



HAL
open science

Développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour les hauts flux de particules et évaluation de la contribution diffractive à la leptoproduction de hadrons à COMPASS

Florian Thibaud

► **To cite this version:**

Florian Thibaud. Développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour les hauts flux de particules et évaluation de la contribution diffractive à la leptoproduction de hadrons à COMPASS. Instrumentations et Détecteurs [physics.ins-det]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT : 2014PA112239 . tel-01084556

HAL Id: tel-01084556

<https://theses.hal.science/tel-01084556>

Submitted on 19 Nov 2014

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 - PARTICULES NOYEAUX COSMOS
LABORATOIRE : CEA SACLAY/DSM/IRFU - SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

DISCIPLINE : PHYSIQUE DES PARTICULES

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 29 septembre 2014 par

Florian THIBAUD

Développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour les hauts flux de particules et évaluation de la contribution diffractive à la leptoproduction de hadrons à COMPASS

Directeur de thèse : Dr Damien NEYRET CEA Saclay

Composition du jury :

Président du jury :	Pr Fabian ZOMER	LAL Orsay
Rapporteurs :	Prof. Dr. Bernhard KETZER	Universität Bonn
	Pr Zein-Eddine MEZIANI	Temple University
Examineurs :	Dr Colin BERNET	IPN Lyon
	Dr Maxim TITOV	CEA Saclay

Remerciements

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse Damien Neyret. Merci Damien d'avoir su me guider au cours de ces trois ans en me laissant une grande liberté dans mon travail. Merci pour la confiance que tu m'as accordée, pour ton soutien constant et pour m'avoir encadré de manière si plaisante.

J'adresse mes sincères remerciements à l'ensemble de mon jury. Merci à Fabian Zomer d'avoir accepté d'y participer et de le présider. Je remercie également mes rapporteurs Bernhard Ketzer et Zein-Eddine Meziani pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux et le temps qu'ils ont consacré à l'étude du manuscrit. Merci à Maxim Titov de m'avoir fait le plaisir de compter parmi mes examinateurs. Enfin, je remercie Colin Bernet pour sa participation ainsi que pour sa lecture attentive du manuscrit et ses suggestions pertinentes pour l'améliorer.

Je remercie chaleureusement l'ensemble du service de physique nucléaire du CEA Saclay de m'avoir accueilli, en particulier Michel Garçon et Françoise Augé qui le dirigeaient à mon arrivée, ainsi que la chef de service actuelle Héloïse Goutte et son adjoint Jacques Ball. Merci également à Danielle Coret et Isabelle Richard pour leur sympathie et leur efficacité dans la gestion administrative, ainsi qu'à Valérie Poyeton, Patrick Champion, Gilles Tricoche et l'ensemble des physiciens et du personnel du service.

Les membres du groupe COMPASS du SPhN ont beaucoup compté dans la préparation, la rédaction et la soutenance de cette thèse. Je remercie Yann Bedfer pour son aide, son regard critique inégalable et ses conseils avisés tout au long de ma thèse. Merci à Nicole d'Hose et Claude Marchand pour leurs encouragements et leurs corrections. Merci également Andrea Ferrero de m'avoir appris à prendre en main les simulations Monte-Carlo. Enfin, je remercie Fabienne Kunne de m'avoir accueilli dans le groupe dès le début de mon stage de fin d'études, ainsi qu'Alain Magnon, Stéphane Platchkov et Étienne Burtin. Je pense également à tous les jeunes et brillants chercheurs avec qui j'ai pu collaborer : Luigi Capozza, Heiner Wollny, Astrid Morreale, Nour Makke, Éric Fuchey et Erin Seder.

Je remercie aussi mon tuteur Sébastien Procureur, membre du groupe CLAS12. Merci pour tes conseils et ton soutien.

Merci également aux membres du SÉDI avec qui j'ai collaboré : Michel Usseglio, Robert Durand, et le regretté Marc Anfreville.

Je remercie la collaboration COMPASS de m'avoir permis d'effectuer mes travaux de recherche en son sein. Merci en particulier au groupe d'analyse SIDIS, ainsi qu'à Andrzej Sandacz et Pawel Sznajder pour leur aide dans la prise en main d'Hepgen.

J'en arrive à mes collègues et amis thésards et stagiaires du SPhN. Merci à mon prédécesseur et mentor Maxence Vandenbroucke, à Gabriel Charles, avec qui j'ai torturé quelques détecteurs, à Kevin Dupraz avec qui j'ai partagé mon bureau pendant quelques mois. Merci à Quiela Curiel pour sa bonne humeur inébranlable, à Maxime Levillain, Antoine Colin, Maxime Pequignot et bien sûr à mes compères Lucie Grente et Vincent Andrieux. Je remercie également Pierre-Henri de la Codre, Marie Boër et Charlotte Amouroux, ainsi que tous doctorants que j'ai côtoyés.

Enfin, je remercie chaleureusement mes amis, ainsi que mes parents et ma famille pour leur soutien sans faille tout au long de mes études.

Sommaire

Introduction	1
1 Structure du nucléon et fonctions de fragmentation de quarks en hadrons	3
1.1 La diffusion profondément inélastique	3
1.1.1 Cinématique	3
1.1.2 Section efficace et fonctions de structure du nucléon	5
1.1.3 Modèle des partons	5
1.1.4 Modèle des partons amélioré par QCD	7
1.1.4.1 QCD	7
1.1.4.2 Dépendance en Q^2 des PDF : équations de DGLAP	7
1.1.4.3 Mesure de F_2 et analyses QCD	8
1.1.5 Fonctions de structure en spin et distributions d'hélicité	10
1.1.6 La diffusion profondément inélastique semi-inclusive	12
1.2 Fonctions de Fragmentation	13
1.2.1 Simulation de l'hadronisation des quarks : le modèle des cordes de Lund .	13
1.2.2 Définition et propriétés des fonctions de fragmentation	14
1.2.2.1 Factorisation et universalité	14
1.2.2.2 Dépendance en Q^2	15
1.2.2.3 Lois de conservation	15
1.2.2.4 Symétries de charge et d'isospin	15
1.2.3 Mesure et paramétrisations des fonctions de fragmentation	16
1.2.3.1 Mesures	16
1.2.3.2 Analyses globales QCD et paramétrisations	16
1.3 Production de hadrons sans fragmentation de parton : décroissance des mésons vecteurs diffractifs	20
1.3.1 Cinématique	20
1.3.1.1 Production diffractive de mésons vecteurs	20
1.3.1.2 Désintégration des mésons vecteurs	22
1.3.2 Contribution des événements diffractifs à la production semi-inclusive de pions et kaons	22
1.4 Conclusion	24
2 L'expérience COMPASS	25
2.1 Dispositif Expérimental	26
2.1.1 Faisceau	26
2.1.2 Cibles	27
2.1.2.1 Cible polarisée	27
2.1.2.2 Cible du programme DVCS	28
2.1.2.3 Cibles du programme hadrons	29
2.1.3 Spectromètre	30

2.1.3.1	Reconstruction des trajectoires	30
2.1.3.2	Identification des particules	34
2.1.3.3	Déclenchement de l'acquisition	36
2.1.4	Acquisition des données	38
2.2	Reconstruction et analyse des événements	39
2.2.1	Reconstruction des traces	40
2.2.2	Reconstruction de la particule incidente	40
2.2.3	Reconstruction des vertex primaires	41
2.3	Simulation Monte-Carlo	42
2.4	Conclusion	43
3	Les détecteurs Micromegas	45
3.1	Du compteur à fil aux MPGD	45
3.1.1	Le compteur à fil	45
3.1.2	La chambre proportionnelle à fils et ses dérivés	46
3.1.3	Les MPGD	48
3.2	Le détecteur Micromegas	50
3.2.1	Description et principe	50
3.2.2	Fonctionnement détaillé : de l'ionisation au traitement du signal électrique	51
3.2.2.1	Ionisation	51
3.2.2.2	Diffusion et dérive	52
3.2.2.3	Amplification par avalanche	53
3.2.2.4	Induction et formation du signal sur les pistes	54
3.2.2.5	Électronique de lecture	54
3.2.3	Décharges	56
3.3	Les détecteurs Micromegas de COMPASS (2000-2012)	57
3.3.1	Caractéristiques et performances	57
3.3.2	Limitations	58
4	Développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour COMPASS	61
4.1	Motivations	61
4.2	Solutions	62
4.2.1	Activation du centre du détecteur : pixels	62
4.2.2	Réduction de la fréquence ou de l'amplitude des décharges	63
4.2.2.1	Détecteur hybride Micromegas + GEM	64
4.2.2.2	Détecteur Micromegas résistif	64
4.2.2.3	Campagne de tests sur la réduction des décharges	65
4.2.3	Électronique frontale : utilisation du circuit APV-25	68
4.2.4	Procédé <i>Bulk</i>	69
4.3	Prototypes de géométrie finale	70
4.3.1	Structure	70
4.3.1.1	Description générale	70
4.3.1.2	Spécificités des détecteurs hybrides	71
4.3.1.3	Spécificités du détecteur résistif	72
4.3.2	Préparation	72
4.3.3	Mesures de gain	72
4.3.3.1	Dispositif et protocole	72
4.3.3.2	Gain du détecteur standard	74
4.3.3.3	Gain des détecteurs hybrides	74
4.3.3.4	Gain du détecteur résistif	77

4.3.4	Optimisation des paramètres de la mise en forme du signal	77
4.4	Conclusion	78
5	Performances des détecteurs Micromegas pixellisés	79
5.1	Dispositif et prises de données	79
5.1.1	Installation dans le spectromètre	79
5.1.2	Spécificités des prises de données	80
5.1.2.1	Faisceau	80
5.1.2.2	Reconstruction des traces à très petit angle	80
5.1.3	Taux de décharges	82
5.2	Principe de l'analyse et définitions	83
5.3	Reconstruction	84
5.3.1	Échantillonnage du signal de l'APV	85
5.3.2	<i>Clustering</i>	85
5.3.2.1	Position des <i>hits</i>	85
5.3.2.2	Formation des <i>clusters</i>	86
5.3.2.3	Calcul de la position des <i>clusters</i>	86
5.3.2.4	Correction de la position des <i>clusters</i>	87
5.3.3	Mesure du temps	88
5.3.3.1	Calibration	88
5.3.3.2	Reconstruction du temps	88
5.3.3.3	Importance d'une calibration pour chaque carte APV	90
5.3.4	<i>Crosstalk</i> en temps	90
5.3.4.1	Le phénomène et ses conséquences	90
5.3.4.2	Correction	92
5.3.5	Suppression du bruit électronique	93
5.4	Caractérisation des détecteurs	96
5.4.1	Sélection des traces	96
5.4.1.1	Conditions standard	96
5.4.1.2	Manque de redondances	96
5.4.2	Correction de l'alignement	97
5.4.3	Efficacité	98
5.4.3.1	Détermination du point de fonctionnement	98
5.4.3.2	Cartes d'efficacité	99
5.4.3.3	Influence du flux	103
5.4.4	Résolution spatiale	103
5.4.4.1	Estimation de la résolution spatiale des traces	104
5.4.4.2	Résolution intrinsèque	104
5.4.4.3	Influence du flux	104
5.4.4.4	Influence du champ de fuite du dipôle	105
5.4.5	Résolution temporelle	107
5.4.5.1	Résolution des détecteurs hybrides	107
5.4.5.2	Effet du mélange gazeux.	108
5.4.5.3	Importance de la planéité du détecteur	109
5.4.5.4	Résolution du détecteur résistif	109
5.5	Résumé des performances, conclusions et perspectives	111
5.5.1	Performances des détecteurs hybrides	111
5.5.2	Performances du détecteur résistif	111
5.5.3	Production de la série finale de détecteurs	111

6	Extraction des multiplicités de pions et de kaons à COMPASS	113
6.1	Extraction des multiplicités brutes	113
6.1.1	Sélection des déversements	113
6.1.2	Sélection des événements	114
6.1.3	Sélection des hadrons	115
6.1.4	Identification des hadrons	117
6.1.4.1	Identification par le RICH	117
6.1.4.2	Correction des inefficacités d'identification du RICH	118
6.1.5	Correction des effets radiatifs	120
6.1.6	Échantillons finaux	120
6.1.7	Domaines d'analyse	121
6.2	Acceptance	121
6.2.1	Simulation Monte-Carlo et détermination de l'acceptance	121
6.2.1.1	Génération des événements	121
6.2.1.2	Calcul de l'acceptance	122
6.2.1.3	Incertitude systématique	123
6.2.1.4	Résultats	123
6.2.2	Extrapolation à la plage d'impulsion complète	123
6.3	Correction de la contamination par d'autres processus	125
6.3.1	Contamination de l'échantillon de pions par des électrons	125
6.3.2	Contamination par la production diffractive de mésons vecteurs	125
7	Contribution de la désintégration de mésons vecteurs diffractifs à la production de pions et de kaons	127
7.1	Estimation à partir des données réelles	127
7.1.1	Sélection des événements de production diffractive de ρ^0 et de ϕ	128
7.1.2	Échantillons finaux après sélections et corrections	128
7.1.3	Fraction de hadrons issus d'un méson vecteur diffractif	129
7.2	Étude Monte-Carlo	133
7.2.1	Génération des événements	133
7.2.2	Sélection des données et normalisation	134
7.2.3	Comparaison des échantillons Monte-Carlo aux données réelles	135
7.2.3.1	Variables cinématiques inclusives	135
7.2.3.2	Variables cinématiques semi-inclusives	135
7.2.4	Résultats	137
7.2.4.1	Fraction de hadrons issus d'un méson vecteur diffractif	137
7.2.4.2	Contribution des événements diffractifs	137
7.2.4.3	Facteurs de correction des multiplicités	138
7.2.4.4	Incertitudes systématiques sur les facteurs de correction	141
7.3	Conclusion	146
8	Résultats des multiplicités de pions et de kaons et extraction des fonctions de fragmentation	147
8.1	Multiplicités	147
8.1.1	Multiplicités de hadrons avant identification	147
8.1.2	Multiplicités de pions	148
8.1.3	Multiplicités de kaons	151
8.2	Extraction des fonctions de fragmentation de quarks en pions	154
8.2.1	Méthode	154
8.2.2	Résultats	156

8.3 Conclusion	159
Conclusion	161
Bibliographie	173
A Précisions sur l'analyse des performances des PixelMicromegas	175
A.1 Évaluation du flux au centre des détecteurs	175
A.2 Correction de l'alignement	176
A.2.1 Correction de la position longitudinale	176
A.2.2 Correction d'une rotation dans le plan perpendiculaire au faisceau	178

Introduction

Depuis la découverte du noyau atomique par Rutherford en 1911, les physiciens n'ont cessé d'étudier la structure microscopique de la matière. On a d'abord découvert que les noyaux étaient composés de *nucléons* : les *protons* et les *neutrons*. Des particules d'une nature voisine à celle des nucléons, tels que les *pions* et les *kaons*, ont par la suite été observées, et regroupées avec les nucléons sous le terme de *hadrons*, particules sensibles à l'interaction forte. Le nombre important de hadrons découverts a suggéré l'idée que ces particules n'étaient pas fondamentales, mais composées d'un nombre plus restreint de constituants : les *quarks*. Dans ce modèle, les hadrons sont composés de deux ou trois *quarks constituants*, particules de spin $\frac{1}{2}$, de charge $\pm\frac{1}{3}e$ ou $\pm\frac{2}{3}e$ et pouvant avoir trois *saveurs* différentes : *up* (*u*), *down* (*d*) et *strange* (*s*). Ces quarks pouvaient alors décrire l'ensemble du spectre de hadrons observés. En particulier, le proton est constitué de deux quarks *u*, et d'un quark *d*, chacun portant environ un tiers de sa masse.

La structure composite des hadrons a été mise en évidence expérimentalement à la fin des années 1960 au SLAC par des expériences de diffusion d'électrons de haute énergie sur des nucléons. On a observé que les électrons diffusaient sur des particules ponctuelles, d'un nombre indéfini à l'intérieur des nucléons : les *partons*.

En parallèle, une théorie de l'interaction forte a été formulée : la *chromodynamique quantique* ou *QCD* (*quantum chromodynamics*). Elle définit les quarks comme des particules élémentaires, interagissant entre elles par l'échange de *gluons*, pour former les hadrons. Dans cette théorie, une charge quantique supplémentaire est attribuée aux quarks et aux gluons, la *couleur*. Ces quarks ponctuels ont été identifiés aux partons observés expérimentalement, et, comme les quarks constituants, possèdent une saveur.

Les équations de la QCD ne peuvent pas être résolues complètement. Bien que des méthodes de résolution perturbatives existent pour les interactions à haute énergie, soit à des distances négligeables devant la taille des hadrons, la QCD ne permet pas de décrire à elle seule comment les propriétés des hadrons sont réparties entre les quarks et les gluons qui les constituent. Pour la même raison, elle n'explique pas pourquoi ni comment un quark libre doit *s'hadroniser*, c'est-à-dire s'associer avec au moins un autre quark pour former un objet non coloré, et ne prédit pas de relation entre les propriétés de ce quark et celles du hadron qui en résulte. Pour comprendre et décrire les relations entre les quarks et les hadrons, les études expérimentales ont donc une importance fondamentale.

Plusieurs expériences de *diffusion profondément inélastique* de *leptons* (électrons ou muons) sur des nucléons se succèdent depuis les années 1970, et permettent une description de plus en plus précise de la répartition de l'impulsion et du spin des nucléons entre les quarks et gluons qui les constituent.

Ces expériences, ainsi que celles effectuées dans d'autres domaines de la physique des particules, n'auraient pas été possibles sans un effort de développement des méthodes de détection. En particulier, l'invention de la *chambre à fils* par Georges Charpak en 1968 a été une révolution. Ce détecteur à gaz a permis l'association d'une mesure précise des trajectoires des particules avec un traitement électronique et automatisé des données. Depuis lors, les détecteurs à gaz n'ont cessé de s'améliorer jusqu'aux *détecteurs gazeux à micro-structure* actuels (*MPGD*, pour

Micro-Pattern Gas Detectors), dont fait partie le détecteur *Micromegas*, inventé à la fin des années 1990. La première expérience à avoir utilisé ce détecteur est d'ailleurs dédiée à l'étude de la structure des nucléons et à l'étude des hadrons : l'expérience COMPASS (*COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*) au Cern.

Cette thèse présente les travaux effectués durant trois ans dans le cadre de cette expérience. Une grande partie d'entre eux a été dédiée au développement d'une nouvelle génération de détecteurs Micromegas équipés de pixels, conçus pour fonctionner dans des flux de particules de l'ordre de plusieurs MHz/cm² en subissant un taux limité de décharges tout en étant au moins aussi performant que les détecteurs actuels. Une autre partie du travail effectué s'inscrit dans la mesure des *fonctions de fragmentation de quarks en hadrons*, qui décrivent l'hadronisation d'un quark d'une saveur donnée en un certain type de hadron. Il a constitué en l'évaluation de la contribution des événements de production diffractive de mésons vecteurs dans les données, conduisant à une correction des multiplicités de hadrons, l'observable permettant d'accéder aux fonctions de fragmentation.

Le chapitre 1 présente le cadre physique de cette thèse : la structure du nucléon et l'hadronisation. Le formalisme de la diffusion profondément inélastique est exposé, ainsi que le modèle des partons. Les fonctions de fragmentation sont également présentées, et leur détermination expérimentale grâce à la mesure des multiplicités de hadrons est discutée.

Le chapitre 2 est consacré à l'expérience COMPASS au Cern. L'ensemble du dispositif expérimental est décrit, ainsi que la méthode de reconstruction logicielle des données.

Le fonctionnement détaillé des détecteurs Micromegas est présenté dans le chapitre 3, après un historique de l'évolution des détecteurs à gaz. Le chapitre 4 est quant à lui consacré au projet de développement de nouveaux détecteurs pour la nouvelle phase de l'expérience COMPASS. Ces détecteurs Micromegas sont équipés de pixels et de technologie de réduction de l'impact des décharges, et permettent de pallier les limitations de leur prédécesseurs. L'évolution de leur conception est détaillée, et des tests et mesures préliminaires à l'installation des prototypes dans l'expérience sont présentés. La suite et la fin du travail concernant ces détecteurs est présentée dans le chapitre 5. Les développements logiciels réalisés pour les intégrer au programme de reconstruction de COMPASS et optimiser leur performances sont détaillés, performances qui sont présentées et discutées dans la suite du chapitre.

Les trois derniers chapitres de ce mémoire sont consacrés à l'analyse des données de l'expérience. Le chapitre 6 présente l'analyse effectuée pour extraire les multiplicités de pions et de kaons chargés de données prises en 2006 avec un faisceau de muons et une cible de deutérons. Le chapitre 7 est dédié à l'évaluation de la contribution de la production diffractive de mésons ρ^0 et ϕ aux événements de diffusion profondément inélastique, ainsi que celle de leurs produits de désintégration aux échantillons de pions et de kaons. Après une première évaluation utilisant les données réelles, la détermination d'une correction des multiplicités à l'aide d'une simulation Monte Carlo est détaillée. Enfin, le dernier chapitre présente les résultats des mesures des multiplicités, avec et sans la correction obtenue précédemment. L'impact de cette correction sur les fonctions de fragmentation de quarks en pions extraites de ces données par une analyse QCD des multiplicités à l'ordre dominant est également présenté.

Chapitre 1

Structure du nucléon et fonctions de fragmentation de quarks en hadrons

La diffusion profondément inélastique (DIS, pour *Deep Inelastic Scattering*) est un des meilleurs outils pour étudier la structure des nucléons. En diffusant sur un proton ou un neutron, un lepton (électron ou muon) de haute énergie échange un photon virtuel¹ avec celui-ci. Si l'impulsion portée par le photon est suffisamment élevée, ce dernier acquiert une résolution suffisante pour sonder le nucléon et interagir avec un des quarks qui le constituent. La section efficace de cette réaction est directement liée à la structure du nucléon. Son étude expérimentale, associée à la *chromodynamique quantique* (QCD), théorie fondamentale de l'interaction forte, permet de décrire la manière dont les propriétés du nucléon, telles que l'impulsion ou le spin, sont réparties entre les quarks et gluons qui le constituent.

Le quark qui absorbe le photon virtuel est expulsé du nucléon, entraînant la dissociation de ce dernier, et se fragmente en hadron (ou s'hadronise). Le mécanisme de l'hadronisation n'est pas calculable avec les équations de QCD, seuls des modèles, principalement empiriques, permettent de le décrire. En particulier, les *fonctions de fragmentation de quarks en hadrons* donnent la probabilité qu'un quark d'une saveur donnée s'hadronise en un certain type de hadron. Ces fonctions sont universelles et participent à la description de nombreux processus, en particulier la diffusion profondément inélastique *semi-inclusive* (SIDIS). Dans cette dernière, un hadron est détecté dans l'état final en coïncidence avec le lepton diffusé, seul à être détecté dans le cas général *inclusif*.

L'étude des processus SIDIS permet de mesurer les fonctions de fragmentation en étudiant les quantités de hadrons de différents types produits. Cependant, des processus *diffractifs* ont lieu dans le même domaine cinématique que la diffusion profondément inélastique, et certains d'entre eux produisent également des hadrons indiscernables de ceux produits par SIDIS dans l'état final. Il est donc important de connaître l'impact de leur contribution sur les mesures, et éventuellement définir une méthode pour corriger celles-ci de leur contribution.

1.1 La diffusion profondément inélastique

1.1.1 Cinématique

La diffusion profondément inélastique, représentée par la figure 1.1, consiste en la diffusion d'un lepton de haute énergie $l[k_\mu = (E, 0, 0, E)]$, dont on néglige la masse, sur un nucléon $N[P_\mu = (M, 0, 0, 0)]$, tel que $l + N \rightarrow l' + X$, où $l'[k'_\mu = (E', 0, E' \sin \theta, E' \cos \theta)]$ désigne le lepton diffusé et

1. Des bosons Z ou W^\pm peuvent également être échangés, cas que l'on ne considère pas ici.

X l'état hadronique final¹ [1]. On suppose que la diffusion a lieu *via* l'échange d'un seul photon virtuel $\gamma^*[q_\mu = k_\mu - k'_\mu]$, ce qui est une très bonne approximation sachant que l'échange de 2 photons est supprimé par un facteur $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$, la constante de couplage électromagnétique.

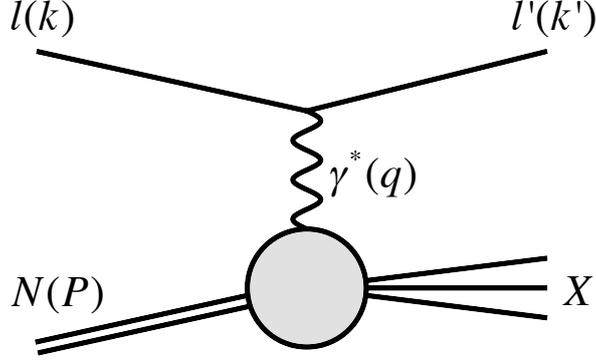


FIGURE 1.1 – Diagramme de la diffusion profondément inélastique d'un lepton l sur un nucléon N via l'échange d'un photon virtuel γ^* .

Dans le cas *inclusif*, c'est-à-dire lorsque seul le lepton diffusé k' est déterminé dans l'état final, deux scalaires de Lorentz construits à partir des quadrivecteurs caractérisent la diffusion profondément inélastique. On peut par exemple choisir $Q^2 = -q^2$, la masse invariante du photon virtuel, et $x = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$, la variable de Bjorken. Q^2 représente la résolution du photon virtuel et rend compte de l'échelle à laquelle la structure du nucléon est sondée. Dans le cadre du modèle des partons (voir partie 1.1.3), x est interprété comme la fraction de l'impulsion du nucléon portée par le quark qui absorbe le photon virtuel. D'autres variables sont également utilisées, comme par exemple $y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$, qui représente la fraction d'énergie du lepton transférée au nucléon et $W^2 = (P + q)^2$, la masse invariante du système hadronique résiduel X . Ces variables sont définies dans le tableau 1.1.

$Q^2 = -q^2 \stackrel{lab}{\approx} 4EE' \sin^2(\theta/2)$	Virtualité du photon - échelle de l'interaction $Q^2 > 0$
$x = \frac{Q^2}{2P \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$	Variable de Bjorken. Fraction d'impulsion du nucléon portée par le quark absorbant le photon virtuel dans le modèle des partons. $0 < x < 1$
$\nu = \frac{P \cdot q}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$	Perte d'énergie du lepton. $0 < \nu < E$
$y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$	Fraction d'énergie perdue par le lepton $0 < y < 1$
$W^2 = (P + q)^2 \stackrel{lab}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2$	Masse invariante au carré de l'état final hadronique $W^2 \geq M^2$

TABLEAU 1.1 – Définition des variables cinématiques utilisées en diffusion profondément inélastique. Elles sont explicitées dans le référentiel du laboratoire où l'axe z est la direction du lepton incident.

Le régime de la diffusion profondément inélastique est défini par $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$ et $W^2 > 4 \text{ GeV}^2/c^4$. La première condition assure une résolution suffisante pour sonder la structure in-

1. Les quadrivecteurs sont ici explicités dans le référentiel du laboratoire, où l'axe z est la direction du lepton incident.

terne du nucléon (car $M \approx 1 \text{ GeV}/c^2$), la seconde permet d'assurer l'inélasticité (dissociation complète du nucléon) et d'éviter les régions de résonance. En effet, dans la limite $W^2 = M^2$, le nucléon reste inchangé et on assiste donc à une diffusion élastique. Le nucléon peut également être excité en une résonance, par exemple un état Δ , et émettre un pion : $l + N \rightarrow l' + \Delta^+ \rightarrow l' + N + \pi^0$. Dans ce cas, $W^2 \simeq M_\Delta^2$.

1.1.2 Section efficace et fonctions de structure du nucléon

La section efficace de la diffusion profondément inélastique peut être écrite à partir du *tenseur leptonique* $L^{\mu\nu}$ et du *tenseur hadronique* $W^{\mu\nu}$ [2]

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}. \quad (1.1)$$

Les leptons étant des particules élémentaires, l'expression de $L^{\mu\nu}$ est connue et peut s'écrire dans le cas non polarisé

$$L_{\mu\nu} = 2[k'_\mu k'_\nu + k'_\nu k'_\mu - g_{\mu\nu}(k \cdot k' - m^2)], \quad (1.2)$$

où m est la masse du lepton et $g_{\mu\nu}$ le tenseur métrique.

En revanche, le nucléon a une structure, et donc l'expression exacte du tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$ est inconnue. Il peut cependant s'écrire de façon générale comme une combinaison linéaire du tenseur métrique $g_{\mu\nu}$ et de tenseurs construits à partir des vecteurs de Lorentz indépendants du problème P_μ et q_μ . Les coefficients de cette combinaison doivent également être des invariants de Lorentz, c'est-à-dire des fonctions de x et Q^2 . De plus, $W^{\mu\nu}$ doit respecter certaines conditions, comme par exemple l'invariance sous les opérations de parité ou de renversement du temps. Enfin, après la suppression des termes antisymétriques qui se simplifient lors du produit avec le tenseur leptonique, son expression est

$$W^{\mu\nu} = -W_1 g^{\mu\nu} + W_2 \frac{P^\mu P^\nu}{M^2} + W_3 \frac{q^\mu q^\nu}{M^2} + W_4 \frac{P^\mu q^\nu + P^\nu q^\mu}{M^2}, \quad (1.3)$$

où les W_i sont des fonctions réelles de x et Q^2 . La conservation du courant électromagnétique implique $q_\mu W^{\mu\nu} = 0$, et le tenseur se réduit donc à

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + W_2 \frac{1}{M^2} \left(P^\mu - \frac{P \cdot q}{q^2} q^\mu \right) \left(P^\nu - \frac{P \cdot q}{q^2} q^\nu \right). \quad (1.4)$$

Les fonctions $W_1(x, Q^2)$ et $W_2(x, Q^2)$ sont appelées *fonctions de structure* et paramètrent notre ignorance de la structure du nucléon. On utilise aussi les fonctions de structure sans dimension $F_1(x, Q^2) = MW_1(x, Q^2)$ et $F_2(x, Q^2) = \nu W_2(x, Q^2)$.

La section efficace de la diffusion profondément inélastique peut alors s'écrire

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} \left[xy^2 F_1(x, Q^2) + \left(1 - y - \frac{\gamma^2 y^2}{4} \right) F_2(x, Q^2) \right], \quad (1.5)$$

où la masse du lepton est négligée et $\gamma^2 = \frac{Q^2}{\nu^2} \ll 1$. La mesure expérimentale de cette section efficace permet d'accéder aux fonctions de structure.

1.1.3 Modèle des partons

Dans un référentiel où l'impulsion du proton est infinie, les masses des quarks et des gluons, ainsi que leur impulsion transverse par rapport à celle du proton peuvent être négligées. Le nucléon est alors décrit comme un nombre indéterminé de constituants ponctuels et sans masse,

les *partons*. Si l'on suppose que l'interaction entre les partons est faible à petite distance (haute énergie), on peut considérer qu'à l'échelle de temps de l'interaction ($\approx \frac{1}{\sqrt{Q^2}}$), les partons sont libres. Notons ξ la fraction de l'impulsion du nucléon portée par un parton, on a alors pour le parton qui absorbe le photon virtuel

$$(\xi P + q)^2 = 0 + q^2 + 2\xi P \cdot q = 0 ; \quad (1.6)$$

$$\xi = \frac{-q^2}{2P \cdot q} = x. \quad (1.7)$$

La variable de Bjorken x représente donc dans ce référentiel la fraction d'impulsion du nucléon portée par le parton qui interagit avec la sonde. Ce parton est nécessairement un quark, car les gluons ne portent pas de charge électrique.

On peut alors introduire les *fonctions de distribution de partons* (PDF, pour *Parton Distribution Functions*) q_i , qui représentent la densité de probabilité qu'un parton de saveur i porte une fraction x de l'impulsion du nucléon. La section efficace de l'interaction lepton-nucléon peut être écrite comme la somme incohérente sur toutes les sections efficaces lepton-quark, c'est-à-dire

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \right)_{lN \rightarrow lX} = \sum_i \int_0^1 d\xi q_i(\xi) \left(\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \right)_{lq_i \rightarrow lq_i}, \quad (1.8)$$

où l'on somme sur toutes les saveurs des quarks (u, d, s, c, b, t et les anti-quarks correspondants, sachant que l'on s'attend à ce que les contributions des 3+3 saveurs lourdes soient négligeables). En négligeant la masse des quarks, et en supposant qu'ils ont un spin $\frac{1}{2}$, on a

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \right)_{lq_i \rightarrow lq_i} = \frac{2\pi\alpha^2 e_i^2}{Q^4} (y^2 - 2y + 2) \delta(\xi - x), \quad (1.9)$$

où e_i désigne la charge fractionnaire, $-\frac{1}{3}$ ou $\frac{2}{3}$ ($\frac{1}{3}$ ou $-\frac{2}{3}$ pour les anti-quarks) correspondant à la saveur de quark considérée. L'insertion de la relation précédente dans l'équation 1.8 donne après intégration sur ξ

$$\left(\frac{d\sigma}{dx dQ^2} \right)_{lN \rightarrow lX} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} (y^2 - 2y + 2) \sum_i e_i^2 q_i(x). \quad (1.10)$$

La comparaison des équations 1.10 et 1.5, dans laquelle on néglige le terme de masse $\frac{\gamma^2 y^2}{4}$ donne

$$xy^2 F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) = \frac{1}{2} x (y^2 - 2y + 2) \sum_i e_i^2 q_i(x); \quad (1.11)$$

$$2xF_1(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) = \sum_i e_i^2 x q_i(x). \quad (1.12)$$

La relation entre F_1 et F_2 est appelée *relation de Callan-Gross*. Elle est obtenue en supposant que les quarks ont un spin $\frac{1}{2}$. Le fait que cette relation soit vérifiée expérimentalement prouve que les quarks ont effectivement un spin $\frac{1}{2}$. Notons également que l'équation 1.12 montre que les fonctions de structure dépendent uniquement de x , pas de la résolution Q^2 . Cela signifie que le lepton interagit avec un objet ne dépendant pas de l'échelle de l'interaction, donc ponctuel. Cette *invariance d'échelle* des fonctions de structure a été observée expérimentalement au SLAC en 1969 [3]; cela a été la validation expérimentale du modèle des partons.

La fraction d'impulsion du nucléon portée par l'ensemble des quarks est $\sum_i \int_0^1 x q_i(x) dx$. En partant de la mesure expérimentale de $\int_0^1 (F_2^p + F_2^n)$, où les exposants p et n désignent respectivement le proton et le neutron, et en utilisant la symétrie d'isospin ($u^p = d^n$ par exemple), on trouve que cette grandeur est proche de 0,5. Les quarks seuls ne respectent donc pas la *règle*

de somme de l'impulsion; par conséquent, il existe dans le nucléon des particules sans charge électrique, identifiées aux gluons de QCD. Leur rôle est développé dans la section suivante.

Notons que les PDF ont été introduites dans le cadre de la diffusion profondément inélastique, mais qu'elles sont des grandeurs universelles. Elles peuvent être utilisées pour décrire de nombreux processus, comme par exemple les interactions entre quarks lors des collisions proton-proton.

1.1.4 Modèle des partons amélioré par QCD

1.1.4.1 QCD

La chromodynamique quantique ou QCD est une théorie de jauge de l'interaction forte, dans laquelle les quarks portent une charge de *couleur* et interagissent *via* l'échange de gluons. Cette théorie utilise le groupe de symétrie $SU(3)$, ce qui implique que les gluons portent eux aussi une charge de couleur. Par conséquent, les gluons peuvent se coupler entre eux, ce qui peut conduire à des vertex à 3 ou 4 gluons, et la constante de couplage de QCD, α_s , dépend de l'échelle. Elle est proche de l'unité à basse énergie, et tend vers 0 pour les hautes énergies. Ce phénomène s'appelle la *liberté asymptotique*, et signifie que les quarks et les gluons se comportent comme des particules libres à haute énergie. À basse énergie, le fort couplage entre ces particules conduit au *confinement* : les quarks et les gluons ne sont pas observables individuellement, mais sont confinés dans les hadrons, particules sans charge de couleur.

Deux régimes peuvent être définis à partir des variations de α_s : perturbatif et non-perturbatif. On parle de *processus mou* à basse énergie ($\alpha_s \approx 1$) et de *processus dur* à haute énergie ($\alpha_s \ll 1$). Les processus mous, à l'échelle du nucléon par exemple, ne peuvent être calculés en utilisant les techniques de calcul perturbatif de QCD (pQCD), alors que les processus durs peuvent l'être. La limite entre ces deux régimes est fixée par une échelle de factorisation Λ , de l'ordre de 200-300 MeV selon la réaction et le schéma de renormalisation considérés. L'échelle définie en diffusion profondément inélastique est Q^2 ; pour un Q^2 suffisamment élevé (typiquement $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$), la section efficace photon/nucléon peut être factorisée en un processus dur, impliquant les interactions quarks-gluons, et un processus mou, la paramétrisation de la structure du nucléon par les PDF. Le modèle des partons décrit précédemment, dans lequel les PDF ne dépendent pas de Q^2 , est donc équivalent à l'ordre dominant de QCD. En prenant en compte des ordres supérieurs de QCD, il est possible d'en définir une version améliorée.

1.1.4.2 Dépendance en Q^2 des PDF : équations de DGLAP

Si l'on augmente la résolution de la sonde d'un Q_0^2 donné à $Q^2 > Q_0^2$, l'objet avec lequel elle interagit est vu différemment : par exemple, ce qui apparaissait à Q_0^2 comme un quark ponctuel portant une fraction d'impulsion x peut apparaître à Q^2 comme un quark portant une fraction d'impulsion $x' < x$, rayonnant un gluon portant une fraction d'impulsion $x_g = x - x'$ (voir figure 1.2). Il en résulte une variation lente et logarithmique des PDF avec Q^2 . Cet effet est décrit en QCD par les *fonctions de fractionnement* P_{qq} , P_{qg} , P_{gq} et P_{gg} , P_{qg} étant par exemple la probabilité d'émission d'un gluon par un quark.

La dépendance en Q^2 des PDF est décrite par les équations de Dokshiter-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi (DGLAP) [4, 5, 6, 7]. En utilisant le groupe de symétrie des saveurs u , d et s $SU(3)$, on peut définir différentes combinaisons de PDF : une combinaison singulet $\Sigma = u + d + s$, et des combinaisons non-singulet, telles que $q^{NS} = u - d$ ou $q^{NS} = u + d - 2s$.

Les combinaisons non-singulet se découplent de la distribution de gluons, et l'équation de DGLAP correspondante est

$$\frac{d}{d \ln Q^2} q^{NS}(x, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} P_{qq}^{NS} \otimes q^{NS}(x, Q^2). \quad (1.13)$$

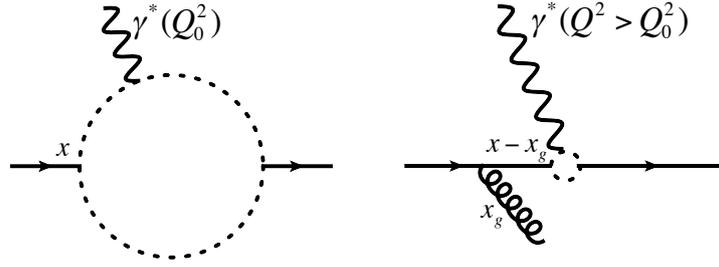


FIGURE 1.2 – Illustration de la dépendance en Q^2 des PDF. La résolution du photon virtuel, symbolisée par les cercles en pointillés, est meilleure à droite qu'à gauche, car $Q^2 > Q_0^2$. À droite, la résolution est suffisamment élevée pour voir que le parton initial d'impulsion x a émis un gluon, d'impulsion x_g . En augmentant Q^2 , le parton initial apparaît donc comme étant composé d'un quark d'impulsion $x - x_g$ et d'un gluon d'impulsion x_g . Le nombre de partons vus à petit x augmente donc avec Q^2 , donc $q(x, Q^2)$ augmente avec Q^2 pour les petits x .

En revanche, la combinaison singulet est couplée avec la distribution de gluons de la manière suivante :

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \begin{pmatrix} \Sigma(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq}^S & 2n_f P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Sigma(x, Q^2) \\ g(x, Q^2) \end{pmatrix}, \quad (1.14)$$

où n_f représente le nombre de saveurs. En conclusion, si $q^{NS}(x, Q^2)$, $\Sigma(x, Q^2)$ et $g(x, Q^2)$ sont connues à une certaine échelle Q^2 , elles peuvent être calculées à n'importe quelle échelle en utilisant les équations de DGLAP.

1.1.4.3 Mesure de F_2 et analyses QCD

La principale source d'information sur les PDF est la mesure de la fonction de structure F_2 . Elles peuvent être extraites de cette mesure par une *analyse globale QCD* et en utilisant les équations de DGLAP.

La figure 1.3 regroupe des mesures de F_2^p , présentées en fonction de Q^2 pour différents x . Ces données ont été acquises dans différentes expériences en cibles fixes ou en collisionneurs, ce qui permet de couvrir un grand domaine cinématique. On constate que pour les valeurs intermédiaires de x , F_2 est quasiment indépendante de Q^2 ; il s'agit de l'invariance d'échelle prédite par le modèle des partons. Cependant pour les petits et grands x , la forte contribution des gluons brise l'invariance d'échelle.

L'extraction des PDF est réalisée par une analyse globale QCD, qui consiste à effectuer des ajustements simultanés sur des données expérimentales issues de différents processus. Pour cela, des formes fonctionnelles des PDF sont supposées à un certain Q_0^2 , puis les équations de DGLAP sont utilisées pour les faire évoluer jusqu'aux Q^2 expérimentaux. Ces PDF sont utilisées pour calculer F_2 , les résultats sont comparés aux mesures en évaluant un χ^2 , et leurs paramètres sont ajustés pour minimiser ce χ^2 .

Les différentes analyses globales QCD sont en bon accord. Les PDF sont actuellement très bien connues; en ce qui concerne les quarks légers, les plus grandes incertitudes résident dans la distribution des quarks s . La figure 1.4 montre l'exemple de la paramétrisation MSTW (Martin-Stirling-Thorne-Watt [9]).

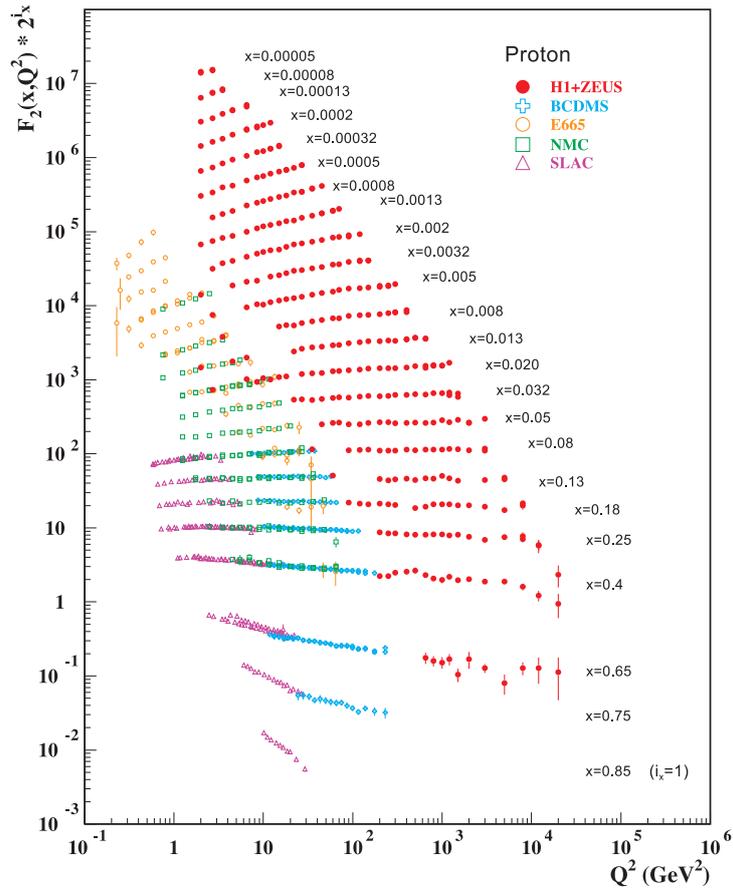


FIGURE 1.3 – Fonction de structure du proton F_2^p en fonction de Q^2 pour différents x . Les résultats regroupent des données issues d'expériences en collisionneurs électron-proton (ZEUS, H1), et à cible fixe (BCDMS, E665, NMC, SLAC) [8].

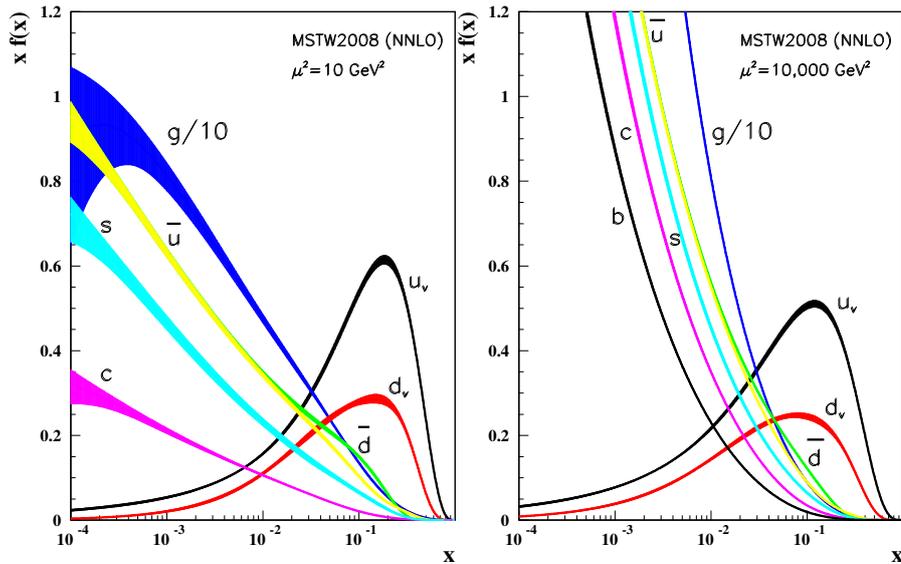


FIGURE 1.4 – Fonctions de distribution de partons pour les quarks et les gluons à $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2/c^2$ (à gauche) et $Q^2 = 10\,000 \text{ GeV}^2/c^2$ (à droite) [8]. Elles sont calculées avec la paramétrisation MSTW2008 [9]. On note qu'en augmentant Q^2 , les PDF des quarks de la mer et des gluons augmentent à petit x .

1.1.5 Fonctions de structure en spin et distributions d'hélicité

Jusqu'à présent, le cas d'un faisceau et d'une cible non polarisés était considéré. Cependant, pour étudier la structure en spin du nucléon, c'est-à-dire la manière dont le spin du nucléon est réparti entre ses différents constituants, le faisceau et la cible doivent être polarisés. Cela résulte en l'ajout d'un terme dépendant du spin dans les tenseurs leptonique $L^{\mu\nu}$ et hadronique $W^{\mu\nu}$. Un développement similaire à celui effectué dans le cas non polarisé conduit à l'obtention de deux fonctions de structure supplémentaires : les fonctions de structure en spin $g_1(x, Q^2)$ et $g_2(x, Q^2)$.

Tout comme dans le cas non polarisé, ce résultat peut être interprété dans le cadre du modèle des partons. La fonction de structure $g_1(x, Q^2)$ a une forme similaire à F_1 (équation 1.15), mais g_2 est nulle.

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [\Delta q(x) + \Delta \bar{q}(x)], \quad (1.15)$$

où $\Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x)$, q^+ et q^- correspondant au nombre de quarks de saveur q portant une fraction d'impulsion x , et dont le spin est parallèle (q^+) ou anti-parallèle (q^-) à celui du nucléon. Les Δq sont les *distributions d'hélicité* ou *PDF polarisées*.

