’ILD est l’identification et la séparation des photons et des électrons, ainsi que la mesure précise de l’énergie des photons. Plusieurs options sont étudiées au sein de la collaboration CALICE pour équiper le calorimètre électromagnétique de l’ILD.

La première option (SiECAL) utilise des galettes de silicium comme partie active. Ces galettes ont une segmentation transverse de 5 × 5 mm² et une épaisseur de 330

μm . Avec cette segmentation, le calorimètre électromagnétique du détecteur final comptera environ 100 millions de canaux électroniques. Un prototype utilisant cette technologie a été construit au sein de la collaboration CALICE et testé sur faisceau. Ce prototype a une segmentation transverse de $10 \times 10 mm^2$. La résolution obtenue avec le prototype est $\sigma_E/E = 16\%/\sqrt{E} \oplus 1.1\%$ [9].

Une deuxième option (ScEcal) utilise des bandes croisées de plastique scintillant de $5 \times 45 mm^2$. Cette option permettrait d'obtenir une segmentation effective de $5 \times 5 mm^2$ et de fortement diminuer le nombre de canaux électroniques. Le prototype CALICE-ScECAL, avec une segmentation transverse de $45 \times 10 mm^2$, a une résolution en énergie $\sigma_E/E = 13.5\%/\sqrt{E} \oplus 3.5\%$ [46]. Cependant, avec une telle technologie, la reconstruction et la séparation des dépôts pourraient s'avérer compliquées notamment pour des jets denses.

Pour ces deux options, des études d'optimisation sont toujours en cours pour réduire le coût de l'expérience finale tout en respectant les performances requises pour les détecteurs de l'ILC (cf. tableau 2.3). Le rayon interne du calorimètre électromagnétique, le nombre de couches, la longueur des bandes de scintillateur font partie des principales sources d'optimisation. Parmi les études d'optimisation, une option de calorimètre hybride avec des couches utilisant les galettes de silicium alternées avec des couches de bandes de scintillateur est aussi envisagée. La figure 2.11(a)

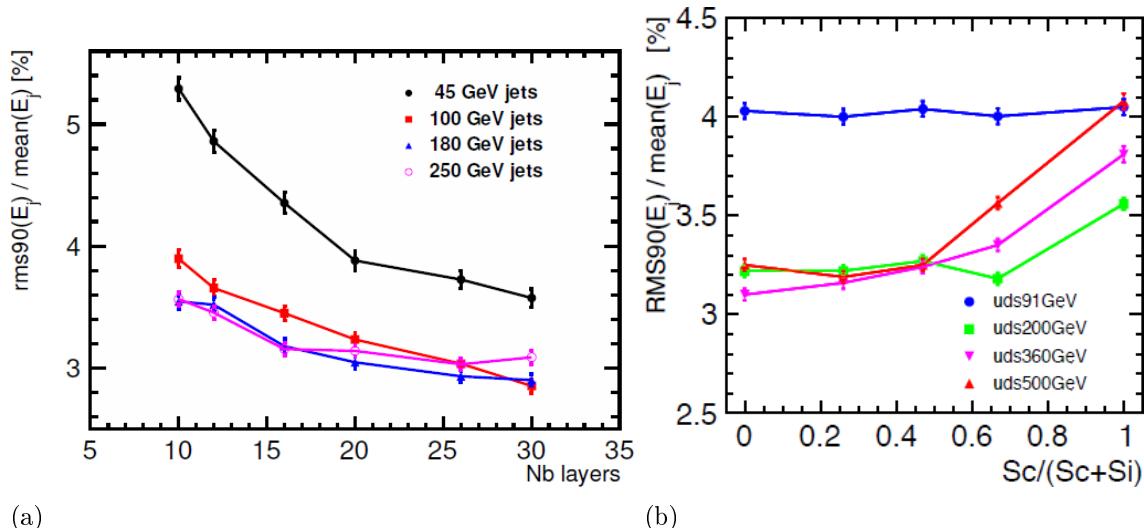


FIGURE 2.11 – (a) : Résolution en énergie de jets de 45, 100, 180 et 250 GeV en fonction du nombre de couches actives du calorimètre électromagnétique (option SiECAL). (b) : Résolution en énergie pour des événements di-jets à 91, 200, 360 et 500 GeV dans le centre de masse en fonction de la proportion du nombre de couches avec des scintillateurs [5].

montre la résolution en énergie des jets en fonction du nombre de couches actives avec des galettes de silicium. La taille du calorimètre et son budget matière restent inchangés. La dégradation de la résolution en passant de 30 à 20 couches est environ de 10%. En réduisant encore le nombre de couches, la détérioration est plus significa-

tive, particulièrement à plus basse énergie. La figure 2.11(b) montre la résolution en énergie d'événements di-jets en fonction de la proportion du nombre de couches avec des bandes de scintillateur. A basse énergie, la résolution n'est pas influencée par le nombre de couches avec des scintillateurs. A plus haute énergie, une détérioration significative est observée lorsque la proportion du nombre de couches de scintillateur est supérieure à 50%.

Enfin, notons qu'une option de calorimètre utilisant des détecteurs MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor) avec une lecture digitale pourrait permettre d'obtenir une segmentation transverse de l'ordre de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Cette option est tout de même moins mature que les deux précédentes.

2.2.3.6 Le calorimètre hadronique

Le principale rôle du calorimètre hadronique de l'ILD sera de séparer correctement les dépôts énergétiques laissés par les hadrons chargés et neutres, et de mesurer précisément l'énergie des hadrons neutres. Rappelons que l'énergie des hadrons neutres constitue en moyenne 10% de l'énergie totale d'un jet. Plusieurs options sont proposées par la collaboration CALICE pour le calorimètre hadronique du détecteur ILD. Les différentes options sont des calorimètres à échantillonnage avec 48 couches actives insérées entre des plaques d'acier.

Une première option (AHCAL) utilise des tuiles scintillantes en plastique comme milieu actif. Ces tuiles ont une segmentation transverse de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. Un prototype physique a été construit en 2007 [38]. Ce prototype est légèrement différent du calorimètre proposé pour l'ILD : il contient des tuiles de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ dans sa région centrale ($30 \times 30 \text{ cm}^2$), de $6 \times 6 \text{ cm}^2$ puis $12 \times 12 \text{ cm}^2$ à l'extérieur. La résolution en énergie intrinsèque pour des gerbes hadroniques mesurée avec ce détecteur est $\sigma_E/E = 58\%/\sqrt{E} \oplus 1.6\%$ [6]. Cette résolution devient environ $\sigma_E/E = 45\%/\sqrt{E}$ en utilisant des techniques de compensation pour égaliser les réponses hadronique et électromagnétique du calorimètre.

Une deuxième option (SDHCAL) utilise des chambres à plaque résistive de verre (GRPC) comme milieu actif avec une lecture semi-digitale. Ce concept de calorimètre et les résultats obtenus avec un prototype seront présentés dans le chapitre 4. D'autres détecteurs gazeux, comme les Micromegas et les GEM pourraient être des alternatives aux GRPC si les coûts de production de ces détecteurs baissent significativement.

Plusieurs option de géométrie du calorimètre hadronique dans le tonneau de l'ILD sont aussi étudiées. La figure 2.12 présente les deux options de géométrie pour le calorimètre hadronique. La première structure (à gauche sur la figure 2.12) est imaginée pour accueillir le calorimètre AHCAL et présente une géométrie standard où le tonneau est divisé en deux sections en z et huit sections en ϕ , pour un total de 32 modules indépendants. La deuxième option (à droite sur la figure 2.12) est prévue pour l'intégration du calorimètre SDHCAL. Cette structure est optimisée pour réduire les zones non instrumentées du détecteur. Le tonneau est divisé en cinq roues, qui sont constituées de huit modules indépendants.

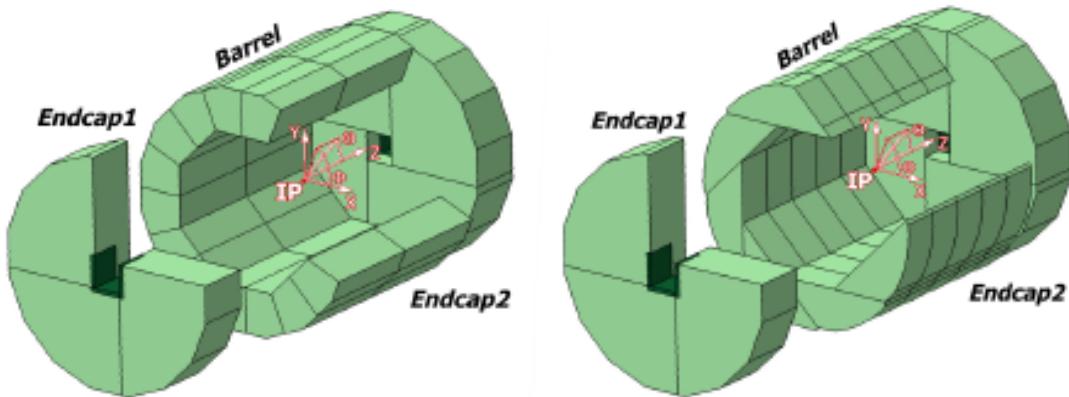


FIGURE 2.12 – Les différentes géométries envisagées pour le calorimètre hadronique de l’ILD.

2.2.3.7 Les calorimètres vers l'avant

En plus des calorimètres dans le tonneau et les bouchons, trois autres systèmes de calorimètres sont proposés pour équiper les régions proches du faisceau (calorimètres vers l'avant). Le LumiCal sert à mesurer la luminosité. Le BeamCal sera utilisé pour mesurer le bruit photon-photon. Ces deux calorimètres permettront d'étendre la couverture angulaire du calorimètre électromagnétique. Le LHCAL est une extension du calorimètre hadronique pour des angles faibles. La tableau 2.7 indique les couvertures angulaires de ces trois calorimètres.

Calorimètre	Couverture angulaire $\Delta\theta$ (mrad)
LumiCal	[31; 77]
BeamCal	[5; 40]
LHCAL	[31; 77]

TABLE 2.7 – Couverture angulaire des calorimètres de l’ILD disposés vers l’avant [5].

2.2.3.8 Les chambres à muons

Les sous-détecteurs que nous venons de décrire sont insérés dans un aimant fournit 735 nissant un champ magnétique nominal de 3.5 T pouvant aller jusqu'à 4 T . Son budget matière est équivalent à $2\lambda_J$. A l’extérieur de l’aimant, la culasse en fer, permettant le retour des lignes de champ est instrumentée avec des chambres à muons. Ces détecteurs devront permettre d’identifier les muons et de mesurer leur impulsion. Ces muons peuvent être créés lors de la désintégration de particules produites par la collision e^+e^- ou lors de la désintégration des pions dans les calorimètres. Ces chambres à muons seront aussi utilisées comme extension du calorimètre hadronique pour améliorer la mesure en énergie des gerbes hadroniques qui s’échappent 740 du calorimètre. Deux options sont aussi envisagées pour instrumenter cette culasse :

⁷⁴⁵ des bandes de scintillateur ou des chambres à plaque résistive. Dans le tonneau, une couche active est placée avant la culasse, puis 10 couches séparées par 14 cm de fer suivies de 3 couches séparées par 60 cm. Dans les bouchons, 10 couches actives sont séparées par 14 cm de fer suivies de 2 couches séparées par 60 cm.

2.2.4 Le DéTECTEUR au Silicium SiD

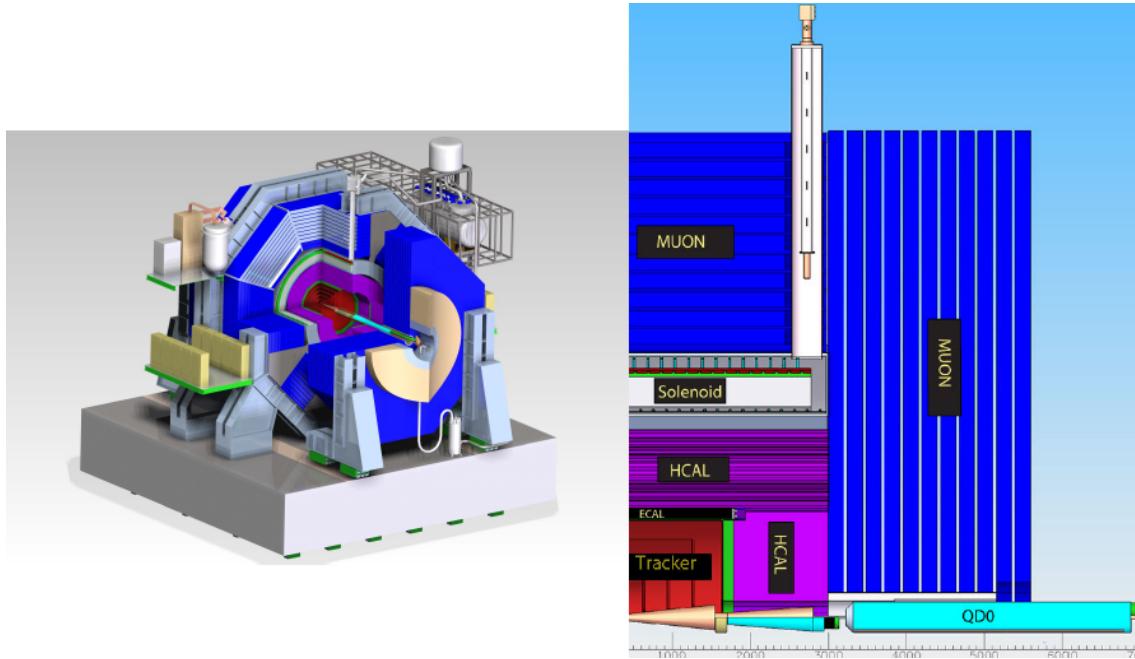


FIGURE 2.13 – *Image artistique (à gauche) et vue en coupe d'un quadrant (à droite) du détecteur SiD.*

⁷⁵⁰ Le deuxième concept de détecteur pour l'ILC est le Détecteur au Silicium (SiD) [5]. La figure 2.13 présente une vue artistique du détecteur SiD et une vue en coupe montrant ses différents sous-détecteurs. La principale différence avec l'ILD est le trajectographe. En effet, à la place d'une TPC, des couches concentriques de silicium sont utilisées. Cette technologie permet d'obtenir une meilleure résolution spatiale sur chaque point de la trajectoire d'une trace. Cependant, le budget matière est plus important qu'avec une TPC. Ainsi, le rayon du trajectographe est plus faible que pour l'ILD. Afin d'obtenir un pouvoir de séparation suffisant, le champ magnétique est de 5 T (contre 3.5 à 4 T pour l'ILD). Le système de calorimètre est aussi basé sur des calorimètres ultra-granulaires pour appliquer des techniques de suivi de particules.

⁷⁵⁵

2.3 Le programme de physique de l'ILC

Énergie	Réaction physique	Motivation
91 GeV	$e^+e^- \rightarrow Z$	Mesure de précision électrofaible
160 GeV	$e^+e^- \rightarrow WW$	Masse du W
250 GeV	$e^+e^- \rightarrow ZH$	Couplages du Higgs
350 – 400 GeV	$e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ $e^+e^- \rightarrow WW$ $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$	Couplages et masse du quark top Couplages du W Couplages du Higgs
500 GeV	$e^+e^- \rightarrow ff$ $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ $e^+e^- \rightarrow ZHH$ $e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}$	Recherche d'un boson Z' Couplages du Higgs au quark t Auto-couplage du Higgs Recherche de supersymétrie
700 – 1000 GeV	$e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}HH$	Auto-couplage du Higgs

TABLE 2.8 – Tableau récapitulatif des processus physiques majeurs qui seront étudiés en fonction de l'énergie dans le centre de masse [14].

Comme nous l'avons déjà précisé, un des intérêts majeurs d'un collisionneur linéaire est de pouvoir régler l'énergie dans le centre de masse. En principe, il est possible de parcourir toute la gamme d'énergie jusqu'à l'énergie maximum définie par la longueur des bras d'accélérateur principaux. Ils pourraient être allongés en cas d'augmentation du budget de l'expérience, motivée par l'opportunité de découvertes physiques. Un programme de physique, résumé dans le tableau 2.8, a été défini [14] :

— **91 et 160 GeV** : Ces énergies correspondent à la masse du boson Z et au seuil de la réaction $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Ces études permettront d'améliorer d'un ordre de magnitude la précision des couplages du boson Z et de mesurer la masse du boson W avec une précision de l'ordre du MeV.

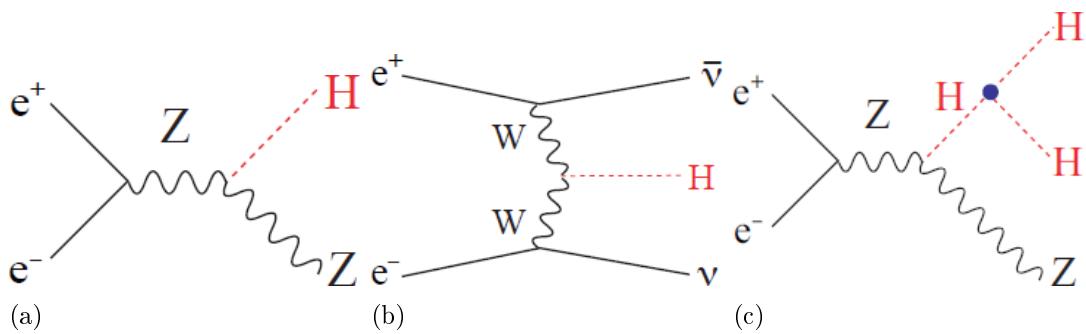


FIGURE 2.14 – Diagramme de Feynman associé aux réactions $e^+e^- \rightarrow ZH$ (a), $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$ (b) et $e^+e^- \rightarrow ZHH$ (c).

— **250 GeV** : La réaction $e^+e^- \rightarrow ZH$ (voir figure 2.14(a)) est une réaction très importante pour l'étude du nouveau boson de 125 GeV récemment découvert

au LHC. Que la nouvelle particule soit le boson de Higgs ou non, l'étude de cette réaction permettra de mesurer ses propriétés quelque soit son mode de désintégration. La section efficace de cette réaction est maximale à 250 GeV comme le montre la figure 2.15.

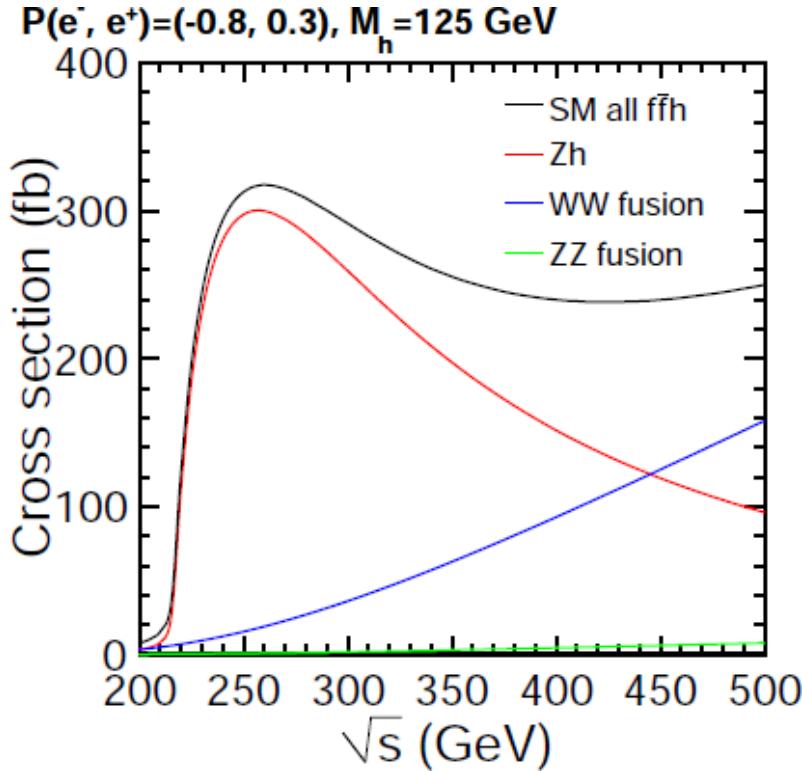


FIGURE 2.15 – Sections efficaces de production des processus $e^+e^- \rightarrow ZH$ et ceux associés aux fusions de bosons W^+W^- ($e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$) et ZZ ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-H$) pour un boson de Higgs de 125 GeV en fonction de l'énergie dans le centre de masse.

- **350-400 GeV :** Le seuil de production d'une paire de quark top se trouve autour de 350 GeV . La masse du quark top sera étudiée avec une précision attendue de l'ordre de 100 MeV . Dans cette gamme d'énergie, la section efficace de la réaction $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}H$, devient significative. Ce processus, où le boson de Higgs est produit grâce à une fusion de deux bosons W (voir figure 2.14(b)), devient le processus majeur de sa production à partir 450 GeV (voir figure 2.15). Enfin, dans cette gamme d'énergie, la réaction e^+e^- devient très sensible aux possibles modifications des couplages du modèle standard. Ainsi, une précision optimale de mesure des couplages du boson W, pourrait permettre de découvrir des nouveaux phénomènes physiques.
- **500 GeV :** Cette énergie correspond à l'énergie nominale de l'ILC. La luminosité nominale sera aussi atteinte à 500 GeV ce qui permettra de poursuivre les mesures de précision décrites précédemment. En plus de ces mesures, les réactions $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ (avec f un quark ou un lepton) seront utilisées pour étudier des modèles au-delà du modèle standard (nouveau type d'interaction, structure interne des quarks et des leptons). L'auto-couplage du boson de Higgs

sera aussi étudié grâce à la réaction $e^+e^- \rightarrow ZHH$ (voir figure 2.14(c)).
 795 Enfin, à 500 GeV , une mesure du couplage du quark top au boson de Higgs
 à travers la réaction $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}H$ devient possible (seuil à $\sqrt{s} \approx 450\text{ GeV}$).

— **700-1000 GeV** : Dans le cas d'une augmentation de l'énergie maximale
 de l'ILC (en doublant la taille des accélérateurs principaux), de nouvelles
 800 mesures sur l'auto-couplage du Higgs, et de son couplage au quark top de-
 viennent envisageable. Des recherches au-delà du modèle standard seront
 aussi entreprises dans cette gamme d'énergie.

Ce programme (non exhaustif) sera amené à évoluer en fonction de la situation
 en physique des particules lorsque l'ILC sera opérationnel. En effet, même si les
 805 analyses de données au LHC à 7 et 8 TeV n'indiquent pas la présence de nouvelle
 physique, les futures prises de données à 13 et 14 TeV pourraient changer la donne.
 Une part importante du programme de physique de l'ILC est dédiée aux mesures
 de précision relatives au nouveau boson de 125 GeV découvert par le LHC en 2012.
 Ces mesures de précision motivent aussi plusieurs études d'accélérateurs électron-
 positon.

810 2.4 Les autres concepts de collisionneur leptonique

En parallèle des études pour l'ILC, d'autres projets de collisionneurs électron-
 positon sont imaginés. Le premier projet est le Collisionneur Linéaire Compact CLIC
 [13], développé au CERN, avec une énergie dans le centre de masse entre 1 et 3 TeV .
 Pour atteindre de telles énergies tout en conservant une taille d'expérience raison-
 815nable, il est nécessaire d'obtenir un gradient moyen d'accélération de l'ordre de 100 MV/m (31.5 MV/m pour l'ILC). Il n'est pas possible d'atteindre ce gradient avec les
 cavités supraconductrices. Ainsi, une autre technique d'accélération est développée
 pour ce collisionneur. Cette technique utilise deux faisceaux. Un premier faisceau
 820 d'électron de grande intensité mais de faible énergie, transfère son énergie au faisceau
 principal de faible intensité. Avec cette technique, un collisionneur pouvant atteindre
 une énergie dans le centre de masse de 3 TeV aurait une longueur d'environ 48 km .

Deux projets de collisionneur électron-positon circulaire sont aussi à l'étude : le
 FCC (Future Circular Collider) [24] et le CEPC (Circular Electron Positron Col-
 llider) [41]. Le premier est un accélérateur de 80 à 100 km de circonférence avec
 825 une énergie dans le centre de masse de 90 à 400 GeV . Cet accélérateur serait ins-
 tallé dans la région du CERN. Le deuxième, de 50 à 70 km de circonférence, serait
 construit en Chine, avec une énergie dans le centre de masse d'environ 250 GeV . Le
 principal intérêt des collisionneurs leptoniques circulaires est la luminosité qui peut
 être beaucoup plus élevée que pour les collisionneurs linéaires, comme le montre la
 830 figure 2.16. De plus, contrairement au collisionneur linéaire, plusieurs points d'inter-
 action sont possibles. Enfin, la construction de telles infrastructures permettraient
 de préparer le futur (assez lointain). Ces infrastructures pourront être réutilisées
 pour la construction de collisionneurs hadroniques avec une énergie dans le centre
 de masse entre 50 et 100 TeV .

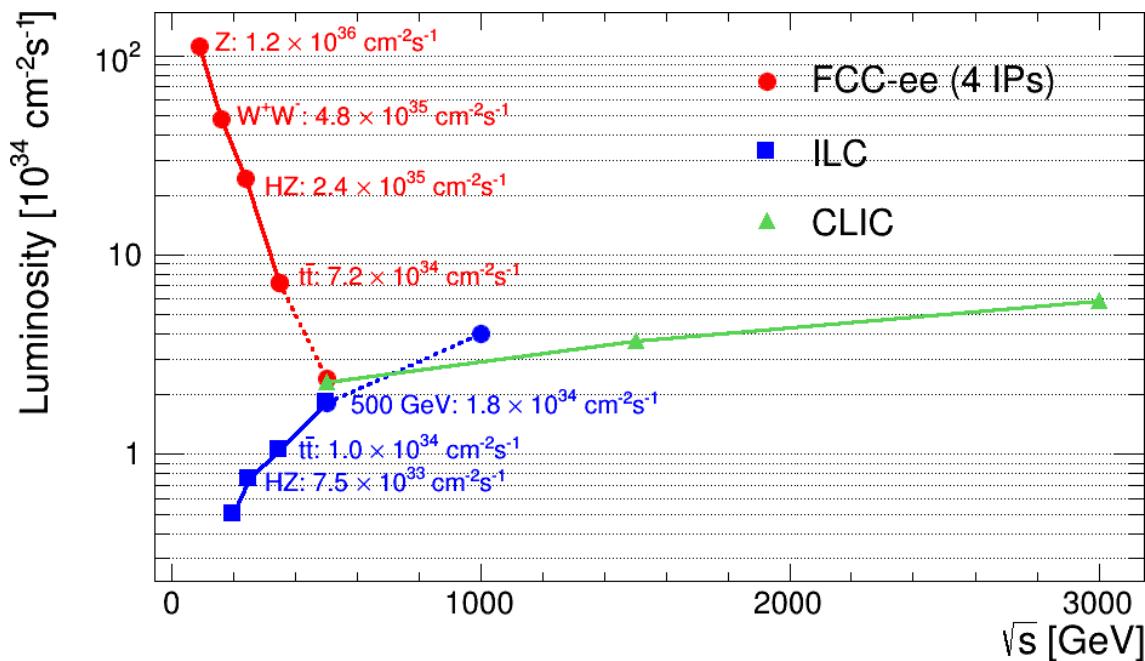


FIGURE 2.16 – Luminosité instantanée en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour les trois accélérateurs FCC, ILC et CLIC.

Chapitre 3

Les gerbes hadroniques et électromagnétiques

Lorsqu'une particule traverse de la matière, elle va généralement interagir avec celle-ci. Cette interaction peut prendre différentes formes mais sera accompagnée d'une perte d'énergie de la particule incidente. A très haute énergie, dans les milieux denses, les phénomènes de gerbes électromagnétiques ou hadroniques s'observent selon la nature de la particule incidente. Le but de ce chapitre est de décrire ces deux phénomènes. Dans un premier temps, nous détaillerons les différents types d'interactions rencontrées dans les gerbes hadroniques et électromagnétiques. Ceci nous permettra d'expliquer ces phénomènes et d'expliquer leurs propriétés importantes.

Contenu

	3.1 Interactions des particules avec la matière	30
850	3.1.1 Interactions des particules chargées	30
	3.1.2 Interactions des photons	32
	3.1.3 Interactions des hadrons	35
	3.1.4 Interactions des neutrons	36
	3.2 Gerbes électromagnétiques	37
855	3.2.1 Cascades électromagnétiques	37
	3.2.2 Longueur de radiation	38
	3.2.3 Le rayon de Molière	38
	3.2.4 Profils des gerbes électromagnétiques	38
	3.3 Gerbes hadroniques	40
860	3.3.1 Développement d'une cascade hadronique	40
	3.3.2 Fraction électromagnétique	41
	3.3.3 Longueur d'interaction	42
	3.3.4 Profils des gerbes hadroniques	43

3.1 Interactions des particules avec la matière

3.1.1 Interactions des particules chargées

Les particules chargées interagissent avec la matière de plusieurs façons. Les particules peuvent ioniser les atomes du milieu si leur énergie est suffisante pour leur arracher un électron. Après le passage d'une particule chargée, les atomes peuvent être dans un état excité. Ces atomes se désexcitent en émettant un rayonnement appelé scintillation. Ces deux types d'interaction sont largement utilisés pour la conception de détecteurs. Les détecteurs gazeux utilisent les électrons issus des ionisations qui après amplification permettent d'obtenir un signal visible. Les scintillateurs collectent les photons émis vers des photomultiplicateurs pour détecter les particules. La valeur moyenne $\langle dE/dx \rangle$, de la perte d'énergie par unité de longueur des particules chargées, est donnée par la formule de Bethe-Block [58] :

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (3.1)$$

Cette perte d'énergie moyenne s'exprime en $MeV g^{-1} cm^2$. z est le nombre de charge du projectile, m_e la masse de l'électron, Z le numéro atomique de la cible et A sa masse atomique (en $gmol^{-1}$). T_{max} est l'énergie cinétique maximale que peut emporter un électron après une collision, I est le potentiel d'excitation moyen du matériau et δ est un facteur de correction pour prendre en compte la densité du matériau. La constante K vaut $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ avec N_A le nombre d'Avogadro et r_e le rayon classique de l'électron ($r_e = e^2 / 4\pi\epsilon_0 m_e c^2$). Le facteur γ est le facteur de Lorentz $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ et β vaut $\frac{v}{c}$. Cette équation est valable dans la gamme $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ avec une erreur inférieure à 1%.

Cette formule nécessite quelques modifications pour décrire la perte d'énergie par unité de longueur pour les électrons et les positons. Les électrons et les positons subissent des diffusions dans le milieu. Les électrons déposent de l'énergie grâce à la diffusion Møller ($e^- e^- \rightarrow e^- e^-$) et les positons à travers la diffusion Bhabha ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$). Les positons de basse énergie ($E < 100 MeV$) peuvent aussi s'annihiler avec les électrons des atomes du milieu. Cette annihilation entraîne l'émission de deux photons d'énergie au moins supérieure à $511 keV$.

La figure 3.1 montre la perte d'énergie de particules chargées en fonction de $\beta\gamma$ pour plusieurs matériaux. Les effets radiatifs (Bremsstrahlung) ne sont pas pris en compte sur cette figure. Ces effets deviennent importants pour des muons dans le fer à partir de $100 GeV$ [58]. En effet, lorsque l'énergie augmente, le rayonnement de freinage ou Bremsstrahlung doit être pris en compte. À haute énergie, les particules interagissent avec le champ électrique créé par les noyaux du milieu. Les particules sont déviées par ce champ, ce qui entraîne l'émission de photons. L'énergie perdue par unité de longueur en rayonnement de freinage est donnée par la formule :

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 4\alpha N_A \frac{z^2 Z^2}{A} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 E \ln \frac{183}{Z^{\frac{1}{3}}} \propto \frac{E}{m^2} \quad (3.2)$$

Cette énergie perdue (en $MeV g^{-1} cm^2$) est inversement proportionnelle au carré de la masse de la particule incidente. Le rapport $m_\mu^2/m_e^2 \simeq 40000$ indique que cet effet

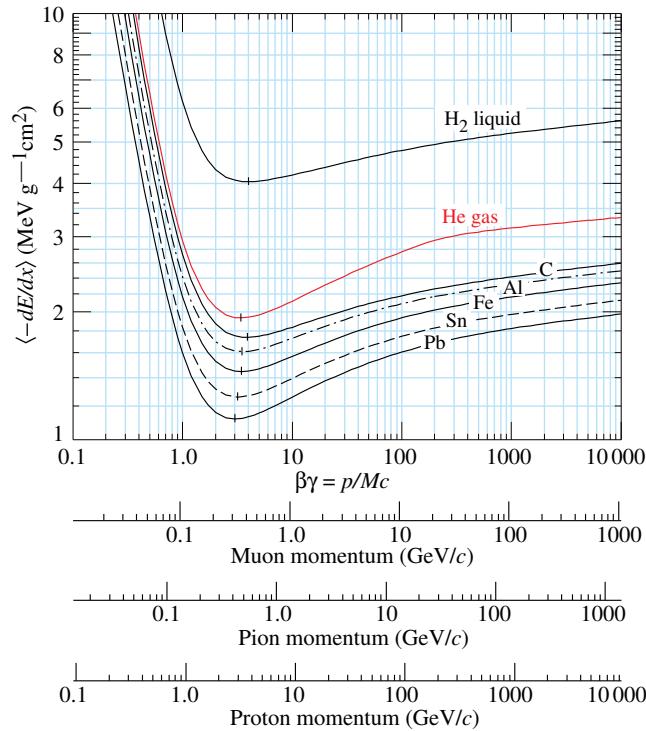


FIGURE 3.1 – *Perte d'énergie de particules chargées dans de l'hydrogène liquide, de l'hélium gazeux, du carbone, de l'aluminium, du fer, de l'étain et du plomb en fonction de $\beta\gamma$. Le facteur $\beta\gamma$ est converti en énergie pour les muons, les pions et les protons. Les effets radiatifs ne sont pas inclus.*

905 est négligeable pour des particules plus massives que l'électron jusqu'à une certaine énergie donnée. La masse de l'électron étant très faible, le rayonnement de freinage sera rapidement l'interaction dominante pour les électrons et les positons lorsque l'énergie augmente. La figure 3.2 présente la fraction d'énergie perdue par unité de longueur de radiation X_0 (cf. section 3.2.2) pour des électrons et des positons 910 en fonction de leur énergie dans du plomb [58]. Les différentes contributions à la perte d'énergie sont indiquées avec des couleurs différentes. Le point correspondant à l'énergie, où la perte d'énergie par Bremsstrahlung est plus importante que par ionisation, est appelé énergie critique ϵ_c . L'énergie critique varie comme $1/Z$.

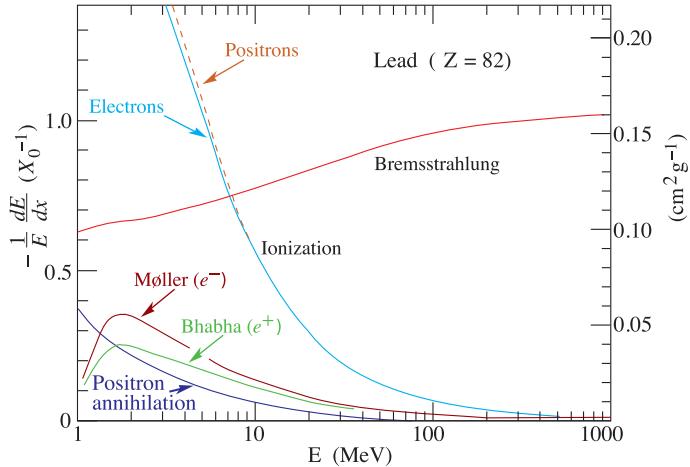


FIGURE 3.2 – Fraction d'énergie perdue par unité de longueur de radiation en fonction de l'énergie incidente pour des électrons et des positons dans du plomb.

3.1.2 Interactions des photons

915 Les processus d'interaction des photons dans la matière sont les suivants : l'effet photoélectrique, l'absorption photo-nucléaire, la diffusion Rayleigh, la diffusion Compton et la création de paires. La section efficace de ces processus varie fortement avec l'énergie du photon incident.

3.1.2.1 Effet photoélectrique

920 L'effet photoélectrique a été mis en évidence par Hertz en 1887. Il correspond à l'émission d'électrons par un matériau soumis à un rayonnement. Pour éjecter un électron de sa couche, il faut que l'énergie du photon soit supérieure à l'énergie de liaison de l'électron. Ce phénomène est le processus avec la plus grande section efficace pour des photons de basse énergie. La section efficace de l'effet photoélectrique varie comme $1/E$ mais présente des sauts lorsque l'énergie du photon incident est 925 égal à l'énergie de liaison d'une couche électronique.

3.1.2.2 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un processus élastique : les photons ne perdent pas 930 d'énergie. Cependant, la trajectoire des photons est modifiée à cause des couches électroniques des atomes. Ce processus a une section efficace relativement importante à basse énergie.

3.1.2.3 Diffusion Compton

Lors d'une diffusion Compton, le photon incident est dévié par la couche électronique d'un atome avec un transfert d'énergie du photon vers un électron. Cette 935 énergie est suffisante pour que l'électron ne soit plus lié à l'atome. La figure 3.3

présente un schéma de diffusion Compton. Ce processus est l'interaction dominante pour des énergies intermédiaires (voir figure 3.4). La variation de longueur d'onde

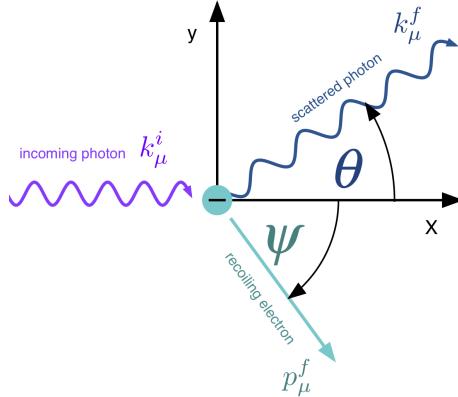


FIGURE 3.3 – Schéma explicatif de la diffusion Compton.

du photon est donnée par l'équation suivante :

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (3.3)$$

où λ_i est la longueur d'onde du photon incident, λ_f la longueur d'onde du photon après la diffusion et θ l'angle de diffusion. En pratique, un photon dans un matériau va subir plusieurs diffusions Compton (si son énergie est suffisante) et donc perdre son énergie en plusieurs étapes. Lorsque son énergie sera suffisamment faible, le photon sera absorbé par un atome grâce à l'effet photoélectrique.

3.1.2.4 Interaction photonucléaire

Pour des énergies comprises entre 5 et 20 MeV, les photons peuvent interagir avec les nucléons des noyaux du milieu. Les photons sont absorbés par des neutrons, des protons ou induisent des fissions nucléaires [67]. La section efficace de ces processus est assez faible et ne dépasse pas 1% de la section efficace totale (voir figure 3.4).

3.1.2.5 Crédit de paire

A plus haute énergie, le processus ayant la plus grande section efficace est le processus de création de paire. Lorsque l'énergie du photon est au moins supérieure à deux fois la masse de l'électron, une paire électron-positon peut être créée. La plupart des conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ sont dues aux champs électromagnétiques des noyaux. Pour des milieux de faible Z , le champ électromagnétique, créé par les couches électroniques des atomes, peut engendrer des créations de paires. Si l'énergie du photon incident est suffisante, les électrons et les positons rayonneront d'autres photons grâce au processus de Bremsstrahlung, ou perdront leur énergie avec les processus décrits précédemment.

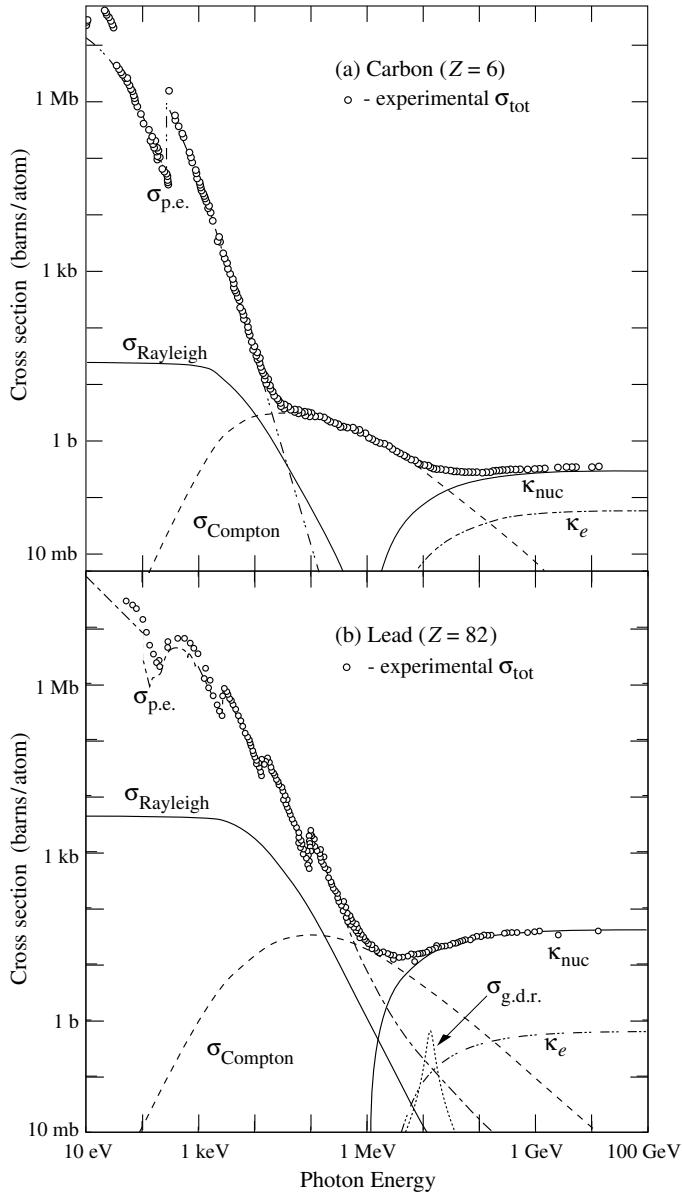


FIGURE 3.4 – Section efficace totale en fonction de l'énergie des photons dans du carbone (en haut) et du plomb (en bas).

La figure 3.4 présente la section efficace totale en fonction de l'énergie des photons dans du carbone et du plomb. Les courbes théoriques de chacun des processus décrits dans les sous sections précédentes y sont indiquées. Les données expérimentales sont représentées par des cercles. $\sigma_{p.e.}$ représente la section efficace de l'effet photoélectrique ; $\sigma_{Rayleigh}$ et $\sigma_{Compton}$, les sections efficaces des diffusions Rayleigh et Compton ; $\sigma_{g.d.r.}$, la section efficace des processus photo-nucléaires ; κ_{nuc} et κ_e , les sections efficaces des créations de paires avec, respectivement, le champ électromagnétique des noyaux et des électrons des atomes.

3.1.3 Interactions des hadrons

Les réactions possibles des hadrons avec la matière sont plus compliquées que pour les muons, les électrons et les photons : les hadrons sont, en effet, soumis à l’interaction forte. Certains d’entre eux se désintègrent électromagnétiquement. C’est le cas des π_0 et η qui se désintègrent majoritairement en photons. Les désintégrations de ces deux mésons ne sont pas dues à des interactions avec la matière mais à leur temps de vie très court ($t_{0,\pi_0} = 8.4 \times 10^{-17} \text{ s}$ et $t_{0,\eta} = 5.0 \times 10^{-19} \text{ s}$). Cependant, ils seront produits assez abondamment dans les gerbes hadroniques et leurs produits de désintégration interagissent avec la matière.

Un hadron chargé de haute énergie ($E > 10 \text{ GeV}$) perd son énergie par ionisation (cf. section 3.1.1) jusqu’à une certaine profondeur où il interagit fortement avec un noyau du milieu. Dans ces réactions avec les noyaux, les hadrons peuvent changer de nature et de nombreux nouveaux hadrons peuvent être produits. Les noyaux de la réaction peuvent aussi perdre de nombreux nucléons et émettre des γ . Les hadrons neutres ne déposent pas d’énergie par ionisation. Pour ces particules, la perte d’énergie dans la matière se fait uniquement avec des interactions avec les noyaux du milieu.

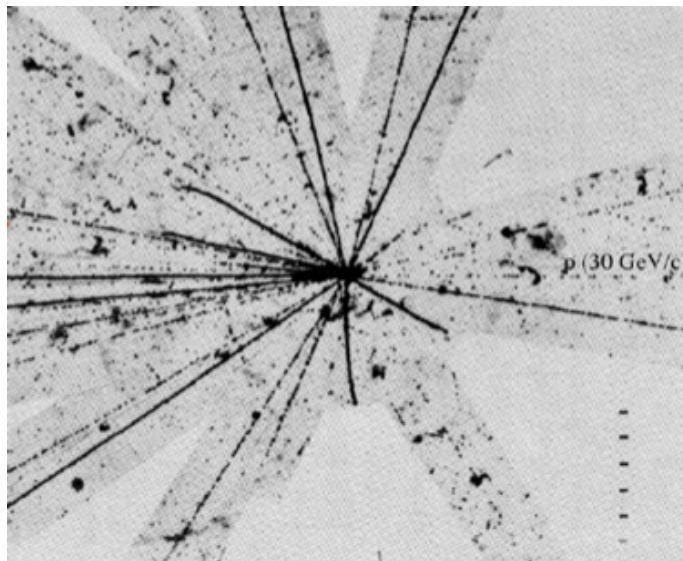


FIGURE 3.5 – Photographie d’une réaction induite par un proton de 30 GeV avec un noyau dans une émulsion nucléaire.

La figure 3.5 montre une photographie d’une réaction entre un proton de 30 GeV et un noyau d’une émulsion nucléaire. Une vingtaine de particules chargées sont produites de façon plus ou moins isotrope.

Le mécanisme de spallation nucléaire décrit l’interaction des hadrons d’énergie entre 50 MeV jusqu’à quelques GeV , avec la matière. La spallation nucléaire est décrite en deux étapes [67]. La première consiste en une rapide cascade intranucléaire : une collision entre un hadron de haute énergie et un ou plusieurs nucléons d’un noyau s’opère ; ces nucléons font de nouvelles collisions avec les autres nucléons du noyau.

Des hadrons instables peuvent aussi être créés à ce stade, si l'énergie est suffisante. Certaines particules de la cascade s'échappent du noyau. La deuxième étape de la spallation nucléaire consiste à la désexcitation du noyau. Cette désexcitation prend généralement la forme d'évaporation d'un ou plusieurs nucléons. Des particules α peuvent aussi être évaporées. Le processus d'évaporation prend fin lorsque l'énergie d'excitation est inférieure à l'énergie de liaison des nucléons. Si le noyau est toujours dans un état excité des γ peuvent être émis. Dans le cas des noyaux très lourds, des fissions nucléaires sont possibles.

3.1.4 Interactions des neutrons

Les interactions des neutrons avec la matière sont très différentes de celles avec les autres particules. En effet, les neutrons interagissent avec la matière uniquement à travers l'interaction forte et parfois faible. Étant neutre, ils ne déposent pas d'énergie par ionisation mais ils peuvent initier des réactions de spallation lorsqu'ils ont suffisamment d'énergie ($E > 50 \text{ MeV}$). À basse énergie, les neutrons peuvent être diffusés ou absorbés.

3.1.4.1 Diffusion élastique des neutrons

La diffusion élastique ou quasi-élastique des neutrons dans la matière est le processus majoritaire de perte d'énergie pour des neutrons d'énergie inférieure à 10 MeV . Les neutrons font des collisions avec des noyaux et transfèrent une partie de leur énergie cinétique. Les sections efficaces de ces collisions varient en fonction du matériau mais le libre parcours moyen de ces neutrons est généralement de quelques cm . La fraction d'énergie perdue lors de ces diffusions varie de 0 à $4A/(A + 1)^2$, où A est le numéro atomique. La fraction d'énergie perdue moyenne est de 50%, 3.4% et 0.96% pour l'hydrogène, le fer et le plomb respectivement. Les calorimètres hadroniques, dont la partie active est faite de scintillateurs en plastique, sont très sensibles aux neutrons. Ceci est à la fois un avantage et un inconvénient. Les dépôts d'énergie dus aux neutrons permettent d'améliorer la résolution en énergie de ces calorimètres. Cependant, ces neutrons peuvent voyager longtemps dans les absorbeurs et induire un signal avec du retard et/ou éloigné du dépôt principal, ce qui peut entraîner une confusion. Cet effet est beaucoup moins important pour les détecteurs gazeux où la quantité d'hydrogène est faible.

3.1.4.2 Diffusion inélastique des neutrons

Pour des énergies situées entre 10 et 100 MeV , les neutrons déposent leur énergie avec des diffusions inélastiques. Contrairement aux diffusions élastiques, les noyaux cibles sont dans un état excité après l'interaction avec le neutron incident. Ces noyaux se désexcitent selon plusieurs processus en fonction de l'énergie transférée par le neutron incident. Le retour à l'état stable des noyaux prend la forme d'émissions de rayonnement γ , de protons, de neutrons et de particules α . Une fission du noyau cible peut aussi être initiée.

3.1.4.3 Capture de neutrons

Lorsqu'un neutron a perdu presque toute son énergie cinétique, il peut être capturé par un noyau. Le nouveau noyau est dans un état excité. Des émissions d'un γ ou d'une particule α permettent de retrouver l'état stable.

1035 3.2 Gerbes électromagnétiques

Les gerbes électromagnétiques sont principalement créées par des électrons, des photons ou des pions neutres¹ de haute énergie lorsque ces particules traversent de la matière.

3.2.1 Cascades électromagnétiques

1040 Prenons l'exemple d'une cascade initiée par un électron pour décrire le phénomène de gerbe électromagnétique. Lorsqu'un électron de haute énergie traverse un matériau, le rayonnement de freinage est de loin son mode privilégié de perte d'énergie (cf. figure 3.2). Les photons émis vont se convertir en paires électron-positon qui vont à leur tour perdre de l'énergie sous forme de rayonnement. Ces interactions créent un phénomène de cascade. Les photons peuvent se convertir en paire, tant que leur énergie est supérieure à 1022 keV . La cascade se terminera avec les processus de basse énergie comme la diffusion Compton, l'effet photoélectrique, l'annihilation de positon etc.

1045

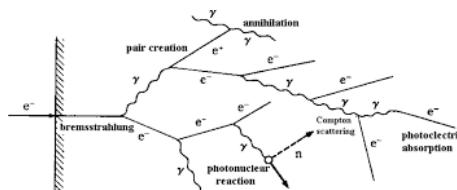


FIGURE 3.6 – Schéma d'une cascade électromagnétique initiée par un électron de haute énergie.

1050 La figure 3.6 représente un schéma d'une cascade électromagnétique initiée par un électron de haute énergie. Les cascades électromagnétiques peuvent aussi être initiées par des photons de haute énergie. Les pions neutres π_0 peuvent aussi être le point de départ d'une telle cascade. Le temps de vie des pions neutres est très faible ($t_0 = 8.4 \pm 0.5 \times 10^{-17}\text{s}$) et ils se désintègrent à 98.8% en paires de photons qui déclencheront des cascades électromagnétiques. Nous verrons dans la section 3.3 que des pions neutres sont créés dans les gerbes hadroniques. Ceux-ci déclencheront des cascades électromagnétiques. On parlera alors de fraction électromagnétique dans les gerbes hadroniques.

1055

1. Les pions neutres se désintègrent à 98.8% en deux photons [58].

3.2.2 Longueur de radiation

Une propriété importante des matériaux pour les gerbes électromagnétiques est la longueur de radiation X_0 . Cette longueur correspond à la longueur moyenne pour qu'un électron de haute énergie ($\gg 1\text{GeV}$) dépose une fraction $1/e$ ($\simeq 63\%$) de son énergie. La longueur de radiation est souvent exprimée en g.cm^2 . Il suffit de diviser par la densité du matériau pour obtenir une grandeur homogène à une longueur. L'équation suivante donne la longueur de radiation en fonction des paramètres du matériau [58] :

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} \{ Z^2 [L_{rad} - f(Z)] + Z L'_{rad} \} \quad (3.4)$$

où α est la constante de structure fine, r_e le rayon classique de l'électron ($r_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 m_e c^2} \frac{e^2}{m_e}$), N_A le nombre d'Avogadro, A est la masse atomique (en g.mol^{-1}), Z le numéro atomique. L_{rad} , L'_{rad} et $f(Z)$ sont des facteurs de forme et dépendent du numéro atomique de l'élément [63]. Le tableau 3.1 indique la longueur de radiation pour différents éléments [58].

Matériau	Densité (g.cm^{-3})	X_0 (g.cm^{-2})	X_0 (cm)
Eau	1	36.08	36.08
Carbone (graphite)	2.265	42.70	18.8
Fer	7.87	13.84	1.76
Plomb	11.35	6.37	0.56
Tungstène	19.3	6.76	0.35

TABLE 3.1 – Longueur de radiation pour différents matériaux.

3.2.3 Le rayon de Molière

Le rayon de Molière R_M est régulièrement utilisé pour décrire le développement transversal des gerbes électromagnétiques. Il est défini avec l'équation suivante [58] :

$$R_M = X_0 \frac{E_s}{\epsilon_c} \quad (3.5)$$

où $E_s = m_e c^2 \sqrt{4\pi/\alpha} \simeq 21.2 \text{ MeV}$, et ϵ_c , l'énergie critique (cf. section 3.1.1). En moyenne, 90% de l'énergie déposée dans une gerbe hadronique se fait dans un cylindre de rayon R_M autour de l'axe de la cascade [67].

3.2.4 Profils des gerbes électromagnétiques

Le profil longitudinal d'une gerbe électromagnétique correspond à la quantité d'énergie déposée en fonction de la profondeur de matériau traversé. La profondeur est souvent exprimée en fonction de la longueur de radiation X_0 . La figure 3.7 montre un profil longitudinal moyen de cascades électromagnétiques induites par des positons de 10 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL [37]. Le profil

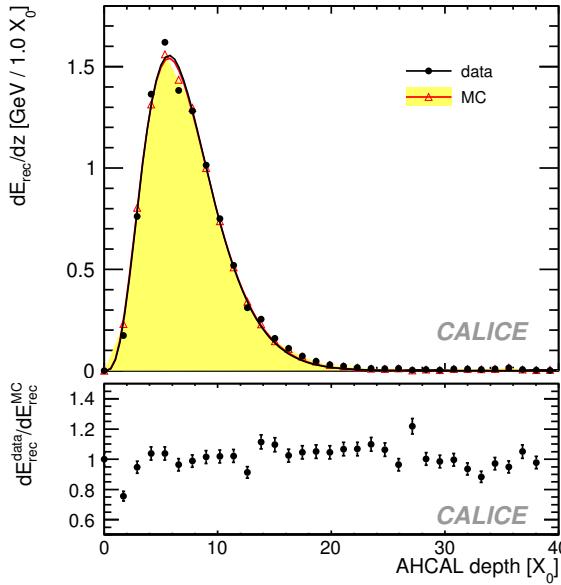


FIGURE 3.7 – Profil longitudinal des gerbes électromagnétiques induites par des positons de 10 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL pour des données expérimentales et une simulation GEANT4.

longitudinal augmente rapidement, présente un maximum (vers $6X_0$ sur la figure 3.7) puis décroît exponentiellement. La première partie correspond à la multiplication des particules secondaires dans la cascade due au rayonnement de freinage des électrons et des positons et au phénomène de création de paire ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). L'énergie par particule secondaire diminue pendant le développement de la cascade. Le maximum est atteint lorsque l'énergie moyenne des particules secondaires est en dessous de l'énergie critique ϵ_c (cf. section 3.1.1). Après ce maximum, le nombre de particules filles décroît progressivement en utilisant les processus décrits dans les sections 3.1.1 et 3.1.2.