La fonction de structure g_1 est reliée à l'asymétrie de spin A_1 telle que

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2}^T - \sigma_{3/2}^T}{\sigma_{1/2}^T + \sigma_{3/2}^T} \approx \frac{g_1}{F_1}, \quad (1.16)$$

où $\sigma_{1/2}^T$ et $\sigma_{3/2}^T$ représentent les sections efficaces transverses d'absorption du photon virtuel lorsque la somme des projections de spin du photon et du nucléon sont respectivement 1/2 et 3/2. Cette asymétrie n'est pas accessible expérimentalement : cependant, elle est reliée à une grandeur mesurable expérimentalement : l'asymétrie de spin longitudinale $A_{||}$ telle que

$$A_{||} = \frac{\sigma^{\rightarrow\leftarrow} - \sigma^{\rightarrow\Rightarrow}}{\sigma^{\rightarrow\leftarrow} + \sigma^{\rightarrow\Rightarrow}}, \quad (1.17)$$

où $\sigma^{\rightarrow\Rightarrow}$ ($\sigma^{\rightarrow\leftarrow}$) désigne la section efficace dans le cas où le lepton et le nucléon polarisés ont leurs spins parallèles (anti-parallèles). La relation entre $A_{||}$ et A_1 est :

$$A_1 \approx D A_{||}, \quad (1.18)$$

où D est le facteur de dépolarisation, représentant la fraction de la polarisation du lepton transmise au photon virtuel. Cette relation fournit donc un accès expérimental à g_1 , moyennant la connaissance de F_1 . La figure 1.5 présente des résultats expérimentaux de g_1 . Notons que le domaine cinématique est beaucoup plus réduit que pour les mesures de F_2 représentées sur la figure 1.3, ces résultats n'ayant été acquis qu'à partir d'expériences à cible fixe.

D'une manière semblable à ce qui a été montré précédemment pour F_2 , une analyse globale QCD de g_1 permet l'extraction des distributions d'hélicité des quarks et des gluons. Cependant, les résultats sont moins précis, à cause du domaine cinématique plus restreint (figure 1.6).

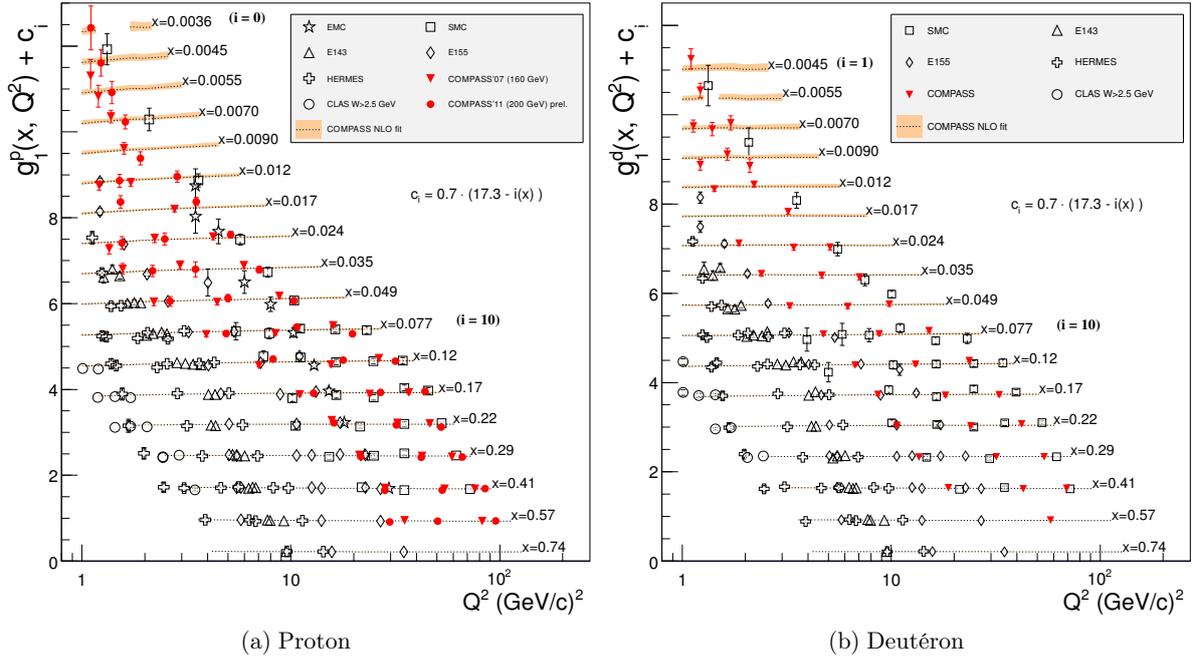


FIGURE 1.5 – Fonction de structure polarisée g_1 du proton (a) et du deuteron (b) en fonction de Q^2 pour différents x . Les résultats regroupent des données issues d'expériences à cible fixe (SMC, E143, E155, CLAS, HERMES, COMPASS). Une paramétrisation des données à l'ordre 2 réalisée par la collaboration COMPASS est également tracée [10, 11].

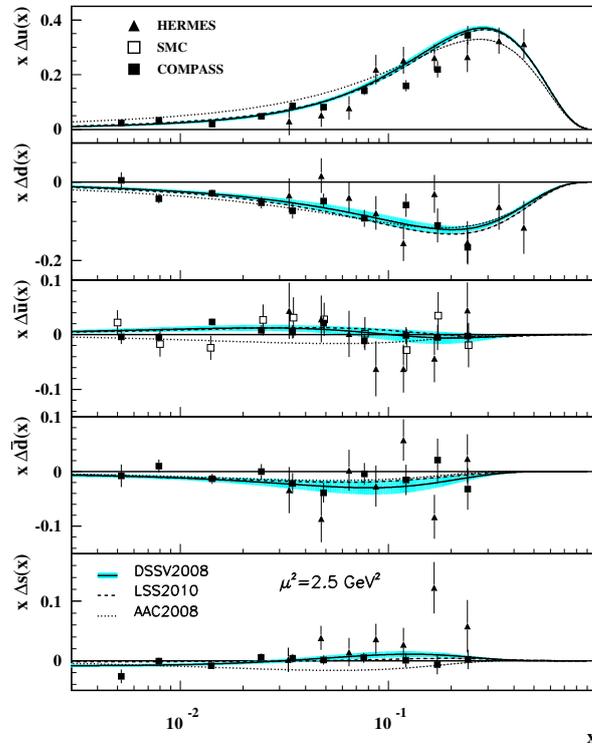


FIGURE 1.6 – Distributions d'hélicité $\Delta q(x)$, pour $q=u, d, \bar{u}, \bar{d}$ et s . Les points de mesures sont extraits de données SIDIS issues des expériences SMC, HERMES et COMPASS. Trois paramétrisations (DSSV2008, LSS2010 et AAC2008) à $Q^2 = 2,5 \text{ GeV}^2/c^2$ sont également représentées [8].

1.1.6 La diffusion profondément inélastique semi-inclusive

Il a été vu précédemment que la diffusion profondément inélastique *inclusive* ne permet d'accéder qu'à la somme sur tous les quarks et anti-quarks des PDF et distributions d'hélicité. En revanche, la diffusion profondément inélastique *semi-inclusive* ou SIDIS permet de séparer les contributions de chaque saveur, et de distinguer quarks et anti-quarks. Pour cela, le hadron résultant du quark ayant absorbé le photon virtuel est observé en plus du lepton diffusé dans l'état final (figure 1.7). La nature de ce hadron contient l'information sur la charge et la saveur du quark qui a interagi avec la sonde. Des variables supplémentaires décrivant la cinématique du hadron sont introduites, et détaillées dans le tableau 1.2. En particulier, la variable de Feynman x_F permet de distinguer le hadron issu de l'hadronisation du quark ayant absorbé le photon virtuel de ceux résultant des quarks spectateurs. Dans le premier cas, $x_F > 0$ et on parle de *fragmentation de courant*, dans l'autre cas $x_F < 0$ et il s'agit de la *fragmentation de la cible*¹.

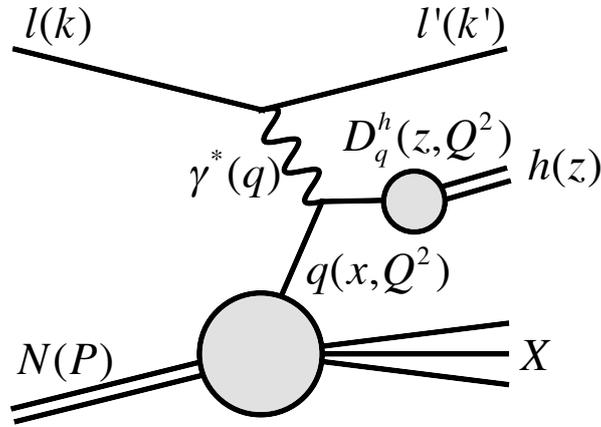


FIGURE 1.7 – Diagramme de la diffusion profondément inélastique semi-inclusive d'un lepton l sur un nucléon N via l'échange d'un photon virtuel γ^* , donnant un hadron h dans l'état final.

La section efficace σ^h de production d'un hadron h peut être factorisée, donnant la relation

$$\sigma^h = \sum_q \hat{\sigma} \otimes q(x, Q^2) \otimes D_q^h(z, Q^2), \quad (1.19)$$

où $\hat{\sigma}$ est la section efficace du processus dur photon/quark, calculée en pQCD, z représente la fraction d'énergie du photon virtuel portée par le hadron, et $D_q^h(z, Q^2)$ désigne les *fonctions de fragmentation*. Ces fonctions représentent la probabilité qu'un quark de saveur q s'hadronise en un hadron h ayant une énergie $z\nu$. C'est donc par le biais de ces fonctions que l'on peut accéder à l'information sur la saveur et la charge du quark ayant absorbé le photon virtuel. Par exemple, l'accès aux distributions d'hélicité est possible en mesurant l'asymétrie A_1^h pour plusieurs types de hadrons (pions et kaons positifs et négatifs en général), dont l'expression est

$$A_1^h(x, Q^2) = \frac{\sum_q e_q^2 \left[\Delta q(x, Q^2) \int D_q^h(z, Q^2) dz + \Delta \bar{q}(x, Q^2) \int D_{\bar{q}}^h(z, Q^2) dz \right]}{\sum_q e_q^2 \left[q(x, Q^2) \int D_q^h(z, Q^2) dz + \bar{q}(x, Q^2) \int D_{\bar{q}}^h(z, Q^2) dz \right]}. \quad (1.20)$$

En mesurant ces asymétries pour le proton et le neutron, et en faisant de même dans le cas

1. Cette description est très simplifiée, en général une coupure $x_F > 0,2$ est nécessaire pour sélectionner un échantillon dominé par la fragmentation de courant, et en pratique une sélection sur la fraction d'énergie z est souvent préférée pour différencier les deux situations.

$p \equiv (E_h, \vec{p})$	Impulsion d'un hadron h de l'état final
$z = \frac{P \cdot p}{P \cdot q} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{E_h}{\nu}$	Fraction d'énergie du photon virtuel portée par un hadron h $0 < z < 1$
θ_h	Angle polaire d'un hadron h par rapport à la direction du photon virtuel
$p_T = p \sin(\theta_h)$	Impulsion transverse d'un hadron h par rapport à l'impulsion du photon virtuel dans le référentiel du centre de masse γ^*N
$p_{ }$	Impulsion longitudinale d'un hadron h par rapport à l'impulsion du photon virtuel dans le référentiel du centre de masse γ^*N
$x_F = \frac{p_{ }}{ \vec{q} }$	Variable de Feynman $-1 < x_F < 1$

TABLEAU 1.2 – Définition des variables cinématiques caractérisant un hadron issu d'une diffusion profondément inélastique semi-inclusive.

inclusif avec la relation

$$A_1(x, Q^2) \approx \frac{g_1}{F_1}(x, Q^2) = \frac{\sum_q e_q^2 [\Delta q(x, Q^2) + \Delta \bar{q}(x, Q^2)]}{\sum_q e_q^2 [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)]}, \quad (1.21)$$

on obtient un système d'équations linéaires permettant d'extraire les inconnues $\Delta q(x, Q^2)$ et $\Delta \bar{q}(x, Q^2)$ pour les saveurs u , d et s . L'évolution en Q^2 grâce aux équations de DGLAP permet également de contraindre Δg . La précision des résultats repose néanmoins sur une bonne connaissance des fonctions de fragmentation. Plus d'informations sur ces fonctions et leur mesure sont données dans la section suivante.

1.2 Fonctions de Fragmentation

Le processus d'*hadronisation* (ou de *fragmentation*) des quarks et gluons en hadrons est un mécanisme fondamental en QCD. Ce processus impliquant de grandes distances n'est pas calculable de manière perturbative ; il est donc nécessaire d'étudier les propriétés des hadrons de l'état final afin de le comprendre. Plusieurs modèles phénoménologiques ont été conçus pour simuler l'hadronisation, processus également décrit par les *fonctions de fragmentation des quarks en hadrons*. Ces fonctions interviennent dans le calcul des sections efficaces de nombreux processus impliquant la fragmentation de quarks, notamment la diffusion profondément inélastique semi-inclusive décrite dans la section précédente. Leur connaissance est donc très importante pour l'interprétation des résultats expérimentaux.

1.2.1 Simulation de l'hadronisation des quarks : le modèle des cordes de Lund

Plusieurs modèles ont été développés pour décrire le processus de fragmentation des quarks, utilisant à la fois des données expérimentales et des approches théoriques [12, 13]. Ils sont en

particulier utilisés dans les simulations Monte-Carlo. Le *modèle des cordes de Lund* [12] présente une bonne illustration du phénomène d’hadronisation.

Le modèle des cordes de Lund s’inspire de la notion de *confinement* de QCD, qui prédit que l’énergie potentielle du champ de couleur entre deux quarks augmente avec la distance. Prenons l’exemple d’un quark et d’un anti-quark se déplaçant dans des directions opposées. Le couplage entre les gluons implique que les lignes du champ de couleur se compriment pour former un tube (ou corde), contrairement à une interaction électromagnétique entre deux charges opposées, dans laquelle les lignes de champ s’étendent dans tout l’espace, comme cela est représenté sur la figure 1.8. L’énergie potentielle augmentant lorsque les quarks s’éloignent conduit à la création d’une autre paire quark/anti-quark. Cela brise la corde initiale, et résulte en deux cordes se déplaçant dans des directions opposées en se partageant l’énergie restante. Ce processus se répète pour chacune des cordes, jusqu’à ce qu’une paire quark/anti-quark se rapproche de la couche de masse d’un hadron ; il est schématisé par la figure 1.9. Il existe de nombreux paramètres influant sur la nature et la cinématique des hadrons de l’état final, qui doivent être ajustés aux données expérimentales.

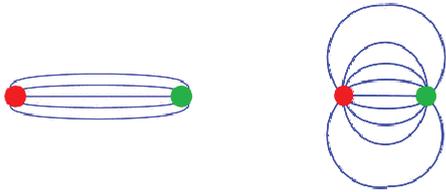


FIGURE 1.8 – Interaction entre deux charges de couleurs opposées (à gauche), et deux charges électriques opposées (à droite). Dans le cas de l’interaction forte, les lignes de champ se compriment en un tube à cause du couplage entre gluons, et la force augmente avec la distance. Dans le cas de l’interaction électromagnétique, les lignes de champs s’étendent dans l’espace et la force diminue avec la distance.

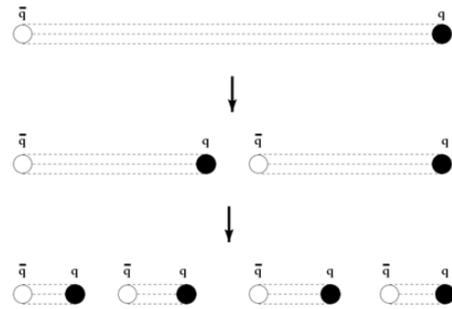


FIGURE 1.9 – Représentation schématique du modèle des cordes de Lund. Lorsque l’énergie potentielle d’une corde liant deux quarks devient suffisamment élevée, la corde se rompt et une nouvelle paire $q\bar{q}$ est créée, formant deux cordes se déplaçant dans des directions opposées.

En comparaison à d’autres, le modèle de Lund prend en compte les corrélations entre les hadrons de l’état final. Il est utilisé dans de nombreux programmes Monte-Carlo, notamment par l’extension JETSET [14], qui associée au générateur d’événements LEPTO [15], a servi à réaliser les simulations effectuées dans le cadre des travaux présentés dans cette thèse aux chapitres 6 et 7.

1.2.2 Définition et propriétés des fonctions de fragmentation

Les fonctions de fragmentation des quarks en hadrons $D_q^h(z, Q^2)$ donnent la probabilité qu’un quark q s’hadronise en un hadron h portant une fraction z de l’énergie du quark, à une certaine échelle Q^2 .

1.2.2.1 Factorisation et universalité

Tout processus ayant un hadron dans l’état final peut être décrit comme le produit d’une section efficace calculée en QCD perturbative et des fonctions de fragmentation décrivant la formation des hadrons, non-perturbatives et universelles. L’universalité des fonctions de fragmentation, en d’autre terme leur indépendance du processus qu’elles décrivent, est prédite par le théorème de factorisation. Elle a été testée expérimentalement : par exemple, des fonctions

de fragmentation mesurées sur des annihilations e^+/e^- peuvent décrire raisonnablement des données issues de diffusions ep ou $p\bar{p}$.

1.2.2.2 Dépendance en Q^2

Dans le modèle des partons à l'ordre dominant, les fonctions de fragmentation ne sont pas supposées dépendre de l'échelle. Cependant, l'émission de gluons accompagnant le processus dur résulte en une dépendance en Q^2 , décrite par les équations de DGLAP

$$\frac{d}{d \ln Q^2} D_q^h(z, Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_{q'} \int_z^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{qq'}\left(\frac{z}{\xi}, Q^2\right) D_{q'}^h(\xi, Q^2), \quad (1.22)$$

où les fonctions $P_{qq'}$ (cf. partie 1.1.4.2) décrivent le fractionnement d'un parton q portant une fraction d'énergie z en un parton q portant une fraction d'énergie $\frac{z}{\xi}$ et un parton q' portant une fraction d'énergie ξ . Elles prennent donc en compte les cas dans lesquels la fragmentation de q s'opère en fait par l'hadronisation de q' qu'il émet.

1.2.2.3 Lois de conservation

Par définition, les fonctions de fragmentation, qui sont des densités de probabilité, sont contraintes par des lois de conservation : la conservation de l'impulsion 1.23, qui stipule que l'impulsion d'un parton q doit être égale à l'impulsion portée par l'ensemble des hadrons en lesquels il se fragmente, et la conservation de la charge 1.24, respectivement

$$\sum_h \int_0^1 dz z D_q^h(z, Q^2) = 1, \quad (1.23)$$

$$\sum_h \int_0^1 dz e_h D_q^h(z, Q^2) = e_q. \quad (1.24)$$

Dans ces équations, e_h représente la charge portée par le hadron h , et e_q est la charge du parton q . La conservation de la probabilité implique une règle de somme supplémentaire

$$\sum_q \int_{z_{min}}^1 \left[D_q^h(z, Q^2) + D_{\bar{q}}^h(z, Q^2) \right] dz = \eta_h, \quad (1.25)$$

où z_{min} est l'énergie minimale pour produire un hadron h , et η_h est la multiplicité moyenne de hadrons de type h .

1.2.2.4 Symétries de charge et d'isospin

Pour chaque espèce de hadron h^\pm , il existe a priori 12 fonctions de fragmentation de quark différentes, en considérant uniquement les saveurs légères : $u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}$. Des symétries de QCD permettent cependant de réduire ce nombre. La symétrie de charge lie les fonctions de fragmentation de quarks et d'anti-quarks par la relation

$$D_q^{h^+} = D_{\bar{q}}^{h^-}; \quad D_q^{h^-} = D_{\bar{q}}^{h^+}. \quad (1.26)$$

La symétrie d'isospin, quant à elle, donne des relations reposant sur la saveur des quarks de valence du hadron considéré. Par exemple pour le pion

$$D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^-}; \quad D_d^{\pi^+} = D_u^{\pi^-}. \quad (1.27)$$

Cela s'explique par le fait que $\pi^+ = u\bar{d}$ et $\pi^- = \bar{u}d$. On dit qu'une fonction de fragmentation D_q^h est *favorable* lorsque le quark q est un quark de valence du hadron h , et qu'elle est *défavorable* lorsque c'est un quark de la mer.

1.2.3 Mesure et paramétrisations des fonctions de fragmentation

Plusieurs processus peuvent être utilisés pour la mesure des fonctions de fragmentation : l'annihilation e^+e^- , les collisions pp ou $p\bar{p}$, ou la diffusion profondément inélastique. L'avantage de l'annihilation e^+e^- est sa simplicité et sa pureté : l'interaction a lieu entre des particules fondamentales et peut être calculée avec les méthodes perturbatives de l'électrodynamique quantique (QED), et il n'y a pas de processus concurrent conduisant à la production de hadrons. En revanche, les interactions du type pp ou $p\bar{p}$ et SIDIS impliquent l'utilisation des PDF, qui doivent donc être précisément connues. Cependant, l'avantage de ces processus par rapport à l'annihilation e^+e^- , en particulier SIDIS, est la possibilité d'accéder à la saveur du quark impliqué dans l'interaction, et de distinguer les quarks des anti-quarks.

1.2.3.1 Mesures

La diffusion profondément inélastique semi-inclusive est donc un outil performant permettant un accès direct aux fonctions de fragmentation. Elles sont extraites à partir des *multiplicités de hadrons* $M^h(x, Q^2, z)$, qui représentent le nombre moyen de hadrons de type h portant une fraction d'énergie z par événement DIS à une cinématique (x, Q^2) . Elles s'expriment dans le cadre du modèle des partons (amélioré par QCD) par la relation

$$M^h(x, Q^2, z) = \frac{\frac{d\sigma^h(x, Q^2, z)}{dx dQ^2 dz}}{\frac{d\sigma^{DIS}(x, Q^2)}{dx dQ^2}} = \frac{\sum_q e_q^2 q(x, Q^2) D_q^h(z, Q^2)}{\sum_q e_q^2 q(x, Q^2)}, \quad (1.28)$$

où σ^{DIS} désigne la section efficace de diffusion profondément inélastique (inclusive) et σ^h la section efficace de production du hadron h par SIDIS.

Plusieurs expériences ont effectué des mesures de multiplicités et de fonctions de fragmentation en pions, kaons ou protons à partir de SIDIS : EMC [16] au Cern, E00-108 [17] au Hall C du Jefferson Lab., HERMES [18] à DESY et COMPASS. Une première analyse réalisée à COMPASS est disponible dans la référence [19]. Une analyse plus récente est présentée dans cette thèse dans les chapitres 6 à 8, ainsi que dans les références [20] et [21].

1.2.3.2 Analyses globales QCD et paramétrisations

L'extraction des fonctions de fragmentation est, à l'image des distributions de partons, principalement réalisée à partir d'analyses globales QCD utilisant des données issues de plusieurs processus et plusieurs expériences. Plusieurs paramétrisations existent, résumées dans le tableau 1.3. Toutes utilisent des données d'annihilation e^+e^- , acquises principalement au LEP (*Large Electron-Positron collider*) au Cern et à Belle au KEK, qui ont l'avantage de présenter une grande précision statistique. Certaines utilisent en plus des données issues de collisions pp ou de SIDIS, ce qui permet d'étendre le domaine cinématique couvert et de différencier charge et saveur.

Les figures 1.10 et 1.11 présentent les fonctions de fragmentation en pions et kaons respectivement, obtenues à partir des 4 premières paramétrisations à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2/c^2$. On note un bon accord relatif entre les différentes paramétrisations dans le cas des pions, à l'exception de la fonction de fragmentation du quark étrange. Pour les kaons, les paramétrisations donnent des résultats très différents. Cela peut s'expliquer d'une part par des hypothèses et méthodes différentes, et d'autre part par le manque de données. L'acquisition de données précises et en grande quantité est donc nécessaire afin de mieux contraindre les fonctions de fragmentation des quarks étranges en pions, et toutes les fonctions de fragmentation en kaons.

Paramétrisation (auteurs)	Année	Processus
KKP (B. A. Kniehl, G. Kramer et B. Pötter) [22]	2000	e^+e^-
KRE (S. Kretzer) [23]	2001	e^+e^-
DSS (D. de Florian, R. Sassot et M. Stratmann) [24]	2007	e^+e^- , pp , SIDIS
HKNS (M. Hirai, S. Kumano, T. H. Nagai et K. Sudoh) [25]	2007	e^+e^-
AKK (S. Albino, B. A. Kniehl et G. Kramer) [26]	2008	e^+e^- , pp , $p\bar{p}$

TABLEAU 1.3 – Les différentes paramétrisations de fonctions de fragmentation et leurs auteurs, associées à leur année de publication et aux processus utilisés pour les déterminer.

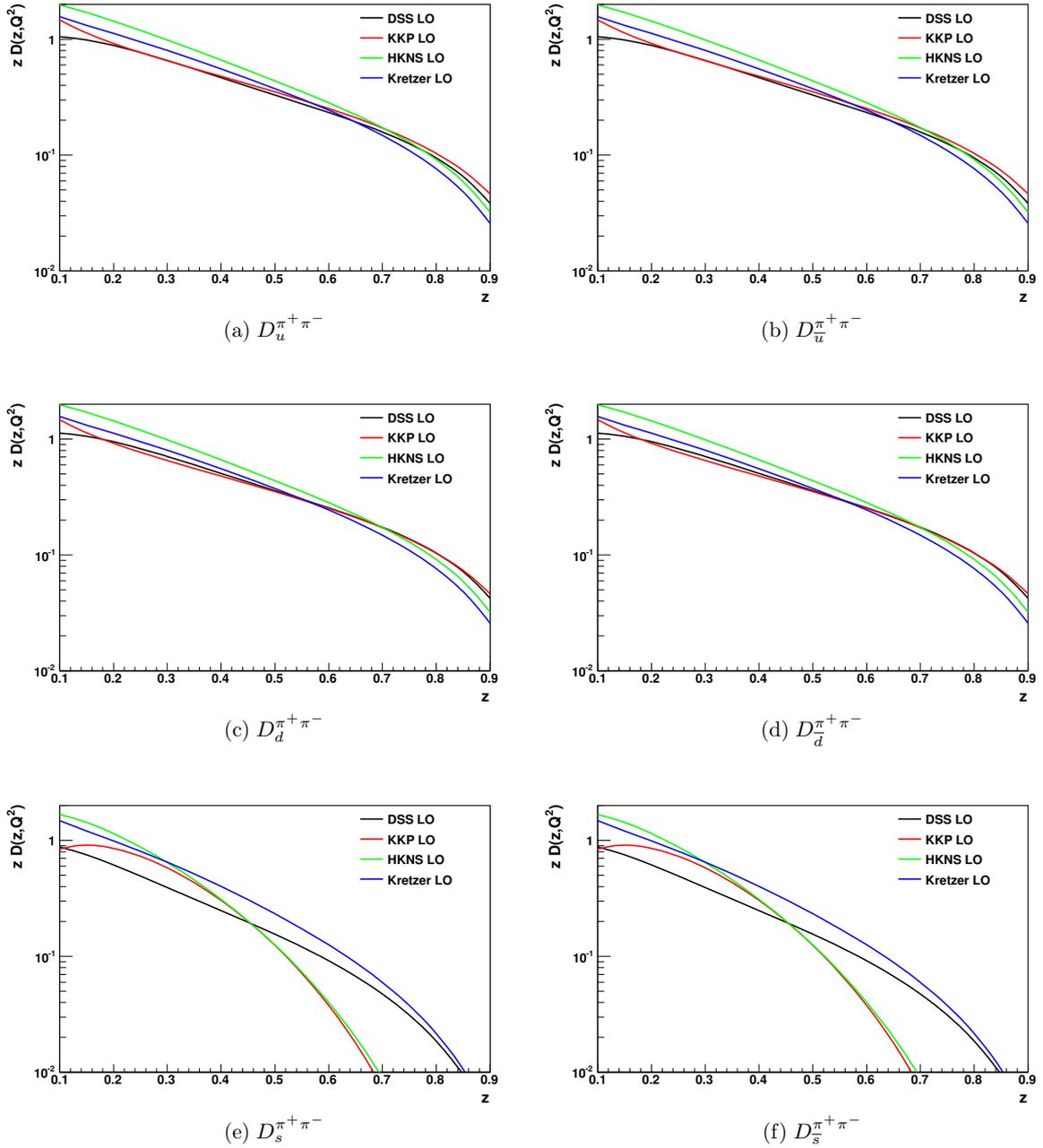


FIGURE 1.10 – Comparaisons de différentes paramétrisations à l'ordre dominant pour les fonctions de fragmentation des quarks u , \bar{u} , d , \bar{d} , s et \bar{s} en pions, à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2/c^2$. Figures obtenues à partir du code *FF generator* [27].

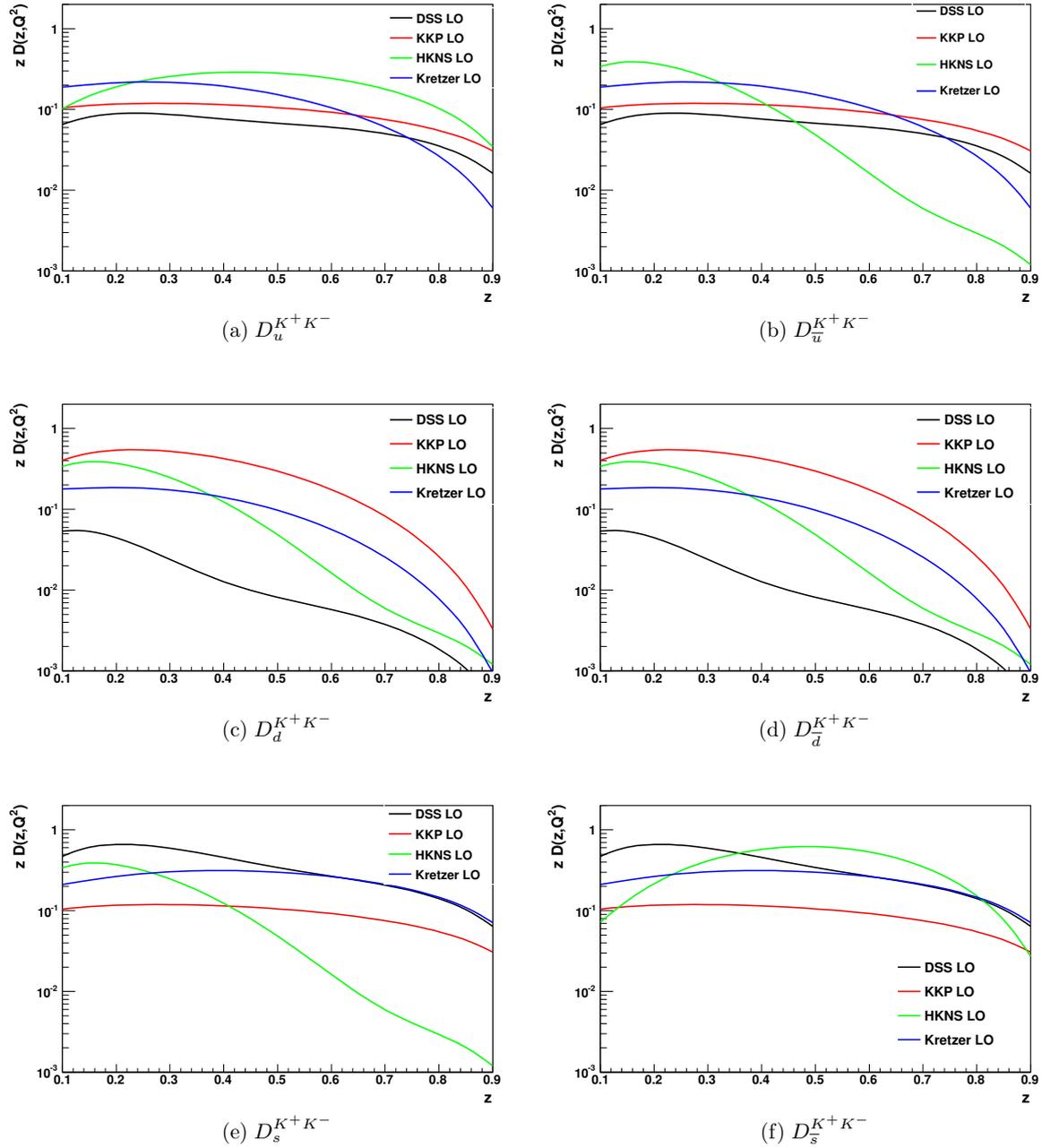


FIGURE 1.11 – Comparaisons de différentes paramétrisations à l'ordre dominant pour les fonctions de fragmentation des quarks u , \bar{u} , d , \bar{d} , s et \bar{s} en kaons, à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2/c^2$. Figures obtenues à partir du code *FF generator* [27].

1.3 Production de hadrons sans fragmentation de parton : décroissance des mésons vecteurs diffractifs

La production de hadrons lors d'expériences de diffusion lepton/nucléon à haute énergie peut avoir lieu par deux processus différents. Le premier est la production semi-inclusive de hadrons lors de la diffusion profondément inélastique, vue précédemment. Sa section efficace peut être factorisée sous la forme du produit d'une section efficace d'un processus dur calculée en pQCD, des PDF, et des fonctions de fragmentation. Son état final est composé du muon diffusé, du hadron issu de l'hadronisation du parton ayant absorbé le photon virtuel, et portant une fraction z de son énergie, et d'un ensemble de hadrons non identifiés issus de la fragmentation des partons du nucléon cible.

Le second type de processus est la production *diffractive* de hadrons lors de la diffusion du lepton sur le nucléon cible. L'état final comprend alors en plus du lepton diffusé un ou plusieurs mésons portant la quasi-totalité de l'énergie du photon virtuel, ainsi que le nucléon cible inchangé qui recule faiblement (*cas exclusif*), ou un groupe de hadrons issus de la *dissociation diffractive* de ce nucléon. Ces processus, en particulier la production de mésons vecteurs, sont qualifiés de diffractifs, car leur section efficace présente la forme caractéristique des figures de diffraction observées en optique classique. Cet effet est également observé dans les diffusions élastiques hadron/hadron, et révèle la nature ondulatoire de l'interaction forte. Plusieurs modèles permettent de décrire ces phénomènes. Citons par exemple le modèle VMD (*Vector Meson Dominance*) [28], la théorie de Regge [29] ou la description de la structure du nucléon avec les *distributions de partons généralisées*¹ (GPD) [31]. Les GPD sont le modèle le plus récent, et fournissent une description de la production exclusive de mésons vecteurs et pseudo-scalaires.

On a vu précédemment que les multiplicités de hadrons constituent l'observable utilisée pour l'extraction des fonctions de fragmentation. Le processus de production diffractive de mésons n'implique pas l'hadronisation de partons issus de la cible, et les fonctions de fragmentation ne participent donc pas à l'expression de la section efficace diffractive. Les pions et kaons issus de processus diffractifs, en particulier *via* la désintégration de mésons vecteurs ρ^0 et ϕ , qui comme nous le verrons présentent les contributions les plus importantes par leurs produits de désintégration, ne devraient donc *a priori* pas être comptabilisés dans la mesure des multiplicités. Cela est discuté dans la section 1.3.2, après une présentation de la cinématique de ces processus.

1.3.1 Cinématique

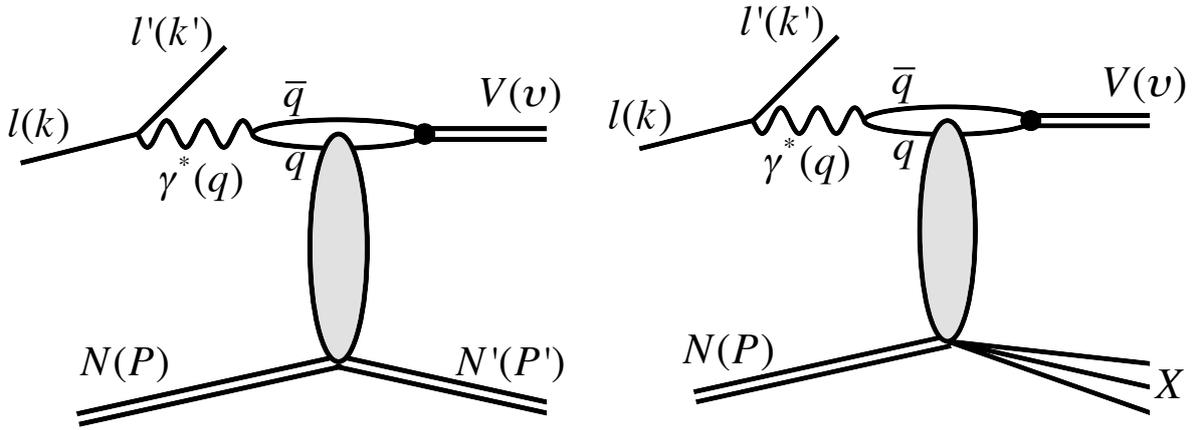
1.3.1.1 Production diffractive de mésons vecteurs

La figure 1.12 représente des diagrammes de production diffractive de méson vecteur dans le cadre du modèle VMD, sans (a) et avec (b) dissociation diffractive du nucléon cible. Dans ce modèle, le photon fluctue en un état hadronique virtuel $q\bar{q}$, qui par interaction forte avec le nucléon est projeté sur la couche de masse et forme un méson. Le procédé dominant conserve les nombres quantiques du photon et le méson produit est donc un méson vecteur ($J^{PC} = 1^{--}$) neutre ($V = \rho^0, \omega, \phi, J/\psi$, etc.). Dans la suite de cette section on ne s'intéresse qu'à la cinématique de la réaction.

En plus des variables inclusives détaillées dans le tableau 1.1, d'autres sont utilisées pour caractériser les processus diffractifs. Premièrement, le transfert d'impulsion t à la cible

$$t = (q - v)^2 \quad t < 0 \quad (1.29)$$

1. Les distributions de partons généralisées ou GPD proposent une description de la structure du nucléon prenant en compte la position transverse des partons dans le nucléon en plus de la fraction d'impulsion qu'ils portent. Voir la référence [30] pour une introduction.



(a) Production exclusive (nucléon intact dans l'état final). (b) Production avec dissociation diffractive du nucléon.

FIGURE 1.12 – Diagrammes possibles pour la production diffractive d'un méson vecteur sur le nucléon. Ici le photon virtuel γ^* , de spin et parité $J^P = 1^-$, fluctue en une paire $q\bar{q}$ pour former un méson vecteur de mêmes spin et parité.

où v représente la quadri-impulsion du méson vecteur et q celle du photon. Dans le cas où seul le nucléon recule dans l'état final, on a également la relation $t = (P - P')^2$. Au minimum $|t| = t_{min}$, nécessaire pour transformer le photon virtuel en méson, l'impulsion du méson vecteur est parallèle à celle du photon virtuel dans le référentiel du centre de masse photon-nucléon : $t_{min} = |t(V||\gamma^*)|$. Les phénomènes diffractifs imposent une petite valeur de t ($|t| < 1 \text{ GeV}^2/c^2$); leur section efficace décroît très vite avec t .

L'énergie manquante du système non détecté¹ E_{miss} permet de caractériser l'exclusivité d'une réaction, et s'exprime

$$E_{miss} = \frac{M_X^2 - M^2}{2M} = \nu - E_V + \frac{t}{2M}, \quad (1.30)$$

où M_X^2 est la masse manquante $M_X^2 = (P + q - v)^2$ et E_V est l'énergie du méson vecteur.

Dans le cas du processus où seul le nucléon recule dans l'état final (figure 1.12a), on a $M_X^2 = M^2$. Cela a pour conséquence

$$E_{miss} = 0. \quad (1.31)$$

Expérimentalement, il existe une incertitude sur la mesure de E_{miss} . La distribution des processus exclusifs se présente donc comme une gaussienne centrée en $E_{miss} = 0$, d'une largeur dépendant du dispositif. Par exemple à COMPASS, la résolution sur E_{miss} est de 2,5 GeV.

En cas de transfert d'énergie à la cible non nul ($E_{miss} > 0$), le nucléon est excité en un baryon Δ , qui se désintègre. Il s'agit du cas de la dissociation diffractive présenté sur la figure 1.12b. En pratique, la distribution de ces événements en fonction de E_{miss} est très semblable à celle des événements exclusifs², la résolution sur E_{miss} ne permet pas de distinguer la plupart d'entre eux des processus exclusifs. Une sélection sur la valeur de E_{miss} est en revanche efficace pour distinguer les événements diffractifs des événements SIDIS, comme le montre la figure 1.13.

1. Le système non détecté est le nucléon de recul ou les produits de la dissociation diffractive. On se place dans le cadre d'une expérience non équipée d'un détecteur de recul pour détecter ces particules de faible impulsion, émises à grand angle.

2. Car $M_X^2 = M_\Delta^2 \approx (M + 0,3 \text{ GeV}/c^2)^2$.

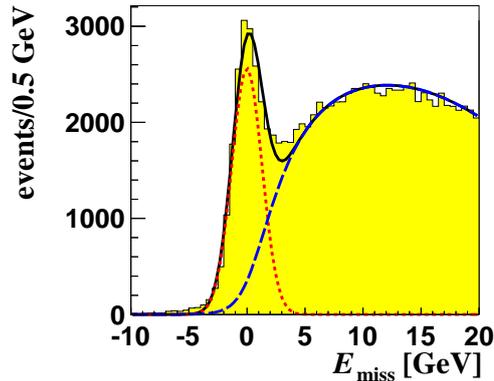


FIGURE 1.13 – Distribution d'événements ($\mu N \rightarrow \mu' N \pi^+ \pi^-$) en fonction de E_{miss} mesurée à COMPASS. La courbe rouge représente un ajustement du pic exclusif, la courbe bleue est un ajustement de la distribution des événements SIDIS, la courbe noire est la somme de ces ajustements. Le léger excès de la section efficace mesurée par rapport à cet ajustement donne une idée de la contribution de la dissociation diffractive [32].

1.3.1.2 Désintégration des mésons vecteurs

Les mésons vecteurs se désintègrent en mésons légers, les pions et les kaons. Par exemple

$$\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-; \quad (1.32)$$

$$\phi \rightarrow K^+ K^-. \quad (1.33)$$

Un méson vecteur diffractif porte la quasi-totalité de l'énergie du photon virtuel, sa fraction d'énergie z_V est donc proche de 1. Lors de sa désintégration, les mésons résultants se partagent son énergie, ce qui leur confère une distribution en z étendue. Il est démontré dans le cas des désintégrations en deux hadrons identiques $V \rightarrow H^+ H^-$ [33] que les valeurs extrêmes de la distribution de z_H s'expriment

$$z_{min} = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{m_V^2 - 4m_H^2}}{2m_V}; \quad z_{max} = \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{m_V^2 - 4m_H^2}}{2m_V}. \quad (1.34)$$

Appliqué aux désintégrations des mésons ρ et ϕ , on obtient :

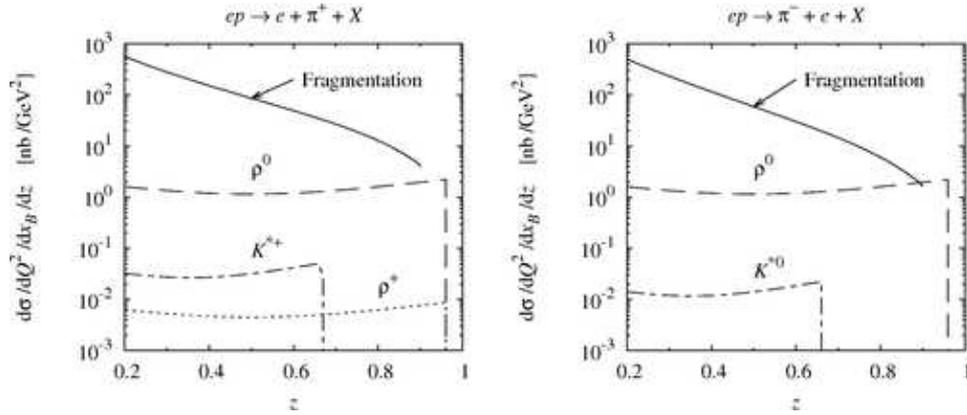
$$z_{min}^\pi = 0,04; \quad z_{max}^\pi = 0,96; \quad (1.35)$$

$$z_{min}^K = 0,37; \quad z_{max}^K = 0,63. \quad (1.36)$$

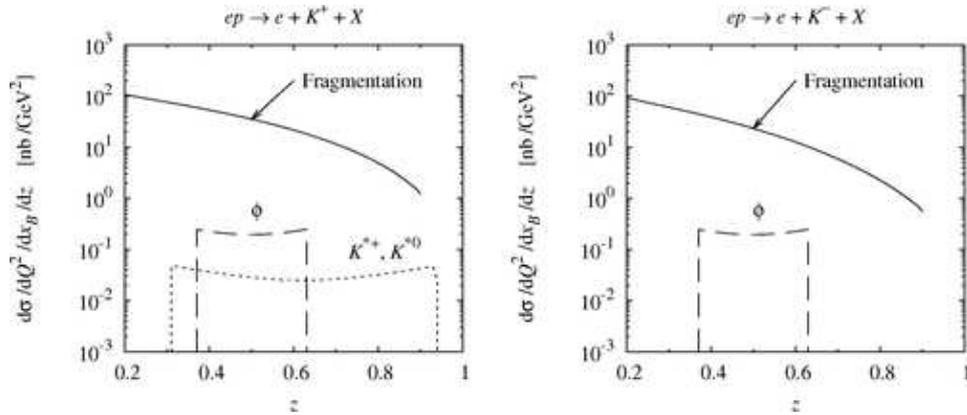
1.3.2 Contribution des événements diffractifs à la production semi-inclusive de pions et kaons

Une étude phénoménologique [33] propose une estimation des sections efficaces de production de pions et de kaons chargés *via* des processus exclusifs. Celles-ci sont comparées aux sections efficaces issues de la fragmentation de quarks en SIDIS. Cette étude conclut que certains processus, en particulier le canal $\gamma^* N \rightarrow \rho^0 N \rightarrow N \pi^+ \pi^-$, peuvent avoir une contribution comparable à la fragmentation de quarks dans certains domaines cinématiques. La figure 1.14 montre la contribution de la fragmentation ainsi que de la production exclusive de plusieurs mésons à la production de pions (a) et de kaons (b).

La question de l'inclusion ou non des pions et kaons issus de processus diffractifs à la mesure des multiplicités dans le but d'extraire les fonctions de fragmentation se pose alors. *A priori*, ces



(a) Cas des pions. À gauche, pour les π^+ , les contributions des productions exclusives et des désintégrations de ρ^0 , ρ^+ et K^{*+} sont représentées. À droite, seuls les ρ^0 , et K^{*0} participent à la production de π^- . On note que la contribution de la production de ρ^0 est comparable à la fragmentation à grand z , les autres étant négligeables.



(b) Cas des kaons. À gauche, pour les K^+ , les contributions des productions exclusives et des désintégrations de ϕ , K^{*0} et K^{*+} sont représentées. À droite, seuls les ϕ participent à la production de K^- . La contribution la plus importante est due aux ϕ , et atteint quelques pour-cent de la fragmentation à $z \approx 0,6$.

FIGURE 1.14 – Section efficace d'électro-production de pions (a) et de kaons (b) en fonction de z , à $x = 0,1$ et $Q^2 = 2,5 \text{ GeV}^2/c^2$. La section efficace de production par fragmentation de quarks est calculée à partir de la paramétrisation des fonctions de fragmentation à l'ordre dominant de Kretzer [23]. Les sections efficaces des contributions exclusives sont issues des modèles développés dans la référence [33], d'où sont extraites les figures.

phénomènes n'impliquant pas l'hadronisation de quarks, il semble naturel de les exclure. De plus, ces processus étant absents dans d'autres réactions impliquant les fonctions de fragmentation (typiquement l'annihilation e^+e^-), les inclure pose la question de l'universalité des fonctions de fragmentation. Néanmoins, dans le cadre du modèle des partons (amélioré QCD), la production de hadrons décrite par la factorisation d'une section efficace de processus dur, des distributions de partons et des fonctions de fragmentation est censée décrire la production de tous les hadrons, pourvu que Q^2 soit suffisamment élevé.