Le développement latéral des gerbes électromagnétiques a plusieurs causes. Les photons produits par rayonnement de freinage des électrons, sont émis avec un angle par rapport à la trajectoire de l'électron. Les électrons et les positons produits lors des processus de création de paire sont émis avec des angles par rapport à la trajectoire du photon. A basse énergie, les électrons et les positons font des diffusions multiples. De plus, les électrons éjectés des atomes dans les interactions de diffusion Compton et photo-électrique sont émis avec des angles différents du photon incident. Le développement latéral des gerbes électromagnétiques est décrit par le profil latéral ou transversal. Cette variable correspond à la quantité d'énergie déposée dans des tranches de l'absorbeur en fonction de la distance à l'axe de la cascade.

La figure 3.8 présente le profil transversal moyen de cascades électromagnétiques induites par des positons de 10 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL [37]. Le profil transversal présente un cœur à faible distance de l'axe de la cascade où une large fraction de l'énergie est déposée.

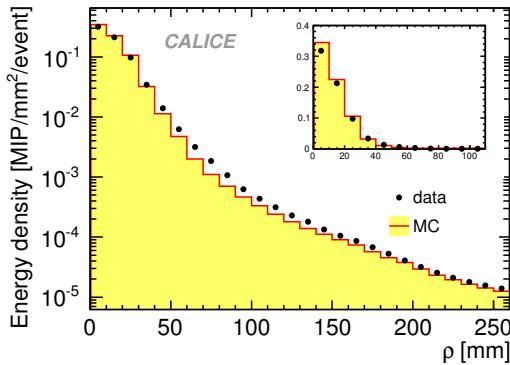


FIGURE 3.8 – Profil transversal des gerbes électromagnétiques induites par des positons de 15 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL pour des données expérimentales et une simulation GEANT4.

3.3 Gerbes hadroniques

Le phénomène de gerbe hadronique s'observe dans les expériences de physique des particules où des hadrons de haute énergie sont créés dans des jets. Ces hadrons voyagent jusqu'aux calorimètres, interagissent avec l'absorbeur des calorimètres et déclenchent le phénomène de gerbe hadronique. Le phénomène de cascade hadronique s'observe aussi dans l'atmosphère lorsqu'un rayon cosmique hadronique pénètre et interagit dans l'atmosphère.

3.3.1 Développement d'une cascade hadronique

Les cascades hadroniques sont plus compliquées que les cascades électromagnétiques. Elles sont initiées par un hadron de haute énergie qui interagit avec un noyau du milieu. Cette interaction crée de nombreuses particules filles ou secondaires. Si l'énergie des particules filles est suffisante, de nouvelles réactions avec les noyaux du milieu créent de nouvelles particules. Ce processus continue jusqu'à ce que l'énergie des particules secondaires soit insuffisante pour déclencher les réactions de multiplication. Les processus de basse énergie présentés dans la section 3.1 complètent la cascade hadronique.

Une fraction de l'énergie de la gerbe hadronique est invisible. En effet, nous avons vu que les neutrons et les protons peuvent être capturés par les noyaux du milieu. Les neutrons peuvent aussi interagir et donc être détectés avec du retard et éloignés du reste de la cascade. De plus, des particules avec plus ou moins d'énergie peuvent s'échapper du détecteur car les hadrons peuvent voyager sur de longues distances avant d'interagir inélastiquement (cf. section 3.3.3).

Les particules peuvent aussi subir des rétrodiffusions et s'échapper en amont du détecteur. Les pions chargés qui sont abondamment produits dans la cascade, se désintègrent en muons et neutrinos. Les muons interagissent avec la matière principalement par ionisation et l'énergie portée par ces muons est souvent perdue. Les

neutrinos n’interagissent presque pas avec la matière et s’échappent du détecteur. Ces phénomènes détériorent la mesure de l’énergie du hadron incident.

¹¹³⁵ Enfin, pendant le processus de multiplication, des particules se désintégrant électromagnétiquement sont créées. Les produits de désintégration de ces particules constituent la fraction électromagnétique des gerbes hadroniques. La figure 3.9 montre un schéma d’un développement d’une gerbe hadronique. Les différentes composantes de la cascade sont mises en évidence.

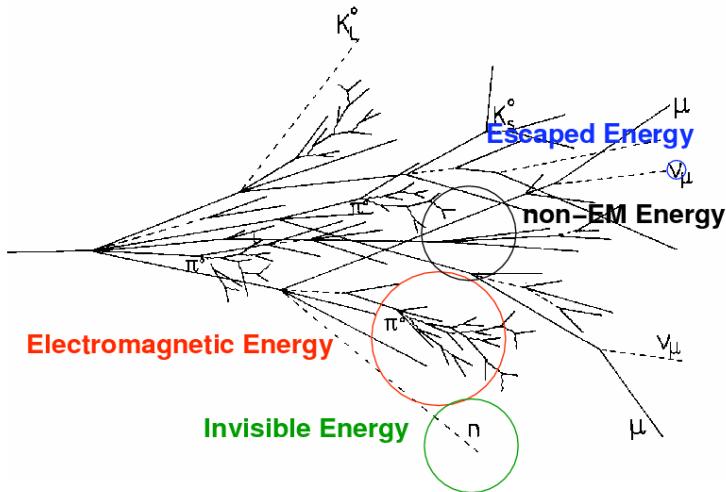


FIGURE 3.9 – Schéma du développement d'une gerbe hadronique.

¹¹⁴⁰ Les nombreux phénomènes rencontrés dans les gerbes hadroniques introduisent une grande diversité dans le développement d'une cascade. La forme des cascades et la réponse des calorimètres dépendent fortement de la proportion des différents processus d'interaction. C'est pourquoi, il est compliqué de mesurer précisément l'énergie des gerbes hadroniques et de les simuler ?

¹¹⁴⁵ 3.3.2 Fraction électromagnétique

Nous avons déjà mentionné qu'une partie des hadrons créés dans la cascade hadronique se désintègre électromagnétiquement. C'est particulièrement le cas pour les π_0 et les η . Ces deux particules se désintègrent essentiellement en photons, qui initient ensuite une cascade électromagnétique s'ils ont suffisamment d'énergie. La fraction électromagnétique f_{em} correspond au rapport entre l'énergie déposée électromagnétiquement et l'énergie totale déposée. Malgré les nombreuses fluctuations des différents phénomènes physiques dans les gerbes hadroniques, un schéma simple permet de donner une approximation de la fraction électromagnétique. En moyenne, pour chaque collision entre un hadron incident et un noyau du milieu, $1/3$ de l'énergie est utilisée pour produire des π_0 [47]. Les autres hadrons produits, des pions chargés, vont faire des collisions et $1/3$ de l'énergie sera utilisé pour créer d'autres

π_0 . Après n étapes, la fraction électromagnétique vaut en moyenne :

$$f_{em} = 1 - \left(1 - \frac{1}{3}\right)^n \quad (3.6)$$

Cette description, très simple, de la fraction électromagnétique est évidemment à corriger. Les hadrons produits ne sont pas que des pions chargés et neutres. Les hadrons chargés déposent de l'énergie par ionisation entre deux collisions. Le nombre moyen de particules secondaires produites par collision varie avec l'énergie du hadron incident. Ainsi, la fraction électromagnétique moyenne augmente avec l'énergie. L'équation suivante permet de tenir compte de ces quelques remarques [47] :

$$f_{em} = 1 - \left(1 - \frac{E}{E_0}\right)^{k-1} \quad (3.7)$$

où E_0 correspond à l'énergie moyenne nécessaire pour produire un π_0 et k dépend du nombre moyen de hadrons produits par collision. Enfin, la conservation du nombre baryonique implique que les gerbes hadroniques initiées par des protons ont une fraction électromagnétique plus faible que celles initiées par des pions. Ainsi, la réponse de nombreux calorimètres hadroniques aux gerbes initiées par des protons est plus faible que pour celles initiées par des pions. Dans le cas de notre calorimètre SDH-CAL, deux effets sont en contradiction : une plus haute fraction électromagnétique augmente la réponse du détecteur mais, avec la lecture semi-digitale, cette réponse peut être saturée. Nous verrons dans le chapitre 5 qu'au dessus de $30\text{-}40 \text{ GeV}$, la réponse des gerbes hadroniques initiées par des protons devient plus importante que pour celles initiées par des pions.

3.3.3 Longueur d'interaction

La longueur d'interaction λ_I est la grandeur analogue à la longueur de radiation pour les gerbes hadroniques. Elle est définie comme la longueur moyenne nécessaire qu'un hadron de haute énergie doit parcourir dans un matériau avant de déclencher une réaction nucléaire. La longueur d'interaction est inversement proportionnelle à la section efficace totale de collision σ_{Tot} [67] :

$$\lambda_I = \frac{A}{N_A \sigma_{Tot}} \propto A^{\frac{1}{3}} \quad (3.8)$$

La section efficace totale varie avec la taille du noyau cible. Elle varie donc comme r^2 , où r est le rayon du noyau. Le volume du noyau ($\propto r^3$) est proportionnel au nombre de nucléon A . La section efficace totale varie aussi avec la taille du hadron incident. La longueur d'interaction est donc légèrement plus grande pour les pions que pour les protons. De même que la longueur de radiation, la longueur d'interaction s'exprime en g.cm^{-2} . Il suffit de diviser λ_I par la densité pour obtenir une grandeur homogène à une longueur.

Le tableau 3.2 présente les longueurs d'interaction pour les pions pour différents matériaux.

Matériaux	Densité ($g.cm^{-3}$)	λ_I ($g.cm^{-2}$)	λ_I (cm)
Eau	1.000	115.2	115.2
Carbone (graphite)	2.210	117.8	53.30
Aluminium	2.699	136.7	50.64
Fer	7.874	169.8	20.42
Cuivre	8.960	165.9	18.51
Tungstène	19.30	218.7	11.33
Plomb	11.35	226.2	19.93
Uranium	18.95	235.3	12.42

TABLE 3.2 – Longueur d’interaction pour différents matériaux.

₁₁₉₀ **3.3.4 Profils des gerbes hadroniques**

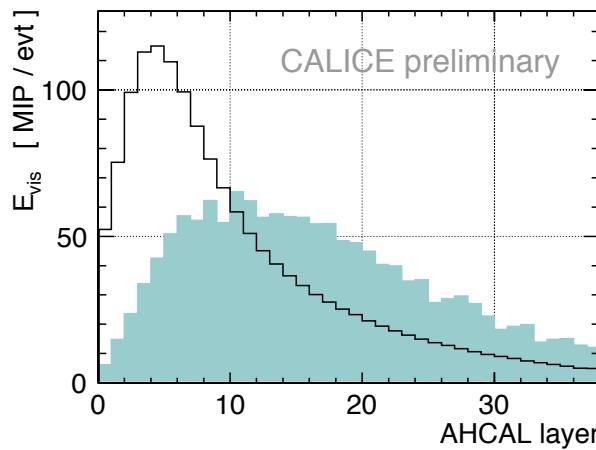


FIGURE 3.10 – Profil longitudinal des gerbes hadroniques induites par des pions de 45 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL. Le profil relatif au premier plan de détecteur est donné par l’histogramme plein (en bleu). L’histogramme représenté par la ligne noire correspond au profil longitudinal relatif à la première interaction inélastique.

₁₁₉₅ Pour les gerbes hadroniques, les profils longitudinaux et transversaux sont définis comme pour les gerbes électromagnétiques. La figure 3.10 montre le profil longitudinal moyen de gerbes hadroniques induites par des pions de 45 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL [44]. Le profil longitudinal est déterminé en mesurant l’énergie à partir du premier plan du calorimètre et à partir du plan de la première interaction inélastique : l’énergie déposée par la trace primaire, où le hadron incident

n'interagit que par ionisation, n'est pas prise en compte. Comme pour les cascades électromagnétiques, le profil longitudinal des gerbes hadroniques augmente jusqu'à un maximum puis décroît exponentiellement. La décroissance est plus progressive que pour les gerbes électromagnétiques.

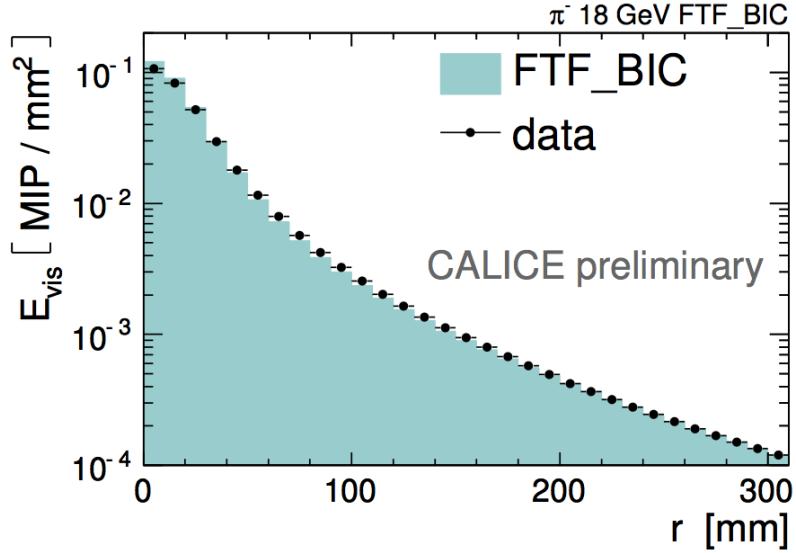


FIGURE 3.11 – Profil latéral des gerbes hadroniques induites par des pions de 18 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL pour des données expérimentales (points noirs) et une simulation GEANT4 (histogramme bleu).

La figure 3.11 présente le profil latéral moyen de gerbes hadroniques de 18 GeV dans le calorimètre CALICE Fe-AHCAL [44]. Les gerbes hadroniques possèdent aussi un cœur où la densité d'énergie déposée est importante. La fraction électromagnétique est contenue dans le cœur. L'énergie déposée décroît exponentiellement lorsqu'on s'éloigne du cœur de la cascade. Notons que les profils transversaux que nous observerons avec le SDHCAL seront sensiblement différents. Avec le mode de lecture semi-digitale, le nombre de coups dans des anneaux concentriques autour de l'axe de la cascade sera compté et définira le profil transversal. Le nombre de coups proche de l'axe des gerbes hadroniques et électromagnétiques sera saturé. La forme des profils transversaux sera sensiblement différente.

Chapitre 4

Le prototype de calorimètre à lecture semi-digitale

Dans ce chapitre, nous décrirons le prototype de calorimètre à lecture semi-digitale (SDHCAL) qui a été construit en grande partie au sein de l’Institut de Physiques Nucléaire de Lyon en 2011. Ce prototype a été testé lors de plusieurs campagnes de test en faisceau au CERN. Pendant ces tests, le prototype a été exposé à un flux de particules tel que des pions, des protons, des muons et des électrons. Après une brève introduction à la calorimetrie en physique des particules, nous décrirons les différents éléments qui composent ce prototype. Nous détaillerons ensuite les différentes méthodes utilisées pour reconstruire l’énergie des hadrons incidents.

Contenu

1225	4.1 Les calorimètres en physique des particules	46
	4.1.1 Calorimètres électromagnétiques	46
	4.1.2 Calorimètres hadroniques	47
1220	4.2 Le calorimètre à lecture semi-digitale SDHCAL	48
	4.3 Les chambres à plaques résistives de verre	50
1230	4.3.1 Description des GPC utilisées dans le SDHCAL	52
	4.3.2 Alimentation pulsée	53
	4.3.3 Description d’un cycle d’acquisition	55
	4.3.4 Le réglage des seuils	55
	4.3.5 Le fonctionnement d’une GPC	57
1235	4.3.6 Correction des gains	60
	4.4 Reconstruction de l’énergie dans le SDHCAL	62
	4.4.1 Reconstruction des événements	62
	4.4.2 Performance du SDHCAL	63
	4.4.3 Sélection des gerbes hadroniques	67
1240	4.4.4 Calibration en fonction du temps	72
	4.4.5 Reconstruction de l’énergie des pions	75
	4.A Annexe : Fonction Crystal Ball	85

4.1 Les calorimètres en physique des particules

En physique des particules, les calorimètres sont les détecteurs qui mesurent de manière destructive l'énergie et la direction des particules. A la différence des trajec-
1250tographes, les calorimètres peuvent mesurer l'énergie de particules neutres comme les photons, les pions neutres etc. Les calorimètres sont soit à échantillonnage où les parties actives sont séparées par des absorbeurs, soit homogènes où la partie active est confondue avec l'absorbeur. Les particules interagissent dans les couches d'ab-
1255sorbeurs et créent des gerbes électromagnétiques ou hadroniques (cf. chapitre 3). Les caractéristiques importantes des calorimètres sont le nombre de longueurs de radiation X_0 pour le calorimètre électromagnétique et le nombre de longueurs d'interac-
1260tion λ_I pour l'association des calorimètres électromagnétique et hadronique. Les calorimètres électromagnétiques comptent en général entre 15 et 30 longueurs de ra-
1265diation alors que le nombre de longueurs d'interaction varie de 5 à 8 [58]. Le nombre de longueurs de radiation et d'interaction des calorimètres est choisi en cherchant un compromis entre les performances nécessaires et le coût de l'expérience. Étant régulièrement installés à l'intérieur d'un aimant, les calorimètres ne peuvent pas être trop profond pour limiter la taille et donc le coût de l'aimant. Les performances d'un calorimètre sont déterminées par sa résolution en énergie. Cette résolution est souvent donnée par la formule :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \oplus \frac{c}{E} \quad (4.1)$$

1265 où \oplus signifie que les termes sont additionnés en quadrature. Le terme stochastique a est lié aux fluctuations statistiques des gerbes hadroniques ou électromagnétiques. Le terme asymptotique b provient de la saturation du calorimètre lorsque l'énergie déposée est trop élevée, et de la quantité d'énergie qui peut s'échapper du calorimètre. Le terme c est lié au comportement du détecteur. Le bruit du détecteur influe 1270 sur la valeur de ce terme. Des problèmes d'uniformité et de calibration du détecteur augmentent aussi la valeur de c .

4.1.1 Calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres électromagnétiques mesurent l'énergie des photons, des électrons, des positons et aussi l'énergie d'une partie des gerbes hadroniques démarrant 1275 dans ces calorimètres. On trouve deux sortes de calorimètres électromagnétiques : les calorimètres homogènes et les calorimètres à échantillonnage.

Parmi les calorimètres homogènes, deux technologies différentes sont générale-
1280ment employées : les calorimètres qui utilisent des cristaux scintillants et ceux qui utilisent la lumière Cerenkov émise dans des détecteurs en verre, riche en plomb. Les calorimètres basées sur ces technologies permettent d'obtenir de très bonnes résolu-
1285tions en énergie. Le calorimètre électromagnétique de l'expérience OPAL au LEP, fait avec des blocs de verre riche en plomb de $10 \times 10 \times 37 \text{ cm}^3$, permettait d'obtenir une résolution $\sigma_E/E = 6\%/\sqrt{E} \oplus 0.2\%$ [61]. Les calorimètres des expériences L3 et CMS basés respectivement sur des cristaux scintillants de germanate de bismuth

¹²⁸⁵ (BGO) et de tungstate de plomb ($PbWO_4$) permettent d'obtenir une résolution inférieure à 1% au dessus de 10 GeV [19, 18]. Les calorimètres homogènes sont ceux qui permettent d'obtenir les meilleures résolutions en énergie. Cependant, la transparence des cristaux peut être affectée par les radiations de l'expérience. Ainsi, les bouchons du calorimètre électromagnétique de CMS devront être remplacés pour la phase HL-LHC (High Luminosity Large Hadron Collider).
¹²⁹⁰

¹²⁹⁵ Les calorimètres électromagnétiques à échantillonnage ne permettent pas d'obtenir des résolutions en énergie aussi bonnes que pour les calorimètres homogènes car une fraction importante de l'énergie est déposée dans les absorbeurs. La résolution des calorimètres à échantillonnage est dominée par la fraction d'échantillonnage, définie comme le rapport entre l'énergie déposée dans la partie active du détecteur et l'énergie totale déposée [67]. En pratique, plus les plaques d'absorbeur ont une épaisseur faible et plus la résolution en énergie sera intéressante. De nombreuses expériences de physiques des particules ont utilisé des absorbeurs en plomb ou en uranium. Les calorimètres électromagnétiques de l'ILC utiliseront le tungstène pour ¹³⁰⁰ l'absorbeur car le rayon de Molière est très faible ($R_M = 9.3\text{ mm}$). Ceci permettra une bonne séparation des cascades électromagnétiques. Plusieurs technologies sont utilisées pour la partie active des calorimètres électromagnétiques à échantillonnage. Les expériences CDF au TEVATRON [20] et ZEUS auprès de l'accélérateur HERA [15] ont utilisé des tuiles en plastique scintillant pour la partie active de ¹³⁰⁵ leur calorimètre électromagnétique. Les résolutions obtenues avec ces calorimètres sont $\sigma_E/E = 18\%/\sqrt{E}$ pour le calorimètre de ZEUS et $\sigma_E/E = 13.5\%/\sqrt{E}$ pour celui de CDF. Une autre technologie, souvent utilisée pour les calorimètres électromagnétiques à échantillonnage, est basée sur la collection de charge dans des gaz nobles liquéfiés. Lorsqu'une particule chargée traverse le liquide, elle ionise le ¹³¹⁰ liquide. Les électrons et les ions dérivent ensuite jusqu'à des électrodes grâce à un champ électrique. À la différence des détecteurs gazeux, il n'y a pas besoin d'une forte amplification dans le milieu car ces liquides sont suffisamment denses. Les calorimètres électromagnétiques des expériences H1 de HERA [26] et ATLAS au LHC [17] utilisent de l'argon liquide comme milieu actif. La résolution en énergie obtenue ¹³¹⁵ est environ $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E}$. Cependant, le cryostat contenant l'argon à 88 K , constitue une zone morte dans laquelle de l'énergie est déposée, ce qui dégrade la résolution en énergie des jets.

¹³²⁰ Rappelons que pour le détecteur ILD, plusieurs options sont étudiées au sein de la collaboration CALICE pour équiper le calorimètre électromagnétique. Ces différentes options sont des calorimètres à échantillonnage avec du tungstène comme absorbeur.

4.1.2 Calorimètres hadroniques

¹³²⁵ Les calorimètres hadroniques mesurent l'énergie déposée dans les gerbes hadroniques initiées par les différentes particules des jets. Les résolutions en énergie des calorimètres hadroniques sont généralement moins bonnes que pour les calorimètres électromagnétiques. Ces calorimètres sont traditionnellement des calorimètres à échantillonnage. Parmi ces derniers, on trouve encore deux catégories de

technologies utilisées pour mesurer l'énergie déposée par les particules dans les cascades hadroniques.

¹³³⁰ Une première catégorie utilise le phénomène de scintillation. Comme pour son calorimètre électromagnétique, l'expérience ZEUS utilisait des tuiles en plastique scintillant pour son calorimètre hadronique [40]. Ces tuiles, séparées par des plaques d'uranium sont insérées perpendiculairement au faisceau dans les bouchons et parallèlement au faisceau dans le tonneau. Ce calorimètre obtenait une excellente résolution en énergie : $\sigma_E/E = 35\%/\sqrt{E} \oplus 2\%$. Le calorimètre hadronique du détecteur ¹³³⁵ ATLAS utilise aussi des tuiles en plastique scintillant dans le tonneau. Ces tuiles sont insérées, perpendiculairement au faisceau, dans un absorbeur en fer [16]. La résolution en énergie est $\sigma_E/E = 47\%/\sqrt{E} \oplus 2.2\%$.

¹³⁴⁰ La deuxième catégorie de calorimètres hadroniques à échantillonnage met à profit l'ionisation d'un gaz par des particules chargées pour mesurer l'énergie des cascades. Le principe de détection est le suivant : les électrons et les ions issus de l'ionisation d'un gaz par une particule chargée, sont accélérés par un champ électrique entre une anode et une cathode. Ces électrons et les ions ionisent ensuite d'autres molécules de gaz et sont collectés sur les électrodes. Deux régimes peuvent alors être utilisés : ¹³⁴⁵ le régime proportionnel et le régime avalanche. Dans le régime proportionnel, le gain (la multiplication des électrons) est proportionnel à l'énergie déposée dans le gaz. Le calorimètre hadronique du détecteur L3 utilisait des chambres à fils proportionnelles et un absorbeur en uranium. Ce calorimètre obtenait la résolution en énergie $\sigma_E/E = 55\%/\sqrt{E} \oplus 5\%$ [11]. Pour le régime avalanche, l'amplification dans le gaz est plus importante et le nombre d'électrons généré est indépendant du nombre d'ionisations primaires. Le calorimètre hadronique de l'expérience ALEPH au LEP utilisait un ¹³⁵⁰ détecteur gazeux en régime avalanche et un absorbeur en fer. La résolution obtenue est $\sigma_E/E = 80\%/\sqrt{E}$ [39].

¹³⁵⁵ Rappelons que deux options principales de calorimètres hadroniques à échantillonnage, sont considérées pour le détecteur ILD. La première option utilise des tuiles de plastiques scintillant avec une segmentation transverse de $3 \times 3 \text{ cm}^2$. La deuxième option est un calorimètre à lecture semi-digitale avec une segmentation de $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

4.2 Le calorimètre à lecture semi-digitale SDHCAL

¹³⁶⁰ Le calorimètre hadronique à lecture électronique semi-digitale [54] est un concept de calorimètre à échantillonnage développé au sein de la collaboration CALICE. La partie active est composée de chambres à plaques résistives de verre (RPC). Un prototype de calorimètre à lecture semi-digitale a été construit en 2011 à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Les principaux objectifs de ce prototype étaient de montrer qu'un calorimètre gazeux ultra-granulaire peut réaliser des mesures précises de l'énergie des hadrons et de valider l'intérêt de ce type de détecteur pour ¹³⁶⁵ l'application d'algorithmes de suivi de particules (Particle Flow Algorithm PFA) tout en respectant les exigences de compacité et de consommation. Il est composé de 48 chambres à plaques résistives de verre de 1 m^2 , insérées dans des cassettes en acier de $2 \times 0.25 \text{ cm}$ d'épaisseur participant ainsi à l'absorbeur. Ces cassettes sont insérées dans une structure autoporteuse en acier construite par le laboratoire ¹³⁷⁰

1375 CIEMAT en Espagne. Les cassettes sont alors séparées par des plaques en acier de 1.5 cm d'épaisseur. Ainsi les GRPC du prototype sont séparées par 2 cm d'acier. Notons que la première GRPC du prototype est précédée par une couche d'absorbeur. L'épaisseur d'acier avant la première GRPC est de 1.75 cm. La taille du prototype est $1 \times 1 \times 1.3 \text{ m}^3$ et sa profondeur totale correspond à $6\lambda_I$ ($\lambda_I \simeq 20.4 \text{ cm}$ pour les pions dans le fer). La figure 4.1 est une photographie du prototype sur la ligne de faisceau H6 du SPS (Super Proton Synchrotron) au CERN. Contrairement à la

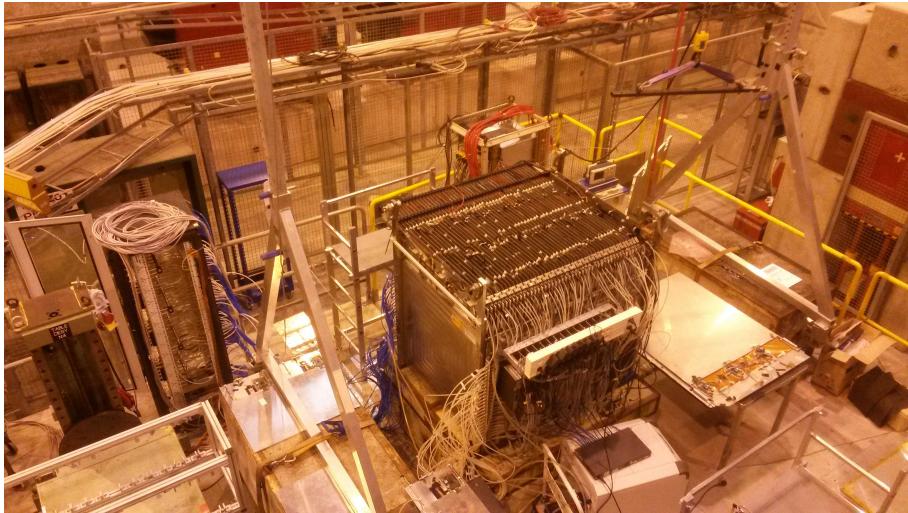


FIGURE 4.1 – *Le prototype du calorimètre à lecture semi-digitale sur la ligne de faisceau H6 du CERN.*

1380 majorité des calorimètres, le SDHCAL n'a pas été optimisé pour obtenir la meilleure résolution en énergie possible. En effet, la résolution en énergie d'un calorimètre est souvent étroitement liée à sa fraction d'échantillonnage. Cette fraction correspond au rapport entre l'énergie déposée par la cascade dans la partie active du détecteur (le mélange de gaz dans les GRPC pour notre détecteur) et l'énergie totale déposée. Cette fraction est presque nulle pour le SDHCAL alors qu'elle peut être égale à 1 dans le cas de calorimètres homogènes où l'absorbeur et le milieu actif sont confondus (exemple : le calorimètre électromagnétique de CMS). Cependant, les deux principales particularités de ce détecteur sont sa granularité et son mode de lecture semi-digital. Chaque GRPC a une segmentation transverse de 1 cm^2 . Le mode semi-digital signifie que trois seuils sont appliqués sur la charge induite dans les cellules de lecture des GRPC. Ces seuils permettent non pas de mesurer l'énergie déposée dans le détecteur, mais d'avoir une idée du nombre de particules secondaires créées dans la cascade et traversant les cellules. Les informations sur les seuils et sur la géométrie de la cascade seront ensuite utilisées pour mesurer l'énergie des particules incidentes. La figure 4.2 montre le développement d'une gerbe hadronique de 80 GeV dans les plans (xOz) et (yOz), l'axe Oz étant l'axe du faisceau. Cet événement a été enregistré sur la ligne H6 du SPS au CERN lors d'une campagne de tests sur faisceau. Les points verts, bleus et rouges correspondent aux hits enregistrés avec les seuils 1, 2 et 3 respectivement. On constate que les hits associés aux deux

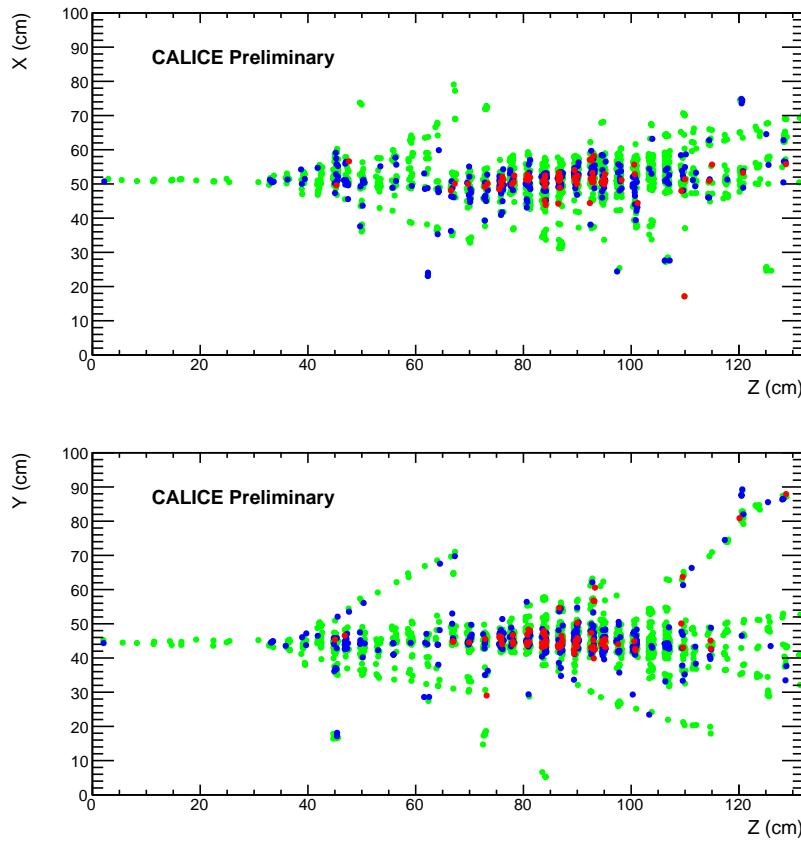


FIGURE 4.2 – Exemple de gerbe hadronique induite par un pion de 80 GeV, enregistré par le prototype du SDHCAL sur la ligne H6 du SPS au CERN. Les couleurs correspondent aux différents seuils de lecture.

seuils supérieurs sont majoritairement situés au centre de la cascade où la densité de particules secondaires est théoriquement la plus importante. Nous verrons par la suite comment les informations relatives aux trois seuils nous aident à améliorer les performances du détecteur. De plus, sur la figure 4.2 on distingue des branches où aucune nouvelle particule secondaire n'est créée. Cette reconstruction fera l'objet d'une étude dédiée dans le chapitre 6. La reconstruction de ces branches est utilisée lors de l'identification des particules dans le prototype (cf. section 4.4.3). Elle est aussi utilisée pour améliorer la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques.

4.3 Les chambres à plaques résistives de verre

Une chambre à plaque résistive RPC (Resistive Plate Chamber) est un détecteur gazeux composé de deux électrodes construites avec un matériau dont la résistivité varie entre 10^9 et $10^{12} \Omega\text{cm}$. Ces électrodes sont séparées par une fine couche de gaz allant jusqu'à quelques millimètres. Une peinture conductrice sur la face externe de ces électrodes permet d'appliquer une haute tension. Le gaz est souvent un mé-

lange fait à base de tétrafluoroéthilène (TFE) et d'hexafluorure de soufre (SF₆) et de dioxyde de carbone (CO₂) ou de l'isobutane (C₄H₁₀). Ainsi lorsqu'une particule chargée traverse la couche de gaz, quelques molécules de gaz sont ionisées. Les électrons et les ions ainsi créés, sont accélérés par le fort champ électrique généré par la haute tension puis ionisent à leur tour d'autres molécules. Une cascade électronique, et une autre ionique, sont alors créées. Ces charges migrent vers les électrodes et induisent un courant sur des canaux de lecture (carreaux, pistes de cuivre).

Selon la valeur de haute tension appliquée et la composition du mélange de gaz, on peut différencier plusieurs modes de fonctionnement des RPC. Le premier mode obtenu, lorsqu'on augmente la tension, est le mode avalanche. Dans ce mode, le gain sur le nombre d'électrons générés par l'avalanche, est limité et le temps nécessaire pour neutraliser les charges déposées sur les électrodes est de quelques dizaines de millisecondes. Ce mode permet de détecter des particules sous des fréquences relativement élevées car le temps de neutralisation est assez court. En continuant d'augmenter la tension, on passe progressivement au mode *streamer*. Dans ce mode, la quantité de charges déposées sur les électrodes est beaucoup plus importante. Ainsi, le temps de neutralisation des charges sera plus long et ne permettra pas de travailler avec des fréquences de détection très élevées.

Les RPC permettent d'obtenir une bonne résolution spatiale et une résolution temporelle de l'ordre de 1 ns avec une épaisseur de la couche de gaz de 2 mm [59]. Il est aussi possible d'obtenir de meilleures résolutions temporelles avec des couches de gaz plus fines. Les RPC sont utilisées comme détecteur de muons dans les expériences ATLAS [2] et CMS [32]. Pour ces deux expériences, les électrodes sont en bakélite. Ce matériau a une résistivité électrique volumique de l'ordre de $\rho \simeq 10^{10} \Omega cm$. La résistivité volumique des électrodes est un paramètre très important pour les RPC. En effet, les charges positives et négatives issues de la cascade qui sont déposées sur les électrodes, écrivent le champ électrique et celui-ci chute localement dans la couche de gaz. Ainsi le détecteur sera aveugle pendant un certain temps dans la région de la cascade. La résistivité de la bakélite lui permet d'être très efficace sous un flux de particules allant jusqu'à quelques centaines de Hz/cm². Cependant, l'utilisation de la bakélite entraîne quelques difficultés de réalisation et de maintenance. Il est techniquement difficile de construire des plaques de bakélite de très faible épaisseur (< 1 mm) avec une surface uniforme. Or le calorimètre de l'ILD qui sera installé à l'intérieur de l'aimant doit être le plus compact possible. De l'huile de lin humidifiée est souvent déposée sur les électrodes pour assurer l'uniformité de surface et donc du champ électrique dans la couche de gaz. Cette huile de lin peut être une source d'ennui. Les RPC des chambres à muons de l'expérience BaBar ont rencontré plusieurs problèmes [53] :

- l'huile de lin s'est échappée des zones actives à cause de la température (30-35°C) ;
- des gouttes d'huile de lin se sont formées et étaient responsables de claquages dans les chambres ;
- les forces électrostatiques agissant sur l'huile de lin humidifié ont détérioré la surface des électrodes.

Ainsi, les RPC des chambres à muons de l'expérience BaBar ont vu leur efficacité

de détection sensiblement dégradée avec le temps [21].

L'utilisation de matériaux plus résistifs permet de diminuer le bruit dans les RPC, ce qui sera utile pour l'ILC où aucun système de déclenchement extérieur ne sera utilisé. C'est pourquoi le verre a été choisi pour les électrodes du SDHCAL. De plus, l'utilisation du verre permet d'obtenir de larges surfaces très homogènes sans avoir à utiliser un traitement supplémentaire (huile de lin). Cependant, la résistivité du verre ne nous permet pas d'utiliser le SDHCAL sous un flux très élevé de particules (cf. section 4.4.4 de ce chapitre).

1465 4.3.1 Description des GRPC utilisées dans le SDHCAL

La résistivité électrique volumique du verre choisi pour le SDHCAL est $\rho = 10^{12} \Omega\text{cm}$. La figure 4.3 présente un schéma des GRPC utilisées pour le prototype du SDHCAL [60]. L'anode et la cathode ont des épaisseurs de 0.7 et 1.1 mm res-

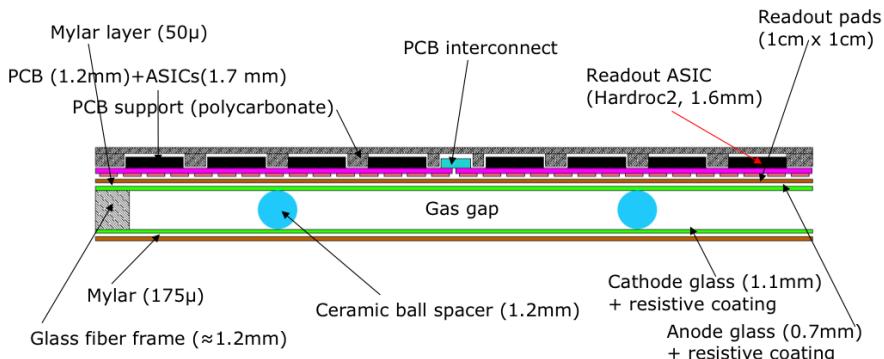


FIGURE 4.3 – Schéma descriptif d'une chambre à plaque de verre résistif utilisée dans le SDHCAL.

pectivement. La peinture appliquée sur ces électrodes est une peinture, constituée de 2 composants à base de graphite colloïdal. Les électrodes sont séparées d'une distance de 1.2 mm dans laquelle circule le gaz. Cette distance est garantie par des billes en céramique de 1.2 mm de diamètre collées entre les électrodes. Des carreaux capacitifs en cuivre de 1 cm^2 (figure 4.4), sont utilisés pour collecter la charge. Ils sont directement imprimés sur une face du circuit de lecture. Chaque GRPC de 1 m^2 contient 9216 carreaux de cuivre, ce qui conduit à plus de 440000 canaux de lecture pour le prototype. Une feuille de Mylar de 50 μm est déposée entre l'anode et les carreaux de cuivre pour isoler ces derniers. Le circuit imprimé PCB (Printed Circuit Board) est composé de 6 ASUs (Active Sensor Unit) soudés entre eux. Sur chaque ASU, 24 ASIC (Application Specific Integrated Circuit) HARDROC2 [30] sont intégrés (figure 4.5(b)). Chacun de ces ASIC est relié à 64 carreaux de cuivre. Ces ASIC collectent les signaux des carreaux de cuivre, puis ces signaux sont mis en forme et trois discriminateurs en font l'analyse pour déterminer le seuil franchi par les signaux. Trois cartes interfaces détecteur DIF (Detector InterFace) par GRPC

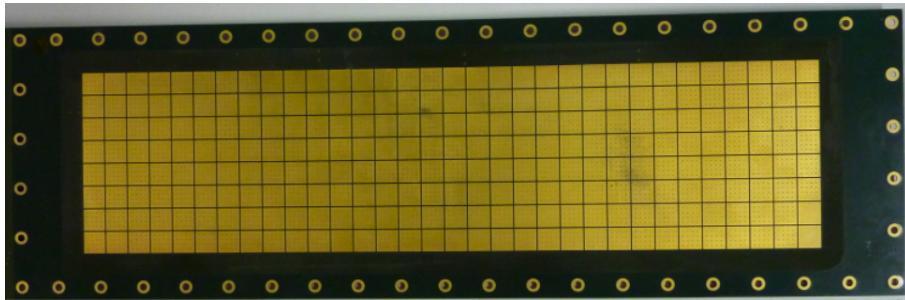


FIGURE 4.4 – *Les carreaux de cuivres capacitifs de 1 cm^2 imprimés de l'autre coté du circuit de lecture d'une petite chambre utilisée pendant le développement du détecteur.*



FIGURE 4.5 – *Photographie d'une GRPC sans son électronique ni sa cassette (à gauche) et d'un circuit imprimé (à droite) sur lequel on distingue les 144 ASIC.*

font le lien entre les ASIC et les ordinateurs d'acquisition. Les paramètres de l'acquisition (valeurs des seuils, des gains...) sont envoyés aux ASIC à travers ces DIF.
1485 La figure 4.6 montre une photographie du haut d'une GRPC avec ses trois DIF connectées au PCB.

4.3.2 Alimentation pulsée

Le prototype du SDHCAL possède déjà plus de 440000 canaux de lecture. Le
1490 calorimètre hadronique final d'une expérience telle que l'ILC comportera plus de 70 millions de cellules de 1 cm^2 . L'énergie dissipée avec des cellules de lecture classiques sera telle que l'utilisation de systèmes de refroidissement deviendrait indispensable. Or ces systèmes auraient un budget matière non négligeable, ce qui dégraderait la résolution en énergie des jets. De plus pour utiliser des techniques de suivi des particules dans tous les sous-détecteurs, il faut minimiser les zones non instrumentées.
1495 Cependant, le système d'accélérateur à l'ILC ne délivrera du faisceau que pendant 0.95 ms toute le 200 ms [10]. La figure 4.7 montre un schéma de la structure temporelle du faisceau de l'ILC. Cette structure temporelle permettra de lire les données

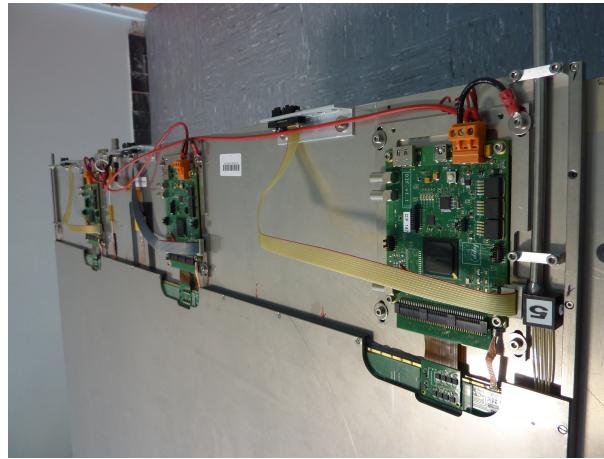


FIGURE 4.6 – Photographie du haut d'une cassette avec ses trois DIF connectées au PCB.

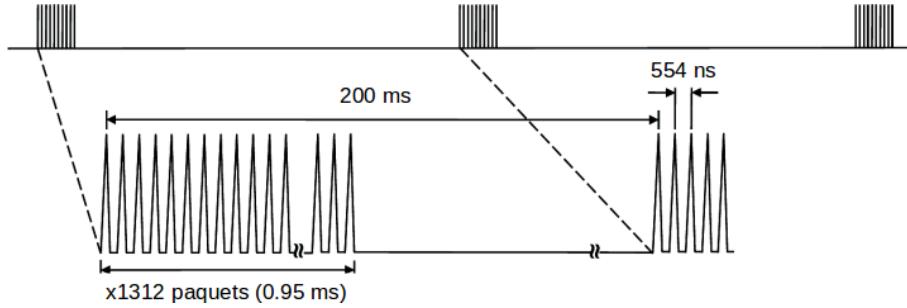


FIGURE 4.7 – Schéma de la structure temporelle du faisceau de l'ILC.

du détecteur entre deux croisements de faisceaux. De plus, ce mode de fonctionnement permet d'utiliser une alimentation pulsée pour les sous-détecteurs. Certains composants des détecteurs ne seront allumés que pendant les collisions entre particules ($\Delta_t = 0.95 \text{ ms}$). Cela permettra de diminuer sensiblement la consommation des détecteurs, ce qui entraînera une forte réduction de la dissipation thermique et par conséquent du bruit dans les détecteurs. Le prototype du SDHCAL a été le premier détecteur utilisant une alimentation pulsée après avoir testé le fonctionnement d'une chambre GRPC en mode pulsée dans un champ magnétique [31]. Lors des tests en faisceau, au SPS en 2012, les particules étaient délivrées par l'accélérateur pendant 9 s toutes les 45 s. Ainsi, les composants analogiques des ASIC qui sont les composants ayant la plus forte consommation d'énergie, étaient éteints pendant les 34 s sans faisceau. Les caractéristiques du SPS sont différentes des futures caractéristiques du faisceau de l'ILC. Pour opérer le prototype du SDHCAL dans de bonnes conditions un simple système de refroidissement du détecteur a été utilisé. Il est fait de plaques de cuivre fixées aux deux cotés latéraux du prototype, et dans lesquelles circule de l'eau refroidie à 10°C .

1515 4.3.3 Description d'un cycle d'acquisition

Au début d'une phase d'acquisition, l'horloge interne des ASIC est remise à zéro. Les ASIC et les DIF sont synchronisés à l'aide de DCC (Data Concentrator Card) et d'une SDDC (Synchronous Data Concentrator Card). Le temps dans les ASIC et dans les DIF est échantillonné par pas de 200 ns. Pendant une phase d'acquisition, lorsqu'un ou plusieurs des 64 canaux d'un ASIC passe le premier seuil, un événement est stocké dans la mémoire interne de l'ASIC. Chaque HARDROC peut enregistrer jusqu'à 127 événements de ce type. Lorsque la mémoire d'un des ASIC du détecteur est plein, un signal RAMfull est envoyé au pilote de l'acquisition, l'acquisition est stoppée et les mémoires internes de tous les ASIC sont lues par les DIF puis envoyées aux ordinateurs d'acquisition. Un événement RAMfull (la construction des événements physiques sera discutée dans la section 4.4.1 de ce chapitre) est alors stocké sur disque. Les informations contenues dans ces événements sont les suivantes :

- 1- le numéro de l'événement RAMfull ;
- 1530 2- le temps absolu au moment du signal RAMfull (échantillonné par pas de 200 ns) depuis le début de la prise de donnée ;
- 3- pour chaque hit :
 - une clef unique permet de retrouver la position du carreau de cuivre. Dans cette clef on retrouve le numéros de la DIF (de 0 à 255), le numéro de l'ASIC (de 0 à 47) et enfin le numéro du canal (de 0 à 63) ;
 - le temps (par pas de 200 ns) relatif au début du cycle d'acquisition ;
 - le seuil déclenché par le signal induit sur le carreau de cuivre ;

Après cette phase de lecture, un nouveau cycle d'acquisition démarre automatiquement. Ce mode d'acquisition a la particularité de ne pas utiliser de système de déclenchement externe (*trigger*). Les données collectées en test faisceau, contiendront donc des événements venant de particules du faisceau, des particules cosmiques et le bruit des détecteurs. Ce bruit est un paramètre important à contrôler. En effet si des canaux électroniques sont trop bruyant, ils seraient responsables de signaux RAMfull déclenchés immédiatement après le début du cycle et empêcheraient donc l'enregistrement de données. La haute résistivité électrique du verre permet de limiter ce bruit. Ce mode de lecture sans déclenchement externe, rend également obligatoire une procédure de reconstruction des événements dits physiques que nous détaillerons dans la section 4.4.1.

4.3.4 Le réglage des seuils

1550 Pour régler les trois seuils des GRPC, un convertisseur digital-analogique (DAC), encodé sur 10 bits (de 0 à 1023), est utilisé pour chaque seuil. Les facteurs de conversion, donnant la valeur du seuil sur la charge induite à partir de la valeur de DAC, sont déterminés à l'aide de l'injection d'une charge. Un condensateur de capacité 2 pF, permet d'injecter une charge donnée sur les 64 canaux des ASIC. 1555 Ce dispositif permet d'effectuer un scan sur la charge injectée. Pour chaque valeur

de charge injectée, la valeur du seuil de basculement, qui correspond à la valeur de DAC pour laquelle l'efficacité de détection est égale à 50%, est mesurée [60]. Les courbes de ces valeurs en fonction de la charge injectée sont construites pour chaque canal des ASIC, pour chaque seuil. La figure 4.8 montre un exemple de ces courbes pour les 64 canaux d'un ASIC, pour le premier seuil. La valeur du piédestal

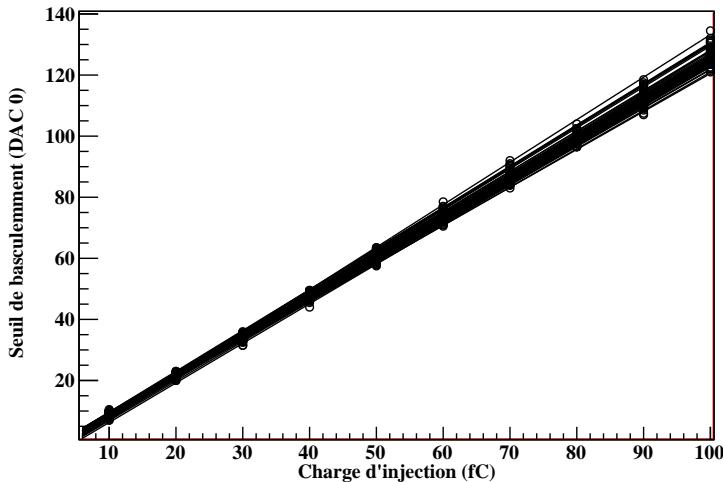


FIGURE 4.8 – Seuil de basculement pour le premier seuil (DAC_0), en fonction de la charge injectée, pour les 64 canaux d'un ASIC. La valeur du piédestal a été précédemment soustraite.

1560

a été précédemment soustraite pour la construction de ces courbes. La méthode, pour extraire les valeurs des piédestaux pour chaque seuil, est décrite dans [60]. Les courbes de la figure 4.8 sont ajustées avec une fonction linéaire. Finalement l'équation suivante permet d'obtenir la valeur du seuil en fonction de la valeur de DAC pour chaque seuil :

1565

$$\text{seuil}_i = \frac{DAC_i - p_i}{\lambda_i} [pC] \quad (4.2)$$

où les coefficients λ_i sont les valeurs moyennes des coefficients directeurs des droites obtenues après les ajustements linéaires, et p_i les valeurs des piédestaux. Le tableau 4.1 présente les valeurs des facteurs de conversion et des piédestaux pour chaque seuil. Cependant, les courbes permettant d'obtenir les facteurs de conversion

Seuil	$\lambda [pC^{-1}]$	Piédestal
0	700.0	90
1	80.0	98
2	16.3	98

TABLE 4.1 – Facteur de conversion et valeur des piédestaux pour chaque seuil.

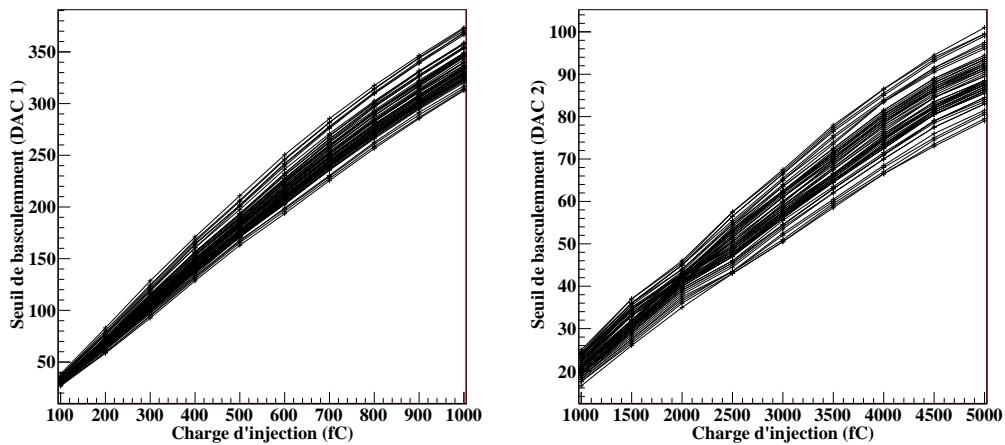


FIGURE 4.9 – Seuil de basculement pour le deuxième (DAC_1) et troisième (DAC_2) seuils en fonction de la charge injectée pour les 64 canaux d'un ASIC. La valeur du piédestal a été précédemment soustraite.

¹⁵⁷⁰ (voir figure 4.8), ne sont pas linéaires sur toute la gamme. Ceci est particulièrement visible pour les seuils supérieurs, comme le montre la figure 4.9. Ainsi, dans le chapitre 5, pour le réglage des seuils dans la simulation du SDHCAL, nous utiliserons des valeurs de seuils légèrement modifiées par rapport aux valeurs attendues dans le SDHCAL (cf. équation 4.2).

¹⁵⁷⁵ 4.3.5 Le fonctionnement d'une GRPC

Le mode de fonctionnement des GRPC dans le SDHCAL est le mode avalanche. Le mélange gazeux et la haute tension appliquée ont été choisis pour avoir une très bonne efficacité de détection et pour avoir une fréquence de détection raisonnable avec une charge modérée de l'avalanche.

¹⁵⁸⁰ 4.3.5.1 Le mélange de gaz

¹⁵⁸⁵ Le mélange de gaz choisi est le suivant : 93% de TFE , 5% de CO_2 et 2% de SF_6 . Le TFE a été choisi pour son faible potentiel d'ionisation (10.7 eV). Ce gaz est celui qui fournit les électrons de l'avalanche. Pendant le développement de l'avalanche, certaines molécules sont excitées. Leur désexcitation libère des photons. Ceux-ci risquent d'ioniser d'autres molécules notamment grâce à l'effet photo-électrique et donc de déclencher des avalanches loin de l'endroit de passage de la particule. Le CO_2 est utilisé pour limiter cet effet. Le SF_6 est un gaz très électronégatif et permet d'absorber des électrons. Son effet sera de limiter la taille latérale de l'avalanche et aussi de réduire le bruit thermique.