La discussion est donc relativement complexe d'un point de vue théorique. L'approche de la collaboration COMPASS, également adoptée par la collaboration HERMES [18], consiste à publier les multiplicités de pions et de kaons avec et sans correction de la contribution des événements diffractifs.

Le chapitre 7 propose une estimation de la contribution des processus diffractifs dans les données de COMPASS et une correction des multiplicités de pions et kaons traitées au chapitre

6. Cette analyse représente un des travaux principaux réalisés dans le cadre de la thèse présentée dans ce manuscrit.

1.4 Conclusion

La diffusion profondément inélastique est un outil puissant pour étudier la structure du nucléon. Son interprétation dans le modèle des partons permet de décrire la structure du nucléon par les fonctions de distribution de partons polarisées et non polarisées. Les PDF non polarisées sont très bien connues dans un large domaine cinématique, à l'exception de celle des quarks étranges. Dans le cas polarisé, la contribution totale des quarks est bien connue, mais la répartition par saveur est plus incertaine, en particulier la contribution des quarks étranges.

Une connaissance précise des fonctions de fragmentation permettrait d'améliorer la connaissance des PDF polarisées, car elles sont l'outil qui permet de reconnaître la saveur et la charge du quark interagissant avec le photon virtuel. Elles sont universelles et interviennent dans de nombreux procédés, l'importance de la précision de leur mesure dépasse donc le cadre de l'étude de la structure du nucléon. L'information sur les fonctions de fragmentation en SIDIS est contenue dans les multiplicités de hadrons. Une analyse des données de COMPASS visant à mesurer les multiplicités de pions et de kaons chargés est présentée au chapitre 6. Les résultats de cette analyse, ainsi qu'une extraction des fonctions de fragmentation à l'ordre dominant, sont présentés au chapitre 8.

Enfin, la précision des multiplicités mesurées repose sur une bonne qualité des échantillons de hadrons et d'événements inclusifs utilisés pour les calculer. Des processus diffractifs, n'impliquant pas l'hadronisation de quarks, participent à la production de pions et de kaons. Certains canaux, tels que la désintégration du méson vecteur ρ^0 en pions, semblent avoir une contribution suffisamment importante pour que la question de leur retrait des données utilisées se pose. Dans le chapitre 7, une estimation de la contribution de la production diffractive de ρ^0 et de ϕ à la production de pions et kaons est présentée. Une méthode pour corriger les multiplicités mesurées de l'impact de ces processus est également proposée.

Chapitre 2

L'expérience COMPASS

COMPASS *COmmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy* est une expérience située au Cern dédiée à l'étude de la structure du nucléon et à la spectroscopie des hadrons [34]. Elle est animée depuis sa conception à la fin des années 1990 par une collaboration internationale de plus de deux cents physiciens. C'est une expérience polyvalente à cible fixe, pouvant utiliser un faisceau de muons polarisé ou de hadrons.

Au cours de la première phase de son programme, qui s'est achevée en 2012, le faisceau polarisé de muons, associé à une cible polarisée de protons ou de deutérons, a permis l'étude de la polarisation des gluons [35, 36, 37], ainsi que la mesure des distributions d'hélicité des quarks [38] et l'étude de la transversité [39, 40]. En sommant sur les différents états de polarisation de la cible, la collaboration COMPASS a également étudié des phénomènes indépendants de la polarisation, tels que la mesure de sections efficaces absolues [41] ou l'étude des multiplicités de hadrons et des fonctions de fragmentation [21], dont une analyse sera développée dans les chapitres 6 à 8. Les mesures effectuées avec un faisceau de hadrons sont principalement dédiées aux tests de la théorie de perturbation chirale *via* l'effet Primakoff [42] et à la recherche d'états exotiques de hadrons [43, 44].

La seconde phase de COMPASS [45] a débuté en 2012. Son programme comprend notamment l'étude des distributions de partons généralisées (GPD) par la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), l'étude de la structure du nucléon *via* la réaction de Drell-Yan et une prise de données consacrée à l'effet Primakoff. Cette dernière a eu lieu en 2012, suivie d'une prise de données test avec un faisceau de muons pour la préparation des études DVCS qui auront lieu à partir de 2016. Le tableau 2.1 détaille la nature des prises de données effectuées depuis les débuts de l'expérience.

Ce chapitre décrit dans un premier temps le dispositif expérimental de COMPASS, de la production du faisceau au système d'acquisition des données. La méthode de reconstruction des événements est ensuite présentée, suivie du principe de la simulation Monte-Carlo de ce dispositif.

Année	Faisceau	Études principales
2002	muons	Spin (L, T)
2003	muons	Spin (L, T)
2004	muons hadrons	Spin (L, T) Primakoff, Spectroscopie
2006	muons	Spin (L)
2007	muons	Spin (L, T)
2008	hadrons	Spectroscopie
2009	hadrons muons	Primakoff, Spectroscopie DVCS
2010	muons	Spin (T)
2011	muons	Spin (L)
2012	hadrons muons	Primakoff DVCS

TABLEAU 2.1 – Les différentes prises de données effectuées à COMPASS. La dernière colonne ne précise que les études principales, d’autres études (par exemple celle des fonctions de fragmentation en 2006) ont également été effectuées en parallèle. Les diminutifs « L » et « T » désignent les modes de polarisation de la cible (longitudinal et transverse). Les lignes en gras correspondent aux données utilisées pour les travaux présentés dans cette thèse : fonctions de fragmentation en 2006 et Micromegas pixellisés de 2010 à 2012.

2.1 Dispositif Expérimental

Cette partie détaille le dispositif expérimental de COMPASS, qui comprend le faisceau, la cible, le spectromètre et le système d’acquisition des données.

2.1.1 Faisceau

COMPASS utilise la ligne M2 du SPS (*Super Proton Synchrotron*) du Cern, qui peut délivrer un faisceau de haute intensité de muons polarisés, d’une impulsion pouvant atteindre 200 GeV/c, ou de hadrons, jusqu’à 280 GeV/c. Un faisceau de hadrons est produit par l’interaction d’un faisceau de protons de très haute intensité de 400 GeV/c extraits du SPS avec une cible de Béryllium. Ce faisceau incident est intermittent : un déversement de $1,2 \times 10^{13}$ protons pendant 10 s a lieu toutes les 40 s (avant 2008, il s’agissait de déversements de 4,8 s toutes les 16,8 s). Plusieurs cibles de différentes épaisseurs sont disponibles, suivant l’intensité désirée. Cela résulte en un faisceau de hadrons, principalement des pions (environ 96%, le reste étant composé de kaons et d’une fraction de protons), d’une impulsion nominale de 225 GeV/c. Ces hadrons traversent ensuite un tunnel de 600 m de long. Durant ce parcours, environ 10% d’entre eux se désintègrent en un muon et un neutrino.

Lorsque la prise de données nécessite un faisceau de muons, les muons issus de la désintégration des pions et kaons sont sélectionnés et focalisés tandis que les hadrons sont arrêtés par un absorbeur de Béryllium de 10 m d’épaisseur. Les muons ayant l’impulsion requise sont alors sélectionnés par des collimateurs magnétiques, et poursuivent leur parcours vers la zone expérimentale de COMPASS. Avant d’être focalisés sur la cible, ils traversent une série de dipôles magnétiques et de scintillateurs, formant la BMS (*Beam Momentum Station*, cf. figure

2.1), où leur impulsion est mesurée avec une précision de 0,5 %. L'intensité nominale du faisceau de muons positifs est d'environ 4×10^8 muons par déversement de 10 s, et de 2×10^8 muons par déversement pour un faisceau de muons négatifs. L'impulsion nominale du faisceau est de 160 GeV/c et peut varier de 60 GeV/c à 200 GeV/c. Grâce à la violation de parité de la désintégration faible $\pi \rightarrow \mu\nu$, le faisceau est naturellement polarisé. Dans le référentiel du centre de masse, la polarisation des muons est de 100 %. Pour une énergie donnée, elle est calculable analytiquement dans le référentiel du laboratoire. En pratique, elle est déterminée par une simulation Monte-Carlo de la ligne de faisceau, qui l'estime à 80 % en moyenne. Cette simulation a été validée lors de l'expérience SMC, qui utilisait la même ligne de faisceau et était équipée d'un polarimètre [46].

Lorsqu'un faisceau de hadrons est utilisé, les absorbeurs sont retirés de la trajectoire du faisceau pour que les hadrons poursuivent leur parcours vers la zone expérimentale. Avant d'être focalisés sur la cible, les hadrons traversent le CEDAR (*CErenkov Differential Counter with Achromatic Ring focus*) [47], permettant d'identifier les particules constituant le faisceau. En 2012, un faisceau de hadrons négatifs (95 % de pions, 4,5 % de kaons et 0,5 % d'antiprotons) d'une impulsion moyenne de 190 GeV/c et d'une intensité de 2×10^7 hadrons par déversement était utilisé.

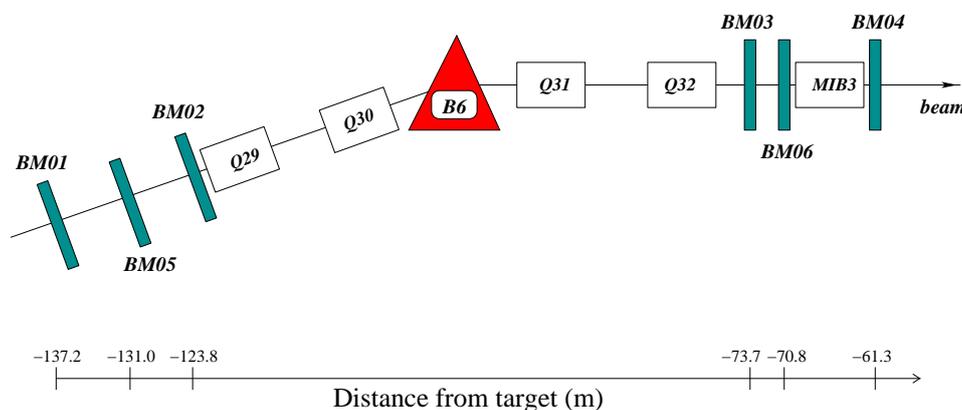


FIGURE 2.1 – Représentation schématique de la BMS. Le groupe de trois dipôles est représenté en rouge, les quadrupôles en blanc et les scintillateurs en bleu.

2.1.2 Cibles

La polyvalence de l'expérience COMPASS implique l'utilisation de divers types de cibles : légères ou métalliques, liquides ou solides, polarisées ou non. Certaines sont associées à un détecteur de recul permettant de mesurer les caractéristiques des fragments de recul de la cible.

2.1.2.1 Cible polarisée

La cible polarisée (cf. figure 2.2) est utilisée avec un faisceau de muons pour les prises de données dédiées à l'étude de la structure en spin du nucléon. Elle est composée d'une cellule centrale de 60 cm de long et de deux cellules de 30 cm en amont et en aval. La distance entre chaque cellule est de 5 cm et chaque cellule a un diamètre maximal de 4 cm. Cette division en trois cellules permet d'attribuer des directions de polarisation opposées entre la cellule centrale et les cellules latérales.

Le matériau contenu dans les cellules diffère selon les années de prises de données. Pour une cible de deutérons (2002-2006), le ${}^6\text{LiD}$ est utilisé ; pour une cible de proton (2007-2011), il s'agit de NH_3 . Dans les deux cas, le matériau est à l'état solide pour maximiser la luminosité. Il

se présente sous la forme de cristaux de quelques millimètres cubes, placés dans un bain d'hélium liquide.

Les cellules sont entourées d'un solénoïde fournissant un champ magnétique de 2,5 T dans la direction du faisceau. Cet aimant supraconducteur de 1,5 m fixe l'acceptance de la cible à ± 180 mrad. Le champ du solénoïde, bien que très élevé, ne suffit pas à polariser les nucléons. En revanche, à une température de 1 K, les électrons sont polarisés à 96 %. La génération de micro-ondes permet d'utiliser le phénomène de polarisation dynamique nucléaire (DNP) pour transférer la polarisation des électrons aux noyaux [48]. Des fréquences différentes sont utilisées pour obtenir des polarisations opposées. La polarisation peut être maintenue pendant plus de 1000 heures en abaissant la température des cellules à 50 mK.

Afin de supprimer des différences d'acceptance entre les cellules, les spins des noyaux de chaque cellule sont régulièrement renversés en inversant le sens du champ du solénoïde. Durant cette procédure, un champ transverse de 0,42 T est produit par un dipôle afin de maintenir la polarisation. Ce champ est également utilisé lors de prises de données pour l'étude de la transversité. Le signe de la polarisation de chaque cellule est également inversé plusieurs fois par an à l'aide du système micro-onde pour limiter l'effet des différences de flux de muons entre les cellules.

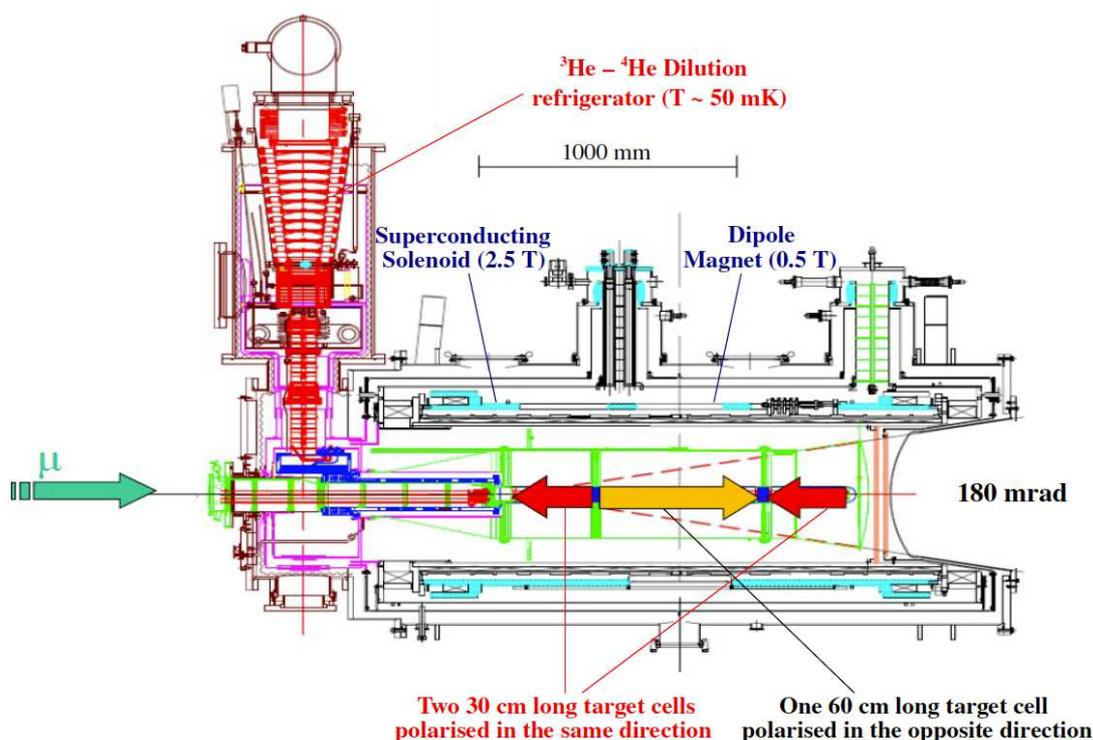


FIGURE 2.2 – Cible polarisée de COMPASS (depuis 2006) [49].

2.1.2.2 Cible du programme DVCS

Une cible de 2,5 m de long et 4 cm de diamètre remplie d'hydrogène liquide a été utilisée lors de la prise de données DVCS de 2012 [50]. Le volume d'hydrogène est compris dans un cylindre de kapton de 125 μm d'épaisseur. Ce matériau léger est utilisé pour minimiser l'épaisseur de matière sur le parcours des protons de recul émis à grand angle, caractérisés par un détecteur entourant la cible.

Ce détecteur, CAMERA (*COMPASS Apparatus for Measuring Exclusive ReActions*) [45] représenté sur la figure 2.3, consiste en 2 cylindres concentriques de lames de scintillateurs autour de la cible, de respectivement 48 cm de diamètre par 2,75 m de long et 220 cm de diamètre pour 4 m de long. La détermination de l'impulsion des protons de recul est effectuée en mesurant leur temps de vol entre les deux couronnes de scintillateurs avec une résolution meilleure que 300 ps. Leur identification est effectuée grâce à leur dépôt d'énergie dans les scintillateurs de 5 cm d'épaisseur de la couronne externe, qui permettent d'arrêter les protons d'une impulsion inférieure à 1 GeV/c. L'épaisseur des scintillateurs de la couronne interne est de 4 mm, ce qui réduit le seuil de détection des protons à 270 MeV/c.

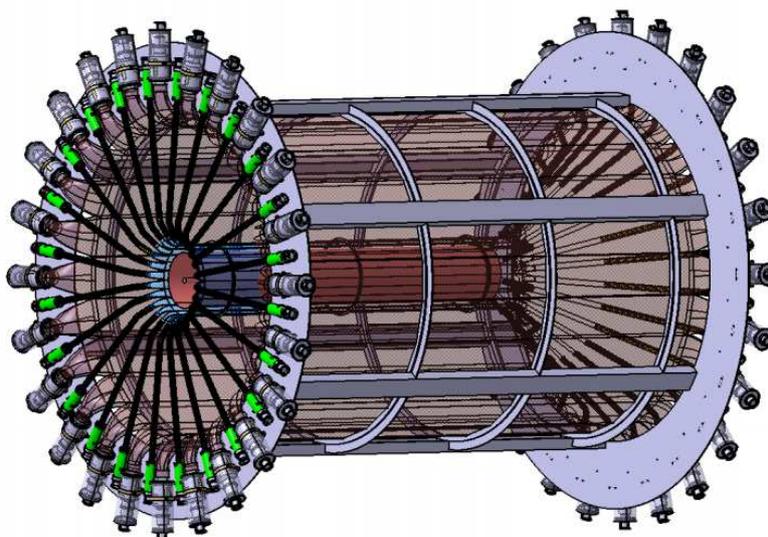


FIGURE 2.3 – Le détecteur de recul CAMERA [45]. On distingue notamment les deux cylindres de scintillateurs ainsi que les photomultiplicateurs auxquels ils sont connectés. La cible d'hydrogène liquide est placée dans l'axe des cylindres.

2.1.2.3 Cibles du programme hadrons

Les études en faisceau de hadrons utilisent une cible d'hydrogène liquide ou des cibles solides [51]. La cible d'hydrogène et des cibles de plomb sont utilisées pour les mesures de dissociation diffractive et de production centrale. Une cible de nickel est utilisée pour l'étude de la réaction de Primakoff.

La cible d'hydrogène liquide se présente sous la forme d'un cylindre de 40 cm de long pour 3,5 cm de diamètre. L'hydrogène est contenu dans un tube en mylar de 125 μm d'épaisseur. La cible est associée à un cryostat et un système de refroidissement situés en dehors du parcours du faisceau et de l'acceptance.

Les cibles nucléaires sont des disques de 4,2 cm de diamètre, d'épaisseurs et de compositions différentes (plomb, tungstène ou nickel). Elles sont fixées sur un support d'environ 50 cm disposant de 16 positions différentes suivant l'axe du faisceau, installé à la place de la cible d'hydrogène liquide. Pour les études de dissociation diffractive, un jeu de cibles fines (de 25 μm à 250 μm) de Plomb et de Tungstène est utilisé. En ce qui concerne l'étude de la réaction de Primakoff, une cible de Nickel de 4,2 mm d'épaisseur est utilisée.

Dans toutes les études, il est nécessaire de mesurer les particules de recul de la cible, émises à grand angle. Pour cela, un détecteur de recul (RPD, *Recoil Proton Detector*), est utilisé. Celui-ci a un fonctionnement proche de CAMERA décrit précédemment. Il consiste en deux cylindres

de lames de scintillateurs de 24 cm et 150 cm de diamètre, pour respectivement 50 cm et 173 cm de long. Les cibles sont placées dans l'axe des cylindres.

2.1.3 Spectromètre

Le dispositif expérimental de COMPASS est constitué d'un spectromètre en deux étages, représenté par la figure 2.4. Chaque étage est articulé autour d'un aimant dipolaire, et est équipé de différents types de détecteurs permettant :

- la reconstruction des trajectoires des particules chargées ;
- l'identification des particules ;
- la mesure de l'énergie des particules ;
- le déclenchement de l'acquisition.

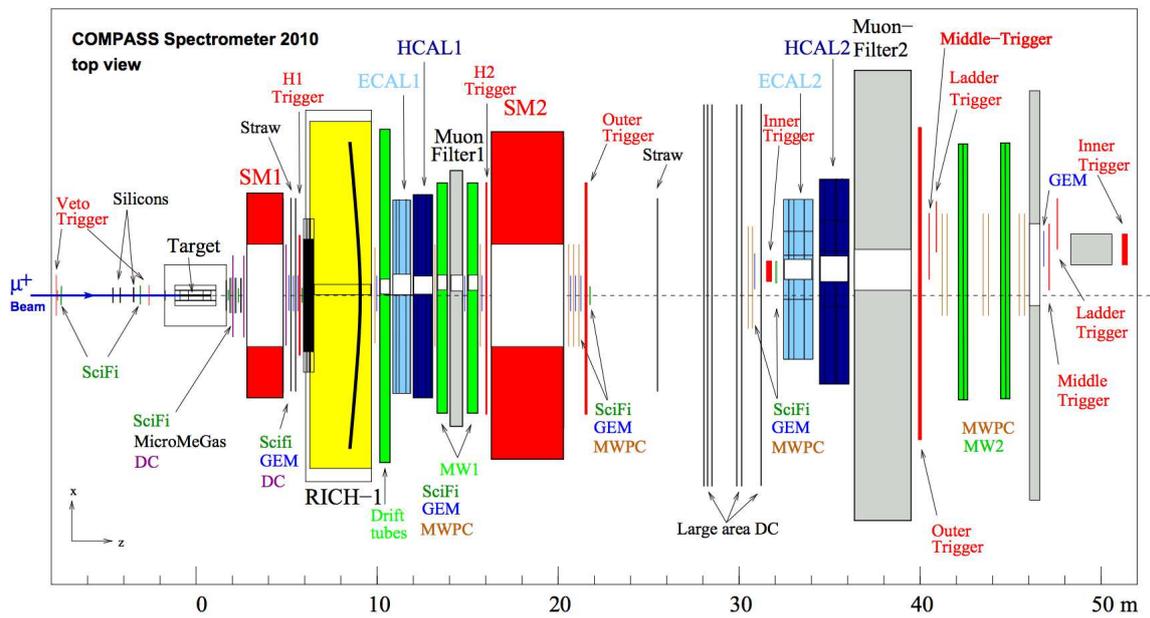


FIGURE 2.4 – Vue de dessus du dispositif expérimental de COMPASS.

Le premier étage (LAS, pour *Large Angle Spectrometer*), situé immédiatement en aval de la cible, est dédié à la détection des particules émises à grand angle, ou de basse impulsion ($0,5 \text{ GeV}/c < p < 5 \text{ GeV}/c$). Il est constitué autour du dipôle SM1, possédant une ouverture de $\pm 180 \text{ mrad}$ et une intégrale de champ de 1 Tm. Le second spectromètre (SAS, pour *Small Angle Spectrometer*) est constitué autour du dipôle SM2, dont l'ouverture et l'intégrale de champ sont respectivement de $\pm 30 \text{ mrad}$ et de 4 Tm. Il sert à la détection des particules émises à petit angle ayant une grande impulsion ($p > 5 \text{ GeV}/c$).

2.1.3.1 Reconstruction des trajectoires

La détermination des trajectoires (ou traces) des particules chargées est de première importance. Elle permet en particulier de reconstruire la position des vertex et d'accéder à la valeur de l'angle et de l'impulsion des particules impliquées dans l'interaction. Cette dernière grandeur est mesurable grâce à l'association de détecteurs de traces et d'un aimant dipolaire, ce qui forme un spectromètre au sens strict du terme. La force de Lorentz courbe la trajectoire d'une particule chargée traversant un champ magnétique en une hélice de rayon R . Dans le cas simple où la trajectoire de la particule est perpendiculaire au champ, on a pour une particule d'impulsion p

(en GeV^2/c^2) et de charge q (en unité de charge élémentaire) traversant un champ magnétique constant \vec{B} (en T)

$$\frac{p}{q} = 0,3BR. \quad (2.1)$$

Dans le cas où l'angle de déviation θ est faible, on a

$$\frac{p}{q} = \frac{0,3BL}{\theta}, \quad (2.2)$$

où L est la longueur de l'aimant. Le champ n'étant en réalité pas constant sur L ni nul en dehors, la relation devient

$$\frac{p}{q} = \frac{0,3 \int B dl}{\theta}. \quad (2.3)$$

À COMPASS, les particules chargées traversant le spectromètre ont une charge de ± 1 (pas d'ions ni de baryons doublement chargés, qui se désintègrent avant). La charge est donc donnée par le sens de la déviation, et $p = \left| \frac{p}{q} \right|$.

Différents types de détecteurs de traces sont utilisés dans le spectromètre. La technologie utilisée pour la détection dépend fortement du flux de particules incidentes, donc de la proximité du faisceau. Pour cette raison, le spectromètre est divisé en trois zones concentriques autour de l'axe du faisceau :

- VSAT (*Very Small Area Tracking*) ;
- SAT (*Small Area Tracking*) ;
- LAT (*Large Area Tracking*).

La région VSAT est la zone de quelques centimètres carrés autour du faisceau. Le flux de particules dans cette zone est extrêmement élevé, de l'ordre de plusieurs MHz/cm^2 . Les détecteurs de cette zone doivent donc avoir d'excellentes résolutions spatiale et temporelle afin de pouvoir reconstruire de façon fiable les trajectoires des particules ; ceux d'entre eux situés après la cible doivent également permettre de rejeter le bruit de fond dû à la présence du faisceau.

Six détecteurs à micropistes en silicium [52] (cf. figure 2.5) couvrent chacun une zone de $7 \times 5 \text{ cm}^2$ en amont de la cible. Ils sont associés en trois groupes de deux détecteurs, appelés stations. Chaque détecteur mesure deux projections de la trajectoire d'une particule ; dans une station, un détecteur est incliné de 5° par rapport à l'autre pour mesurer deux projections supplémentaires. Leurs excellentes résolutions spatiale et temporelle (respectivement $10 \mu\text{m}$ et $2,5 \text{ ns}$) leur permettent de reconstruire les traces des particules du faisceau. Lors de l'utilisation d'un faisceau de hadrons, deux stations sont ajoutées en aval de la cible, ce qui permet de reconstruire précisément les vertex.

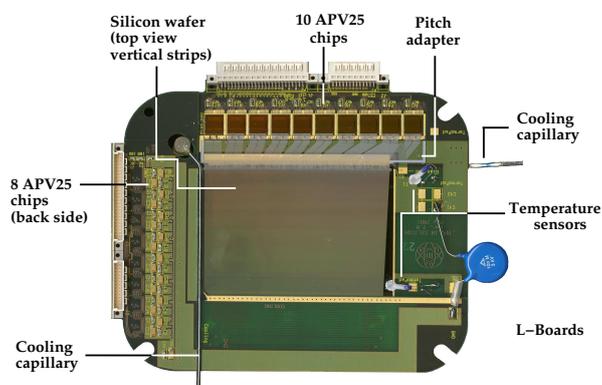


FIGURE 2.5 – Vue de face d'un détecteur à micro-pistes au silicium de COMPASS.

Cette zone comprend également neuf stations de détecteurs à fibres scintillantes [53] (voir figure 2.6), dont la surface varie entre $4 \times 4 \text{ cm}^2$ et $12 \times 12 \text{ cm}^2$, réparties en amont de la cible et dans les deux étages du spectromètre. La principale qualité de ces détecteurs est leur excellente résolution temporelle de l'ordre de 500 ps. Chaque station comprend au moins deux détecteurs d'orientations orthogonales ; dans certaines stations un troisième détecteur incliné à 45° est ajouté.

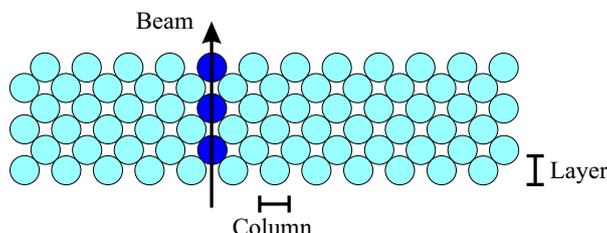


FIGURE 2.6 – Disposition des fibres d'un détecteur à fibres scintillantes. Il y a 8, 12 ou 14 couches sur un détecteur.

La zone SAT s'étend de quelques centimètres à quelques dizaines de centimètres autour de l'axe du faisceau. Elle est composée de deux types de détecteurs gazeux à micro-pistes (MPGD), GEM (*Gas Electron Multiplier*) [54] et Micromegas (*MICRO MESH Gaseous Structure*) [55]. COMPASS est la première expérience de physique des particules à avoir utilisé ce type de détecteurs. Ce sont des détecteurs légers, dont l'avantage est de pouvoir conserver de très bonnes performances en terme d'efficacité ($> 95\%$) et de résolutions spatiale ($< 100 \mu\text{m}$) et temporelle ($\approx 10 \text{ ns}$) dans de très hauts flux de particules. Cela leur donne un avantage considérable par rapport aux détecteurs gazeux à fils pour fonctionner efficacement dans cette région.

Trois stations de détecteurs Micromegas (voir figure 2.7) sont situées dans le LAS, entre la cible et le dipôle SM1. Dans chaque station les détecteurs sont associés en deux doublets d'orientations orthogonales (horizontale/verticale et $\pm 45^\circ$). Ces détecteurs ont une zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, et une zone centrale inactive d'un rayon de 5 cm de diamètre correspondant à la région VSAT. Leurs caractéristiques seront détaillées dans le chapitre 3. Ils seront remplacés en 2015 par les PixelMicromegas (cf. chapitres 4 et 5), qui couvriront également la zone VSAT.

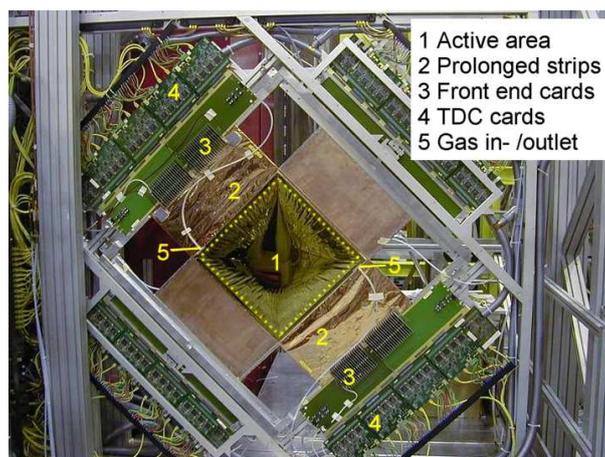


FIGURE 2.7 – Doublet de détecteurs Micromegas de COMPASS.

Les détecteurs GEM (voir figure 2.8) sont répartis en aval de SM1 et dans le SAS en onze stations de deux détecteurs. Chaque détecteur comprend deux plans de pistes orthogonales et couvre une surface de $30 \times 30 \text{ cm}^2$. Dans chaque station, un détecteur est incliné de 45° par rapport à l'autre. Ces détecteurs consistent en trois étages de feuilles GEM et de pistes de

lecture gravées sur un circuit imprimé. Le fonctionnement d'une feuille GEM sera détaillé dans le chapitre 3. Depuis 2008 deux stations de détecteurs PixelGEM [56] (cf. figure 2.9) équipent le SAS. Ils ont une zone active de $10 \times 10 \text{ cm}^2$, avec une zone centrale de $3,2 \times 3,2 \text{ cm}^2$ équipée de pixels carrés de 1 mm^2 , assurant la détection dans la zone VSAT. Lors des prises de données avec un faisceau de hadrons, une troisième station est installée dans le LAS, en amont de SM1.

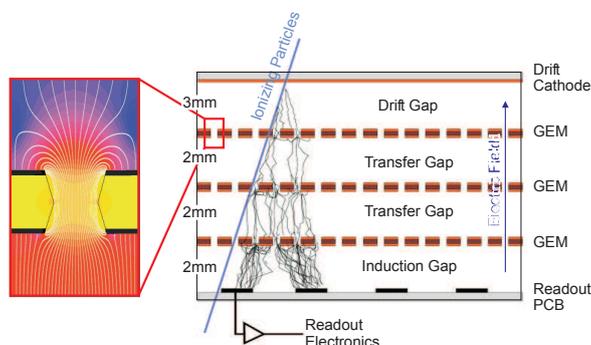


FIGURE 2.8 – Principe de fonctionnement d'un détecteur triple GEM de COMPASS. Trois feuilles GEM successives assurent l'amplification de la charge déposée dans l'espace de dérive par une particule. Le schéma de gauche représente la configuration du champ électrique autour d'un trou de feuille GEM.

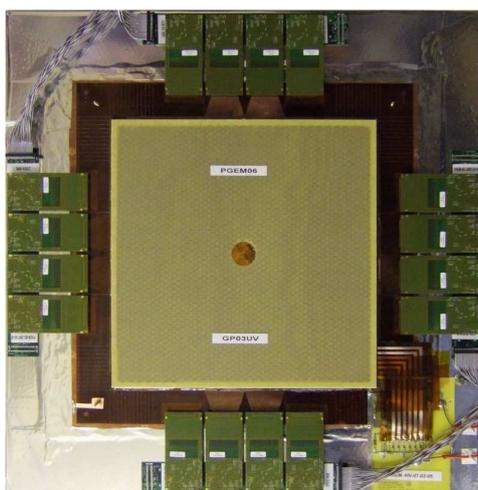


FIGURE 2.9 – Détecteur GEM pixellisé et son électronique frontale.

Le flux dans la zone LAT est suffisamment faible pour permettre l'utilisation de détecteurs gazeux à fils. Ces détecteurs ont une zone active pouvant atteindre plusieurs mètres carrés et une zone inactive centrale de quelques dizaines de centimètres de diamètre correspondant à la zone SAT.

Trois stations de chambres à dérive [57] (voir figure 2.10), chacune équipée de huit plans de détection de quatre orientations différentes (horizontale, verticale, $\pm 20^\circ$), sont utilisées. Deux d'entre elles sont installées en amont du dipôle SM1 ; elles possèdent une zone active de $180 \times 127 \text{ cm}^2$. La troisième est située immédiatement en aval de SM1 et a une zone active plus grande de $240 \times 204 \text{ cm}^2$. Toutes ces chambres ont en fonctionnement nominal une zone inactive de 30 cm de diamètre. Cependant, lors de prises de données à bas flux, pour l'alignement du spectromètre par exemple, cette dernière peut être activée pour participer à la reconstruction des traces dans les zones SAT et VSAT. Ces détecteurs ont une résolution spatiale de l'ordre de $250 \mu\text{m}$.

Entre les deux dipôles sont installées 15 chambres à pailles [58], composés de tubes de cathode collés les uns contre les autres, chacun étant traversé d'un fil d'anode. Elles ont une zone active de $320 \times 280 \text{ cm}^2$, et une zone inactive centrale carrée de 20 cm de côté. Leur résolution spatiale est inférieure à $300 \mu\text{m}$. Chaque station est composée de trois détecteurs d'orientation différentes : horizontale et 10° par rapport à la verticale.

Enfin, en aval du RICH et jusqu'à l'extrémité du spectromètre sont réparties quatorze chambres proportionnelles à fils (MWPC). Trois types de géométries sont utilisées. Certaines chambres sont équipées de trois plans de fils (un vertical et deux inclinés de $\pm 10^\circ$ par rapport à la verticale) et couvrent une zone active de $178 \times 120 \text{ cm}^2$. D'autres chambres sont similaires aux premières, avec cependant un plan de fils vertical supplémentaire. Le troisième type de détecteurs couvre une zone plus restreinte de $178 \times 80 \text{ cm}^2$ et possède seulement deux plans de fils, vertical et 10° par rapport à la verticale. Ces derniers sont réunis en stations de deux détecteurs d'orientations opposées ; seulement trois plans sont actifs par station (un vertical et les deux inclinés). La zone inactive des chambres dépend de leur position dans le spectromètre et croît de 16 cm à 22 cm de diamètre suivant l'éloignement à la cible. Ces détecteurs ont une résolution spatiale de l'ordre de $1600 \mu\text{m}$.

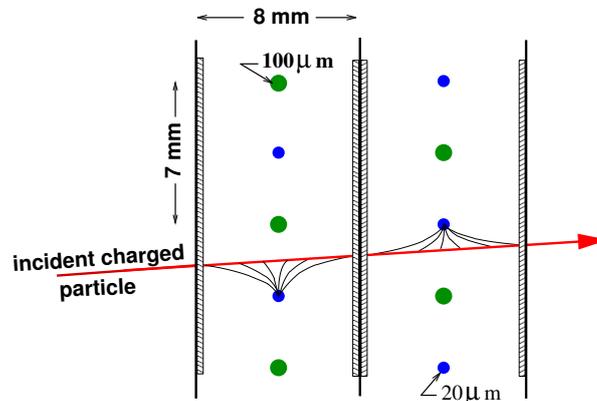


FIGURE 2.10 – Détail d'une cellule de chambre à dérive de COMPASS.

2.1.3.2 Identification des particules

Suivant la nature de la particule considérée, plusieurs techniques sont utilisées pour son identification. Deux (ou trois) calorimètres électromagnétiques permettent de détecter et d'identifier les photons, deux calorimètres hadroniques permettent de distinguer les hadrons des muons, deux filtres à muons permettent d'identifier ces derniers, et un détecteur RICH (*Ring Imaging CHerenkov*) permet d'identifier les différents types de hadrons.

Calorimètres électromagnétiques. Un calorimètre électromagnétique [34] est situé en aval de chaque dipôle des deux étages du spectromètre, et sert à mesurer l'énergie des électrons, positrons et photons de haute énergie (rayons γ). Ils permettent en particulier de détecter les photons issus de réactions exclusives ou de la décroissance d'autres particules (par exemple le π^0). Lorsqu'un photon interagit avec un de ces calorimètres, il déclenche une cascade électromagnétique. Les électrons et positrons produits émettent un rayonnement Tcherenkov en traversant les cellules de verre au plomb qui composent les calorimètres. Ce rayonnement proportionnel à l'énergie déposée est détecté par des photomultiplicateurs. Lors de la prise de données DVCS de 2012, au cours de laquelle la détection des photons est particulièrement importante, un troisième calorimètre a été installé immédiatement en aval de la cible.

Calorimètres hadroniques. Chaque étage du spectromètre est équipé d'un calorimètre hadronique [59], placé après le calorimètre électromagnétique. Comme leur nom l'indique, ils sont dédiés à la mesure de l'énergie des hadrons. Ils sont constitués de cellules composées d'une alternance de plaques de fer et de lames de scintillateurs. Lorsqu'un hadron pénètre dans l'un de ces détecteurs, il produit une gerbe hadronique qui génère un signal proportionnel à son énergie. En revanche, le passage d'un muon provoque seulement un faible signal dû au dépôt d'énergie de ce dernier dans la matière. Cela permet de différencier les deux types de particules.

Filtres à muons. En aval de chaque calorimètre se trouve un filtre à muons, composé d'un absorbeur (en fer, de 60 cm d'épaisseur dans le LAS et en béton, de 2,40 m d'épaisseur dans le SAS) entouré de deux stations de détecteurs de traces de basse résolution. Chaque filtre est placé en aval d'un calorimètre hadronique. Seuls les muons peuvent traverser les absorbeurs et les calorimètres, la reconstruction de segments de traces coïncidents dans chaque station de détecteurs signe donc le passage d'un muon.

RICH. L'utilisation du RICH [60] est essentielle dans l'étude des multiplicités de hadrons, analyse présentée dans cette thèse aux chapitres 6 à 8. Schématiquement, il s'agit d'un grand volume de gaz, dans lesquels les particules relativistes le traversant émettent un rayonnement Tcherenkov. Les cônes de lumière UV et visible produits sont réfléchis par un jeu de miroirs sphériques avant d'être détectés sous formes d'anneaux dans le plan focal des miroirs (cf. figures 2.11 et 2.12). Le rayon de l'anneau donne l'angle d'émission des photons θ_C , ce qui permet de déterminer la vitesse de la particule incidente par la relation $\cos\theta_C = \frac{1}{\beta n}$, où n est l'indice de réfraction du gaz. Cette grandeur, combinée à la mesure de l'impulsion donnée par le spectromètre, permet d'accéder à la masse de la particule, et donc de l'identifier.

Le détecteur RICH de COMPASS permet l'identification des hadrons dans un domaine d'impulsion compris entre 2,5 GeV/c et 50 GeV/c. Les dimensions de sa zone active permettent de couvrir l'intégralité de l'acceptance du LAS, soit ± 250 mrad horizontalement et ± 180 mrad verticalement. Il est traversé par un tube opaque de 5 cm rempli d'hélium dans lequel passe le faisceau. Son rôle est d'absorber le rayonnement Tcherenkov produit par les muons de ce dernier pour éviter l'important bruit de fond que cela générerait.

Le volume actif de 80 m³ du RICH est rempli de C₄F₁₀. Son indice de réfraction dans le domaine UV est approximativement $n \approx 1,0015$, ce qui permet de séparer les pions des kaons jusqu'à une impulsion de 50 GeV/c. Ce gaz est également caractérisé par une valeur basse de chromaticité, $\frac{dn}{dE} \approx 5 \times 10^{-5} \text{ eV}^{-1}$ à 7 eV, et sa transparence aux UV, ce qui en fait un gaz optimal pour l'identification des particules au-delà de 10 GeV/c. La contamination en vapeur d'eau ou en oxygène peut être problématique à cause de leur importante absorption dans le domaine UV ; pour cela, le C₄F₁₀ parcourt continuellement le détecteur en circuit fermé en traversant des filtres permettant d'absorber ces gaz. De plus, le gaz est nettoyé au maximum de ses impuretés avant le remplissage du détecteur. Les valeurs des seuils d'émission Tcherenkov pour différents types de particules sont présentées dans le tableau 2.2.

Le système optique du RICH consiste en deux surfaces sphériques, chacune pavée de 58 miroirs hexagonaux et pentagonaux. Chaque miroir est composée d'une épaisseur de verre de 7 mm, couverte d'une couche réfléchissante en aluminium de 80 nm, et d'une couche protectrice de 30 nm en MgF₂. Les jonctions entre les différents miroirs provoquent une perte de réflectivité d'environ 4 % ; cette aberration géométrique est prise en compte dans la reconstruction des anneaux.

La détection des anneaux de photons est assurée par deux types de détecteurs. Dans la région centrale sont utilisés des tubes photomultiplicateurs multi-anodes (MAPMT), qui permettent grâce à leur gain élevé et leur sensibilité aux photons du domaine visible d'utiliser au maximum les performances du gaz en permettant la séparation des hadrons jusqu'à 50 GeV/c. De plus,

leur résolution temporelle de l'ordre de quelques nanosecondes permet de limiter le bruit de fond dans cette zone exposée à un haut flux. Dans la région périphérique, qui représente environ 75 % de la zone active du détecteur, la détection des photons est assurée par des chambres à fils équipées d'une photocathode recouverte de CsI, qui permet la conversion des photons en électrons. Les chambres sont remplies de méthane, d'une excellente transparence aux photons UV, et sont séparées du volume gazeux du RICH par des fenêtres en quartz. Ces détecteurs et leur électronique sont situés en dehors de l'acceptance du spectromètre pour réduire la quantité de matière sur le parcours des particules.

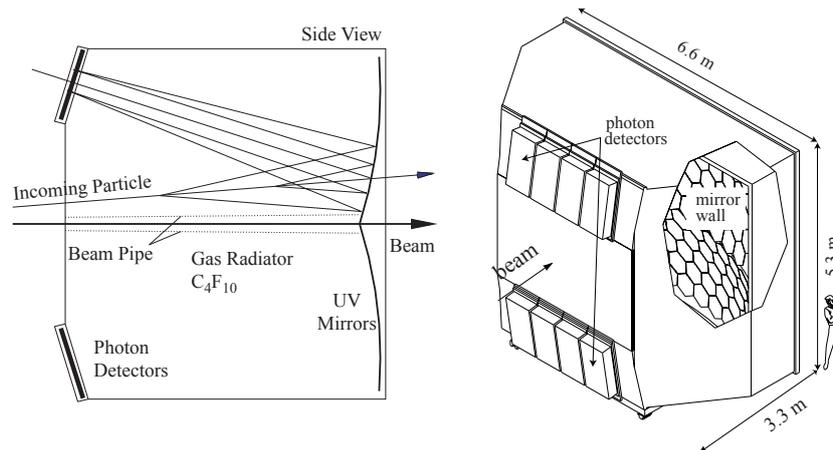


FIGURE 2.11 – Vue schématique du détecteur RICH.

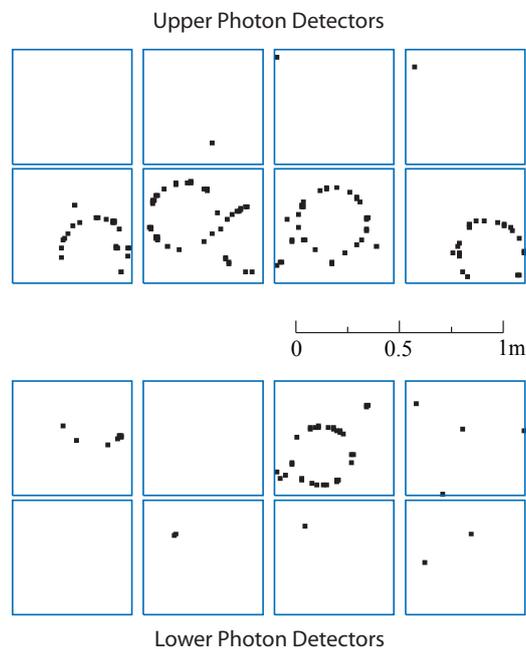


FIGURE 2.12 – Distributions annulaires de photons dans le RICH lors d'un événement.

2.1.3.3 Déclenchement de l'acquisition

Le système de déclenchement de l'acquisition (*trigger*) sert à sélectionner les événements intéressants et, le cas échéant, à demander la lecture des données recueillies par l'ensemble des

Particule	Seuil [GeV/c]
e	0,0
μ	1,9
π	2,5
K	8,9
p	16,9

TABLEAU 2.2 – Seuil d'émission Tcherenkov pour différentes particules dans du C_4F_{10} .

détecteurs. Il sert également à fixer le temps de référence des événements. Il utilise les signaux d'un ensemble d'hodoscopes (groupes de lames de scintillateurs associées à des photomultiplicateurs), les dépôts d'énergie dans les calorimètres hadroniques et un système de veto. Pour les prises de données en faisceau de muons, le système de déclenchement permet de couvrir l'intégralité du domaine en Q^2 autorisé par la cinématique, de $Q^2 \approx 0 \text{ GeV}^2/c^2$ à $Q^2 \approx 60 \text{ GeV}^2/c^2$. Dans ce but, quatre jeux d'hodoscopes sont placés à différentes distances de l'axe du faisceau (voir figure 2.13).

Pour les événements de $Q^2 > 0,5 \text{ GeV}^2/c^2$, seule l'information sur le muon diffusé est utilisée. La projection de l'angle des muons dans le plan vertical est déterminée à l'aide de deux hodoscopes horizontaux, ce qui permet de vérifier s'ils sont originaires de la cible. Cependant, cela ne rejette pas systématiquement les muons du halo du faisceau. Pour cela, des hodoscopes placés avant la cible et près du faisceau font office de veto et permettent de rejeter l'événement s'il est dû à la détection d'un muon du halo.

À faible Q^2 , les angles de diffusion sont quasiment nuls, ce qui ne permet pas d'utiliser la méthode décrite précédemment. Ces événements sont sélectionnés en mesurant l'énergie qu'ils déposent dans deux hodoscopes verticaux utilisant la courbure de la trajectoire du muon par les dipôles. Plusieurs sources de bruit de fond sont présentes dans ce domaine cinématique : diffusion élastique sur un électron ou un noyau de la cible ou muons du halo proche du faisceau pouvant échapper au veto. Une coïncidence avec une seconde information propre aux diffusions inélastiques est alors requise, le dépôt d'énergie dans un calorimètre hadronique. Un seuil permettant de rejeter un dépôt correspondant à un muon seul est appliqué.

Pour les prises de données correspondant à l'étude de réactions exclusives, d'autres informations pour sélectionner les événements sont requises. Par exemple, pour les événements ayant un photon dans l'état final (tels que DVCS ou la diffusion Primakoff), un dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques en coïncidence avec le muon ou le pion diffusé est demandé.

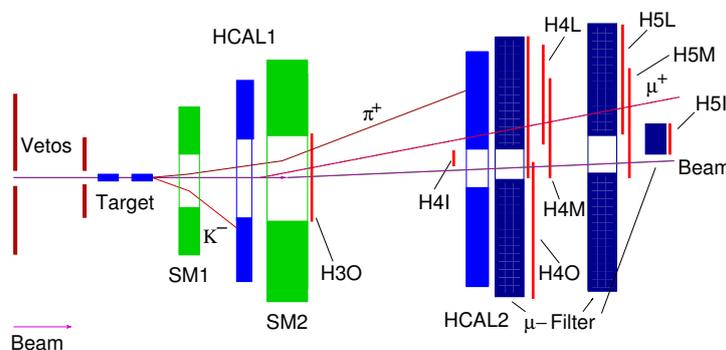


FIGURE 2.13 – Position des détecteurs participant au déclenchement de l'acquisition.

2.1.4 Acquisition des données

Le système d'acquisition (cf. figure 2.14) a pour but la collecte des données provenant des détecteurs et leur enregistrement. La contrainte principale à COMPASS est le taux élevé de déclenchements, de 10 kHz à 100 kHz. Chaque événement sélectionné doit être enregistré, ce qui signifie que le temps mort de l'acquisition doit être pratiquement nul.

Les cartes électroniques frontales de chaque détecteur assurent la préamplification des signaux. Ces signaux sont ensuite numérisés par des modules TDC (*Time-to-Digital Converter*) ou ADC (*Analog-to-Digital Converter*), suivant la caractéristique du signal recueilli (durée ou amplitude). Ces cartes sont situées près des détecteurs, voire intégrées aux détecteurs. Une grande diversité de systèmes électroniques existe à COMPASS, pour s'adapter aux spécificités de chaque type de détecteur.

Les signaux numérisés par les cartes ADC ou TDC sont ensuite envoyés vers deux types de modules nommés CATCH [61] et GeSiCA [34]. Chacune de ces cartes peut concentrer les données de plusieurs ADC ou TDC en un flux unique, ce qui peut représenter plusieurs dizaines de milliers de canaux de détection. Ces modules sont connectés au système de déclenchement de l'acquisition (TCS, pour *Trigger Control System*), et distribuent les signaux de déclenchement aux cartes TDC et ADC, qui elles-mêmes les transmettent aux cartes électroniques frontales.

Les données provenant des CATCH et GeSiCA sont ensuite transmises par liaison optique S-LINK [62] à des ordinateurs appelés *Read-Out Buffers* (ROB). Leur rôle est de stocker provisoirement les données acquises pendant un déversement du faisceau. Plusieurs ordinateurs se partagent cette tâche et groupent les données en événements partiels. Enfin, la construction des événements complets à partir de ces événements partiels est assurée par une autre série d'ordinateurs, les *Event Builders* (EB), connectés aux ROB par un commutateur ethernet Gigabit. Cette opération peut être menée durant la période séparant deux déversements. Ces ordinateurs enregistrent enfin les données sur un disque dur local, avant leur envoi vers le système de stockage central du Cern, où elles sont enregistrées sur bandes magnétiques. La quantité de données recueillies atteint plusieurs centaines de téraoctets par an.

Le système d'acquisition est géré par DATE [63], une collection de programmes développée à l'origine pour l'expérience ALICE. Il permet de démarrer et arrêter une acquisition et d'en définir tous les paramètres, tels que la configuration des *triggers*, la surveillance des erreurs d'acquisition ou le nombre de ROB ou d'EB à utiliser par exemple.

Une particularité du système d'acquisition de COMPASS est sa grande modularité, qui permet par exemple l'ajout de détecteurs ou la modification de cartes électroniques frontales au cours des différentes améliorations du dispositif expérimental. Le nombre de ROB ou d'EBs peut également être augmenté si besoin pour s'adapter à des taux d'acquisition plus élevés, par exemple lors d'une augmentation du flux du faisceau.

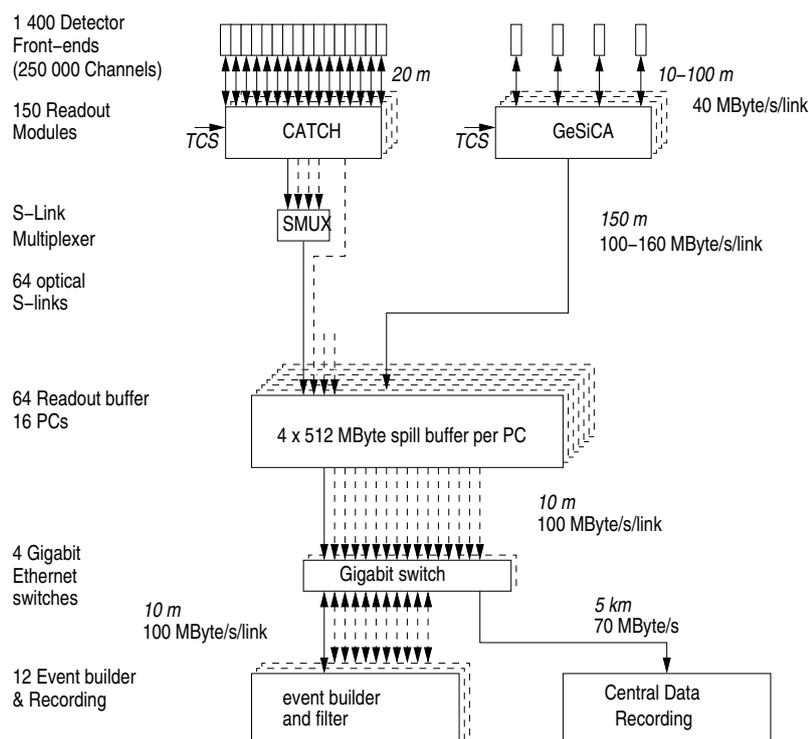


FIGURE 2.14 – Principe de l'acquisition des données à COMPASS. Les données numérisées des détecteurs sont concentrées par les modules CATCH et GeSiCA. Le stockage des données lors d'un déversement et la construction des événements sont effectués localement. Les données sont ensuite envoyées vers le système de stockage centralisé du Cern.

2.2 Reconstruction et analyse des événements

Les événements enregistrés par le système d'acquisition ne contiennent pas directement d'informations physiques sur les particules détectées, mais seulement les données brutes issues des systèmes électroniques des détecteurs, par exemple les amplitudes mesurées sur les canaux activés par le passage d'une particule. Des informations extérieures doivent être associées à ces données afin d'accéder aux grandeurs physiques intéressantes, telles que la position des détecteurs dans le spectromètre, la localisation des canaux sur un détecteur ou encore les cartes de champs magnétiques. Cela est effectué par le programme CORAL (*COMPASS Reconstruction Algorithm Library*), qui à partir des données brutes, d'une base de données et de fichiers contenant les informations nécessaires sur le dispositif expérimental, reconstruit les événements et produit des données contenant les informations physiques sur ces derniers :

- paramètres des trajectoires des particules ;
- paramètres des vertex ;
- identification des particules ;
- dépôts d'énergie dans les calorimètres.

Ces données sont enregistrées sous formes de fichiers DST (*Data Summary Tapes*). CORAL peut également traiter les données générées par la simulation Monte-Carlo du dispositif expérimental (voir section 2.3).

Les sections suivantes décrivent de façon simplifiée différentes étapes de la reconstruction d'un événement par CORAL, résumées sur la figure 2.15.

2.2.1 Reconstruction des traces

Trois informations permettent à CORAL de déterminer les coordonnées du point de passage d'une particule dans un détecteur :

- l'association d'un canal électronique à un canal physique (par exemple une piste sur un détecteur Micromegas) ;
- la position du détecteur considéré dans le spectromètre ;
- la position du canal physique sur le détecteur.

La première de ces informations est stockée dans un fichier de *mapping*. Il existe un fichier pour chaque type de détecteur, dans lequel sont inscrites les informations pour chaque détecteur de ce type. La seconde information est disponible dans un fichier de géométrie, qui regroupe les positions de chaque élément du dispositif expérimental, en particulier les détecteurs de traces. Il existe un fichier pour chaque période de prise de données, qui correspond environ à une durée d'une semaine. Avant chaque période, une procédure d'alignement, détaillée par exemple dans la référence [64], permet de mettre à jour les positions des détecteurs. La dernière information est en général directement inscrite dans la partie du code correspondant au détecteur considéré. Une dernière étape, le *clustering*, consiste en l'association de canaux adjacents ayant détecté la même particule pour former un *cluster* afin de calculer plus précisément les coordonnées du point de passage de la particule. Ceci est fait à partir de l'amplitude des signaux de chaque canal. Cette étape permet également de calculer le temps du passage de la particule par rapport au *trigger*, ce qui permet de rejeter les signaux fortuits. Cette étape est détaillée dans le cas des PixelMicromegas dans le chapitre 5.

La reconstruction des traces est ensuite effectuée comme suit :

1. Des combinaisons favorables de *clusters* sont recherchées dans chaque zone du spectromètre. Les zones sont définies de manière à ce que ces segments de trace y soient parfaitement droits, ce qui exclut la proximité des aimants (à cause de leurs champs de fuite) et les zones présentant de grandes quantités de matière.
2. Les segments de trace sont connectés les uns aux autres entre les zones.
3. Un ajustement global de la trace est effectué en tenant compte de la quantité de matière traversée par la trace. On en extrait les paramètres de la trace x , y , θ_x , θ_y et q/p dans un plan de référence situé immédiatement en aval de la cible.

Les deux dernières étapes nécessitent la connaissance du champ magnétique produit par les aimants du dispositif expérimental (les deux dipôles et éventuellement la cible polarisée). Ceci est effectué à l'aide d'une carte de champ issue de mesures, stockée dans une base de données.

Les traces reconstruites d'un événement de diffusion profondément inélastique typique sont représentées sur la figure 2.16. L'efficacité de reconstruction des traces est estimée à partir d'une simulation Monte-Carlo du dispositif expérimental ; elle est de l'ordre de 90 % [34].

2.2.2 Reconstruction de la particule incidente

Les paramètres x , y , θ_x et θ_y des traces des particules du faisceau sont déterminés par CORAL grâce aux données des détecteurs au silicium et à fibres scintillantes placés en amont de la cible. Lors de l'utilisation d'un faisceau de muons, l'impulsion des particules est mesurée par la BMS. Un événement est conservé seulement s'il n'existe qu'une trace reconstruite dans la BMS coïncidant avec une trace reconstruite par les détecteurs en amont de la cible. La dispersion en impulsion du faisceau de hadrons est négligeable ; la valeur moyenne de l'impulsion du faisceau est attribuée à toutes les particules qui le composent.

2.2.3 Reconstruction des vertex primaires

Un vertex primaire est le lieu de l'interaction d'une particule du faisceau avec une particule de la cible. L'extrapolation à l'intérieur de la cible des traces reconstruites dans le spectromètre et de celle de la particule incidente permet une première estimation de la position du vertex primaire. Un ajustement est ensuite réalisé après exclusion des traces ne semblant pas venir du vertex. On en extrait la position précise du vertex ainsi que la valeur de l'impulsion des particules à ce niveau, en tenant compte notamment de la distribution de matière dans la cible.

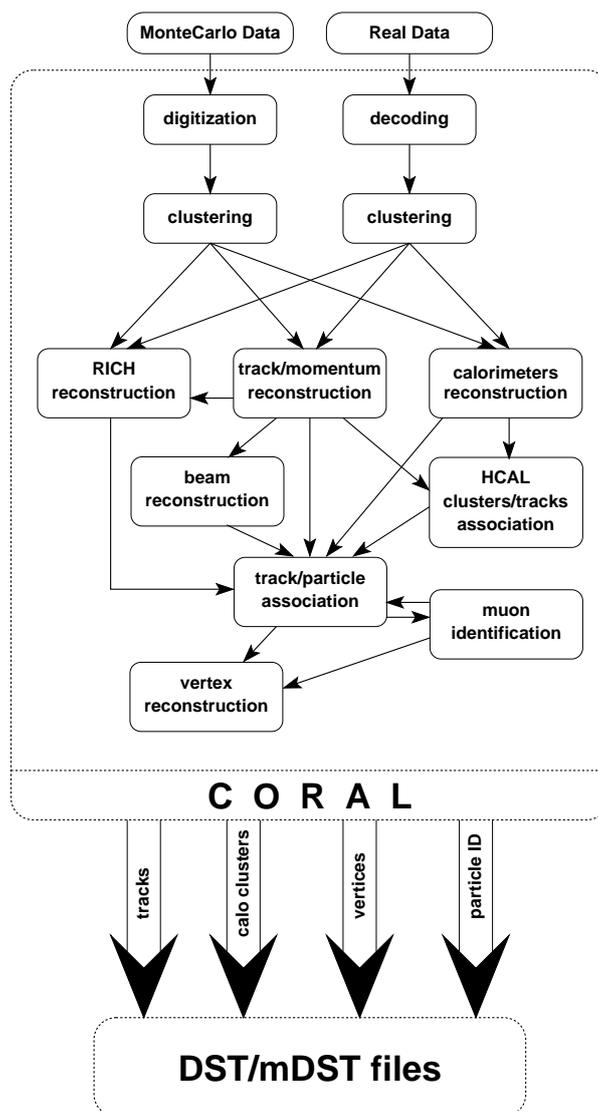


FIGURE 2.15 – Schéma résumant le fonctionnement de CORAL, le programme de reconstruction d'événements de COMPASS.

Les données reconstruites par CORAL sont ensuite analysables avec PHAST (*PHysics Analysis Software Tools*), le programme d'analyse de COMPASS. Cet outil permet entre autres de calculer les variables cinématiques des événements et de sélectionner ces derniers en fonction de l'analyse menée. Il permet également de stocker les données analysées sous forme de TTree ou d'histogrammes ROOT [65].

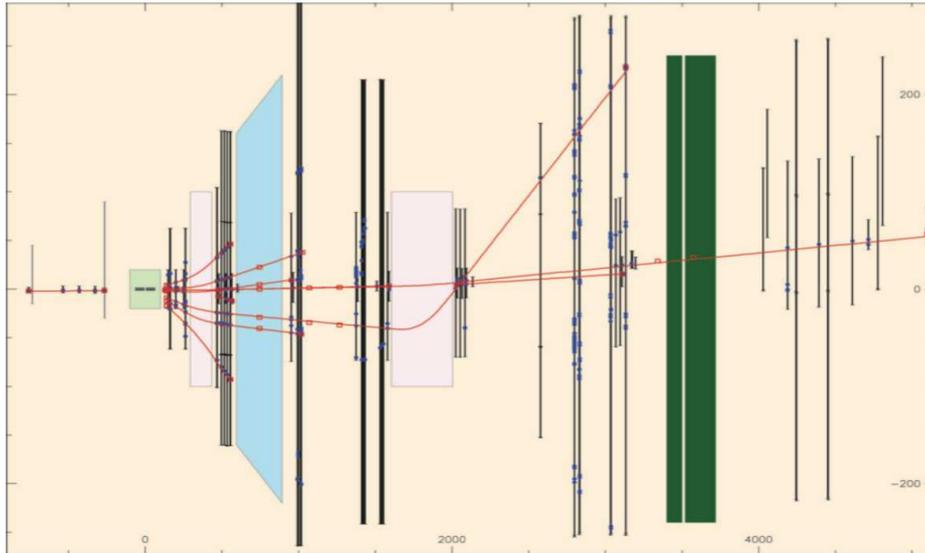


FIGURE 2.16 – Reconstruction d’un événement de diffusion profondément inélastique dans le spectromètre. Les plans de détection sont représentés en noir. Les *clusters* apparaissent en bleu, et les traces reconstruites en rouge.

2.3 Simulation Monte-Carlo

La simulation Monte-Carlo d’un processus étudié à COMPASS, doit tenir compte des imperfections du dispositif expérimental et de la reconstruction pour pouvoir être comparée aux données réelles. Pour cela, une telle simulation consiste en quatre étapes :

- la génération d’événements physiques (et éventuellement de bruit de fond) ;
- la simulation de la propagation des particules de l’état final dans le dispositif expérimental ;
- la simulation de la réponse des détecteur ;
- la reconstruction des événements.

La première étape est réalisée avec un générateur d’événements, tel que PYTHIA [66], LEPTO [15] ou HEPGEN [67]. Le rôle de ce programme est de produire une liste d’événements et de calculer leurs propriétés, telles que la nature des particules de l’état final et leur cinématique, à partir de modèles théoriques ou de données expérimentales. Le choix du générateur dépend de la nature des processus physiques étudiés. LEPTO et HEPGEN seront détaillés respectivement dans les chapitres 6 et 7.

La deuxième étape est réalisée par COMGEANT, un logiciel développé à partir de GEANT 3.21 [68], qui simule le dispositif expérimental de COMPASS. Des fichiers de paramètres détaillent la position, les dimensions et la composition de chaque élément du dispositif, tels que la cible, les aimants, les détecteurs et les absorbeurs. Les cartes des champs magnétiques utilisées par CORAL et mentionnées plus haut sont également utilisées. Le rôle de COMGEANT consiste à propager les particules de l’état final des événements générés dans le dispositif expérimental. Il simule les interactions qu’elles peuvent avoir avec la matière qu’elles rencontrent, ce qui résulte en des pertes d’énergies, des changements de trajectoire ou la création de nouvelles particules. La désintégration des particules instables est également prise en compte. En particulier, COMGEANT permet d’accéder aux points d’interaction des particules avec les détecteurs, ainsi qu’à l’énergie qu’elles y déposent.

Les deux dernières étapes sont effectuées par CORAL, décrit précédemment. À partir des performances des détecteurs mesurées lors des prises de données (efficacité, résolution spatiale,

temporelle ou en énergie), et des informations issues de COMGEANT (point d'interaction et énergie déposée), CORAL simule leur réponse. Finalement, à partir de ces informations, la reconstruction des événements est effectuée de la même manière que pour les données réelles.

2.4 Conclusion

La collaboration COMPASS dispose d'un instrument performant et polyvalent lui permettant d'étudier de nombreux phénomènes physiques sur un large domaine cinématique avec une haute précision statistique. Cela ne serait possible sans l'utilisation de nombreux détecteurs de traces couvrant une grande acceptance. En particulier, les traces à petit angle sont reconstruites avec précision dans des conditions difficiles par des détecteurs gazeux à micro-pistes GEM et Micromegas depuis les débuts de l'expérience. Le fonctionnement de ces derniers est détaillé dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Les détecteurs Micromegas

Les détecteurs à gaz utilisent l'ionisation provoquée par le passage de particules chargées pour détecter ces dernières. Ce phénomène a été mis en pratique dès le début du XX^e siècle avec l'invention du compteur à fil ; ces détecteurs ont ensuite évolué jusqu'aux détecteurs gazeux à microstructures actuels, les MPGD (*Micro-Pattern Gas Detectors*). Les détecteurs Micromegas (*MICRO-MEsh Gaseous Structure*), au cœur du travail présenté dans cette thèse, appartiennent à cette dernière génération de détecteurs. Leur principe de fonctionnement ainsi que leurs caractéristiques sont présentés dans ce chapitre, après un bref historique présentant l'évolution des détecteurs à gaz jusqu'aux MPGD.

3.1 Du compteur à fil aux MPGD

3.1.1 Le compteur à fil

Les premiers détecteurs à gaz ont été inventés par Rutherford et Geiger en 1908 pour la détection des particules alpha récemment découvertes [69]. Ils ont été depuis longtemps détrônés par leurs successeurs dans les expériences de physique des particules, mais sont pourtant toujours en service, notamment sous la forme du fameux compteur Geiger utilisé pour le contrôle des niveaux de radiations [70].

Un compteur à fil consiste en un cylindre métallique rempli d'un gaz convenablement choisi, et traversé par un fil de potentiel électrique $+V$ par rapport à l'enveloppe métallique (voir figure 3.1). Différents régimes de fonctionnement dépendant du potentiel appliqué sont possibles : on parle alors de chambre à ionisation, de compteur proportionnel ou de compteur Geiger-Müller.

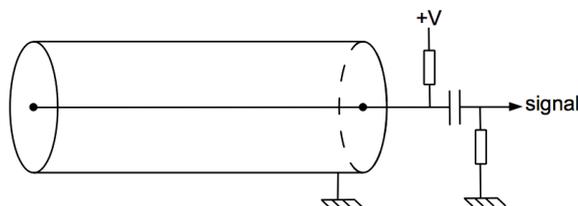


FIGURE 3.1 – Représentation schématique d'un compteur à fil.

Le passage d'une particule chargée dans le cylindre excite ou ionise des atomes du gaz. Les ionisations se traduisent par la création d'un certain nombre de paires électron/ion. Le potentiel V appliqué sur le fil résulte en un champ électrique \vec{E} , de norme

$$E = \frac{1}{r} \frac{V}{\ln \frac{b}{a}}, \quad (3.1)$$

où a est le rayon du fil, b le rayon intérieur du cylindre et r la distance à l'axe du fil. Si le champ est suffisamment élevé, il empêche la recombinaison des paires électron/ion et fait dériver les porteurs de charge. Les électrons se déplacent vers le fil central alors que les ions se dirigent vers la paroi cylindrique. Le déplacement des porteurs de charge dans ce champ électrique induit un courant électrique mesurable à la sortie du détecteur. Suivant l'intensité du champ, plusieurs régimes sont observés :

- si le champ est suffisamment élevé, toutes les charges sont collectées. Le détecteur est alors une chambre à ionisation. Le signal collecté reste très faible, et permet difficilement la détection individuelle des particules. Cependant, ce type de détecteur peut être utilisé pour mesurer des flux de particules, pour déterminer l'intensité d'un faisceau par exemple, ce qui est le cas à COMPASS.
- à partir d'une certaine valeur du champ, les électrons issus des ionisations sont suffisamment accélérés pour ioniser le gaz à leur tour, provoquant une réaction en chaîne appelée « avalanche ». Ce phénomène a lieu près du fil, là où le champ est le plus élevé comme le montre l'équation 3.1. Le nombre de charges créées est proportionnel au nombre de charges primaires et le coefficient de proportionnalité G définit le gain du détecteur. Ce dernier augmente avec l'intensité du champ électrique. Le signal collecté est alors plus intense d'un facteur G que dans le cas précédent, ce qui peut permettre la détection individuelle des particules. On parle alors de compteur proportionnel.
- pour des valeurs très élevées du champ, une succession d'avalanches se produit le long du fil lors du passage d'une particule. Cela est en grande partie dû aux photons émis par la désexcitation des atomes, qui peuvent provoquer des ionisations résultant en avalanches à d'autres endroits du détecteur. Le signal n'est alors plus proportionnel à l'énergie déposée par la particule dans le détecteur, et une saturation est observée. Le détecteur est alors un compteur Geiger-Müller.

Ces détecteurs ont été très utilisés en physique nucléaire au cours de la première moitié du XX^e siècle. Cependant, l'apparition des scintillateurs, plus simples d'utilisation et dotés d'une excellente résolution temporelle, a conduit à leur remplacement par ces derniers. Le retour massif des détecteurs gazeux a eu lieu à la fin des années 1960, grâce à l'invention de la chambre à fils.

3.1.2 La chambre proportionnelle à fils et ses dérivés

L'observation des trajectoires des particules a été rendue possible dès la fin du XIX^e siècle, grâce à l'invention de la chambre à brouillard par Wilson [71]. En parallèle est également développée la méthode d'émulsion nucléaire, utilisant des plaques photographiques [72]. Plus tard, au milieu du XX^e siècle, les chambres à bulles font leur apparition [73]. Ces détecteurs permettent d'observer des phénomènes plus rares et complexes que leur prédécesseurs, notamment grâce à leur temps mort de quelques secondes seulement. La chambre à étincelles est également développée à la même époque, et peut fonctionner dans des flux de particules jusqu'à 100 Hz.

Les inconvénients majeurs de tous ces détecteurs sont leur temps mort élevé et la lenteur du traitement des données. En effet, ils doivent être couplés à des systèmes photographiques (à l'exception des détecteurs à émulsion nucléaire, qui requièrent un traitement chimique), ce qui rend le traitement et l'analyse des données laborieux. Les avancées successives en physique des particules à cette période impliquent l'étude de phénomènes de plus en plus rares, un traitement électronique et automatisé des données devient donc nécessaire. C'est dans ce contexte que Georges Charpak invente la chambre à fils en 1968, pour laquelle il est récompensé du prix Nobel en 1992 [74].

La chambre proportionnelle multifils (ou MWPC pour *MultiWire Proportionnal Chamber*) consiste en un volume de gaz dans lequel est situé une succession de fils d'anodes parallèles tendus entre deux plans de cathode (cf. figure 3.2). Son fonctionnement est similaire à celui d'un

compteur proportionnel : le passage d'une particule ionise le gaz, et des avalanches ont lieu près du ou des fil(s) les plus proches du point de passage de la particule. Chaque fil est connecté à une électronique de lecture indépendante, qui permet l'amplification et la discrimination des signaux. La connaissance de la position des fils « touchés » par le passage d'une particule permet de déterminer la coordonnée du point de passage de la particule perpendiculaire aux fils. La résolution dépend de la distance entre les fils ; elle est de l'ordre du millimètre pour un espacement des fils de 2 mm [75]. La trajectoire d'une particule est reconstruite en utilisant une succession de détecteurs d'orientations différentes.

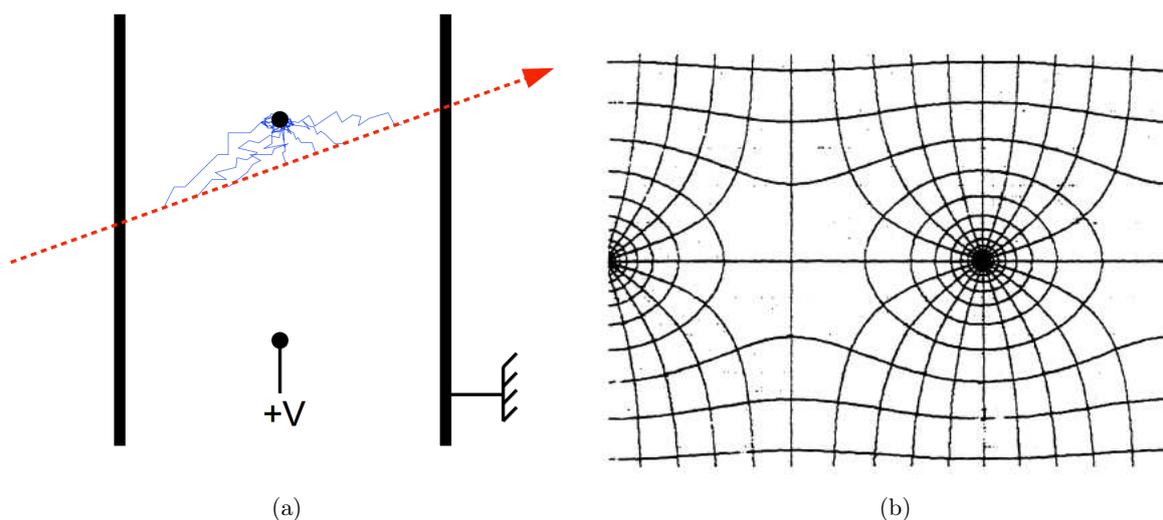


FIGURE 3.2 – Chambre proportionnelle multifils. À gauche, schéma de principe : les électrons issus des ionisations provoquées par la particule incidente (en rouge) dérivent vers le fil d'anode le plus proche et déclenchent des avalanches à son voisinage. À droite, lignes de champ et équipotentielles près d'un fil [76].

L'invention de ce détecteur a été une véritable révolution en physique des particules. Il a fait partie de toutes les expériences majeures depuis son invention, et est encore en service, notamment à COMPASS. Cependant, la distance entre les fils est limitée par la répulsion électrostatique. La résolution spatiale a tout de même pu être améliorée d'un facteur 5 grâce aux chambres à dérive [77], des détecteurs très proches des chambres à fils, qui permettent de déterminer précisément la position du point de passage de la particule en mesurant le temps entre le passage de la particule (donné par un *trigger* externe au temps de réponse rapide, tel qu'un scintillateur) et la génération du signal sur le fil. Pour obtenir une vitesse de dérive constante, le champ électrique est uniformisé à l'aide de « fils de champ », réglés individuellement à une tension appropriée, et disposés entre les cathodes et le fil d'anode.

Malgré le succès de ces détecteurs, ils ne peuvent pas être utilisés dans des flux de particules au delà de 10 kHz/mm de fil [75]. Cela est dû à la configuration du champ entre les fils et les cathodes. En effet, la vitesse de dérive des ions est plusieurs milliers de fois inférieure à celle des électrons (voir partie 3.2.2). Les avalanches ayant lieu près des fils, le temps de parcours de la majorité des ions créés est long, d'autant plus que l'intensité du champ diminue en s'éloignant du fil. La figure 3.3 montre le déroulement d'une avalanche autour d'un fil. On peut voir que dans la dernière phase de ce phénomène, une couronne d'ions entoure le fil, ce qui résulte en un écrantage du champ jusqu'à la fin de leur parcours. Cet écrantage provoque une diminution du gain du détecteur pouvant le rendre localement inefficace, car le champ n'est plus assez intense pour permettre la création d'avalanches. Dans un faible flux, la probabilité qu'une particule passe au même endroit que la précédente dans la période où cette zone est inefficace est faible, et ne diminue pas les performances du détecteur. Cependant, à haut flux, cela résulte en une

inefficacité globale.

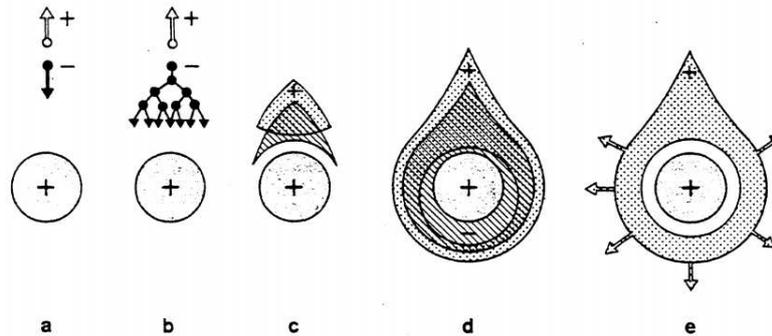


FIGURE 3.3 – Développement d’une avalanche autour d’un fil [76]. Les électrons sont rapidement collectés alors que les ions dérivent lentement vers les cathodes en formant une couronne autour du fil.

La diminution du temps d’évacuation des ions a donc guidé la recherche dans le domaine des détecteurs à gaz dans les années 1990. Cet effort a résulté en l’apparition d’une nouvelle génération de détecteurs, les MPGD.

3.1.3 Les MPGD

Les MPGD (*Micro Pattern Gas Detectors*, détecteurs gazeux à microstructure) constituent la génération la plus avancée de détecteurs à gaz. Ce terme générique regroupe plusieurs technologies, ayant cependant plusieurs caractéristiques communes permettant de résoudre les problèmes posés par les limitations des détecteurs à fils :

- le remplacement des fils par des pistes ou pixels de cuivre gravés sur un support (par exemple à la manière d’un circuit imprimé). Cette solution résout le problème de répulsion électrostatique entre les fils et permet donc une grande segmentation, résultant en une amélioration de la résolution spatiale.
- la séparation des étapes d’ionisation primaire et d’amplification. Cela permet de circonscire l’espace disponible pour les avalanches et de capturer les ions, en réduisant de façon conséquente leur temps de dérive dans le détecteur. Le temps mort dû à l’écrantage du champ est donc considérablement réduit et permet le fonctionnement de ces détecteurs dans des flux élevés de particules. La méthode utilisée pour l’amplification et la capture des ions marque les principales différences entre les différents MPGD.

Le développement des MPGD a débuté en 1988 par la création du MSGC (*Micro Strip Gas Chamber*) [78], dont le fonctionnement est expliqué sur la figure 3.4. Des variations de ce détecteur, les MGC (*Micro Gap Chamber*) [79] et les μ PIC (*Micro Pixel Chamber*) [80] lui ont succédé respectivement en 1993 et 2001. Ces détecteurs ont montré de bonnes performances (30 μm de résolution spatiale, 10 ns de résolution temporelle, tenue à des flux de l’ordre de 1 MHz/mm²), mais souffraient de taux élevés de violentes décharges compromettant leur stabilité et leur vieillissement. Un trajectographe utilisant des MSGC a cependant été proposé pour l’expérience CMS [81], auquel un système composé de détecteurs au silicium a été préféré.

Les deux MPGD les plus utilisés ont été inventés en 1996. Au Cern, Fabio Sauli développe le GEM (*Gas Electron Multiplier*) [83]. Une feuille GEM consiste en une feuille de kapton de 50 μm d’épaisseur, recouverte d’une couche de cuivre sur chacune de ses faces. Cette feuille est percée de trous de 70 μm de diamètre, espacés de 140 μm . L’application d’une différence de potentiel de l’ordre de 200 à 300 V entre les deux couches de cuivre crée un champ suffisamment fort pour permettre le déclenchement d’avalanches dans les trous par des électrons issus d’ionisations primaires. La configuration du champ piège les ions et les dirige vers les faces cuivrées où ils sont

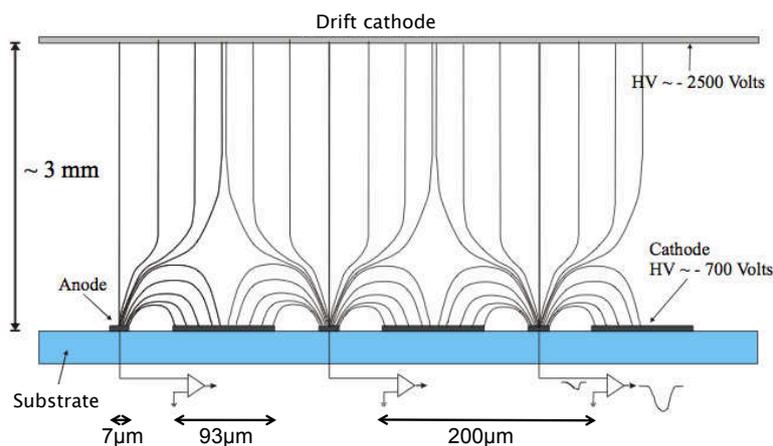


FIGURE 3.4 – Configuration électrostatique d'un MSGC [82]. La proximité des pistes d'anodes et de cathodes crée un champ intense dans lequel ont lieu les avalanches. Les ions sont rapidement collectés sur les cathodes.

rapidement capturés, alors que les électrons se dirigent vers les pistes de lecture. Une feuille permet un gain de l'ordre de 10-20; en général un détecteur contient plusieurs feuilles successives, ce qui permet d'atteindre des gains élevés. Ce fonctionnement est illustré par la figure 3.5.

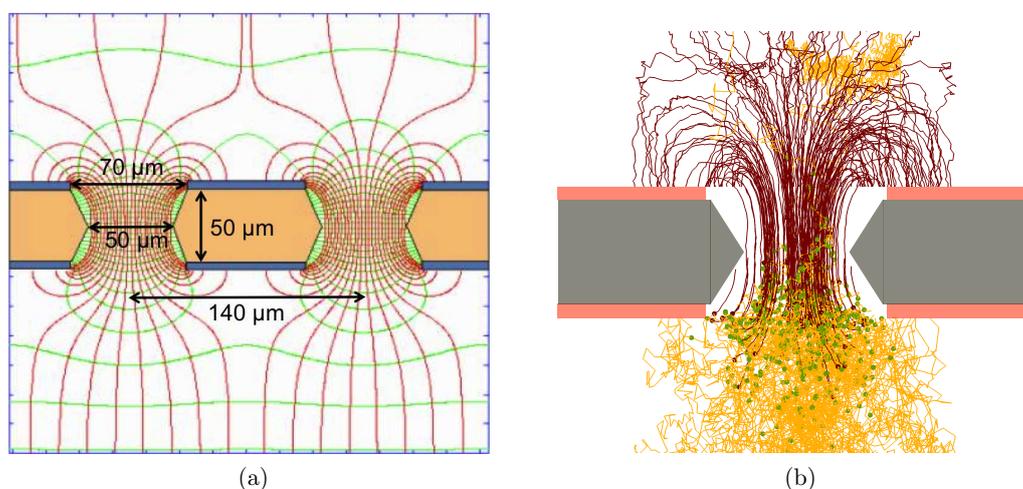


FIGURE 3.5 – Principe de fonctionnement d'une feuille GEM. À gauche, géométrie et configuration électrostatique. À droite, simulation des ionisations au voisinage d'un trou [84]. Les électrons sont représentés en jaune, les ions en rouge et les ionisations par des points. Les avalanches ont principalement lieu à la sortie des trous. Les ions sont pour la plupart capturés par la face supérieure de la GEM, alors que les électrons sont expulsés vers les pistes de lecture.

Au même moment à Saclay, Ioannis Giomataris développe le Micromegas (*MICRO-MEsh Gaseous Structure*) [85] avec la collaboration de Georges Charpak. Le fonctionnement détaillé de ce détecteur, ainsi que ses derniers développements sont présentés dans la section suivante.

Ces deux détecteurs ont été pour la première fois utilisés dans une expérience majeure lors du démarrage de COMPASS, en 2002. Depuis leur invention, le développement des MPGD s'articule autour de ces deux technologies, soit par leur amélioration, soit par l'invention de détecteurs dérivés. Citons par exemple les MHSP [86] et les THGEM [87], développés à partir du GEM, et les détecteurs Ingrid [88], basés sur la technologie Micromegas.

3.2 Le détecteur Micromegas

3.2.1 Description et principe

Un détecteur Micromegas (figure 3.6) consiste en un volume de gaz compris entre une électrode de dérive (cathode) et des pistes de lecture (anode). Ce volume est scindé en deux espaces par une micro-grille, l'élément essentiel du détecteur :

- l'espace de conversion est délimité par l'électrode de dérive et la micro-grille. Il mesure généralement de 3 à 5 mm d'épaisseur et un champ uniforme de quelques kV/cm, le champ de dérive (\vec{E}_{drift}), y est appliqué.
- l'espace d'amplification est situé entre la micro-grille et les pistes de lecture. Il a une épaisseur d'environ 100 μm , et un champ uniforme élevé y règne, de l'ordre de plusieurs dizaines de kV/cm, appelé le champ d'amplification (\vec{E}_{amp}).

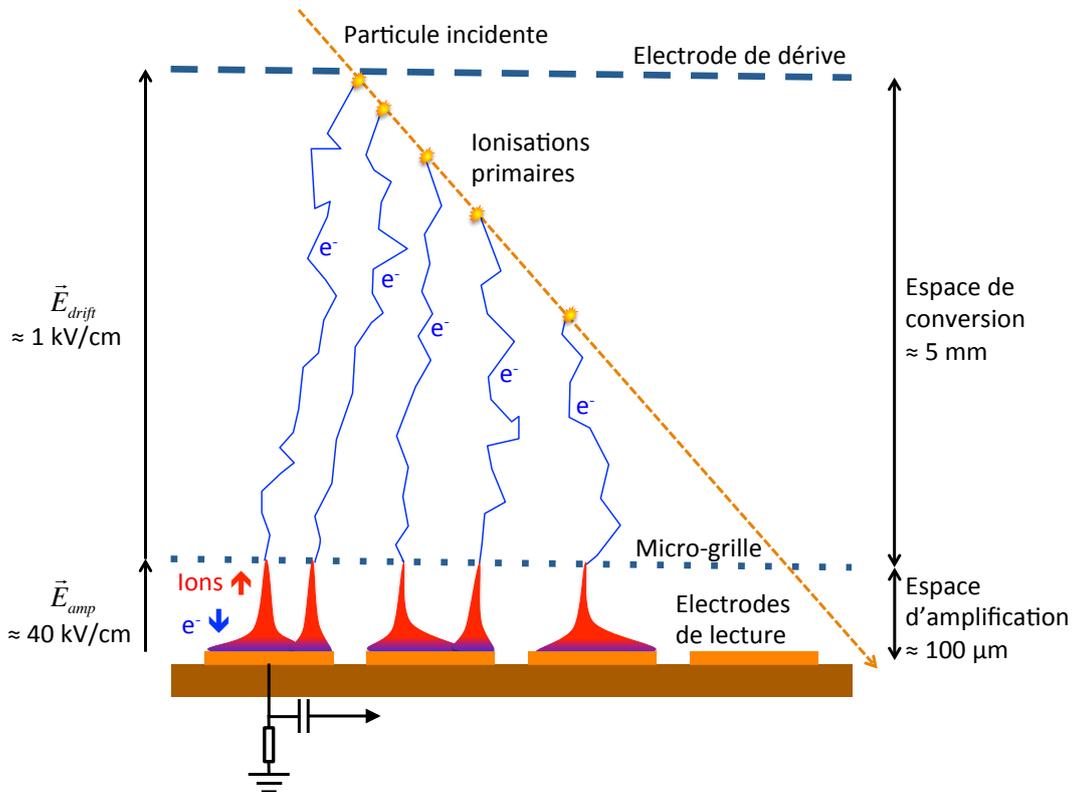


FIGURE 3.6 – Principe de fonctionnement d'un détecteur Micromegas. Les électrons issus des ionisations primaires dérivent vers l'espace d'amplification, où ont lieu les avalanches. Les électrons issus de l'avalanche se dirigent vers les pistes de lecture alors que les ions sont collectés par la micro-grille.

Lorsqu'une particule traverse le détecteur, des ionisations ont lieu dans l'espace de conversion. Le champ y est suffisamment faible pour éviter des ionisations secondaires. Les électrons issus de ces ionisations dérivent en direction de la micro-grille, et la quasi-totalité d'entre eux la traverse. Cette transparence de la grille est rendue possible par un choix judicieux du rapport E_{drift}/E_{amp} (voir figure 3.7). Une fois dans l'espace d'amplification, le champ élevé leur permet d'être suffisamment accélérés pour déclencher une succession d'avalanches entre la micro-grille et les pistes de lecture. Les ions créés lors des avalanches sont guidés jusqu'à la grille par le champ d'amplification, où ils sont capturés.

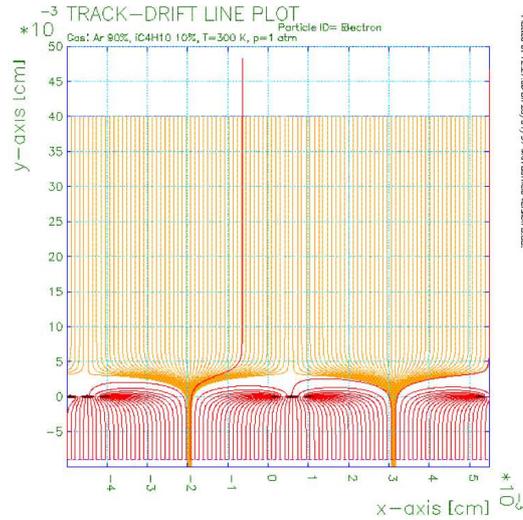


FIGURE 3.7 – Simulation du champ électrique dans un détecteur Micromegas [89]. La configuration électrostatique permet aux électrons de l’espace de conversion de traverser la grille et empêche les ions produits dans l’espace d’amplification de la franchir.

3.2.2 Fonctionnement détaillé : de l’ionisation au traitement du signal électrique

Les principes physiques développés dans la suite détaillent le fonctionnement d’un détecteur Micromegas. Cependant, la plupart des phénomènes exposés ici sont applicables à l’ensemble des MPGD, et de façon générale à tous les détecteurs gazeux décrits schématiquement jusqu’à présent. Cette partie est principalement inspirée de la référence [75].

3.2.2.1 Ionisation

Le mélange gazeux remplissant un détecteur Micromegas est en général constitué d’un gaz noble et d’au moins un autre gaz organique (le *quencher*). Le passage d’une particule dans ce volume peut provoquer l’ionisation ou l’excitation de ses atomes ou molécules. Dans le cas d’une ionisation, une paire électron/ion est créée directement. Si l’atome est seulement excité, il peut provoquer à son tour l’ionisation d’une molécule du *quencher* (effet Penning), dont le potentiel d’ionisation (c’est-à-dire l’énergie nécessaire à fournir à l’atome ou molécule pour en extraire un électron) est moins élevé. Le nombre d’ionisations primaires étant proportionnel à l’épaisseur de gaz traversée, la quasi-totalité des ionisations a lieu dans l’espace de conversion.

Le nombre de paires électron/ion produites suit une loi de Poisson d’espérance $\langle N_p \rangle$. En général, les électrons de ces paires peuvent provoquer à leur tour des ionisations. S’ils sont suffisamment énergétiques (on parle alors d’électrons δ), ils peuvent même parcourir une distance de plusieurs centaines de microns dans le gaz et ioniser un grand nombre d’atomes sur leur passage. Le nombre total moyen de paires créées $\langle N_T \rangle$, incluant les ionisations primaires et secondaires, est de 2 à 10 fois plus important que $\langle N_p \rangle$ (voir tableau 3.1). Il peut être calculé en utilisant la perte d’énergie de la particule incidente dans le gaz considéré (dE/dx) sur son parcours de longueur L et l’énergie moyenne nécessaire à la création d’une paire électron/ion (w_i , à ne pas confondre avec le potentiel d’ionisation E_i) par la formule

$$\langle N_T \rangle = \frac{dE/dx \times L}{w_i}. \quad (3.2)$$

Dans le cas d’un mélange gazeux, dE/dx et w_i sont les moyennes des valeurs calculées pour des

corps purs, pondérées par la proportion de chaque gaz du mélange. Les valeurs de dE/dx et w_i pour les gaz utilisés couramment sont inscrites dans le tableau 3.1.

Gaz	E_i [eV]	w_i [eV]	$[dE/dx]_{\text{mip}}$ [keV/cm]	$\langle N_P \rangle$ [cm^{-1}]	$\langle N_T \rangle$ [cm^{-1}]
He	24,5	41	0,32	4,2	8
Ar	15,7	26	2,44	23	94
Ne	21,56	36,3	1,56	12	43
Xe	12,1	22	6,76	44	307
CF ₄	15,9	54	7	51	100
CO ₂	13,7	33	3,01	35,5	91
CH ₄	15,2	28	1,48	25	53
C ₂ H ₆	11,7	27	1,15	41	111
iC ₄ H ₁₀	10,6	23	5,93	84	195

TABLEAU 3.1 – Propriétés physiques de gaz couramment utilisés à 20 °C et 760 torr [90].

3.2.2.2 Diffusion et dérive

Le déplacement des porteurs de charge dans le gaz est régi par la combinaison de deux phénomènes : la diffusion et la dérive sous l'effet du champ électrique.

En l'absence de champ, les électrons et les ions diffusent dans le gaz à partir de leur point d'origine. Ils perdent leur énergie par des collisions successives sur les atomes du gaz et finissent par entrer en équilibre thermique avec ce dernier et se recombiner. Les électrons peuvent éventuellement être capturés par des atomes électronégatifs ; cependant, cela est fortement limité par l'utilisation de gaz nobles, d'affinité électronique négative. La théorie cinétique des gaz prédit qu'à l'équilibre thermique, après un temps de diffusion t , la concentration des porteurs de charges à une distance r de leur point d'origine est décrite par une distribution gaussienne, d'écart type [75]

$$\sigma(r) = \sqrt{6Dt}, \quad (3.3)$$

où D est le coefficient de diffusion et dépend des propriétés du gaz et du porteur de charge et s'exprime

$$D = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{1}{p\sigma_0} \sqrt{\frac{(kT)^3}{m}}, \quad (3.4)$$

où k , T , p , m , et σ_0 désignent respectivement la constante de Boltzmann, la température et la pression du gaz, la masse du porteur de charge considéré et la section efficace de collision élastique entre ce porteur de charge et un atome du gaz.