1590 **4.3.5.2 Réglage de la haute tension**

Pour régler les hautes tensions, l'efficacité en fonction de cette tension est étudiée. La figure 4.10 montre l'efficacité de deux chambres du prototype en fonction de la tension. Sur ces courbes, on distingue deux zones. L'efficacité augmente presque linéairement avec la tension jusqu'à 6.6 kV . Après 6.8 kV on observe un plateau d'efficacité. La tension choisie doit se situer sur le plateau. Ainsi, des variations des

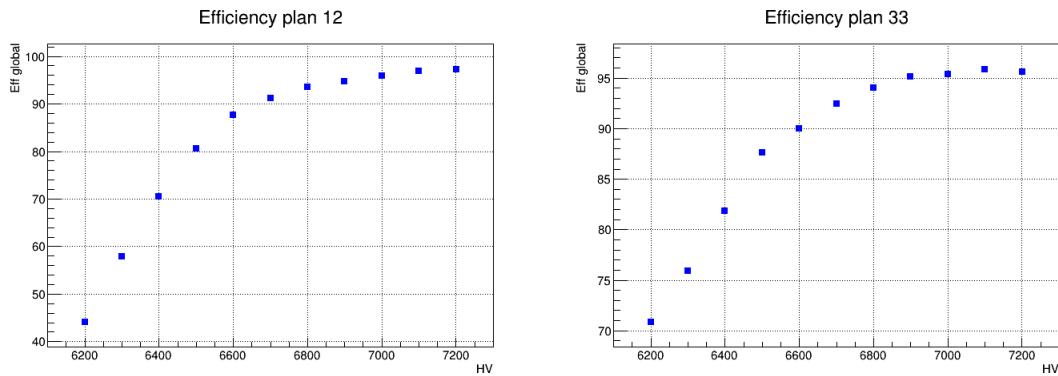


FIGURE 4.10 – Courbes d'efficacité (en %) de deux GEMC en fonction de la haute tension appliquée (en V). Le plateau d'efficacité est atteint autour de 6.8 kV .

1595

conditions extérieures (température, pression) auront peu d'impact sur les efficacités des détecteurs. Pour les tests en faisceau de 2012, la haute tension appliquée sur les détecteurs était de 6.9 kV . Lors des tests de 2015, nous avons refait les courbes d'efficacité en fonction de la tension et nous avons réglé les tensions pour que tous les détecteurs soient au même endroit sur le plateau. Ces tensions variaient de 6.8 à 7.2 kV . De plus, lors de ces tests, les tensions étaient corrigées en fonction de la température extérieure T et de la pression atmosphérique P afin de conserver une amplification constante dans la couche de gaz. La nouvelle tension V_i , à appliquer sur le détecteur i , était calculée selon la formule suivante :

$$V_i = V_{i,\text{ref}} \frac{T_{\text{ref}}}{P_{\text{ref}}} \frac{P}{T} \quad (4.3)$$

1605

où $V_{i,\text{ref}}$ est la tension initiale choisie, T_{ref} et P_{ref} sont les valeurs de température et de pression atmosphérique de référence, mesurées lors de l'étude de l'efficacité en fonction de la tension (cf. figure 4.10). Cette correction était appliquée lorsque la différence entre la nouvelle valeur de tension et celle de référence dépassait 20 V .

4.3.5.3 Seuils utilisés

1610

Les seuils ont été optimisés avec la simulation pour obtenir une bonne résolution en énergie. Ils ont été fixés à 114 fC , 5 pC et 15 pC . Cependant, ces réglages ont été effectués avec une simulation grossière. Des études de simulation (cf. chapitre 5) sont actuellement en cours pour ré-optimiser ces valeurs. La méthode consiste à faire

varier les valeurs des seuils 2 et 3 puis de reconstruire l'énergie des gerbes hadroniques. La méthode pour reconstruire l'énergie des gerbes hadroniques sera décrite dans la section 4.4.5 de ce chapitre. La figure 4.11 montre la déviation relative

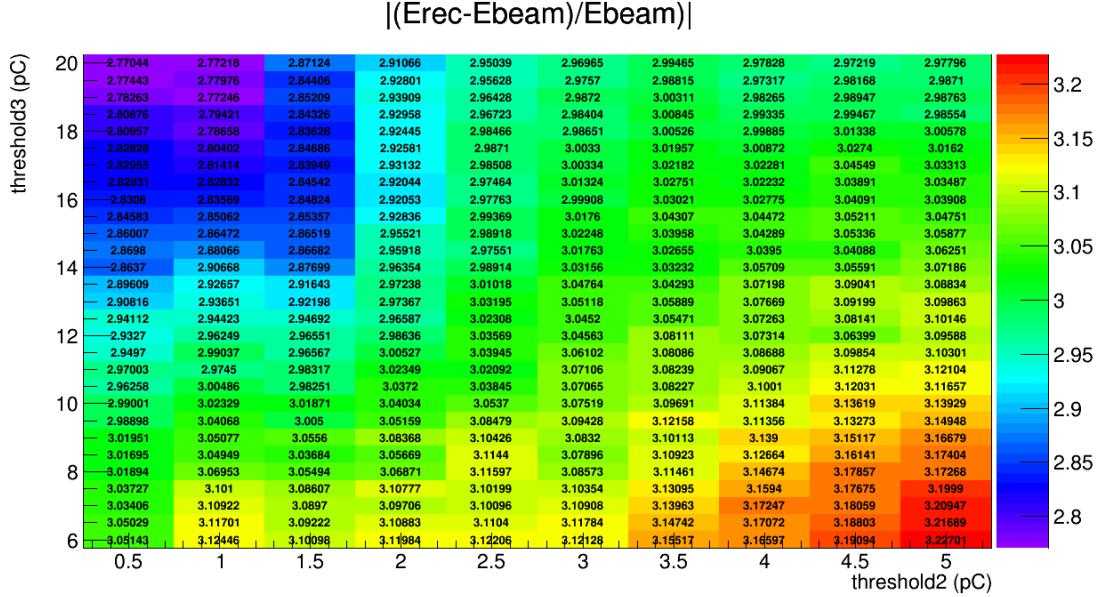


FIGURE 4.11 – Déviation relative moyenne (en %) en fonction de la valeur du deuxième et du troisième seuils.

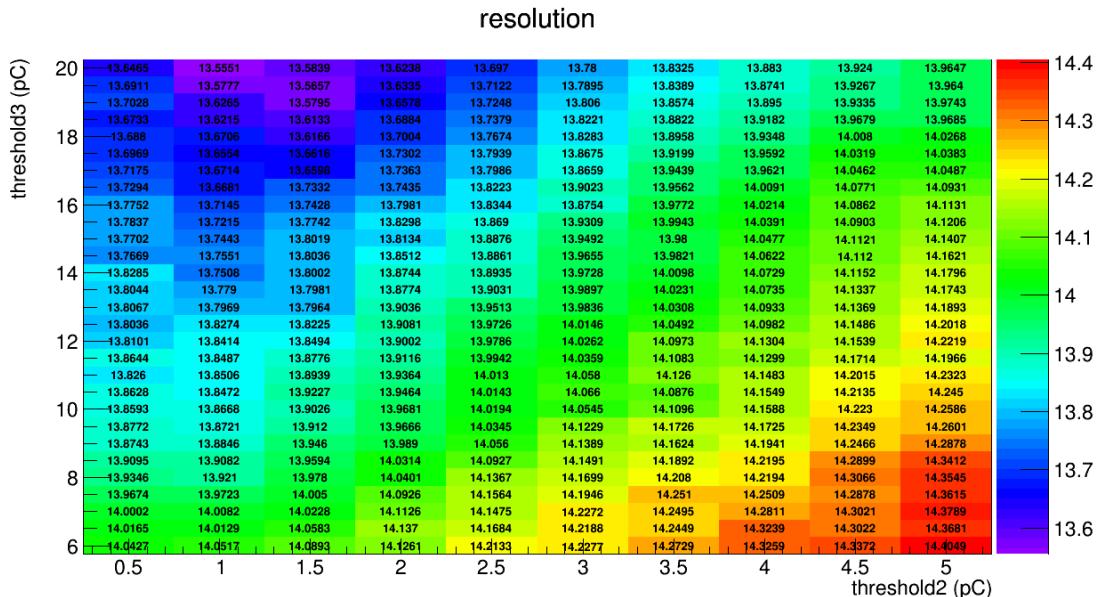


FIGURE 4.12 – Résolution relative moyenne (en %) en fonction de la valeur du deuxième et du troisième seuils.

moyenne définie par $\langle \frac{|E_{reco} - E_{beam}|}{E_{beam}} \rangle$ en fonction de la valeur des seuils 2 et 3, où E_{reco} est l'énergie reconstruite et E_{beam} est l'énergie du faisceau. La figure 4.12 montre la résolution relative moyenne en fonction de la valeur des seuil 2 et 3. La résolution correspond à la grandeur σ_{reco}/E_{reco} , où σ_{reco} est l'écart type d'une distribution gaussienne obtenue en ajustant les distributions de l'énergie reconstruite. On constate que la déviation relative diminue et la résolution s'améliore pour des faibles valeurs du seuil 2 et des valeurs élevées du seuil 3. Ces résultats préliminaires indiquent que de régler les seuils 2 et 3 vers 1 et 15 pC permettraient d'améliorer légèrement les performances du détecteur. Il n'est malheureusement pas possible d'augmenter la valeur du troisième seuil avec la version actuelle de l'ASIC HARDROC. Avec la nouvelle génération d'ASIC HARDROC, il sera possible d'aller jusqu'à 10 et 50 pC pour respectivement les seuils 2 et 3.

4.3.6 Correction des gains

Tous les canaux des ASIC possèdent un préamplificateur de charge. Ils sont utilisés pour augmenter ou diminuer le signal d'un canal avant l'entrée du signal dans les discriminateurs. Le signal peut être multiplié par un gain allant de 0 à 2. Lors des tests en faisceau de 2012, tous les gains du prototype étaient réglés à 1. Lors des tests en faisceau de 2015, nous avons mis en œuvre une méthode de correction des gains pour réduire le bruit dans le détecteur et surtout pour améliorer l'homogénéité de la réponse des GRPC. Cette méthode est basée sur une analyse du bruit dans le prototype. Nous avons utilisé des données sans faisceau. Pour ne pas biaiser l'analyse, les événements physiques (cf. section 4.4.1) sont rejetés. En effet, même sans faisceau il reste les particules cosmiques dans les échantillons de données. De plus, les bruits cohérents dus à des problèmes de masse sont aussi filtrés : les coups d'horloge (1 coup = 200 ns) avec plus de 50 signaux dépassant le premier seuil sont rejetés. Il suffit alors de compter le nombre de hits enregistrés dans chaque canal pendant la prise de données. La figure 4.13(a) montre la distribution du nombre de hits de bruits de chaque canal lors d'une prise de donnée. Les valeurs des nouveaux gains sont calculées pour chaque canal à l'aide de la fonction suivante :

$$g_i = \frac{1}{1 + e^{\frac{N_i - \tilde{N}}{\sigma_N}}} \quad (4.4)$$

où N_i correspond au nombre de hits de bruits dans le canal i , \tilde{N} et σ_N sont la valeur médiane et l'écart type de la distribution du bruit (figure 4.13(a)). La figure 4.13(b) montre la distribution des nouveaux gains. Cette distribution est alors normalisée pour avoir un gain moyen égal à 1 sur tout le détecteur. Ces nouveaux gains, permettent de masquer les canaux les plus bruyants et ainsi de prendre des données dans de meilleures conditions. La figure 4.14(a) montre un exemple de carte de gains pour une chambre du prototype. Les zones en bleu correspondent aux zones les plus bruyantes et sont presque masquées après la correction. Les zones blanches sont, soit des zones non bruyantes, soit des zones déjà masquées. Le gain maximal est appliqué aux canaux non bruyants. La figure 4.14(b) montre la distribution du taux

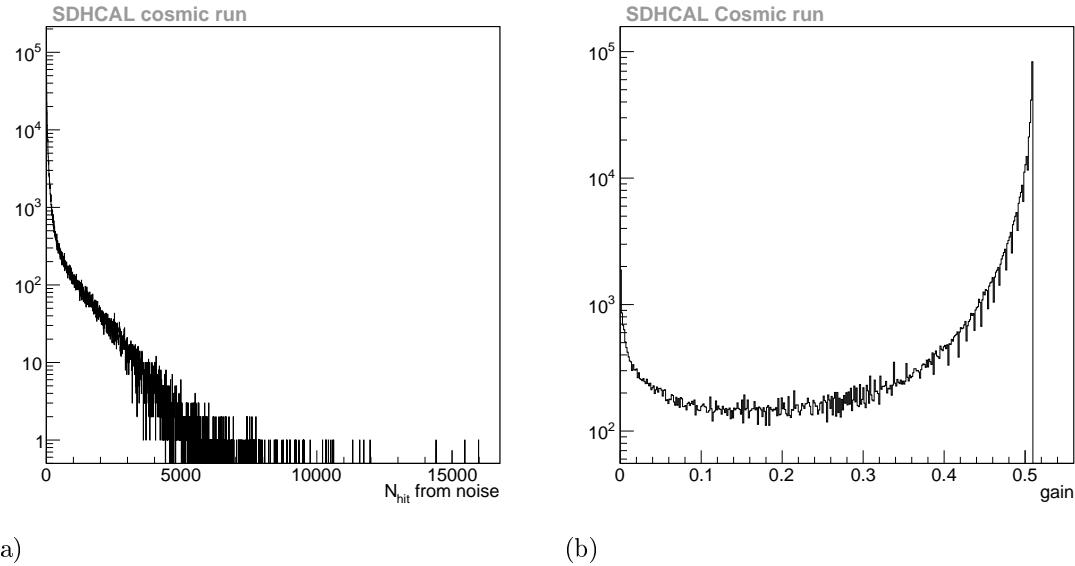


FIGURE 4.13 – Distribution du nombre de hits de bruits pour chaque canal lors d'une prise de donnée sans faisceau(a). Distribution des gains (non normalisé) calculés à partir de l'équation 4.4 (b).

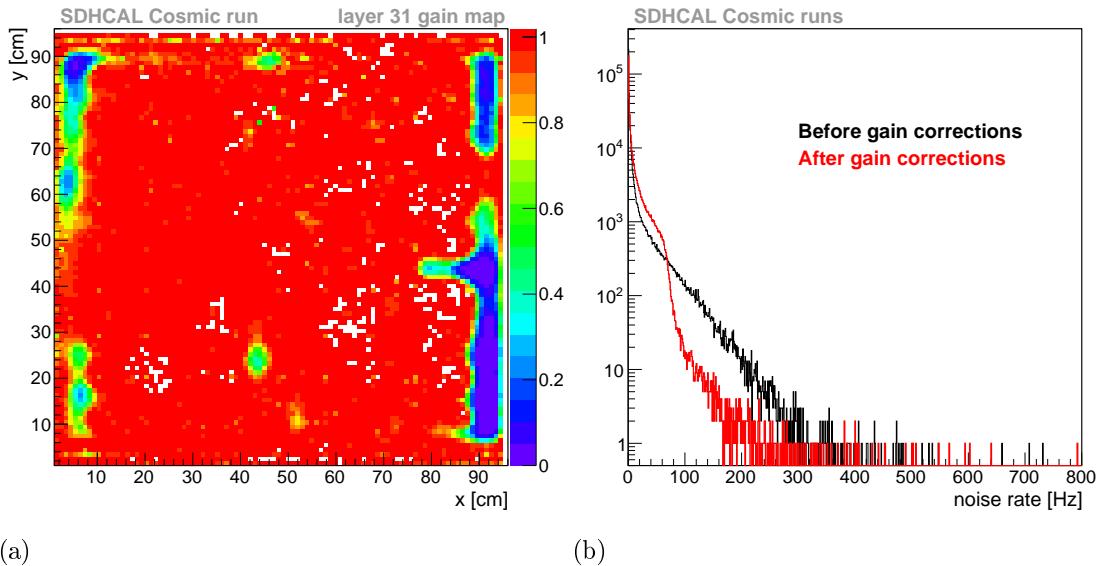


FIGURE 4.14 – Carte des gains de la chambre 31 du prototype SDHCAL (a). Distribution du taux de bruit dans chaque canal avant (en noir) et après (en rouge) les corrections de gain (b).

de bruit pour chaque canal avant et après la correction de gains. Après la correction des gains, le nombre de canaux ayant un taux de bruits supérieur à 100 Hz diminue sensiblement. Ceci a pour effet d'améliorer nos conditions de prises de données. En

effet, le temps d'acquisition qui correspond au temps entre le début d'un cycle d'acquisition et le signal RAMfull augmente sensiblement après les corrections de gain (43 ms après corrections contre 22 ms avant).

Les analyses préliminaires des données avec les corrections de gain n'ont montré ni d'amélioration, ni de détérioration significative pour la mesure de l'énergie des gerbes hadroniques. Cette méthode de correction, basée sur le bruit dans le détecteur, permet d'améliorer les conditions de prises de données. D'autres méthodes de correction pourront être développées pour améliorer l'homogénéité de la réponse du détecteur. Dans la suite de ce manuscrit, les résultats sont obtenus avec des données collectées sans correction des gains.

4.4 Reconstruction de l'énergie dans le SDHCAL

Nous avons décrit le prototype du SDHCAL et particulièrement les GRPC qui composent sa partie active. Plusieurs campagnes de prise de données sur les lignes de faisceau H2 et H6 au CERN ont été réalisées. Dans la suite de cette section, les différentes méthodes développées pour reconstruire l'énergie des hadrons incidents sont décrites.

4.4.1 Reconstruction des événements

Nous avons déjà mentionné que le mode de lecture du prototype utilisé en test sur faisceau rend obligatoire une procédure de reconstruction des événements. Dans les données collectées, on trouve les événements physiques (muons du faisceau et cosmiques, gerbes hadroniques et électromagnétiques) et du bruit. Pour séparer les événements physiques du bruit, nous utilisons une méthode de groupement temporel des hits [54]. Pour chaque événement RAMfull, les hits sont classés en fonction de leur temps d'occurrence. Rappelons que ce temps est échantillonné par pas de 200 ns grâce à l'horloge interne des ASIC. La figure 4.15 montre un exemple de la distribution du temps des hits dans un événement RAMfull. Lorsque dans un créneau d'horloge t_0 (1 créneau=200 ns), le nombre de hits est suffisant (>7 sur la figure 4.15), un candidat d'événement physique est créé. Ce candidat est conservé seulement s'il correspond à un maximum local ($\Delta_t = 600$ ns) de la distribution de la figure 4.15. Les hits dans les créneaux adjacents ($t = t_0 \pm 200$ ns) sont ajoutés au candidat. Cependant, il a été observé que certaines DIF pouvaient se désynchroniser des autres d'un coup d'horloge. Pour un faible nombre d'événements, un certain nombre de hits n'apparaissaient pas dans l'événement et les gerbes hadroniques reconstruites semblaient "trouées". Ainsi, la fenêtre de temps pour construire les événements physiques a dû être augmentée ($t = t_0 \pm 2 \times 200$ ns). Un événement physique est finalement reconstruit si le nombre de plans de GRPC avec au moins un hit est supérieur à un paramètre donné ($N_{plans} \geq 5$ par défaut). Le format des événements physiques est légèrement différent des événement RAMfull. Il contient le temps du RAMfull, le temps relatif au début de leur cycle d'acquisition, les coordonnées des positions de tous les hits de l'événement physique et leur seuil associé. Les hits dans les fenêtres de temps, rejetées par cette procédure sont utilisés pour

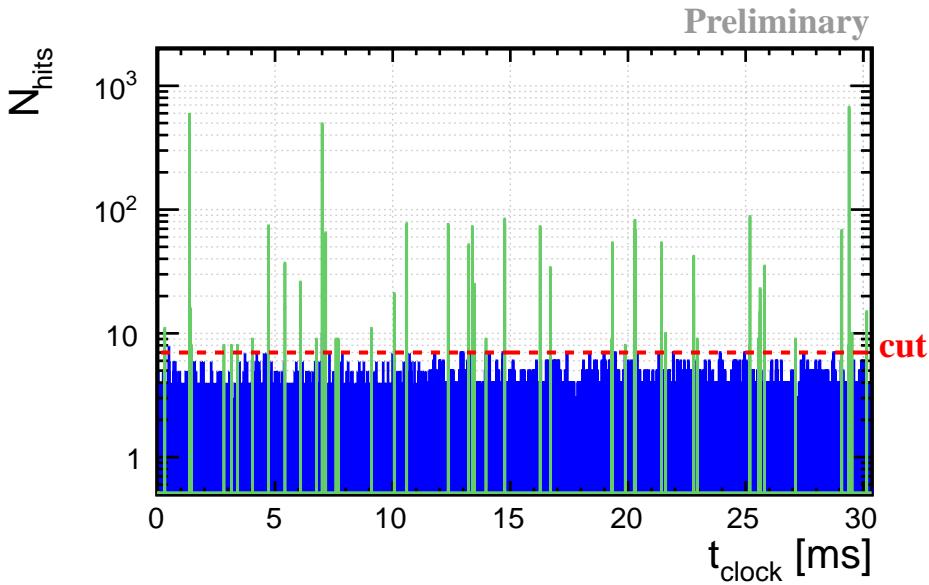


FIGURE 4.15 – Distribution du temps des hits dans un événement RAMfull. Les bins en vert correspondent aux fenêtres en temps qui sont utilisées comme candidats d'événements physiques.

¹⁷⁰⁰ estimer le bruit du détecteur. La figure 4.16 montre la distribution du nombre de hits de bruit dans un créneau d'horloge pour le prototype SDHCAL. La valeur moyenne de cette distribution ($\approx 0.35 \text{ hits}/200\text{ns}$) nous permet d'estimer le bruit moyen à 1.75 hits par événement physique reconstruit.

4.4.2 Performance du SDHCAL

¹⁷⁰⁵ Pour étudier les performances du prototype, l'efficacité et la multiplicité sont deux variables très importantes. L'efficacité correspond à la présence d'un signal détecté lors du passage d'une particule et la multiplicité correspond au nombre de canaux déclenchés lorsqu'une seule particule (MIP) traverse la couche de gaz. Ces deux variables correspondent aux propriétés intrinsèques des GRPC. L'efficacité et ¹⁷¹⁰ la multiplicité sont étudiées pour de nombreuses applications. Les programmes de surveillance (monitorage) utilisés en test sur faisceau, calculent ces variables, ce qui permet rapidement de vérifier la qualité de la prise de données. Nous verrons dans le chapitre 5 qu'une mesure précise de ces propriétés est indispensable pour la simulation du détecteur.

4.4.2.1 Reconstruction des traces

Pour étudier ces deux variables, qui représentent la réponse du détecteur au passage d'une seule particule, nous utilisons les événements muons. Ces événements sont reconstruits avec la procédure décrite dans la section 4.4.1 de ce chapitre. Cepen-

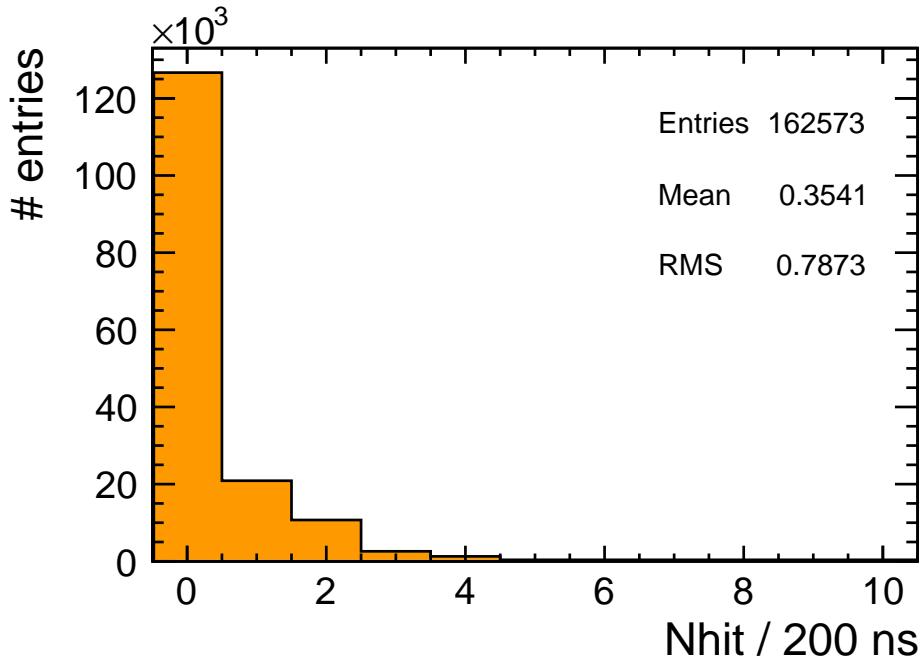


FIGURE 4.16 – Distribution du nombre de cellules touchées par du bruit dans un créneau d’horloge. Ces hits correspondent à ceux rejetés par la procédure de reconstruction des événements physiques.

dant, lors des tests en faisceau, nous n’avons pas pu utiliser de compteur Cerenkov pour identifier la nature des particules. Il est donc nécessaire d’utiliser une procédure de sélection des événements muons et ainsi de rejeter les gerbes hadroniques et électromagnétiques présentes dans nos échantillons de données. Une analyse en composante principale PCA (Principal Component Analysis) permet efficacement de sélectionner des candidats de traces. Une PCA consiste à diagonaliser la matrice de covariance. Cette matrice est une matrice 3×3 et ses éléments $M_{i,j}$ sont calculés avec l’équation suivante :

$$M_{i,j} = \sum_{k=0}^{N_{hits}} (q_{i,k} - \bar{q}_i)(q_{j,k} - \bar{q}_j) \quad (4.5)$$

où les $q_{i,k}$ sont les coordonnées des positions des hits et les \bar{q}_i sont les coordonnées du barycentre des hits de l’événement. Ces éléments sont ensuite normalisés avec la trace de cette matrice. Les valeurs propres λ_i issues de la diagonalisation de la matrice sont classées par ordre décroissant. La valeur propre λ_1 est associée au vecteur propre qui donne la direction principale de l’événement. Les valeurs propres λ_2 et λ_3 sont associées aux directions transverses. Le rapport $\frac{\sqrt{\lambda_2^2 + \lambda_3^2}}{\lambda_1}$ est utilisé pour sélectionner les événements muons. La figure 4.17 montre ce rapport en fonction du nombre de hits. On peut facilement distinguer deux régions sur la figure 4.17. La première région pour laquelle le nombre de hits est assez faible ($N_{Hit} < 200$) correspond

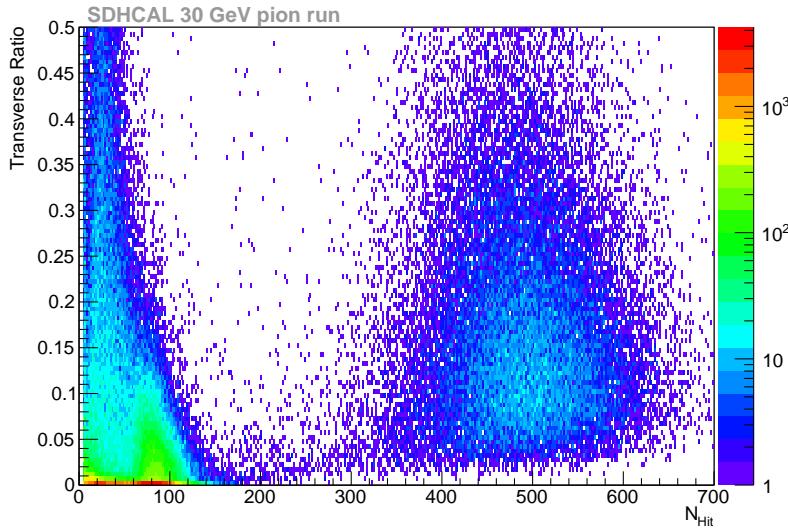


FIGURE 4.17 – Rapport $\frac{\sqrt{\lambda_2^2 + \lambda_3^2}}{\lambda_1}$ (Transverse Ratio) en fonction du nombre de hits (N_{Hit}) pour un échantillon de données à 30 GeV.

aux muons cosmiques et aux muons du faisceau. La deuxième région ($N_{Hit} > 200$) correspond au gerbes hadroniques. Une coupure sur la rapport $\frac{\sqrt{\lambda_2^2 + \lambda_3^2}}{\lambda_1}$ à 0.05 permet de conserver une partie importante des muons tout en rejetant la plupart des gerbes hadroniques. Une deuxième procédure de sélection permet d'améliorer la qualité des traces sélectionnées et de rejeter les gerbes hadroniques restantes. Les étapes de cette sélection sont les suivantes :

- les hits d'un même plan sont groupés dans des amas lorsqu'ils sont voisins. Les événements dont le nombre d'amas de hits est inférieur à une valeur donnée sont rejettés ($N_{amas} < 5$ par défaut). La figure 4.18 présente deux exemples de configurations d'amas possibles ;

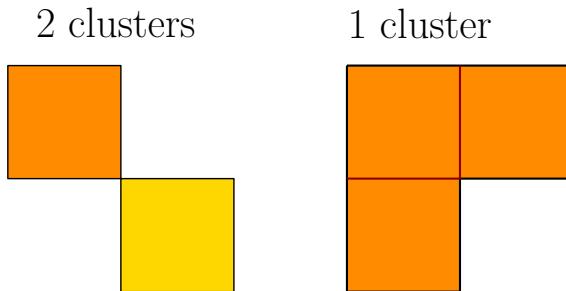


FIGURE 4.18 – Exemple de configuration d'amas. A gauche, deux amas sont créés. La configuration de droite conduit à la formation d'un seul amas.

- la trajectoire de la particule est ajustée avec une régression linéaire dans les plans

(xOz) et (yOz) ¹. Un χ^2 de l'ajustement est calculé avec l'équation suivante :

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{amas} - 1} \sum_{i=0}^{N_{amas}} d_i^2 \quad (4.6)$$

où les d_i correspondent aux distances (en mm) entre le barycentre des amas de hits et la droite définie par les coefficients obtenus lors des régressions linéaires. Les événements dont le χ^2 est supérieur à 100 sont rejettés. Ces sélections ont été testées avec des échantillons de simulation de muons dans le SDHCAL. L'efficacité de sélection obtenue avec la simulation est proche de 96%.

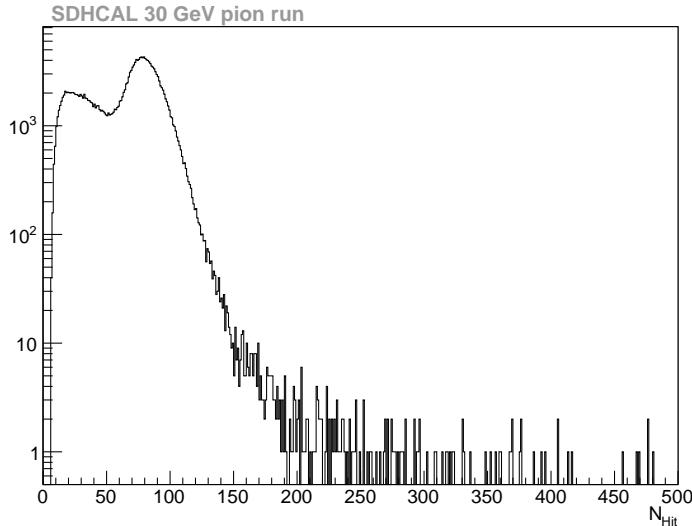


FIGURE 4.19 – Distribution du nombre de hits (N_{Hit}) après sélection des événements muons pour un échantillon de données à 30 GeV.

La figure 4.19 montre la distribution du nombre de hits (N_{Hit}) pour un échantillon de donnée à 30 GeV après les sélections des événements muons. On distingue deux

pics sur cette figure. Le premier correspond aux muons cosmiques et le deuxième aux muons du faisceau.

4.4.2.2 Efficacité et multiplicité

Pour chaque muon reconstruit, l'efficacité est estimée pour chaque plan du détecteur susceptible d'être touché par la particule. Pour chacun de ces plans, l'impact de la trace est calculé avec une régression linéaire en utilisant la même méthode que précédemment. Les amas de hits du plan étudié ne sont pas inclus dans la régression linéaire pour éviter tout biais. Un plan est considéré comme efficace si un amas de hits est trouvé à moins de 5 cm de l'impact attendu. La multiplicité correspond alors au nombre de hits dans l'amas correspondant. La figure 4.20 montre l'efficacité

1. L'axe (Oz) correspond à la direction du faisceau

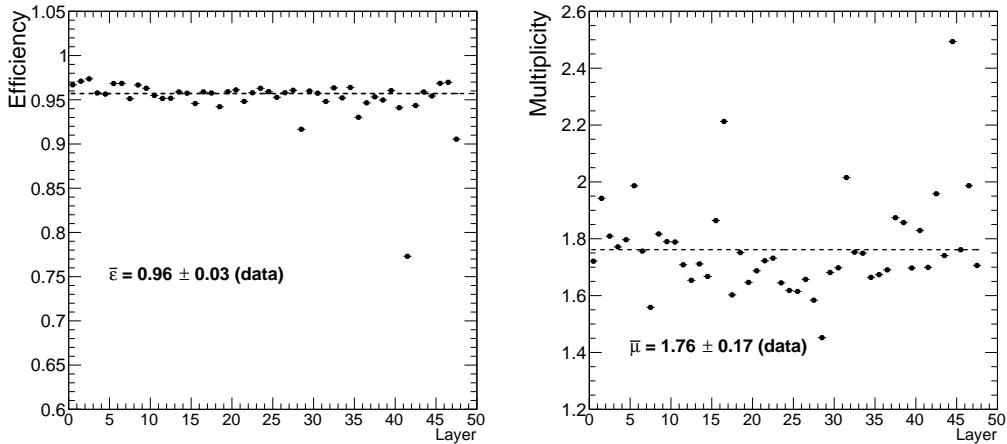


FIGURE 4.20 – Efficacité (à gauche) et multiplicité (à droite) moyenne pour chaque chambre du SDHCAL.

(à gauche) et la multiplicité (à droite) moyenne pour chaque plan du prototype. L'efficacité moyenne du détecteur est de $96 \pm 0.03\%$ et la multiplicité moyenne de 1.76 ± 0.17 . Les incertitudes sur ces deux valeurs correspondent aux écarts types de ces grandeurs. Une partie (environ 1/3) du 42ème plan ne fonctionnait pas, ce qui explique la plus faible efficacité de ce plan ($\varepsilon_{42} \simeq 77\%$). La dispersion autour de la multiplicité moyenne est probablement due à des différences de résistivité de la peinture appliquée sur les électrodes d'une chambre à l'autre.

4.4.3 Sélection des gerbes hadroniques

Nous avons vu la procédure pour sélectionner les événements muons pour calculer l'efficacité et la multiplicité des GRPC. Nous allons maintenant décrire la procédure pour sélectionner les gerbes hadroniques. Rappelons que les échantillons de données contiennent des muons (cosmiques et du faisceau), des gerbes hadroniques et électromagnétiques. Cette procédure de sélection est optimisée pour filtrer les événements muons et les gerbes électromagnétiques, tout en conservant un maximum de gerbes hadroniques pour éviter des biais.

4.4.3.1 Contamination par les protons

Le faisceau de la ligne H6 du SPS est contaminé par des protons. Les protons produisent des gerbes hadroniques qui seront très difficilement différenciables de celles des pions. La collaboration ATLAS a mesuré la contamination de la ligne H6 [3]. Le tableau suivant présente la fraction f_p du nombre de protons sur le nombre total de particules sur la ligne H6 pour 50 et 100 GeV : Dans la suite, aucun traitement ne sera effectué pour identifier les gerbes hadroniques induites par les protons et celles-ci seront traitées de la même façon que pour les pions. Cependant, la longueur d'interaction est légèrement plus faible pour les protons que pour les pions.

Énergie	f_p
50	0.45 ± 0.12
100	0.61 ± 0.06

TABLE 4.2 – Fraction du nombre de protons sur la ligne H6 du SPS [3].

La collaboration ATLAS a aussi mesuré le rapport des longueurs d’interactions des pions et des protons avec un calorimètre à échantillonnage utilisant des scintillateurs comme milieu actif et du fer en absorbeur. Le résultat de cette mesure est le suivant :

$$\lambda_{pi}/\lambda_p = 1.25 \pm 0.01_{stat}^{+0.04}_{-0.01syst} \quad (4.7)$$

Cette mesure est en bon accord avec la valeur théorique de 1.22. Ainsi, en moyenne, les protons interagissent fortement après avoir parcouru une épaisseur de matière plus faible que les pions. Ceci aura pour effet de limiter l’effet de fuite des gerbes hadroniques et donc d’augmenter le nombre de hits détectés à haute énergie sur la ligne H6. Cette contamination n’est pas présente dans les échantillons de données enregistrés sur la ligne H2 du CERN car les particules ont une charge négative sur cette ligne.

1800 4.4.3.2 Axe des événements

L’axe des événements est une propriété qui sera utilisée à plusieurs reprises dans les paragraphes suivants. Pour construire cet axe, la méthode utilisée ressemble à la méthode décrite dans la section 4.4.2. Un ajustement linéaire est réalisé en utilisant les coordonnées de tous les hits de l’événement. Cet axe est ensuite utilisé pour déterminer le point d’impact de la particule dans le prototype et l’angle entre la particule et l’axe (Oz).

4.4.3.3 Contamination par les muons

Les coupures suivantes permettent de supprimer une importante fraction de la contamination des données par les muons.

- 1810 - $\frac{N_{hits}}{N_{plans}} > 3$, où N_{plans} correspond au nombre de plans avec au moins 1 hit ;
- $\frac{\sqrt{\lambda_2^2 + \lambda_3^2}}{\lambda_1} > 0.01$, où $\frac{\sqrt{\lambda_2^2 + \lambda_3^2}}{\lambda_1}$ correspond au rapport des valeurs propres après une analyse en composantes principales (cf. section 4.4.2) ;
- 1815 - $\frac{N_{IP}}{N_{plans}} > 0.1$, où N_{IP} correspond au nombre de plans pour lesquels l’écart type de la position des hits est supérieur à 5 cm. Cette coupure permet de rejeter les muons radiatifs. La figure 4.21 montre un exemple de muon radiatif de 50 GeV dans le prototype du SDHCAL.

La figure 4.22 montre la distribution du nombre de hits pour un échantillon de données à 30 GeV, avant et après l’application des coupures pour rejeter les muons.

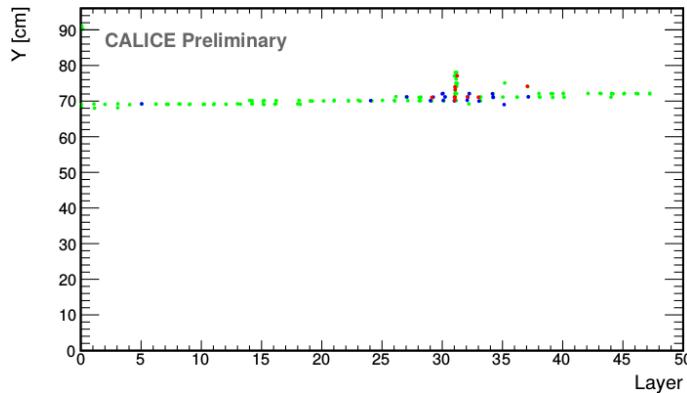


FIGURE 4.21 – Exemple d'un muon radiatif de 50 GeV, enregistré par le prototype du SDHCAL sur la ligne H6 du SPS au CERN. Les couleurs indiquent les différents seuils de lecture.

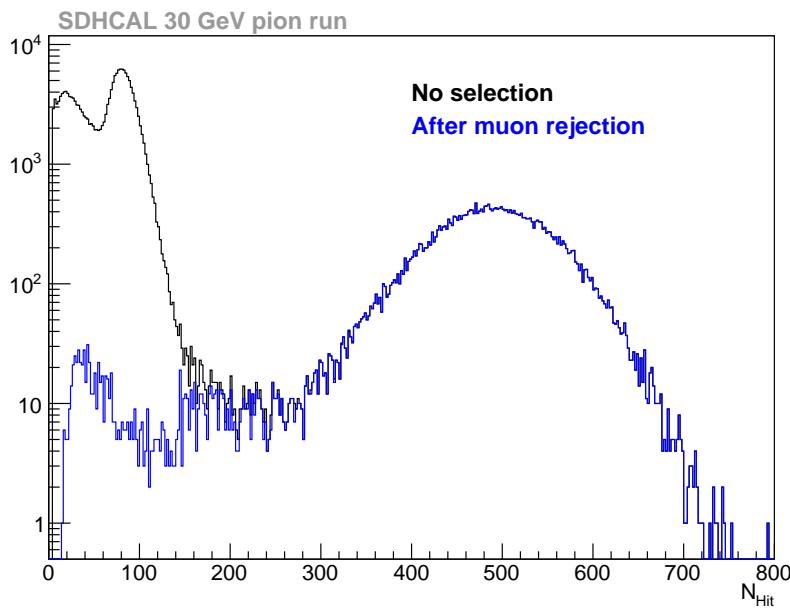


FIGURE 4.22 – Distribution du nombre de hits avant (en noir) et après (en bleu) l'application des coupures pour rejeter les événements muons à 30 GeV.

4.4.3.4 Contamination par les gerbes électromagnétiques

1820 Pour supprimer les événements induits par des électrons, au moins une des trois coupures suivantes doit être vérifiée :

- $N_{Traces} > 0$, où N_{Traces} correspond au nombre de traces reconstruites en utilisant la technique de Transformée de Hough (cf. section 6.3 du chapitre 6). Si une trace reconstruite débute dans les trois premiers plans et que l'angle entre cette trace et l'axe (Oz) est faible ($< 25^\circ$), alors elle définit la trace primaire ;

1825

- $P_{Start} \geq 5$, où P_{Start} correspond au premier plan d'interaction. Il est défini comme étant le premier plan avec un amas avec plus de 4 hits. Ce plan doit se trouver après le dernier plan de la trace primaire. Le barycentre de l'amas de hits correspondant doit être situé à moins de 10 cm de l'impact attendue de la trace primaire. Si aucune trace primaire n'est reconstruite, alors le premier plan avec un amas de plus de 4 hits proche de l'axe de la gerbe, définit le premier plan d'interaction ;
- $N_{Plans} > 30$, les gerbes électromagnétiques sont très compactes. La valeur de la coupure a été optimisée avec la simulation puis vérifiée avec les données.

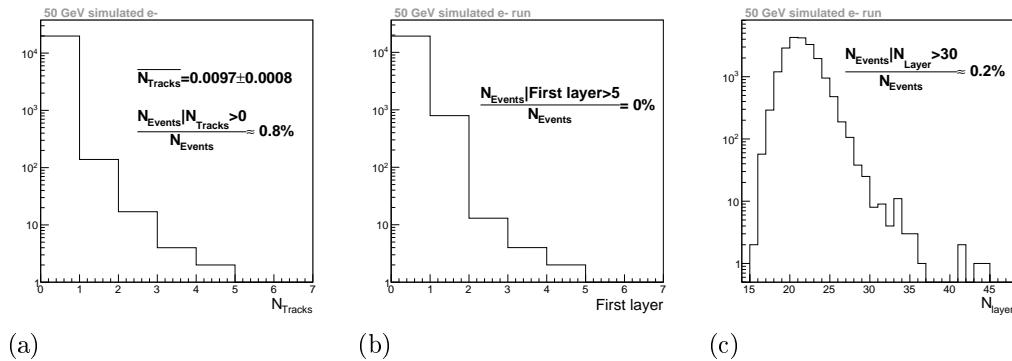


FIGURE 4.23 – Distributions du nombre de traces reconstruites (a), du premier plan d'interaction (b) et du nombre de plans touchés (c) pour un échantillon de simulation de gerbes électromagnétiques à 50 GeV.

La figure 4.23 montre les distributions des trois variables utilisées pour rejeter les électrons. Ces distributions proviennent de simulation d'électrons à 50 GeV. Pour chacune des variables, les rapports $\frac{N_{Events}|Var>cut}{N_{Events}}$ donnent la proportion d'événements non rejettés par les coupures définies ci-dessus. Ces rapports permettent d'affirmer que la proportion de gerbes électromagnétiques identifiées comme gerbes hadroniques, sera faible. Ces coupures sont toutes très efficaces pour filtrer les gerbes électromagnétiques mais elles sont combinées pour éviter de supprimer une partie significative des gerbes hadroniques et ainsi de biaiser nos échantillons de données. Notons que pendant les tests en faisceau, une fine couche de plomb (8 mm d'épaisseur) était insérée sur la ligne de faisceau pour diminuer la contamination par les électrons.

4.4.3.5 Coupures supplémentaires

La figure 4.22 montre que les échantillons de données sont toujours contaminés, notamment dans la région de faible nombre de hits, malgré les coupures déjà appliquées. Quelques coupures supplémentaires sont nécessaires pour purifier les échantillons de données :

- les événements multiples sont filtrés en étudiant la dispersion des hits dans les 5 premiers plans. Ces événements sont issus la plupart du temps d'interactions de la particule incidente en amont du prototype (interactions avec les collimateurs, la

couche de plomb, avec les détecteurs permettant le réglage du faisceau...). Si des amas de hits sont séparés de plus de 5 cm dans 4 des 5 premiers plans alors l'événement est considéré comme multiple. La figure 4.24 montre un exemple d'événement identifié comme multiple dans le prototype du SDHCAL ;

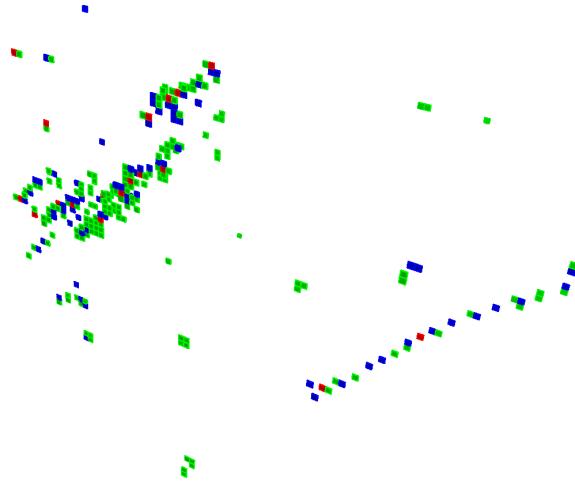


FIGURE 4.24 – Exemple d'événement multiple, enregistré par le prototype du SDHCAL sur la ligne H6 du SPS au CERN. Les couleurs indiquent les différents seuils de lecture.

- les particules neutres sont filtrées en imposant la présence d'au moins 4 hits dans les 5 premiers plans. Cette coupure rejette aussi beaucoup de muons cosmiques ;
- l'angle entre la particule incidente et l'axe (Oz) doit être inférieur à 25° . Cette coupure permet aussi d'éliminer des événements où la particule incidente aurait légèrement interagi avant le prototype.

La figure 4.25 présente les distributions de nombre de hits pour des échantillons de données à 10 et 50 GeV avant toutes les coupures (en noir), et après les coupures pour filtrer les muons (en rouge), puis les électrons (en bleu). Nous détaillerons la procédure de sélection des électrons dans la section 5.3.3 du chapitre 5. Les coupures que nous venons de détailler ont été accordées pour purifier au maximum les échantillons de données tout en essayant de conserver un maximum de gerbes hadroniques et ainsi d'introduire un minimum de biais. Le tableau 4.3 présente l'efficacité de sélection des gerbes hadroniques en fonction de l'énergie incidente. Cette efficacité est mesurée avec la simulation et correspond au rapport entre le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements identifiés comme gerbes hadroniques. Ces efficacités sont satisfaisantes excepté à 5 GeV. Environ 21% des gerbes hadroniques simulées à 5 GeV sont rejetées par les coupures muons, 15 % par les coupures électrons et environ 11% sont rejetées à cause de la coupure sur l'angle de la gerbe. Ceci est dû au fait qu'à 5 GeV, la particule incidente subie le phénomène de diffusion multiple dans les couches d'absorbeurs. En comparaison, aucun événement de gerbe hadronique simulé à 80 GeV n'est rejeté par cette coupure.

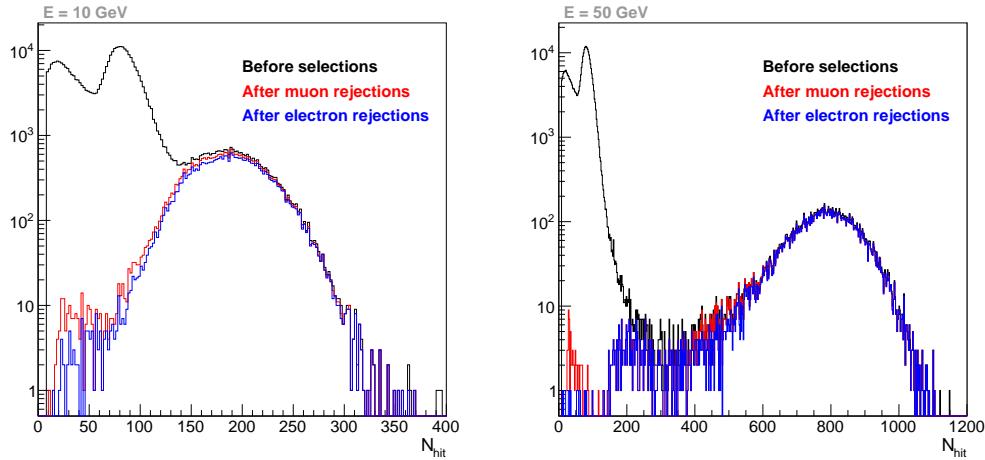


FIGURE 4.25 – Distribution du nombre de hits pour des échantillons de données à 10 (à gauche) et 50 (à droite) GeV avant toutes les coupures (en noir), après les coupures de sélection des gerbes hadroniques (en bleu) et après les coupures de sélection des gerbes électromagnétiques (en rouge).

Energie	Efficacité
5 GeV	$57.9 \pm 0.3\%$
10 GeV	$85.8 \pm 0.2\%$
15 GeV	$90.5 \pm 0.2\%$
20 GeV	$92.3 \pm 0.2\%$
25 GeV	$93.9 \pm 0.2\%$
30 GeV	$94.3 \pm 0.2\%$
40 GeV	$95.1 \pm 0.2\%$
50 GeV	$94.9 \pm 0.2\%$
60 GeV	$95.1 \pm 0.2\%$
70 GeV	$94.5 \pm 0.2\%$
80 GeV	$94.3 \pm 0.2\%$

TABLE 4.3 – Efficacité de sélection des gerbes hadroniques en fonction de l'énergie de la particule incidente.

4.4.4 Calibration en fonction du temps

Dans la section 4.3 de ce chapitre, nous avons déjà expliqué que la résistivité des électrodes est un paramètre très important pour les RPC. La résistivité volumique du verre utilisé pour le SDHCAL est très élevée ($\rho = 10^{12} \Omega cm$). Cette résistivité élevée a pour conséquence de fortement dégrader l'efficacité de détection des GRPC lorsque le flux de particules augmente. La figure 4.26 présente l'efficacité de détection de différentes GRPC en fonction du flux de particules incidentes [50]. L'efficacité de la chambre avec du verre standard (Float Glass, courbe orange) chute

1880

1885

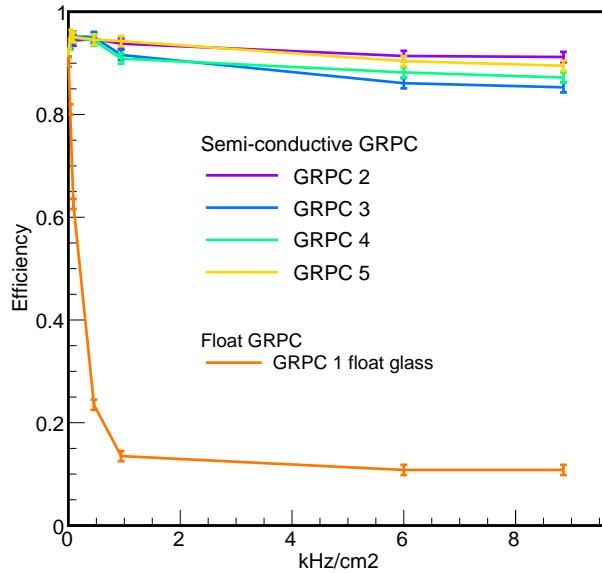


FIGURE 4.26 – Efficacité de détection en fonction du flux de particules incidentes.

très rapidement lorsque le taux augmente. Les GRPC construites avec du verre semi-conducteur, fabriqué à l'université de Tsinghua en Chine [64], ont une résistivité plus faible que les GRPC du SDHCAL ($\rho = 10^{10} \Omega cm$). Cette résistivité leur permet de conserver une bonne efficacité malgré un fort flux de particules. Cet effet est encore plus important avec les gerbes hadroniques et électromagnétiques où la densité de particules secondaires est très élevée. La figure 4.27 montre le nombre moyen de hits pour des gerbes hadroniques de $70 GeV$ en fonction du temps relatif au début d'un cycle du SPS en 2012. Pour construire cette figure, le temps relatif au début du cycle du SPS est reconstruit pendant l'analyse des données en imposant le début d'un nouveau cycle lorsque plus de cinq secondes s'écoulent entre deux événements consécutifs. Le nombre de hits décroît sensiblement avec le temps. Cet effet augmente avec l'énergie du faisceau. En effet, à plus haute énergie, le nombre de particules secondaires augmente et donc la charge déposée sur les électrodes. Le temps pour neutraliser ces charges est donc légèrement plus long. Une procédure de calibration permet cependant de corriger cet effet. Les courbes de nombre de hits en fonction du temps, pour chaque seuil, sont ajustées avec un polynôme d'ordre 2. Le nombre de hits pour chaque seuil, pour chaque événement, est corrigé en utilisant le résultats de l'ajustement :

$$N_{corr,i} = N_i - \sum_{j=0}^2 p_{j,i} t^j \quad (4.8)$$

où i correspond au seuil, N_i est le nombre de hits et $N_{corr,i}$ le nombre de hits corrigé pour le seuil i , les $p_{j,i}$ sont les coefficients de correction obtenus avec les ajustements et t est le temps relatif au début du cycle du SPS. La figure 4.28

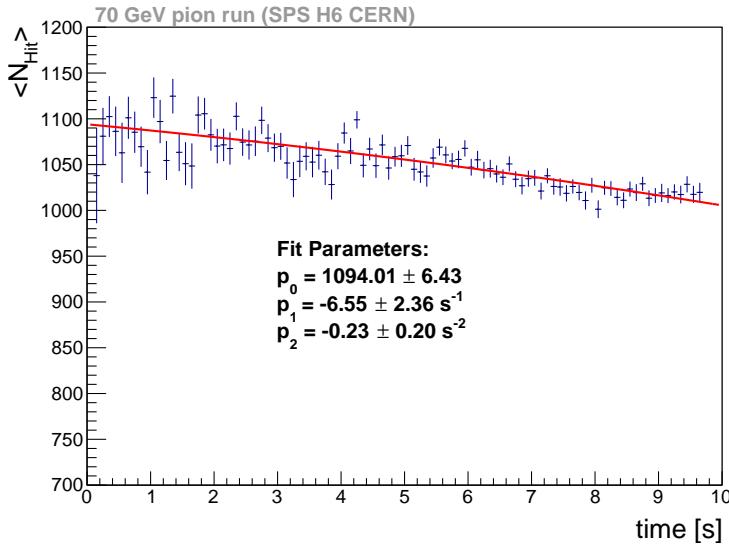


FIGURE 4.27 – Nombre moyen de hits pour des gerbes hadroniques de 70 GeV en fonction du temps relatif au début d'un cycle du SPS.

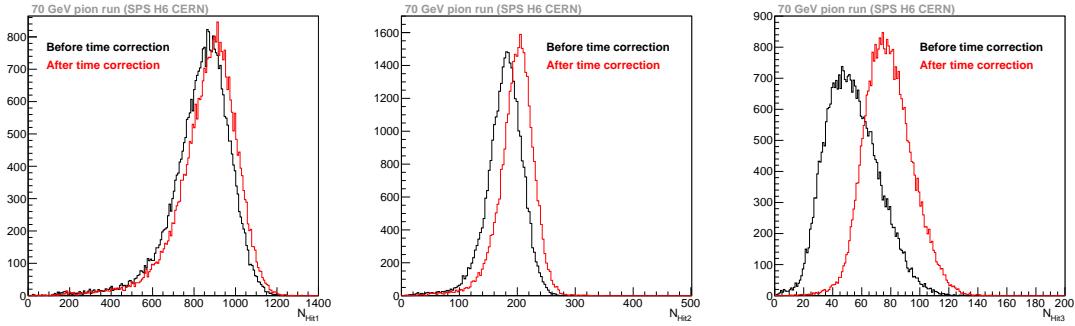


FIGURE 4.28 – Distribution du nombre de hits pour les trois seuils à 70 GeV avant (en noir) et après (en rouge) les corrections temporelles.

montre les distributions du nombre de hits pour les trois seuils à 70 GeV avant et après les corrections temporelles. L'effet de ces corrections augmente logiquement avec le seuil. Le tableau 4.4 présente les valeurs moyennes (\bar{N}_i), les écarts types (σ_{N_i}) et les résolutions ($\frac{\sigma_{N_i}}{N_i}$) des distributions de la figure 4.28 pour chaque seuil i . Le nombre de hits augmente sensiblement après les corrections, alors que l'écart type et la résolution s'améliorent. Ces corrections nous permettront d'obtenir une meilleure résolution en énergie. Dans la suite de ce chapitre, les mentions au nombre de hits feront référence aux nombres de hits corrigés.

	Avant correction	Après correction
N_1	832.3 ± 0.78	865.1 ± 0.78
σ_{N1}	142.8 ± 0.55	142.4 ± 0.55
$\frac{\sigma_{N1}}{N_1}$	0.172 ± 0.001	0.165 ± 0.001
N_2	177.2 ± 0.17	197.7 ± 0.17
σ_{N2}	31.8 ± 0.12	31.1 ± 0.18
$\frac{\sigma_{N2}}{N_2}$	0.179 ± 0.001	0.157 ± 0.001
N_3	53.2 ± 0.10	78.4 ± 0.09
σ_{N3}	18.4 ± 0.07	16.3 ± 0.06
$\frac{\sigma_{N3}}{N_3}$	0.346 ± 0.002	0.208 ± 0.001

TABLE 4.4 – Nombre moyen de hits pour les trois seuils, écart type et résolution relative avant et après la correction temporelle.

1915 4.4.5 Reconstruction de l'énergie des pions

Les procédures décrites dans les sections précédentes sont utilisées pour mesurer l'énergie des particules incidentes dans le prototype du SDHCAL. Rappelons que dans cette section, les corrections de gains ne sont pas appliquées : tous les canaux électroniques ont un gain fixé à 1. Les incertitudes systématiques présentes sur les 1920 différentes figures seront discutées à la fin de cette section.

4.4.5.1 Réponse du SDHCAL aux gerbes hadroniques

La première propriété des gerbes hadroniques extraite avec le prototype du SDHCAL est le nombre total de hits. La figure 4.29 montre le nombre moyen de hits en fonction de l'énergie du hadron incident. Cette courbe est ajustée avec une fonction linéaire sur la gamme [5,20] GeV (courbe noire trait plein). Cette courbe est prolongée sur toute la gamme d'énergie (courbe noire en pointillé). Cette figure présente aussi la déviation relative définie par $\frac{\langle N_{Hit} \rangle - N_{Fit}}{N_{Fit}}$, où $\langle N_{Hit} \rangle$ est le nombre moyen de hits et N_{Fit} le nombre de hits attendus en utilisant le résultats de l'ajustement. Le nombre de hits dans le SDHCAL suit assez bien une fonction linéaire jusqu'à 1930 20 GeV. Au delà de 25 GeV, on remarque que la réponse du SDHCAL sature avec l'énergie. A 60 GeV, le nombre de hits remonte brusquement. Ceci est probablement du à la contamination par les protons qui ont une longueur d'interaction plus faible que celle des pions. La fraction électromagnétique est aussi plus faible dans les cascades initiées par des protons que dans celles initiées par des pions.

1935 La figure 4.30 présente le nombre moyen de hits pour chaque seuil, en fonction de l'énergie des hadrons incidents. L'utilisation des seuils permettra de corriger l'effet de la saturation vue sur la figure 4.29 afin d'améliorer la résolution en énergie.

4.4.5.2 Le mode binaire

Une première méthode pour reconstruire l'énergie des particules incidentes utilise 1940 uniquement le nombre de hits de chaque événement. L'énergie est mesurée grâce à

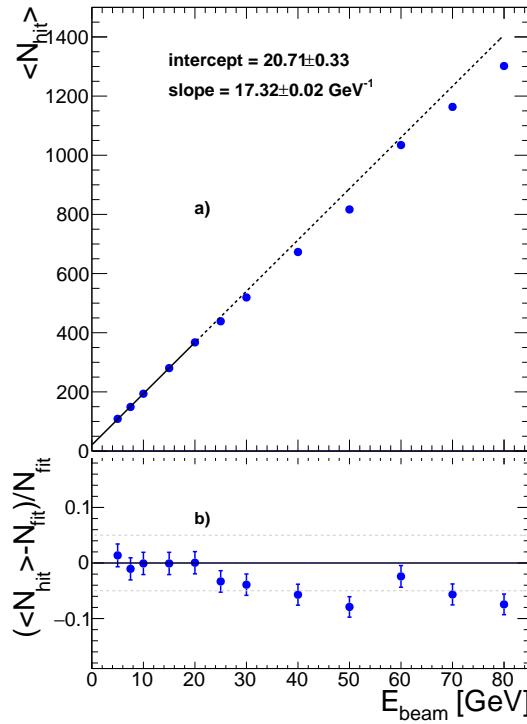


FIGURE 4.29 – (a) Nombre moyen de hits en fonction de l'énergie du faisceau de la ligne H6 du CERN. La courbe noire pleine est un ajustement linéaire fait entre 5 et 20 GeV. La courbe noire en pointillé prolonge cet ajustement. (b) Déviation relative du nombre moyen de hits à l'ajustement linéaire en fonction de l'énergie du faisceau.

l'équation suivante :

$$E_{reco} = A \cdot N_{Hit} \quad (4.9)$$

où A est une constante déterminée avec les données expérimentales. Cependant, la saturation observée sur la figure 4.29 ne permet pas d'obtenir une linéarité satisfaisante au dessus de 30 GeV. Pour restaurer la linéarité, plusieurs paramétrages ont été testés. Le paramétrage suivant permet d'obtenir une linéarité raisonnable :
1945

$$E_{reco} = A \cdot N_{Hit} + B \cdot N_{Hit}^2 + C \cdot N_{Hit}^3 \quad (4.10)$$

Les constantes A , B et C sont déterminées avec les données expérimentales en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=0}^{N_{events}} (E_{inc}^i - E_{reco}^i)^2}{E_{inc}^i} \quad (4.11)$$

où N_{events} est le nombre d'événements utilisés pour la minimisation et E_{inc}^i est l'énergie de la particule incidente i . La figure 4.31 montre deux distributions d'énergie reconstruite pour des échantillons de données à 20 et 40 GeV. Les distributions d'énergie sont ajustées en deux temps, avec une fonction gaussienne. La valeur moyenne
1950

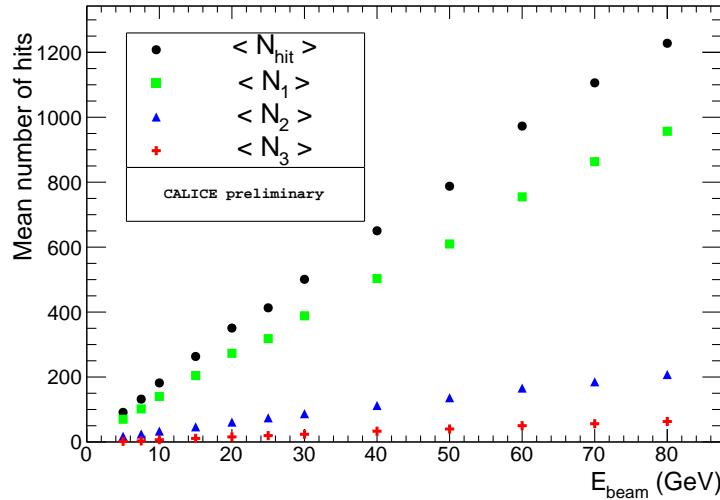


FIGURE 4.30 – Nombre moyen de hits pour chaque seuil en fonction de l'énergie du faisceau. Les cercles noirs représentent le nombre total de hits. Les carrés verts représentent le nombre de hits pour le seuil 1. Les triangles bleus représentent le nombre de hits pour le seuil 2. Les croix rouges représentent le nombre de hits pour le seuil 3.

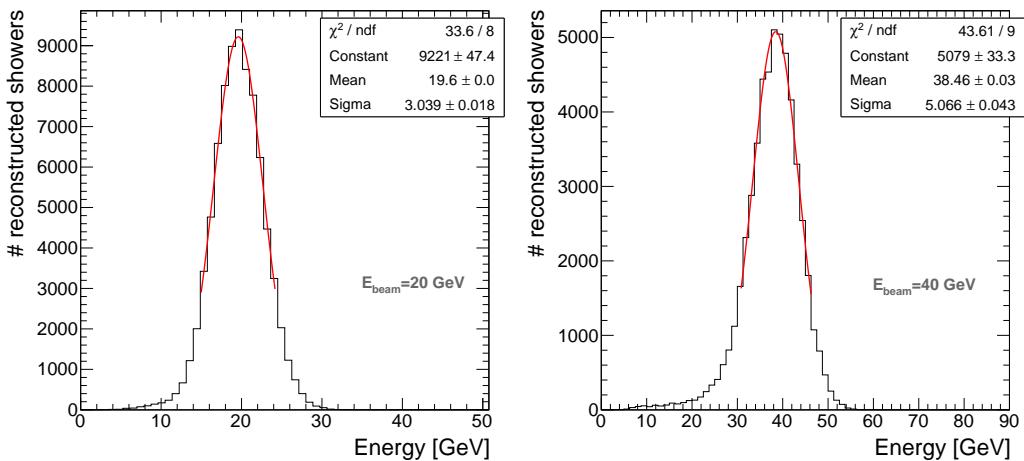


FIGURE 4.31 – Distribution en énergie des gerbes hadroniques reconstruites. L'énergie est calculée avec le mode binaire sans l'information des seuils. Les distributions sont ajustées avec des gaussiennes dans une gamme de $\pm 1.5\sigma$ autour de la valeur moyenne.

\bar{E}_{reco} et le σ d'un premier ajustement définissent la gamme $[\bar{E}_{\text{reco}} - 1.5\sigma, \bar{E}_{\text{reco}} + 1.5\sigma]$ pour le second ajustement. Cette méthode d'ajustement permet de s'affranchir des queues de distribution à basse énergie (à gauche sur les distributions en énergie). Ces queues de distribution sont dues aux hadrons qui interagissent tardivement dans

le détecteur. Ainsi, une fraction importante de l'énergie incidente n'est pas déposée dans le détecteur ce qui détériore la reconstruction de l'énergie. La figure 4.32(a) montre l'énergie reconstruite moyenne et la déviation relative en fonction de l'énergie du faisceau. La déviation relative est définie par $\frac{E_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}}$ (E_{beam} est l'énergie du faisceau). Cette figure montre une très bonne linéarité ($\frac{E_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}} < 5\%$ sur toute la gamme d'énergie sauf à 5 GeV), ce qui valide le choix du paramétrage de E_{reco} . La figure 4.32(b) montre la résolution relative en fonction de l'énergie du faisceau.

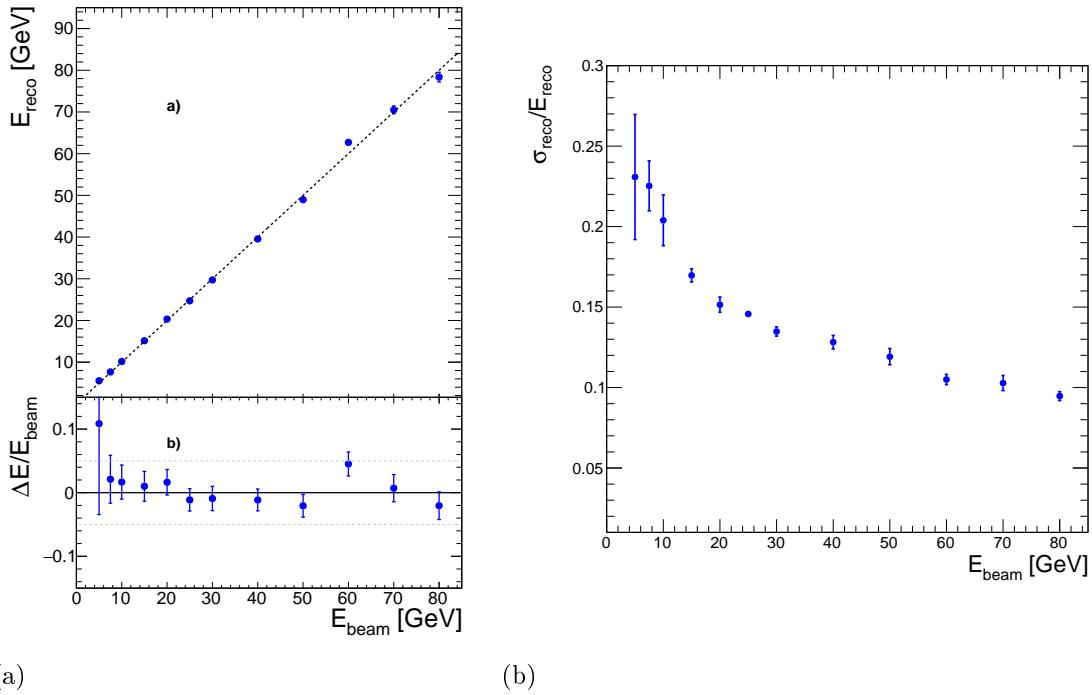


FIGURE 4.32 – (a) : Énergie reconstruite moyenne des gerbes hadroniques et déviation relative en fonction de l'énergie du faisceau (ligne H6). (b) : Résolution relative ($\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}}$) de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie du faisceau (ligne H6). L'énergie est calculée en utilisant uniquement le nombre total de hits (équation 4.10).

4.4.5.3 Le mode multi-seuils

La spécificité du SDHCAL est son mode de lecture semi-digitale. Comme nous l'avons déjà expliqué, le seuil déclenché permet d'avoir une idée du nombre de particules secondaires traversant la couche de gaz vers un canal de lecture. Les informations sur les seuils devraient aider à combattre le phénomène de saturation vu sur la figure 4.29 et à améliorer la résolution en énergie. Les informations des seuils pourraient aussi aider à comprendre la structure des gerbes hadroniques en identifiant les zones denses en particules secondaires. Une première tentative pour calculer l'énergie reconstruite des gerbes hadroniques utilisait l'équation suivante :

$$E_{reco} = \alpha \cdot N1 + \beta \cdot N2 + \gamma \cdot N3 \quad (4.12)$$

avec $N1$, $N2$ et $N3$ les nombres de hits relatifs à chaque seuil. Les constantes α , β et γ sont déterminées avec les données. Cependant, il s'est avéré impossible de trouver un paramétrage de ces constantes donnant une bonne linéarité et une bonne résolution en énergie. Ainsi, comme pour le mode binaire, les paramètres de reconstruction de l'énergie sont des fonctions du nombre total de hits, ce qui permet de tenir compte de l'énergie. Le meilleur paramétrage obtenue est une fonction quadratique du nombre de hits (exemple : $\alpha = A_1 + B_1 \cdot N_{Hit} + C_1 \cdot N_{Hit}^2$). De même que pour le mode binaire, les valeurs des paramètres de l'énergie reconstruite sont déterminées avec une méthode de minimisation d'un χ^2 . Les données obtenues sur la ligne H2 sont utilisées pour estimer les paramètres de l'énergie reconstruite. Ces paramètres sont ensuite utilisés pour calculer l'énergie des hadrons des lignes H2 et H6. La figure 4.33 montre

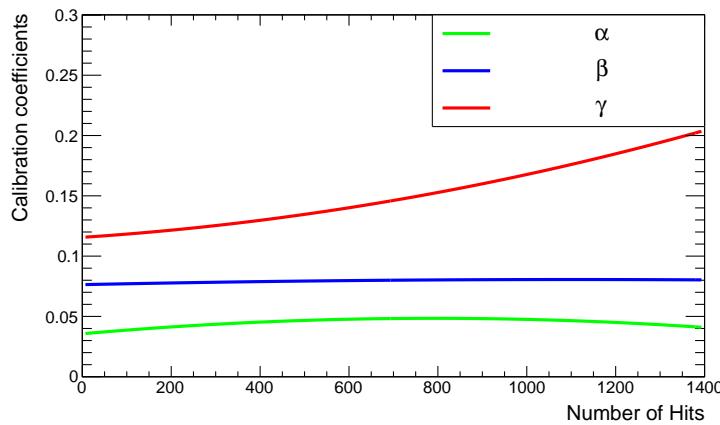


FIGURE 4.33 – Évolution des paramètres de reconstruction de l'énergie en fonction du nombre total de hits. L'énergie est reconstruite en utilisant l'information des seuils.

l'évolution des paramètres de reconstruction de l'énergie en fonction du nombre total de hits. Le coefficient γ (pour le troisième seuil) augmente avec le nombre de hits. Cela confirme l'idée que la présence des seuils aide à traiter le phénomène de saturation. La figure 4.34 montre deux distributions d'énergie reconstruite à 20 et 40 GeV en utilisant la méthode multi-seuils. De même que pour le mode binaire, les distributions d'énergie reconstruite sont ajustées en deux étapes avec une fonction gaussienne. La figure 4.35 présente la valeur moyenne de l'énergie reconstruite des gerbes hadroniques en fonction de l'énergie du faisceau en utilisant le mode multi-seuils pour des échantillons de données enregistrés sur la ligne H2 et H6 du CERN. La déviation relative ($\frac{E_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}}$) est en dessous de 5 % sur toute la gamme d'énergie pour la ligne H2. Seuls deux points ont une déviation relative supérieure à 5% pour les échantillons de données de la ligne H6. L'incertitude de mesure à 5 GeV est très élevée. A 60 GeV, la non linéarité de l'énergie reconstruite des hadrons de la ligne H6 peut s'expliquer par la contamination par les protons pour lesquels la réponse du prototype SDHCAL (nombre de hits) est plus élevée.

La résolution relative ($\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}}$) est donnée par la figure 4.36. Cette résolution varie

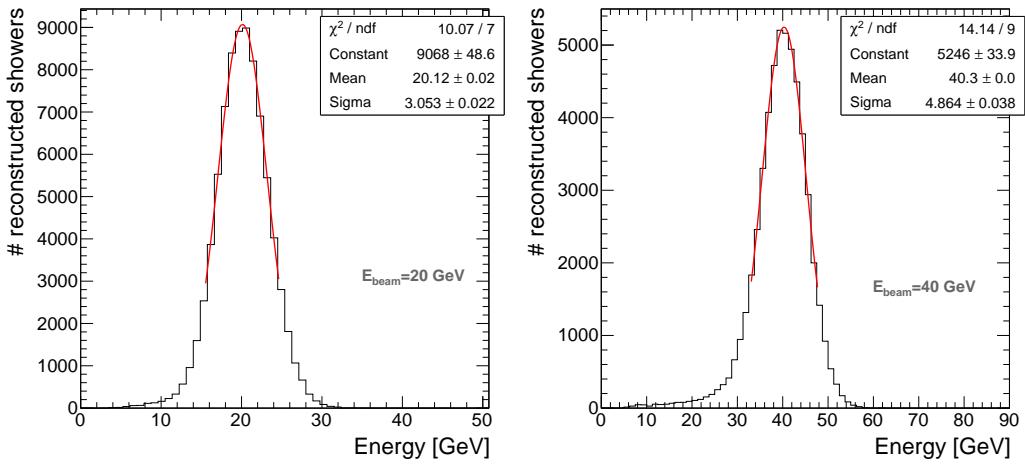


FIGURE 4.34 – Distribution de l'énergie reconstruite pour des échantillons de gerbes hadroniques à 20 et 40 GeV.

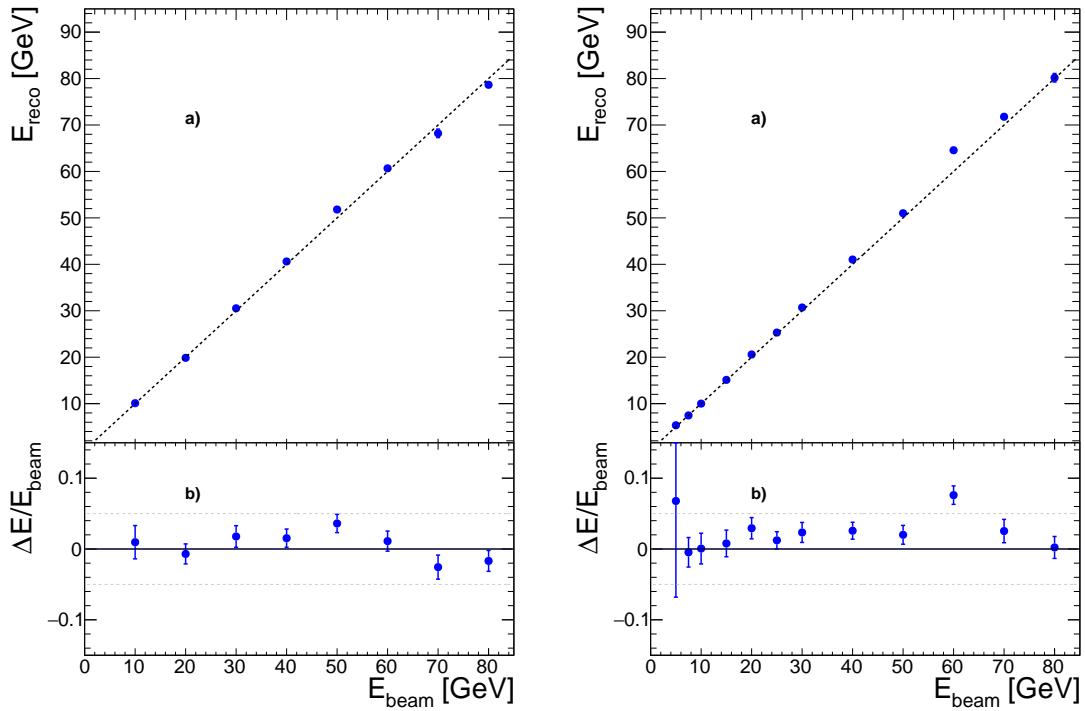


FIGURE 4.35 – Énergie reconstruite moyenne des gerbes hadroniques et déviation relative en fonction de l'énergie des hadrons incidents sur la ligne H2 (à gauche) et H6 (à droite) du CERN. L'énergie est calculée en utilisant le mode multi-seuils.

de 24% à 5 GeV jusqu'à 7.5% à 80 GeV. Ces résultats sont très encourageants et ont été obtenus en utilisant uniquement le nombre de hits pour chaque seuil. Des méthodes utilisant de manière plus appropriée la très haute granularité du SDH-

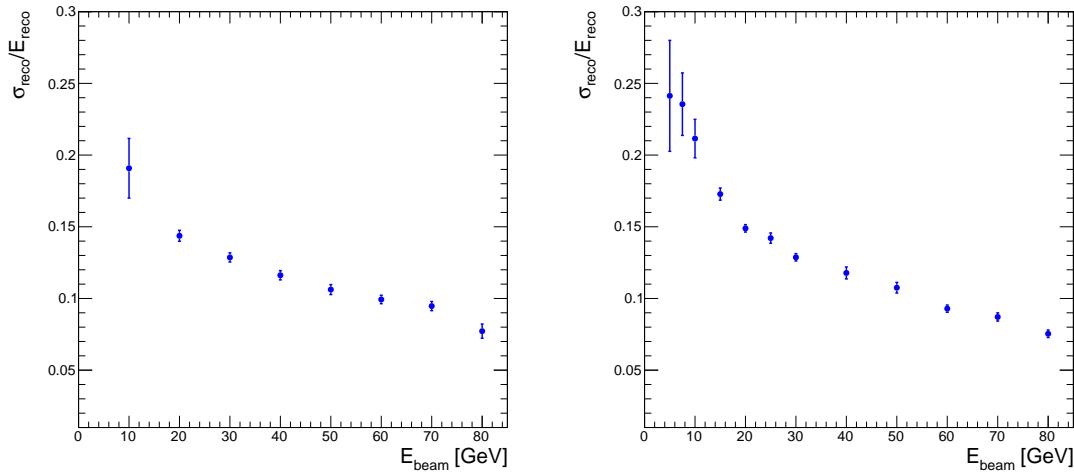


FIGURE 4.36 – Résolution relative ($\frac{\sigma_{\text{reco}}}{E_{\text{reco}}}$) de l'énergie reconstruite en fonction de l'énergie du faisceau sur les lignes H2 (à gauche) et H6 (à droite) de CERN. L'énergie est calculée en utilisant le mode multi-seuils.

CAL ont été développées. Nous avons déjà mentionné la méthode de Transformée de Hough (section 4.4.3 de ce chapitre) pour identifier des traces dans les gerbes hadroniques. L'énergie déposée par les particules dans les traces est faible. La formule utilisée pour reconstruire l'énergie (équation 4.12) peut être adaptée afin de séparer la contribution des traces du reste de la gerbe hadronique :

$$E_{\text{reco}} = \alpha \cdot (N1 - N1_{HT}) + \beta \cdot (N2 - N2_{HT}) + \gamma \cdot (N3 - N3_{HT}) + C \cdot (N1_{HT} + N2_{HT} + N3_{HT}) \quad (4.13)$$

où $N1_{HT}$, $N2_{HT}$ et $N3_{HT}$ correspondent au nombre de hits pour chaque seuils dans les traces et C est une constante à déterminer avec les données expérimentales. De plus, dans ces traces, on retrouve des hits avec le seuil 2 ou 3 (voir figure 4.2). Ces hits ne correspondent pas forcément à une zone avec beaucoup de particules secondaires.

Ils sont plutôt produits à cause de fluctuations de la charge induite de l'avalanche dans la couche de gaz et une perte d'énergie ($\frac{dE}{dx}$) élevée en fin de parcours des particules chargées (cf. figure 3.1 du chapitre 3). Nous verrons comment cette distribution de charge est extraite dans le chapitre 5. Une méthode de reconstruction de l'énergie identifiant la partie électromagnétique des gerbes hadroniques a aussi été testée. Les résultats obtenus sont comparables avec la méthode multi-seuils standard. D'autres méthodes de reconstruction de l'énergie, utilisant des variables topologiques, sont aussi envisagées. Ces méthodes basées sur des techniques d'apprentissage (réseau de neurones, arbre de décision) ont besoin d'une simulation reproduisant précisément les données expérimentales.

2005

2010

2015

2020

4.4.5.4 Étude des incertitudes systématiques

Les barres d'erreurs, présentes sur les figures de cette section, n'ont pas été encore discutées. Plusieurs sources sont responsables des incertitudes sur les moyennes d'énergie reconstruite, les déviations relatives et les résolutions introduites précédemment. Pour chacune de ces variables, les incertitudes statistiques proviennent des ajustement gaussiens réalisés sur les distributions d'énergie. Aux incertitudes statistiques, sont ajoutées en quadrature des incertitudes systématiques.

La première source d'erreur systématique, sur la moyenne et l'écart type de l'énergie reconstruite, est obtenue en réalisant un ajustement de la distribution avec une fonction Crystal Ball [49] dont la formule est donnée en annexe 4.A. La valeur moyenne \bar{E}_{CB} et l'écart type σ_{CB} obtenus grâce à l'ajustement sont ensuite utilisés dans les calculs d'incertitude.

Les coupures de sélection des gerbes hadroniques peuvent introduire des biais. Pour les estimer, nous avons fait varier de $\pm 5\%$ les valeurs des différentes coupures. Ensuite la même procédure de reconstruction de l'énergie est utilisée pour estimer $\bar{E}_{+5\%}$, $\sigma_{+5\%}$, $\bar{E}_{-5\%}$ et $\sigma_{-5\%}$. L'effet de ces coupures a aussi été étudié avec des échantillons de simulation. Les grandeurs \bar{E}_{sim} , σ_{sim} obtenues avec la simulation et $\bar{E}_{sim,NC}$, $\sigma_{sim,NC}$ obtenue avec la simulation sans utiliser les coupures sont aussi prises en compte dans les calculs d'incertitude.

Finalement, l'incertitude $\Delta \bar{E}_{reco}$, mesurée sur la valeur moyenne d'énergie reconstruite \bar{E}_{reco} , est donnée par la formule :

$$\begin{aligned}\Delta^2 \bar{E}_{reco} = & \Delta^2 \bar{E}_{stat} \\ & + (\bar{E}_{reco} - \bar{E}_{CB})^2 + (\bar{E}_{sim} - \bar{E}_{sim,NC})^2 \\ & + (\bar{E}_{reco} - \bar{E}_{+5\%})^2 + (\bar{E}_{reco} - \bar{E}_{-5\%})^2\end{aligned}$$

L'incertitude $\Delta \bar{\sigma}_{reco}$ sur l'écart type σ_{reco} est donnée par :

$$\begin{aligned}\Delta^2 \bar{\sigma}_{reco} = & \Delta^2 \bar{\sigma}_{stat} \\ & + (\bar{\sigma}_{reco} - \bar{\sigma}_{CB})^2 + (\bar{\sigma}_{sim} - \bar{\sigma}_{sim,NC})^2 \\ & + (\bar{\sigma}_{reco} - \bar{\sigma}_{+5\%})^2 + (\bar{\sigma}_{reco} - \bar{\sigma}_{-5\%})^2\end{aligned}$$

Ces incertitudes sont également reportées dans le calcul des incertitudes sur les déviations relatives et les résolutions en énergie. Le tableau 4.5 résument les principaux résultats obtenus avec les données de gerbes hadroniques enregistrées sur les lignes H2 et H6 du CERN.

4.4.5.5 Comparaison des modes binaire et multi-seuils

Deux méthodes de reconstruction de l'énergie ont été présentées. La figure 4.37 montre les distributions d'énergie reconstruite à 20 et 80 GeV avec les deux méthodes (mode binaire et multi-seuils). A 20 GeV , la différence entre les deux méthodes est faible, avec même une distribution légèrement plus étroite pour le mode binaire. Cependant, à 80 GeV , la distribution d'énergie reconstruite avec la méthode multi-seuils est beaucoup plus étroite que celle reconstruite avec la méthode binaire. La

Energie [GeV]	5	7.5	10	15	20	25
$\bar{E}_{reco}(H6)$	5.34 ± 0.68	7.46 ± 0.14	10.01 ± 0.19	15.12 ± 0.24	20.59 ± 0.22	25.31 ± 0.17
$\frac{\bar{E}_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}}(H6)$	6.7 ± 0.14	-0.5 ± 0.2	0.1 ± 2.2	0.8 ± 1.9	2.9 ± 1.5	1.2 ± 1.2
$\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}}(H6)$	24.1 ± 3.8	23.5 ± 2.2	21.1 ± 1.3	17.3 ± 0.4	14.9 ± 0.3	14.2 ± 0.4
$\bar{E}_{reco}(H2)$			10.01 ± 0.21		19.86 ± 0.23	
$\frac{\bar{E}_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}}(H2)$			1.0 ± 2.0		-0.7 ± 1.5	
$\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}}(H2)$			19.1 ± 2.1		14.3 ± 0.4	
Energie [GeV]	30	40	50	60	70	80
$\bar{E}_{reco}(H6)$	30.70 ± 0.29	41.03 ± 0.25	51.01 ± 0.43	64.56 ± 0.47	71.78 ± 0.86	80.17 ± 0.91
$\frac{\bar{E}_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}}(H6)$	2.3 ± 1.4	2.6 ± 1.2	2.0 ± 1.3	7.6 ± 1.3	2.5 ± 1.6	0.2 ± 1.5
$\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}}(H6)$	12.9 ± 0.3	11.9 ± 0.4	10.7 ± 0.4	9.3 ± 0.3	8.7 ± 0.3	7.5 ± 0.3
$\bar{E}_{reco}(H2)$	30.53 ± 0.34	40.61 ± 0.32	51.80 ± 0.40	60.67 ± 0.60	68.21 ± 0.91	78.65 ± 0.83
$\frac{\bar{E}_{reco}-E_{beam}}{E_{beam}}(H2)$	1.8 ± 1.5	1.5 ± 1.3	3.6 ± 1.4	1.1 ± 1.4	-2.5 ± 1.7	-1.7 ± 1.4
$\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}}(H2)$	12.8 ± 0.3	11.6 ± 0.3	10.6 ± 0.3	9.9 ± 0.3	9.5 ± 0.3	7.7 ± 0.5

TABLE 4.5 – Valeur moyenne de l'énergie reconstruite (en GeV), déviation relative (en %) et résolution en énergie (en %) en fonction de l'énergie. Les résultats pour les données des lignes H2 et H6 sont indiqués. Ces valeurs sont celles obtenues avec le paramétrage quadratique.

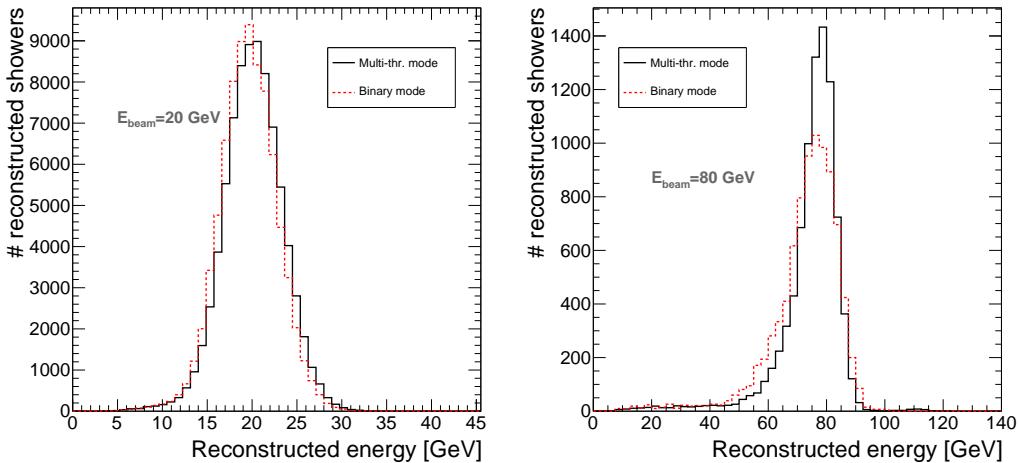


FIGURE 4.37 – Distribution d'énergie à 20 (à droite) et à 80 (à gauche) GeV avec la méthode binaire (en pointillé rouge) et la méthode multi-seuils (trait plein).

figure 4.38 présente la résolution relative en fonction de l'énergie du faisceau pour les deux méthodes. Jusqu'à 30 GeV, les résolutions en énergie sont comparables pour les deux méthodes. Au dessus de 40 GeV, la résolution pour le mode multi-seuils est meilleure. Cette comparaison permet de valider le concept du SDHCAL : la résolution en énergie obtenue avec un calorimètre hadronique gazeux ultra-granulaire est très satisfaisante et l'utilisation des seuils permet de lutter contre la saturation et ainsi d'améliorer la résolution en énergie.

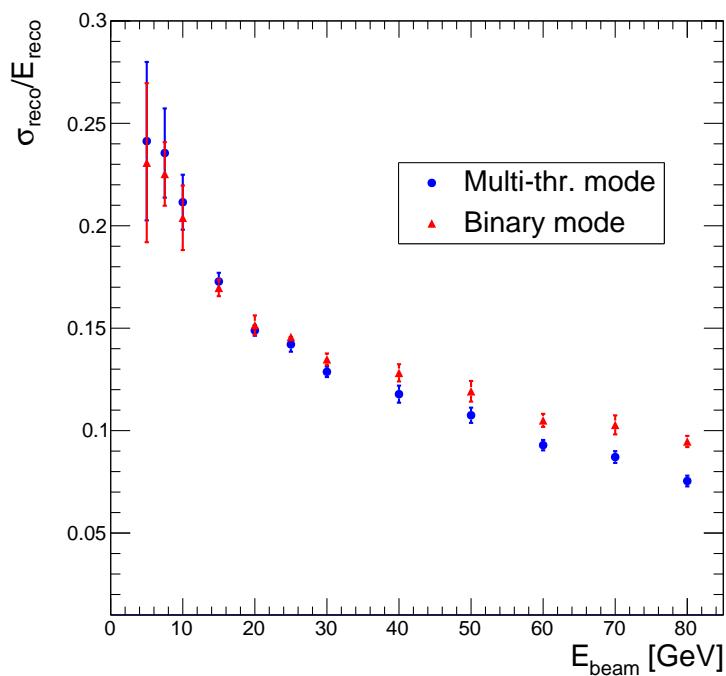


FIGURE 4.38 – Résolution en énergie en fonction de l'énergie du faisceau pour le mode binaire (en rouge) et multi-seuils (en bleu).

4.A Annexe : Fonction Crystal Ball

La fonction Crystal Ball définie comme :

$$f(x; \alpha, nth, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right) & \text{for } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot (B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma})^{-nth} & \text{for } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (4.14)$$

où :

$$A = \left(\frac{nth}{|\alpha|}\right)^{nth} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \quad (4.15)$$

$$B = \frac{nth}{|\alpha|} - |\alpha| \quad (4.16)$$

N est un facteur de normalisation. Cette fonction permet d'ajuster des distributions dont le cœur est gaussien mais présente une queue de distribution à gauche. Dans le cas du prototype SDHCAL, l'utilisation de cette fonction permet de tenir compte des effets de saturation et de la fuite d'énergie de certaines gerbes hadroniques.

Chapitre 5

Simulation du SDHCAL

2070 La simulation est un aspect très important dans les expériences de physique des particules. En effet, la conception et l'optimisation d'un détecteur s'appuient toujours sur la simulation qui va permettre une estimation rapide des performances et des coûts de l'expérience. Les simulations sont aussi massivement utilisées dans l'analyse des données pour améliorer les algorithmes d'analyse, pour confirmer ou non la présence de nouvelle physique, pour estimer les biais etc. Pour les différentes expériences, avec des calorimètres ultra-granulaires, une simulation précise du phénomène de gerbe hadronique sera nécessaire. Pour développer et tester les algorithmes de suivi de particules, il faut que l'extension spatiale des cascades soient correctement simulée. La résolution en énergie doit aussi être bien simulée pour mener des procédures d'optimisation du détecteur. Cependant, la simulation des gerbes hadroniques est un phénomène compliqué à simuler. En effet, nous avons vu dans le chapitre 3, qu'un grand nombre de processus physiques, accompagné de fluctuations, rentrent en jeu dans le développement d'une cascade hadronique.

2085 Dans ce chapitre, nous présenterons les modèles utilisés pour la simulation des gerbes hadroniques. Puis nous détaillerons la simulation du prototype SDHCAL et nous expliquerons les différentes étapes de la modélisation de la réponse des GRPC aux particules chargées. Enfin nous présenterons des comparaisons sur la réponse du SDHCAL aux gerbes hadroniques entre les données expérimentales et plusieurs modèles de simulation préparés par la collaboration GEANT4.

2090

Contenu

5.1	Les modèles de simulation des gerbes hadroniques	89
5.1.1	Modèles de cordes partoniques	90
5.1.2	Les modèles de cascade intranucléaire	90
5.1.3	Les listes physiques	93
5.2	La simulation du prototype	94
5.3	Modélisation de la réponse des GRPC aux particules chargées	95
5.3.1	Algorithme SimDigital	95
5.3.2	Paramétrage de l'algorithme	97
5.3.3	Résultats	104

2100

5.4 Conclusion	112
---------------------------------	------------

5.1 Les modèles de simulation des gerbes hadroniques

La collaboration GEANT4 [12] fournit un logiciel rassemblant de nombreux modèles théoriques et phénoménologiques qui décrivent les interactions des particules avec la matière. Ces modèles n'étant valables que sur certaines gammes d'énergie, ils doivent être combinés pour couvrir toute la gamme d'énergie du phénomène étudié. La figure 5.1 est un diagramme listant les différents modèles de simulation disponibles dans GEANT4 et leur gamme de validité en énergie. L'utilisateur doit combiner ces modèles pour simuler un phénomène physique. La collaboration GEANT4 fournit aussi un certain nombre de listes physiques définissant et utilisant des transitions entre ces modèles (cf. section 5.1.3).

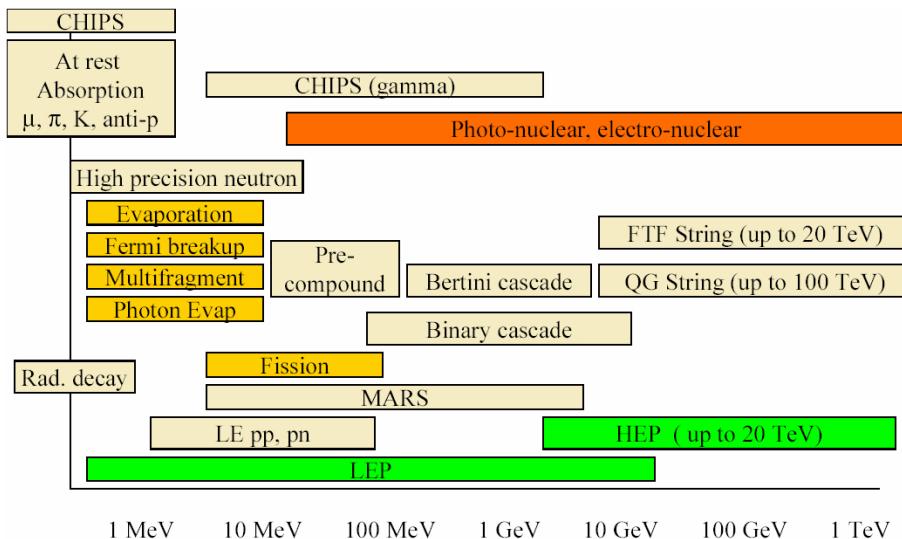


FIGURE 5.1 – Les modèles utilisés dans GEANT4 en fonction de l'énergie des particules.

Les principaux modèles pour décrire les interactions hadroniques de haute énergie avec la matière sont les modèles de cordes partoniques (cf. section 5.1.1). Ces modèles sont valables pour des énergies supérieures à 5 – 10 GeV. Les interactions aux énergies intermédiaires ($100 \text{ MeV} < E < 10 \text{ GeV}$) sont décrites avec les modèles de cascades intranucléaires (cf. section 5.1.2). Pour traiter les noyaux excités par des collisions de plus haute énergie et les interactions en dessous de 200 MeV, une famille de modèles de désexcitation nucléaire (fission, évaporation nucléaire...) est disponible. Les interactions des neutrons de basse énergie ($E < 20 \text{ MeV}$) peuvent être simulées avec des modèles de haute précision pour neutrons où un grand nombre de sections efficaces ont été tabulées. L'utilisation ou non de ces modèles de haute précision pour les neutrons aura des conséquences sur le temps de calcul, sur la réponse simulée du détecteur ou sur la topologie des gerbes.

5.1.1 Modèles de cordes partoniques

2130 Les modèles de cordes partoniques permettent de simuler les réactions de hautes énergies de hadrons avec des noyaux. Les deux principaux modèles utilisés dans GEANT4 sont les modèles QGS (Quark Gluon String) et FTF (Fritiof) [45]. Le résultat de l'interaction d'un hadron avec un noyau est une ou plusieurs cordes excitées. Une corde est un segment où chacune des deux extrémités est un quark ou
2135 un di-quark se déplaçant dans des directions opposées. Les noyaux sont modélisés comme un ensemble de nucléons dont les positions sont aléatoirement choisies en utilisant une distribution de densité. Pour les noyaux lourds ($A > 16$), une distribution de densité de la forme du potentiel de Wood-Saxon est utilisée :

$$\rho(r_i) = \frac{\rho_0}{1 + \exp[(r_i - R)/a]} \quad (5.1)$$

où R et a dépendent de la masse du noyau. Pour les noyaux légers une distribution de densité venant du modèle d'oscillateur harmonique est utilisée :

$$\rho(r_i) = (\pi R'^2)^{-3/2} \exp(-r_i^2/R'^2) \quad (5.2)$$

2140 avec R' qui dépend de la masse du noyau. Pour calculer le paramètre d'impact avec les nucléons, ces deux distributions de densité sont réduites dans un plan perpendiculaire à la direction de la particule incidente. La probabilité de collision entre le hadron et un nucléon est calculée en utilisant une distribution gaussienne pour les fonctions d'onde du hadron et des nucléons. Ces probabilités sont utilisées pour connaître le nombre de nucléons participant à la réaction dans le noyau.
2145 Des cordes sont ensuite créées, les quarks du hadron incident sont aléatoirement répartis entre celles-ci. Un modèle de fragmentation longitudinale de cordes est ensuite utilisé pour créer des hadrons et des nouvelles cordes. Une corde se fragmente en une paire quark anti-quark $q - \bar{q}$ ou diquark anti-diquark $qq - \bar{q}\bar{q}$ [34]. Les probabilités relatives de création des quark ou diquark sont :

$$u : d : s : qq = 1 : 1 : 0.35 : 0.1 \quad (5.3)$$

2155 La paire de quark anti-quark (ou diquark anti-diquark) créée, est placée à l'intérieur de la précédente paire. Une moitié de ces nouvelles paires sont utilisées pour créer un hadron tandis que les autres constituants créent une nouvelle corde. Ce processus se répète jusqu'à ce que l'énergie d'une corde ne soit pas suffisante pour créer un hadron. Le tableau 5.1 présente les domaines, en énergie des hadrons, de validité des modèles QGS et FTF pour différentes particules incidentes.

Après l'interaction du noyau avec la particule incidente, celui-ci sera dans un état excité. Le retour à l'état fondamental du noyau est simulé avec des modèles de fragmentation et de désexcitation nucléaire.

5.1.2 Les modèles de cascade intranucléaire

Il a été montré dans [23] en 1969 qu'un modèle de cascade intranucléaire décrivait relativement bien les interactions de nucléons de 100 MeV à 2 GeV avec des

Particule	QGS	FTF
K^+	12 GeV – 100 TeV	4 GeV – 100 TeV
K^-	12 GeV – 100 TeV	4 GeV – 100 TeV
π^+	12 GeV – 100 TeV	4 GeV – 100 TeV
π^-	12 GeV – 100 TeV	4 GeV – 100 TeV
neutron	12 GeV – 100 TeV	4 GeV – 100 TeV
proton	12 GeV – 100 TeV	4 GeV – 100 TeV
ion		2 GeV – 100 TeV

TABLE 5.1 – Domaine de validité des modèles QGS et FTF pour plusieurs hadrons incidents.

noyaux. Ces réactions sont caractérisées par une rapide ($10^{-23} - 10^{-22}s$) cascade intranucléaire laissant les noyaux dans un état excité, suivi d'une phase plus lente ($10^{-18} - 10^{-16}s$) d'évaporation nucléaire. Les modèles de cascade binaire et celui de Bertini sont les modèles disponibles dans GEANT4 pour simuler les cascades intranucléaires.²¹⁶⁵

5.1.2.1 Le modèle de Bertini

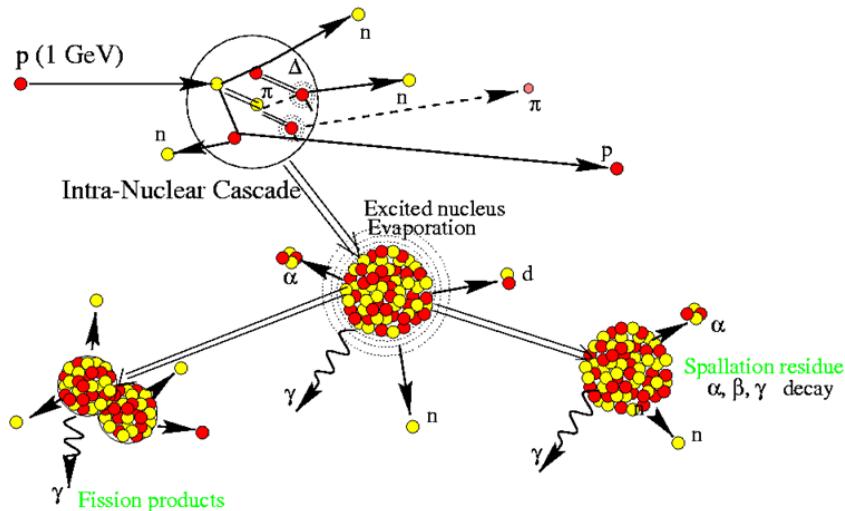


FIGURE 5.2 – Schéma d'explication du modèle de Bertini. Un hadron de 1 GeV crée une cascade intranucléaire.

²¹⁷⁰ Le modèle de Bertini a été étendu, il est valable pour des particules incidentes ($p, n, \pi, K, \Delta, \Sigma, \Xi, \Omega$ et γ) avec une énergie cinétique comprise entre 100 MeV et 10 GeV [51]. Ce modèle est applicable lorsque la longueur d'onde de de Broglie de la particule incidente est du même ordre que la distance moyenne entre les nucléons

du noyau et lorsque l'énergie de la particule incidente est supérieure à l'énergie de Fermi.

Le noyau cible est modélisé par une ou trois couches concentriques de densité constante en fonction du nombre de nucléons dans le noyau (1 couche si $A < 4$, 3 sinon). La cascade commence lorsqu'une particule incidente rencontre un nucléon du noyau cible. Le point d'impact de la particule incidente est choisi aléatoirement dans une distribution sphérique uniforme. Les sections efficaces entre la particule et les nucléons, la densité de nucléons et les impulsions des nucléons sont utilisées pour calculer le libre parcours de la particule. Les impulsions des nucléons sont calculées en utilisant le modèle du gaz de Fermi. Une collision entre la particule incidente et un nucléon peut produire des particules secondaires. Pour les pions, le modèle de Bertini prend en charge les collisions élastiques et les collisions inélastiques suivantes : $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$, $\pi^0 n \rightarrow \pi^- p$, et $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$. Des réactions produisant plus de 2 particules sont aussi implémentées. Les pions peuvent aussi être absorbés par les nucléons par le biais des réactions de la forme : $\pi^- pp \rightarrow np$. Les impulsions du nucléon et des particules secondaires créées sont calculées. Ces particules secondaires sont alors susceptibles d'interagir à leur tour avec les nucléons du noyau si leur énergie cinétique est supérieure à 2 MeV. La valeur de cette coupure vient du principe d'exclusion de Pauli. Les produits d'une réaction initiée par une particule d'énergie inférieure à une valeur approximative de 2 MeV auraient une énergie encore plus faible. Or dans un gaz de Fermi, les niveaux d'énergie les plus bas sont remplis, empêchant d'accueillir de nouveaux nucléons avec une énergie inférieure à celle de Fermi. L'énergie minimale pour la production de nouvelles particules correspond au plus faible niveau d'énergie non rempli. Pour simplifier le modèle et tenir compte du principe de Pauli, l'énergie de Fermi est choisie à 2 MeV. La cascade intranucléaire prend fin lorsque toutes les particules secondaires sont absorbées ou se sont échappées du noyau. Le noyau est alors dans un état excité : des nucléons du noyau ont changé de niveau d'énergie. Un modèle de désexcitation est alors utilisé pour traiter les transitions de ces nucléons. Les noyaux résultants peuvent être instables et seront traités avec des modèles de fission et d'évaporation nucléaire.

5.1.2.2 Le modèle de cascade binaire

Dans GEANT4, un autre modèle de cascade intranucléaire est disponible, il est utilisé par certaines listes physiques. C'est le modèle de cascade binaire. Dans ce modèle, les nucléons du noyau cible sont au repos. La densité des noyaux est de la forme du potentiel de Wood-Saxon (cf. équation 5.1) pour les noyaux lourds ($A > 16$). Pour les noyaux légers la densité donnée par le modèle d'oscillateur harmonique est utilisée (cf. équation 5.2). Les trajectoires des particules primaires et secondaires sont des lignes droites. A chaque étape de la cascade, la plus proche distance d_i^{min} entre le nucléon i et la trajectoire des particules est calculée pour tous les nucléons du noyau. Des collisions entre les particules et les noyaux sont possibles si cette distance satisfait la condition suivante : $d_i^{min} < \sqrt{\frac{\sigma_i}{\pi}}$, où σ_i est la section efficace d'interaction entre le nucléon cible et la particule. De même que pour le modèle de Bertini, le principe d'exclusion de Pauli est vérifié et, si une interaction crée une

particule avec une énergie inférieure à un seuil, cette réaction est supprimée. La cascade prend fin lorsque toutes les particules secondaires s'échappent du noyau ou l'énergie des particules secondaires est insuffisante pour continuer la cascade.

2220 5.1.2.3 Les modèles paramétrés

Dans GEANT4, deux modèles étaient utilisés pour simuler l'ensemble des processus de manière paramétrée. Ce sont les modèles Low Energy Parametrized (LEP) et High Energy Parametrized (HEP). Ces modèles ont montré des limites. Les résolutions en énergie des gerbes hadroniques simulées avec ces modèles étaient souvent meilleures que dans les données expérimentales. Les simulations produisaient également des gerbes hadroniques plus étroites que les données. Le modèle LEP est encore utilisé dans quelques listes physiques (cf. section 5.1.3) mais est progressivement remplacé.2225

5.1.3 Les listes physiques

2230 Les différents modèles implémentés dans GEANT4 ne sont valables que sur certaines gammes d'énergie. La simulation d'un phénomène tel que les gerbes hadroniques a besoin de modèles valides sur une très grande gamme d'énergie. La particule primaire peut pénétrer le calorimètre avec une énergie allant de quelques GeV jusqu'à plusieurs centaines de GeV . Il faut alors combiner ces modèles et définir les lois de transition entre les modèles pour couvrir toute la gamme d'énergie. Ces combinaisons de modèles et leur loi de transition sont appelées listes physiques. Les utilisateurs peuvent alors créer leur propre liste physique ou bien en utiliser une parmi celles préparées par la collaboration GEANT4. La figure 5.3 présente les deux listes physiques les plus utilisées dans le domaine de la calorimétrie à haute énergie. Les transitions entre les modèles sont linéaires. Pour la liste FTFP_BERT,2235

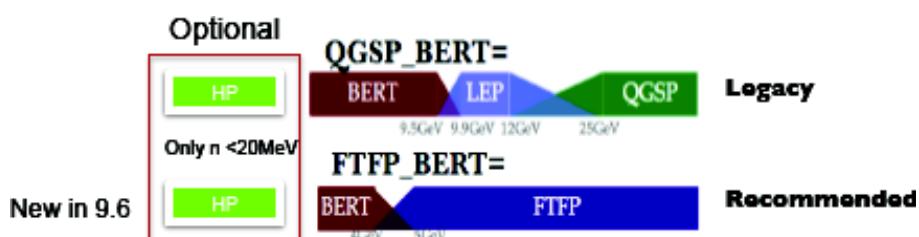


FIGURE 5.3 – Schéma descriptif des listes physiques FTFP_BERT(_HP) et QGSP_BERT(_HP).

2240 GEANT4 va aléatoirement choisir entre les modèles de Bertini et Fritiof pour simuler l'interaction d'une particule d'énergie entre 4 et 5 GeV . Par exemple, le modèle Bertini aura une probabilité de 25% d'être choisi alors que la probabilité de choisir le modèle de Fritiof sera de 75%. Il est à noter que la gamme de validité d'un modèle peut varier dans une liste selon la nature de la particule. Enfin, pour quelques listes physiques, l'option *HP* (High Precision for neutrons) est disponible. L'utilisation 2245

de cette option permet d'être plus précis sur les interactions des neutrons avec la matière lorsque ceux-ci ont une énergie inférieure à 20 MeV. Cette option augmente le temps de calcul de la simulation du SDHCAL, d'un facteur légèrement inférieur à 10. Le tableau suivant présente plusieurs listes physiques avec les domaines de validité des différents modèles pour les protons.