Si le champ de dérive est suffisamment élevé, l'énergie communiquée aux porteurs de charge limite leur recombinaison. Sous l'effet du champ, les électrons dérivent alors vers la micro-grille et les ions vers l'électrode de dérive. La vitesse de leur déplacement est limitée par les collisions sur les atomes du gaz. Sa moyenne, la vitesse de dérive, s'exprime

$$\langle v \rangle = \mu E, \quad (3.5)$$

où la mobilité μ dépend des propriétés du gaz, en particulier de la pression, et de celles du porteur de charge.

Dans le cas des ions, dont la masse est quasiment identique à celle des atomes du gaz, l'équilibre thermique est rapidement atteint. On observe que la mobilité ne dépend pas de l'intensité

du champ et peut être liée au coefficient de diffusion par la relation d'Einstein

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}, \quad (3.6)$$

où e désigne la charge élémentaire.

Concernant les électrons, la mobilité est supérieure d'environ trois ordres de grandeur, et dépend du champ. Les électrons sont loin de l'équilibre thermique, et l'énergie thermique kT doit donc être remplacée par leur énergie dans l'expression précédente. L'augmentation du facteur de diffusion qui en résulte cause un élargissement du nuage électronique décrit par l'équation 3.3, qui peut être la source d'une dégradation de la résolution spatiale du détecteur.

Cependant, la présence du *quencher* dans le mélange gazeux, ou l'addition d'une faible quantité d'un autre gaz polyatomique tel que le CF_4 , permet de compenser cette augmentation du coefficient de diffusion. Cela est rendu possible par la valeur élevée de la section efficace de collision élastique de ces gaz (cf. equation 3.4).

3.2.2.3 Amplification par avalanche

Après avoir atteint le voisinage de la micro-grille et été « aspirés » dans ses trous par l'intense gradient de champ présent dans cette zone, les électrons pénètrent dans l'espace d'amplification. Ici, le champ élevé leur permet d'ioniser à leur tour le gaz, ce que font également les électrons créés lors de ces ionisations secondaires, et ainsi de suite. Cela résulte en une avalanche, de la forme d'une goutte, visible sur la figure 3.8. La tête de la goutte est composée d'électrons, et la queue d'ions, de mobilité beaucoup plus faible. Le premier coefficient de Townshend α_T ,

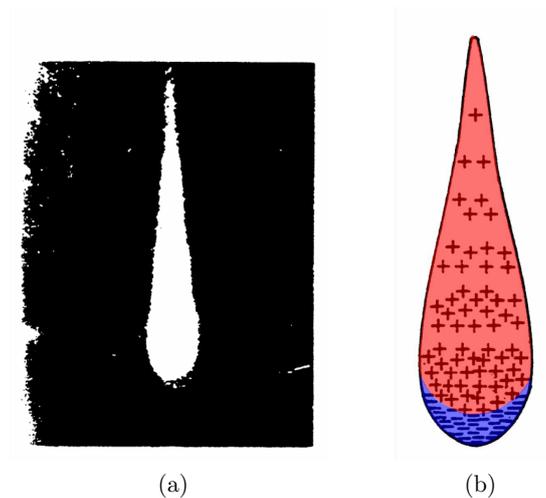


FIGURE 3.8 – Avalanche. (a) : Cliché de chambre à brouillard, mettant en évidence la forme de goutte. (b) : répartition des porteurs de charges dans l'avalanche : les électrons (en bleu), très mobiles, sont en tête, alors que les ions (en rouge) forment une longue queue [76].

représente le nombre d'ionisations provoquées par unité de longueur. Pour n électrons incidents, le nombre d'électrons créés sur une longueur dx s'écrit

$$dn = n\alpha_T dx. \quad (3.7)$$

Le nombre d'électrons créés sur une distance x est donc, après intégration de la formule précédente

$$n = n_0 e^{\alpha_T x}, \quad (3.8)$$

n_0 étant le nombre d'électrons atteignant l'espace d'amplification. On peut alors définir le facteur de multiplication de l'avalanche, ou gain du détecteur

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha_T x}. \quad (3.9)$$

Le coefficient α_T , et donc le gain, dépend notamment de la pression et du champ électrique. Différents modèles théoriques permettent de le calculer, par exemple celui de Rose et Korff [91]

$$\frac{\alpha_T}{p} = Ae^{-\frac{Bp}{E}}, \quad (3.10)$$

où A et B sont des constantes propres à chaque gaz.

3.2.2.4 Induction et formation du signal sur les pistes

Le signal électrique issu des pistes de lectures n'est pas dû comme on pourrait le croire *a priori* à l'arrivée des électrons sur ces électrodes ; l'expression « collecte des charges » parfois utilisée peut induire en erreur. En effet, l'impulsion de courant électrique observée est induite par le déplacement des porteurs de charges dans le champ électrique. La forme du signal dépend bien sûr du nombre de charges, mais aussi de leur position et de leur parcours dans le champ.

Dans le cas d'un Micromegas, les avalanches produites dans l'espace d'amplification se propagent vers les pistes de lecture. La plupart des ionisations a lieu à proximité immédiate de la piste ; le parcours des électrons est donc très court avant leur arrivée. Cela résulte en un signal court et intense, d'une durée de l'ordre de 1 ns. Le trajet des ions est lui beaucoup plus long, puisqu'ils doivent atteindre la micro-grille. De plus leur mobilité est faible, ce qui résulte en un signal d'une durée d'environ 100 ns. Cependant, cela implique également que ces derniers sont responsables de la plus grande contribution à la charge totale induite, environ 90 %. Le temps d'évacuation des ions reste tout de même très court, ce qui permet au détecteur de fonctionner sans perte de gain jusqu'à des flux de particules incidentes très élevés, de l'ordre du GHz/mm². Une simulation du signal total obtenu est représentée sur la figure 3.9.

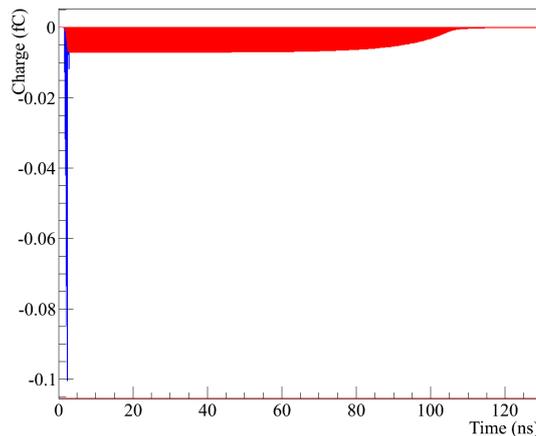


FIGURE 3.9 – Simulation du signal issu d'une piste. Il est composé de la contribution très rapide des électrons (en bleu), de l'ordre de la nanoseconde, et de celle beaucoup plus longue et importante des ions (en rouge) [84].

3.2.2.5 Électronique de lecture

La chaîne électronique permettant l'acquisition et le traitement des signaux est un élément fondamental pour exploiter tout le potentiel d'un détecteur. Son rôle principal est d'amplifier

les signaux, de les sélectionner, de les mettre en forme et enfin de les convertir en données numériques exploitables par le système d'acquisition de l'expérience.

De nombreux systèmes électroniques existent, propres à chaque détecteur ou expérience. Cependant, ils sont quasiment tous descriptibles par le schéma représenté sur la figure 3.10. En général, deux types de cartes sont utilisés :

- les cartes d'électronique frontale, qui réalisent l'acquisition et le traitement analogique des signaux, situées immédiatement en aval du détecteur ;
- les cartes de numérisation, qui permettent de convertir les signaux analogiques en données numériques. En général, cette carte est aussi un lien entre le système de déclenchement et les cartes d'électronique frontale : elle communique le signal de *trigger* à ces dernières.

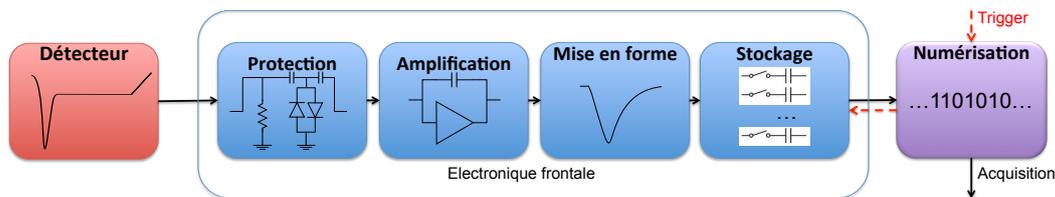


FIGURE 3.10 – Schéma de principe d'une électronique de lecture typique. Voir ci-dessous pour une description précise.

Circuit de protection. Le circuit intégré assurant l'amplification, le filtrage et le stockage est fragile, et doit être protégé des pics de courant pouvant être émis par le détecteur, notamment lors de décharges (voir partie 3.2.3). Pour cela, un circuit de protection est connecté entre chaque électrode de lecture du détecteur et le circuit intégré pour évacuer les forts courants vers la masse. Une résistance élevée, de l'ordre du $M\Omega$ est connectée entre la masse et chaque électrode de lecture pour permettre au potentiel de cette dernière d'augmenter rapidement lors d'une décharge pour l'interrompre, et de redescendre rapidement après.

Amplificateur de charge. Un amplificateur de charge couplé à un condensateur permet d'intégrer l'impulsion de courant issue du détecteur. Il doit être situé à une distance proche du détecteur pour limiter l'importance du bruit électronique, c'est principalement pour cela que les cartes d'électronique frontale sont en général connectées directement sur le détecteur.

Filtres. Le rôle des filtres est de mettre en forme le signal de sortie de l'amplificateur, avant son stockage. Le signal à stocker doit être au moins aussi long que le signal mesuré, pour éviter un déficit balistique¹. Il doit cependant être le plus court possible pour éviter l'empilement des signaux. Ceci est généralement effectué par l'association d'un filtre passe-haut et de plusieurs filtres passe-bas, intégrés dans la même puce que l'amplificateur. Le signal en sortie de ces filtres a une forme exponentielle qui peut décroître jusqu'à des valeurs négatives, ce qui pourrait réduire l'amplitude du signal suivant. Un circuit de compensation du passage à zéro (PZC, pour *Pole Zero Cancellation*) permet de corriger cela.

Mémoire analogique. Avant leur numérisation, les signaux sont stockés temporairement dans une mémoire analogique intégrée elle aussi à la puce, et composée d'une grille de condensateurs. Lorsque le système de déclenchement de l'acquisition de l'expérience (*trigger*) est activé,

1. Le déficit balistique est la fraction du signal non intégrée par l'amplificateur.

les signaux de tous les canaux correspondant au temps du déclenchement sont envoyés vers l'étape de numérisation¹.

Numérisation. La numérisation est en général effectuée par un convertisseur analogique-numérique (ADC, *Analog-to-Digital Converter*). Certains circuits, les TDC (*Time-to-Digital Converter*), sont conçus pour numériser le temps d'arrivée ou la durée d'un signal. Après numérisation, les signaux sont envoyés vers le système d'acquisition de l'expérience, décrit dans le cas de COMPASS dans la partie 2.1.4.

3.2.3 Décharges

Si la densité de charges dans l'espace d'amplification dépasse une certaine limite (appelée limite de Raether [92]), un plasma dans lequel peuvent circuler librement les charges se forme localement entre la micro-grille et une électrode de lecture. Cela résulte en un court-circuit, faisant chuter temporairement (typiquement quelques ms, cela dépend du circuit de protection) la différence de potentiel entre la micro-grille et les pistes (voir figure 3.11), et donc le gain. Elles peuvent également conduire à une dégradation de l'électronique ou du détecteur lui-même.

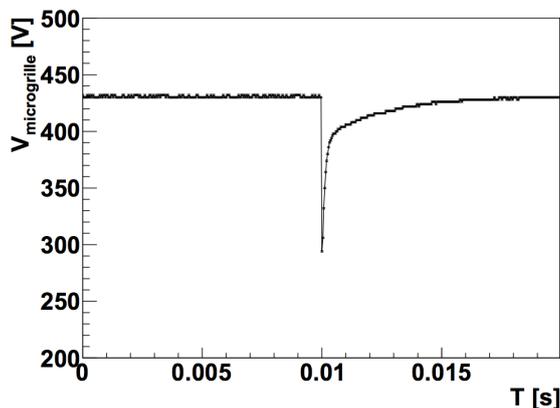


FIGURE 3.11 – Variation de la tension de l'espace d'amplification lors d'une décharge. On observe une chute immédiate de plus de 100 V lors de la décharge, puis une remontée progressive de la tension à sa valeur d'origine en quelques millisecondes [93].

Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine d'une décharge : le passage d'une particule fortement ionisante dans l'espace de conversion (un électron δ ou une particule α par exemple), l'interaction d'une particule avec les parties solides du détecteur (microgrille, pistes...), conduisant à des ionisations supplémentaires, ou un flux de particules incidentes élevé. Une tension trop élevée entre la micro-grille et les pistes peut également provoquer des décharges spontanées. Ce dernier phénomène n'est pas censé se produire lorsque le détecteur est en cours d'utilisation, mais il est utile lors de sa préparation pour vaporiser les poussières résiduelles dues à sa fabrication.

Les décharges constituent la principale limitation des détecteurs Micromegas. Plusieurs méthodes pour limiter leur fréquence, leur intensité ou leur impact ont été développées. La composition du mélange gazeux est primordiale. Le rôle premier du *quencher* évoqué précédemment est d'absorber les photons de haute énergie issus de la désexcitation des atomes de gaz noble, qui peuvent ioniser les parties solides du détecteur. L'utilisation d'une électronique à bas bruit permet de fonctionner avec un gain limité, ce qui réduit la probabilité de décharge. Le découplage

1. Dans certains cas, la numérisation du signal a lieu avant le stockage dans une mémoire numérique, dans le cas des TDC F1 par exemple [61].

des électrodes de lecture permet au potentiel de celles non touchées par une décharge de rester à la masse et donc de localiser la perte de gain. Cela permet également de réduire la capacité impliquée dans la décharge, et donc l'intensité de celle-ci. Enfin, des développements récents, tels que l'ajout d'un étage de préamplification avec une feuille GEM ou l'application d'un substrat résistif sur les électrodes de lecture, ont montré des résultats très satisfaisants. Ces méthodes sont au centre du développement des nouveaux détecteurs Micromegas pour COMPASS et sont développées dans le chapitre suivant.

3.3 Les détecteurs Micromegas de COMPASS (2000-2012)

COMPASS a été la première expérience à utiliser des détecteurs Micromegas [55]. Douze détecteurs assurent la reconstruction des traces à grand angle entre la cible et le premier dipôle du spectromètre. Cette zone est particulièrement hostile, à cause de la présence des champs de fuite du premier dipôle et du solénoïde, lors de l'utilisation de la cible polarisée, et du flux de particules incidentes très élevé à cause de la proximité du faisceau et des électrons de basse énergie issus des interactions dans la cible (jusqu'à 300 kHz/cm^2).

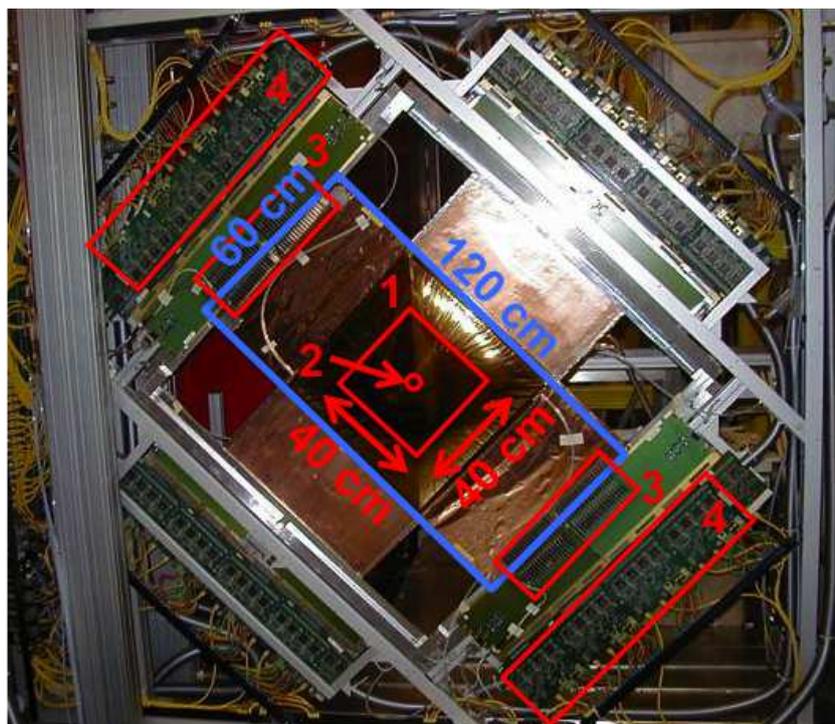


FIGURE 3.12 – Doublet de détecteurs Micromegas de COMPASS. Les éléments encadrés ou entourés en rouge correspondent à un seul des deux détecteurs. 1 : zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. 2 : zone inactive centrale de 5 cm de diamètre. 3 : cartes d'électronique frontale SFE16 (2×32 cartes par détecteur). 4 : cartes F1 (2×8 cartes par détecteur).

3.3.1 Caractéristiques et performances

Ces détecteurs ont une zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, avec cependant une zone inactive de 5 cm de diamètre en leur centre. Leur volume gazeux est constitué d'un espace de conversion de 5 mm d'épaisseur et d'un espace d'amplification de $100 \mu\text{m}$. L'électrode de derive et la micro-grille sont en cuivre, afin d'être insensibles aux champs magnétiques des aimants du spectromètre. La lecture des signaux est assurée par 1024 pistes en cuivre, d'un pas de $360 \mu\text{m}$ pour la moitié

d'entre elles, situées au centre du détecteur, et de 400 μm pour celles situées en périphérie. Elles sont gravées sur un circuit imprimé de 200 μm d'épaisseur, lui-même collé sur une structure en « nid d'abeilles » un matériau présentant un bon compromis entre solidité et faible quantité de matière. Ce support mesure 58 \times 120 cm^2 afin d'éloigner les cartes électroniques de l'acceptance du spectromètre.

Ces détecteurs sont parcourus par un flux continu d'un mélange gazeux Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 80/10/10 lors de l'utilisation d'un faisceau de muons. Ce mélange a été choisi après une longue campagne de tests [94] et est un bon compromis en terme de résolutions spatiale et temporelle, ainsi qu'en taux de décharges. Les performances dans ces conditions sont excellentes [95] : efficacité de 96 à 98 % selon le flux (respectivement 1 MHz et 10 kHz intégré sur la surface du détecteur), résolution temporelle de 9 ns, résolution spatiale de 90 μm à haut flux (110 μm pour certains détecteurs proches de la cible polarisée et du dipôle), 2×10^{-3} décharge/s à haut flux.

Lorsqu'un faisceau de hadrons est utilisé, le taux de décharges augmente fortement, à cause d'interactions nucléaires avec les parties solides du détecteur qui résultent en un nombre élevé d'ionisations. Des précautions doivent donc être prises. Premièrement, la tension de la micro-grille nominale de 400 V est réduite de 10 V, pour diminuer le gain. Le taux de CF₄ est réduit à 5 %, ce qui diminue le nombre d'ionisations primaires. Cependant, cela réduit également la vitesse de dérive des électrons et augmente leur diffusion transverse, ce qui dégrade la résolution temporelle de 50 % et la résolution spatiale de 30 % [64]. Cela résulte en un taux de décharge limité à 0,1 décharge/s, qui permet de conserver la bonne efficacité des détecteurs.

La lecture des 1024 voies d'un détecteur est assurée par une électronique frontale utilisant le circuit SFE16 [96]. Chaque carte lit 16 canaux du détecteur. Elles sont connectées par groupe de 4 à des cartes TDC F1 [61] qui assurent la numérisation des signaux.

3.3.2 Limitations

Malgré leurs bonnes performances, ces détecteurs présentent un certain nombre de limitations. Tout d'abord, ils ont une zone inactive de 5 cm de diamètre en leur centre. Si le centre était actif, l'occupation de l'électronique due au passage du faisceau serait trop importante et provoquerait une chute d'efficacité d'environ 10 % sur les pistes traversées par le faisceau [84].

De plus, le taux de décharge, bien que réduit par les méthodes présentées précédemment, reste relativement élevé lors de l'utilisation d'un faisceau de hadrons (une décharge toutes les 10 s), et de ce fait interdit toute augmentation future du flux du faisceau.

Enfin, la fiabilité dans le temps de ces détecteurs peut être partiellement remise en question, puisque des zones d'inefficacité apparaissent après plusieurs années d'utilisation, ce qui est illustré par la figure 3.13. Ces zones aveugles sont dues à un décollement de la grille inhérent à la méthode de fabrication des détecteurs.

L'incompatibilité de ces limitations avec le futur de l'expérience COMPASS a conduit à un projet de conception de nouveaux détecteurs actifs au centre, avec un taux de décharges réduit et une meilleure robustesse. Les caractéristiques de ce projet sont présentées en détails dans le chapitre suivant.

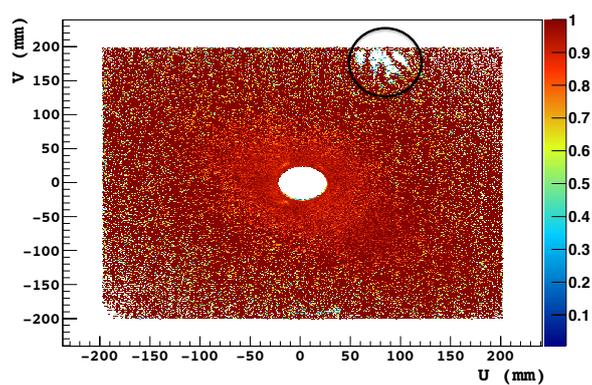


FIGURE 3.13 – Efficacité en fonction de la position sur le détecteur pour un plan de Micromegas. Une zone d'inefficacité due à un décollement de la micro-grille est entourée.

Chapitre 4

Développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour COMPASS

Une partie importante du travail présenté dans cette thèse a été consacré au développement de détecteurs Micromegas pixellisés pour COMPASS. Ce chapitre présente les motivations de ce projet ainsi que les solutions techniques étudiées pour la réalisation des détecteurs. Enfin, les détecteurs de géométrie finale caractérisés à COMPASS de 2010 à 2012 sont décrits, ainsi que les différentes étapes précédant leur mise en faisceau.

4.1 Motivations

Le futur de l'expérience COMPASS, décrit dans la référence [45], prévoit entre autre l'étude des distributions de partons généralisées (GPD) via la réaction de diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), à partir de 2016. La section efficace de DVCS est maximale à petit Q^2 , ce qui implique que le muon incident est diffusé à très petit angle (cf. figure 4.1).

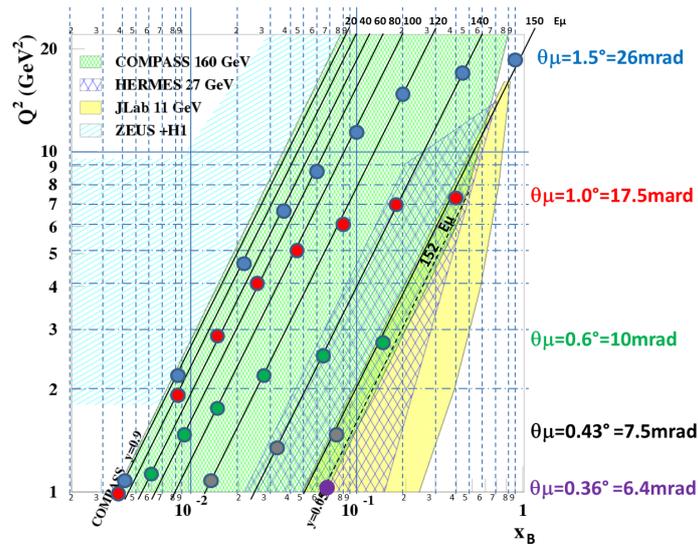


FIGURE 4.1 – Domaines cinématiques (x , Q^2) couverts par plusieurs expériences, dont COMPASS (en vert). La section efficace de DVCS est maximale à bas Q^2 , ce qui correspond à des angles inférieurs à 10 mrad pour le muon diffusé (points verts).

Une reconstruction précise des traces à très petit angle est donc de première importance pour la détermination de l'impulsion du muon et la reconstruction du vertex. Dans la zone comprise entre la cible et le premier dipôle, elle est principalement effectuée par des plans de détecteurs à fibres scintillantes (voir chapitre 2). Ces détecteurs ont l'avantage d'avoir une excellente résolution temporelle, de l'ordre de 400 ps, qui permet de différencier efficacement les traces de muons diffusés de celles du faisceau dans cette zone où le flux est très intense. Cependant, leur résolution spatiale de l'ordre de 150 μm est moins bonne que celle des détecteurs gazeux à micropistes de type GEM ou Micromegas, et ils représentent une quantité de matière importante (environ 5 % de X_0 pour l'ensemble des plans situés entre la cible et le premier dipôle). Cette épaisseur de matière est d'autant plus problématique que l'état final d'une réaction DVCS comprend un photon, qui risque de se convertir en paire e^+/e^- en la traversant. Enfin, seulement 5 détecteurs sont présents, regroupés en 2 stations, ce qui constitue un faible nombre de projections pour une reconstruction précise des traces. Il serait donc particulièrement avantageux d'assurer la reconstruction des traces dans cette zone avec plus de détecteurs, d'une meilleure résolution spatiale et représentant une quantité de matière moindre.

Les détecteurs Micromegas sont de bons candidats pour effectuer cette tâche, mais comme cela a été vu dans le chapitre précédent, la zone active des détecteurs actuels ne couvre pas les très petits angles. Remplacer les détecteurs actuels par des Micromegas actifs au centre constitue donc une bonne solution. Le flux intense dans cette zone, de l'ordre de plusieurs MHz/cm^2 pour un faisceau de muons d'intensité nominale, exclut cependant l'utilisation de pistes longues en cet endroit, ce qui conduirait comme on l'a déjà vu au chapitre précédent à une chute d'efficacité due à l'occupation de l'électronique.

Rendre les détecteurs actifs au centre implique également un risque accru de décharges, les nouveaux détecteurs devront donc être conçus afin de présenter un taux de décharge réduit d'un facteur 10 à 100 par rapport aux détecteurs actuels. C'est également une nécessité dans le cas d'une augmentation du flux du faisceau de hadron, envisagée pour le futur à long terme de COMPASS.

Le remplacement des détecteurs est également l'occasion de combler une autre de leurs limitations, l'apparition de zones d'inefficacité dues à un décollement de la microgrille. Un processus de fabrication plus fiable sera donc utilisé.

Ces objectifs constituent le cahier des charges du projet **PixelMicromegas**, débuté en 2008. La partie suivante détaille les solutions techniques adoptées pour la réalisation des détecteurs, des premiers prototypes aux détecteurs de géométrie finale.

4.2 Solutions

4.2.1 Activation du centre du détecteur : pixels

La solution adoptée pour limiter le flux par canal électronique dans la partie centrale repose sur l'utilisation de pixels à la place des pistes. Dans cette zone, le flux de particules peut atteindre 20 MHz/cm^2 , soit 500 kHz par canal dans le cas où des pistes seraient utilisées. Pour limiter le flux par canal à un taux raisonnable de 200 kHz, l'utilisation de pixels d'une surface d'environ 1 mm^2 convient donc.

Deux prototypes équipés de pixels carrés de 1 mm^2 ont été produits en 2009 (figure 4.2). La disposition de leur zone pixellisée était similaire à celle des PixelGEM de COMPASS [56], soit une zone carrée de 32×32 pixels. Ces détecteurs étaient également équipés de pistes d'un pas de 400 μm couvrant une surface de $30 \times 10 \text{ cm}^2$. Leurs performances, détaillées dans la référence [19], montrent que la résolution spatiale de la partie pixellisée est très dégradée en comparaison de celle de la partie équipée de pistes (280 μm contre 90 μm , voir figure 4.2). Cela indique que la segmentation de la zone pixellisée n'est pas assez fine.

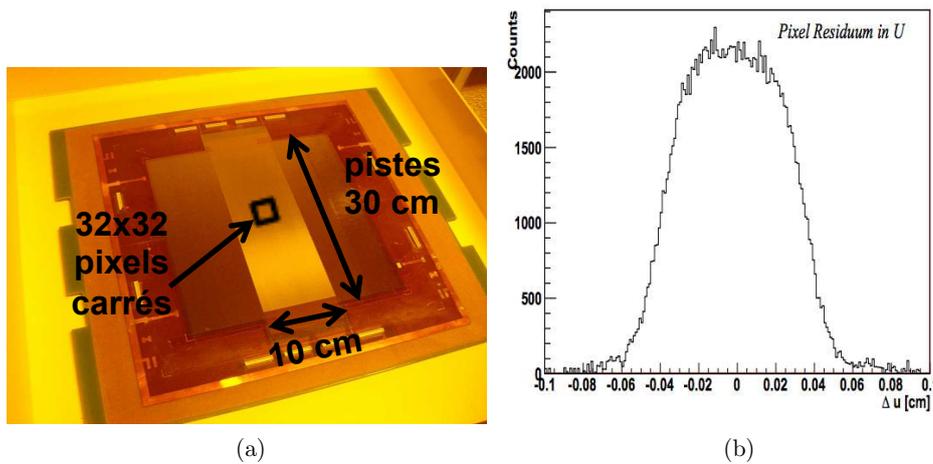


FIGURE 4.2 – (a) : Prototype de 2009 équipé de pixels carrés. (b) : Distribution de résidus de la partie pixellisée de ce détecteur pour une tension de la microgrille de 410 V. La résolution du détecteur qui en est extraite est de $282 \mu\text{m}$ [19].

Les prototypes suivants (2010-2011) ont en conséquence été équipés de 1280 pixels rectangulaires, de même largeur ($400 \mu\text{m}$) et orientation que les pistes, et de longueur variable. Dans une zone centrale de $2,5 \times 2,5 \text{ cm}^2$, là où passe la plus grande partie du faisceau, la longueur des pixels est de 2,5 mm. Dans une zone d'environ 5 cm de diamètre incluant cette dernière, les pixels mesurent 6,25 mm de long. La figure 4.3 illustre la géométrie de cette zone.

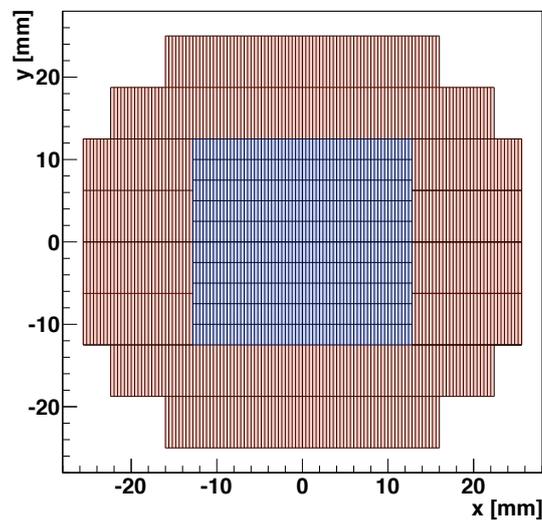


FIGURE 4.3 – Géométrie de la zone pixellisée des prototypes à partir de 2010. Dans la zone bleue se trouvent des pixels de $400 \mu\text{m} \times 2,5 \text{ mm}$; la zone rouge matérialise les pixels de $400 \mu\text{m} \times 6,25 \text{ mm}$.

4.2.2 Réduction de la fréquence ou de l'amplitude des décharges

Deux solutions ont été étudiées pour réduire la probabilité ou l'impact des décharges. La première consiste à insérer une feuille GEM dans l'espace de conversion d'un Micromegas, la seconde à utiliser les technologies résistives récemment développées.

4.2.2.1 Détecteur hybride Micromegas + GEM

L'insertion d'une feuille GEM dans l'espace de conversion d'un détecteur Micromegas, illustrée par la figure 4.4, a pour but de réduire la probabilité de décharge. Cela est possible grâce à deux effets. Tout d'abord, la feuille GEM permet de constituer un étage de préamplification, d'un gain de l'ordre de 10-20, permettant de réduire le gain dans l'espace d'amplification. Le deuxième effet est dû à la diffusion transverse des électrons produits à la sortie des trous de la feuille GEM. Cela permet au nuage électronique de couvrir une plus grande surface en arrivant au niveau de la microgrille. Ces deux effets combinés entraînent une diminution de la densité de charge dans l'espace d'amplification par rapport à un Micromegas standard fonctionnant au même gain, et donc une réduction de la probabilité de décharge (cf. partie 3.2.3 pour plus de détails à propos des décharges).

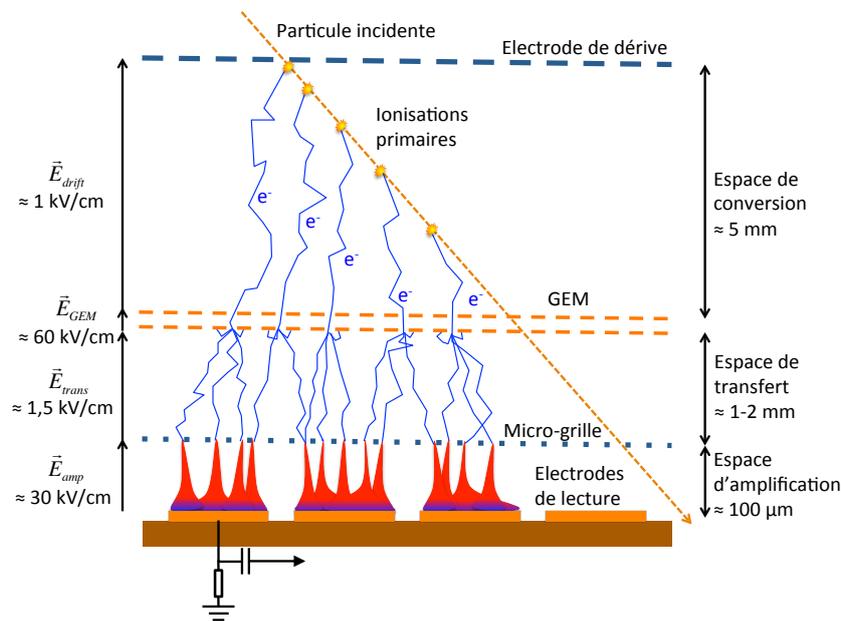


FIGURE 4.4 – Principe de fonctionnement d'un détecteur hybride Micromegas + GEM.

4.2.2.2 Détecteur Micromegas résistif

Le dépôt d'une couche résistive sur les électrodes de lecture d'un Micromegas permet de réduire l'amplitude des décharges de plusieurs centaines de volts (voir figure 3.11), à moins d'un volt [97]. Lorsqu'une décharge se déclenche, le potentiel du substrat résistif augmente et atteint rapidement celui de la microgrille (voir figure 4.5), ce qui interrompt rapidement la décharge. Cela résulte en une diminution de l'amplitude et de la durée de la décharge. Le signal est quant à lui induit sur les électrodes de lecture par couplage capacitif.

Plusieurs technologies existent. La plus prometteuse actuellement consiste en des pistes résistives situées au-dessus des pistes de lecture [97]. Ces pistes sont séparées des pistes de lecture par un matériau isolant et sont connectées à la masse à une de leurs extrémités (voir figure 4.6a). Cette connexion à la masse permet d'évacuer la charge accumulée par le matériau résistif lors d'une décharge.

Cependant, cette configuration n'est pas compatible avec l'utilisation de pixels et a donc été exclue pour le projet, contrairement à une autre disposition au fonctionnement proche, dite « à résistances enterrées » [98]. Dans ce schéma, représenté sur la figure 4.6b, des pixels de matériau résistif sont disposés le long des pistes ou des pixels de lecture, et en sont séparés par une

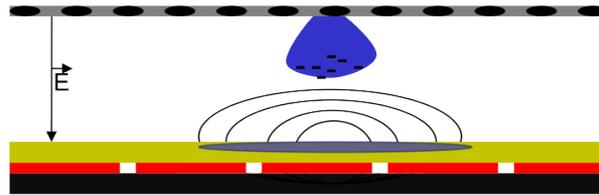


FIGURE 4.5 – Principe de fonctionnement d’un détecteur Micromegas résistif. Lorsqu’une décharge se déclenche (en bleu) la structure résistive (en vert) se charge et crée un champ qui interrompt la décharge [84].

couche de matériau isolant. Les pixels résistifs sont connectés aux électrodes de lecture *via* une résistance se trouvant dans la couche de matériau isolant, ce qui permet l’évacuation des charges. Une photographie (figure 4.7) prise sur un prototype utilisant cette technologie permet d’en voir la structure.

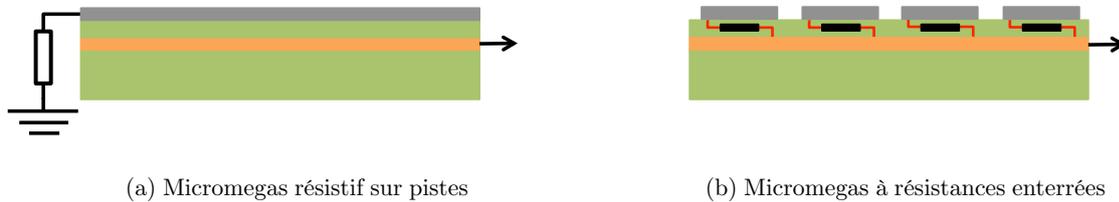


FIGURE 4.6 – Technologies résistives. En gris sont représentés les pixels ou pistes résistives, en vert l’isolant et en orange les pistes de lecture. Les descriptions de ces structures figurent dans le texte.

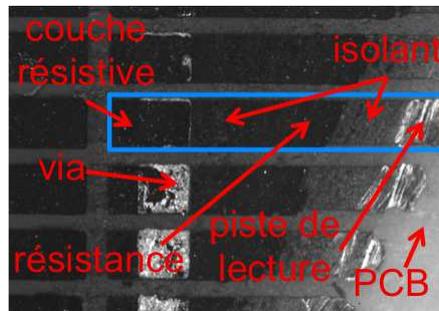


FIGURE 4.7 – Vue rapprochée du plancher d’un détecteur Micromegas à résistances enterrées. L’enlèvement de la microgrille et un ponçage du plancher permettent de voir la structure d’un élément (encadré en bleu). L’isolant translucide est difficilement discernable.

4.2.2.3 Campagne de tests sur la réduction des décharges

Les deux technologies (détecteur hybride et résistances enterrées) ont été testées sur de petits prototypes (voir figure 4.8) au cours de deux campagnes de mesures effectuées au Cern en 2010. La première a eu lieu sur la ligne de faisceau T11 du PS (*Proton Synchrotron*), qui délivre un faisceau de hadron d’une impulsion comprise entre 0,2 GeV/c et 3 GeV/c, et était consacrée à l’étude des probabilité de décharges. La seconde s’est déroulée sur la ligne H4 du SPS (*Super Proton Synchrotron*), délivrant un faisceau de muons de 190 GeV/c ; elle était dédiée à l’étude des performances (efficacité, résolution spatiale) des prototypes utilisant les techniques

de réduction de décharges. Une analyse détaillée de la procédure et des résultats est disponible dans les références [84, 93].

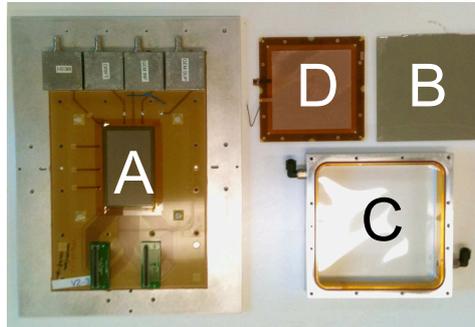


FIGURE 4.8 – Détecteur hybride de type TF10 utilisé pour les campagnes de tests de 2010. A : plancher *bulk* ($4 \times 10 \text{ cm}^2$ de zone active); B : électrode de dérive; C : fenêtre de fermeture; D : feuille GEM ($10 \times 10 \text{ cm}^2$ de zone active) [84].

Décharges. Le taux de décharges a été mesuré par un système permettant de mesurer la chute de tension de la microgrille. Un discriminateur, dont le seuil était fixé à quelques volts pour éliminer le bruit dû aux câbles, était connecté à un compteur.

Deux prototypes de détecteurs hybrides ont été testés, l’un avec un espace de transfert de 2 mm d’épaisseur, l’autre de 1 mm. Les résultats des mesures pour ces deux prototypes ainsi que pour un détecteur standard sont résumés sur la figure 4.9. Ils montrent en général une diminution du taux de décharges d’un facteur 10 à 100 par rapport à un détecteur standard dans les mêmes conditions. Le taux de décharge dépend de la configuration des champs et de l’épaisseur de l’espace de transfert. En particulier, aucune décharge n’est observée pour des gains totaux inférieurs à 10 000, pour un gain de la GEM suffisamment élevé. On constate également que pour un même gain total, le détecteur ayant un espace de transfert de 2 mm présente un taux de décharge inférieur à celui de son homologue. Cela semble confirmer l’importance de la diffusion transverse dans l’espace de transfert dans la réduction de la probabilité de décharges.

Concernant les technologies résistives, quatre prototypes ont été testés. Deux détecteurs étaient équipés de technologies non présentées précédemment (couche résistive déposée directement sur les pistes et plan résistif recouvrant l’ensemble des pistes, voir [84]) et n’ont pas fonctionné. Les deux autres étaient des prototypes à résistances enterrées. Seul l’un d’entre eux a fonctionné correctement, et aucune décharge n’a dépassé le seuil de détection durant la période de tests, ce qui prouve le succès de cette technique.

Performances. L’efficacité des détecteurs hybrides est tracée sur la figure 4.10a en fonction de leur gain, pour un faisceau de muons de 190 GeV/c. Une valeur de 99 % est dépassée pour les deux détecteurs. Le détecteur résistif (figure 4.10b) a lui aussi montré une efficacité proche de 100 %.

La résolution spatiale des détecteurs hybrides est comprise entre 60 μm et 80 μm (figure 4.11a), et est donc meilleure que celle d’un détecteur standard (80 μm - 90 μm). Cela s’explique par la diffusion transverse dans l’espace de transfert, qui permet de calculer la position de la particule incidente avec plus de précision¹. Le détecteur résistif a quant à lui montré une résolution de 100 μm (figure 4.11b).

1. Plus de pistes sont alors « touchées » par le passage d’une particule, ce qui améliore la précision de la position calculée par la méthode du centre de gravité (cf. partie 5.3.2).

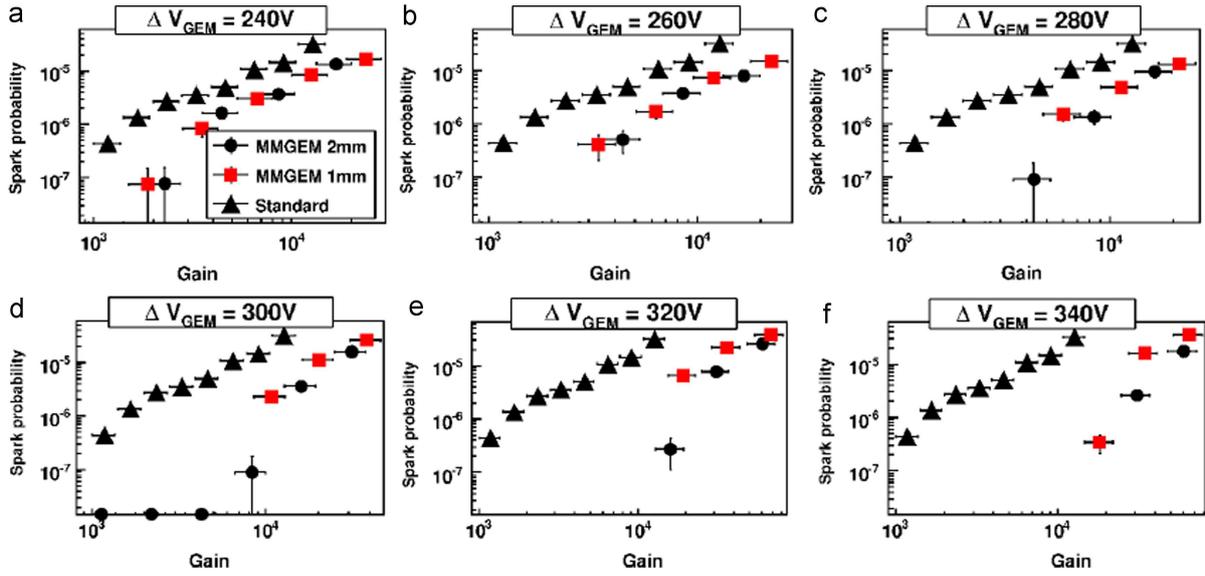


FIGURE 4.9 – Probabilité de décharge en fonction du gain dans un faisceau de hadron de 3 GeV/c pour les détecteurs hybrides de 1 mm et 2 mm d’espace de transfert et pour des tensions de la GEM de 240 à 340 V, ainsi que pour un détecteur standard [99].

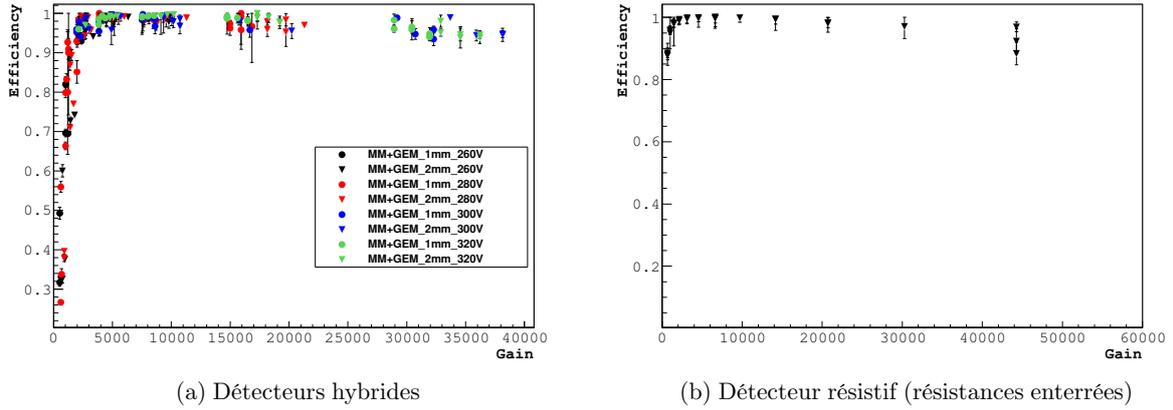


FIGURE 4.10 – Efficacité des détecteurs hybrides et résistif en fonction du gain dans un faisceau de muons de 190 GeV/c [84].

Conclusions. Les performances et taux de décharges des prototypes testés sont résumées dans le tableau 4.1. Des résultats très satisfaisants ont été obtenus pour les détecteurs hybrides, ainsi que pour l’un des détecteurs à résistances enterrées, que ce soit en terme de diminution des décharges ou de performances. Ces tests concluants ont conduit à la réalisation de prototypes de grande taille utilisant ces techniques, qui seront décrits dans la section 4.3.