Liste physique	Modèle	Gamme d'énergie
FTFP_BERT(_HP)	Bertini	$0 \rightarrow 5 \text{ GeV}$
	Fritiof	$4 \rightarrow 100 \text{ TeV}$
QGSP_BERT(_HP)	Bertini	$0 \rightarrow 9.9 \text{ GeV}$
	LEP	$9.5 \rightarrow 25 \text{ GeV}$
	QGS	$12 \rightarrow 100 \text{ TeV}$
QGSP_FTFP_BERT	Bertini	$0 \rightarrow 8 \text{ GeV}$
	Fritiof	$6 \rightarrow 25 \text{ GeV}$
	QGS	$12 \rightarrow 100 \text{ TeV}$
QGSP_BIC(_HP)	Cascade Binaire	$0 \rightarrow 9.9 \text{ GeV}$
	LEP	$9.5 \rightarrow 25 \text{ GeV}$
	QGS	$12 \rightarrow 100 \text{ TeV}$
FTF_BIC	Cascade Binaire	$0 \rightarrow 5 \text{ GeV}$
	FTF	$4 \rightarrow 100 \text{ TeV}$

TABLE 5.2 – Exemple de listes physiques disponibles dans GEANT4 version 9.6. L'option HP est indiquée lorsqu'elle est disponible. Cette option n'est utilisée que pour les neutrons d'énergie inférieure à 20 MeV.

5.2 La simulation du prototype

La simulation du prototype a été réalisée avec un programme basé sur GEANT4 (version 9.6). La géométrie du détecteur est décrite dans ce programme avec une grande précision. Les compositions chimiques et les densités des matériaux du prototype sont détaillées. Ces informations seront utilisées par GEANT4 pour des calculs de sections efficaces lors de la propagation des particules dans le détecteur. Le champ électrique entre les deux électrodes de verre des GRPC n'est pas simulé. Les avananches issues des ionisations du gaz par les particules incidentes sont modélisées dans un algorithme dédié qui sera décrit dans la section 5.3 de ce chapitre. Cet algorithme est aussi responsable de la répartition de la charge sur les carreaux de cuivre et donc de la multiplicité (cf. section 4.4.2 du chapitre 4).

Nous avons décrit dans la section précédente les différents modèles utilisés dans GEANT4 pour propager les particules dans la matière. La trajectoire de ces particules (primaires et/ou secondaires) est segmentée dans GEANT4. A chaque interaction avec les matériaux du détecteur, un nouveau segment est créé. La création d'un nouveau segment se fait aussi à chaque fois qu'une particule change de volume (e.g. passant du verre au gaz). Il arrive que plusieurs segments soient créés pour une

seule particule dans le volume de gaz d'une seule GRPC. Ces segments pourraient déclencher la simulation de plusieurs avalanches dans une couche de gaz et ainsi modifier la réponse simulée du détecteur. Pour éviter ce phénomène, les segments appartenant à la même particule dans une même couche de gaz sont reliés entre eux. La liste des segments après la procédure d'association, se trouvant dans le milieu actif du détecteur (le gaz entre les électrodes pour le SDHCAL), est alors enregistrée.

Seuls les segments associés à des particules chargées sont conservés. Les informations stockées pour ces segments sont les suivantes : les coordonnées des positions du début et de la fin du segment ; l'énergie déposée dans le gaz par la particule le long du segment ; la nature de la particule ; le temps d'occurrence du segment relatif au moment où la particule primaire a été générée. Cette liste de segment est ensuite utilisée comme point de départ de l'algorithme qui modélise la réponse des GRPC aux particules chargées.

5.3 Modélisation de la réponse des GRPC aux particules chargées

Nous venons de voir que le résultat du programme de simulation du SDHCAL est une liste de segments correspondant à une partie de la trajectoire d'une particule dans le détecteur. Nous avons vu que l'énergie déposée par ces segments étaient disponible alors que dans le cas du SDHCAL, seule la charge induite sur les carreaux de cuivre est mesurée. De plus, le phénomène de multiplicité introduit au chapitre 4 n'est pas pris en compte par GEANT4.

5.3.1 Algorithme SimDigital

La modélisation est faite à l'aide d'un algorithme appelé SimDigital qui est un processeur Marlin [48] disponible dans le paquet MarlinReco [65] de l'ILCSoft [52]. Le but de cet algorithme est de simuler la réponse des GRPC lors du passage de particules chargées dans l'intervalle de gaz. Les différentes étapes de l'algorithme sont les suivantes :

- 1- La fenêtre en temps utilisée dans la procédure de reconstruction des événements décrite dans la section 4.4.1 du chapitre 4, est de 1000 ns (5 coups d'horloge de 200 ns pour reconstruire un événement physique). Ainsi, les particules interagissant tardivement dans le détecteur comme les neutrons peuvent ne pas être associées à l'événement. Pour prendre cet effet en compte, les segments dont le temps d'occurrence est supérieur à 1000 ns sont supprimés.
- 2- Une cellule de lecture C_0 , associée à un volume de gaz où un ou plusieurs segments ont traversé le gaz, est sélectionnée. La longueur de ses segments est alors calculée.
- 3- La longueur de certains segments dans le gaz peut être très petite. Ce phénomène peut avoir lieu aléatoirement lors de la propagation des particules par GEANT4. Cependant la majorité des cas où ce phénomène s'observe, s'explique par le changement de volume d'une particule. La figure 5.4(a) présente

2310 la longueur des segments en fonction de la distance entre la position du milieu du segment et le milieu de la couche de gaz (Δ_z). Cette figure montre qu'une grande fraction des segments de faible longueur sont proches des deux électrodes en verre ($|\Delta_z| \simeq 0.6 \text{ mm}$). Ces segments de longueur presque nulle n'ont pas de raison de déclencher une avalanche dans le gaz. Les segments de longueur inférieure à une longueur donnée l_{min} ($l_{min} = 1\mu\text{m}$ par défaut) sont donc supprimés.

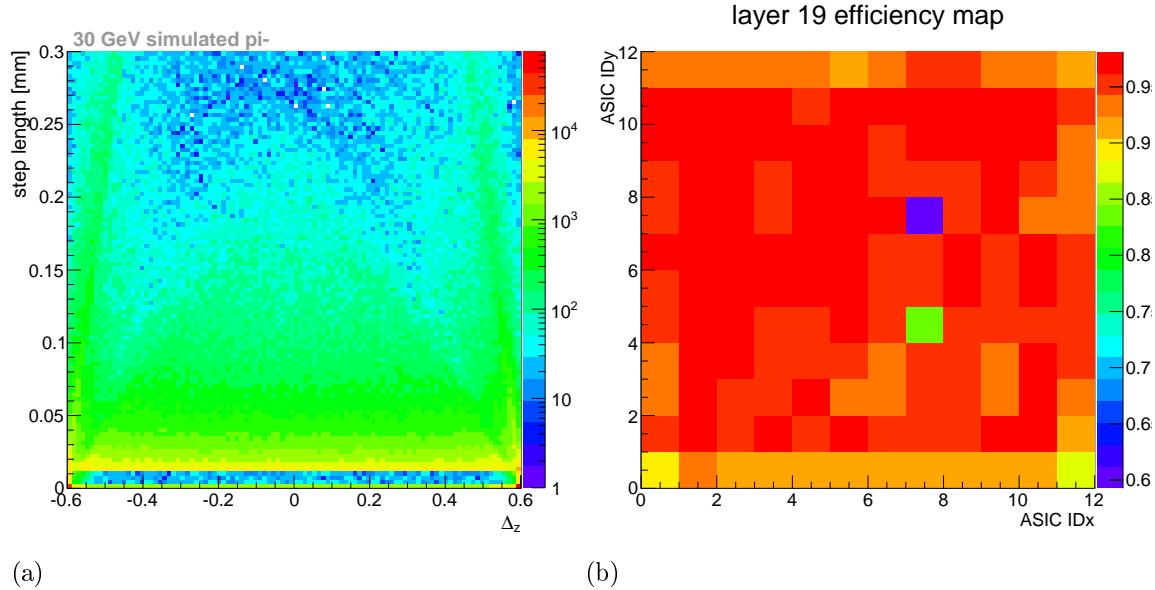


FIGURE 5.4 – (a) : Longueur des segments (step length) en mm en fonction de Δ_z en mm. Cette figure est centrée sur la région des segments de faible longueur pour mettre en évidence le fait que la plupart des segments de longueur nulle (ou presque) sont localisés sur les bords de la couche de gaz ($|\Delta_z| \simeq 0.6 \text{ mm}$). (b) : Exemple d'une carte d'efficacité des ASICs.

- 2315 4- Les cartes d'efficacité des ASICs du prototype déterminées en utilisant la même méthode que celle décrite dans la partie 4.4.2 du chapitre 4, sont utilisées pour prendre en compte les effets des absorbeurs (CO_2, SF_6). En effet, les propriétés de ces deux gaz (capture des photons et d'électrons) ne sont pas incluses dans GEANT4. De plus, l'utilisation de ces cartes d'efficacité permet d'éviter la présence de signal dans les canaux électriques hors d'usage ou masqués. Ainsi, lorsqu'un segment est dans une région du détecteur où l'efficacité est de 50%, alors ce segment a 50% de chance d'être conservé. La figure 5.4(b) montre un exemple de carte d'efficacité d'une chambre du prototype SDHCAL.
- 2320 5- La charge induite pour chaque segment est alors aléatoirement choisie dans une distribution de Polya :

$$P(q) = \left[\frac{q}{\bar{q}} (1 + \theta) \right]^\theta e^{-\frac{q}{\bar{q}}(1+\theta)} \quad (5.4)$$

où \bar{q} est la valeur moyenne en pC et θ un paramètre libre lié à la largeur de la distribution. Cette charge induite est ensuite corrigée :

$$Q_{corr} = \begin{cases} Q_{ind} \left(\frac{d_s}{d_{gap}} \right)^\kappa & \text{si } \frac{d_s}{d_{gap}} > 1 \\ Q_{ind} & \text{sinon} \end{cases} \quad (5.5)$$

où d_s correspond à la longueur du segment, d_{gap} à l'épaisseur du volume de gaz (1.2 mm) et κ est un paramètre libre. Lorsque le segment traverse toute la couche de gaz, la grandeur $\frac{d_{gap}}{d_s}$ correspond au cosinus de l'angle entre la trajectoire du segment et la droite normale aux GRPC. La forme $\frac{d_s}{d_{gap}}$ est préférée à $\frac{1}{\cos\theta}$ pour éviter un facteur correctif infini. L'effet et l'importance de cette correction seront discutés dans la partie 5.3.2 de ce chapitre.

- 2330 6- Dans les gerbes hadroniques et électromagnétiques, les particules chargées peuvent être très proches. Ainsi les avalanches générées dans le gaz par ces particules peuvent se chevaucher. Cependant, dans le régime avalanche, le signal induit par ces particules n'est pas équivalent à la somme des signaux induits par ces particules prises individuellement. Pour tenir compte de cet effet écran, lorsque la distance entre deux segments est inférieure à une valeur d_{cut} , le segment dont la charge induite (Q_{corr}) est la plus faible, est supprimé.
- 2340 7- La charge induite est ensuite répartie sur la cellule C_0 et sur les cellules voisines se trouvant dans le même plan et à une distance inférieure à une valeur r_{max} de C_0 . Le rapport suivant est alors calculé pour chaque canal :

$$R_i = \frac{\int_{a_i}^{b_i} \int_{c_i}^{d_i} \sum_{j=0}^{n-1} \alpha_j e^{\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{2\sigma_j^2}} dx dy}{N} \quad (5.6)$$

où a_i , b_i , c_i , d_i sont les positions des bords de la cellule i , (x_0, y_0) sont les coordonnées du milieu du segment et N un facteur de normalisation définit comme :

$$N = \int_{-r_{max}}^{+r_{max}} \int_{-r_{max}}^{+r_{max}} \sum_{j=0}^{n-1} \alpha_j e^{\frac{(x_0-x)^2 + (y_0-y)^2}{\sigma_j^2}} dx dy \quad (5.7)$$

Pour chaque canal (C_0 et ses voisins), la charge induite est augmentée d'une valeur $R_i Q_{corr}$.

- 2350 8- L'opération est répétée à partir de l'étape 2 pour tous les canaux avec des segments.
- 9- Les seuils sont finalement appliqués pour toutes les cellules. Les cellules pour lesquelles la charge induite est supérieure à la valeur du premier seuil sont étiquetées selon la valeur de cette charge. Les autres cellules ne créent pas de hits.

5.3.2 Paramétrage de l'algorithme

Nous avons vu les différentes étapes de l'algorithme responsable de la simulation de la réponse des GRPC au passage de particules chargées. Cet algorithme introduit de nombreux paramètres. Les méthodes utilisées pour obtenir le meilleur paramétrage possible sont décrites dans la section suivante.

5.3.2.1 Mesure du spectre de charge

Le régime utilisé pour les GRPC du prototype est le régime avalanche saturée. Ce régime a été décrit dans [4] et il a été montré qu'une distribution de Polya (cf. équation. 5.4) s'ajuste bien aux spectres de charge expérimentaux. Il n'était pas possible de faire une mesure directe du spectre de charge avec une chambre du prototype. Cette mesure qui nécessite une lecture analogique d'une GRPC avait été réalisée avec une chambre différente de celles du prototype. La chambre utilisée était plus petite, le signal était enregistré avec un seul canal de lecture de $8 \times 8 \text{ cm}^2$. Le mélange de gaz et la haute tension appliquée étaient différents. Le spectre de charge obtenu était compatible avec une distribution de Polya [60]. Nous avons donc fait l'hypothèse que le spectre de charge des chambres du prototype suit une distribution de Polya et nous avons utilisé un scan en seuil pour déterminer ses paramètres. Cette méthode consiste à étudier l'efficacité de détection des muons en fonction de la valeur des seuils. Nous avons choisi 9 chambres dans lesquelles nous avons fait varier la valeur du seuil 1, 2 ou 3. Le tableau 5.3 montre quel seuil nous avons fait

Seuil	Numéro de chambre
1	6, 16, 30
2	10, 22, 34
3	14, 26, 38

TABLE 5.3 – Liste des chambres utilisées pour le scan en seuil.

varier dans les chambres. Pour étudier l'efficacité de détection de ces chambres, les autres chambres sont utilisées pour reconstruire les traces des muons. La méthode de reconstruction des muons décrite dans le chapitre 4 est de nouveau utilisée. La figure 5.5(a) montre les efficacités moyennes en fonction du seuil. Cette courbe est ensuite ajustée avec la fonction suivante :

$$\varepsilon(q) = \varepsilon_0 - c \int_0^q \left[\frac{q'}{\bar{q}} (1 + \theta) \right]^\theta e^{-\left[\frac{q'}{\bar{q}} (1 + \theta) \right]} dq' \quad (5.8)$$

où \bar{q} et θ sont les paramètres de la distribution de Polya, c est un paramètre libre en pC^{-1} et ε_0 la valeur asymptotique de l'efficacité. La même procédure est réalisée avec la simulation. Les paramètres \bar{q} et θ sont fixés dans l'algorithme SimDigital pour reproduire les résultats de l'ajustement obtenu avec les données du prototype. La figure 5.5(b) montre la courbe d'efficacité moyenne en fonction du seuil pour la simulation. Le tableau 5.4 présente les valeurs d'entrées des paramètres de la distribution de Polya utilisées dans l'algorithme. Cependant, les valeurs des paramètres obtenues avec l'ajustement (cf. Eq. 5.8) sont légèrement différentes des valeurs d'entrées. Ceci vient de l'étalement de la charge induite sur plusieurs canaux de lecture (cf. étape 7 de la section 5.3.1 de ce chapitre). Cet étalement fait qu'une fraction de la charge induite est perdue lorsque les seuils sont appliqués.

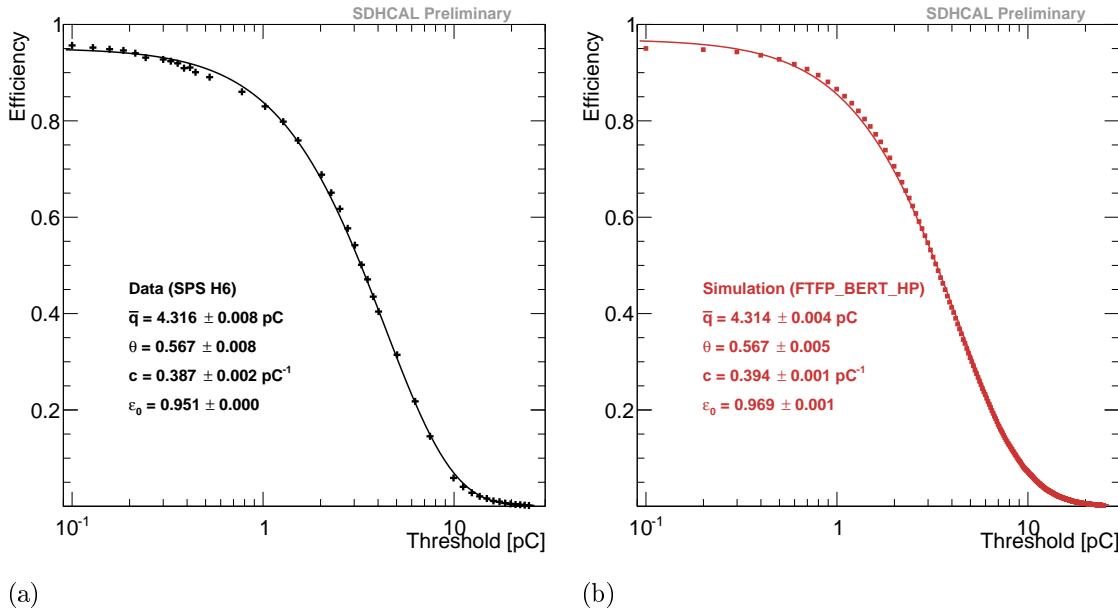


FIGURE 5.5 – Efficacité de détection en fonction des seuils en pC pour les données (a) et pour la simulation (b).

Paramètre	Valeur
\bar{q}	4.58 pC
θ	1.12

TABLE 5.4 – Valeurs d’entrées des paramètres de la distribution de Polya utilisée dans l’algorithme SimDigital.

5.3.2.2 Répartition de la charge

Les paramètres introduits dans les équations 5.6 et 5.7 sont réglés pour reproduire la multiplicité moyenne et le nombre de hits dans les gerbes électromagnétiques. La

2395 multiplicité moyenne pour chaque GRPC est calculée en utilisant la même méthode de reconstruction de trace décrite dans la chapitre 4. De nombreuses configurations de ces paramètres ont été testées pour reproduire à la fois la multiplicité moyenne et le nombre de hits dans les gerbes électromagnétiques. Le paramètre n de l’équa-

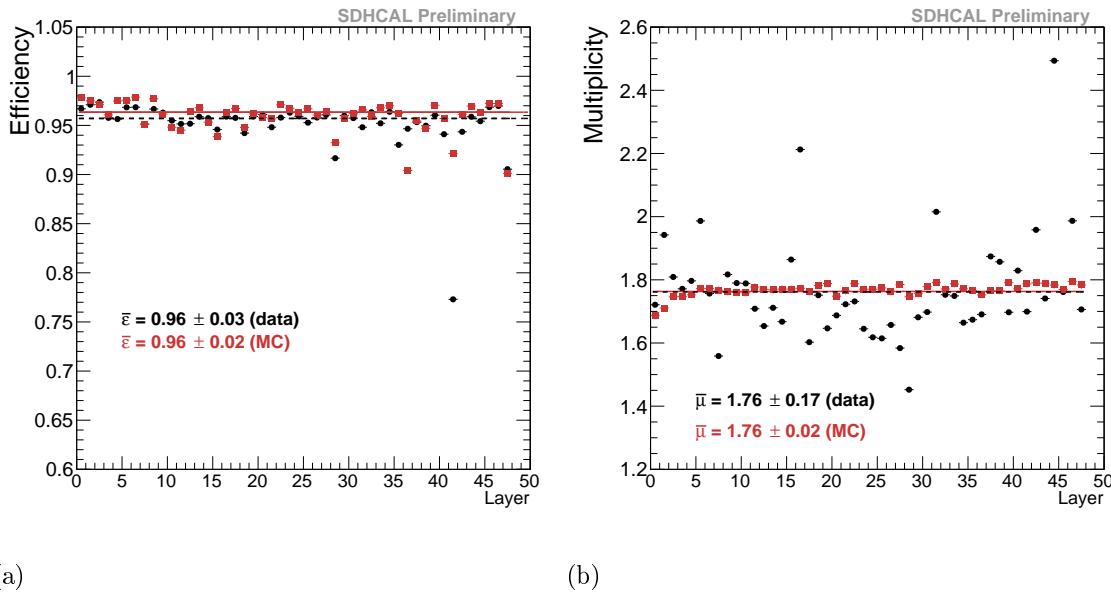
2400 tion 5.6 est fixé à 2. Il n’était pas possible de reproduire les différentes observables des données avec $n = 1$. Une augmentation de la valeur de ce paramètre n’apporte pas

d’amélioration et ajoute des difficultés pour paramétriser l’algorithme. Le tableau 5.5 présente les valeurs d’entrées des paramètres α et σ . Le paramètre r_{max} est fixé à 30 mm. Une augmentation de cette valeur n’entraîne pas de variation significative sur le résultat final de la simulation. En effet, la quantité de charge déposée sur les carreaux éloignés de plus de 30 mm de la particule est négligeable (avec le pa-

2405 ramétrage actuel). La figure 5.6 montre l’efficacité (figure 5.6(a)) et la multiplicité (figure 5.6(b)) moyenne par chambre pour les données et la simulation. L’efficacité

Paramètre	Valeur
α_0	1.0
σ_0	1.0 mm
α_1	0.00083
σ_1	9.7 mm

TABLE 5.5 – Valeurs d’entrées des paramètres introduits dans l’équation 5.6.



(a)

(b)

FIGURE 5.6 – Efficacité moyenne (a) et multiplicité moyenne (b) par plan. Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par des carrés rouges.

dans la simulation suit raisonnablement bien les fluctuations des données car les cartes d’efficacité (déterminées avec les données) sont utilisées par l’algorithme. En revanche, les fluctuations de la multiplicité ne sont pas reproduites par la simulation. Les différences de multiplicité d’une chambre à l’autre peuvent s’expliquer par des différences de résistivité de la peinture appliquée sur les verres et par des imperfections de la géométrie des détecteurs. De plus, lors des tests en faisceaux de 2015 au PS au CERN, l’étude de scan en seuil a de nouveau été réalisée. Cette fois, nous avons fait varier les seuils dans toutes les chambres. Ainsi, les paramètres d’une distribution de Polya peuvent être extraits pour chaque détecteur. La figure 5.7 montre l’efficacité de détection de deux GRPC du prototype en fonction du seuil. Ces efficacités sont aussi ajustées avec la fonction 5.8. Les paramètres de la distribution de Polya, indiqués sur ces deux figures, sont très différents. Le tableau 5.6 présente les valeurs moyennes et les écarts types des paramètres \bar{q} et θ des distributions de Polya des 48 chambres du prototype SDHCAL. L’utilisation d’une distribution de Polya différente pour chaque chambre devrait permettre à la multiplicité simulée de mieux reproduire les fluctuations des données expérimentales.

2410

2415

2420

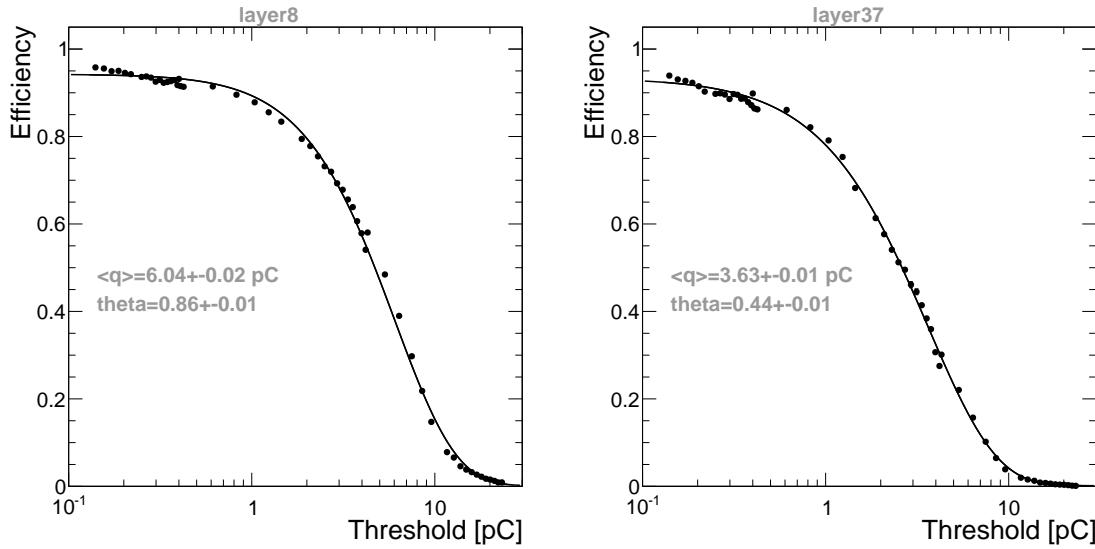


FIGURE 5.7 – Exemple d’efficacité en fonction du seuil pour deux chambres du prototype.

Paramètre	Valeur moyenne	Ecart type
\bar{q}	$5.33 \pm 0.17 \text{ pC}$	$1.21 \pm 0.25 \text{ pC}$
θ	0.90 ± 0.05	0.33 ± 0.07

TABLE 5.6 – Valeur moyenne et écart type des paramètres \bar{q} et θ des distributions de Polya des 48 chambres du prototype SDHCAL.

5.3.2.3 Dépendance de l’angle d’incidence

2425 Lors des tests sur faisceau, les muons incidents sont, pour la plupart, perpendiculaires au détecteur. Cependant, dans les gerbes hadroniques et électromagnétiques des particules secondaires sont émises avec des angles différents. Une étude de la multiplicité avec des particules cosmiques est alors nécessaire pour déterminer et simuler la réponse d’une GRPC sur une large gamme d’angles d’incidences. La figure 5.8(a) montre la multiplicité en fonction de $\cos\theta$ où θ est l’angle entre la normale au détecteur (axe (0z) pour le prototype) et la particule incidente. Cette figure montre que la multiplicité pour les données expérimentales, augmente avec l’angle de la particule incidente alors qu’elle est plus plate pour la simulation. Une correction de la charge simulée est nécessaire pour reproduire le comportement des données. Une correction utilisant l’équation 5.5 est préférée à une correction utilisant " $\frac{1}{\cos\theta'}$ " (avec θ' l’angle entre le segment et la normale au détecteur) car cette dernière peut générer des charges simulées infinies. La figure 5.8(b) montre un bon accord entre les données et la simulation pour la multiplicité en fonction de $\cos\theta$ après l’application de cette correction. La valeur du facteur κ est optimisée pour reproduire les données et fixée à 0.40.

2430

2435

2440

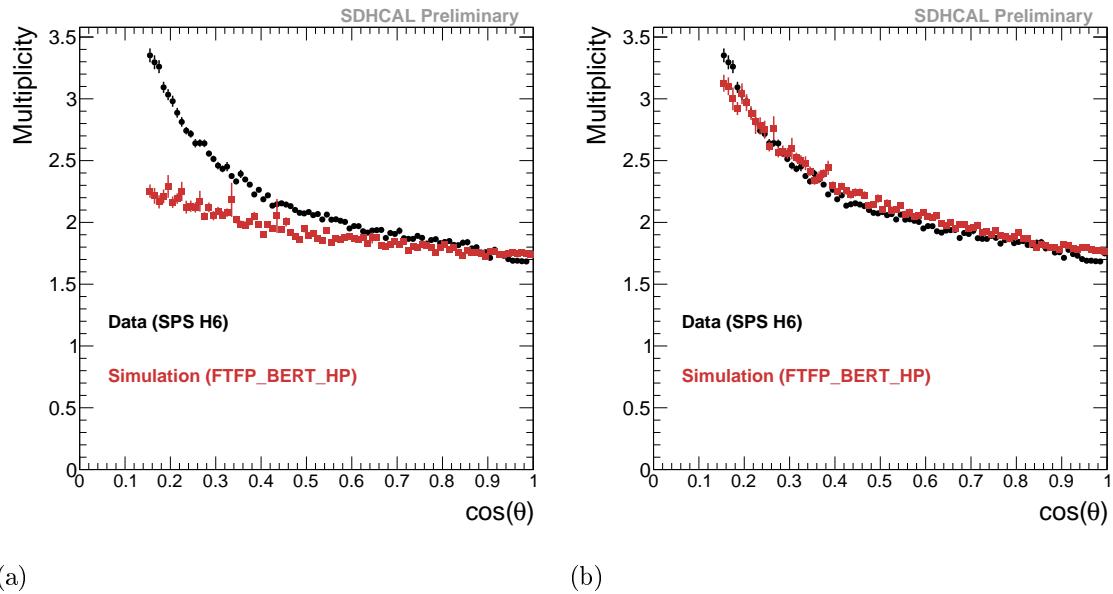


FIGURE 5.8 – Multiplicité moyenne en fonction de $\cos\theta$ avec des cercles noirs pour les données et des carrés rouges pour la simulation. (a) : sans correction sur la longueur des segments ; (b) : avec correction sur la longueur des segments.

5.3.2.4 Paramétrage des seuils

Nous avons vu dans la section 4.3.4 du chapitre 4 comment les seuils sont réglés dans le prototype. Cependant comme ces travaux n’ont pas pu être effectués avec des détecteurs complets, il est probable que les valeurs de conversion (entre DAC et 2445 valeurs de seuil en pC) soient légèrement différentes pour le prototype. Ceci donne un peu de liberté pour régler les seuils dans la simulation. Les études de scan en seuil (cf. figures 5.5(b)) montre qu’une faible variation du premier seuil ($seuil \in [0.1, 0.4] pC$) a des conséquences négligeables sur l’efficacité ($\varepsilon \in [0.94, 0.95]$). Ainsi, la valeur du premier seuil utilisée dans la simulation est fixé à $0.114 pC$ comme pour le prototype. Pour régler la valeur des seuils supérieurs, nous avons de nouveau réalisé 2450 une étude d’efficacité. La même méthode décrite dans le chapitre 4 est utilisée pour déterminer si un plan est efficace. Lorsqu’un plan est efficace, il est aussi considéré comme efficace pour les seuils 2 et/ou 3 si au moins une cellule ayant une charge qui a passé ces seuils, est trouvée dans l’amas de cellules associées. Les seuils 2 et 3 sont alors réglés pour reproduire les efficacités des données expérimentales. La figure 5.9 montre les efficacités par plan pour les seuils 2 (figure 5.9(a)) et 3 (figure 5.9(b)) pour la simulation et pour les données. Les seuils 2 et 3 sont fixés à 5.4 et $14.5 pC$ respectivement pour la simulation alors que pour les données les valeurs de seuils de 5.0 et $15.0 pC$ ($DAC_1 = 500$; $DAC_2 = 345$) ont été utilisées.

2460 5.3.2.5 Résumé

Les réglages de deux paramètres introduits dans l’algorithme de modélisation de la réponse des GRPC aux particules chargées, n’ont pas encore été discutés. Le para-

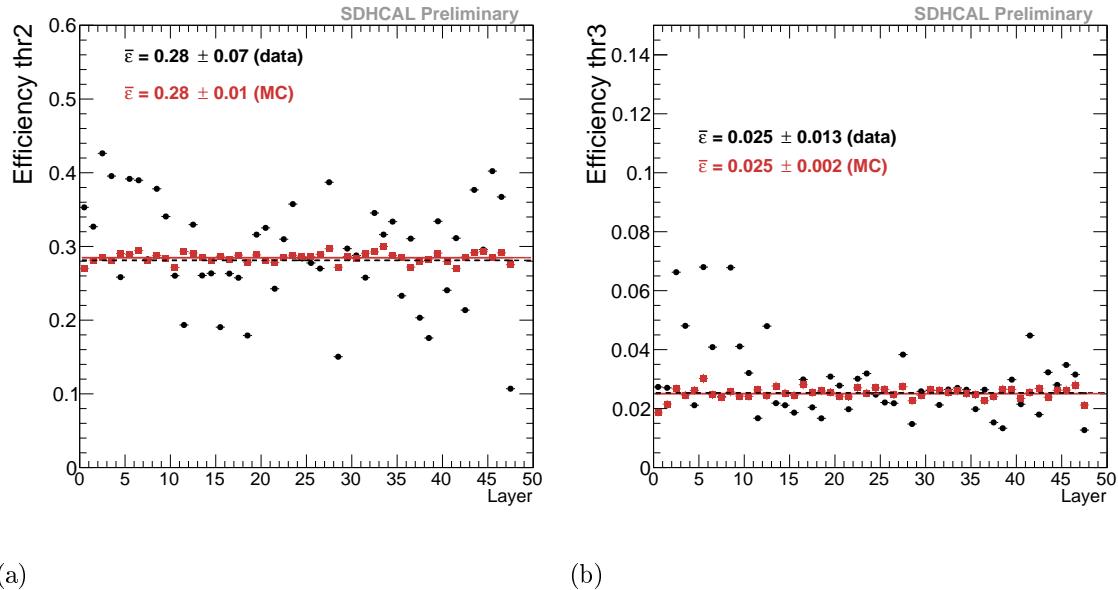


FIGURE 5.9 – Efficacité pour le deuxième (a) et le troisième (b) seuil par plan. Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par des carrés rouges.

mètre l_{min} est fixé à $1 \mu m$. Nous avons vérifié que l'effet de petite variation autour de cette valeur est négligeable. Le paramètre d_{cut} est fixé à $0.5 mm$. Il a été réglé pour reproduire le nombre de hits dans les gerbes électromagnétiques (c.f. section 5.3.3). Le tableau 5.7 contient la liste des paramètres introduits dans l'algorithme et leur valeur.

2465

Paramètre	Valeur
l_{min}	$1 \mu m$
d_{cut}	$0.5 mm$
\bar{q}	$4.58 pC$
θ	1.12
n	2
r_{max}	$30 mm$
α_0	1.0
σ_0	$1.0 mm$
α_1	0.00083
σ_1	$9.7 mm$
κ	0.40
$seuil_1$	$0.114 pC$
$seuil_2$	$5.4 pC$
$seuil_3$	$14.5 pC$

TABLE 5.7 – Paramètres d'entrée de l'algorithme SimDigital.

5.3.3 Résultats

Nous avons vu les différentes méthodes utilisées pour régler les valeurs des paramètres introduits dans l'algorithme SimDigital. Nous allons maintenant tester cet algorithme avec des gerbes électromagnétiques puis hadroniques. Pour les gerbes hadroniques, nous présenterons des comparaisons entre la simulation et les données enregistrées sur les lignes H2 et H6 du CERN, pour étudier l'influence de la contamination par les protons de la ligne H6. Cependant, notons que les paramètres de l'algorithme SimDigital ont été optimisés avec les données enregistrées lors du test faisceau sur la ligne H6 (en août 2012). Les conditions extérieures lors de la prise de données sur la ligne H2 étaient différentes (novembre 2012). Les observables liées aux muons (efficacité pour chaque seuil, multiplicité) obtenues avec les données de H2, présentent des résultats similaires à ceux obtenus sur H6. Le scan en seuil n'a pas été réalisé sur H2 et les échantillons d'électrons ne sont pas de bonne qualité. Ainsi, le réglage des paramètres utilisé pour la simulation n'est sans doute pas optimal pour les comparaisons avec les données de la ligne H2.

Dans cette section, les mêmes coupures sont appliquées sur les échantillons de données que dans la section 4.4.3.5 du chapitre 4, afin filtrer les muons du faisceau, les particules cosmiques et les particules neutres. Les coupures appliquées sur les échantillons de données pour rejeter les événements électrons sont aussi les mêmes que celles du chapitre 4. La procédure de sélection des gerbes électromagnétiques sera décrite dans la sous-partie correspondante. Les coupures appliquées aux données expérimentales sont aussi appliquées sur les échantillons de simulation afin d'éviter des biais. Enfin, rappelons que le nombre de hits dans les cascades est corrigé pour les trois seuils, en fonction du temps (cf. section 4.4.4 du chapitre 4).

5.3.3.1 Gerbes électromagnétiques

Les gerbes électromagnétiques sont traditionnellement bien simulées par GEANT4. Les comparaisons entre les données expérimentales et la simulation des gerbes électromagnétiques n'auront pas pour objectif de valider ou d'invalider les modèles de GEANT4, mais plutôt de vérifier la qualité de l'algorithme introduit pour modéliser la réponse des GRPC au passage de particules chargées et particulièrement lorsque la densité de particules chargées est élevée. De plus le paramètre d_{cut} utilisé pour prendre en compte l'écrantage de la charge lorsque plusieurs particules chargées sont proches, est réglé pour reproduire la réponse du détecteur lors du passage d'une gerbe électromagnétique. Pour décider si une gerbe a été induite par un électron, les trois critères suivants doivent être vérifiés :

- 1- le nombre de plans avec au moins une cellule touchée doit être inférieur à 30 ;
- 2- le nombre de traces reconstruites avec la technique de Transformée de Hough (cf. section 6.3 du chapitre 6) doit être nulle ;
- 3- le premier plan d'interaction doit être compris dans un des cinq premiers plans.

Ces trois conditions utilisent principalement le fait que les gerbes électromagnétiques sont très compactes, en comparaison aux gerbes hadroniques. En effet, la longueur de radiation X_0 est de 1.75 cm dans le fer, tandis que la longueur d'interaction est de

²⁵¹⁰ 20.4 cm pour les pions (16.8 cm pour les protons). La figure 4.23 dans le chapitre 4 montre les distributions de chacune de ces variables pour un échantillon de simulation de gerbes électromagnétiques à 50 GeV. Le tableau 5.8 présente l'efficacité

Energie	Efficacité (EM)	Efficacité (HAD)
10 GeV	$99.1 \pm 0.07\%$	$8.2 \pm 0.19\%$
20 GeV	$99.1 \pm 0.07\%$	$4.4 \pm 0.15\%$
30 GeV	$98.8 \pm 0.08\%$	$2.2 \pm 0.10\%$
40 GeV	$98.5 \pm 0.09\%$	$1.2 \pm 0.08\%$
50 GeV	$97.9 \pm 0.10\%$	$0.8 \pm 0.06\%$

TABLE 5.8 – Efficacité de sélection des gerbes électromagnétiques (2^{me} colonne) en fonction de l'énergie de la particule incidente, et efficacité de sélection des gerbes hadroniques, calculée avec les critères de sélection des gerbes électromagnétiques. Ces efficacités sont déterminées avec des échantillons de simulation.

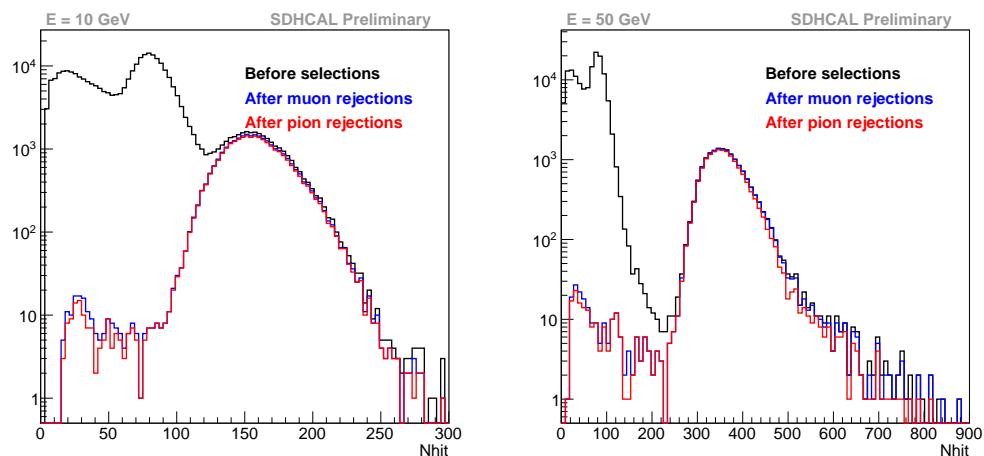


FIGURE 5.10 – Distribution du nombre de hits pour des échantillons de données d'électrons à 10 GeV (à gauche) et 50 GeV (à droite) avant l'application des critères de sélection (ligne noire), après les coupures muons (ligne bleu) et après les coupures pour rejeter les gerbes hadroniques (ligne rouge).

²⁵¹⁵ de sélection des gerbes électromagnétiques en fonction de l'énergie. L'efficacité est mesurée avec la simulation et correspond au rapport entre le nombre d'événements simulés et le nombre d'événements identifiés comme gerbes électromagnétiques. Les mêmes critères de sélection sont appliqués à des échantillons de simulation de gerbes hadroniques. Les efficacités ainsi estimées sont aussi montrées dans le tableau 5.8. Ces différents critères permettent ainsi une très bonne identification des gerbes électromagnétiques avec plus de 98% d'efficacité de sélection sur toute la gamme. Le taux de gerbes hadroniques conservées après l'application de ces critères est faible au dessus de 30 GeV. A plus basse énergie, la fraction électromagnétique des gerbes

²⁵²⁰

hadroniques identifiées comme gerbes électromagnétiques a été étudiée. Elle est approximée en mesurant le rapport de l'énergie déposée par des électrons, des positons ou des photons sur l'énergie totale déposée dans le calorimètre. La valeur moyenne de cette fraction électromagnétique pour les gerbes hadroniques identifiées comme gerbes électromagnétiques est proche de 80% à 10 GeV. Nous avons aussi vérifié que le nombre moyen de hits pour les gerbes hadroniques identifiées comme cascades électromagnétiques, est proche de celui des gerbes électromagnétiques. A 10 GeV, la moyenne de nombre du hits dans les gerbes hadroniques mal identifiées est environ 172 alors qu'il y a en moyenne 168 hits dans les gerbes électromagnétiques. La figure 5.10 montre les distributions de nombre de hits pour des échantillons de données d'électrons à 10 GeV et 50 GeV avant les coupures, après les coupures muons et enfin après les coupures pions.

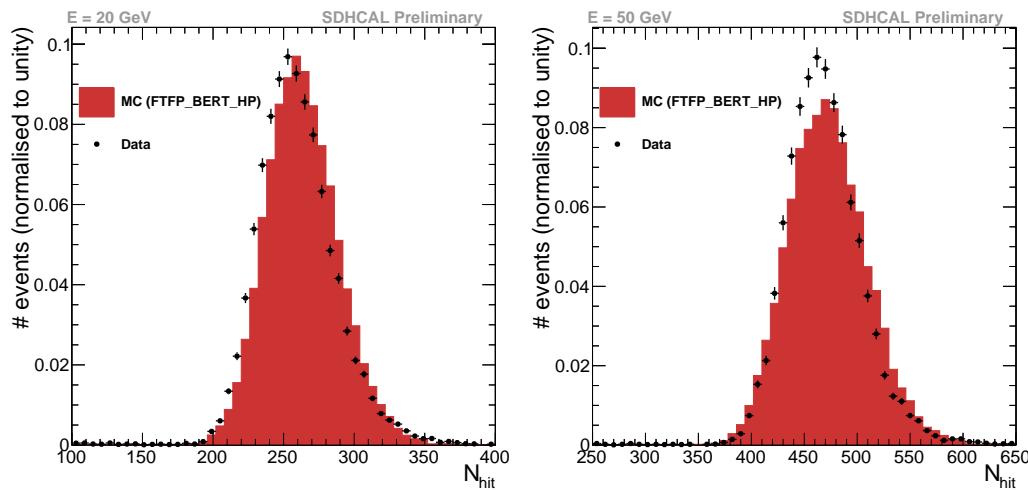


FIGURE 5.11 – Distribution de nombre de hits pour des échantillons d'électrons de 20 GeV (à gauche) et 50 GeV (à droite). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes rouges.

La figure 5.11 présente les distributions de nombre de hits pour des échantillons de gerbes électromagnétiques à 20 et 50 GeV pour les données et la simulation. La figure 5.12 montre les valeurs moyennes du nombre de hits dans les gerbes électromagnétiques en fonction de l'énergie pour les données et la simulation. Les déviations relatives entre les données et la simulation définies comme $\frac{\langle N_{hit}^{sim} \rangle - \langle N_{hit}^{data} \rangle}{\langle N_{hit}^{data} \rangle}$ sont aussi indiquées sur cette figure. Le nombre de cellules touchées par du bruit, estimé à 1.75 par événement physique (cf. section 4.4.1 du chapitre 4), est ajoutée en quadrature aux incertitudes statistiques dans les données, puis reportée dans les barres d'erreur de la déviation relative. L'accord entre les données expérimentales et les deux listes physiques utilisées pour la simulation est très satisfaisant. Les déviations relatives sont inférieures à 3% sur toute la gamme d'énergie. Ces résultats ont tendance à valider l'algorithme de modélisation et son paramétrage.

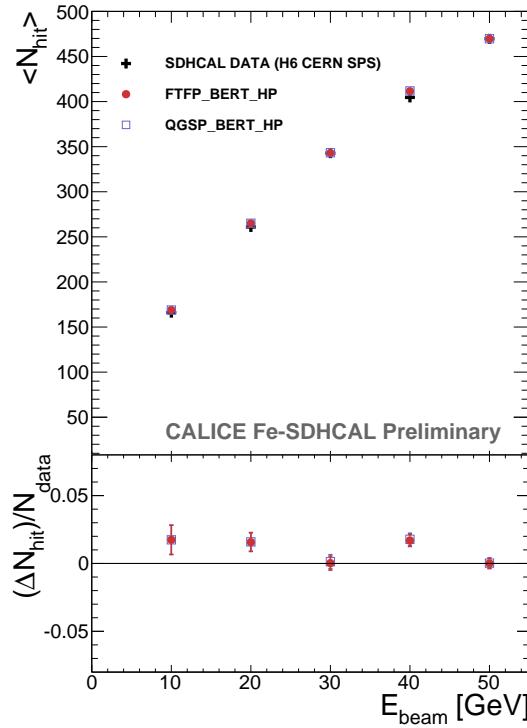


FIGURE 5.12 – Moyenne du nombre de hits pour des échantillons d'électrons en fonction de l'énergie du faisceau. Les données sont représentées par des croix noires, et la simulation par des cercles rouges (FTFP_BERT_HP) et des carrés bleus (QGSP_BERT_HP). La déviation relative est aussi présentée.

5.3.3.2 Gerbes hadroniques

La même procédure de sélection que celle décrite dans le chapitre 4 est appliquée sur les données expérimentales et sur la simulation. La figure 5.13 montre les distributions du nombre total de hits pour des gerbes hadroniques à 20, 30, 60 et 80 GeV pour les données et la simulation. Sur cette figure, la simulation est réalisée avec la liste physique FTFP_BERT_HP et les échantillons de données ont été enregistrés sur la ligne H6 du CERN. L'accord entre données et simulation semble raisonnable à basse énergie. A haute énergie, la simulation sous-estime le nombre total de hits des gerbes hadroniques. Ces différences sont confirmées par la figure 5.14 qui montre le nombre total moyen de hits dans les gerbes hadroniques en fonction de l'énergie du faisceau pour les données et plusieurs listes physiques de simulation. La figure de gauche est réalisée avec des données enregistrées sur la ligne H6 du CERN et la figure de droite avec des données de la ligne H2. Rappelons qu'à la différence de la ligne H2, la ligne H6 est contaminée par des protons, avec jusqu'à environ 60 % de proton à 100 GeV. La déviation relative définie comme $\frac{\langle N_{hit}^{sim} \rangle - \langle N_{hit}^{data} \rangle}{\langle N_{hit}^{data} \rangle}$ est aussi montrée sur ces figures. Comme pour les gerbes électromagnétiques, le nombre de cellules touchées par du bruit est pris en compte dans les barres d'erreur. Un bon accord entre la simulation et les données est trouvé jusqu'à 30 GeV. A partir de 40 GeV, l'accord se dégrade. La déviation relative entre les données et les différentes

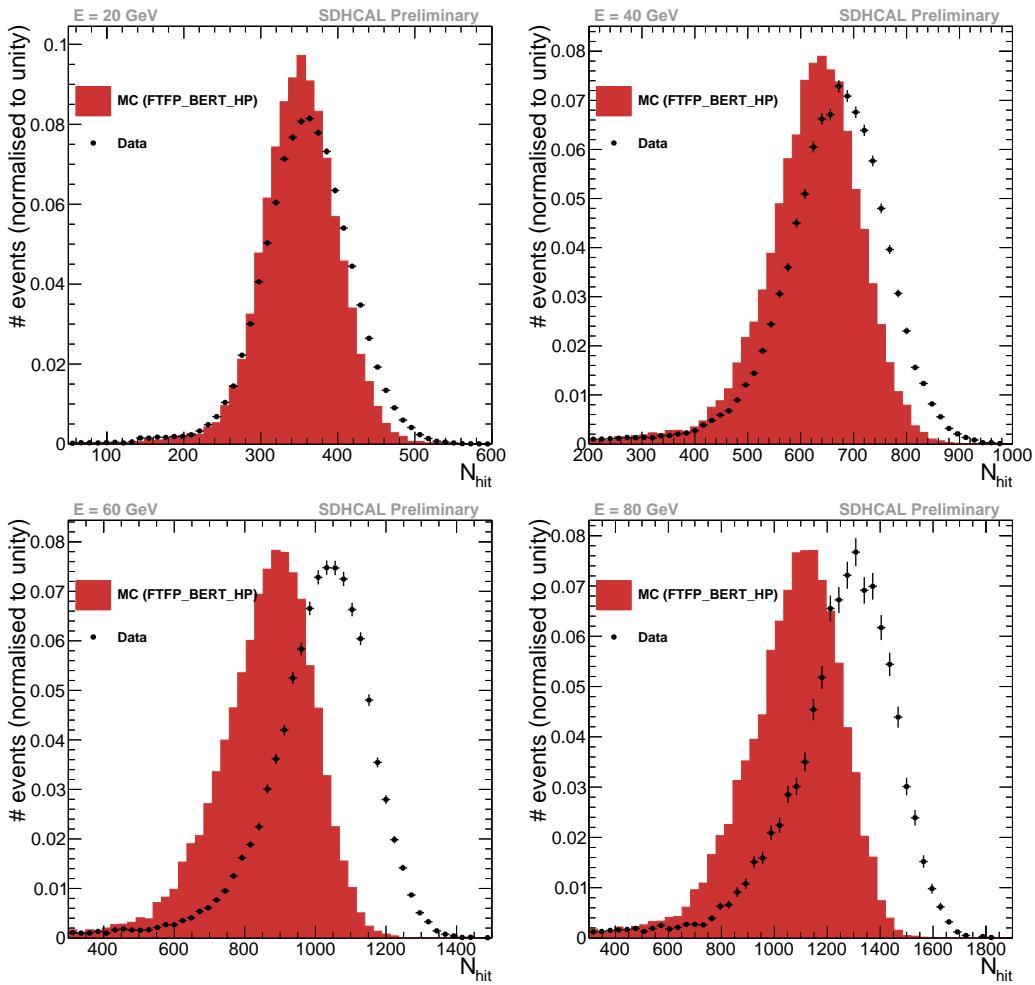


FIGURE 5.13 – Distribution du nombre de hits pour des échantillons de pions de 20 GeV (a), 40 GeV(b), 60 GeV (c) et 80 GeV (d). Les données sont représentées par des croix noires et la simulation (FTFP_BERT_HP) par les histogrammes rouges.

listes physiques est d'environ 15% à partir de 60GeV pour les données de la ligne H6 et environ 10% pour la ligne H2. Ces figures montrent aussi que l'option de haute précision pour les neutrons n'a qu'une faible influence sur le nombre total de hits des gerbes hadroniques. Ces faibles différences s'expliquent par la faible sensibilité du SDHCAL aux neutrons. D'autres listes physiques préparées par GEANT4 sont aussi testées. La figure 5.15 présente le nombre moyen de hits en fonction de l'énergie pour les listes physiques FTF_BIC, QGSP_FTFP_BERT et QGSP_BIC et pour les données enregistrées sur les lignes H2 et H6. La liste FTF_BIC est en meilleur accord avec les données expérimentales, particulièrement à haute énergie. Au delà de 60 GeV, le nombre de hits reste sous-estimé. Enfin, notons que la collaboration GEANT4 a corrigé un problème dans le modèle de Fritiof à partir de la version 10.1¹. Le fragmentation des cordes hadroniques du modèle de Fritiof produit doré-

1. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/Beta4.10.1-1.txt>

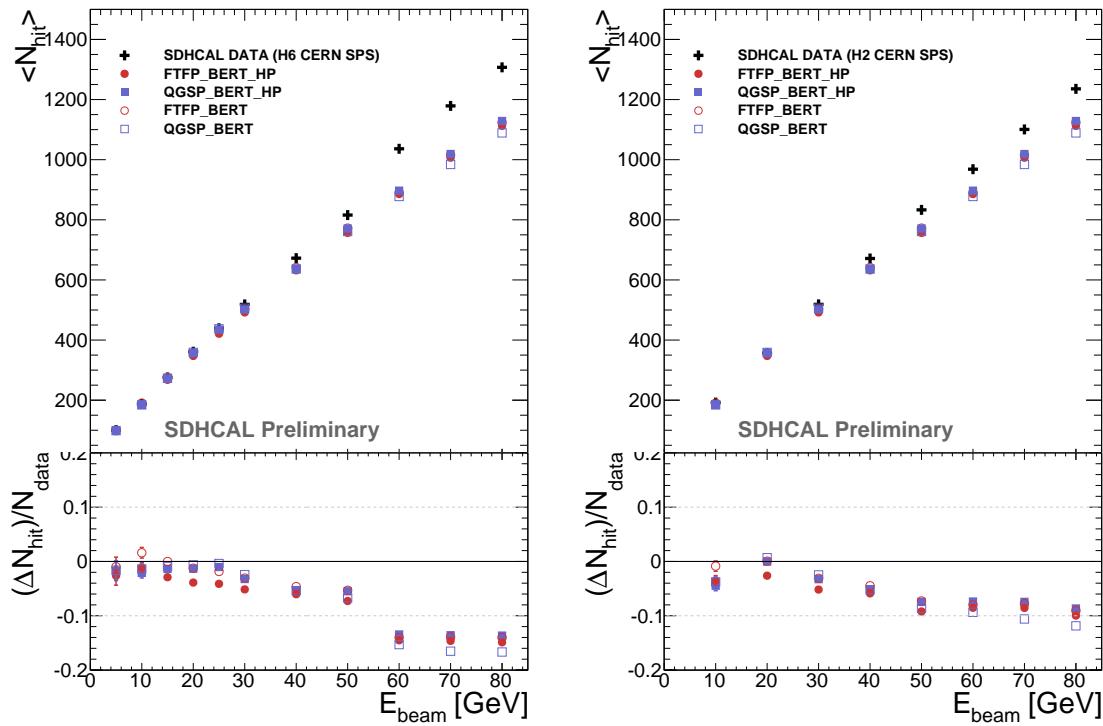


FIGURE 5.14 – Nombre moyen de hits pour des gerbes hadroniques en fonction de l'énergie du faisceau pour des données (croix noires) enregistrées sur les lignes H6 (à gauche) et H2 (à droite) et les listes physiques FTFP_BERT_(HP) (cercles rouges) et QGSP_BERT_(HP) (carrés bleu). Les déviations relatives sont aussi présentées.

navant plus de pions neutres et moins de pions chargés. La correction augmente la composante électromagnétique des cascades. Les premiers tests avec cette nouvelle version de GEANT4 n'ont cependant pas montré d'amélioration très significative.