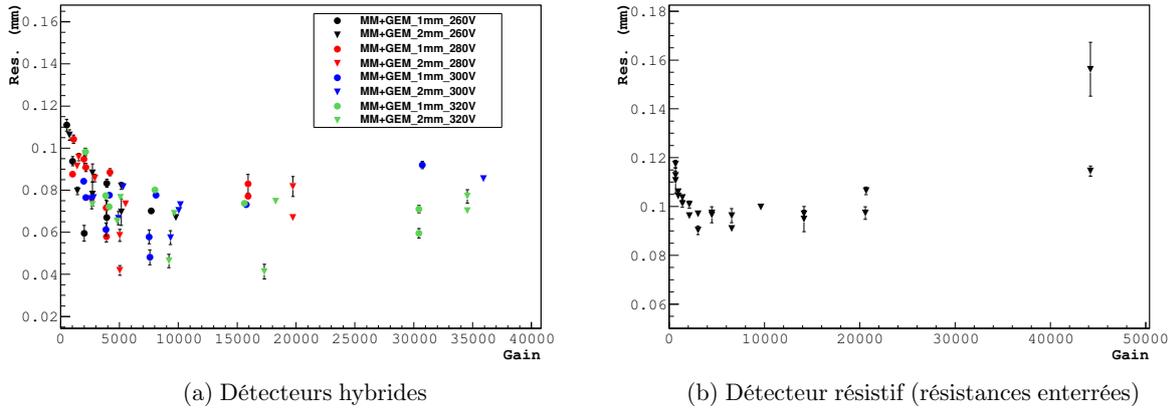


FIGURE 4.11 – Résolution spatiale des détecteurs hybrides et résistif en fonction du gain dans un faisceau de muons de 190 GeV/c [84].

Détecteur	Gain à 400V	Probabilité de décharge	Efficacité	σ_{det} [μm]
Hybride 1 mm	1×10^4 à 1×10^6	0 à 1×10^{-6}	$> 99 \%$	80
Hybride 2 mm	1×10^4 à 1×10^6	0 à 1×10^{-6}	$> 99 \%$	80
Résistif	1×10^4	-	$> 98 \%$	100
Standard	4000	2×10^{-5}	91 %	90

TABLEAU 4.1 – Performances des détecteurs utilisés lors des campagnes de tests de 2010. Les valeurs de probabilité de décharge sont données pour un faisceau de hadrons de 3 GeV/c, les valeurs d’efficacité et de résolution pour un faisceau de muons de 190 GeV/c [84].

4.2.3 Électronique frontale : utilisation du circuit APV-25

Les 1280 pixels dus à l’activation de la zone centrale des détecteurs conduisent à autant de canaux électronique supplémentaires. Les cartes SFE-16 des détecteurs Micromegas actuels lisent chacune 16 canaux, et occupent déjà une place conséquente. De plus, les cartes F1 auxquelles elles sont reliées ont une consommation d’énergie élevée ; la chaleur dégagée nécessite un refroidissement à eau. L’utilisation de ce système pour les détecteurs pixellisés n’est donc pas envisageable, une électronique plus intégrée et consommant moins d’énergie est nécessaire.

Le circuit APV25-S1, initialement développé pour les détecteurs au silicium de CMS [100], a été choisi. Il est composé d’un amplificateur et d’un circuit de mise en forme de type CR/RC et d’une mémoire analogique (voir chapitre 3) et peut lire 128 canaux. Après amplification et mise en forme, les signaux sont échantillonnés à 38,88 MHz, avant d’être stockés dans la mémoire. Lorsque le circuit reçoit un signal de *trigger*, les échantillons dont le temps correspond à celui du *trigger* enregistrés pour les 128 canaux sont envoyés vers un ADC qui les numérise.

Ce circuit est utilisé depuis le commencement de COMPASS : les détecteurs au silicium, les triple GEM, les PixelGEM et les chambres à fil du RICH en sont équipés. La chaîne électronique développée pour ces détecteurs par le département de physique E-18 de TUM (*Technische Universität München*) sera donc utilisée elle aussi pour les PixelMicromegas (voir figure 4.12). Les cartes APV utilisées pour les PixelMicromegas sont dérivées de celles du PixelGEM, seul un circuit de protection adapté a été ajouté. Le fonctionnement de cette chaîne avec des détecteurs Micromegas a été validé en 2009 sur les premiers prototypes à pixels carrés [101]. La figure 4.13 présente des photographies du modèle original pour les PixelMicromegas et de la version

finale ; la légende précise leurs différences. Les cartes de numérisation et de distribution du *trigger* contiennent chacune 16 circuits ADC. Chaque carte ADC peut lire les signaux de 16 cartes APV.

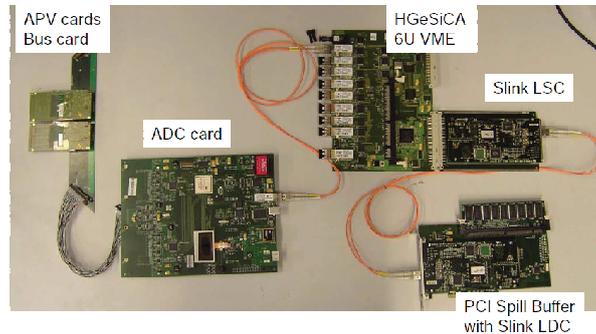


FIGURE 4.12 – Électronique d'acquisition utilisée pour les PixelMicromegas.

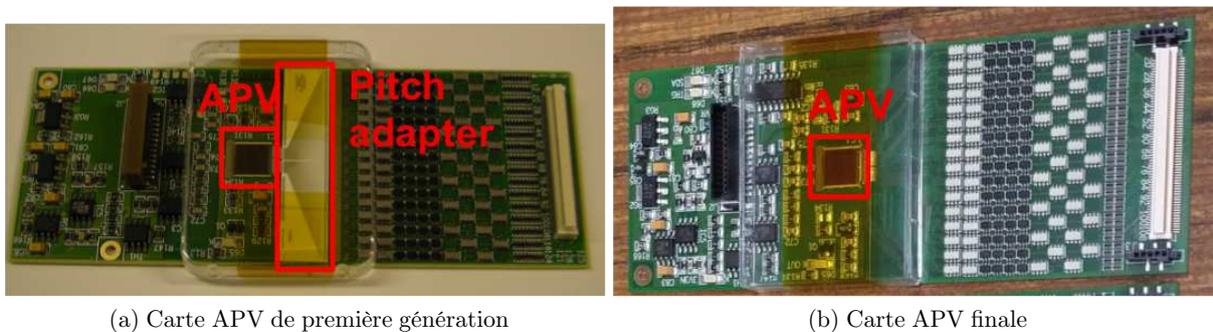


FIGURE 4.13 – Cartes APV pour les PixelMicromegas. À gauche, première version : la puce APV (encadrée) est connectée à la carte support *via* un *pitch adapter* en céramique, coûteux et fragile. Sur la version plus récente, à droite, la puce est directement connectée au reste du circuit.

Ce système est donc nettement plus intégré que le précédent : chaque carte d'électronique frontale APV peut lire 128 canaux, et chaque carte ADC est connectée à 16 cartes APV au maximum. Pour équiper un PixelMicromegas de géométrie finale (voir partie 4.3) composé de 2560 canaux, seulement 20 cartes APV et 2 cartes ADC sont nécessaires. De plus sa consommation en énergie est moindre.

De nombreux paramètres de l'APV25 sont modifiables. Le nombre d'échantillons en est un : un ou trois échantillons, espacés d'environ 25 ns peuvent être prélevés sur le signal. L'avantage de prélever trois échantillons est la possibilité de pouvoir déterminer le temps d'arrivée du signal ; cela est détaillé dans la partie 5.3.3. Les paramètres de l'amplification et de la mise en forme sont également ajustables. Une étude consistant à les adapter pour optimiser le temps d'intégration et la durée du signal a été réalisée et est détaillée dans la partie 4.3.4.

4.2.4 Procédé *Bulk*

La microgrille des premiers détecteurs Micromegas était posée sur le plancher du détecteur, sur lequel se trouvait un réseau de plots espacés de 100 μm permettant un espacement constant sur la surface du détecteur. Cependant, après quelques années d'utilisation, des zones d'inefficacité dues à la mauvaise fixation de la grille apparaissent, en particulier aux bords, comme cela est visible sur la figure 3.13.

Une nouvelle technique de fabrication, le *bulk* [102], a été développée en 2006. Elle repose sur les méthodes de production des circuits imprimés. Cela permet la production de détecteurs monolithiques, dont la grille est ancrée dans le plancher. Cette technique a aussi l'avantage de rendre la production industrielle des détecteurs possible. Les principales étapes de la fabrication d'un Micromegas *bulk* sont décrites sur la figure 4.14.

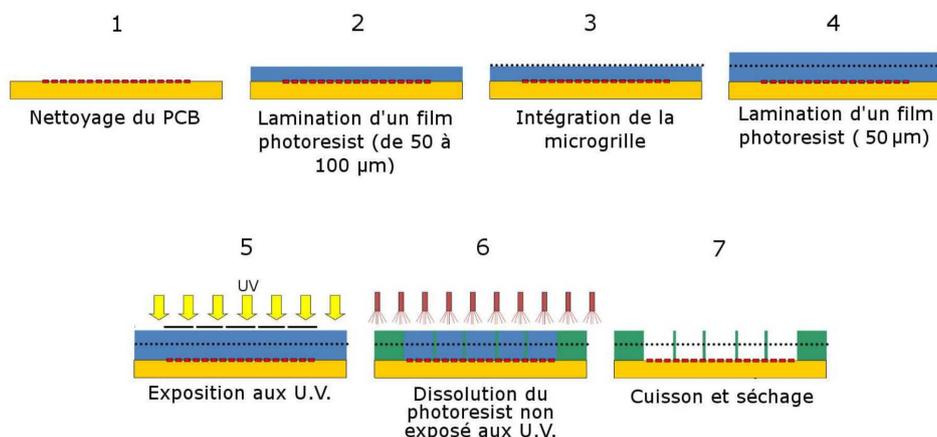


FIGURE 4.14 – Les différentes étapes de fabrication d'un plancher *bulk* [93].

Une comparaison de cette nouvelle technologie avec l'ancienne a été réalisée en 2009 en comparant les deux prototypes à pixels carrés, chacun utilisant une technique de fabrication différente [101]. Aucune contre-performance imputable à la méthode *bulk* n'a été observée, cette technique a donc été retenue pour la fabrication des prototypes suivants et de la série finale.

4.3 Prototypes de géométrie finale

Les étapes de développement détaillées précédemment ont conduit à la production de 5 détecteurs de géométrie finale entre 2010 et 2012. Par « géométrie », nous entendons ici « géométrie de la zone active ». La taille du support et la disposition des connecteurs continue d'évoluer afin de pouvoir réutiliser la mécanique mise en place pour la première génération de détecteurs Micromegas. Quatre de ces détecteurs ont utilisé des techniques de réduction de décharges. Trois d'entre eux sont des détecteurs hybrides, le quatrième est un détecteur résistif à résistances enterrées. Le tableau 4.2 résume les caractéristiques de ces détecteurs.

Détecteur	Type
PMM_2010.1	Standard
PMM_2011.1	Hybride
PMM_2011.2	Hybride
PMM_2012.1	Hybride
PMM_2011.3	Résistif

TABLEAU 4.2 – Prototypes de géométrie finale testés entre 2010 et 2012.

Cette partie décrit leur structure, et présente les étapes de préparation et de tests précédant leur mise en faisceau.

4.3.1 Structure

4.3.1.1 Description générale

Géométrie de la zone active. Les détecteurs de géométrie finale ont une zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Leur zone centrale est constituée de 1280 pixels de $400 \mu\text{m} \times 2,5 \text{ mm}$ et $400 \mu\text{m} \times 6,25 \text{ mm}$, selon le schéma décrit dans la partie 4.2.1. Le reste de la zone active est constitué de 1280 pistes. Une zone centrale de 15 cm de large est occupée par des pistes d'un pas de $400 \mu\text{m}$. Ces 768 pistes ont une longueur de 20 cm et découpent cette zone en deux « hémisphères » dans lesquels les pistes se situent l'une en face de l'autre. Les bandes latérales qui constituent le reste de la zone active sont occupées par 512 pistes d'un pas plus large de $480 \mu\text{m}$ et de 40 cm de long. La disposition des électrodes est illustrée sur la figure 4.15.

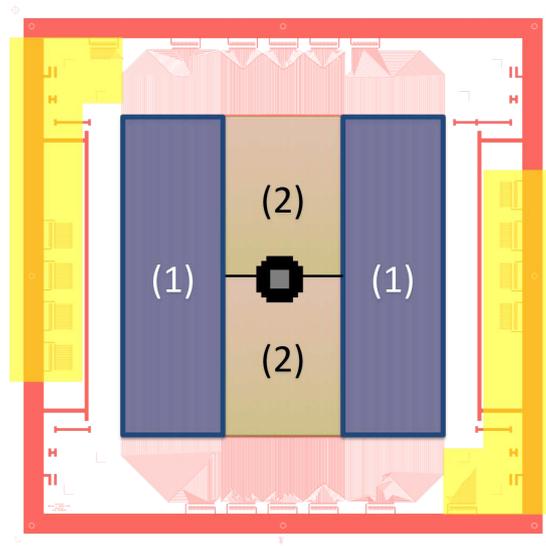


FIGURE 4.15 – Géométrie de la zone active des PixelMicromegas. (1) : pistes de $40 \text{ cm} \times 480 \mu\text{m}$; (2) pistes de $20 \text{ cm} \times 400 \mu\text{m}$; au centre : zone pixellisée visible en détail sur la figure 4.3. Les connecteurs encadrés en jaune sont connectés aux pixels, les autres aux pistes.

Les pixels sont connectés par des vias à des pistes de liaisons situées au verso du circuit imprimé de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur constituant le plancher. Les pistes de liaison relient les pixels aux 10 connecteurs correspondants.

La microgrille est située à $128 \mu\text{m}$ au-dessus des électrodes de lecture, l'espacement standard résultant du procédé *bulk*. L'électrode de dérive est constituée d'une feuille de cuivre de $5 \mu\text{m}$ percée afin de faciliter la circulation du gaz ; elle est placée à une distance de 5 mm de la microgrille (ou de la feuille GEM dans le cas des détecteurs hybrides).

Support. Le plancher des détecteurs *bulk* standards (non résistifs) est collé sur un « sandwich » de 5 mm d'épaisseur constitué d'une matière légère, du « nid d'abeilles » pour 3 détecteurs, ou du Rohacell [103] pour un détecteur, encadrée par deux couches de circuit imprimé de $200 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Concernant le détecteur hybride, la complexité de sa fabrication a nécessité le collage du plancher sur une plaque de circuit imprimé de 5 mm d'épaisseur, percée en son centre pour limiter la quantité de matière sur le parcours du faisceau. Pour les 5 détecteurs, le support a une dimension de $64 \times 64 \text{ cm}^2$.

Le volume gazeux ($\approx 2 \text{ L}$) est délimité par un cadre en plastique collé sur le support. Il encadre la zone active et est traversé en deux endroits par un tuyau permettant l'arrivée et la

sortie du gaz. Une feuille de kapton cuivré est collée sur le cadre et soudée à la structure du détecteur pour assurer l'étanchéité et le blindage électromagnétique. Lors des prises de données, le mélange gazeux utilisé est le même que celui des Micromegas standard : Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 80/10/10 lors de l'utilisation d'un faisceau de muons et 85/10/5 pour un faisceau de hadrons.

4.3.1.2 Spécificités des détecteurs hybrides

La feuille GEM des détecteurs hybrides, d'une zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, est divisée en 16 secteurs indépendants séparés par une zone inactive de $100 \text{ }\mu\text{m}$. Les secteurs sont connectés à la haute tension par des résistances de $1 \text{ M}\Omega$. Cette segmentation de la zone active limite la charge mise en jeu lors d'une décharge entre les couches de cuivre. Deux types de feuilles GEM ont été utilisés différant par l'épaisseur des couches de cuivre, de $5 \text{ }\mu\text{m}$ (standard) et $2 \text{ }\mu\text{m}$. La feuille GEM est posée à 2 mm de la microgrille sur 16 plots de 3 mm de diamètre.

4.3.1.3 Spécificités du détecteur résistif

Le plancher du détecteur résistif est constitué de pixels résistifs de $2545 \times 280 \text{ }\mu\text{m}$, d'une résistance de l'ordre du $\text{M}\Omega$. Ils sont déposés sur un masque en coverlay et disposés au dessus des pistes et pixels de lecture, auxquels ils sont connectés via des résistances de quelques $\text{M}\Omega$ également.

4.3.2 Préparation

Les planchers, feuilles GEM et électrodes de dérive sont produits au laboratoire TE-MPE-EM du Cern. L'assemblage est réalisé à Saclay, dans les salles blanches de l'IRFU/SEDI. Les étapes de l'assemblage d'un détecteur hybride sont illustrées par les photographies de la figure 4.16

Le principal test du plancher *bulk* consiste à monter la tension de la microgrille progressivement jusqu'à 800 V dans l'air, soit environ deux fois la tension nominale. L'objectif de cette étape, appelée « cuisson » est de détruire par des décharges les poussières résiduelles dues à la fabrication. À la fin de la préparation, un taux de décharges spontanées très limité et un courant de fuite ne dépassant pas quelques nA sont exigés. La préparation du prototype résistif est plus longue et complexe, car les décharges ont une très faible intensité et permettent plus difficilement la destruction des résidus.

La feuille GEM est quant à elle testée indépendamment, selon une procédure similaire. La préparation est terminée lorsque qu'elle tient une tension de 600 V pendant 2 min avec un courant de fuite inférieur à 5 nA . Ce test est effectué en atmosphère d'azote pur afin d'éviter d'éventuelles combustions lors d'une décharge à cause de la présence d'oxygène.

4.3.3 Mesures de gain

4.3.3.1 Dispositif et protocole

Après l'assemblage des détecteurs, une mesure de leur gain est effectuée. Une source de ⁵⁵Fe, qui émet un rayonnement X de $5,9 \text{ keV}$, est utilisée. Ce choix est pertinent car l'énergie déposée est proche de celle d'une particule chargée au minimum d'ionisation [75]. Des électrons primaires sont produits dans l'espace de conversion par effet photoélectrique. Sachant que toute l'énergie du photon est déposée dans le gaz, le nombre moyen d'électrons créés peut être calculé par la formule

$$\langle N_T \rangle = \frac{E_\gamma}{w_{mix}}, \quad (4.1)$$

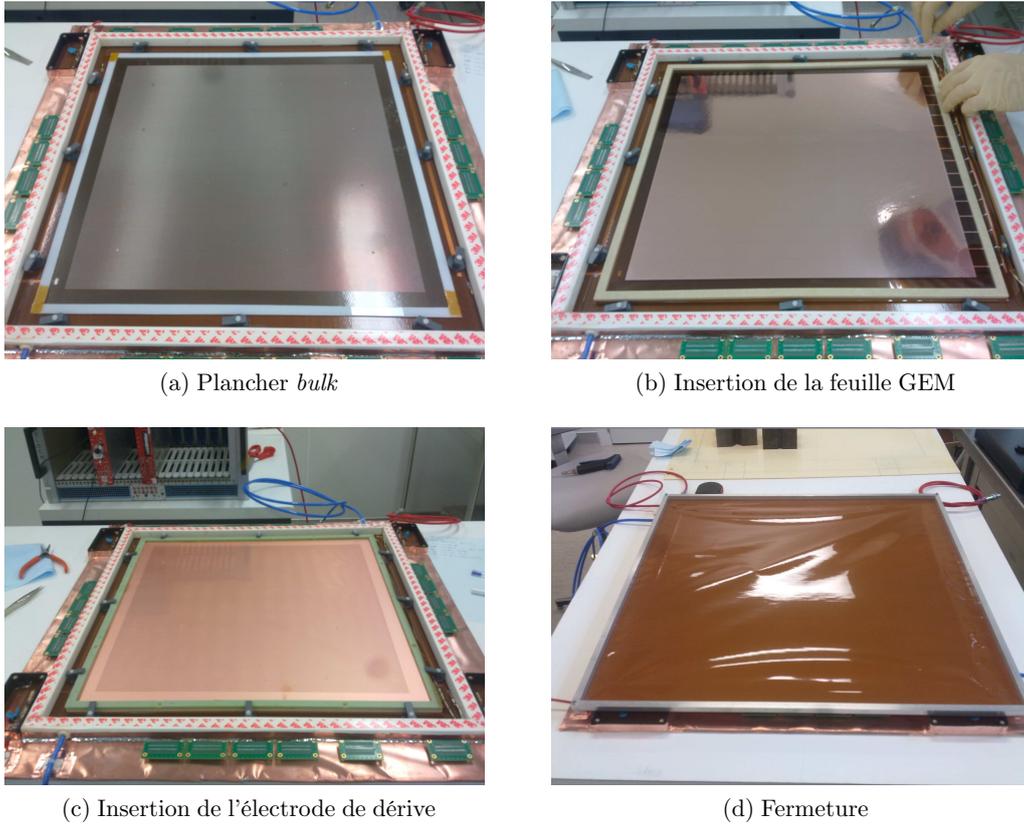


FIGURE 4.16 – Assemblage d'un détecteur hybride.

où E_γ est l'énergie du photon et w_{mix} l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron/ion dans le mélange gazeux. Dans le cas du mélange utilisé pour les mesures (Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 80/10/10), on obtient d'après les valeurs du tableau 3.1

$$\langle N_T \rangle = 159 e^- . \quad (4.2)$$

Le principe de la mesure, schématisé sur la figure 4.17a, consiste à déterminer la charge recueillie après l'amplification dans le gaz et d'en déduire le gain à partir du nombre d'électrons créés dans l'espace d'ionisation. Un connecteur de carte APV modifié permet de récupérer le signal de 128 pistes ou pixels. Le signal est alors intégré et mis en forme par un préamplificateur (ORTEC 142 [104]), avant d'être traité par un amplificateur (ORTEC 471A [105]). Un analyseur multi-canaux (MCA) permet d'obtenir la distribution des amplitudes maximales des signaux acquis ; un exemple de spectre est représenté sur la figure 4.17b.

La calibration de cette chaîne est réalisée en envoyant des impulsions de tension V dans une capacité C de quelques pF, ce qui permet de déterminer une relation entre la charge à l'entrée de la chaîne et le canal MCA activé :

$$g = \frac{\text{canal MCA}}{C \times V} . \quad (4.3)$$

La mesure de gain s'effectue ensuite en plaçant la source près du détecteur pour une certaine configuration de tensions ; elle est donnée par la relation

$$G = \frac{\text{pic MCA}}{g} \times \frac{1}{\langle N_T \rangle} . \quad (4.4)$$

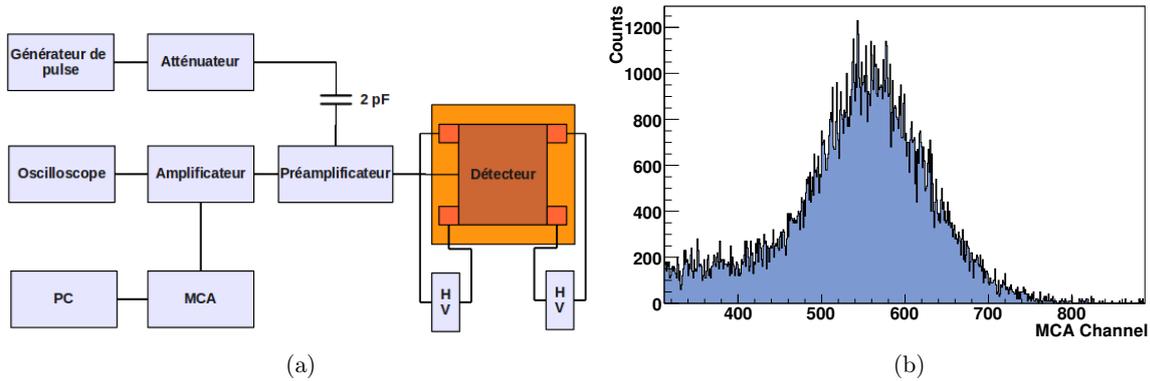


FIGURE 4.17 – À gauche, dispositif de mesure du gain. À droite, exemple de spectre MCA obtenu avec une source de ^{55}Fe et un mélange gazeux $\text{Ne}/\text{C}_2\text{H}_6/\text{CF}_4$ en proportions 80/10/10.

Les figures suivantes présentent les mesures de gain effectuées sur les 5 détecteurs, avec le mélange gazeux $\text{Ne}/\text{C}_2\text{H}_6/\text{CF}_4$ en proportions 80/10/10. Les notations suivantes sont utilisées ici et dans les prochains chapitres pour désigner les différents réglages de champs et tensions :

- V_{MESH} : potentiel de la microgrille ;
- V_{DRIFT} : potentiel de l'électrode de dérive ;
- V_{GEM} : tension entre les deux électrodes d'une feuille GEM ;
- V_{GEMb} : potentiel de l'électrode inférieure d'une feuille GEM ;
- V_{GEMt} : potentiel de l'électrode supérieure d'une feuille GEM ;
- E_{TRANS} : champ dans l'espace de transfert d'un détecteur hybride.

4.3.3.2 Gain du détecteur standard

La figure 4.18 montre le gain du premier détecteur de géométrie finale en fonction de V_{MESH} . Le gain augmente de façon exponentielle avec V_{MESH} , comme cela est attendu.

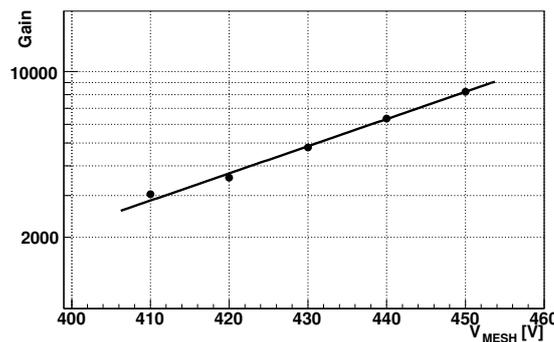
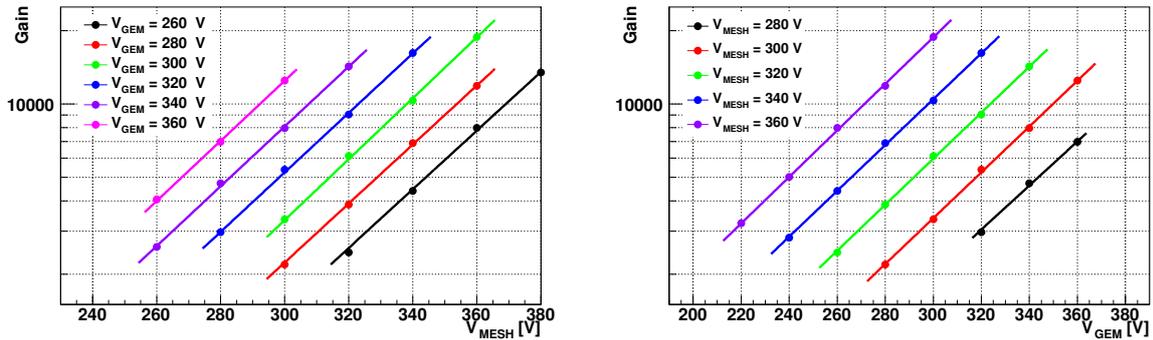


FIGURE 4.18 – Gain du détecteur PMM_2010 en fonction de V_{MESH} ($V_{DRIFT} = 600$ V). Les données sont ajustées par une fonction exponentielle.

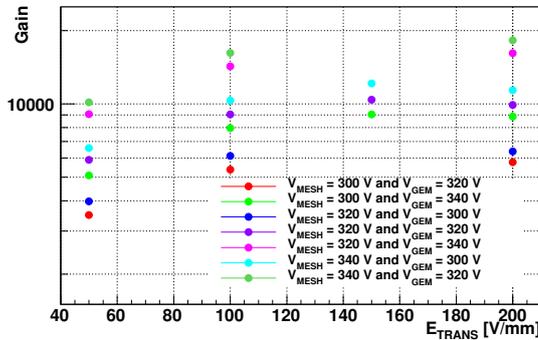
4.3.3.3 Gain des détecteurs hybrides

Les mesures effectuées sur les 3 détecteurs hybrides sont représentées sur les figures 4.19, 4.20 et 4.21. Les mesures sont plus complexes à réaliser que pour un détecteur standard, car de nombreuses configurations de tensions sont possibles. On observe que le gain varie de façon

exponentielle avec V_{MESH} , ainsi qu'avec V_{GEM} . Des valeurs de 20 000 sont facilement atteintes pour des tensions modérées, ce qui montre que la feuille GEM remplit bien son rôle de pré-amplificateur. L'influence du champ de transfert sur le gain est complexe, car plusieurs effets entrent en jeu, notamment la transparence de la microgrille et l'extraction des électrons issus de la GEM. En effet, un champ de transfert faible favorise la transparence de la microgrille, alors qu'une valeur élevée facilite l'extraction des électrons de la GEM. On observe qu'un maximum de gain, dépendant faiblement des tensions de la microgrille et de la GEM sur le domaine étudié, est atteint pour une valeur proche de 150 V/mm. Ces observations sont cohérentes avec les mesures effectuées sur les petits prototypes TF10 et les simulations présentées dans la référence [84].



(a) G en fonction de V_{MESH} ($E_{TRANS} = 100$ V/mm) (b) G en fonction de V_{GEM} ($E_{TRANS} = 100$ V/mm)



(c) G en fonction de E_{TRANS}

FIGURE 4.19 – Gain du prototype PMM_2011.1 (hybride) pour différentes configurations de tensions. Sur les figures (a) et (b), les données sont ajustées par une fonction exponentielle.

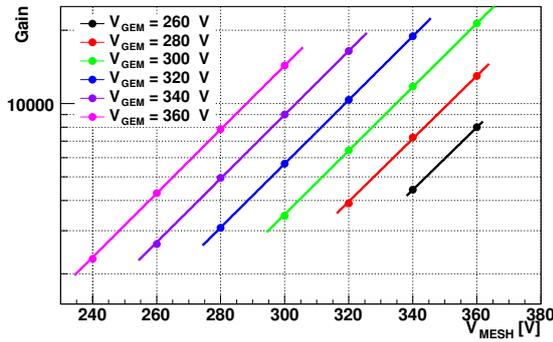
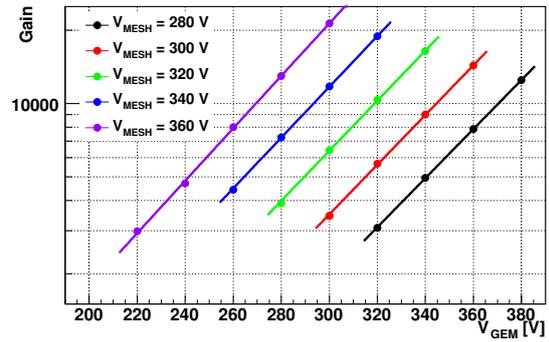
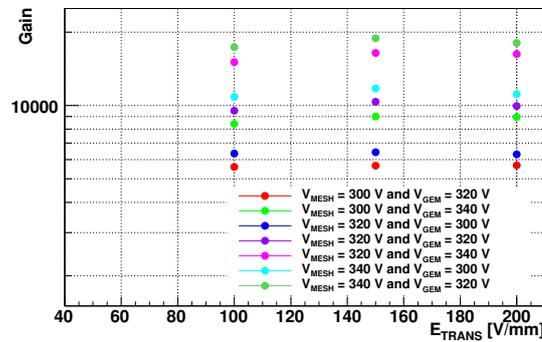
(a) G en fonction de V_{MESH} ($E_{TRANS} = 150$ V/mm)(b) G en fonction de V_{GEM} ($E_{TRANS} = 150$ V/mm)(c) G en fonction de E_{TRANS}

FIGURE 4.20 – Gain du prototype PMM_2011.2 (hybride) pour différentes configurations de tensions. Sur les figures (a) et (b), les données sont ajustées par une fonction exponentielle.

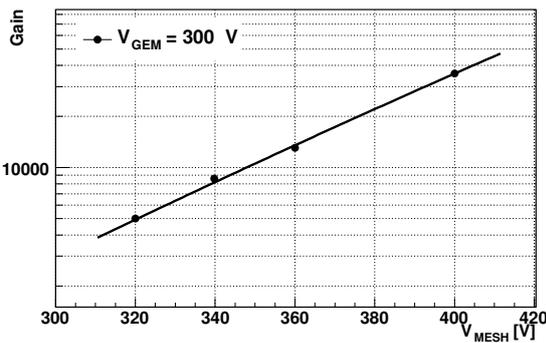
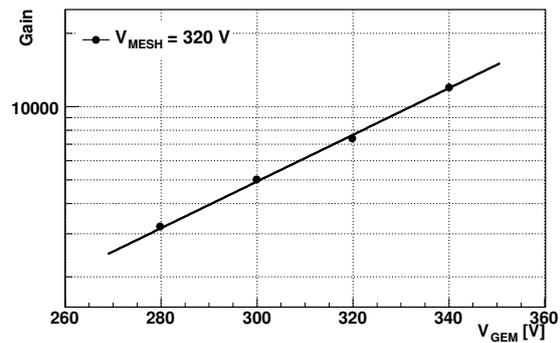
(a) G en fonction de V_{MESH} ($E_{TRANS} = 150$ V/mm)(b) G en fonction de V_{GEM} ($E_{TRANS} = 150$ V/mm)

FIGURE 4.21 – Gain du prototype PMM_2012.1 (hybride) pour différentes configurations de tensions. Les données sont ajustées par une fonction exponentielle.

4.3.3.4 Gain du détecteur résistif

La figure 4.22 montre le gain du détecteur résistif en fonction de V_{MESH} . On observe comme prévu une augmentation exponentielle du gain avec V_{MESH} . La comparaison avec le détecteur standard montre qu'une tension plus élevée est nécessaire pour obtenir le même gain. Cette différence s'explique par la perte d'une partie du signal dans le couplage entre la structure

résistive et les électrodes de lecture.

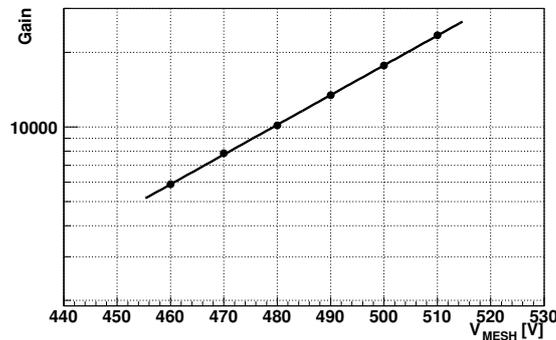


FIGURE 4.22 – Gain du détecteur PMM_2011.3 (résistif) en fonction de V_{MESH} ($V_{DRIFT} = 600$ V). Les données sont ajustées par une fonction exponentielle.

4.3.4 Optimisation des paramètres de la mise en forme du signal

La mise en forme du signal est un paramètre crucial pour de bonnes performances du détecteur. Un bon compromis doit être trouvé entre le temps d'intégration, la durée totale du signal et sa symétrie. Le temps d'intégration doit couvrir la durée du signal issu du détecteur, afin d'éviter un déficit balistique (voir partie 3.2.2.5). La durée totale doit être minimisée pour limiter l'occupation et éviter une inefficacité à haut flux. Enfin, le signal doit être de préférence symétrique afin de minimiser le bruit. Une étude préliminaire a été effectuée pour adapter les paramètres de configuration de l'APV25 aux PixelMicromegas [84]. L'étude qui suit la complète.

La mise en forme du signal par l'APV est configurable par plusieurs paramètres [106]. Trois d'entre eux ont une influence notable :

- VFP : contrôle le courant de retour du préamplificateur ;
- VFS : contrôle le courant de retour du circuit de mise en forme, il a une influence sur la décroissance exponentielle du signal ;
- ISHA : contrôle le courant d'alimentation du circuit de mise en forme, il influe sur le temps d'intégration.

Les valeurs de ces paramètres sont stockées en ligne dans une base de donnée. L'APV les prend en compte à chaque chargement.

L'étude est réalisée en laboratoire avec un dispositif qui reproduit la chaîne d'acquisition utilisée à COMPASS. Une carte APV est connectée à un détecteur, afin de prendre en compte l'influence de sa capacité sur le gain. Une impulsion de tension de 4,4 mV est injectée via un condensateur de 1 pF sur un des canaux de la carte APV afin de simuler le signal du détecteur. La durée séparant un *trigger* de l'émission de l'impulsion est décalée de 25 ns entre chaque prise de donnée afin de parcourir toute la durée du signal. Environ 100 points de mesures sont effectués à chaque étape.

La figure 4.23 présente 3 exemples de mises en forme obtenues pendant ces tests, pour différentes valeurs des paramètres. Le temps de montée de la courbe verte couvre la durée typique d'un signal de détecteur Micromegas ; cependant sa décroissance est relativement longue et résulte en une durée totale de 500 ns, qui peut être limitante à haut flux. Le signal représenté par la courbe noire a l'avantage d'être court, inférieur à 400 ns, mais présente également un temps d'intégration plus court, et une valeur négative qui peut induire une réduction de l'amplitude des signaux suivants à très haut flux. Le signal représenté par la courbe rouge semble être un bon compromis : sa durée n'excède pas 400 ns, et son temps d'intégration est suffisamment long.

Ce réglage a été utilisé pour les tests en faisceau à partir de juin 2011 et a été conservé pour les prises de données de 2012.

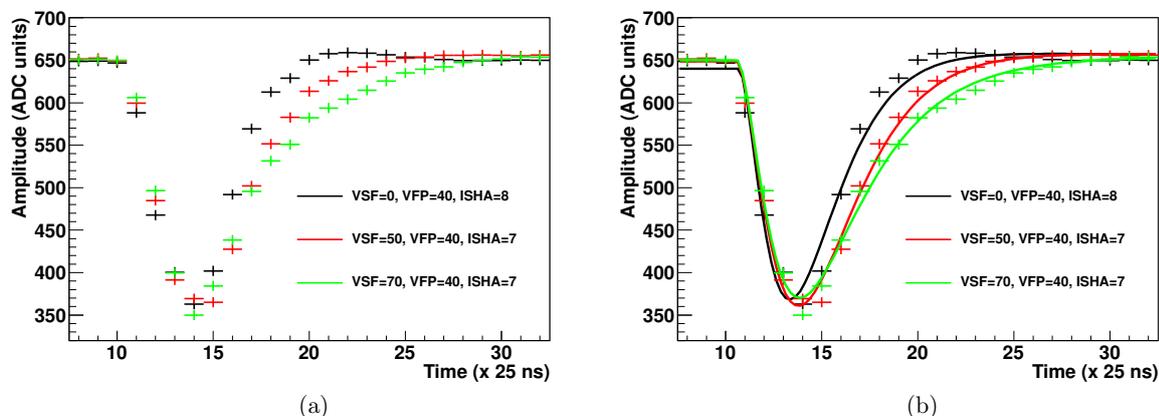


FIGURE 4.23 – Mise en forme du signal. Trois jeux de paramètres sont représentés. Les réglages donnant la courbe rouge semblent être un bon compromis entre le temps d'intégration, la symétrie et la longueur du signal. Sur la figure de droite, les résultats sont ajustés par une fonction décrivant de façon simplifiée le fonctionnement de l'APV.

4.4 Conclusion

Ce chapitre a présenté l'évolution du projet de développement des PixelMicromegas, des motivations physiques et techniques jusqu'aux tests en laboratoire des prototypes de géométrie finale. L'intégration dans le spectromètre et le programme de reconstruction de COMPASS de ces détecteurs, ainsi que l'étude de leurs performances en conditions réelles et leur influence sur la réalisation de la série finale de détecteurs sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Performances des détecteurs Micromegas pixellisés

Après le montage des détecteurs et les tests présentés dans le chapitre précédent, ceux-ci ont été installés dans le spectromètre de COMPASS pour être testés en conditions nominales d'utilisation. Ces tests ont eu lieu dans des faisceaux de muons, de différentes intensités, et de hadrons, ainsi que pour plusieurs configurations de champ magnétique. Lors des prises de données, en particulier en faisceau de hadrons, leur tenue aux décharges a été étudiée. Les différentes étapes permettant l'utilisation des PixelMicromegas dans l'expérience ont été intégrées au programme de reconstruction de COMPASS (cf partie 2.2), et sont détaillées dans ce chapitre. L'analyse permettant l'évaluation des performances de ces détecteurs (efficacité, résolutions spatiale et temporelle) y est également présentée. Enfin les résultats obtenus sont exposés et commentés en vue de la production et de la mise en œuvre de la série finale de détecteurs.

5.1 Dispositif et prises de données

5.1.1 Installation dans le spectromètre

Les prototypes de PixelMicromegas sont installés dans la même zone que les détecteurs Micromegas standard, entre la cible et le premier dipôle. La figure 5.1 indique les positions utilisées, et la figure 5.2 montre des détecteurs installés à ces positions. En 2010 et 2011, seule la position « prototype », notée « PX » dans la suite, était utilisée. Cet emplacement est situé entre les stations de Micromegas 2 et 3, et le détecteur qui y est installé mesure la projection X des points de passage des traces, c'est-à-dire leur coordonnée horizontale (les pistes sont donc parallèles à la verticale). En 2012, les détecteurs Micromegas standard mesurant les projections X et Y (mesure de la coordonnée verticale) dans la première station ont été retirés afin de libérer deux emplacements pour les PixelMicromegas, notés « 1X » et « 1Y ». Le tableau 5.1 indique les positions et les périodes en faisceau pour les 5 prototypes testés. Cette zone impose des contraintes difficiles pour le fonctionnement des détecteurs. La proximité de la cible implique un flux de particules ionisantes plus élevé que dans le reste du spectromètre, notamment des électrons de basse énergie issus de diffusions élastiques dans la cible, qui sont balayés en aval par le premier dipôle. De plus, certains détecteurs sont exposés au champ de fuite du dipôle, ainsi que celui du solénoïde de la cible polarisée lors des périodes où elle est utilisée.

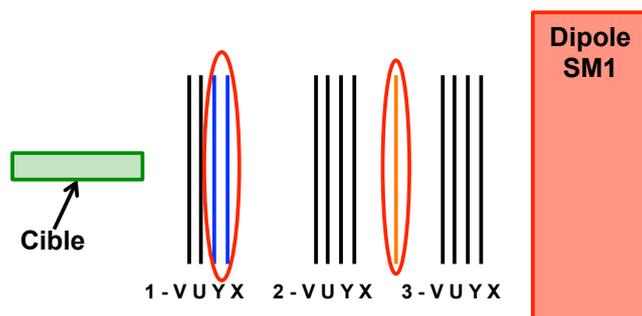


FIGURE 5.1 – Positions des Micromegas dans le spectromètre et emplacements alloués aux PixelMicromegas (entourés en rouge). En orange, la position prototype « PX », utilisée en 2010, 2011 et pour le détecteur résistif en 2012. En bleu les positions « 1X » et « 1Y » de la première station, où ont été installés des PixelMicromegas durant les prises de données de 2012.

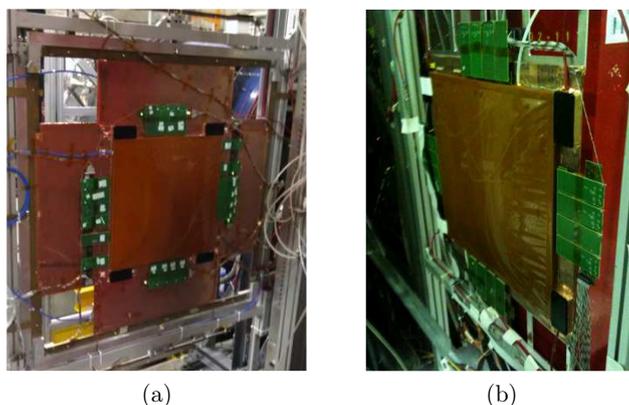


FIGURE 5.2 – Photos des détecteurs PixelMicromegas dans le spectromètre en 2012. (a) : doublet de détecteurs hybrides aux positions « 1X » et « 1Y » ; (b) : détecteur résistif en position « PX ».

5.1.2 Spécificités des prises de données

5.1.2.1 Faisceau

Les détecteurs ont été testés au cours de plusieurs programmes de physique, utilisant des faisceaux de muons ou de hadrons à différentes intensités, résultant en une variation du flux de particules sur le détecteur. Le tableau 5.2 indique les caractéristiques de chaque prise de donnée, associées à des estimations du flux maximal¹ au centre du détecteur.

5.1.2.2 Reconstruction des traces à très petit angle

Un point important pour l'étude des performances dans les zones pixellisées est la redondance des plans de détecteurs dans la région VSAT (cf. chapitre 2). En effet, on utilise de préférence des segments de trace reconstruits dans la zone comprise entre la cible et le premier dipôle pour étudier les performances des prototypes. Or dans certains cas, en particulier lors de la prise de données en faisceau de muons en 2012, il arrive que le faible nombre de plans de détecteurs dégrade la qualité de la reconstruction des traces (traces « fantômes », mauvaise résolution etc.),

1. La méthode d'estimation du flux maximal est disponible dans la section A.1 en Annexe.

Détecteur	Type	Période(s) en faisceau	Position	Zones inactives
PMM_2010	Standard	du 17/7/2010 au 22/11/2010	PX	2 APV déconnectés (pixels)
PMM_2011.1	Hybride	du 24/5/2011 au 10/7/2011	PX	1 secteur GEM déconnecté (pistes)
		du 16/10/2012 au 5/12/2012	1X	-
PMM_2011.2	Hybride	du 17/7/2011 au 25/10/2011	PX	-
		du 26/6/2012 au 15/11/2012	1Y	2 APV déconnectés * (grandes pistes)
PMM_2012.1	Hybride	du 26/6/2012 au 16/10/2012	1X	1 APV déconnecté * (grandes pistes)
		du 15/11/2012 au 5/12/2012	1Y	1 APV déconnecté (petites pistes)
PMM_2011.3	Résistif	du 26/10/2011 au 8/11/2011	PX	-
		du 15/11/2012 au 5/12/2012	PX	4 APV déconnectés (grandes pistes)

TABLEAU 5.1 – Positions et périodes en faisceau des différents détecteurs PixelMicromegas. L’astérisque indique que les cartes concernées étaient déconnectées dès l’installation du détecteur, jusqu’à mi-octobre (bruit).

Période	Faisceau	I [μ -h/déversement]	ϕ_{max} [MHz/cm ²]
2010	μ^+	$\approx 3,5 \times 10^8$	$\approx 7,2$
2011	μ^+	$\approx 1,5 \times 10^8$	$\approx 3,5$
6/2012 - 10/2012	h^-	$\approx 2 \times 10^7$	$\approx 0,5$
	μ^-	$\approx 5 \times 10^7$	$\approx 0,5$
10/2012 - 12/2012	μ^+	$\approx 3,5 \times 10^8$	$\approx 7,3$
	μ^-	$\approx 1,5 \times 10^8$	$\approx 3,3$
Alignement (basse intensité)	μ^+/μ^-	$\approx 10^6$	$< 0,02$

TABLEAU 5.2 – Intensité du faisceau et flux maximal sur les détecteurs pour les différentes périodes de prises de données. La dernière ligne est commune à toutes les périodes.

voire ne permette pas de reconstruire des traces¹. Le tableau 5.3 détaille le nombre de plans et de stations de chaque type de détecteurs impliqués dans la reconstruction des traces dans la zone VSAT, entre la cible et le premier dipôle. Cette situation n’apparaît pas lors des mesures à basse intensité, les centres des chambres à dérives sont alors activés, fournissant des plans de

1. On se place ici dans le cas d’une étude des performances des PixelMicromegas. Le détecteur étudié est alors exclu de la reconstruction des traces afin de ne pas biaiser ses performances. Tous les détecteurs installés (à partir de 2012) participent la reconstruction des données pour les études de physique, et des traces sont alors reconstruites.

détection supplémentaires à petit et très petit angle. La sélection des traces pour l'analyse des performances des détecteurs (cf. partie 5.4.1) a dû être adaptée.

Période	SiFi		SI		PixelGEM	
	Plans	Stations	Plans	Stations	Plans	Stations
2010	6	2	-	-	-	-
2011	6	2	-	-	-	-
6/2012 - 10/2012	-	-	8	2	1	2
10/2012 - 12/2012	3	1	-	-	-	-

TABLEAU 5.3 – Nombre de plans et de stations de détecteurs dans la région VSAT entre la cible et le premier dipôle, à l'exception des PixelMicromegas. Les acronymes « SiFi » et « SI » désignent respectivement les détecteurs à fibre scintillantes et au silicium. Une station consiste en un groupe de détecteurs d'orientations différentes situés à la même position sur l'axe du faisceau. Schématiquement, le nombre de stations donne donc le nombre de points en lesquels la position des traces est mesurée.

5.1.3 Taux de décharges

Avant de présenter les performances des détecteurs mesurées « hors-ligne », traitées dans la suite du chapitre, nous nous intéressons ici aux taux de décharges. Ceux-ci sont estimés en mesurant le courant de la microgrille sur les modules haute-tension qui alimentent les détecteurs. En effet, lorsque des particules traversent la zone active d'un détecteur, un courant est observé sur la microgrille. La structure intermittente du faisceau (un déversement de 10 s toutes les 40 s), est visible dans les variations du courant en fonction du temps. La valeur maximale du courant dépend du gain et du flux traversant le détecteur ; elle est de l'ordre de 10-100 nA. Lorsqu'une décharge survient, elle est facilement repérable car le courant atteint alors plusieurs centaines de nanoampères.

La figure 5.3 montre l'évolution du courant de la microgrille d'un détecteur Micromegas de première génération et de trois PixelMicromegas en fonction du temps, sur une période d'environ une heure, dans un faisceau de hadron d'intensité 2×10^6 h/s. Dans le cas du détecteur Micromegas standard (a), plusieurs pics correspondant à des décharges sont visibles, alors que dans le cas des PixelMicromegas résistif (b) et hybrides (c), (d), on ne distingue que les fluctuations d'intensité du faisceau dans les variations du courant. Notons que le courant maximal est plus élevé dans le cas des PixelMicromegas que dans celui du Micromegas standard pour deux raisons : le gain est plus élevé¹ et le faisceau traverse la zone active.

Plusieurs périodes de plusieurs heures en faisceau de hadrons (environ 5000 s de temps de faisceau effectif) ont été étudiées et aucune décharge n'a été observée sur les PixelMicromegas. Cela permet de calculer une limite supérieure (intervalle de confiance de 95 %) pour le taux de décharge des détecteurs hybrides d'environ 10^{-3} décharge/s, soit une probabilité de décharge par hadron de l'ordre de 10^{-9} . Pour le détecteur résistif, cela permet de conclure que la structure résistive remplit efficacement son rôle en diminuant suffisamment l'amplitude des décharges jusqu'à la rendre négligeable.

1. Le gain des Micromegas standard est réduit lors de l'utilisation d'un faisceau de hadrons pour minimiser le taux de décharges.

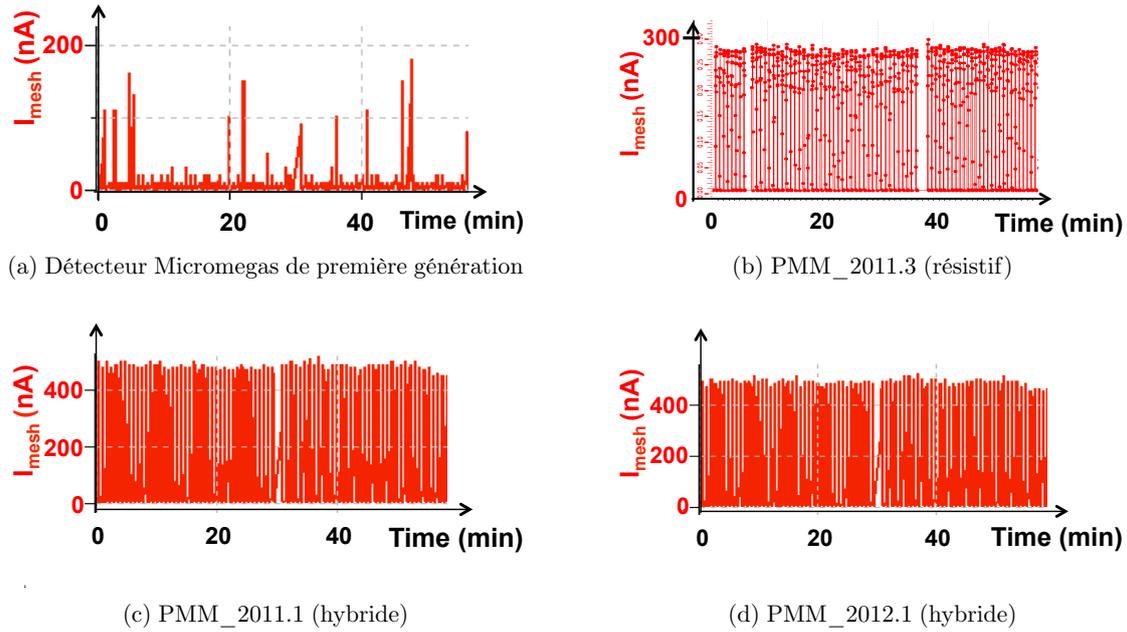


FIGURE 5.3 – Courant de la microgrille en fonction du temps pour une durée d’une heure pendant une prise de données en faisceau de hadrons ($I \approx 2 \times 10^6 \text{ h}^-/\text{s}$). Les décharges ont seulement lieu sur le détecteur Micromegas standard (a). La résolution des alimentations est de 10 nA. Les points visibles en (b) représentent les points de mesure. Cette figure a un style différent des autres car un programme d’acquisition différent a été utilisé. Voir le texte pour plus de détails.

5.2 Principe de l’analyse et définitions

Un signal mesuré sur une électrode de lecture (piste ou pixel) est appelé *hit*. Le nuage d’électrons primaires créé par le passage d’une particule dans le détecteur peut couvrir une zone de l’ordre de 1 à 2 mm de diamètre à son arrivée au niveau de la microgrille, après diffusion dans l’espace de dérive. La diffusion suivant la préamplification à la sortie d’une feuille GEM peut accentuer cet effet dans le cas des détecteurs hybrides. Le signal provoqué par cette particule est donc induit sur plusieurs pistes ou pixels adjacents, disposés avec un pas de 400 ou 480 μm ; les *hits* adjacents sont par conséquent regroupés en *clusters*. Une position et un temps sont associés à chaque *cluster* à partir des informations des *hits* (voir parties 5.3.2 et 5.3.3). Les positions des *clusters* de l’ensemble des détecteurs sont par la suite utilisées pour reconstruire les traces des particules chargées.

La caractérisation d’un détecteur consiste à mesurer son **efficacité**, sa **résolution spatiale** et sa **résolution temporelle**. Pour cela, le temps et la position de passage dans le détecteur d’un échantillon de traces sont comparés avec le temps et la position des *clusters* enregistrés par le détecteur. Lors de cette mesure, le détecteur est exclu de la reconstruction des traces afin de ne pas biaiser les résultats. Dans la partie d’un PixelMicromegas occupée par des pistes, seule une coordonnée (notons-la u) est lue par le détecteur. Un *cluster* est associé à une trace si la norme du **résidu** $|\Delta u| = |u_{cluster} - u_{trace}|$ est inférieure à une valeur maximale $|\Delta u|_{max}$. La bande de largeur $2|\Delta u|_{max}$ autour du point de passage de la trace définit la **route**. En général, comme on le verra par la suite, la distribution des résidus est gaussienne, et la valeur de $|\Delta u|_{max}$ est fixée par un multiple de la largeur de cette distribution. Dans la partie du détecteur occupée par les pixels, une deuxième coordonnée est mesurée (v). Par conséquent, un *cluster* est associé à une trace si les conditions $|\Delta u| \leq |\Delta u|_{max}$ et $|\Delta v| \leq |\Delta v|_{max}$ sont respectées.

Efficacité. L'efficacité de détection est la probabilité qu'a le détecteur de repérer une trace traversant sa zone active. Si l'on note N_{tot} le nombre de traces de l'échantillon sélectionné traversant sa zone active, et N_{det} le nombre de traces de cet échantillon associées à au moins un *cluster*, et que l'on considère que tout *cluster* associé résulte de la trace considérée, l'efficacité ϵ_{raw} est définie par

$$\epsilon_{raw} = \frac{N_{det}}{N_{tot}}. \quad (5.1)$$

Cependant, il se peut que le *cluster* associé à la trace ne soit pas dû au passage de la particule considérée. Il peut par exemple résulter du passage d'une autre particule, ce qui peut devenir fréquent à haut flux, ou de bruit électronique. L'efficacité « brute » exprimée précédemment doit donc être corrigée par la **probabilité de bruit de fond** ϵ_{bg} . Cette dernière est estimée en comparant les traces reconstruites d'un événement avec les *clusters* enregistrés lors d'un autre événement, donc sans aucune corrélation. Si l'on note N_{bg} le nombre de traces auxquelles au moins un de ces *clusters* est associé, la probabilité de bruit de fond est donnée par

$$\epsilon_{bg} = \frac{N_{bg}}{N_{tot}}. \quad (5.2)$$

L'efficacité réelle ϵ , corrigée du bruit de fond, est alors définie par

$$\epsilon = \frac{\epsilon_{raw} - \epsilon_{bg}}{1 - \epsilon_{bg}}. \quad (5.3)$$

Résolution spatiale. La résolution spatiale quantifie l'incertitude sur la mesure de la position du point de passage d'une trace effectuée par le détecteur. Une bonne résolution spatiale des détecteurs traversés par une particule permet de reconstruire sa trace avec précision, et donc d'obtenir une haute résolution sur son impulsion. Cette grandeur est calculée à partir de la distribution des résidus Δu . Le détecteur étant exclu de la reconstruction, la position du point de passage de la trace reconstruite est indépendante de la position du *cluster*. La largeur de cette distribution σ_{sr} est donc la somme quadratique de la résolution spatiale du détecteur σ_s et de l'incertitude sur la position de la trace σ_{st} , déterminée par le programme de reconstruction. La résolution du détecteur s'exprime donc

$$\sigma_s = \sqrt{\sigma_{sr}^2 - \sigma_{st}^2}. \quad (5.4)$$

Résolution temporelle. La résolution temporelle est l'incertitude sur la mesure du temps de passage de la particule dans le détecteur. C'est une grandeur très importante dans les zones exposées à un flux élevé, qui permet de sélectionner les *clusters* corrélés au *trigger*, ce qui conduit à une limitation des erreurs de reconstruction dues au bruit de fond combinatoire. Selon le même principe que la résolution spatiale, elle est calculée à partir de la largeur σ_{tr} de la distribution des $\Delta t = t_{cluster} - t_{trace}$, où t_{trace} est le temps de la trace et $t_{cluster}$ le temps du *cluster* le plus proche du point de passage de la particule. On a donc, en notant respectivement σ_t et σ_{tt} la résolution temporelle du détecteur et l'incertitude sur le temps de la trace

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{tr}^2 - \sigma_{tt}^2}. \quad (5.5)$$

5.3 Reconstruction

Un code de reconstruction spécifique au PixelMicromegas a été écrit et intégré à CORAL, le programme de reconstruction des données de COMPASS (partie 2.2). Cette partie décrit les méthodes utilisées dans ce code pour former les *clusters* et calculer leur temps et leur position.

Ces dernières sont en partie inspirées du travail réalisé pour les PixelGEM de COMPASS [107, 108] ; en effet, ces détecteurs étant équipés de pixels et utilisant la même électronique, plusieurs procédures utilisées ont pu être adaptées aux PixelMicromegas.

5.3.1 Échantillonnage du signal de l'APV

Le signal de l'APV est la source première d'information pour la reconstruction des données des Pixel Micromegas, il est représenté sur la figure 5.4. Il a été vu dans la partie 4.2.3 que le nombre d'échantillons d'amplitude du signal de l'APV était variable : soit 1 échantillon, soit 3 échantillons espacés de 25,7 ns. L'avantage de prélever 3 échantillons, comme nous le verrons dans la partie 5.3.3, est de pouvoir déterminer le temps auquel une particule a traversé le détecteur par rapport au *trigger*. Le temps de latence¹ (*latency*) de l'APV est réglé lors de la mise en faisceau du détecteur de manière à ce que les 3 échantillons se situent sur le front montant du signal, et que le troisième soit au maximum d'amplitude. Dans le cas d'un PixelMicromegas, ce temps est ajusté de manière à couvrir la durée du signal du détecteur, de 100-150 ns (cf. partie 4.3.4). La durée par défaut de 25,7 ns entre chaque échantillon semble donc un peu courte, et a été adaptée en conséquence. L'APV prélève un seul échantillon à chaque *trigger* reçu, mais la carte ADC lui distribue 3 signaux de *trigger* espacés de 75 ns à chaque *trigger* reçu par le système d'acquisition. Au final, 3 échantillons d'amplitude a_0 , a_1 et a_2 , espacés de 75 ns sont donc prélevés sur le signal de l'APV, avant leur numérisation par l'ADC.

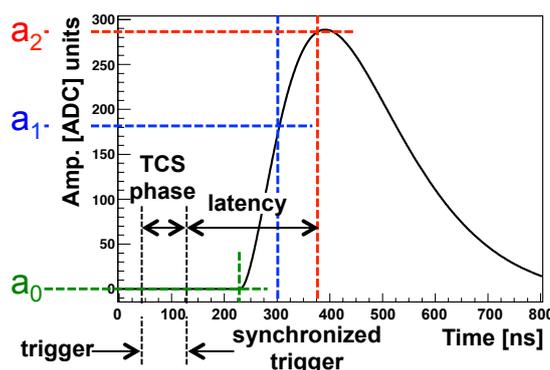


FIGURE 5.4 – Signal d'un canal APV après amplification et mise en forme. Les trois échantillons d'amplitude a_0 , a_1 et a_2 prélevés sur le front montant sont représentés, ainsi que les temps caractéristiques. La phase TCS (*TCS phase*), est la durée entre le *trigger* et le front montant suivant l'horloge du système de contrôle des *triggers* (TCS). Le temps de latence ou *latency* est la durée entre un front montant de l'horloge du TCS synchronisé avec un *trigger* et le temps auquel est prélevé a_2 .

5.3.2 Clustering

Cette partie décrit la méthode utilisée pour regrouper les *hits* en *clusters* et calculer la position de ces derniers. Cette opération a pour but d'améliorer la résolution spatiale du détecteur en considérant l'intégralité de l'information consécutive au passage d'une particule.

5.3.2.1 Position des *hits*

Dans les données brutes (soit avant le traitement par CORAL), les seules informations connues sur un *hit* sont :

1. Le temps de latence désigne la durée entre un front montant de l'horloge du système de contrôle des *triggers* synchronisé avec un *trigger* et le temps auquel est prélevé le troisième échantillon d'amplitude.

- l'adresse de la carte APV à laquelle il appartient ;
- le canal de l'APV considéré ;
- les trois échantillons a_0 , a_1 et a_2 de l'amplitude du signal mesurés.

L'étape de « décodage » consiste à associer un *hit* à une électrode de lecture sur le détecteur. La corrélation entre les canaux électroniques et physiques est inscrite lors de l'installation du détecteur dans une base de données. Les pistes sont identifiées par un numéro de canal physique (de 0 à 895) et un numéro d'« hémisphère ». Le numéro d'hémisphère permet de différencier les deux groupes de pistes de 20 cm de la partie centrale ; en effet, deux pistes se faisant face ont le même numéro de canal physique. La position du centre des pistes est calculée grâce au numéro attribué (croissant d'un bord à l'autre du détecteur) et de leur pas. Les pixels sont quant à eux identifiés par un numéro de canal et les coordonnées de leur centre.

5.3.2.2 Formation des *clusters*

Les *hits* sont ensuite classés par valeurs décroissantes de leur amplitude. L'échantillon a_2 , le plus grand, est utilisé. En commençant par le *hit* de plus grande amplitude, on crée un *cluster*, et on vérifie si le *hit* suivant est situé sur un canal voisin. Si ce *hit* est effectivement situé sur un canal voisin, celui-ci est ajouté au *cluster* existant, sinon, un nouveau *cluster* est créé. On s'intéresse alors au *hit* suivant, et on vérifie s'il est voisin d'un *hit* appartenant à un *cluster* existant. On procède de même jusqu'à avoir traité tous les *hits*. Cette méthode a l'avantage de séparer en plusieurs *clusters* un groupe de *hits* adjacents dû au passage quasi simultané de plusieurs particules, en faisant naturellement une coupure aux minima locaux de ce groupe de *hits*. Par conséquent, un *hit* peut appartenir à plusieurs *clusters*. Cet effet est illustré par la figure 5.5.

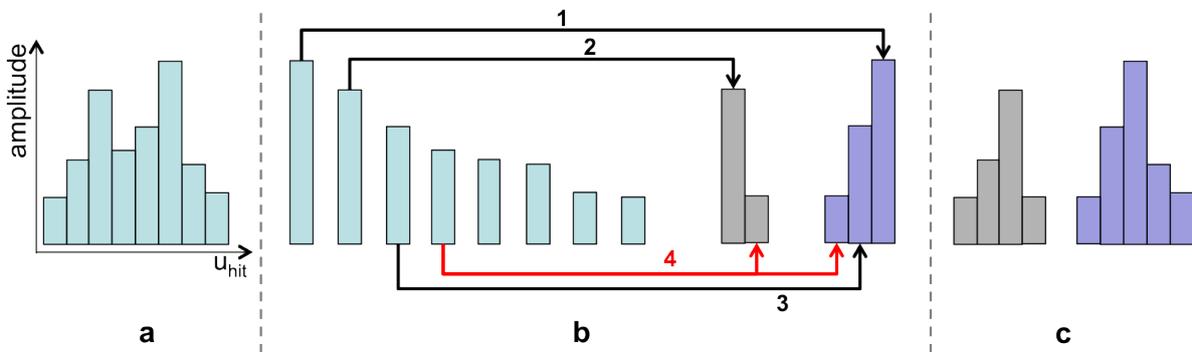


FIGURE 5.5 – Illustration de la méthode de *clustering* : a) groupe de *hits* adjacents ; b) classement des *hits* par amplitude décroissante et formation des *clusters* : lorsqu'un *hit* n'est adjacent à aucun *cluster* existant, un nouveau *cluster* est créé ; lorsqu'un *hit* est adjacent à deux *clusters*, il est associé aux deux et la moitié de son amplitude est ajoutée à chaque *cluster* (cas 2, en rouge) ; c) *clusters* finaux.

Pour les pistes des parties latérales, les canaux voisins sont les pistes adjacentes à la piste considérée. Pour les pistes de la partie centrale, on considère en plus des pistes adjacentes la piste lui faisant face, ainsi que les pistes adjacentes à celle-ci. Les canaux voisins d'un pixel sont les 8 pixels adjacents.

5.3.2.3 Calcul de la position des *clusters*

La position des *clusters* est ensuite calculée par la méthode dite du « centre de gravité », c'est-à-dire la moyenne des positions des *hits* qui composent le *cluster* pondérées par l'amplitude $a_{hit} = a_2$ des *hits*. Si un *hit* appartient à N *clusters*, une fraction $1/N$ de son amplitude est

attribuée à chaque *cluster* :

$$u_{cluster} = \frac{\sum_{hit} u_{hit} a_{hit} \frac{1}{N}}{\sum_{hit} a_{hit} \frac{1}{N}}. \quad (5.6)$$

5.3.2.4 Correction de la position des *clusters*

La discrétisation du plan de lecture en pistes et pixels induit un biais dans le calcul de la position des *clusters* par la méthode du centre de gravité. Cette erreur dépend de la forme du *cluster*, qui peut être observée grâce à la variable η [109], telle que

$$\eta = u_{CdG} - u_g, \quad (5.7)$$

où u_{CdG} est la position du *cluster* calculée par la méthode du centre de gravité et u_g la position du *hit* le plus à gauche dans le *cluster*.

La figure 5.6 présente l'évolution du résidu en fonction de cette variable η . Si la méthode du centre de gravité était idéale, on s'attendrait à un résidu moyen constant en fonction de η et égal à zéro. Or, des variations sont visibles, ce qui conduit à un élargissement de la distribution des résidus après intégration sur η , et donc à une dégradation de la résolution spatiale.

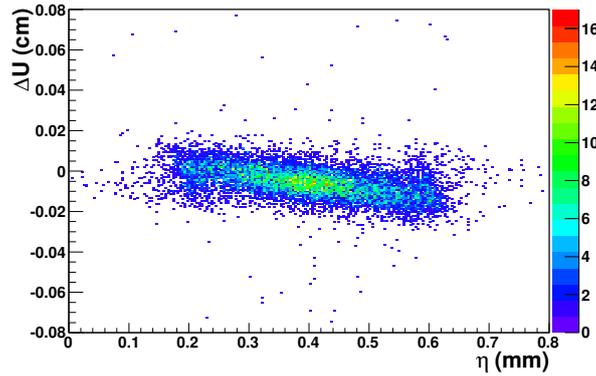


FIGURE 5.6 – Variation du résidu en fonction de η , pour les *clusters* larges de 3 pixels (PMM_2011.2, bas flux, sans présence de champ magnétique).

Une correction de cet effet consiste à « redresser » cette distribution en modifiant la position des *clusters* calculée par la méthode du centre de gravité. L'histogramme en 2 dimensions de la figure 5.6 est divisé en tranches perpendiculaires à l'axe de η , puis la distribution de résidus dans chaque tranche est ajustée par une gaussienne. La valeur moyenne de ces gaussiennes est tracée en fonction de η , et ces valeurs sont ajustées par un polynôme de degré 3. Cette fonction est ensuite utilisée pour corriger la position des *clusters*. Les différentes étapes de ce procédé sont représentées sur la figure 5.7. Cette méthode est appliquée pour chaque taille de *cluster* statistiquement significative dans le plan de lecture (de 2 à 5 pas en général). Les coefficients du polynôme pour chaque taille de *cluster* et pour les différents types d'électrodes de lecture sont inscrits dans un fichier de calibration lu par CORAL lors de la reconstruction.

Cette correction réduit la largeur de la distribution des résidus jusqu'à 20 % pour certaines tailles de *clusters*. Toutes tailles prises en compte, une amélioration de la résolution spatiale jusqu'à 10 % a été atteinte.

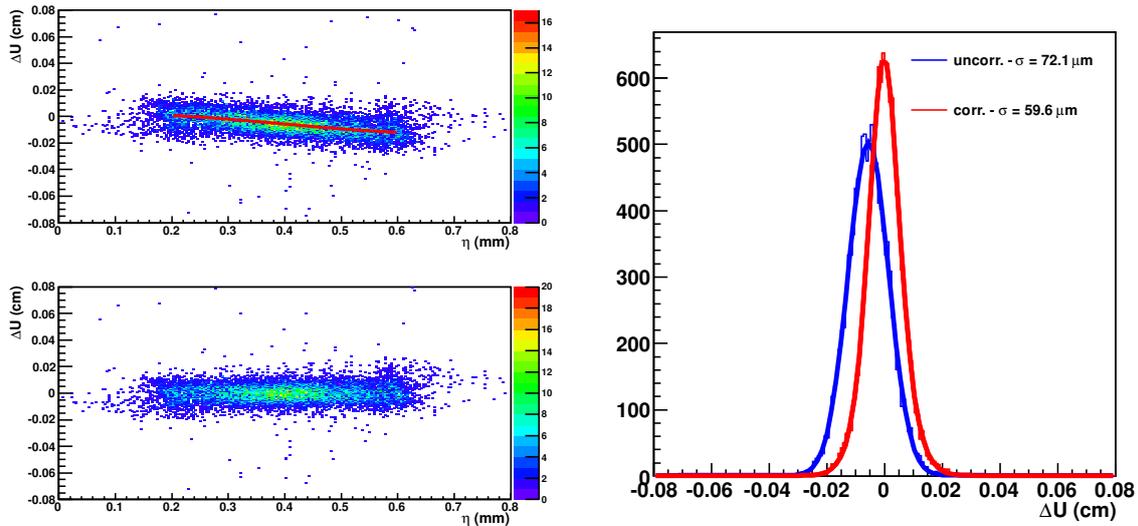


FIGURE 5.7 – Correction de la position des *clusters*, pour les *clusters* larges de 3 pixels (PMM_2011.2, bas flux, sans présence de champ magnétique). En haut à gauche : le résidu est ajusté par une gaussienne pour différents domaines en η ; la moyenne de chaque distribution en fonction de η est ensuite ajustée par un polynôme de degré 3. En bas à gauche : la position des *clusters* est corrigée à l'aide de la fonction préalablement obtenue. À droite : distribution des résidus intégrées sur η avant correction (en bleu) et après correction (en rouge). Sur cet exemple, la largeur de la distribution des résidus est réduite de 17%.

5.3.3 Mesure du temps

Le temps d'un *hit* est reconstruit à partir du rapport $\frac{a_1}{a_2}$ et de la « phase TCS » Δt_{TCS} (cf. figure 5.4). Cette dernière correspond à la durée entre un *trigger* physique (c'est-à-dire le temps donné par le détecteur à l'origine de ce *trigger*) et le temps du prochain front montant de l'horloge de 38,88 MHz du système de contrôle de *trigger* (le temps auquel est en pratique déclenchée l'acquisition).

5.3.3.1 Calibration

L'évolution du rapport $\frac{a_1}{a_2}$ moyen en fonction de la phase TCS, représentée sur la figure 5.8a, permet de convertir ce rapport en un temps. Pour déterminer cette relation, l'histogramme en 2 dimensions présenté ici est divisé en tranches perpendiculaires à l'axe de la phase TCS, puis la distribution dans chaque tranche est ajustée par une gaussienne. La valeur moyenne de ces gaussiennes est tracée en fonction de la phase TCS, et ces valeurs sont ajustées par une fonction affine, donnant la relation

$$\left\langle \frac{a_1}{a_2} \right\rangle = \alpha \Delta t_{TCS} + \beta, \quad (5.8)$$

α et β étant des paramètres libres constituant la calibration temporelle pour une carte APV.

5.3.3.2 Reconstruction du temps

À partir de l'équation 5.8, on exprime le temps par rapport au temps du signal lu en fonction du rapport $\frac{a_1}{a_2}$ et des paramètres α et β . Pour déterminer le temps du *hit* t_{hit} par rapport au *trigger*, il faut également retrancher la valeur de la phase TCS. On a alors

$$t_{hit} = \frac{\frac{a_1}{a_2} - \beta}{\alpha} - \Delta t_{TCS}. \quad (5.9)$$

Deux méthodes ont été testées pour le calcul du temps d'un *cluster* à partir du temps des *hits* qui le composent. La première consiste à prendre en compte la moyenne du temps des *hits*, la seconde à considérer seulement le temps du *hit* le plus proche du centre du *cluster*. La seconde méthode s'avère donner de meilleurs résultats de résolution temporelle et a donc été choisie. Les distributions du temps des *clusters* pour un détecteur, calculées avec les deux méthodes, sont représentées sur la figure 5.9.

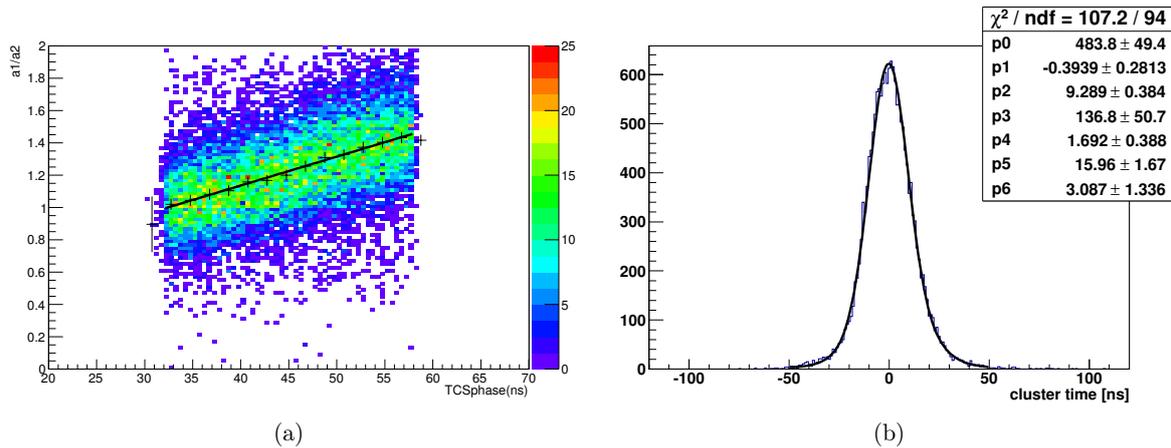


FIGURE 5.8 – En (a), distribution du rapport $\frac{a_1}{a_2}$ en fonction de la phase TCS, pour un APV. Les moyennes des distributions dans des tranches perpendiculaires à l'axe de Δt_{TCS} (croix noires) sont ajustées par une fonction affine. En (b), distribution du temps des *clusters* obtenue à partir de la calibration issue de (a), en utilisant le temps du *hit* le plus proche du centre (détecteur PMM_2011.2, bas flux).

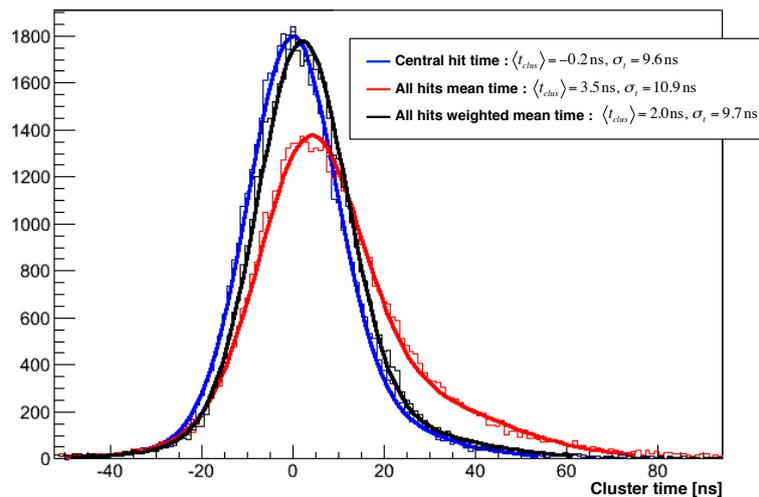


FIGURE 5.9 – Distribution du temps des *clusters*. Le temps calculé à partir de la moyenne du temps des *hits* pondérée (courbe noire) ou non (courbe rouge) par leur amplitude, donne une distribution plus large que le temps donné par le temps du *hit* le plus proche du centre (courbe bleue) (détecteur PMM_2011.2, bas flux).

5.3.3.3 Importance d'une calibration pour chaque carte APV

Dans un premier temps, une seule calibration par détecteur était effectuée, déterminée à partir de l'ensemble des *hits*. Cependant, en comparant le temps reconstruit moyen des *hits* issus de chaque carte APV, des différences de l'ordre de plusieurs nanosecondes ont été observées, provoquant une dégradation de la résolution temporelle globale mesurée. Cela est illustré par la figure 5.10, qui montre le temps moyen des *clusters*, calculé avec une calibration unique, en fonction du numéro d'identification de l'APV auquel la voie portant leur *hit* principal est connectée. Cet effet n'a pas été clairement expliqué. Suivant la carte considérée, le parcours du signal entre le détecteur et l'APV est différent, mais les cartes aux parcours les plus longs ne semblent pas correspondre aux signaux ayant le plus grand retard.

Une calibration pour chaque carte APV a donc été adoptée pour supprimer cet effet.

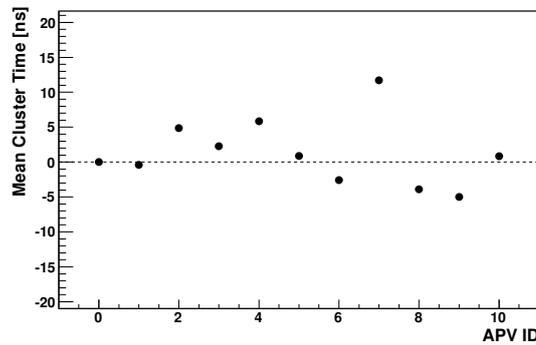


FIGURE 5.10 – Temps moyen des *clusters* en fonction du numéro d'identification de la carte APV à laquelle leur *hit* central est connecté, lorsqu'une calibration commune à toutes les cartes est utilisée (pixels du détecteur PMM_2011.2, bas flux).

5.3.4 Crosstalk en temps

5.3.4.1 Le phénomène et ses conséquences

Lors de la transmission successive des signaux analogiques multiplexés de l'APV à l'ADC, envoyés à une fréquence de 20 MHz ou 40 MHz, une fraction de l'amplitude d'un signal peut être attribuée au signal suivant ou au signal précédent. Cet effet, appelé « *crosstalk* en temps », est dû à un décalage entre le temps d'arrivée du signal analogique et le temps d'échantillonnage de l'ADC. La synchronisation entre l'APV et l'ADC est ajustable, mais une coïncidence parfaite n'a pu être effectuée en pratique lors du réglage de l'électronique, comme le montre la figure 5.11.

Cette transmission d'amplitude résulte en un biais de l'amplitude d'un *hit* sur le canal concerné, voire en l'apparition d'un *hit* sur un canal *a priori* sans amplitude. L'envoi des signaux par l'APV n'est pas effectué dans l'ordre « physique » des canaux, donc la fraction d'amplitude n'est pas transmise à un canal voisin. La relation entre le numéro physique de canal n et le numéro de ce même canal dans le signal multiplexé m est régie par l'équation [106]

$$n = 32 \times (m \bmod 4) + 8 \times \lfloor m/4 \rfloor - 31 \times \lfloor m/16 \rfloor. \quad (5.10)$$

Un calcul à partir de cette équation montre que la « distance » entre deux canaux successifs dans le signal multiplexé peut prendre seulement 3 valeurs : 32, 88 ou 119. Si l'on considère la partie du détecteur équipée de pistes, le lien entre le numéro de canal et la position des pistes est simple. En prenant en compte leur position sur le détecteur et leur pas, les écarts

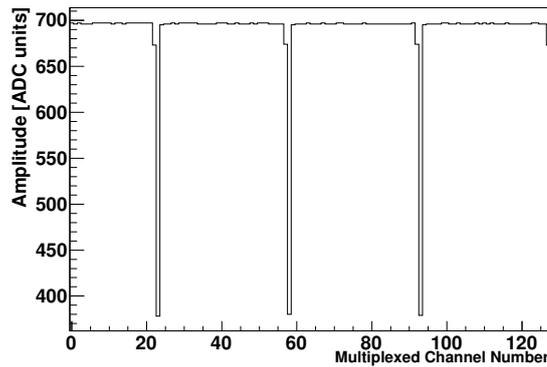


FIGURE 5.11 – Amplitude en fonction du numéro de canal multiplexé lorsque l’APV est en mode de synchronisation. Ce mode est activé lorsque l’APV ne lit pas de données ; une impulsion de 25 ns ou 50 ns est alors envoyée sur la sortie analogique par période de 35 cycles d’horloge (3 impulsions sont visibles sur cette figure, sur les canaux 24, 59 et 94). On constate que l’amplitude de l’impulsion « déborde » sur l’échantillon suivant, ce qui montre que la synchronisation entre l’APV et l’ADC est imparfaite, et illustre le phénomène de *crosstalk* en temps.

calculés précédemment résultent en des distances de 1,28 cm, 3,52 cm et 4,76 cm pour les pistes de 400 μm et de 3,07 cm, 8,45 cm et 11,42 cm pour les pistes de 480 μm . Des pics correspondant à ces distances apparaissent effectivement dans les distributions de résidus, comme le montre la figure 5.12, et sont donc dus à des faux *clusters*, formés de *hits* créés par le *crosstalk* en temps. La relation entre numéro de canal et position sur le détecteur est beaucoup plus complexe pour les pixels ; contrairement aux pistes, deux canaux successifs lors du multiplexage peuvent être physiquement proches sur le détecteur.

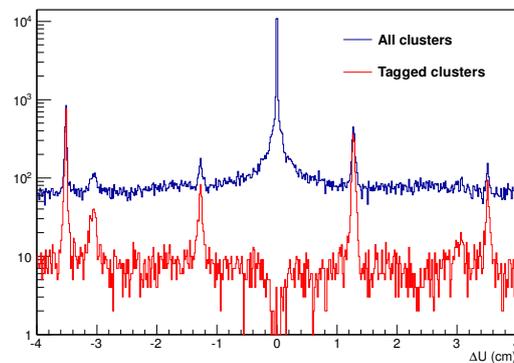


FIGURE 5.12 – Distribution de résidus avant correction du *crosstalk* en temps (pistes du détecteur PMM_2011.2, haut flux). Des pics correspondant à de faux *clusters* sont clairement visibles. La courbe rouge représente la distribution des résidus pour les *clusters* composés de *hits* susceptibles d’être dus au *crosstalk* en temps. On voit que cette distribution concorde avec les faux pics.

La figure 5.13 montre pour les 10 cartes APV connectées aux pistes d’un détecteur la distribution des rapports d’amplitude entre deux *hits* successifs dans le multiplexage. Plusieurs informations peuvent en être extraites :

- la plupart des distributions présentent un pic centré sur une valeur donnée, avec un rapport signal sur bruit très élevé ;
- la position et l’intensité du pic dépendent de la carte APV considérée ;
- la transmission d’amplitude peut avoir lieu vers le *hit* précédent comme vers le *hit* sui-

vant.

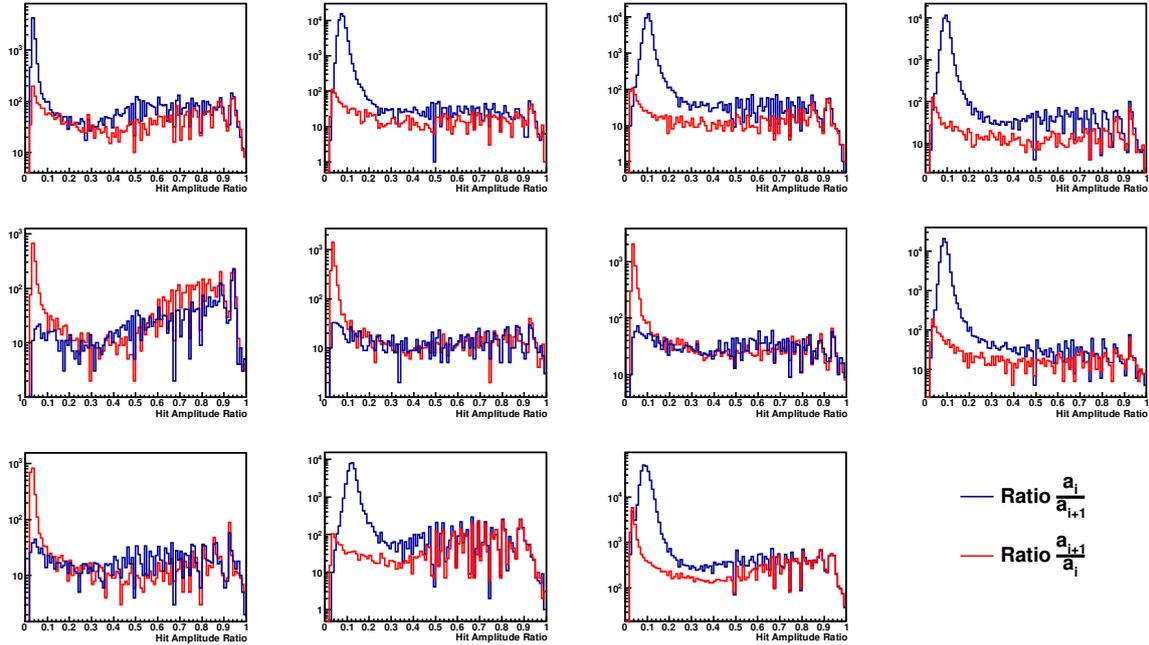


FIGURE 5.13 – Rapports d’amplitudes entre *hits* consécutifs lors du multiplexage, pour 10 APV (pixels du détecteur PMM_2011.2, haut flux).

5.3.4.2 Correction

Le *crosstalk* en temps représente une source de bruit de fond importante, une correction a par conséquent été implémentée dans le code de reconstruction du détecteur. Celle-ci consiste à corriger l’amplitude des *hits* concernés. La méthode utilisée repose sur un algorithme en plusieurs étapes :

- le rapport d’amplitude entre deux *hits* successifs dans le signal multiplexé est calculé, ceci pour chaque APV ;
- la valeur du pic observé pour chaque APV est stockée dans un fichier de calibration ;
- lors de la reconstruction, l’amplitude des *hits* successifs dans le signal multiplexé est corrigée par la valeur stockée dans le fichier, multipliée par l’amplitude du *hit* précédent ou suivant selon le cas.

Le succès de cette correction est illustré par la figure 5.14, qui montre que les faux pics ont disparu. Une diminution d’environ 10 % de la probabilité de bruit de fond est constatée, et aucune dégradation de l’efficacité n’a été observée.

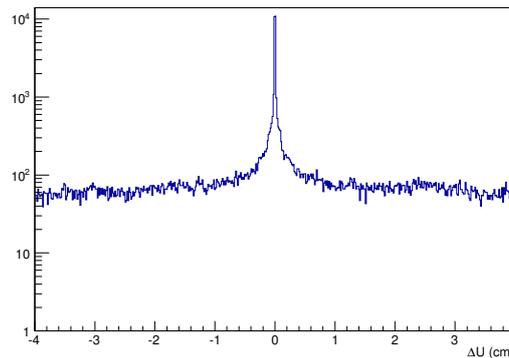


FIGURE 5.14 – Distribution de résidus après correction du *crosstalk* en temps. On constate la disparition des pics visibles sur la figure 5.12.

5.3.5 Suppression du bruit électronique

Le bruit est mesuré lors de l'installation du détecteur, ainsi qu'après chaque opération ou déplacement de celui-ci. L'amplitude moyenne du bruit (*piédestal*) et l'amplitude de ses variations (σ) sont extraites de données acquises sans faisceau pour chaque canal et stockées dans des fichiers de calibration. Des suppressions et corrections sont ensuite effectuées par l'ADC lors des prises de données en faisceau. Le piédestal est d'abord soustrait des amplitudes mesurées. Une correction de mode commun supprime les variations du bruit communes à tous les canaux. Enfin, seulement les signaux dont l'amplitude est supérieure à un certain seuil dépendant des variations (corrigées) du bruit sont conservés. Le seuil par défaut est de $3,5\sigma$, car cela est *a priori* suffisant pour supprimer un bruit gaussien.

Cependant, on observe que pour certains canaux particulièrement bruyants, ce seuil de $3,5\sigma$ n'est pas suffisant pour supprimer le bruit. Cela se traduit par l'apparition de « faux » *clusters*, visibles dans les distributions de résidus lorsqu'ils sont adjacents à un *cluster* corrélé à une trace, comme cela est visible sur la courbe noire (seuil de $3,5\sigma_{hit}$) de la figure 5.15.

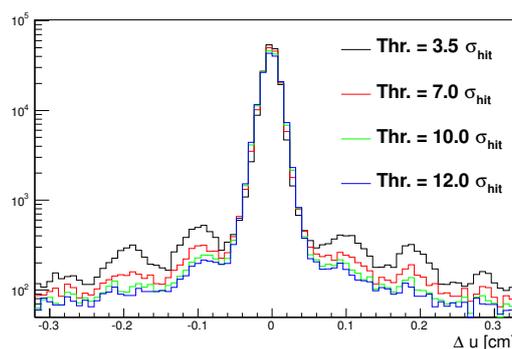


FIGURE 5.15 – Distributions de résidus pour différentes valeurs du seuil (Thr.) sur l'amplitude des *hits* (pistes du détecteur PMM_2011.1, bas flux).

Une augmentation du seuil de l'amplitude des *hits* lors de la reconstruction est donc effectuée pour supprimer plus efficacement le bruit. En effet, l'augmentation du seuil doit rester limitée afin de ne pas supprimer des signaux physiques de basse amplitude. L'augmentation du seuil illustrée par la figure 5.15 semble supprimer les « faux pics ». Cependant, cela génère aussi rapidement une dégradation des performances du détecteur en terme d'efficacité (cf. figure 5.16) et de résolution spatiale (cf. figure 5.17a), cette dernière dégradation étant due à une diminution

de la taille des *clusters* (cf. figure 5.17b).

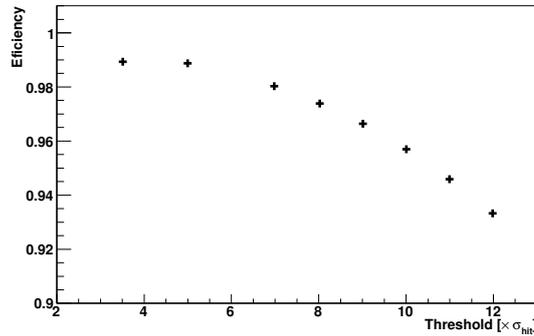


FIGURE 5.16 – Efficacité en fonction du seuil sur l’amplitude des *hits* (pistes du détecteur PMM_2011.1, bas flux).

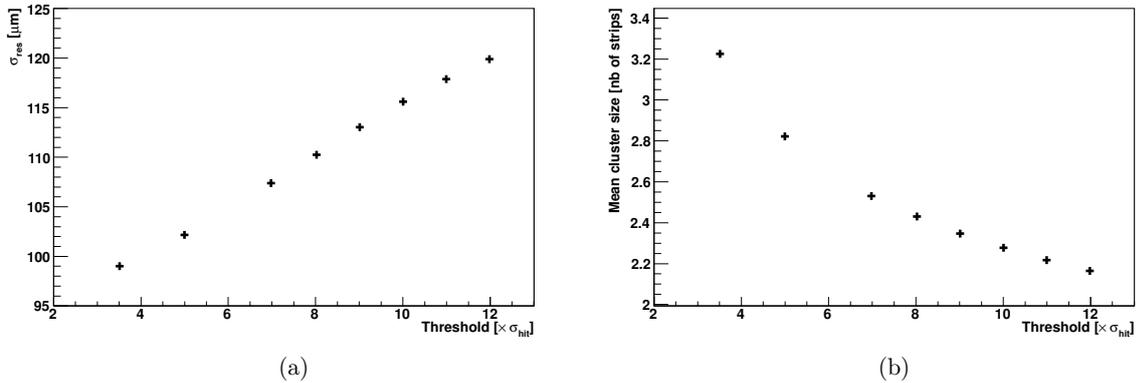


FIGURE 5.17 – Largeur de la distribution des résidus (a) et taille moyenne des *clusters* (b) en fonction du seuil sur l’amplitude des *hits*.

Une solution consiste à appliquer un seuil non sur l’amplitude des *hits*, mais sur celle des *clusters*. Pour cela, une quantité σ_{clus} est calculée selon l’expression

$$\sigma_{clus}^2 = \frac{\sum_{hit}^{N_{hits}} \sigma_{hit}^2}{N_{hits}}, \quad (5.11)$$

où N_{hits} est le nombre de *hits* appartenant au *cluster*. Un seuil égal à un multiple de σ_{clus} est alors fixé, auquel doit être supérieure l’amplitude du *cluster*, égale à la somme de l’amplitude des *hits* qui le composent. On espère ainsi supprimer les *clusters* formés sur plusieurs voies bruyantes ou une voie très bruyante, sans amputer les *clusters* « sains » de *hits* physiques de faible amplitude. On constate (cf. figure 5.18) que cette méthode est aussi efficace pour supprimer les faux *clusters*, mais qu’elle a l’avantage d’avoir un faible impact sur l’efficacité (cf. figure 5.19). Concernant la résolution spatiale, on note même une légère amélioration (cf. figure 5.20a), due à une augmentation de la taille moyenne des *clusters* (cf. figure 5.20b). Cette dernière s’explique par la diminution du nombre de *clusters* de taille 1, la plupart des voies bruyantes étant isolées et formant donc des *clusters* de cette taille.

La valeur optimale des seuils dépend du gain, de la quantité de canaux bruyants sur le détecteur et de leur niveau de bruit. Les seuils sur l’amplitude des *hits* et des *clusters* réglés suite

à l'étude précédente pour un fonctionnement nominal sont respectivement de $5\sigma_{hit}$ et $7\sigma_{clus}$, semblant donner un bon équilibre entre atténuation directe de l'impact des canaux bruyants et conservation de bonnes efficacité et résolution.

Une autre méthode est en cours de développement et n'est pas présentée dans ce document. Elle consiste à exclure les voies les plus bruyantes de la reconstruction. En contrepartie, afin d'éviter une chute d'efficacité ou de résolution, la méthode de *clustering* doit être adaptée afin de prendre en compte ces voies désactivées lors de la formation des *clusters*. La gestion de voies manquantes dans le calcul de l'amplitude et de la position des *clusters* et de sa position reste à déterminer.