Sur les figures 5.14 et 5.15, on constate que le nombre de hits augmente brutalement à partir de 60 GeV pour les données enregistrées sur la ligne H6. Cet effet n'est pas présent pour les données de la ligne H2 et est probablement causé par la contamination de la ligne H6 par les protons. La figure 5.16 montre le nombre total moyen de hits pour les données de la ligne H6, pour une simulation de pions et de protons avec les listes physiques FTFP_BERT_(HP) et QGSP_BERT_(HP). Au dessus de 40 GeV , le nombre total de hits est légèrement plus élevé pour les gerbes hadroniques initiées par des protons que par des pions. Plusieurs facteurs permettent d'expliquer ces différences. La fraction électromagnétique des gerbes hadroniques initiées par des protons est généralement plus faible que pour celles initiées par des pions (cf. section 3.3.2 du chapitre 3). Ainsi la saturation de la réponse du SDHCAL est plus faible avec les cascades initiées par des protons. De plus, la longueur d'interaction est plus faible pour les protons que pour les pions ($\lambda_I^\pi/\lambda_I^p = 1.25$ dans l'acier). La fraction d'énergie qui s'échappe du détecteur est donc plus faible pour les protons que pour les pions. Cependant, le nombre de hits pour une simulation de protons reste toujours significativement plus faible que dans les données à haute énergie. La déviation relative est supérieure à 10% au dessus de 60 GeV .

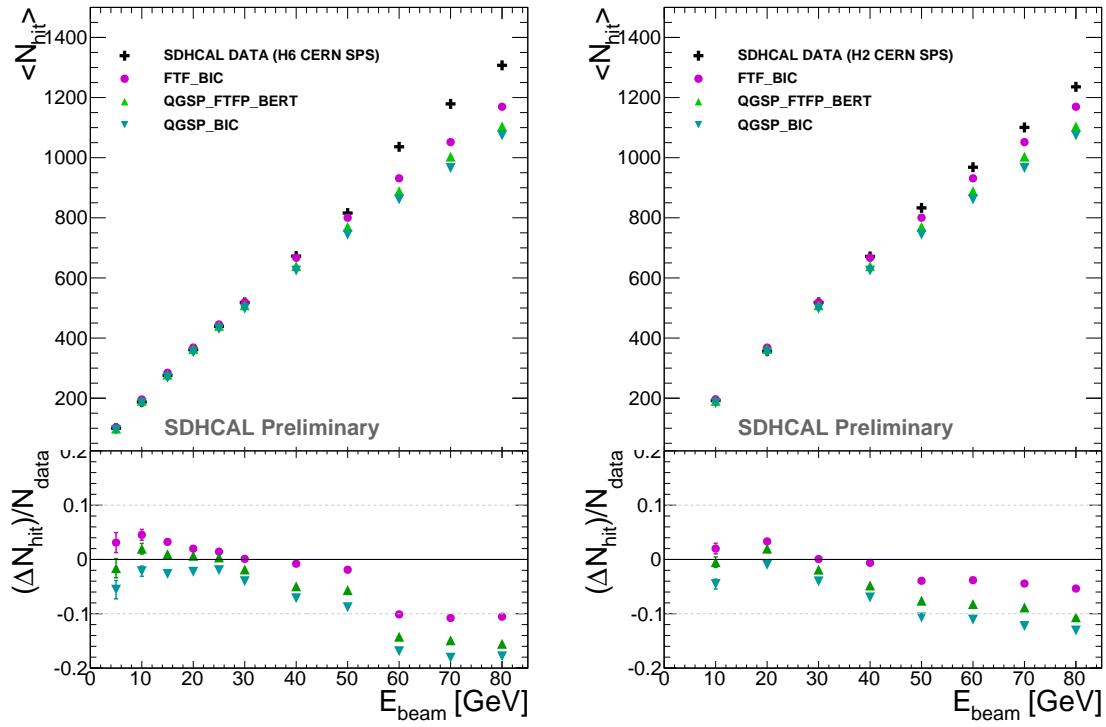


FIGURE 5.15 – Nombre moyen de hits pour des gerbes hadroniques en fonction de l'énergie du faisceau pour les données (croix noires) enregistrées sur les lignes H6 (à gauche) et H2 (à droite) et les listes physiques FTF_BIC (cercles roses), QGSP_FTFP_BERT (triangles verts) et QGSP_BIC (triangle cyans). Les déviations relatives sont aussi présentées.

Le nombre de hits pour chaque seuil est aussi étudié. La figure 5.17 montre le nombre moyen de hits pour chaque seuil, pour les données et la simulation. Le nombre de hits pour les seuils 1 et 2 respectent la même tendance que pour le nombre total de hits : l'accord entre les données et la simulation est raisonnable à basse énergie et se dégrade sensiblement au dessus de 40 GeV. Le nombre de hits pour le troisième seuil est la variable la plus sensible aux fluctuations de température et de pression. Ces fluctuations sont équivalentes à des variations de tension dans le gaz¹. Ceci permet d'expliquer le comportement de cette observable pour les données. Il est ainsi délicat de tirer des conclusions avec cette variable. Cependant, on peut constater que la liste physique QGSP_BERT_HP produit légèrement plus de hits seuil 3 que la liste FTFP_BERT_HP. Ceci est dû à la gamme de validité du modèle de Bertini qui est plus étendue pour la liste QGSP_BERT_HP que pour FTFP_BERT_HP. Ce modèle a tendance à créer beaucoup de particules secondaires et donc d'augmenter les hits seuil 3.

¹ Lors des tests en faisceau de 2015, la procédure de correction de la tension en fonction de la température et de la pression a été réalisée afin de limiter cet effet.

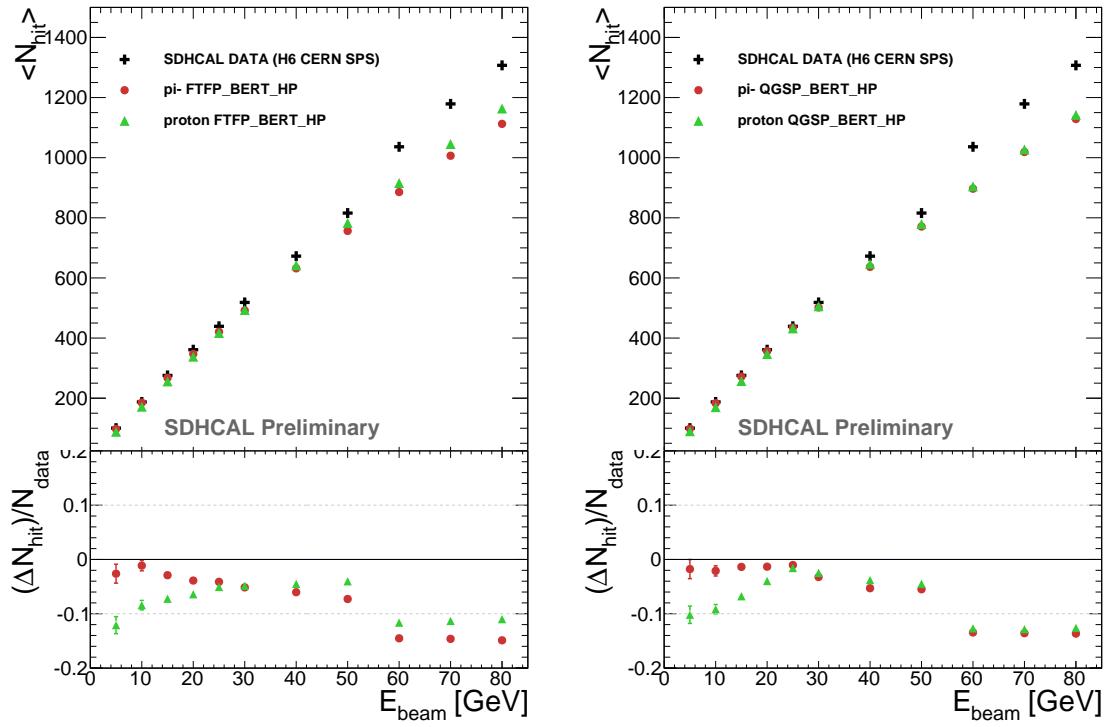


FIGURE 5.16 – Nombre moyen de hits pour les gerbes hadroniques en fonction de l'énergie du faisceau pour les données de la ligne H6 (croix noires), pour les gerbes hadroniques initiées par des pions (cercles rouges) et par des protons (triangles verts) simulées avec les listes physiques FTFP_BERT_HP (à gauche) et QGSP_BERT_HP (à droite). Les déviations relatives sont aussi présentées.

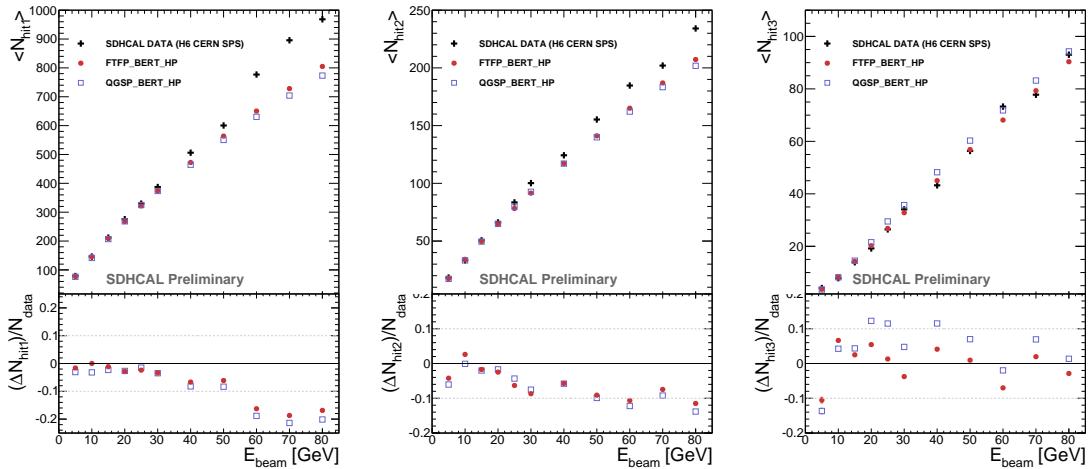


FIGURE 5.17 – Nombre moyen de hits pour chaque seuil en fonction de l'énergie du faisceau. Les données sont représentées par des croix noires et la simulation par des cercles rouges (FTFP_BERT_HP) et des carrés bleus (QGSP_BERT_HP).

5.4 Conclusion

Les différentes étapes de la simulation du prototype et de la modélisation de la réponse des GRPC ont été détaillées. Le paramétrage de l'algorithme SimDigital a été réalisée grâce aux études menées sur la réponse des muons dans le détecteur. Les gerbes électromagnétiques ont aussi été utilisées pour ce paramétrage. Les comparaisons entre données expérimentales et la simulation de gerbes électromagnétiques dans le SDHCAL montrent un accord très satisfaisant. Cela permet de valider la procédure de simulation du prototype et l'algorithme de modélisation de sa réponse aux particules chargées. Cependant, des désaccords sont observés entre les données et la simulation des gerbes hadroniques. Plusieurs modèles de simulation préparés par la collaboration GEANT4 ont été testés. La liste FTF_BIC est la liste présentant le meilleur accord sur le nombre total de hits avec les données expérimentales.

Des études similaires ont été menées par les collaborations ATLAS [3] et CALICE [7] avec des calorimètres utilisant une autre technologie. Ces études ont montré que les listes physiques FTFP_BERT_HP et QGSP_BERT_HP simulent correctement la réponse de ces détecteurs au passage de gerbes hadroniques. Cependant ces deux calorimètres utilisent des scintillateurs comme milieu actif et ont une lecture analogique. Le signal de ces scintillateurs est proportionnel à l'énergie déposée par les particules chargées. De plus, la segmentation transverse de ces deux calorimètres est moins fine que pour le SDHCAL. Ceci pourrait expliquer pourquoi la réponse simulée dans le SDHCAL est plus faible que dans les données, alors que celle-ci est en bon accord pour les détecteurs ATLAS-TileCal et CALICE-AHCAL.

Chapitre 6

Topologie des gerbes hadroniques

2635 Dans le chapitre précédent, nous avons observé des désaccords entre les données expérimentales et la simulation des gerbes hadroniques au niveau du nombre de cellules touchées à haute énergie. L'étude de la topologie des cascades est nécessaire pour comprendre ces différences mais également pour comparer les différents modèles de simulation. Dans ce chapitre, plusieurs variables topologiques 2640 sont étudiées pour différentes listes physiques. Les mêmes variables sont aussi analysées dans le cas des gerbes électromagnétiques, toujours dans le but de vérifier et de valider la modélisation de la réponse des GRPC. L'étude des amas de hits permettra d'étudier la réponse du SDHCAL aux gerbes hadroniques en éliminant des erreurs potentiellement introduites lors de la modélisation de la 2645 réponse des GRPC aux particules chargées (cf. section 5.3 du chapitre 5). Les profils longitudinal et latéral indiqueront dans quelles parties des cascades, les modèles de GEANT4 semblent sous-estimer le nombre de hits des gerbes hadroniques. Dans les chapitres 4 et 5, nous avons mentionné et utilisé les traces 2650 reconstruites par la méthode de Transformée de Hough pour sélectionner les gerbes hadroniques ou électromagnétiques. Dans ce chapitre, nous détaillerons comment cette méthode peut être mise en œuvre dans un calorimètre ultra-granulaire puis nous utiliserons les traces ainsi reconstruites pour comparer les modèles de simulation de gerbes hadroniques développés par la collaboration GEANT4.

Contenu

2655	6.1 Les amas de hits	114
	6.2 Les profils des gerbes hadroniques	117
	6.2.1 Profil longitudinal	117
	6.2.2 Profil latéral	121
2660	6.3 Reconstruction des traces dans le SDHCAL	124
	6.3.1 La méthode de Transformée de Hough	125
	6.3.2 Transformée de Hough dans le SDHCAL	126
	6.3.3 Performance de la Transformée de Hough	128
	6.3.4 Étude des modèles de simulation des gerbes hadroniques .	130
2665	6.3.5 Conclusion	135
	6.4 Conclusion	138
	6.A Annexe : Profil latéral	139

6.1 Les amas de hits

Pour comprendre les désaccords observés entre les données et la simulation, les variables relatives aux amas de hits sont très utiles. Elles permettent de comparer la simulation avec les données de manière plus indépendante en évitant des biais potentiellement introduits par le paramétrage de l'algorithme SimDigital (cf. chapitre 5).
2675 Le phénomène de multiplicité a moins d'importance lorsque les hits sont groupés. Les hits sont groupés lorsqu'ils appartiennent au même plan et lorsque leurs cellules associées sont côte à côte (cf. figure 4.18 du chapitre 4).

Pour les données expérimentales, le nombre d'amas de hits est aussi corrigé avec
2680 le temps relatif au début du cycle du faisceau en utilisant la même méthode que dans la section 4.4.4 du chapitre 4. Des polynômes de degré 1 sont utilisés à la fois pour les calibrations des gerbes hadroniques et celles des gerbes électromagnétiques. Ces corrections ont tendance à diminuer le nombre d'amas avec le temps. En effet,
2685 une zone temporairement aveugle du détecteur peut créer un trou dans un amas et ainsi le fragmenter.

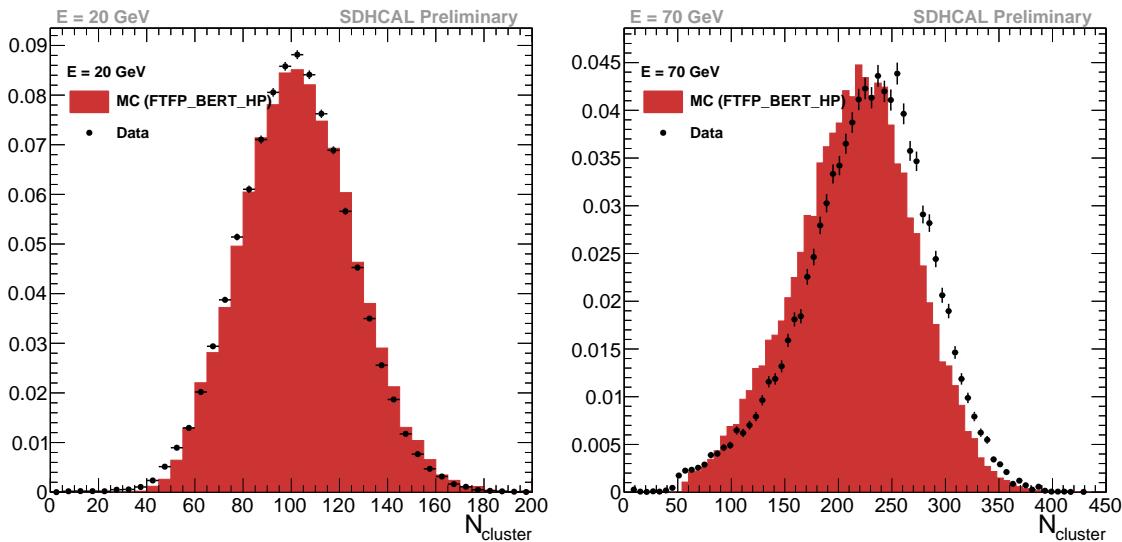


FIGURE 6.1 – Distribution du nombre d'amas de hits pour des échantillons de pions de 20 (à gauche) et 70 (à droite) GeV. Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation (FTFP_BERT_HP) par les histogrammes rouges.

La figure 6.1 présente les distributions du nombre d'amas de hits pour les données et la simulation (FTFP_BERT_HP) à 20 et 70 GeV. Comme pour le nombre total de hits, l'accord entre donnée et simulation est raisonnable à basse énergie et se dégrade à plus haute énergie. La figure 6.2 montre le nombre moyen d'amas de hits en fonction de l'énergie du faisceau pour les données et plusieurs listes physiques.
2690 Les déviations relatives définies par $\frac{\langle N_{simu} \rangle - \langle N_{data} \rangle}{\langle N_{data} \rangle}$, où $\langle N_{data} \rangle$ et $\langle N_{simu} \rangle$ sont respectivement les nombres moyens d'amas pour les données et la simulation, sont indiquées. Le nombre de hits de bruits, estimé à 1.75 par événement physique (cf. section 4.4.1 du chapitre 4) est inclus dans les barres d'erreurs. Pour du bruit

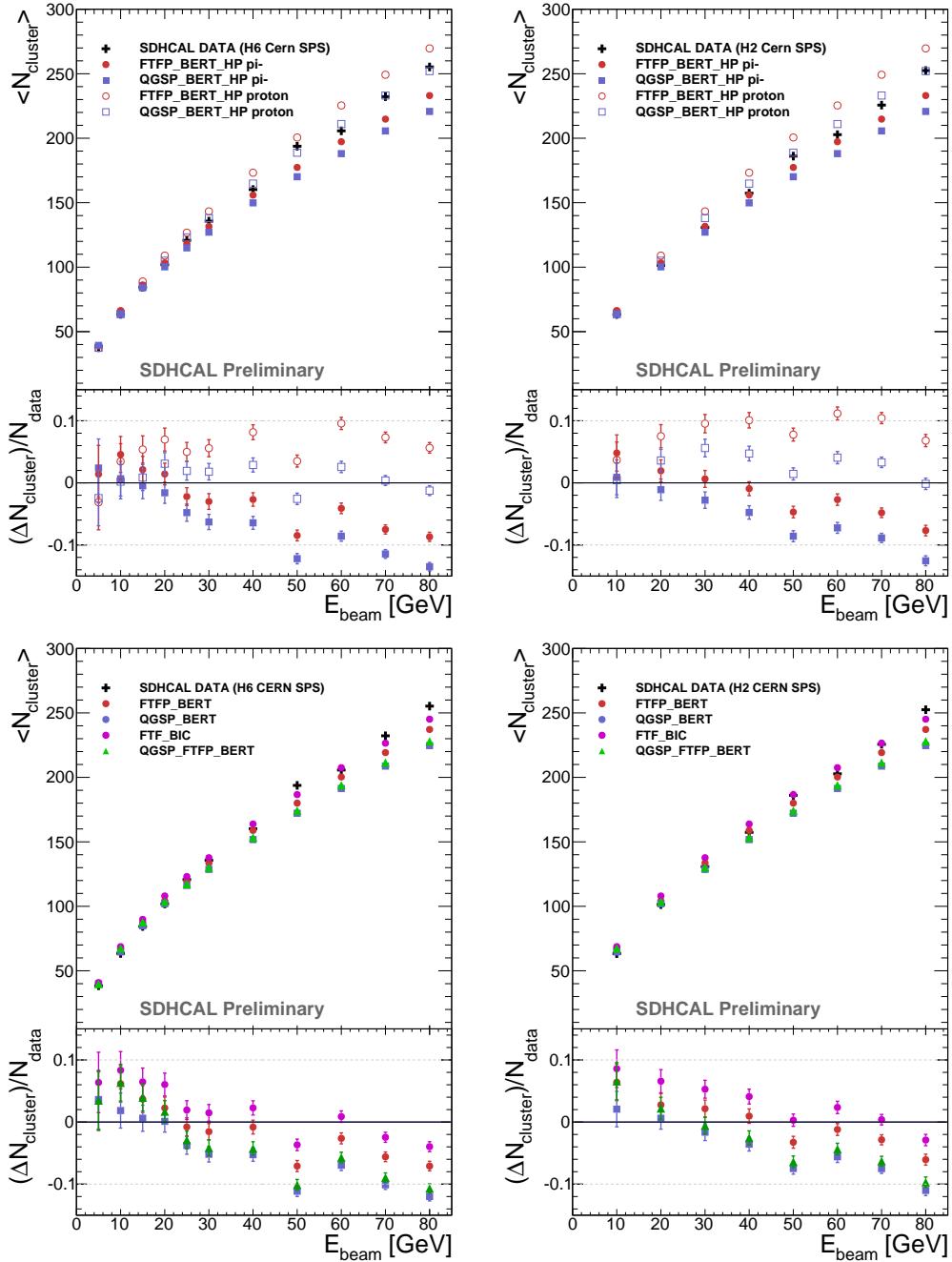


FIGURE 6.2 – Nombre moyen d’amas de hits reconstruits pour des gerbes hadroniques en fonction de l’énergie du faisceau pour les données expérimentales et plusieurs listes physiques. Les déviations relatives sont aussi présentées. Les figures de gauche présentent les résultats avec les données de la ligne H6 et les figures de droite avec les données de la ligne H2 du CERN.

incohérent, le nombre d’amas résultants est à priori le même que le nombre de cellules touchées dues au bruit.

La figure 6.2 montre des différences significatives sur le nombre d’amas entre les

gerbes hadroniques initiées par des protons et celles initiées par des pions. Ces différences s'expliquent par la fraction électromagnétique plus faible dans les cascades initiées par des protons (cf. section 3.3.2 du chapitre 3). De plus, la longueur d'interaction des protons est plus faible que celle des pions. Ainsi, la quantité d'énergie s'échappant du détecteur est plus faible dans les cascades initiées par des protons que pour celles initiées par des pions. L'utilisation de l'option de haute précision pour les neutrons fait légèrement diminuer le nombre d'amas reconstruits. La plupart des listes sous-estiment le nombre d'amas reconstruits. Ceci confirme les observations sur le nombre de cellules touchées dans le chapitre précédent. La liste FTF_BIC est, comme pour le nombre total de cellules touchées, la plus proche des données expérimentales à haute énergie mais surestime légèrement le nombre d'amas en dessous de 40 GeV.

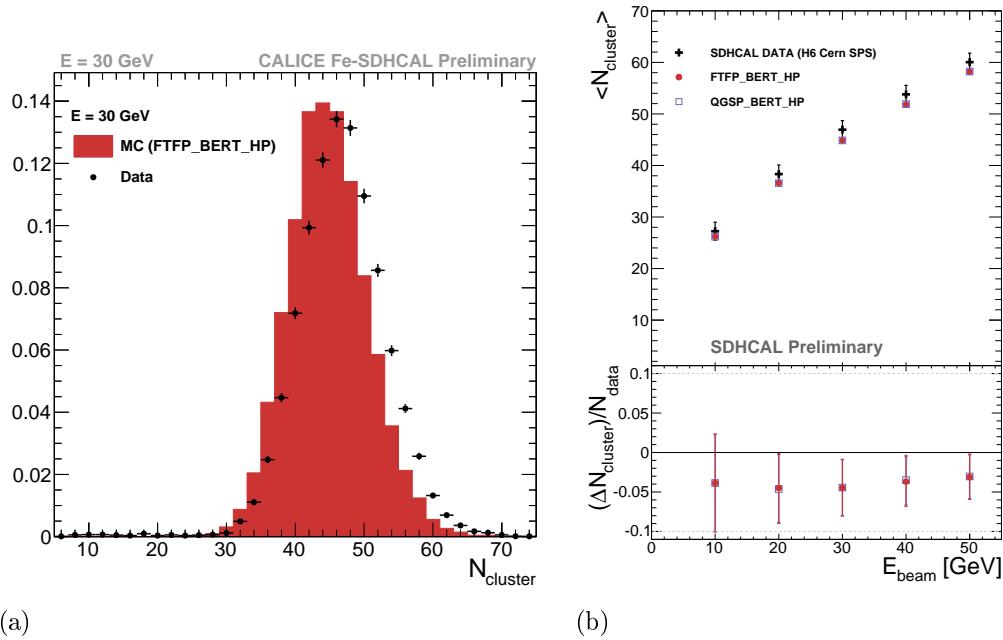


FIGURE 6.3 – (a) : Distribution du nombre d'amas de hits dans les gerbes électromagnétiques de 30 GeV pour les données (cercles noirs) et la simulation (histogramme rouge). (b) Nombre moyen d'amas de hits reconstruits et déviation relative pour des gerbes électromagnétiques en fonction de l'énergie du faisceau.

Les amas de hits sont aussi étudiés pour les gerbes électromagnétiques. La figure 6.3(a) montre la distribution du nombre d'amas de hits pour des gerbes électromagnétiques de 30 GeV pour les données et la simulation. La figure 6.3(b) montre le nombre moyen d'amas de hits reconstruits en fonction de l'énergie pour des gerbes électromagnétiques. La simulation sous-estime très légèrement le nombre d'amas par rapport aux données. La déviation relative est inférieure à 5% sur toute la gamme d'énergie. La différence des nombres moyens d'amas reconstruits entre la simulation et les données est inférieure à 2 sur toute la gamme d'énergie. Cette différence vient probablement du bruit dans le prototype, estimé à environ 1.75 hits par événement physique (cf. section 4.4.1 du chapitre 4).

2720 **6.2 Les profils des gerbes hadroniques**

6.2.1 Profil longitudinal

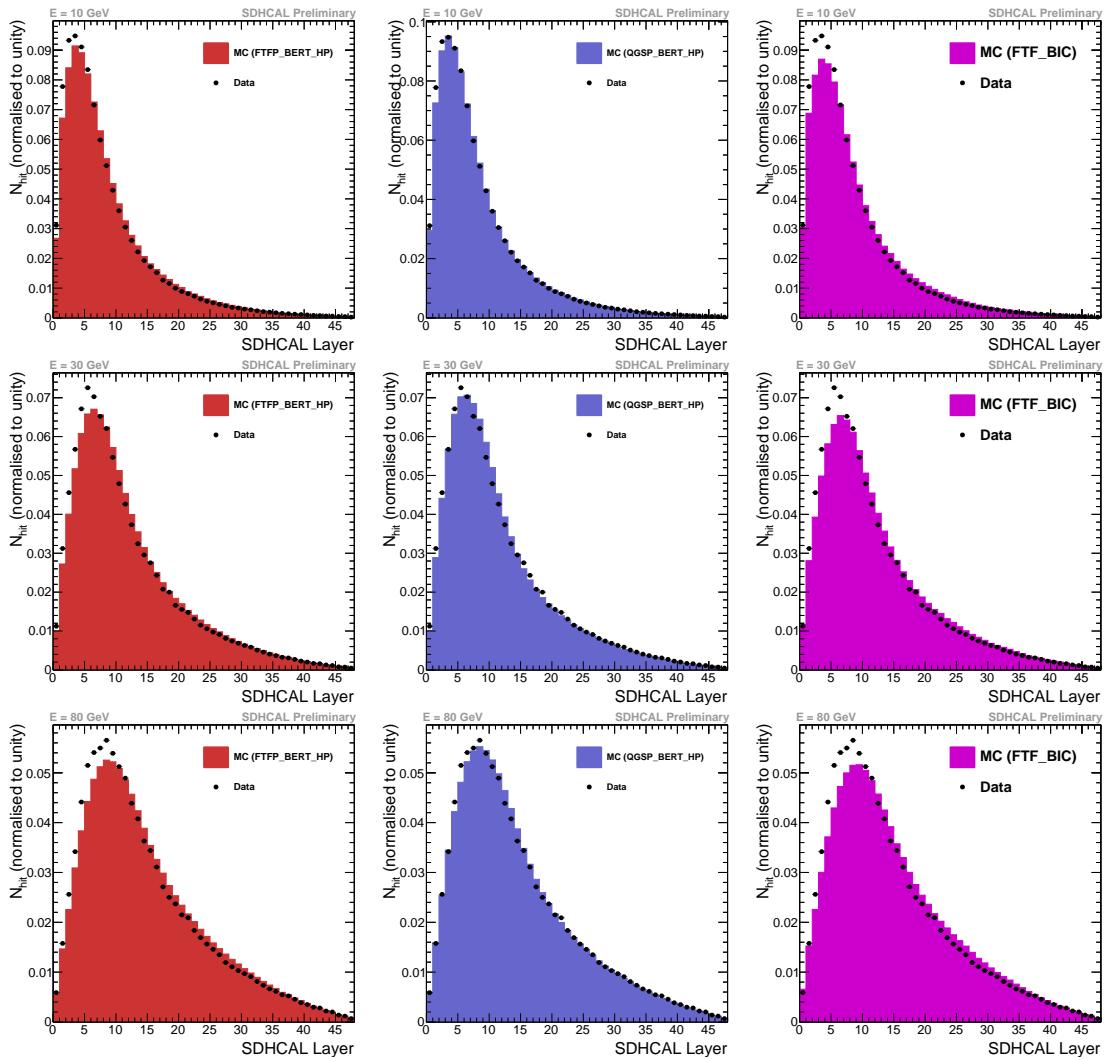


FIGURE 6.4 – Profil longitudinal pour des échantillons de pions de 10 GeV (en haut), de 30 GeV (au milieu) et de 80 GeV (en bas) pour les données et des simulations réalisées avec les listes FTFP_BERT_HP (à gauche), QGSP_BERT_HP (au centre) et FTF_BIC (à droite). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes pleins.

Le profil longitudinal est construit en calculant la moyenne du nombre de hits dans chaque plan sur un grand nombre d'événements. Le profil longitudinal correspond donc à la moyenne du nombre de hits en fonction de la profondeur dans le calorimètre. Le profil longitudinal peut être déterminé en comptant les cellules touchées à partir du premier plan du calorimètre ou à partir du premier plan d'interaction inélastique, défini dans la section 4.4.3 du chapitre 4. Nous utiliserons dans

la suite, le profil longitudinal relatif au premier plan d'interaction. Les données expérimentales sont corrigées avec le temps du cycle du faisceau avec des polynômes de degré 2. Enfin, au vu des différences entre le nombre de hits dans les données et la simulation, le nombre de hits de chaque plan est normalisé au nombre total de hits dans l'événement. La figure 6.4 présente le profil longitudinal pour les données et plusieurs listes physiques à 10, 30 et 80 GeV . Les listes physiques utilisant le modèle de Fritiof montrent des profils longitudinaux légèrement plus étendus que les données. L'accord entre les données et la liste physique QGSP_BERT_HP semble excellent. La valeur moyenne $\langle Z \rangle$ des profils longitudinaux est donnée par :

$$\langle Z \rangle = \frac{1}{N_{event}} \sum_{i=0}^{N_{event}} \sum_{k=0}^{k_{max}} k \frac{N_{k,i}}{N_{tot,i}} \quad (6.1)$$

où N_{event} est le nombre d'événements, $N_{k,i}$ est le nombre de hits dans le plan k pour l'événement i et $N_{tot,i}$ est le nombre total de hits pour l'événement i . Le numéro de chaque plan k est compté relativement par rapport au premier plan d'interaction. k_{max} correspond alors à la profondeur effectivement restante. La figure 6.5 montre la valeur moyenne du profil longitudinal en fonction de l'énergie du faisceau pour les données et plusieurs listes physiques et la déviation relative, définie par $\frac{\langle Z_{simu} \rangle - \langle Z_{data} \rangle}{\langle Z_{data} \rangle}$.

Les tendances aperçues sur les profils précédent se confirment. Les listes physiques utilisant le modèle de Fritiof pour les interactions de haute énergie ($E > 10 GeV$) surestiment légèrement l'extension longitudinale des gerbes hadroniques. Dans la section 5.3.3 du chapitre 5, nous avions mentionné que la correction du problème dans le modèle de Fritiof, à partir de la version 10.1 de GEANT4, tend à diminuer l'extension des gerbes hadroniques. Les premiers tests effectués avec cette version de GEANT4 ne permettent pas d'obtenir des améliorations sensibles. Les listes physiques QGSP_BERT(_HP) et QGSP_FTFP_BERT¹ présentent un bon accord avec les données. Enfin, notons que les gerbes hadroniques initiées par des protons présentent un profil longitudinal plus étendu que celles initiées par les pions. Ces différences, qui sont plus marquées pour la liste FTFP_BERT_HP que pour QGSP_BERT_HP, peuvent encore s'expliquer par la différence de la fraction élémagnétique entre les cascades initiées par des protons et par des pions.

Le profil longitudinal des gerbes électromagnétiques de 20 GeV est donné sur la figure 6.6(a) pour les données et une simulation. Des différences importantes, entre les données et la simulation, sont observées sur certains plans. Ces différences s'expliquent, comme pour la multiplicité, par des variations de résistivité de la peinture sur les plaques de verre. Cet effet n'est pas observé dans le cas des gerbes hadroniques car leur premier plan d'interaction varie, ce qui a pour conséquence de lisser le profil longitudinal. La longueur de radiation vaut 1.76 cm dans l'acier, ce qui correspond à l'épaisseur de la première couche d'absorbeur (1.75 cm) avant la première GRPC du prototype. Le premier plan d'interaction d'une gerbe électromagnétique correspond donc très souvent au premier plan du détecteur. Malgré ces différences, l'accord

1. Le modèle de Fritiof est utilisé dans la liste QGSP_FTFP_BERT pour des énergies intermédiaire allant de 6 à 25 GeV mais est exclusivement utilisé de 8 à 12 GeV .

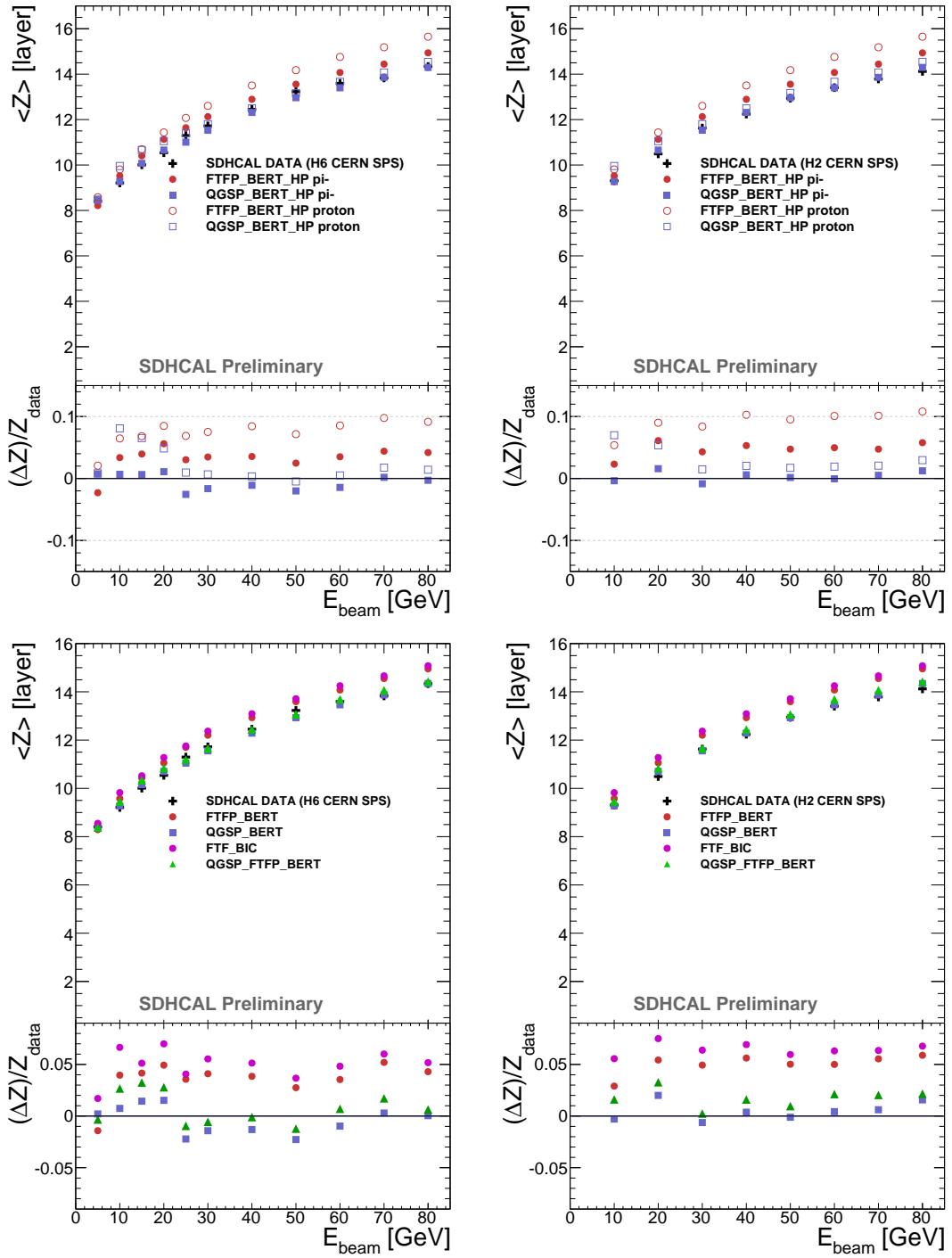


FIGURE 6.5 – Valeur moyenne et déviation relative du profil longitudinal en fonction de l'énergie du faisceau pour les données enregistrées sur les lignes H6 (à gauche) et H2 (à droite) et plusieurs listes physiques. Les figures du haut montrent aussi les résultats pour des simulations initiées par des protons. La taille des barres d'erreurs est inférieure à celle des points.

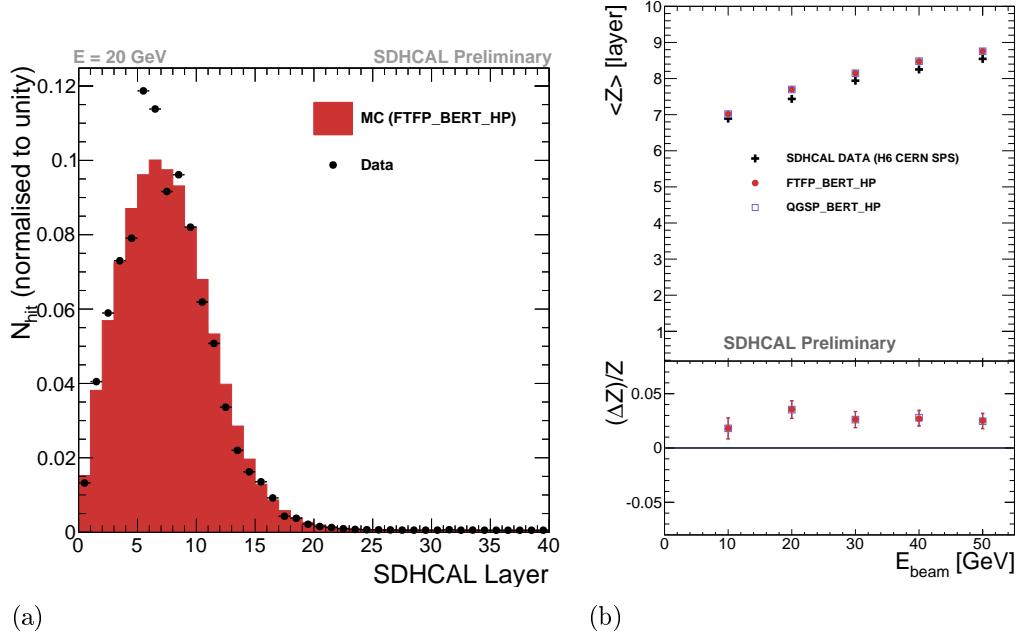


FIGURE 6.6 – (a) : Profil longitudinal de gerbes électromagnétiques à 20 GeV pour les données (cercles noirs) et une simulation réalisée avec liste physique `FTFP_BERT_HP` (histogramme rouge). (b) Valeur moyenne et déviation relative du profil longitudinal pour des gerbes électromagnétiques en fonction de l'énergie du faisceau.

entre données et simulations reste raisonnable et est confirmé par la figure 6.6(b), montrant la valeur moyenne du profil longitudinal des gerbes électromagnétiques en fonction de l'énergie. La déviation relative, aussi indiquée sur la figure 6.6(b), est inférieure à 4% sur toute la gamme d'énergie.

Nous avons vu que l'extension longitudinale des gerbes hadroniques est relativement bien simulée. Les listes physiques utilisant le modèle de Fritiof surestiment légèrement cette extension. Celles basées sur le modèle QGS, reproduisent bien l'extension longitudinale des gerbes hadroniques. Cette étude permet aussi de confirmer des études similaires qui ont été réalisées avec les calorimètres CALICE AHCAL [7] et CALICE Si-W ECAL [25]. Ces études montrent que les listes physiques préparées par GEANT4 reproduisent convenablement l'extension longitudinale des gerbes hadroniques.

6.2.2 Profil latéral

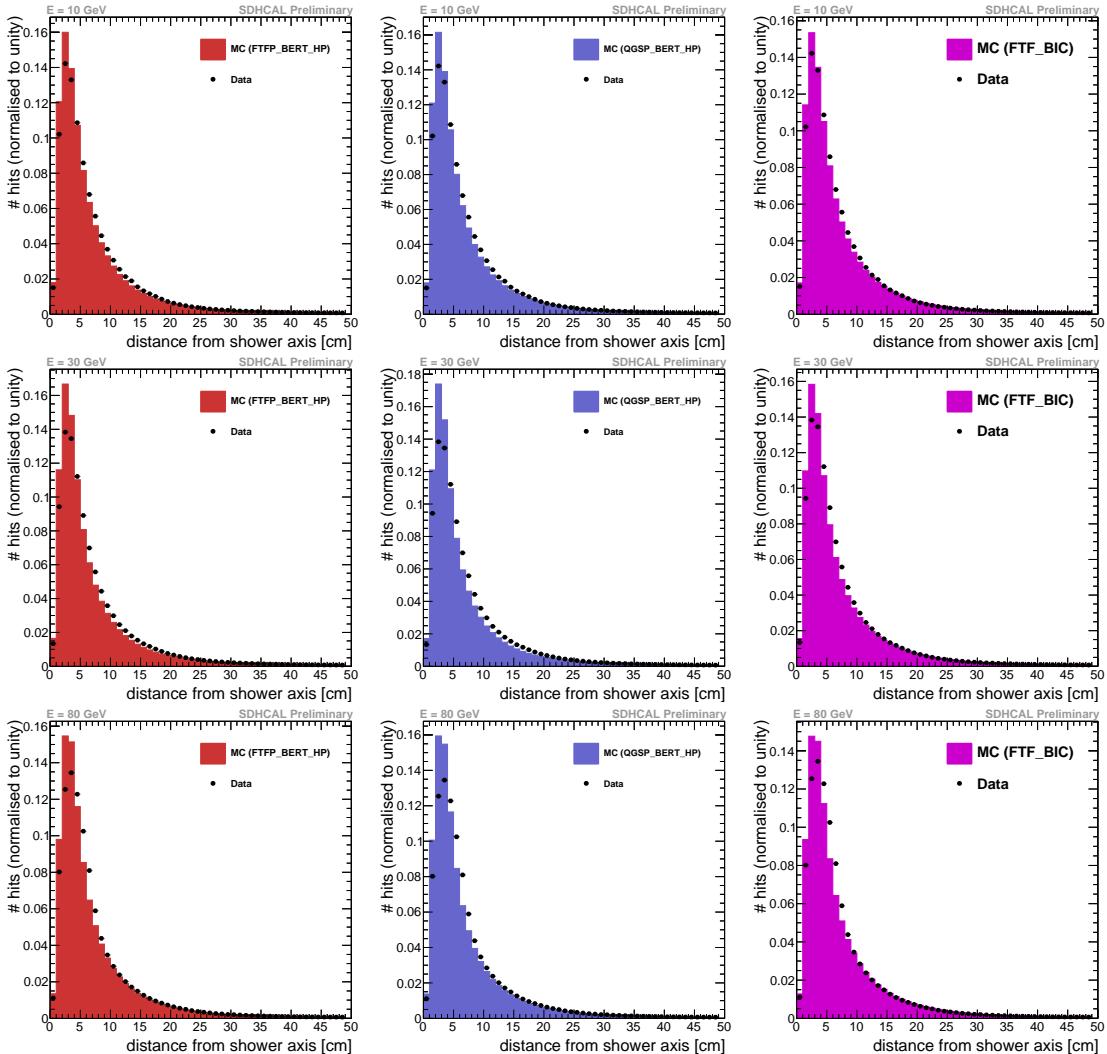


FIGURE 6.7 – Profil transversal pour des échantillons de pions de 10 GeV (en haut), de 30 GeV (au milieu) et de 80 GeV (en bas) pour les données et des simulations réalisées avec les listes FTFP_BERT_HP (à gauche), QGSP_BERT_HP (au centre) et FTF_BIC (à droite). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes pleins.

2780 Le profil latéral ou transversal est construit en comptant les cellules touchées dans des anneaux de 1 cm d'épaisseur, autour de l'axe de la cascade. L'axe de la cascade est déterminé à l'aide d'une régression linéaire (cf. section 4.4.3 du chapitre 4). Pour chaque cellule touchée, la distance entre l'axe de la cascade et la position de la cellule¹ est calculée. Selon la valeur de la distance, un compteur dans l'anneau correspondant est incrémenté. Comme pour le profil longitudinal, le nombre de hits dans chaque anneau est normalisé au nombre total de hits de l'événement puis

1. La position d'une cellule est définie comme la position de son centre

moyenné sur tous les événements. Le nombre de hits par anneau est aussi corrigé en fonction du temps avec des polynômes de degré 2. La figure 6.7 présente le profil latéral de gerbes hadroniques à 10, 30 et 80 GeV pour les données et trois listes physiques. La figure 6.22 de l'annexe 6.A montre exactement les mêmes profils en base logarithmique afin de pouvoir visualiser les queues de ces profils. Pour ces trois listes physiques, le nombre de hits, au centre de la cascade ($d < 4 cm$), est surestimé par rapport aux données expérimentales. Dans la région du halo ($d \geq 4 cm$ et $d < 20 cm$), la simulation le sous-estime. Les queues des profils sont raisonnablement bien simulées même si, pour la liste FTF_BIC, le nombre de hits dans la queue semble légèrement plus élevé que dans les données (voir la figure 6.22 en base logarithmique). Ceci est probablement dû à l'absence du modèle de haute précision pour les neutrons. Notons que la coupure à 1000 ns , sur le temps d'occurrence des segments dans les couches de gaz (cf. section 5.3.1 du chapitre 5), permet d'améliorer significativement la description de ces queues de profil. La valeur moyenne des profils transversaux est donnée par :

$$\langle R \rangle = \frac{1}{N_{event}} \sum_{i=0}^{N_{event}} \sum_{r=0}^{R_{max}} r \frac{N_{r,i}}{N_{tot,i}} \quad (6.2)$$

où N_{event} est le nombre d'événements, $N_{r,i}$ le nombre de cellules touchées dans l'anneau de rayon r pour l'événement i et $N_{tot,i}$ le nombre total de hits pour l'événement i . R_{max} correspond à la distance maximum possible entre une cellule touchée et l'axe de la cascade ($\sqrt{2} m$ pour le prototype du SDHCAL).

La figure 6.8 montre la valeur moyenne du profil latéral en fonction de l'énergie du faisceau pour les données et plusieurs listes physiques. La déviation relative est définie par $\frac{\langle R_{simu} \rangle - \langle R_{data} \rangle}{\langle R_{data} \rangle}$. Comme pour l'extension longitudinale, l'extension latérale est plus élevée pour les gerbes hadroniques initiées par des protons que par des pions. La plupart des listes physiques sous-estiment légèrement l'extension latérale des gerbes hadroniques. Les listes physiques utilisant le modèle de Fritiof pour les interactions de haute énergie présentent un meilleur accord avec les données expérimentales et la liste FTF_BIC est celle qui les reproduit le mieux.

La figure 6.9(a) présente le profil latéral des gerbes électromagnétiques de 20 GeV pour les données et un échantillon de simulation (FTFP_BERT_HP). La valeur moyenne et la déviation relative en fonction de l'énergie du faisceau est donnée par la figure 6.9(b). La simulation est en accord avec les données au dessus de 30 GeV . A plus basse énergie, la simulation sous-estime légèrement l'extension latérale des gerbes électromagnétiques. Des études systématiques sur les coupures de sélection des gerbes électromagnétiques, et sur le bruit dans les données, n'ont pas permis d'expliquer ces différences.

Les résultats obtenus sur le profil latéral des gerbes hadroniques permettent de justifier ceux obtenus dans le chapitre précédent. Ils montraient des désaccords entre la simulation et les données sur la réponse du SDHCAL aux gerbes hadroniques. La liste physique FTF_BIC, qui montrait le meilleur accord avec les données sur le nombre de hits, est aussi la meilleure pour décrire l'extension latérale des gerbes hadroniques. Le profil latéral des gerbes hadroniques a aussi été étudié par le calorimètre CALICE AHCAL. La conclusion de cette étude était que l'extension latérale

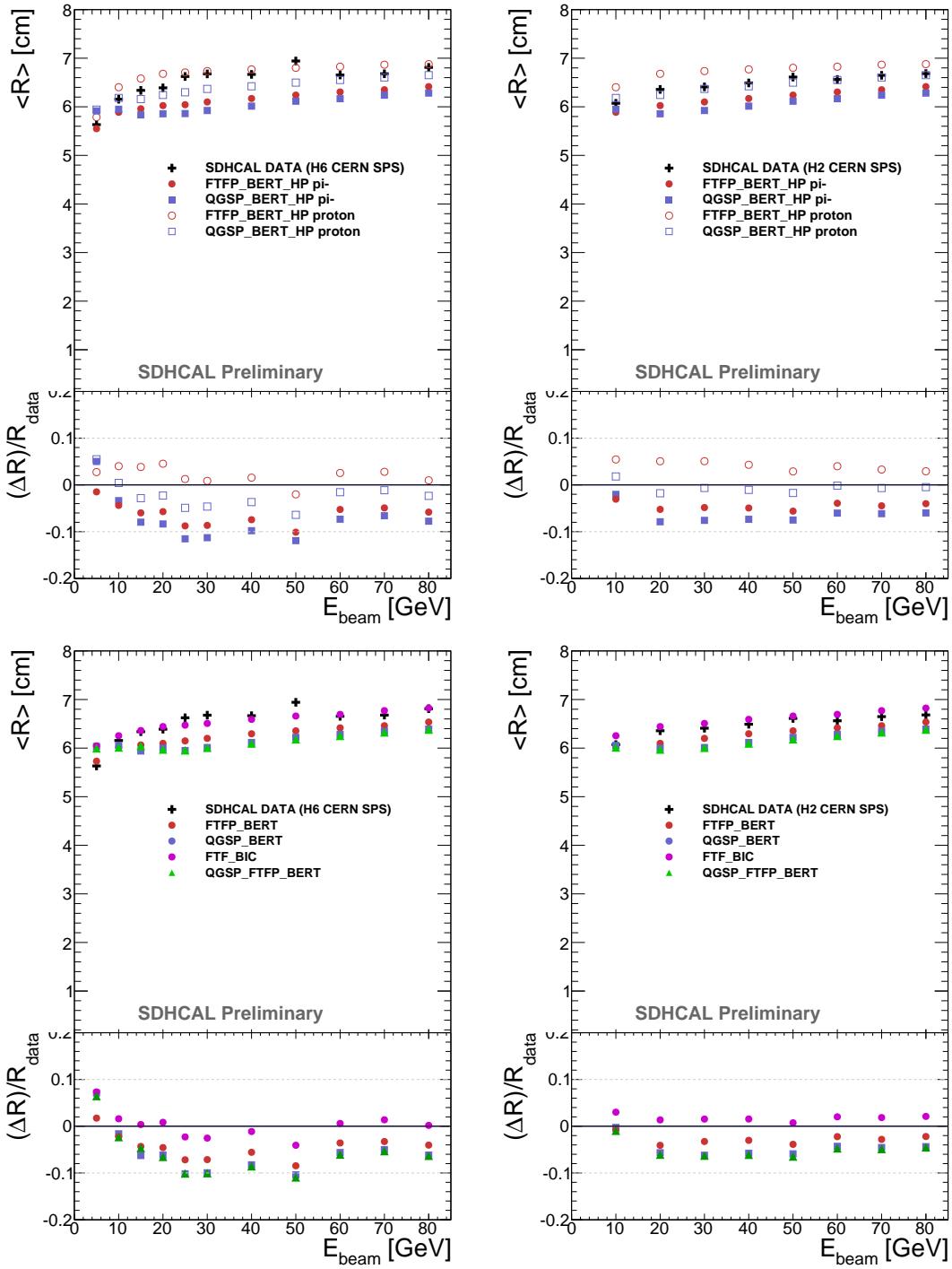


FIGURE 6.8 – Valeur moyenne et déviation relative du profil latéral en fonction de l'énergie du faisceau pour les données enregistrées sur la ligne H6 (à gauche) et H2 (à droite) et plusieurs listes physiques. Les figures du haut montrent aussi les résultats pour des simulations initiées par des protons. La taille des barres d'erreurs est inférieure à celle des points.

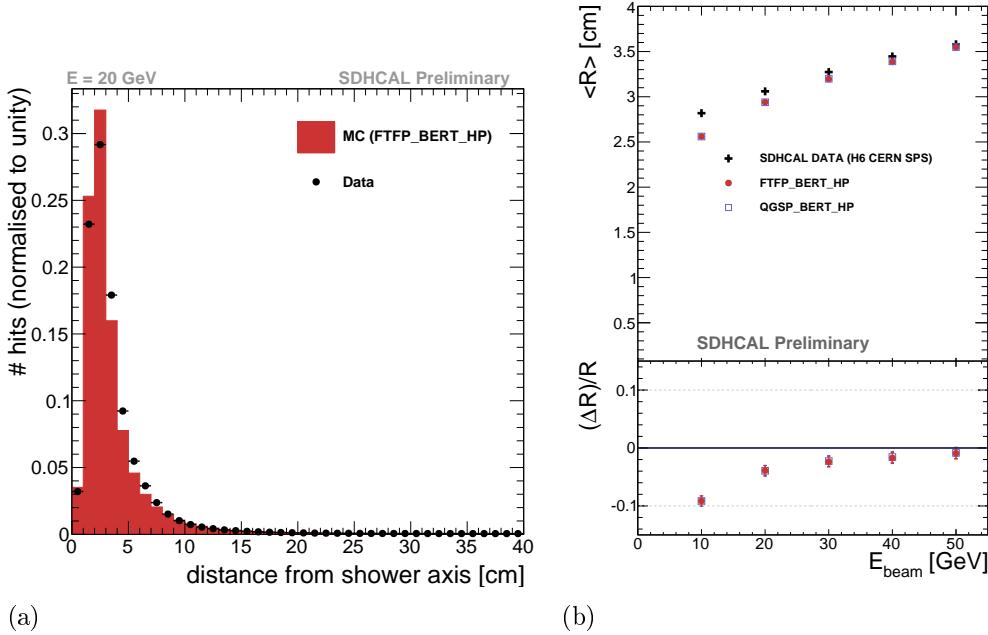


FIGURE 6.9 – (a) : Profil latéral de gerbes électromagnétiques à 20 GeV pour les données (cercles noirs) et une simulation réalisée avec la liste physique FTFP_BERT_HP (histogramme rouge). (b) Valeur moyenne et déviation relative du profil latéral pour des gerbes électromagnétiques en fonction de l'énergie du faisceau.

des gerbes hadroniques était sous-estimée par la simulation [7]. Comme pour les
2830 autres variables, les premiers tests avec la version 10.1 de GEANT4 ne montrent pas de changement notable pour le profil latéral des gerbes hadroniques.

6.3 Reconstruction des traces dans le SDHCAL

Nous avons vu dans le chapitre 3 que de nombreuses particules sont créées dans une gerbe hadronique. Les interactions possibles de ces particules avec la matière sont souvent multiples. Certaines particules chargées traversent une quantité plus ou moins importante de matière en ne déposant de l'énergie que par ionisation. Avec un détecteur suffisamment segmenté comme le SDHCAL, il est possible de reconstruire la trajectoire de ces particules. Ces traces pourraient permettre d'améliorer la reconstruction de l'énergie (cf. section 4.4.5 du chapitre 4), et de surveiller le comportement et les performances (efficacité, multiplicité) du détecteur *in situ*. La reconstruction de ces traces pourrait aussi être utile dans les algorithmes de suivi de particules (PFA) : association d'une trace primaire (avant la première interaction inélastique) avec une trace reconstruite dans le trajectographe, association de dépôts hadroniques etc. Ces segments peuvent aussi être utilisés pour la comparaison des modèles de simulation avec les données. Une méthode de reconstruction des traces utilise la Transformée de Hough [29] qui a été développée en 1962, pour
2835
2840
2845

détecter des lignes et arcs de cercles dans des chambres à brouillard. Cette méthode permet d'identifier des lignes dans un environnement bruyant comme, par exemple, les gerbes hadroniques. Cette méthode a déjà été mise en œuvre avec le calorimètre électromagnétique CALICE Si-W [35] où la méthode a montré son efficacité pour identifier des muons proches de gerbes électromagnétiques. Cette étude montrait aussi que la reconstruction des traces permet de discriminer les gerbes électromagnétiques et hadroniques de façon efficace.

6.3.1 La méthode de Transformée de Hough

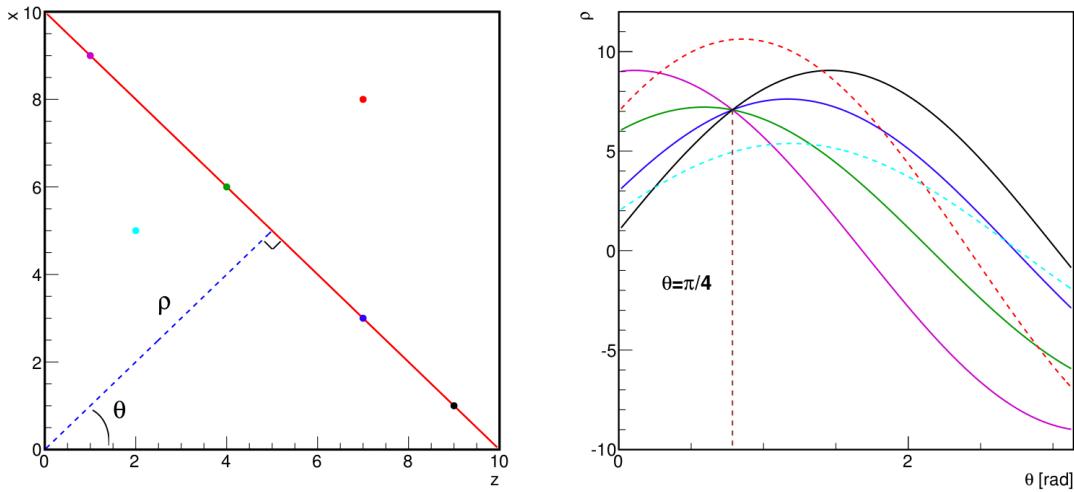


FIGURE 6.10 – Illustration de la méthode de Transformée de Hough. Pour chaque points de la figure de gauche, une courbe est associée sur la figure de droite avec la même couleur. Les courbes associées aux points de la droite s'intersectent en un seul point dans le plan (θ, ρ) .

La méthode de Transformée de Hough est relativement simple à mettre en œuvre pour détecter des lignes droites. Des variantes, plus compliquées, permettent d'identifier des formes plus complexes comme des arcs de cercle. Ces variantes restent basées sur le même principe. Pour trouver des points localisés sur une ligne droite dans un plan (exemple (xOz)), les coordonnées de ces points sont transformées en courbes dans le plan polaire (θ, ρ) [42] :

$$\rho = z\cos\theta + x\sin\theta \quad (6.3)$$

Dans le plan polaire (θ, ρ) , les courbes associées à des points alignés dans le plan (xOz) s'intersectent en un seul point de coordonnée (θ_0, ρ_0) . Ce principe est illustré par la figure 6.10. Ainsi, la recherche de lignes droites revient à trouver des nœuds dans le plan polaire. Le nombre de courbes se croisant en un nœud sera un paramètre essentiel pour reconstruire les traces dans les gerbes hadroniques.

Cependant, la méthode que nous venons de décrire ne peut pas être appliquée directement aux données du SDHCAL. Il faut en effet tenir compte de la résolution

spatiale du détecteur. Le plan (θ, ρ) doit donc être discrétré et transformé en un histogramme 2D. Un nœud est alors remplacé par une classe de l'histogramme et le nombre de courbes se croisant dans le nœud correspond au nombre d'entrées dans cette classe.

6.3.2 Transformée de Hough dans le SDHCAL

Dans les cœurs des gerbes hadroniques et électromagnétiques, de nombreux points sont alignés alors que la motivation de la méthode est d'identifier les traces générées par une seule particule. Il faut donc une procédure pour filtrer la partie dense des cascades avant d'appliquer la méthode. De plus, la Transformée de Hough est appliquée aux amas reconstruits plutôt qu'aux cellules touchées. Ceci permet d'absorber le phénomène de multiplicité et de gagner du temps de calcul. Les amas de hits sont construits avec la méthode standard (cf. chapitre 4). Les coordonnées des barycentres des amas sont utilisées comme variables de position par la suite. Un amas appartient à la partie dense de la cascade si son nombre de hits est strictement supérieur à 4 ; si le nombre d'amas situés à moins de 5 cm de celui-ci est supérieur à 2 ; ou si un amas avec plus de 4 cellules touchées est trouvé dans un rayon de moins de 5 cm. Les amas de la partie dense ne sont pas utilisés dans l'algorithme de reconstruction des traces. La Transformée de Hough est ensuite appliquée aux amas restants :

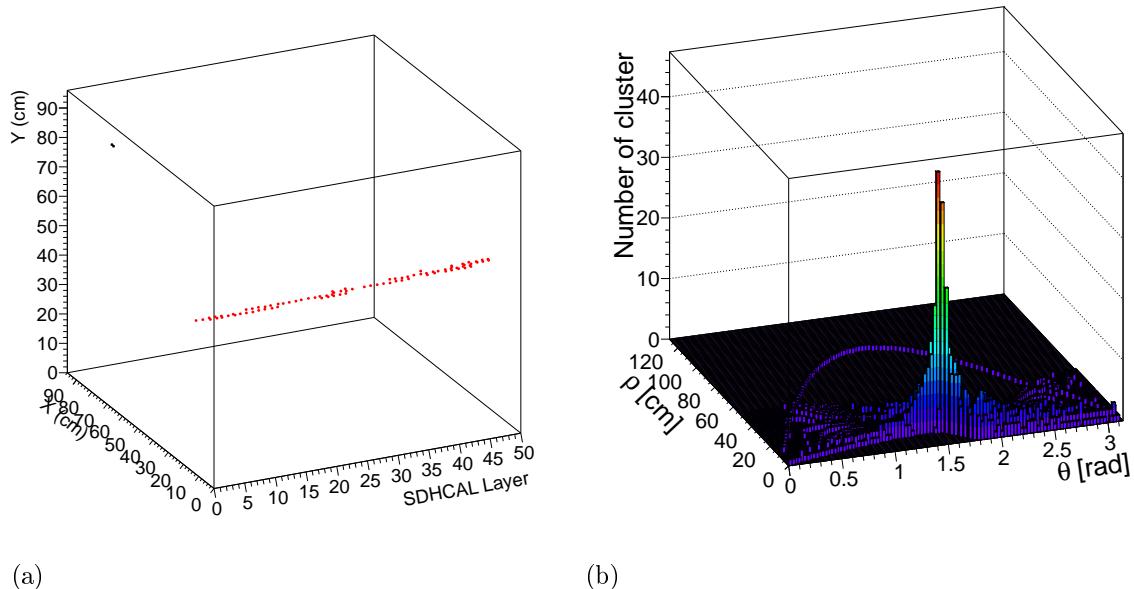


FIGURE 6.11 – (a) : Image de la trace laissée par un muon dans le SDHCAL. Les points en rouge correspondent aux hits appartenant à la trace reconstruite par la méthode de Transformée de Hough. (b) : Histogramme 2D associé correspondant à la transformation du plan (xOz). La courbe associée aux deux hits de bruits, points en noir sur la figure (a), ne croisent pas les autres courbent au maximum de l'histogramme, sur la figure (b).

- 1- Pour chacun de ces amas et pour 100 valeurs uniformément espacées de θ_x dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$, la distance ρ_x est calculée avec la transformation donnée par l'équation 6.3 (avec le plan (xOz)). Les valeurs de ρ_x sont arrondies à l'entier le plus proche. Pour chaque couple $(\theta_x, \rho_x)_i$ ainsi obtenu, un compteur dédié $C_{x,i}$ est incrémenté d'une unité. La figure 6.11(a) montre un événement muon, enregistré sur la ligne H6 du SPS, dans le prototype SDHCAL. La figure 6.11(b) est l'histogramme 2D correspondant à la transformation dans le plan (xOz) . Cet histogramme montre le nombre d'entrées pour tous les couples $(\theta_x, \rho_x)_i$ obtenus avec la transformation.
- 2- Le maximum $C_{x,max}$ des $C_{x,i}$ est déterminé et les amas correspondant sont sélectionnés seulement si $C_{x,max} \geq 6$. L'algorithme s'arrête si $C_{x,max} < 6$.
- 3- La même procédure est appliquée dans le plan (yOz) uniquement avec les amas sélectionnés : les distances ρ_y sont calculées pour 100 valeurs de θ_y dans l'intervalle $[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$ et un compteur $C_{y,i}$ est incrémenté chaque fois que le couple $(\theta_y, \rho_y)_i$ est trouvé.
- 4- Si le maximum $C_{y,max}$ est supérieur à 6, une trace est créée. Certains amas de cellules touchées peuvent être alignés avec la trace sans pour autant être générés par la même particule. Ainsi, pour chaque amas de la trace, si aucun autre amas de la trace n'est trouvé à moins de trois plans, cet amas est rejeté de la trace.
- 5- Une régression linéaire permet de déterminer l'équation de la droite. La trace est conservée uniquement si le χ^2 obtenu avec la régression linéaire est inférieur à 100. Des amas de hits peuvent ensuite être ajoutés à la trace lorsqu'ils sont proches ($< 2 \text{ cm}$) de la droite.
- 6- Une procédure permet de séparer une trace en plusieurs traces si ses fragments sont trop éloignés les uns des autres (plus de trois plans).
- 7- Les compteurs $C_{x,i}$ sont décrémentés d'une unité pour chaque amas de hits appartenant à la trace construite et l'algorithme reprend à l'étape 2. Cette étape permet de ne pas reconstruire plusieurs fois la même trace. De plus, cette procédure assure qu'un amas de cellules touchées ne participe qu'à une seule trace au maximum.

La figure 6.12 présente un exemple de gerbe hadronique de 30 GeV , enregistré sur la ligne H6 du SPS. La première colonne montre toutes les cellules touchées de l'événement. La deuxième présente les hits appartenant aux groupes de la partie non dense. La troisième colonne indique les hits des traces reconstruites par la méthode de Transformée de Hough.

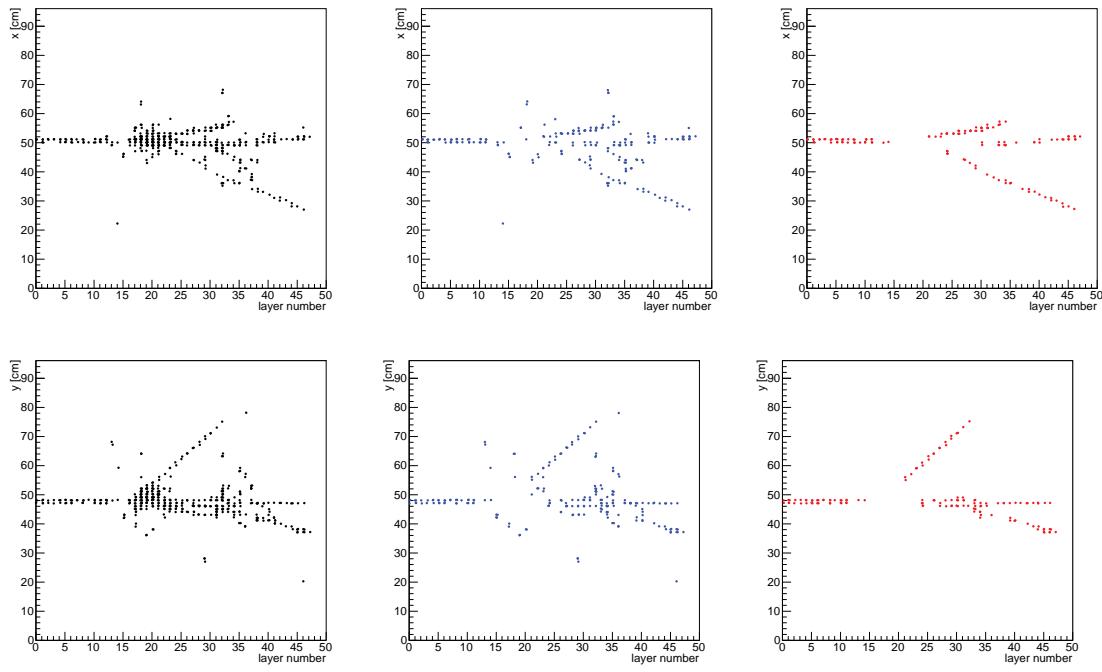


FIGURE 6.12 – Image d'une gerbe hadronique de 30 GeV dans le SDHCAL dans le plan (xOz) (en haut) et le plan (yOz) (en bas) illustrant les différentes étapes de la reconstruction des traces. La colonne de gauche montre tous les hits de l'événement, la colonne du milieu présente les hits appartenant aux amas de la partie non dense et la colonne de droite présente les hits le long des traces reconstruites par la méthode de transformée de Hough.

6.3.3 Performance de la Transformée de Hough

La performance de la méthode de Transformée de Hough est étudiée avec les muons. La figure 6.13 montre le nombre de traces reconstruites par la méthode pour un échantillon de muons à 10 GeV simulé dans le SDHCAL. Les muons radiatifs sont préalablement filtrés (cf. section 4.4.3 du chapitre 4). La méthode reconstruit toujours au moins une trace et le nombre d'événements avec deux traces reconstruites ou plus est faible ($\approx 4.5\%$). La méthode est aussi testée avec les données expérimentales. Les événements sont identifiés comme des muons s'ils satisfont les mêmes conditions que celles décrites dans la section 4.4.2 du chapitre 4.

La figure 6.14(a) montre la distribution du nombre de cellules touchées pour des événements muons. Les deux pics correspondent aux réponses du SDHCAL aux muons cosmiques (autour de 20 hits) et aux muons du faisceau (autour de 85 hits). La figure 6.14(b) présente le nombre de traces reconstruites par la Transformée de Hough. Le rapport du nombre d'événements pour lesquels la reconstruction d'au moins une trace échoue est de 2.87%. Ce rapport tombe à 1.15% lorsque l'angle entre la trajectoire de la particule et l'axe Oz est inférieur à 45° . Cette coupure rejette les événements issus des particules cosmiques. Le nombre de plans touchés par les particules cosmiques est plus faible que pour les muons du faisceau.

2925

2930

2935

2940

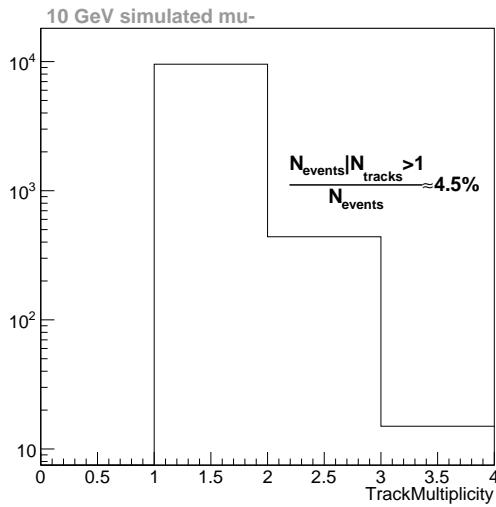


FIGURE 6.13 – Distribution du nombre de traces reconstruites par la méthode de Transformée de Hough pour une simulation de muons à 10 GeV .

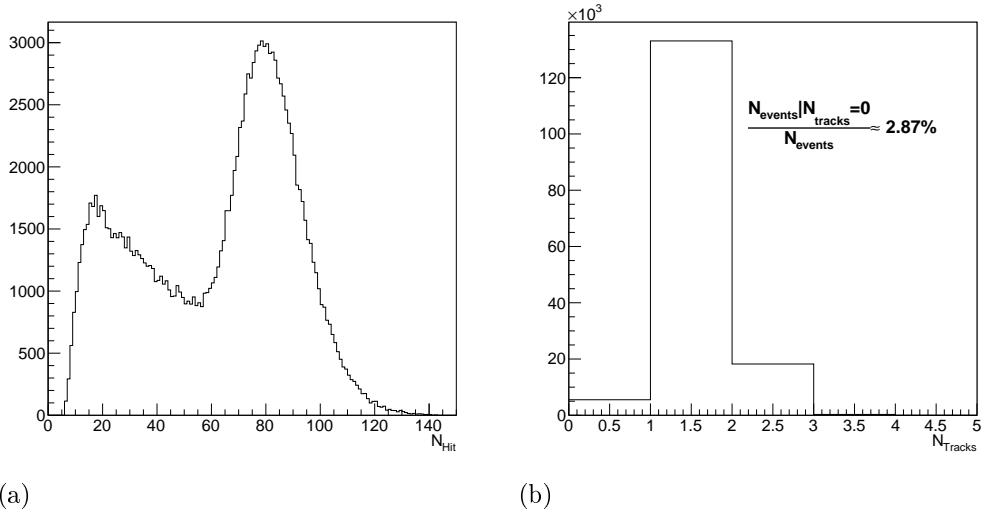


FIGURE 6.14 – (a) : Distribution du nombre de cellules touchées après la sélection des muons. (b) : Distribution du nombre de traces reconstruites pour les muons sélectionnés.

L'étude des muons avec la simulation et les données indique tout de même une bonne efficacité de la méthode de Transformée de Hough pour reconstruire des traces. Cette méthode a aussi été testée sur les gerbes électromagnétiques pour vérifier que cette méthode ne reconstruit pas de traces accidentellement. La figure 6.15 montre la distribution du nombre de traces reconstruites à 20 et 50 GeV pour les données et la simulation. Pour une grande majorité de gerbes électromagnétiques, le nombre de traces reconstruites est nulle. Le rapport du nombre d'événements avec au moins une trace et le nombre total d'événements varie entre 1% à 10 GeV et 2% à 50 GeV

pour les données. Ce rapport est très légèrement inférieur pour la simulation.

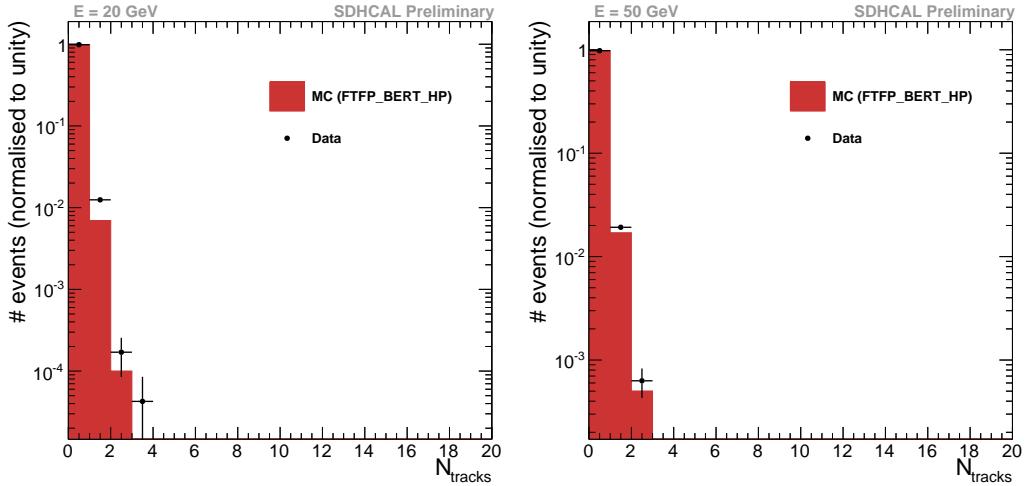


FIGURE 6.15 – Distribution du nombre de traces reconstruites pour des gerbes électromagnétiques à 20 et 50 GeV. Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation (FTFP_BERT_HP) par les histogrammes rouges.

2950 6.3.4 Étude des modèles de simulation des gerbes hadroniques

La reconstruction des traces dans les gerbes hadroniques est un atout supplémentaire pour discriminer les modèles de simulation. Nous allons étudier trois variables relatives aux traces dans les gerbes hadroniques : le nombre de traces reconstruites, leur longueur, puis leur angle d'émission par rapport à l'axe de la cascade.

2955 6.3.4.1 Nombre de traces reconstruites

Dans cette étude, la procédure de sélection des gerbes hadroniques ne tient pas compte du critère sur le nombre de traces reconstruites. La figure 6.16 présente les distributions du nombre de traces reconstruites à 10, 30 et 80 GeV pour les données, et trois modèles de simulation (FTFP_BERT_HP, QGSP_BERT_HP et FTF_BIC). Le nombre de traces reconstruites pour ces différentes listes présente un accord raisonnable avec les données.

La figure 6.17 montre la valeur moyenne du nombre de traces reconstruites en fonction de l'énergie pour les données (sur les lignes H6 et H2) et plusieurs listes physiques. La déviation relative est aussi présentée. Elle est définie par $\frac{\langle N_{simu} \rangle - \langle N_{data} \rangle}{\langle N_{data} \rangle}$ où $\langle N_{data} \rangle$ et $\langle N_{simu} \rangle$ sont respectivement les valeurs moyennes du nombre de traces reconstruites pour les données et la simulation. Cette figure montre la différence entre le nombre de traces reconstruites dans les gerbes hadroniques initiées par des pions et des protons pour les listes FTFP_BERT_HP et QGSP_BERT_HP.

2970 Le nombre de traces dans les gerbes hadroniques initiées par les protons est plus grand que pour les cascades initiées par des pions. Les données enregistrées sur

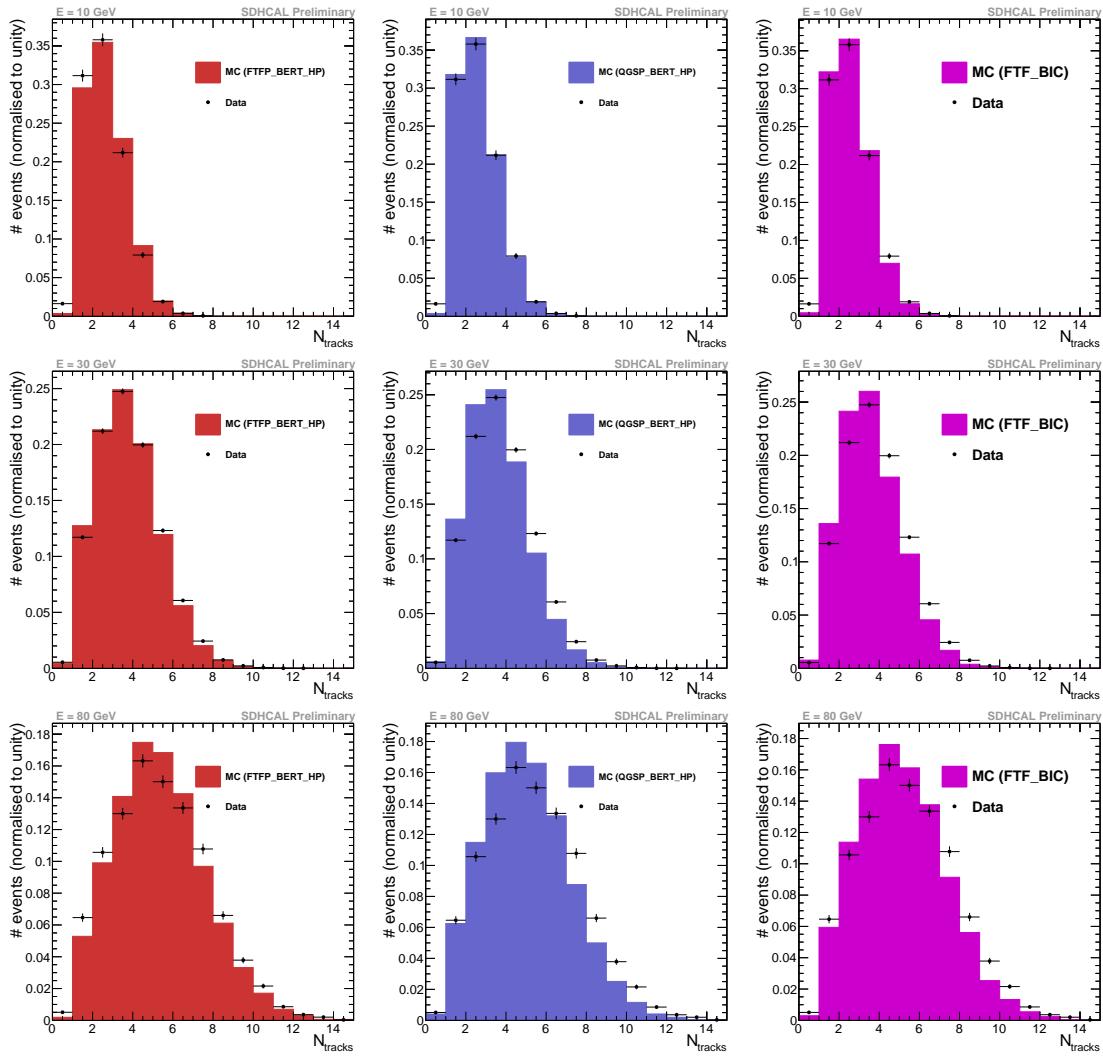


FIGURE 6.16 – Distribution du nombre de traces reconstruites pour les données (ligne H2) et la simulation à 10 (en haut), 30 (au milieu) et 80 GeV (en bas). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes pleins.

la ligne H6, contaminée par des protons, présentent aussi un plus grand nombre de traces reconstruites que dans celles enregistrées sur la ligne H2. Ces résultats peuvent s'expliquer par la fraction électromagnétique plus faible dans les gerbes hadroniques initiées par des protons (cf. section 3.3.2 du chapitre 3).

Les comparaisons avec les données de la ligne H2, montrent que les différents modèles de simulation de gerbes hadroniques initiées par des pions, reproduisent raisonnablement bien les données. Pour tous les modèles, la déviation relative est inférieure à 10% sur toute la gamme d'énergie. Enfin, notons que la liste FTFP_BERT(_HP) est celle qui reproduit le mieux les données, avec jusqu'à 5-6% de traces reconstruites en plus des autres modèles de simulation.

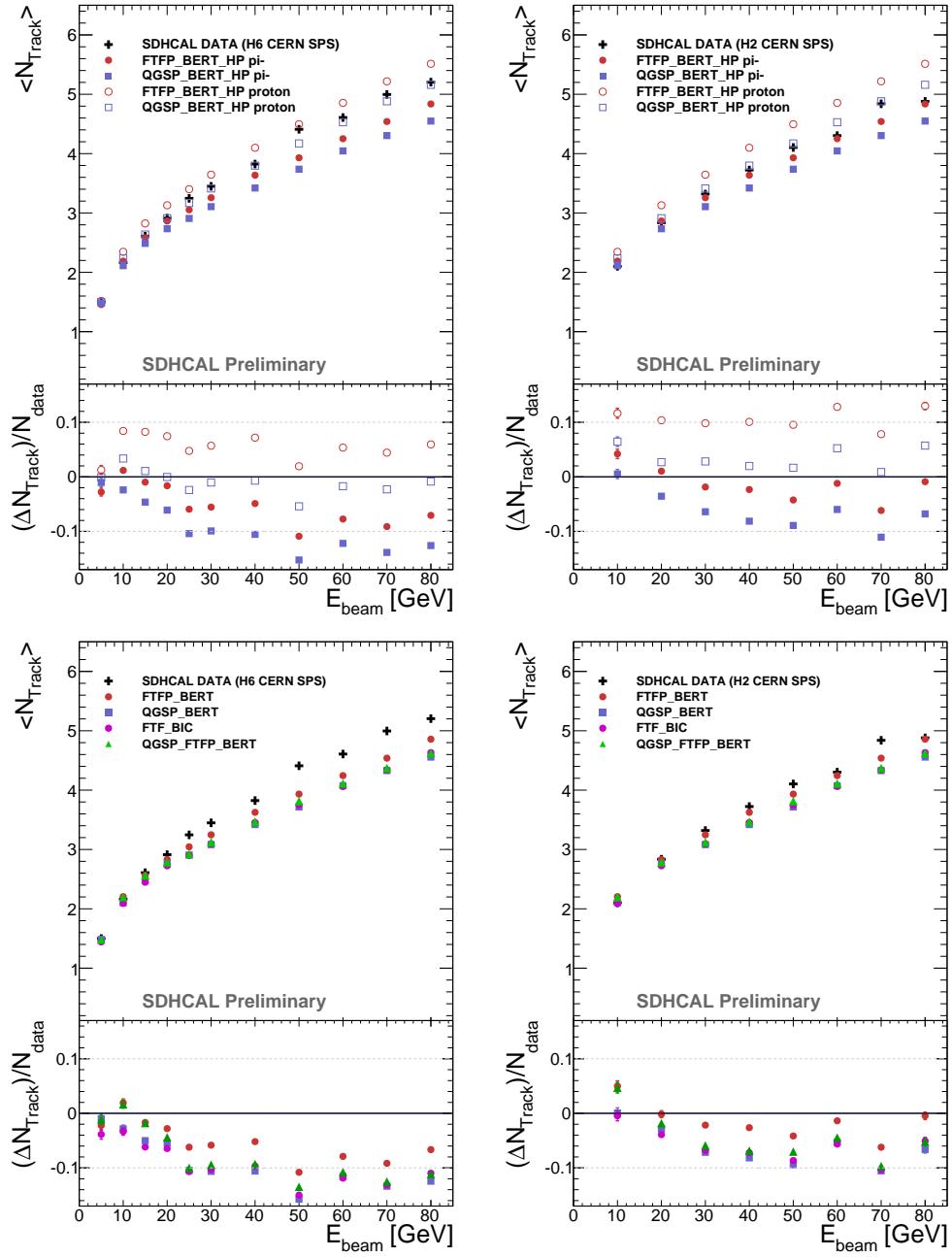


FIGURE 6.17 – Nombre moyen de traces reconstruites grâce à la Transformée de Hough, en fonction de l'énergie, pour les données et plusieurs modèles de simulation. Les déviations relatives sont aussi présentées. La colonne de gauche présente une comparaison entre les données de la ligne H6 et les simulations, la colonne de droite entre les données de la ligne H2 et les mêmes simulations. La ligne du haut présente des comparaisons entre les données et avec les listes QGSP_BERT_HP et FTFP_BERT_HP pour des simulations de pions et de protons. La ligne du bas présente les comparaisons avec d'autres listes physiques pour des simulations de pions. La taille des barres d'erreurs est inférieure à celle des points.

6.3.4.2 Longueur des traces reconstruites

La longueur des traces est mesurée en unité de longueur d’interaction λ_I^π et correspond à la distance entre le barycentre du premier amas de hits et le barycentre du dernier amas. Pour obtenir une longueur en unité de longueur d’interaction, est prise en compte uniquement l’épaisseur traversée dans les plaques d’absorbeur en acier. La figure 6.18 présente les distributions des longueurs des traces reconstruites à 10, 30 et 80 GeV pour les données et plusieurs modèles de simulation (FTFP_BERT_HP, QGSP_BERT_HP et FTF_BIC).

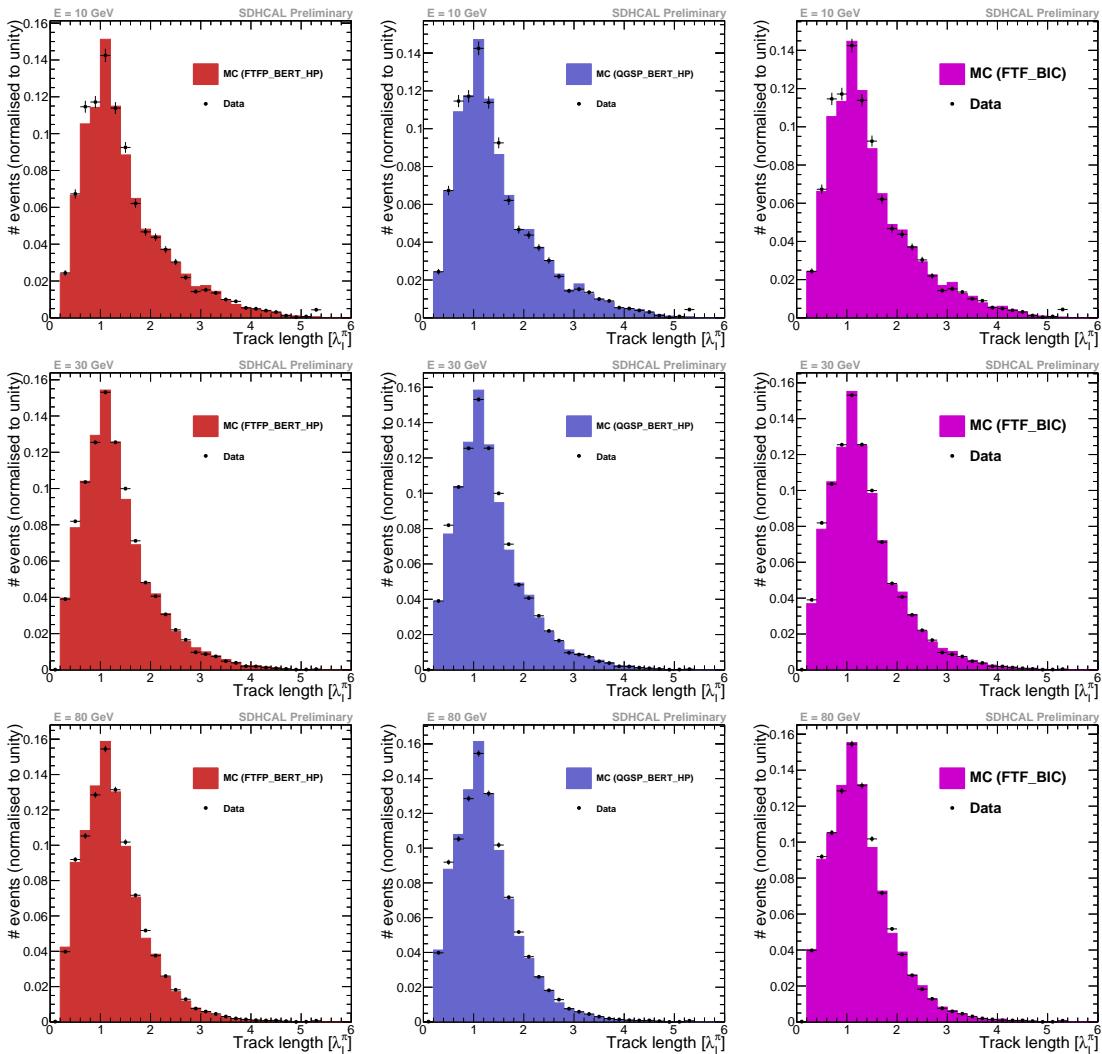


FIGURE 6.18 – Distribution de la longueur des traces reconstruites pour les données (ligne H2) et la simulation à 10 (en haut), 30 (au milieu) et 80 GeV (en bas). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes pleins.

La figure 6.19 montre la valeur moyenne des longueurs des traces reconstruites en fonction de l’énergie pour les données (ligne H6 et H2) et plusieurs listes physiques. L’accord entre les données et les différents modèles de simulation est très satisfaisant.

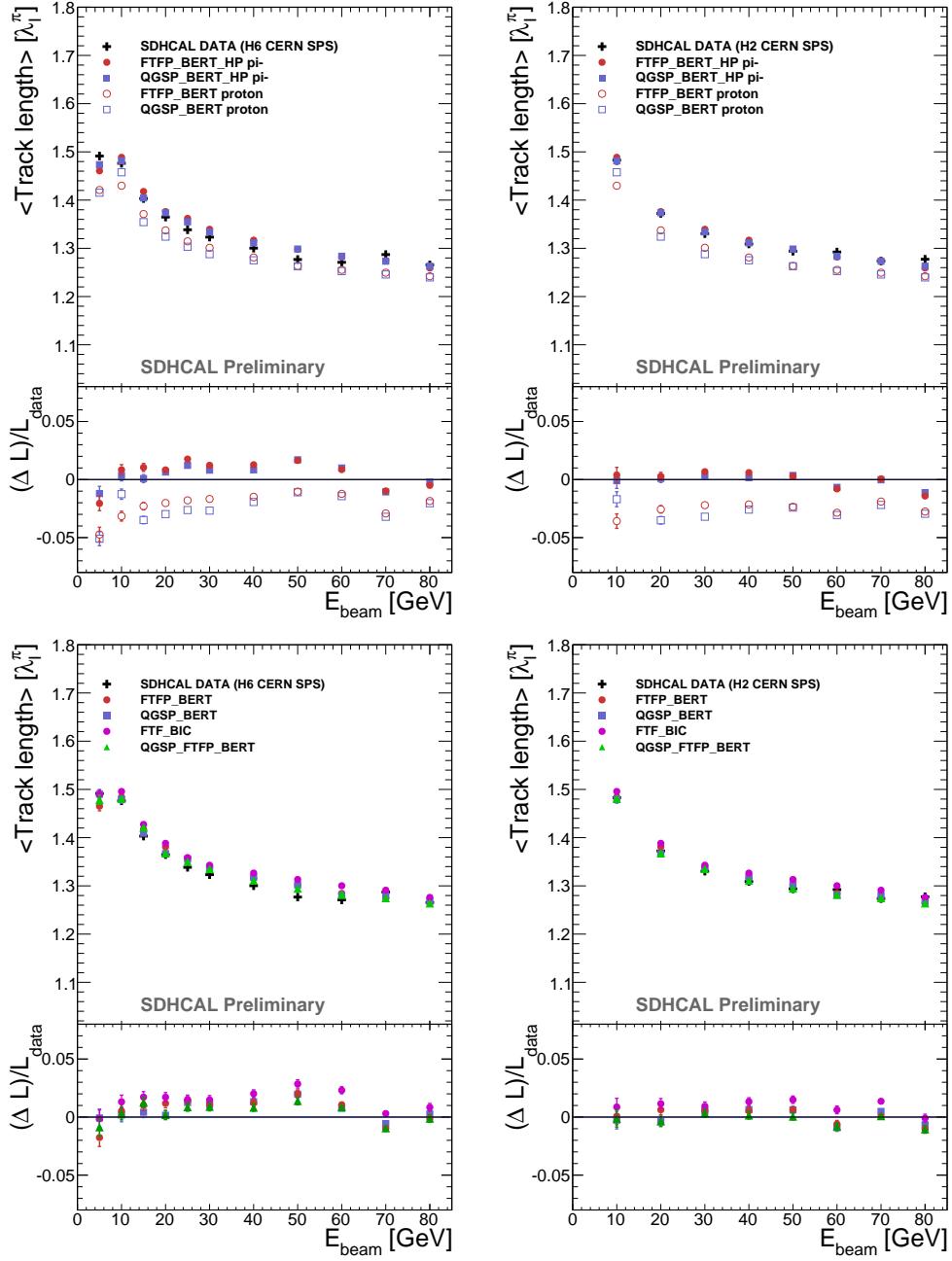


FIGURE 6.19 – Moyenne des longueurs des traces reconstruites grâce à la Transformée de Hough en fonction de l'énergie pour les données et plusieurs modèles de simulation. Les déviations relatives sont aussi présentées. La colonne de gauche présente une comparaison entre les données de la ligne H6 et les simulations, la colonne de droite entre les données de la ligne H2 et les mêmes simulations. La ligne du haut présente des comparaisons entre les données et avec les listes QGSP_BERT_HP et FTFP_BERT_HP pour des simulations de pions et de protons. La ligne du bas présente les comparaisons avec d'autres listes physiques pour des simulations de pions.

La déviation relative, définie par $\frac{< L_{simu} > - < L_{data} >}{< L_{data} >}$ (avec $< L_{simu} >$ et $< L_{data} >$ les longueurs moyennes des traces dans la simulation et les données respectivement),
 2995 est inférieure à 5% sur toute la gamme d'énergie pour toutes les listes physiques. La longueur des traces dans les gerbes hadroniques est principalement conditionnée par la longueur d'interaction et la perte d'énergie des particules chargées par ionisation. Ces grandeurs sont maintenant bien connues pour beaucoup de matériaux et il n'est donc pas étonnant de trouver un bon accord entre la simulation et les données
 3000 sur les longueurs des traces. La figure 6.19 montre de très légères différences pour la longueur des traces reconstruites entre les gerbes hadroniques initiées par des pions et celles initiées par des protons. La longueur des traces dans les cascades initiées par des protons est en moyenne 3% plus faible que pour les pions. La rapport des longueurs d'interaction entre les protons et les pions ($\lambda_{pi}/\lambda_p = 1.22$) permet
 3005 d'expliquer les différences de longueur des traces reconstruites.

6.3.4.3 Angle d'émission des traces reconstruites

L'angle d'émission des traces correspond à l'angle entre l'axe de la cascade (cf. section 4.4.3 du chapitre 4) et la trace reconstruite. La figure 6.20 présente les distributions de cet angle ψ (en degré) dans les gerbes hadroniques de 10, 30
 3010 et 80 GeV pour les données et trois modèles de simulation (FTFP_BERT_HP, QGSP_BERT_HP et FTF_BIC). La figure 6.21 montre la valeur moyenne de cet angle en fonction de l'énergie du faisceau pour les données (enregistrées sur les lignes H2 et H6) et plusieurs listes physiques. La déviation relative, définie par

$$\frac{\Delta\psi}{\psi} = \frac{<\psi_{simu}> - <\psi_{data}>}{<\psi_{data}>}$$

 3015 avec $<\psi_{simu}>$ et $<\psi_{data}>$ la valeur moyenne de l'angle pour la simulation et les données, est aussi présentée. Cette figure montre que l'angle des traces avec l'axe de la cascade est plus élevé pour des gerbes hadroniques initiées par des protons en comparaison avec celles initiées par des pions. Ces différences participent aussi aux différences de longueur des traces entre les cascades initiées par des pions ou des protons. Un angle plus élevé entraîne une épaisseur d'acier traversée plus élevée par unité de longueur. Les comparaisons avec les données de la ligne
 3020 H2 montrent que cet angle est légèrement sous-estimé dans la simulation. La liste FTF_BIC est celle qui présente le meilleur accord avec les données expérimentales. Ces différences entre données et simulations sont cohérentes avec les observations sur le profil latéral (cf. section 6.2.2 de ce chapitre). Les gerbes hadroniques présentaient
 3025 un développement latéral sous-estimé par rapport aux données.

6.3.5 Conclusion

La Transformée de Hough est une méthode robuste pour reconstruire les traces dans un environnement dense comme les gerbes hadroniques. Cette méthode a été d'abord testée et optimisée avec les traces des muons. Les traces reconstruites dans les gerbes hadroniques nous ont ensuite permis de comparer les différents modèles de simulation avec les données expérimentales. Les différents modèles de simulation ont tendance à légèrement sous-estimer le nombre de traces ainsi que leur angle d'émission par rapport à l'axe de la gerbe. Toutes les listes physiques préparées
 3030

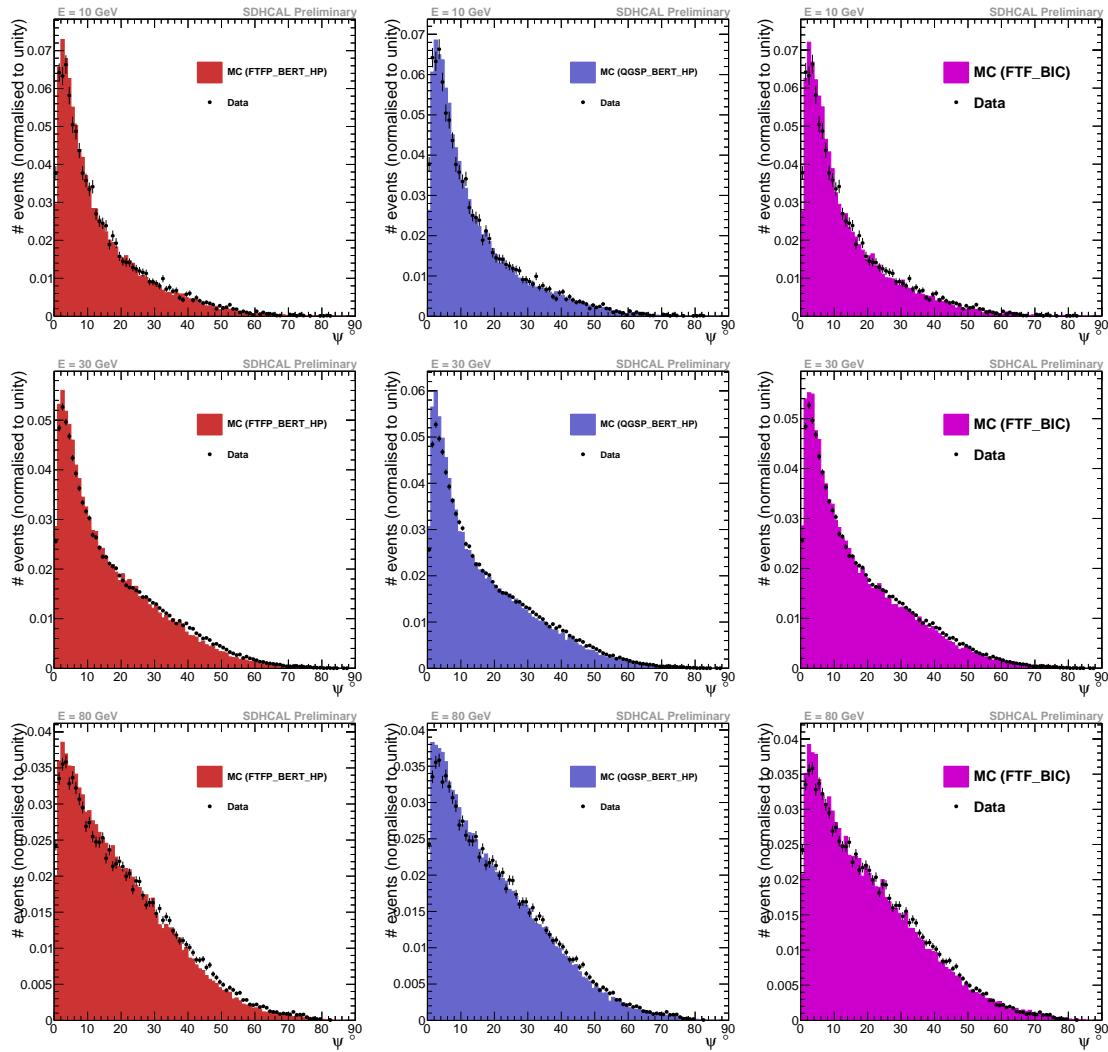


FIGURE 6.20 – Distribution de l’angle entre les traces reconstruites et l’axe de la cascade pour les données (ligne H2) et la simulation à 10 (en haut), 30 (au milieu) et 80 GeV (en bas). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes pleins.

par la collaboration GEANT4 reproduisent bien la longueur des traces. Les gerbes hadroniques initiées par des protons produisent plus de traces que celles initiées par des pions. Ces traces sont aussi émises avec un plus grand angle par rapport à l’axe de la gerbe, mais sont plus courtes.

Les traces dans les gerbes hadroniques ont aussi été étudiées dans le calorimètre CALICE-Fe AHCAL [8]. La méthode de reconstruction des traces utilisait aussi la Transformée de Hough après avoir sélectionné des candidats de trace à l’aide d’un algorithme de plus proche voisin. Les résultats obtenus avec le calorimètre CALICE-Fe AHCAL sont proches de ceux obtenus avec le prototype du SDHCAL, bien que la granularité du AHCAL soit moins élevée. Le nombre de traces reconstruites est raisonnablement bien simulé par les listes FTFP_BERT et QGSP_BERT et l’angle d’émission des traces est sous-estimé par les différentes listes physiques.

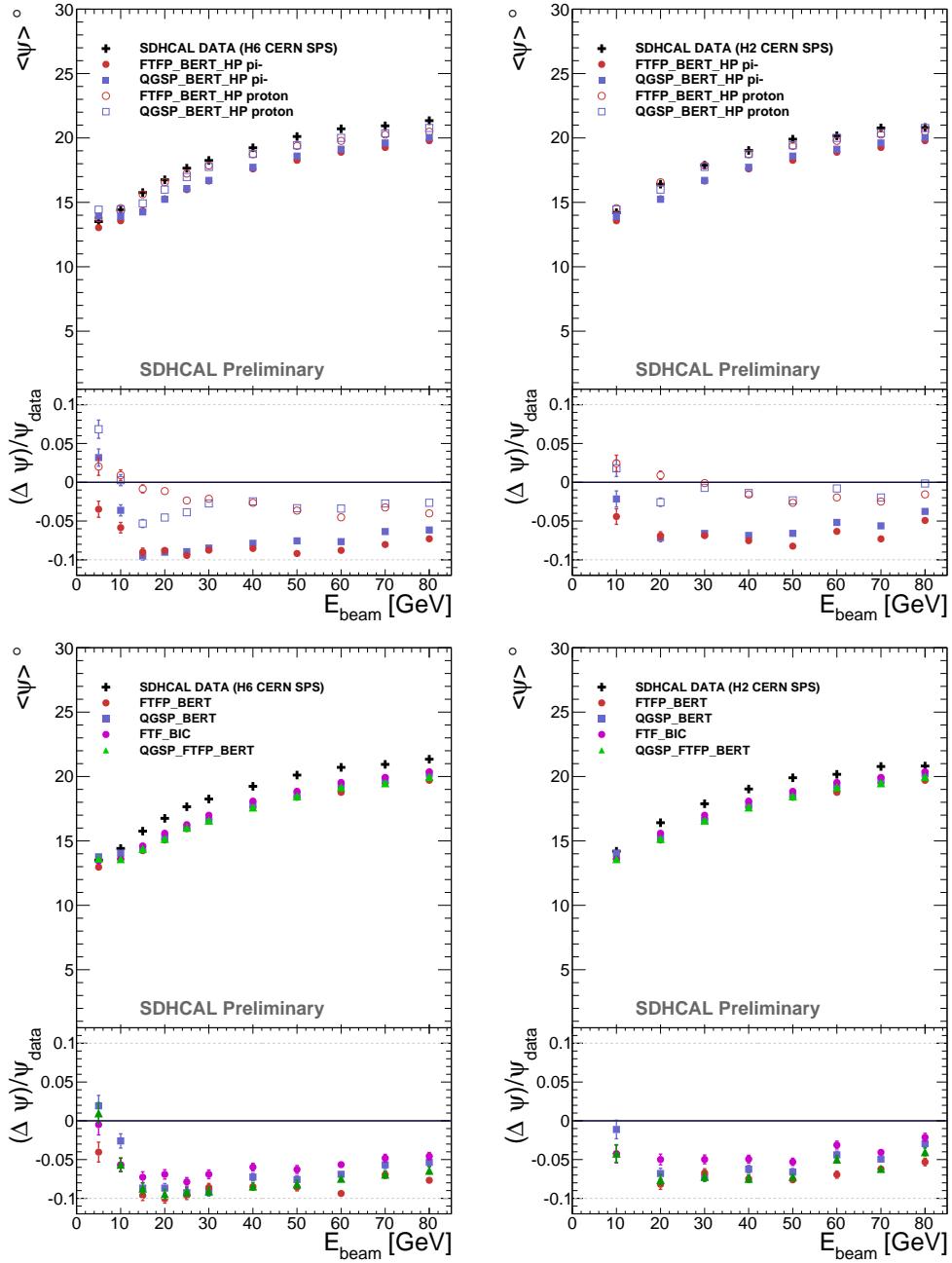


FIGURE 6.21 – Moyenne des angles entre les traces reconstruites et l’axe des cascades en fonction de l’énergie pour les données et plusieurs modèles de simulation. Les déviations relatives sont aussi présentées. La colonne de gauche présente une comparaison entre les données de la ligne H6 et les simulations, la colonne de droite entre les données de la ligne H2 et les mêmes simulations. La ligne du haut présente des comparaisons entre les données et avec les listes QGSP_BERT_HP et FTFP_BERT_HP pour des simulations de pions et de protons. La ligne du bas présente les comparaisons avec d’autres listes physiques pour des simulations de pions.

6.4 Conclusion

La granularité du prototype du calorimètre SDHCAL permet d'étudier les gerbes hadroniques et de comparer les différents modèles de simulation. Des différences entre données et simulations sont observées. La nombre de cellules touchées et le nombre d'amas de hits sont sous-estimés à haute énergie ($E \geq 40 \text{ GeV}$) par plusieurs listes physiques. Le profil longitudinal des gerbes hadroniques est plutôt bien reproduit par toutes les listes physiques bien que des améliorations puissent encore être réalisées pour les listes basées sur le modèle de Fritiof. L'extension latérale des gerbes hadroniques est globalement sous-estimée par la simulation. Le nombre de cellules touchées dans le cœur des cascades est surestimé par la simulation et sous-estimé dans le halo des gerbes hadroniques. Les gerbes hadroniques initiées par des protons sont plus étendues que celles initiées par des pions.

La granularité du prototype permet aussi de reconstruire efficacement les traces dans les gerbes hadroniques. Ces traces sont utilisées à la fois pour sélectionner les gerbes hadroniques ou électromagnétiques, et pour comparer les modèles de simulation. Des méthodes utilisant ces traces ont aussi été testées pour améliorer la reconstruction de l'énergie de gerbes hadroniques [36].

Devant l'ensemble de ces comparaisons, la liste physique FTF_BIC est celle qui semble le mieux reproduire les gerbes hadroniques.

3065 6.A Annexe : Profil latéral

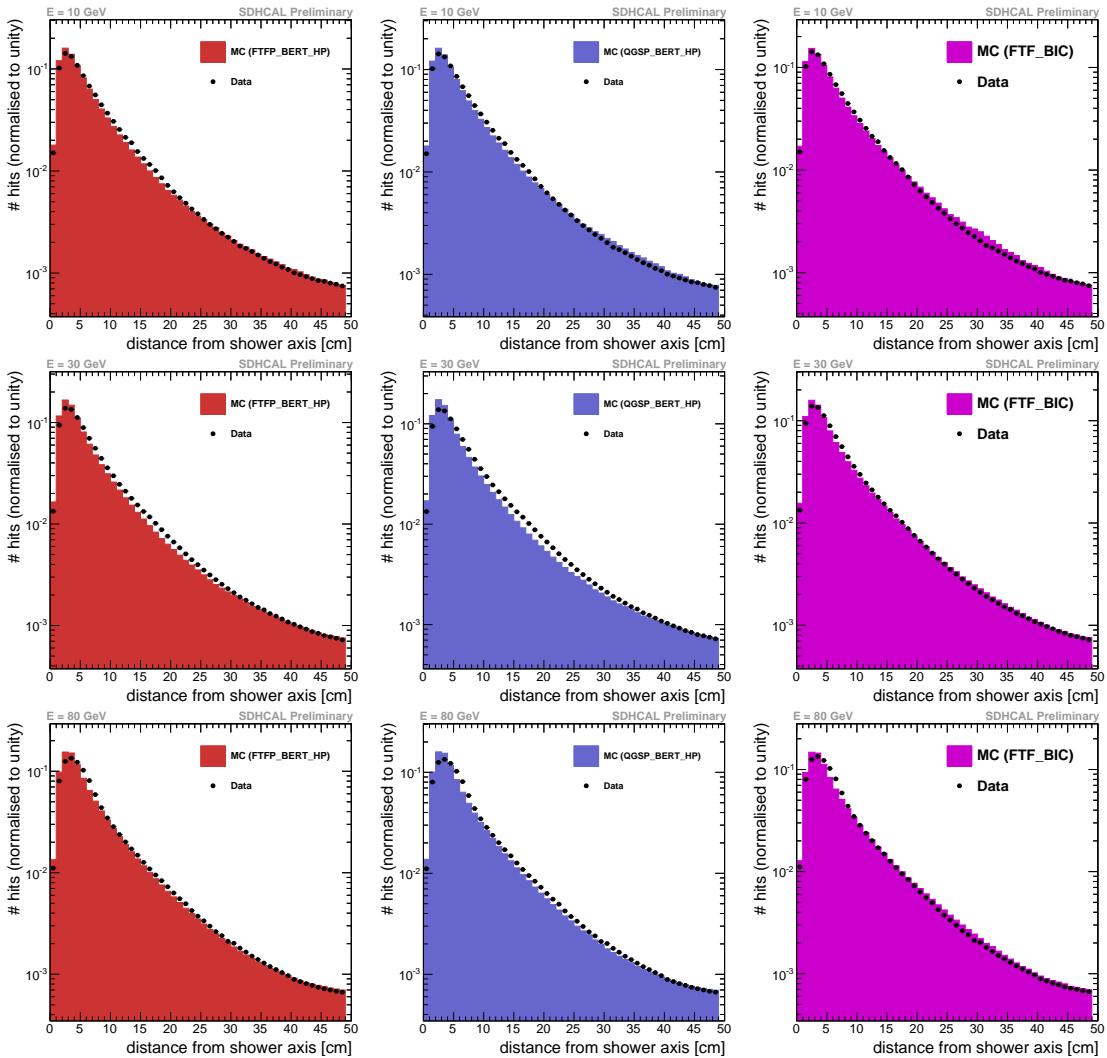


FIGURE 6.22 – Profil transversal pour des échantillons de pions de 10 GeV (en haut), de 30 GeV (au milieu) et de 80 GeV (en bas) pour les données et les simulations réalisée avec les listes FTFP_BERT_HP (à gauche), QGSP_BERT_HP (au centre) et FTF_BIC (à droite). Les données sont représentées par des cercles noirs et la simulation par les histogrammes pleins.

Chapitre 7

Reconstruction de la masse des bosons W et Z dans l'ILD

Nous allons, dans ce chapitre, étudier les performances du Grand Détecteur International, introduit dans le chapitre 2, avec le concept de calorimètre à lecture semi-digitale. Nous rappellerons, dans un premier temps, les performances requises par le système de calorimètres de l'ILD. Puis, nous présenterons la méthode de suivi de particules utilisée dans l'ILD. Nous étudierons ensuite les performances de l'ILD avec le SDHCAL pour la reconstruction de l'énergie des jets et pour l'identification des bosons W et Z lorsqu'ils se désintègrent en paire de quark ou d'anti-quark ou en paire quark-antiquark.

Contenu

7.1	Introduction	142
3080	7.2 Identification et séparation des dépôts électromagnétiques et hadroniques dans l'ILD	144
7.3	Reconstruction de l'énergie des jets avec le SDHCAL . .	145
	7.3.1 Simulation du SDHCAL dans l'ILD	145
	7.3.2 Energie reconstruite des jets	146
3085	7.4 Reconstruction des événements WW et ZZ	148
	7.5 Conclusion	150

3090 7.1 Introduction

Dans le chapitre 2, nous avons décrit le programme de physique du Collisionneur Linéaire International. De nombreux états finals intéressants comportent les bosons W et Z. Ces deux bosons ont des masses très proches ($m_W = 80.385 \pm 0.015 \text{ GeV}$ et $m_Z = 91.176 \pm 0.0021 \text{ GeV}$). C'est pourquoi une identification efficace et une bonne séparation de ces bosons sera nécessaire. De plus, ces deux bosons se désintègrent majoritairement en hadrons (67.6% pour le W et 69.9% pour le Z), ce qui entraîne le développement de jets. Ainsi, la résolution en énergie des jets, souvent notée α/\sqrt{E} , sera un facteur très important pour les détecteurs de l'ILC. Une étude préliminaire [27] montre qu'une résolution en énergie des jets de $30\%/\sqrt{E}$ permet de garantir une bonne identification des bosons Z et W. La résolution σ/E équivalente, pour des jets de 100 GeV , est de 3%. Pour obtenir de telles valeurs de résolution, le concept de suivi de particules est nécessaire [62].

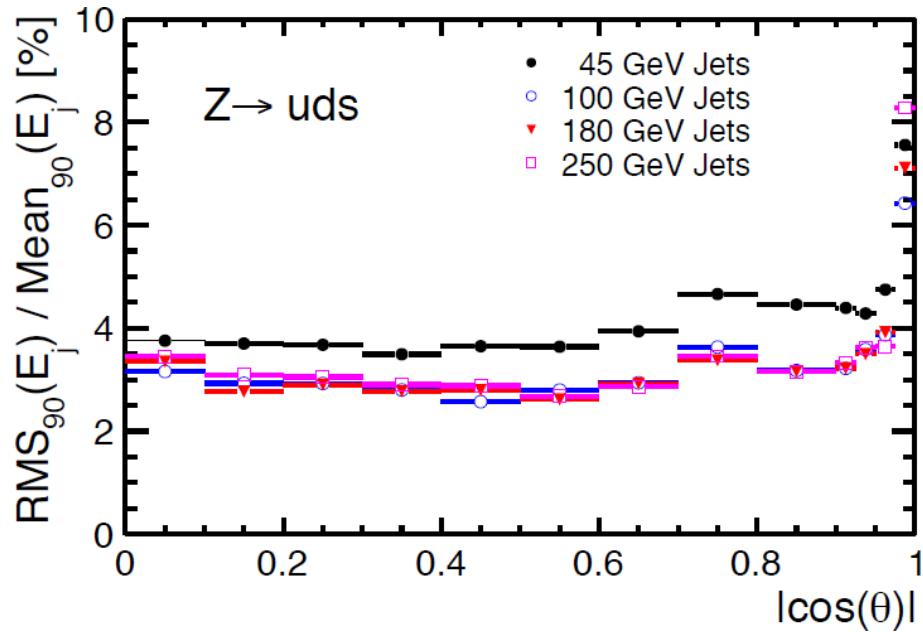


FIGURE 7.1 – Résolution en énergie des jets en fonction de $|\cos\theta|$, dans l'ILD avec le calorimètre hadronique analogique [5].

La résolution en énergie pour des événements di-jets a déjà été étudiée dans l'ILD avec le calorimètre hadronique à lecture analogique (option avec des scintillateurs de $3 \times 3 \text{ cm}^2$) [5]. Le calorimètre électromagnétique, utilisé dans cette étude, est le calorimètre SiECAL, avec des galettes de silicium comme milieu actif. Les di-jets sont, ici, issus des désintégrations de bosons Z virtuels en paire de quark-antiquark, lui-même généré avec une énergie dans le centre de masse de 91, 200, 360 et 500 GeV . Uniquement les quarks légers (u , d et s) sont considérés dans cette étude. Les quarks sont émis avec la même énergie et une impulsion opposée. Les particules dans les calorimètres sont reconstruites avec un algorithme de suivi des particules que nous présenterons dans la section suivante. La figure 7.1 montre la résolution

en énergie des jets ($RMS_{90}/Mean_{90}$) en fonction de $|cos\theta|$, défini par :

$$|cos\theta| = \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_q \frac{|p_{z,q}|}{\|\vec{p}_q\|} \quad (7.1)$$

où \vec{p}_q est l'impulsion du quark q et $p_{z,q}$ sa coordonnée selon l'axe du faisceau.

3115 Comme le montre le tableau 7.1, la résolution en énergie des jets est inférieure à 4 % dans la zone du tonneau du détecteur ($|cos\theta| < 0.7$). Les grandeurs RMS_{90} et $Mean_{90}$ correspondent respectivement à l'écart type et la valeur moyenne de la plus petite gamme d'énergie reconstruite contenant 90% de la statistique. Cette définition de la résolution présente l'avantage d'être relativement peu influencée par les queues de distribution [62]. Cependant, le RMS_{90} , calculé avec une distribution gaussienne, est plus faible de 21% que le véritable écart type. Il a ainsi été montré, 3120 que la résolution en énergie calculée avec le RMS_{90} devait être multipliée par un facteur 1.1 pour retrouver son équivalent gaussien [62].

Energie	σ_{E_j}/E_j
45 GeV	(3.66 ± 0.05)%
100 GeV	(2.83 ± 0.04)%
180 GeV	(2.86 ± 0.04)%
250 GeV	(2.95 ± 0.04)%

TABLE 7.1 – Résolution en énergie des jets dans la région du tonneau ($|cos\theta| < 0.7$). La résolution en énergie des jets est calculée à partir du RMS_{90} [5].

3125 La reconstruction de la masse des bosons W et Z a aussi été étudiée dans l'ILD avec le calorimètre hadronique analogique, en utilisant les techniques de suivi des particules. Cette étude est basée sur l'analyse des réactions $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e ZZ$, où les bosons W et Z se désintègrent en paire de quarks ou d'antiquarks ou en paire de quark-antiquark. La figure 7.2(a) montre les masses des di-jets reconstruits pour les meilleures associations de jets¹ pour des événements 3130 $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e ZZ$ à $\sqrt{s} = 1 TeV$. La figure 7.2(b) montre la distribution de la moyenne des deux masses des di-jets reconstruits. Ces deux figures indiquent une séparation claire de la masse des bosons de jauge et valident le concept de suivi des particules.

1. Les meilleures associations de paires de jets sont obtenues en minimisant $|m_{ij} - m_{W/Z}| \times |m_{kl} - m_{W/Z}|$.

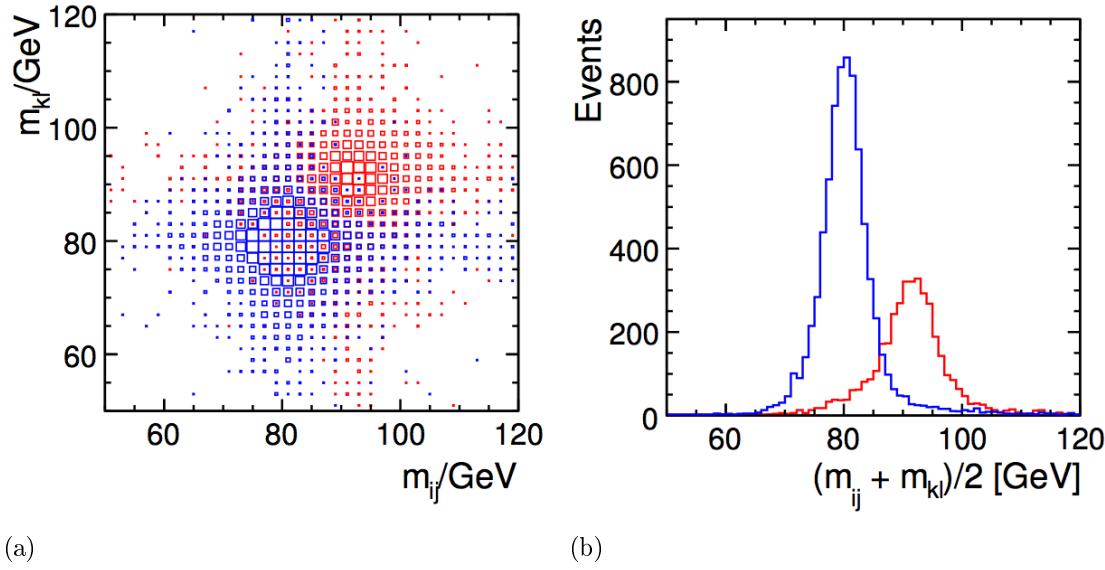


FIGURE 7.2 – (a) : Masse des di-jets reconstruits pour des simulations d'événements $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ (en bleu) et $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e ZZ$ (en rouge) à $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$. (b) : Distribution de la masse moyenne des di-jets reconstruits $(m_{ij} + m_{kl})/2$ pour les événements $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e W^+W^-$ (en bleu) et $e^+e^- \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e ZZ$ (en rouge) [5].

7.2 Identification et séparation des dépôts électromagnétiques et hadroniques dans l'ILD

3135

La reconstruction des particules est réalisée à l'aide de l'algorithme PandoraPFA [62]. Le but de cet algorithme est de combiner les informations relatives aux traces, laissées par les particules chargées dans le trajectographe, avec les hits dans les calorimètres ultra-granulaires. Ces combinaisons doivent permettre de reconstruire toutes les particules individuelles dans les jets. Les principales étapes de l'algorithme sont les suivantes [62] :

3140

3145

3150

- 1- Les traces dont la topologie est remarquable comme celles issues de la désintégration de particules neutres dans le trajectographe (exemple : $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$) sont identifiées.
- 2- Des amas dans les calorimètres sont créés en agglomérant les hits dans des cônes, en allant des couches internes vers les plus externes. La projection des traces dans les calorimètres est utilisée comme graine pour démarrer cette procédure. Des amas sont alors associés aux traces dans le trajectographe. Les autres sont considérés comme neutres.
- 3- Les amas neutres peuvent être ajoutés dans ceux déjà associés à une trace, lorsqu'ils sont topologiquement compatibles ;
- 4- L'énergie des amas associés est alors comparée à celle des traces. Dans les cas où l'énergie d'un amas ne correspond pas à l'énergie d'une trace, la procédure de création des amas est relancée en modifiant les paramètres géométriques des

- ³¹⁵⁵ cônes, avec l'espérance d'obtenir une meilleure correspondance.
- 5- La dernière étape consiste à créer les objets informatiques correspondant aux particules reconstruites. L'énergie des particules chargées est alors calculée avec les impulsions des traces mesurées dans le trajectographe. L'énergie des particules neutres est mesurée avec l'information des hits dans les calorimètres.
- ³¹⁶⁰ Notons enfin, que cet algorithme a été optimisé pour améliorer les performances de l'ILD avec le calorimètre hadronique analogique.

7.3 Reconstruction de l'énergie des jets avec le SDHCAL

7.3.1 Simulation du SDHCAL dans l'ILD

³¹⁶⁵ La simulation du SDHCAL et particulièrement la modélisation de la réponse des GRPC sont ici légèrement différentes de celles présentées dans le chapitre 5. Premièrement, la procédure, visant à relier les segments GEANT4 lorsqu'ils appartiennent à la même particule dans la même couche de gaz, n'est pas effectuée. De plus, pour des raisons de format de données, il n'était pas possible de conserver les informations relatives aux positions d'entrée et de sortie, dans la couche de gaz, des segments GEANT4. La correction de la charge induite en fonction de la longueur du segment ($Q_{corr} = Q_{ind} \left(\frac{d_s}{d_{gap}} \right)^\kappa$ dans la section 5.3.1 du chapitre 5) n'est donc pas appliquée. Les paramètres de l'algorithme SimDigital (ceux de la distribution de Polya, ceux responsables de la répartition de la charge et celui modélisant l'écrantage de la charge) ont tout de même été optimisés pour reproduire :

- le spectre de charge obtenu avec le scan en seuil ;
- la multiplicité (nombre de cellules touchées lorsqu'une seule particule traverse la couche de gaz) mesurée avec les événements muons, parallèles à l'axe du faisceau, dans le prototype ;
- ³¹⁸⁰ - le nombre total de hits dans les gerbes électromagnétiques.

Enfin, la version actuelle de l'algorithme de reconstruction des particules utilisé (cf. section 7.2), impose de fournir une formule de reconstruction de l'énergie linéaire. Nous avons choisi une formule de la forme

$$E_{reco} = \alpha N1 + \beta N2 + \gamma N3 \quad (7.2)$$

où $N1$, $N2$ et $N3$ correspondent aux nombres de hits relatifs à chaque seuil et α , β et γ sont des constantes. Nous avons montré, dans le chapitre 4 section 4.4.5, qu'une formule, utilisant des fonctions quadratiques du nombre total de hits à la place des coefficients constants, est plus adaptée. Pour chacune des deux méthodes, la procédure de reconstruction de l'énergie de gerbes hadroniques a été réalisée avec des échantillons de simulation, utilisant la liste physique FTFP_BERT, de 5 à 80 GeV. La figure 7.3(a) présente les valeurs moyennes d'énergie reconstruite en fonction de l'énergie du pion incident. Entre 10 à 50 GeV, la méthode, utilisant des

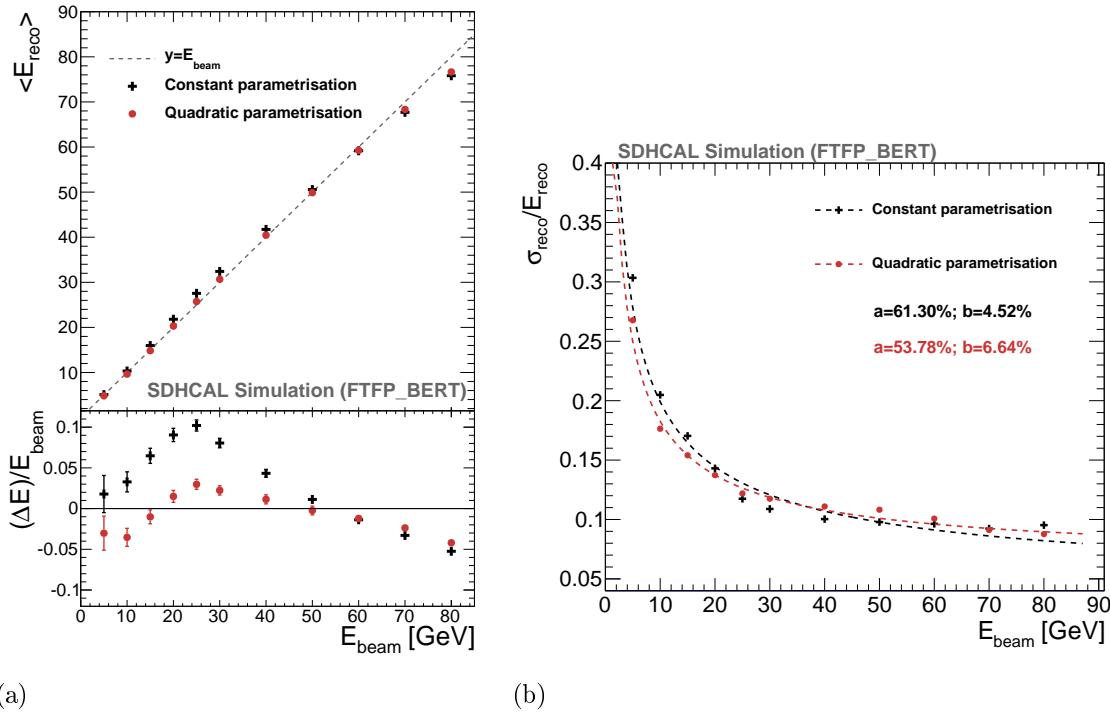


FIGURE 7.3 – Énergie reconstruite moyenne (a) et résolution en énergie (b) en fonction de l'énergie de la particule incidente, en utilisant la formule à coefficients constants (ligne noire) et en utilisant le paramétrage quadratique (en rouge).

coefficients constants, surestime significativement l'énergie de la particule incidente. La figure 7.3(b) présente la résolution en énergie σ_{reco}/E_{reco} en fonction de l'énergie pour les deux méthodes. A basse énergie, l'utilisation du paramétrage quadratique des coefficients améliore sensiblement la résolution. Ces deux courbes sont ajustées avec la fonction :

$$\frac{\sigma_{reco}}{E_{reco}} = \frac{a}{\sqrt{E_{beam}}} \oplus b \quad (7.3)$$

où E_{beam} est l'énergie du pion incident. La méthode utilisant le paramétrage quadratique permet d'obtenir un meilleur terme stochastique a mais le terme constant b est plus élevé. Cependant, la transposition du paramétrage quadratique dans l'ILD n'est pas triviale car les dépôts énergétiques se trouvent à la fois dans le calorimètre électromagnétique et dans le calorimètre hadronique. Ce développement sera un des axes de travail pour améliorer les performances de reconstruction des jets avec le SDHCAL.

7.3.2 Energie reconstruite des jets

Les mêmes événements di-jets, utilisés dans la section 7.1, sont considérés pour étudier les performances de l'ILD avec le calorimètre électromagnétique SiECAL et le calorimètre hadronique à lecture semi-digitale. La simulation du détecteur complet est réalisée avec le logiciel Mokka [56]. Ce logiciel utilise GEANT4 et une description réaliste de la géométrie du détecteur et de ses sous-détecteurs. La reconstruction des

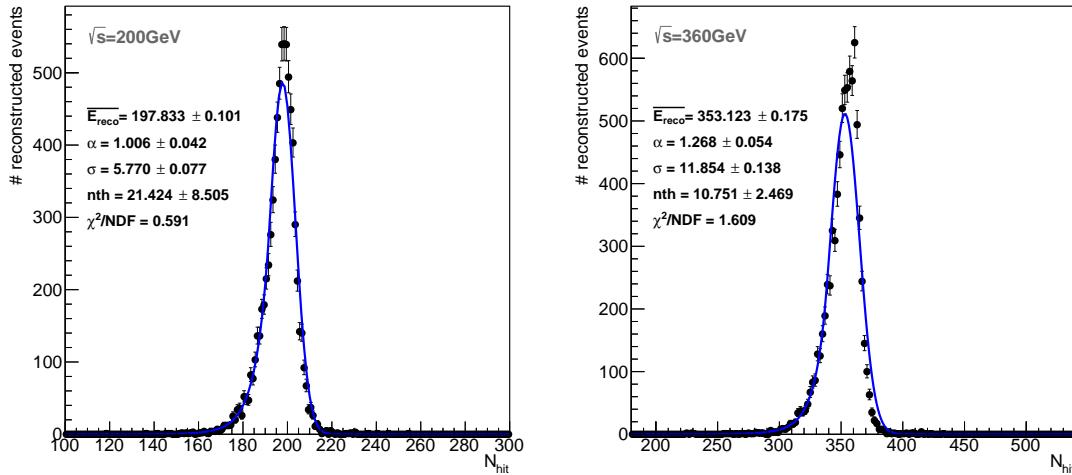


FIGURE 7.4 – Energie totale reconstruite pour des événements $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$ à $\sqrt{s} = 200$ (à gauche) et 360 (à droite) GeV.

particules utilise l'algorithme PandoraPFA (cf. section 7.2). La figure 7.4 présente la distribution en énergie reconstruite des di-jets pour des énergies dans le centre de masse de 200 et 360 GeV. L'énergie moyenne et la résolution des distributions en énergie reconstruites sont déterminées par la méthode du RMS_{90} . La résolution en énergie σ_j/E_j des jets est finalement donnée par :

$$\frac{\sigma_j}{E_j} = \frac{RMS_{90}/\sqrt{2}}{Mean_{90}/2} = \sqrt{2} \frac{RMS_{90}}{Mean_{90}} \quad (7.4)$$

La figure 7.5 présente la résolution en énergie des jets en fonction de $|\cos\theta|$. Le ta-

Energie	σ_{E_j}/E_j
45 GeV	(4.19 ± 0.06)%
100 GeV	(3.36 ± 0.05)%
180 GeV	(3.52 ± 0.05)%
250 GeV	(3.79 ± 0.06)%

TABLE 7.2 – Résolution en énergie des jets dans la région du tonneau ($|\cos\theta| < 0.7$) avec le SDHCAL. La résolution en énergie des jets est calculée à partir du RMS_{90} .

bleau 7.2 présente la résolution en énergie des jets dans la région du tonneau avec le SDHCAL. Ces résultats respectent les performances de référence pour la reconstruction de jets dans l'ILC. Cependant, les résolutions en énergie des jets obtenues avec le calorimètre hadronique semi-digital sont légèrement moins bonnes que celles obte-

nues avec le calorimètre analogique. Plusieurs pistes de travail pourraient permettre d'améliorer ces résultats. Nous avons vu dans la section 7.3.1 que la reconstruction de l'énergie des gerbes hadroniques est plus efficace en utilisant un paramétrage

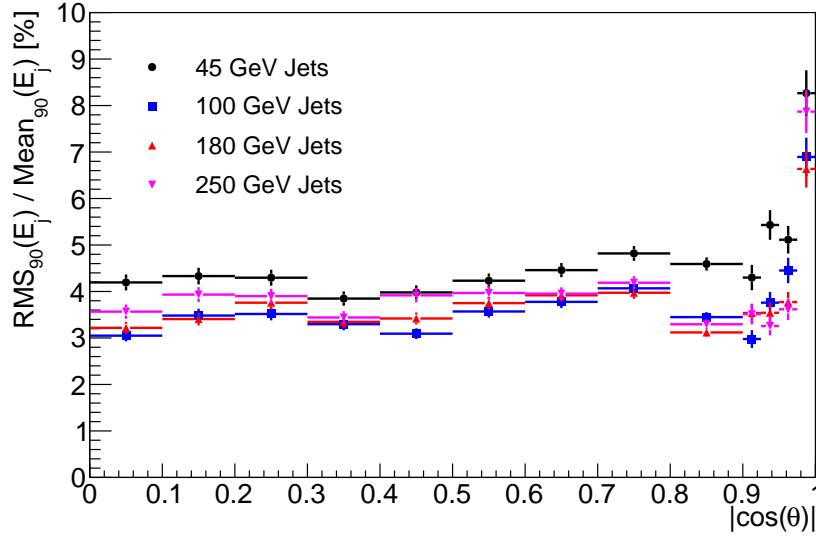


FIGURE 7.5 – Résolution en énergie des jets en fonction de $|\cos\theta|$ pour des jets de 45, 100, 180 et 250 GeV, avec le SDHCAL.

quadratique. De plus, l'algorithme de reconstruction PandoraPFA (cf. section 7.2) a fortement été optimisé avec le calorimètre analogique. Une collaboration, avec les développeurs de cet algorithme, a récemment été débutée pour essayer de mieux l'adapter au SDHCAL. Enfin, un algorithme, basé sur une autre technique de reconstruction essayant de tirer un maximum de profit de la granularité du SDHCAL, est en cours de développement au sein de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

7.4 Reconstruction des événements WW et ZZ

La reconstruction des masses des bosons W et Z est réalisée pour les réactions $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow ZZ$. La figure 7.6 présente les principaux diagrammes

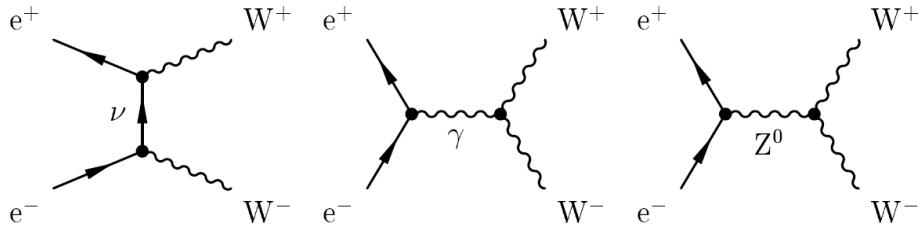


FIGURE 7.6 – Principaux diagrammes de production de paires W^+W^- à l'ILC [14].

de Feynman pour la production de paires W^+W^- à l'ILC. Uniquement les désintégrations hadroniques des bosons de jauge sont considérées dans cette étude. Les réactions sont simulées à l'aide du générateur Whizard [66]. La simulation de l'interaction des particules issues du générateur avec les sous-détecteurs est de nouveau réalisée avec Mokka et la reconstruction des particules avec l'algorithme PandoraPFA. Ces particules reconstruites doivent ensuite être regroupées dans des jets.

Nous avons utilisé l'algorithme k_t disponible dans la librairie FastJet [43]. Le nombre de jets à reconstruire est fixé à quatre. Les jets sont ensuite combinés en di-jets pour reconstruire les bosons de jauge W et Z. La meilleure combinaison de di-jets est obtenue en minimisant le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = (\sqrt{s} - E_1 - E_2)^2 + \|\vec{p}_1 + \vec{p}_2\|^2 + (M_1 - M_2)^2 \quad (7.5)$$

où E_i , \vec{p}_i et M_i correspondent à l'énergie du di-jet i , son impulsion et sa masse.

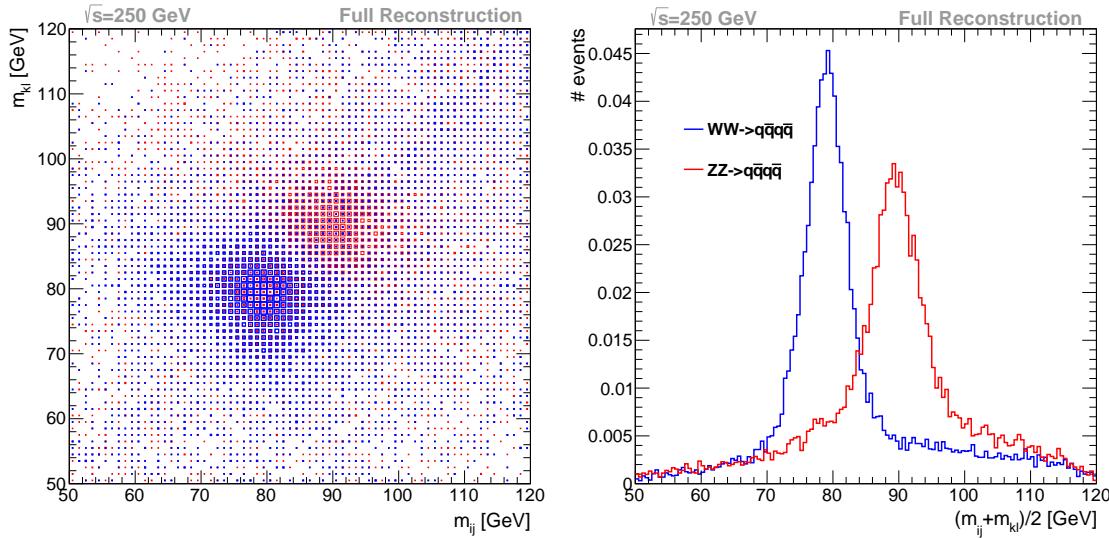


FIGURE 7.7 – (a) : Masse des di-jets reconstruits pour des simulations d'événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (en bleu) et $e^+e^- \rightarrow ZZ$ (en rouge) à $\sqrt{s} = 250$ GeV. (b) : Distribution de la masse moyenne des di-jets reconstruits $(m_{ij} + m_{kl})/2$. Ces distributions sont normalisées aux nombres d'événements. Les événements sont reconstruits dans une simulation complète de l'ILD avec le SDHCAL.

La figure 7.7(a) montre les masses des di-jets reconstruits pour des événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ et $e^+e^- \rightarrow ZZ$ à $\sqrt{s} = 250$ GeV. La figure 7.7(b) montre la distribution de la moyenne des deux masses des di-jets reconstruits. Ces deux figures indiquent une séparation raisonnable de la masse des bosons de jauge. Cependant les queues dans les distributions de masse sont importantes. La même procédure de reconstruction des jets a été réalisée avec les particules issues du générateur Whizard. Ces résultats sont présentés par la figure 7.8. Les queues des distributions de masse sont aussi présentes, ce qui indique que la construction et/ou l'association des jets utilisées ne sont pas optimales. Aucun traitement adapté aux bruits de fond dû aux photons, n'a effectivement été réalisé.

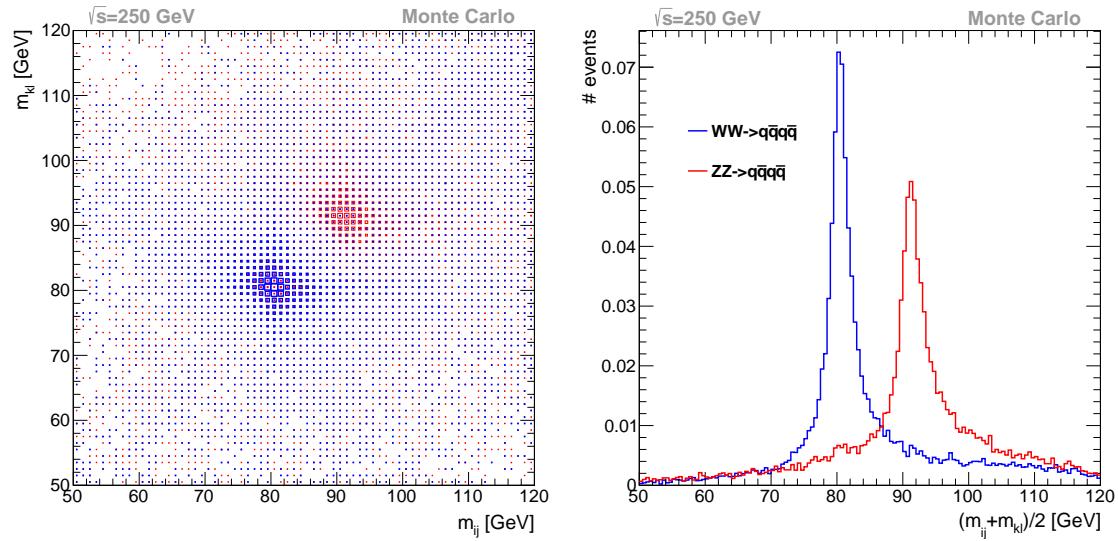


FIGURE 7.8 – (a) : Masse des di-jets reconstruits pour des simulations d'événements $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ (en bleu) et $e^+e^- \rightarrow ZZ$ (en rouge) à $\sqrt{s} = 250$ GeV. (b) : Distribution de la masse moyenne des di-jets reconstruits $(m_{ij} + m_{ik})/2$. Ces distributions sont normalisées aux nombres d'événements. Les événements sont reconstruits à partir des particules produites dans le générateur Whizard.

7.5 Conclusion

Les résultats sur la résolution en énergie des jets et la reconstruction des masses des bosons W et Z obtenus avec la simulation de l'ILD avec le SDHCAL sont encourageants. La résolution en énergie des jets respecte les performances de référence pour la reconstruction de jets dans l'ILC. Ces résultats pourront même être améliorés en utilisant une formule de reconstruction de l'énergie des gerbes hadroniques plus adaptée. De plus, l'algorithme de reconstruction des particules est en cours d'optimisation avec le SDHCAL et un autre algorithme est aussi en phase de développement. Les masses des bosons Z et W sont raisonnablement bien séparées malgré la présence de queues dans les distributions.

3255

3260

Conclusions et perspectives

Le prototype de calorimètre hadronique semi-digital construit en 2011, en grande partie au sein de l’Institut de Physique Nucléaire de Lyon, est depuis régulièrement testé sur les lignes de faisceau du CERN. Les résultats obtenus avec prototype de calorimètre ultra-granulaire sont très encourageants. L’énergie des gerbes hadroniques y est mesurée précisément. Des nouvelles techniques de calibration, afin d’augmenter homogénéité de la réponse du détecteur, devraient permettre des améliorations de ces mesures.

Une simulation détaillée du prototype a été développée. Son paramétrage s’est appuyé sur la réponse du détecteur aux passages de muons et de gerbes électromagnétiques. Cette simulation a ensuite permis de tester différents modèles de simulation, développés par la collaboration GEANT4. Des différences significatives sur la réponse du détecteur entre les données expérimentales et la plupart des modèles de simulation ont été observées. Dans le but de comprendre ces différences et de discriminer les modèles, les profils longitudinal et latéral des gerbes hadroniques ont été comparés entre les données et les simulations. Enfin, une technique robuste de reconstruction des traces a été mise en oeuvre. Cette méthode a été, dans un premier temps, testée avec les événements muons, puis utilisée pour comparer les simulations de gerbes hadroniques.

Enfin, les performances du calorimètre hadronique semi-digital ont été étudiées dans une simulation complète du Grand Détecteur International. Les études de reconstruction de l’énergie des jets ont notamment permis de valider le concept de suivi de particules. L’études des réactions, produisant des paires de boson W et Z, se désintégrant hadroniquement, montre une bonne séparation de la masse de ces bosons.

Prochainement, des nouvelles chambres à plaque résistive de verre, de 2 m^2 , seront construites afin de valider la faisabilité de telles chambres pour le détecteur final. En parallèle, des techniques d’analyses multivariés serons développées pour essayer de reconstruire plus précisément l’énergie des cascades hadroniques dans le SDHCAL. Un algorithme de suivi des particules, en cours de développement, sera testé avec une simulation complète du Grand Détecteur International. Enfin, les performances de ce détecteur avec le calorimètre semi-digital pour l’étude du boson de Higgs, particulièrement à travers la réaction $e^+e^- \rightarrow ZH$, seront prochainement étudiées.

Bibliographie

- [1] Precise determination of the mass of the Higgs boson and studies of the compatibility of its couplings with the standard model. Technical Report CMS-PAS-HIG-14-009, CERN, Geneva, 2014. URL <https://cds.cern.ch/record/1728249>.
- [2] G. Aad *et al.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*, 3 :S08003, 2008. doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [3] E. Abat *et al.* Study of energy response and resolution of the ATLAS barrel calorimeter to hadrons of energies from 20-GeV to 350-GeV. *Nucl.Instrum.Meth.*, A621 :134–150, 2010. doi :10.1016/j.nima.2010.04.054.
- [4] M. Abbrescia and al. The simulation of resistive plate chambers in avalanche mode : charge spectra and efficiency. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 431(3) :413 – 427, 1999. ISSN 0168-9002. doi :DOI:10.1016/S0168-9002(99)00374-5. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3WYHWDP-4/2/f05cca7f1165f235e8fc1e763c263a97>.
- [5] Halina Abramowicz *et al.* The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 4 : Detectors. 2013.
- [6] C Adloff, J Blaha, J J Blaising, C Drancourt, A Espargilière, R Gaglione, N Gefroy, Y Karyotakis, J Prast, G Vouters, K Francis, J Repond, *et al.* Hadronic energy resolution of a highly granular scintillator-steel hadron calorimeter using software compensation techniques. *Journal of Instrumentation*, 7(09) :P09017, 2012. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=09/a=P09017>.
- [7] C Adloff, J Blaha, J J Blaising, C Drancourt, A Espargilière, R Gaglione, N Gefroy, Y Karyotakis, J Prast, G Vouters, K Francis, J Repond, *et al.* Validation of GEANT4 Monte Carlo models with a highly granular scintillator-steel hadron calorimeter. *Journal of Instrumentation*, 8(07) :P07005, 2013. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=07/a=P07005>.
- [8] C Adloff, J J Blaising, M Chefdeville, C Drancourt, R Gaglione, N Geffroy, Y Karyotakis, I Koletsou, J Prast, G Vouters, K Francis, J Repond, *et al.* Track segments in hadronic showers in a highly granular scintillator-steel hadron calorimeter. *Journal of Instrumentation*, 8(09) :P09001, 2013. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/8/i=09/a=P09001>.
- [9] C. Adloff, Y. Karyotakis, J. Repond, J. Yu, G. Eigen, C.M. Hawkes, Y. Mi-kami, O. Miller, N.K. Watson, J.A. Wilson, T. Goto, G. Mavromanolakis,

- et al.* Response of the CALICE Si-W electromagnetic calorimeter physics prototype to electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 608(3) :372 – 383, 2009. ISSN 0168-9002. doi :<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.07.026>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209014673>.
- [10] Chris Adolphsen, Maura Barone, Barry Barish, Karsten Buesser, Philip Burrows, *et al.* The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 3.II : Accelerator Baseline Design. 2013.
- [11] O. Adriani, A. Arefiev, Q. An, T. Azemoon, T. Aziz, R.C. Ball, S. Banerjee, P. Blomeke, M. Capell, X. Cai, C. Chen, G.M. Chen, *et al.* Hadron calorimetry in the L3 detector . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 302(1) :53 – 62, 1991. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90491-8](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90491-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900291904918>.
- [12] S. Agostinelli and al. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002. doi : DOI:[10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [13] M Aicheler, M Aicheler, P Burrows, M Draper, T Garvey, P Lebrun, K Peach, N Phinney, H Schmickler, D Schulte, *et al.* A Multi-TeV Linear Collider Based on CLIC Technology. 2012. doi :[10.5170/CERN-2012-007](https://doi.org/10.5170/CERN-2012-007).
- [14] Tim and Barklow, Keisuke Fujii, Yuanning Gao, Andre Hoang, Shinya Kanemura, Jenny List, Heather E Logan, Andrei Nomerotski, Maxim Perelstein, Michael E Peskin, Roman Pöschl, Jürgen Reuter, *et al.* The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 2 : Physics. Technical Report arXiv :1306.6352. ANL-HEP-TR-13-20. BNL-100603-2013-IR. IRFU-13-59. CERN-ATS-2013-037. Cockcroft-13-10. CLNS-13-2085. DESY-13-062. FERMILAB-TM-2554. IHEP-AC-ILC-2013-001. ILC-REPORT-2013-040. INFN-13-04-LNF. JAI-2013-001. JINR-E9-2013-35. JLAB-R-2013-01. KEK-Report-2013-1. KNU-CHEP-ILC-2013-1. LLNL-TR-635539. SLAC-R-1004. ILC-HiGrade-Report-2013-003, Geneva, Jun 2013. URL <http://cds.cern.ch/record/1601967>. Comments : See also <http://www.linearcollider.org/ILC/TDR> . The full list of signatories is inside the Report.
- [15] A. Andresen, A. Bamberger, A. Bargende, F. Barreiro, U. Behrens, S. Bentvelsen, M. Brkic, B. Burow, A. Caldwell, G. Cases, F. Corriveau, J.A. Crittenden, *et al.* Construction and beam test of the ZEUS forward and rear calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 309(1-2) :101 – 142, 1991. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90491-8](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90491-8).

- 3375 org/10.1016/0168-9002(91)90095-8. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900291900958>.
- [16] F. Ariztizabal, M. Bosman, M. Cavalli-Sforza, I. Efthymiopoulos, C. Padiña, F. Teubert, R. Arsenescu, C. Blag, V. Boldea, S. Dita, Z. Ajaltouni, F. Badaud, *et al.* Construction and performance of an iron-scintillator hadron calorimeter with longitudinal tile configuration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 349(2) :384 – 397, 1994. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91201-7](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)91201-7). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900294912017>.
- 3380 [17] B. Aubert, A. Bazan, B. Beaugiraud, J. Colas, T. Leflour, M. Maire, J.P. Vialle, I. Wingerter-Seez, Y.P. Zolnierowski, H.A. Gordon, V. Radeka, D. Rahm, *et al.* Performance of a liquid argon Accordion calorimeter with fast readout . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 321(3) :467 – 478, 1992. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(92\)90056-A](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(92)90056-A). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029290056A>.
- 3390 [18] E Auffray, P Baillon, D Barney, G Bassompierre, Y Benhammou, A Blick, P Bloch, P Bonamy, J Bourotte, L Buiron, F Cavallari, R Chipaux, *et al.* Beam tests of lead tungstate crystal matrices and a silicon strip preshower detector for the CMS electromagnetic calorimeter . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 412(2–3) :223 – 237, 1998. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)00464-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00464-1). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298004641>.
- 3395 [19] J.A. Bakken, L. Barone, D. Braun, M. Caillat, C. Dionisi, C. Doré, H. Elmaouni, F. Ferroni, G.L. Grazer, J.T. He, R. Herbiet, B. Ille, *et al.* Study of a BGO calorimeter using electron and hadron beams from 1 to 50 GeV . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 228(2–3) :294 – 302, 1985. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(85\)90272-4](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(85)90272-4). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900285902724>.
- 3405 [20] L. Balka, K. Coover, R. Diebold, W. Evans, N. Hill, L. Nodulman, J. Proudfoot, R. Rezmer, J.R. Sauer, P. Schoessow, D. Underwood, R.G. Wagner, *et al.* The CDF central electromagnetic calorimeter . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 267(2–3) :272 – 279, 1988. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(88\)90474-3](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(88)90474-3). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900288904743>.
- 3410 [21] H.R. Band. Experience with the BaBar resistive plate chambers. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003 IEEE*, volume 5, pages 3735–3739 Vol.5. Oct 2003. ISSN 1082-3654. doi :[10.1109/NSSMIC.2003.1352718](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2003.1352718).
- 3415 [22] Ties Behnke, James E. Brau, Brian Foster, Juan Fuster, Mike Harrison, James McEwan Paterson, Michael Peskin, Marcel Stanitzki, Nicholas Walker,

- and Hitoshi Yamamoto. The International Linear Collider Technical Design Report - Volume 1 : Executive Summary. 2013.
- [23] H.W. Bertini. Intranuclear-Cascade Calculation of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon-Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment. *Physical Review*, 1969. URL <http://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.188.1711>.
- [24] M. Bicer, H. Duran Yildiz, I. Yildiz, G. Coignet, M. Delmastro, T. Alexopoulos, C Grojean, S. Antusch, T. Sen, H.-J. He, K. Potamianos, S. Haug, *et al.* First look at the physics case of tlep. *Journal of High Energy Physics*, 2014(1) :164, 2014. doi :10.1007/JHEP01(2014)164. URL <http://dx.doi.org/10.1007/JHEP01%282014%29164>.
- [25] B. Bilki *et al.* Testing Hadronic Interaction Models using a Highly Granular Silicon-Tungsten Calorimeter. *Nucl.Instrum.Meth.*, A794 :240–254, 2015. doi :10.1016/j.nima.2015.05.009.
- [26] W. Braunschweig, J. Tutas, E. Vogel, M. Widgoff, F.W. Brasse, W. Flauger, J. Gayler, V. Korbel, J. Marks, Ch. Zeitnitz, S. Brinkmann, K. Rauschmabell, *et al.* Results from a test of a Pb-Cu liquid argon calorimeter . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 265(3) :419 – 434, 1988. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)90008-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(98)90008-0). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298900080>.
- [27] J. C. Brient. Improving the jet reconstruction with the particle flow method : An introduction. In *Calorimetry in particle physics. Proceedings, 11th International Conference, CALOR 2004, Perugia, Italy, March 29-April 2, 2004*, pages 445–451. 2004.
- [28] R. Brock *et al.* Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013) : Chapter 3 : Energy Frontier. In *Community Summer Study 2013 : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*. 2014. URL <https://inspirehep.net/record/1278569/files/arXiv:1401.6081.pdf>.
- [29] H.P.V. C. Method and means for recognizing complex patterns, December 18 1962. URL <http://www.google.com/patents/US3069654>. US Patent 3,069,654.
- [30] S. Callier, F. Dulucq, C. De La Taille, G. Martin-Chassard, N. Seguin-Moreau, R. Gaglione, I. Laktineh, H. Mathez, V. Boudry, J.C. Brient, and C. Jauffret. HARDROC1, readout chip of the Digital HAdronic CALorimeter of ILC. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007. NSS '07. IEEE*, volume 3, pages 1851–1856. Oct 2007. ISSN 1095-7863. doi :10.1109/NSSMIC.2007.4436518.
- [31] L Caponetto, C Combaret, C de la Taille, F Dulucq, R Kieffer, I Laktineh, N Lumb, L Mirabito, and N Seguin-Moreau. First test of a power-pulsed electronics system on a grpc detector in a 3-tesla magnetic field. *Journal of Instrumentation*, 7(04) :P04009, 2012. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=04/a=P04009>.

- [32] S. Chatrchyan *et al.* The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3 :S08004, 2008. doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- 3465 [33] CMS Luminosity - Public Results. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>.
- [34] GEANT4 collaboration. Physics Reference Manual.
- 3470 [35] The CALICE collaboration. Tracking with the CALICE Si-W electromagnetic calorimeter prototype using the Hough transform, CALICE Analysis note CAN-023a. 2010.
- [36] The CALICE collaboration. First results of the CALICE SDHCAL Technological Prototype, CALICE Analysis note CAN-037b. 2012.
- 3475 [37] The CALICE collaboration, C Adloff, J Blaha, J J Blaising, C Drancourt, A Espargilière, R Gaglione, N Geffroy, Y Karyotakis, J Prast, G Vouters, K Francis, *et al.* Electromagnetic response of a highly granular hadronic calorimeter. *Journal of Instrumentation*, 6(04) :P04003, 2011. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/6/i=04/a=P04003>.
- 3480 [38] The CALICE collaboration, C Adloff, Y Karyotakis, J Repond, A Brandt, H Brown, K De, C Medina, J Smith, J Li, M Sosebee, A White, *et al.* Construction and commissioning of the calice analog hadron calorimeter prototype. *Journal of Instrumentation*, 5(05) :P05004, 2010. URL <http://stacks.iop.org/1748-0221/5/i=05/a=P05004>.
- 3485 [39] D. Decamp, B. Deschizeaux, J.-P. Lees, M.-N. Minard, J.M. Crespo, M. Delfino, E. Fernandez, M. Martinez, R. Miquel, L.I.M. Mir, S. Orteu, A. Pacheco, *et al.* ALEPH : A detector for electron-positron annihilations at LEP . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 294(1–2) :121 – 178, 1990. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(90\)91831-U](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(90)91831-U). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029091831U>.
- 3490 [40] M. Derrick, D. Gacek, N. Hill, B. Musgrave, R. Noland, E. Petereit, J. Repond, R. Stanek, and K. Sugano. Design and construction of the zeus barrel calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 309(1) :77 – 100, 1991. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90094-7](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90094-7). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900291900947>.
- 3495 [41] Wang Dou, Gao Jie, Xiao Ming, Geng Hui-Ping, Guo Yuan-Yuan, Xu Shou-Yan, Wang Na, An Yu-Wen, Qin Qing, Xu Gang, and Wang Sheng. Optimization parameter design of a circular e+e- higgs factory. *Chinese Physics C*, 37(9) :097003, 2013. URL <http://stacks.iop.org/1674-1137/37/i=9/a=097003>.
- 3500 [42] Richard O. Duda and Peter E. Hart. Use of the Hough Transformation to Detect Lines and Curves in Pictures. *Commun. ACM*, 15(1) :11–15, January 1972. ISSN 0001-0782. doi :10.1145/361237.361242. URL <http://doi.acm.org/10.1145/361237.361242>.

- [43] Fastjet homepage. <http://fastjet.fr/>.
- [44] Nils Feege. Imaging Pion Showers with the CALICE Analogue Hadron Calorimeter. 2011. URL <http://arxiv.org/abs/1109.1982>.
- [45] G. Folger and J.P. Wellisch. String Parton Models in Geant4. 2003. URL <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0306007>.
- [46] K. Francis, J. Repond, J. Schlereth, J. Smith, L. Xia, E. Baldolemar, J. Li, S.T. Park, M. Sosebee, A.P. White, J. Yu, G. Eigen, *et al.* Performance of the first prototype of the CALICE scintillator strip electromagnetic calorimeter . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 763 :278 – 289, 2014. ISSN 0168-9002. doi :<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.06.039>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214007621>.
- [47] T.A. Gabriel, D.E. Groom, P.K. Job, N.V. Mokhov, and G.R. Stevenson. Energy dependence of hadronic activity. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 338(2–3) :336 – 347, 1994. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91317-X](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(94)91317-X). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029491317X>.
- [48] F. Gaede. Marlin and LCCD : Software tools for the ILC. *Nucl.Instrum.Meth.*, A559 :177–180, 2006. doi :[10.1016/j.nima.2005.11.138](https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.11.138).
- [49] J. E. Gaiser. *Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the J/Ψ and Ψ'*. Ph.D. thesis.
- [50] Y. Haddad, I. Laktineh, G. Grenier, N. Lumb, and S. Cauwenbergh. High rate resistive plate chamber for LHC detector upgrades . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 718(0) :424 – 426, 2013. ISSN 0168-9002. doi :<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2012.11.029>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212013630>. Proceedings of the 12th Pisa Meeting on Advanced Detectors La Biodola, Isola d’Elba, Italy, May 20 – 26, 2012.
- [51] A. Heikkinen, N. Stepanov, and J.P. Wellisch. Bertini intra-nuclear cascade implementation in GEANT4. 2003. URL <http://arxiv.org/abs/nucl-th/0306008>.
- [52] Ilcsoft homepage. <http://ilcsoft.desy.de>.
- [53] J.Va’vra. Some comments about the BaBar RPC experience.What to do next? http://www-off-axis.fnal.gov/workshops/stanford03/transparencies/vavra_RPC_summary_2003_talk.pdf.
- [54] I. Laktineh *et al.* Construction and commissioning of a technological prototype of a high-granularity semi-digital hadronic calorimeter. 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1506.05316>.
- [55] Lucie Linssen, Akiya Miyamoto, Marcel Stanitzki, and Harry Weerts. Physics and Detectors at CLIC : CLIC Conceptual Design Report. 2012. doi :[10.5170/CERN-2012-003](https://doi.org/10.5170/CERN-2012-003).

- [56] Mokka homepage. <https://l1rforge.in2p3.fr/trac/Mokka/>.
- 3550 [57] G. Moortgat-Pick, T. Abe, G. Alexander, B. Ananthanarayan, A.A. Babich, V. Bharadwaj, D. Barber, A. Bartl, A. Brachmann, S. Chen, J. Clarke, J.E. Clendenin, *et al.* Polarized positrons and electrons at the linear collider. *Physics Reports*, 460(4–5) :131 – 243, 2008. ISSN 0370-1573. doi :<http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2007.12.003>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157308000136>.
- 3555 [58] K.A. Olive and Particle Data Group. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38(9) :090001, 2014. URL <http://stacks.iop.org/1674-1137/38/i=9/a=090001>.
- 3560 [59] Werner Riegler, Christian Lippmann, and Rob Veenhof. Detector physics and simulation of resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 500(1–3) :144 – 162, 2003. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)00337-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00337-1). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203003371>. {NIMA} Vol 500.
- 3565 [60] R.Kieffer. *Caractérisation d'un calorimètre hadronique semi-digital pour le futur collisionneur ILC*. Ph.D. thesis, Université Claude Bernard Lyon-1, 2011.
- 3570 [61] The OPAL detector at LEP. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 305(2) :275 – 319, 1991. ISSN 0168-9002. doi :[http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(91\)90547-4](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(91)90547-4). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900291905474>.
- 3575 [62] M.A. Thomson. Particle flow calorimetry and the pandorapfa algorithm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 611(1) :25 – 40, 2009. ISSN 0168-9002. doi :<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2009.09.009>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900209017264>.
- [63] Yung-Su Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46 :815–851, Oct 1974. doi :[10.1103/RevModPhys.46.815](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.46.815). URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.46.815>.
- 3580 [64] Yi Wang, Jingbo Wang, Qiang Yan, Yuanjing Li, and Jianping Cheng. Study on the performance of high rating MRPC. In *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2008. NSS '08. IEEE*, pages 913–916. Oct 2008. ISSN 1095-7863. doi :[10.1109/NSSMIC.2008.4774543](https://doi.org/10.1109/NSSMIC.2008.4774543).
- 3585 [65] O. Wendt, F. Gaede, and T. Krämer. Event reconstruction with MarlinReco at the International Linear Collider. *Pramana*, 69(6) :1109–1114, 2007. ISSN 0304-4289. doi :[10.1007/s12043-007-0237-8](https://doi.org/10.1007/s12043-007-0237-8). URL <http://dx.doi.org/10.1007/s12043-007-0237-8>.
- [66] Whizard homepage. <https://whizard.hepforge.org/>.
- [67] R. Wigmans. *Calorimetry : Energy measurement in particle physics*. 2000.