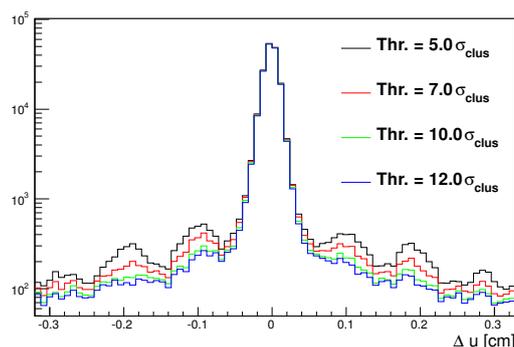


FIGURE 5.18 – Distributions de résidus pour différentes valeurs du seuil sur l'amplitude des *clusters* (pistes du détecteur PMM_2011.1, bas flux).

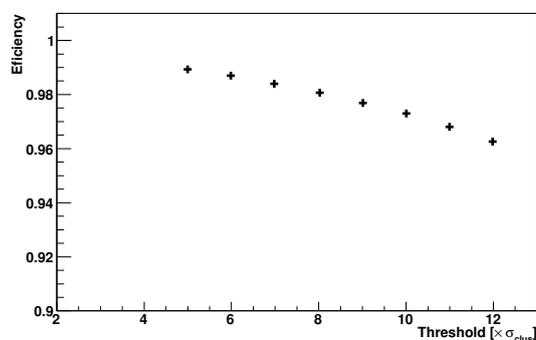


FIGURE 5.19 – Efficacité en fonction du seuil sur l'amplitude des *clusters* (pistes du détecteur PMM_2011.1, bas flux).

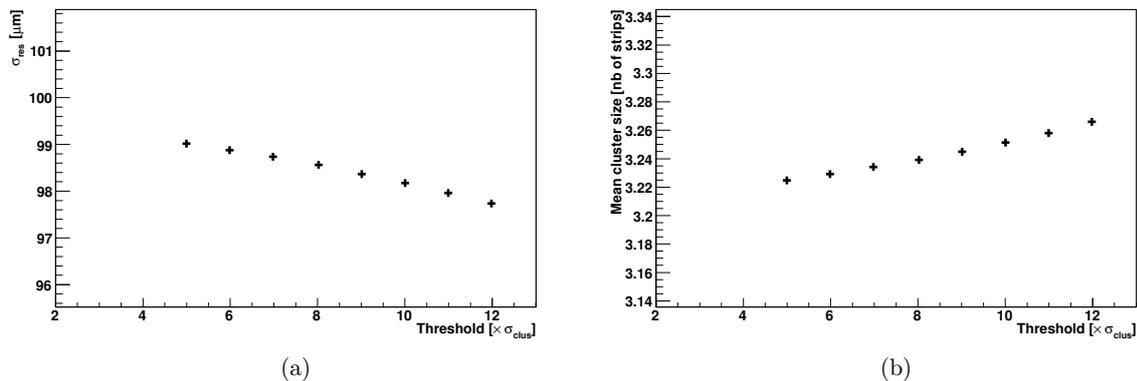


FIGURE 5.20 – Largeur de la distribution des résidus (a) et taille moyenne des *clusters* (b) en fonction du seuil sur l’amplitude des *clusters*.

5.4 Caractérisation des détecteurs

5.4.1 Sélection des traces

Afin de caractériser de façon fiable les détecteurs, un échantillon de traces de bonne qualité doit être sélectionné. En particulier, les traces « fantômes » et les traces mal reconstruites doivent être exclues.

5.4.1.1 Conditions standard

Par « conditions standard », nous entendons ici les prises de données où au moins deux stations de trois plans de fibres scintillantes étaient installées entre la cible et le premier dipôle (cf. tableau 5.3), assurant une bonne reconstruction des traces à très petit angle dans cette zone.

Une première sélection est effectuée sur le χ^2 réduit des traces : $\chi^2/n_{dl} < 3$ (cf. figure 5.21a), où $n_{dl} = n_c - n_p$ est le nombre de degrés de liberté de la trace, n_c étant le nombre de *clusters* ayant servi à la reconstruire dans les détecteurs qu’elle traverse et n_p son nombre de paramètres ($x, y, \theta_x, \theta_y, q/p$). Cette coupure permet principalement d’exclure les traces « fantômes », issues d’un regroupement arbitraire de *clusters* non corrélés.

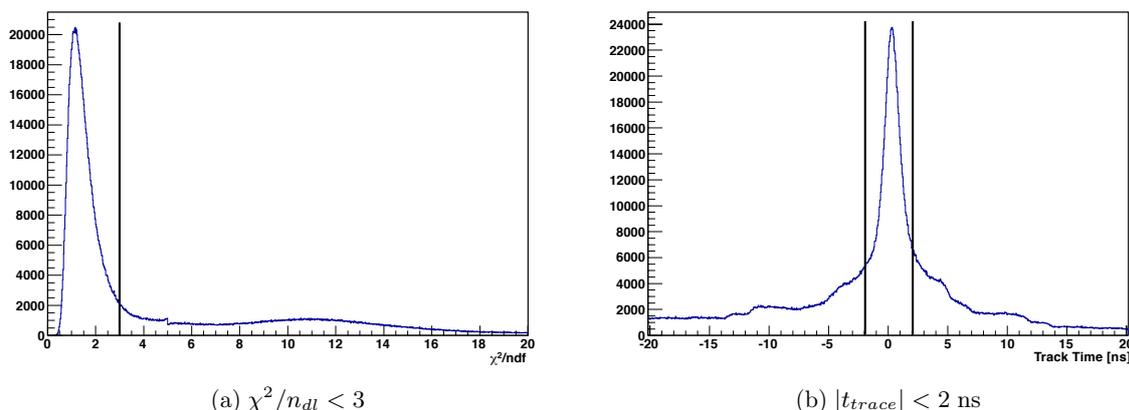
Certaines traces ne sont reconstruites qu’en aval du premier dipôle, et sont souvent issues d’interactions ayant lieu après ce dernier. Elles ne doivent donc pas être extrapolées à l’abscisse des PixelMicromegas pour les caractériser. De manière plus générale, on préfère des traces possédant au moins un *cluster* en amont et un en aval du détecteur étudié. Si aucun détecteur n’est disponible en amont (ou en aval), les traces possédant un *cluster* dans un détecteur au voisinage immédiat du détecteur étudié sont retenues.

Afin de choisir des traces corrélées au *trigger* de l’événement, une coupure sur le temps de cette trace par rapport au *trigger* est effectuée : $|t| < 2$ ns (cf. figure 5.21b).

Enfin, on supprime les traces de très basse impulsion $p < 1$ GeV/c, dont la reconstruction n’est pas suffisamment fiable, ainsi que les traces non détectées après le premier dipôle.

5.4.1.2 Manque de redondances

Lorsque le nombre de plans de détection à très petit angle ne permet pas une reconstruction fiable des segments de trace entre la cible et le premier dipôle, en particulier lors de la prise de données en faisceau de muons de 2012 (cf. tableau 5.3), la sélection des traces traversant la zone pixellisée doit être modifiée. On sélectionne uniquement les traces reconstruites par le

FIGURE 5.21 – Sélection sur le χ^2 réduit et le temps des traces.

télescope du faisceau situé en amont de la cible (composé de stations de détecteurs au silicium et à fibres scintillantes, cf. chapitre 2) en demandant que l'événement ait été déclenché par le *trigger* faisceau, ce qui permet de s'assurer qu'une particule du faisceau a traversé la cible et le spectromètre sans interagir.

5.4.2 Correction de l'alignement

À COMPASS, un alignement des détecteurs [64] a lieu toutes les semaines lors des prises de données, ou après chaque intervention sur un détecteur. Dans ce but, un faisceau de basse intensité est utilisé, avec et sans le champ magnétique des dipôles. Cette procédure consiste à minimiser le χ^2 des traces reconstruites en corrigeant les coordonnées et l'angle des détecteurs. Cependant, elle ne garantit pas systématiquement un alignement parfait des détecteurs, pour plusieurs raisons :

- l'alignement ne concerne que la coordonnée lue par le détecteur ;
- la minimisation du χ^2 ne garantit pas que chaque détecteur est bien aligné suivant la coordonnée lue ;
- seules les coordonnées des détecteurs dans le plan perpendiculaire au faisceau sont ajustées, pas sa position le long de l'axe du faisceau.

Dans le cas où un détecteur à caractériser n'est pas correctement aligné, des corrections sont appliquées lors de l'analyse. Soit u la projection lue par le détecteur et v la projection orthogonale à u . L'alignement en u est trivial, il suffit d'ajouter ou soustraire une constante à la position des *clusters* pour que la moyenne de la distribution des résidus soit 0. L'alignement en v est difficile pour la plupart des détecteurs. Cependant, les détecteurs équipés de pixels donnent également une information sur v . Dans le cas des PixelMicromegas, cette information est peu précise étant donné la longueur des pixels (cf. figure 5.22), mais elle permet tout de même de corriger l'alignement dans cette direction. L'alignement en z est corrigé à partir de l'évolution du résidu Δu en fonction de la coordonnée u du point de passage. Enfin, une éventuelle rotation du détecteur dans le plan perpendiculaire au faisceau est corrigée à partir des variations du résidu Δu en fonction de la coordonnée v du point de passage. Ces deux dernières corrections sont détaillées dans la section A.2 en Annexe.

5.4.3 Efficacité

Comme cela a été dit dans la section 5.2, pour déterminer l'efficacité, on évalue la fraction des traces traversant le détecteur associées à au moins un *cluster*, que l'on corrige de la contribution du bruit de fond. Le choix de la route $|\Delta u|_{max}$, qui permet de définir si un *cluster* est ou non associé à une trace, est donc d'une importance primordiale. Elle doit être suffisamment large pour tenir compte de la résolution spatiale du détecteur, mais suffisamment étroite pour limiter la probabilité d'inclure un *cluster* non corrélé. Dans la suite, la valeur $|\Delta u|_{max} = 4\sigma_{sr}$, où σ_{sr} est la largeur de la distribution des résidus, gaussienne comme on le verra par la suite. *A priori*, la perte d'efficacité due à cette sélection est inférieure à 0,01 %. Pour la partie pixellisée, la seconde route $|\Delta v|_{max}$ est déterminée différemment, la distribution des résidus Δv n'étant pas gaussienne à cause de la longueur des pixels. Deux routes $|\Delta v|_{max}^{short\ pixels}$ et $|\Delta v|_{max}^{long\ pixels}$ sont définies, suivant si la trace passe par la zone de petits pixels ou la zone de longs pixels. Pour les traces passant à moins de 2 mm de la limite entre les deux zones, $|\Delta v|_{max}^{long\ pixels}$ est utilisée. La figure 5.22 illustre le choix de ces routes à partir de la distribution des résidus Δv .

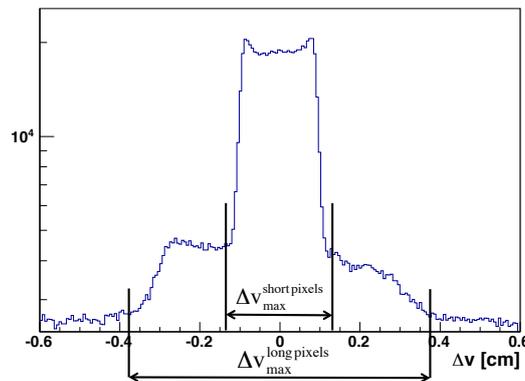


FIGURE 5.22 – Détermination des routes $|\Delta v|_{max}$ pour la mesure de l'efficacité de la partie pixellisée à partir de la distribution des résidus Δv . Cette distribution a clairement deux composantes suivant la position du point de passage de la trace, les routes sont définies par la largeur de ces composantes.

5.4.3.1 Détermination du point de fonctionnement

Le point de fonctionnement du détecteur consiste à choisir une configuration de tensions fournissant le gain à partir duquel l'efficacité maximale est atteinte. Le traitement des détecteurs standard ou résistifs et hybrides est bien entendu différent. Notons que le détecteur standard testé en 2010 présentait un taux de décharge trop élevé pour un gain inférieur à celui permettant d'atteindre l'efficacité maximale. Ses performances ne sont donc pas discutées dans cette partie ni dans la suite.

Détecteurs hybrides. Pour ce type de détecteur, le gain total est partagé entre l'espace d'amplification et la feuille GEM ; le champ de transfert a également une légère influence. La figure 5.23 montre les variations de l'efficacité en fonction du gain, pour différents champs de transfert. On observe que l'efficacité maximale est atteinte à partir d'un gain de 6000-7000. D'après les figures 4.19 et 4.20, ce gain est atteint pour différentes configurations de tensions. Afin de minimiser le risque de décharge dans l'espace d'amplification ou dans la GEM, il semble

judicieux de choisir les plus basses tensions possibles. La configuration suivante a été retenue :

$$V_{MESH} = 320 \text{ V}; \quad (5.12)$$

$$V_{GEM} = 300 \text{ V}; \quad (5.13)$$

$$E_{TRANS} = 150 \text{ V/mm}. \quad (5.14)$$

Ce réglage semble être un bon équilibre entre V_{MESH} et V_{GEM} , et la valeur $E_{TRANS} = 150 \text{ V/mm}$ semble être un optimum entre conservation de la transparence de la grille et extraction des électrons de la GEM, comme cela a été vu dans la partie 4.3.3.3.

Détecteur résistif. Dans le cas du détecteur résistif, seule la tension de la microgrille a une influence notable sur le gain. Une valeur $V_{MESH} = 470 \text{ V}$ correspondant à un gain d'environ 8000 a été choisie.

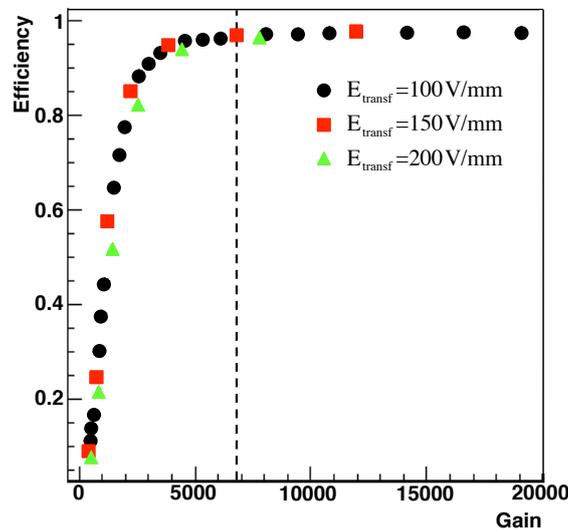


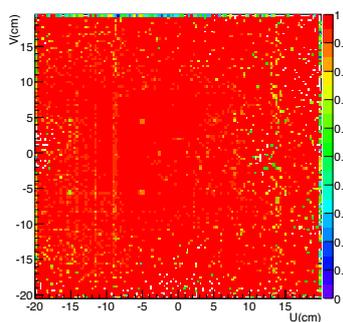
FIGURE 5.23 – Efficacité du détecteur hybride PMM_2011.1 en fonction du gain. On constate qu'un plateau d'efficacité est atteint à un gain proche de 7000. Sur cet exemple, l'efficacité maximale est de 97,5 % ($I \approx 1,5 \times 10^7 \mu\text{s}$).

5.4.3.2 Cartes d'efficacité

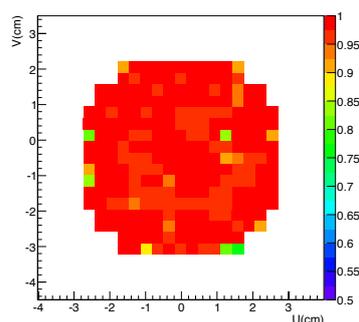
Les graphiques de la figure 5.24 représentent l'efficacité des détecteurs en fonction de la position du point de passage des traces. À gauche l'ensemble de la zone active est représenté, à droite il s'agit d'une vue rapprochée de la surface pixellisée. L'orientation des pistes est verticale, les bandes d'inefficacité visibles correspondent à des canaux manquants ou très bruyants, et sont principalement dues à des défauts de l'électronique¹. La partie pixellisée du détecteur résistif (figure 5.24h) fait exception, plusieurs canaux ont été coupés par accident dans cette zone lors de son assemblage. Les résultats sont globalement très satisfaisants : l'efficacité est homogène sur toute la zone active ; il ne semble pas y avoir de défauts locaux dus à des irrégularités de l'épaisseur de l'espace d'amplification, comme cela était souvent le cas pour les détecteurs de première génération (cf. figure 3.13). Cela montre la fiabilité des planchers *bulk*.

1. Cette justification est confirmée par la figure 5.25, issue d'une prise de données où le détecteur était équipé de cartes moins défectueuses.

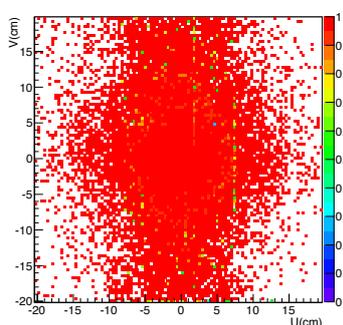
La figure 5.25 est présentée avec une segmentation plus fine, on distingue en particulier les zones d'inefficacité dues aux séparations entre les secteurs de la feuille GEM, ainsi que les plots servant à la maintenir à 2 mm de la microgrille.



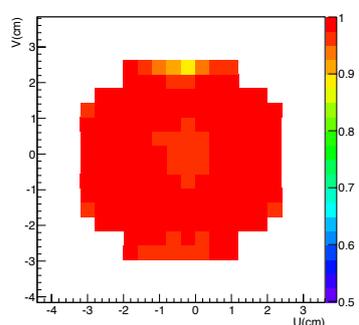
(a) PMM_2011.1 (hybride), zone active, basse intensité, $\epsilon = 97,8\%$.



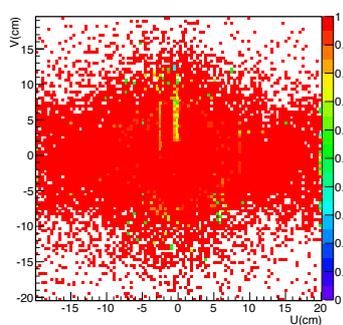
(b) PMM_2011.1, pixels.



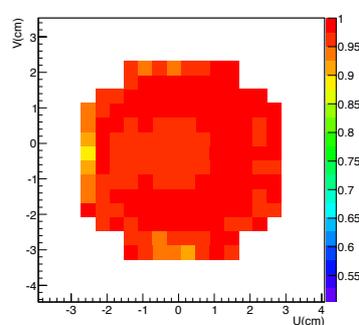
(c) PMM_2011.2 (hybride), zone active, basse intensité, $\epsilon = 97,8\%$.



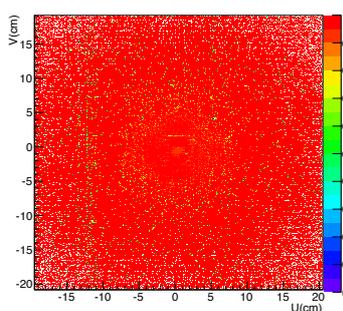
(d) PMM_2011.2, pixels.



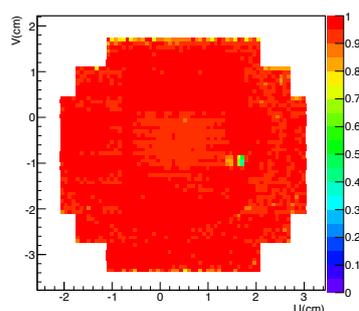
(e) PMM_2012.1 (hybride), zone active, basse intensité, $\epsilon = 98,2\%$.



(f) PMM_2012.1, pixels.



(g) PMM_2011.3 (résistif), zone active, haute intensité, $\epsilon = 96,4\%$.



(h) PMM_2011.3, pixels.

FIGURE 5.24 – Efficacité des PixelMicromegas en fonction de la position des points de passage des traces. À gauche : zone active ; à droite : vue rapprochée de la partie pixellisée. Toutes les mesures ont été effectuées à bas flux en 2012, à l'exception de PMM_2011.3 (figures (g) et (h)), effectuée à haut flux en 2011, où toutes ses voies étaient équipées (cf. tableau 5.1).

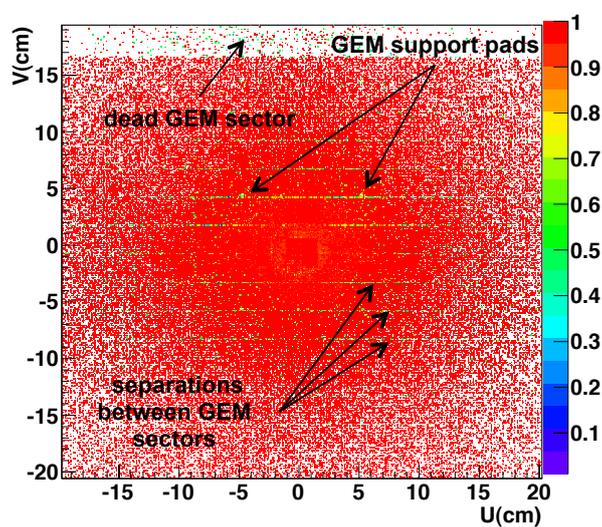


FIGURE 5.25 – Carte d'efficacité du détecteur hybride PMM_2011.1, obtenue en 2011 ($I \approx 1,5 \times 10^7 \mu/s$). La segmentation fine du graphique permet de distinguer les zones d'inefficacité dues aux séparations entre les secteurs de la feuille GEM et les plots de 3 mm de diamètre servant à la maintenir à 2 mm de la microgrille. Le secteur déconnecté (cf. tableau 5.1) est clairement visible dans la partie supérieure.

5.4.3.3 Influence du flux

Le flux a bien entendu une influence sur l'efficacité, principalement à cause de l'occupation de l'électronique, qui peut empêcher la distinction entre deux signaux très rapprochés dans le temps. Le tableau 5.4 résume, pour les détecteurs hybrides, les valeurs d'efficacité corrigée du bruit de fond mesurées pour des faisceaux de muons de différentes intensités. Les efficacités présentées sont mesurées en excluant les éventuelles zones inactives des détecteurs, en particulier dues à des cartes APV déconnectées.

On constate effectivement une diminution de l'efficacité globale à haute intensité. Cependant, elle reste limitée. La baisse d'efficacité de la surface équipée de pistes est en général inférieure à 1 % entre les flux extrêmes. Concernant la partie pixellisée, la baisse est un peu plus importante, mais reste de l'ordre de 2 %.

Le détecteur résistif n'a pas été testé dans les mêmes conditions à bas flux et haut flux de muons. Toutefois, le test en 2011 dans un flux de muons d'intensité $I \approx 1,5 \times 10^7 \mu/s$ donne les résultats suivants : 95,7 % pour la partie pixellisée, 97,5 % pour les pistes et 96,4 % sur l'ensemble du détecteur. À basse intensité en 2012, prise de données durant laquelle ses grandes pistes n'étaient pas activées, les résultats sont de 97,9 % pour la partie pixellisée, 98,1 % pour les pistes et 98,0 % sur l'ensemble du détecteur.

Détecteur		$I \approx 10^5 \mu/s$	$I \approx 1,5 \times 10^7 \mu/s$	$I \approx 3,5 \times 10^7 \mu/s$
PMM_2011.1	Pixels	97,9 %	97,1 %	95,7 %
	Pistes	97,8 %	97,4 %	97,0 %
	Global	97,8 %	97,2 %	96,3 %
PMM_2011.2	Pixels	97,7 %	97,3 %	96,9 %
	Pistes	98,4 %	98,5 % *	98,1 % *
	Global	97,8 %	98,3 % *	97,9 % *
PMM_2012.1	Pixels	98,4 %	98,0 %	96,8 %
	Pistes	97,8 %	97,0 %	97,0 %
	Global	98,2 %	97,6 %	96,9 %

TABLEAU 5.4 – Efficacité des PixelMicromegas hybrides pour des faisceaux de muons de différentes intensités. Dans le cas du PMM_2011.2, les valeurs marquées d'une astérisque ont été mesurées en excluant la zone inactive (1/6 des petites pistes) due à la déconnexion d'une carte APV.

5.4.4 Résolution spatiale

Il a été vu précédemment que la résolution spatiale du détecteur est mesurée *via* la largeur de la distribution des résidus, décorrélée de la résolution des traces. Les distributions de résidus sont en général ajustées par deux gaussiennes et une constante modélisant le bruit de fond à haut flux. La description par deux gaussiennes au lieu d'une seule est due d'une part à la dispersion des résolutions des traces, et d'autre part à des tailles de *clusters* différentes sur le détecteur. La largeur de la distribution de résidus est alors définie comme la moyenne des largeurs des deux gaussiennes, pondérées par leur intégrale :

$$\sigma_{sr} = \frac{A_1 \times \sigma_1^2 + A_2 \times \sigma_2^2}{A_1 \times \sigma_1 + A_2 \times \sigma_2}, \quad (5.15)$$

où les σ_i sont les largeurs des gaussiennes et les A_i leurs amplitudes respectives.

5.4.4.1 Estimation de la résolution spatiale des traces

La résolution spatiale des traces, essentielle pour la détermination de la résolution spatiale des détecteurs, est déterminée de la manière suivante :

- les paramètres de la trace et leurs incertitudes, dont σ_u , l'incertitude sur la coordonnée lue par le détecteur, sont extrapolés à l'abscisse du détecteur ;
- pour chaque trace sélectionnée, 10 points sont prélevés aléatoirement dans une gaussienne centrée d'écart-type σ_u ;
- un histogramme est rempli avec ces 10 valeurs ;
- σ_{st} est définie comme la RMS de la distribution résultante.

Les traces du faisceau utilisées en cas de manque de redondances sont extrapolées sur plusieurs mètres, et à travers la cible. Leur résolution à l'abscisse des PixelMicromegas est donc mauvaise, d'environ 180-200 μm , ce qui est deux fois plus important que la résolution typique d'un Micromegas. La largeur de la distribution des résidus est donc dans ce cas dominée par la résolution des traces. L'incertitude sur la résolution des détecteurs $\delta\sigma_s$ est donnée en fonction de l'incertitude sur la résolution de la trace $\delta\sigma_{st}$ par la formule (loi de propagation des incertitudes)

$$\delta\sigma_s = \frac{\sigma_{st}}{\sigma_s} \delta\sigma_{st} = \frac{\sigma_{st}^2}{\sigma_s} \times e, \quad (5.16)$$

où e est l'incertitude relative sur σ_{st} . En supposant $e = \pm 5\%$, ce qui paraît raisonnable¹, ainsi que $\sigma_s = 90 \mu\text{m}$ et $\sigma_{st} = 180 \mu\text{m}$, une erreur d'environ $\pm 20 \mu\text{m}$ sur σ_s est atteinte. Les résolutions de détecteurs extraites avec ces traces sont donc à interpréter avec précaution.

5.4.4.2 Résolution intrinsèque

La résolution intrinsèque du détecteur est mesurée dans des conditions idéales, c'est-à-dire à bas flux et sans présence de champ magnétique. Les figures 5.26 et 5.27 montrent respectivement les distributions de résidus d'un détecteur hybride et du détecteur résistif dans ces conditions. Les valeurs pour l'ensemble des détecteurs hybrides ainsi que pour un détecteur Micromegas de première génération sont reportées dans la première colonne du tableau 5.5. De très bons résultats sont obtenus pour les détecteurs hybrides, la résolution étant de l'ordre de 60 μm sur les pistes et les pixels pour les trois détecteurs, meilleure que celle des détecteurs de première génération. La résolution du détecteur résistif est moins bonne que celle des détecteurs hybrides et standard avec des valeurs d'environ 75 μm . La méthode de *clustering* n'est peut-être pas optimale pour ce type de détecteur. La correction de la position des *clusters* décrite précédemment n'améliore pas significativement les résultats. D'autres méthodes de *clustering* (voir par exemple la référence [110]) ont été rapidement testées sans apporter de résultat concluant.

5.4.4.3 Influence du flux

Le flux a une grande influence sur la résolution spatiale des détecteurs. En effet, à haute intensité, la probabilité que deux particules traversent quasi simultanément un détecteur en des endroits proches augmente. Cet effet est en partie compensé par la méthode de *clustering*, qui sépare les groupes de *hits* sur des pistes ou pixels adjacents aux minima locaux d'amplitude. Cette méthode est cependant imparfaite, et ne permet pas de traiter tous les cas de recouvrements de *clusters*. Le tableau 5.5 montre l'influence du flux sur la résolution spatiale des détecteurs. Pour les détecteurs hybrides, on constate une dégradation de 10-15 % sur les pistes entre les intensités extrémales, comparable à ce qui est observé pour un détecteur de première génération. La dégradation est comme attendu plus importante pour les zones pixellisées, dans lesquelles

1. L'erreur statistique obtenue lors des mesures présentées dans la suite atteint déjà environ 1 %.

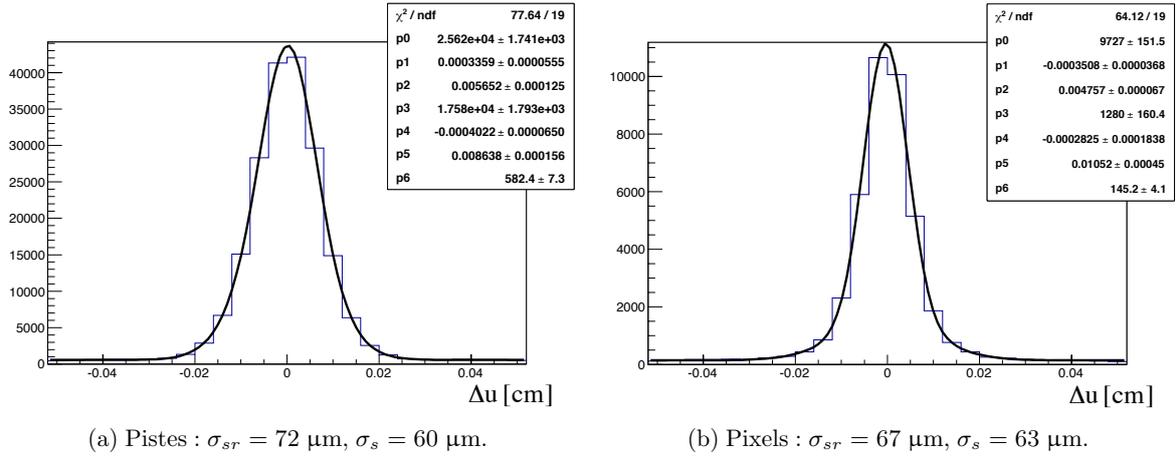


FIGURE 5.26 – Distributions de résidus mesurées sur le détecteur hybride PMM_2011.2, à basse intensité ($I \approx 10^5 \mu\text{s}$).

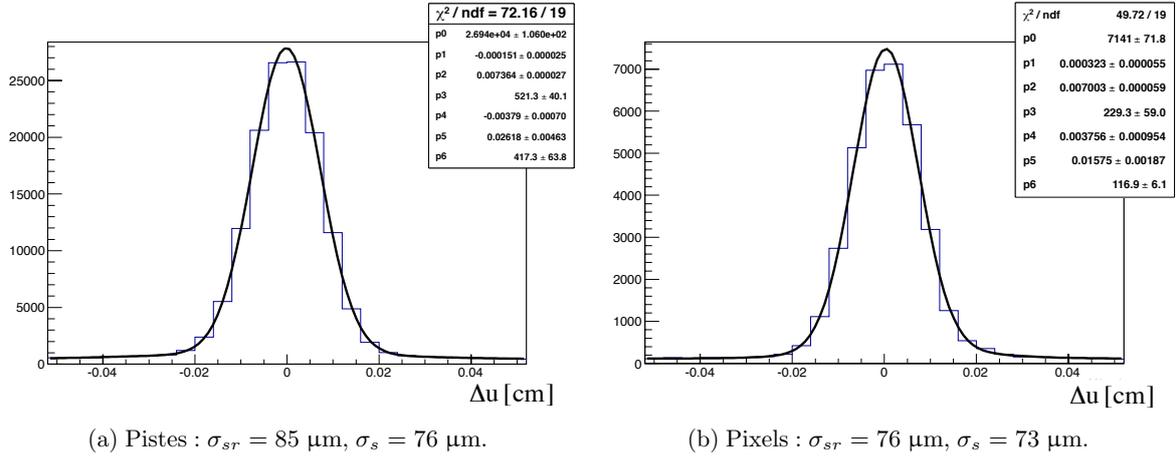


FIGURE 5.27 – Distributions de résidus mesurées sur le détecteur résistif PMM_2011.3, à basse intensité ($I \approx 10^5 \mu\text{s}$).

le flux atteint plusieurs MHz/cm^2 . Les résolutions obtenues au flux maximal sont toutefois satisfaisantes, d'une moyenne de $110 \mu\text{m}$. Cependant, elles sont mesurées à partir des traces du faisceau extrapolées, et sont sujettes à l'incertitude discutée dans la partie 5.4.4.1.

5.4.4.4 Influence du champ de fuite du dipôle

Lorsque les détecteurs sont testés dans la position PX, le champ de fuite du dipôle dégrade leur résolution. Les électrons dérivant avec une vitesse \vec{v} dans l'espace de conversion sont déviés de leur trajectoire par la force de Lorentz $\vec{F} = -e(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E})$, \vec{B} et \vec{E} étant respectivement le champ magnétique et le champ électrique dans l'espace de conversion. L'angle ψ entre la vitesse de dérive des électrons et \vec{E} est appelé l'angle de Lorentz

$$\psi = \frac{vB}{E} \sin \chi, \quad (5.17)$$

où χ est l'angle entre \vec{E} et \vec{B} . Dans le cas considéré, \vec{E} et \vec{B} sont perpendiculaires, et \vec{B} est vertical. La trajectoire des électrons est donc déviée dans le plan horizontal, qui correspond à

DéTECTEUR		$I \approx 10^5 \mu/s$	$I \approx 1,5 \times 10^7 \mu/s$	$I \approx 3,5 \times 10^7 \mu/s$
MM01U	Pistes	67	80	89
PMM_2011.1	Pixels	64	124	126
	Pistes	65	75	83
PMM_2011.2	Pixels	63	98	95
	Pistes	60	81	82
PMM_2012.1	Pixels	63	105	114
	Pistes	61	84	79

TABLEAU 5.5 – Résolution spatiale des détecteurs hybrides et d’un détecteur Micromegas standard (MM01U) dans des faisceaux de muons de différentes intensités. Les mesures ont été effectuées à partir des données de 2012, alors que les détecteurs (en position 1X et 1Y) n’étaient pas influencés par le champ de fuite du premier dipôle. Toutes les valeurs sont en μm .

la coordonnée lue par le détecteur en position PX. Cela résulte en une dispersion des électrons primaires, qui agrandit et déforme les *clusters* (cf. figure 5.28), et dégrade la résolution spatiale.

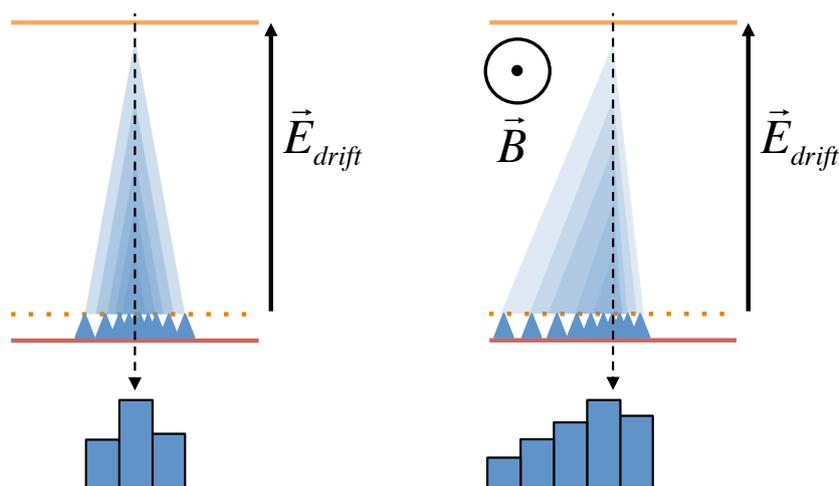


FIGURE 5.28 – Illustration de l’effet du champ de fuite du dipôle sur le parcours des électrons dans l’espace de dérive. À gauche, sans champ magnétique, seule la diffusion dans le gaz participe au déplacement transverse des électrons primaires ; pour une trace perpendiculaire au plan du détecteur, le *cluster* résultant est symétrique. À droite, l’influence du champ magnétique entraîne le déplacement des électrons dans une direction, le *cluster* est « déformé ».

Le tableau 5.6 montre l’influence du champ de fuite du dipôle sur la résolution pour un détecteur hybride, le détecteur résistif et un détecteur de première génération de même orientation situé dans la même zone. Pour cela, deux prises de données à bas flux sont utilisées, l’une avec le dipôle actif et l’autre avec le dipôle éteint. On constate une dégradation de la résolution plus importante pour les PixelMicromegas que pour le détecteur standard, ce qui s’explique par le fait que celui-ci est plus éloigné du dipôle que les PixelMicromegas, testés en position PX. La dégradation est similaire pour le détecteur hybride et le détecteur résistif ; l’effet de l’angle de Lorentz semble être dominant, car on ne retrouve pas leur différence de résolution intrinsèque lorsque le dipôle est actif. On note également que la dégradation est plus importante sur les pistes que sur les pixels. Vu que le champ varie sur la surface du détecteur, le « déplacement »

des *clusters* varie également suivant leur position sur le détecteur. Les pistes couvrant la quasi-totalité de la zone active, leur résolution est plus affectée que celle des pixels, qui couvrent une surface beaucoup plus restreinte.

Cet effet pourrait être atténué par une augmentation du champ de dérive (cf. équation 5.17), ou une réduction de l'épaisseur de l'espace de conversion, qui limiterait l'amplitude du déplacement des électrons primaires dû à l'angle de Lorentz.

Détecteur		Hors champ magnétique	En champ magnétique
MM02X	Pistes	71	104
PMM_2011.2	Pixels	63	121
	Pistes	60	137
PMM_2011.3	Pixels	73	122
	Pistes	76	143

TABLEAU 5.6 – Influence du champ de fuite du dipôle sur les résolutions de deux PixelMicromegas hybride (PMM_2011.2) et résistif (PMM_2011.3) testés en position PX et d'un détecteur Micromegas standard (MM02X) proche du dipôle ($I \approx 10^5 \mu/s$). Il est important de noter que le détecteur MM02X est plus éloigné du dipôle que les PixelMicromegas, testés en position PX, et est donc exposé à un champ moins important. Toutes les valeurs sont données en μm . Les autres détecteurs hybrides n'ont pas été testés dans ces conditions.

5.4.5 Résolution temporelle

On a vu dans la partie 5.2 que la résolution temporelle était mesurée à partir de la distribution des $\Delta t = t_{cluster} - t_{trace}$. Afin de s'affranchir de la résolution temporelle des traces, seulement celles fortement corrélées au *trigger* sont sélectionnées par une coupure temporelle $-2 \text{ ns} < t_{trace} < 2 \text{ ns}$. On a alors

$$\Delta t = t_{cluster} - t_{trace} \approx t_{cluster}, \quad (5.18)$$

et l'équation 5.5 devient alors

$$\sigma_t = \sigma_{tr}, \quad (5.19)$$

où σ_{tr} est désormais la largeur de la distribution du temps des *clusters*. Cette approximation est valable car la résolution temporelle des *triggers* est excellente. En effet, le temps du *trigger* s'élimine lorsqu'on mesure les Δt , car $t_{cluster}$ et t_{trace} sont définis par rapport à celui-ci. Dans notre approximation, ce dernier n'est donc plus supprimé. L'équation 5.19 devrait donc s'écrire $\sigma_t^2 = \sigma_{tr}^2 - \sigma_{trigger}^2$, mais comme $\sigma_{trigger} \ll \sigma_{tr}$, l'approximation est valable.

5.4.5.1 Résolution des détecteurs hybrides

Le tableau 5.7 présente les résolutions obtenues pour les trois détecteurs hybrides, comparées à celle d'un détecteur Micromegas de première génération. Les résultats de la première colonne ont été obtenus avec un faisceau de muons de haute intensité. On ne remarque pas de différence notable entre les résolutions mesurées sur les pistes et les pixels, ce qui indique que la résolution ne dépend pas du flux. Cela peut s'expliquer par la façon dont le temps des *clusters* est mesuré (cf. partie 5.2). Le temps du *hit* de plus haute amplitude étant choisi pour calculer le temps du *cluster*, ce dernier est peu influencé par les effets de recouvrement des *clusters*.

Les résolutions mesurées pour les détecteurs hybrides sont comparables à celle des détecteurs de première génération, avec des valeurs d'environ 9 ns (cf. figure 5.29), à l'exception de PMM_2012.1, dont le cas est traité dans la partie 5.4.5.3.

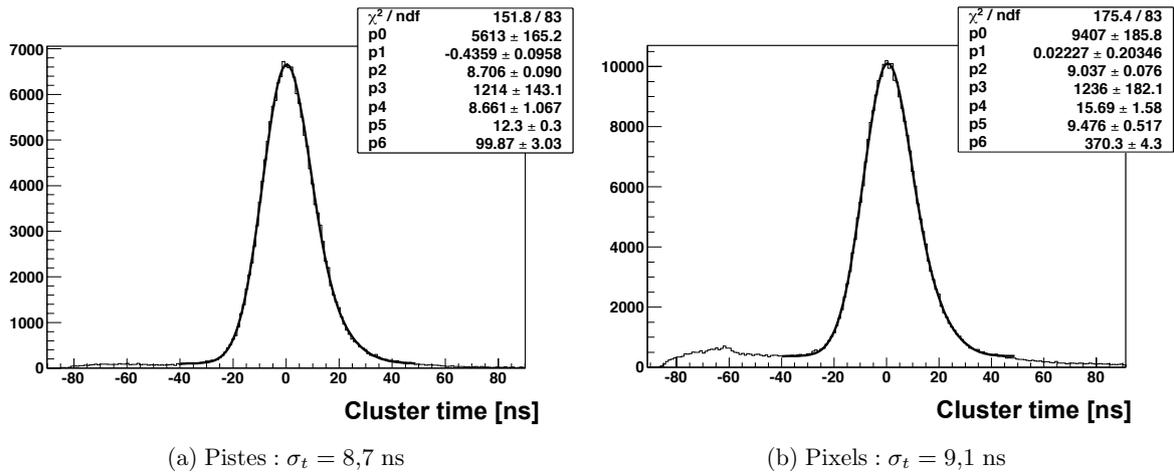


FIGURE 5.29 – Distribution du temps des *clusters* pour le détecteur hybride PMM_2011.2, dans le mélange gazeux Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 80/10/10 ($I \approx 3,5 \times 10^7$ μ /s).

5.4.5.2 Effet du mélange gazeux.

Les mesures présentées dans la deuxième colonne du tableau 5.7 ont été obtenues avec un faisceau de muons lors de la prise de données Primakoff de 2012. Comme on l'a vu, un faisceau de hadrons était également utilisé à la même période. Le mélange gazeux des détecteurs Micromegas (et des PixelMicromegas, sur le même circuit) est modifié lors de l'utilisation d'un faisceau de hadrons, afin de minimiser la fréquence des décharges. La quantité de CF₄ est réduite : les proportions du mélange Ne/C₂H₆/CF₄, originellement 80/10/10 deviennent 85/10/5. Cette modification résulte en une dégradation de la résolution temporelle d'environ 50 % sur les détecteurs Micromegas de première génération [64, 84], qui est également observée pour les PixelMicromegas (cf. figure 5.30).

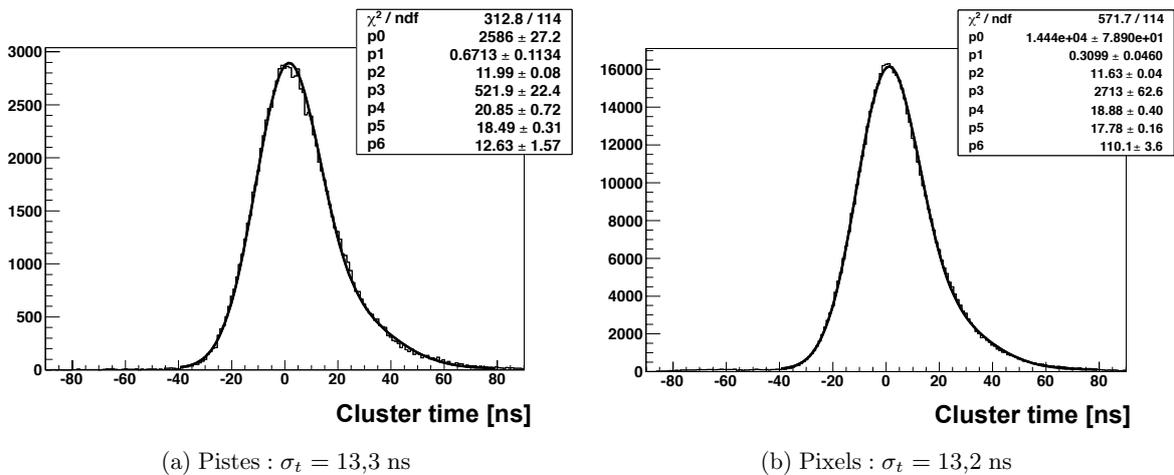


FIGURE 5.30 – Distribution du temps des *clusters* pour le détecteur hybride PMM_2011.2, dans le mélange gazeux Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 85/10/5 ($I \approx 5 \times 10^6$ μ /s).

Détecteur		Ne/C ₂ H ₆ /CF ₄ 80/10/10	Ne/C ₂ H ₆ /CF ₄ 85/10/5
Micromegas standard	Pistes	9,3	12,6
PMM_2011.1	Pixels	9,7	-
	Pistes	8,8	-
PMM_2011.2	Pixels	9,1	13,2
	Pistes	8,7	13,3
PMM_2012.1	Pixels	10,3	13,0
	Pistes	12,4	13,3

TABLEAU 5.7 – Résolution temporelle des PixelMicromegas hybrides, dans les deux mélanges gazeux (voir texte). Le détecteur PMM_2011.1 n’a pas été testé lors de la prise de données utilisant un faisceau de hadrons. Toutes les valeurs sont en ns.

5.4.5.3 Importance de la planéité du détecteur

On constate que le détecteur PMM_2012.1 (figure 5.31c) a une résolution temporelle moins bonne que les autres détecteurs hybrides ; il s’avère que cela est dû à une courbure du plancher du détecteur, à cause de la nouvelle méthode utilisant une mousse Rohacell [103] au lieu du « nid d’abeille » pour la confection du support. Cela a pour effet d’augmenter l’épaisseur de l’espace de dérive au centre du détecteur, et donc le temps de trajet des électrons primaires dans ce dernier, directement lié au temps du signal. Celui-ci est donc différent suivant la position du point de passage de la trace, ce qui résulte en un élargissement de la distribution du temps des *clusters*.

Cet effet n’a pas été corrigé. Cependant, la technique consistant à coller un plancher *bulk* sur un « sandwich » PCB/Rohacell est maintenant maîtrisée, les détecteurs produits *a posteriori*, non présentés dans cette thèse, ne présentent pas de courbure.

5.4.5.4 Résolution du détecteur résistif

La figure 5.32 présente la distribution du temps des *clusters* du détecteur résistif. Les mesures ont été effectuées avec un faisceau de muons d’intensité $I \approx 5 \times 10^6 \mu/s$ dans le mélange gazeux Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 85/10/5. Les distributions sont non-gaussiennes et très larges, leur RMS étant d’environ 30 ns. La résolution est donc beaucoup moins bonne que celle d’un détecteur hybride dans les mêmes conditions (cf. figure 5.30).

Plusieurs tests ont été effectués pour essayer de comprendre cette dégradation. Une mesure effectuée à bas flux et sans champ donne des résultats similaires. Un effet de propagation du signal dû à la structure résistive a été soupçonné, mais des simulations électroniques SPICE [111] de cette structure n’ont pas donné de résultats en ce sens. Des tests effectués sur un banc cosmique avec une électronique AFTER [112], permettant un échantillonnage en temps plus long des signaux, sont en cours d’étude.

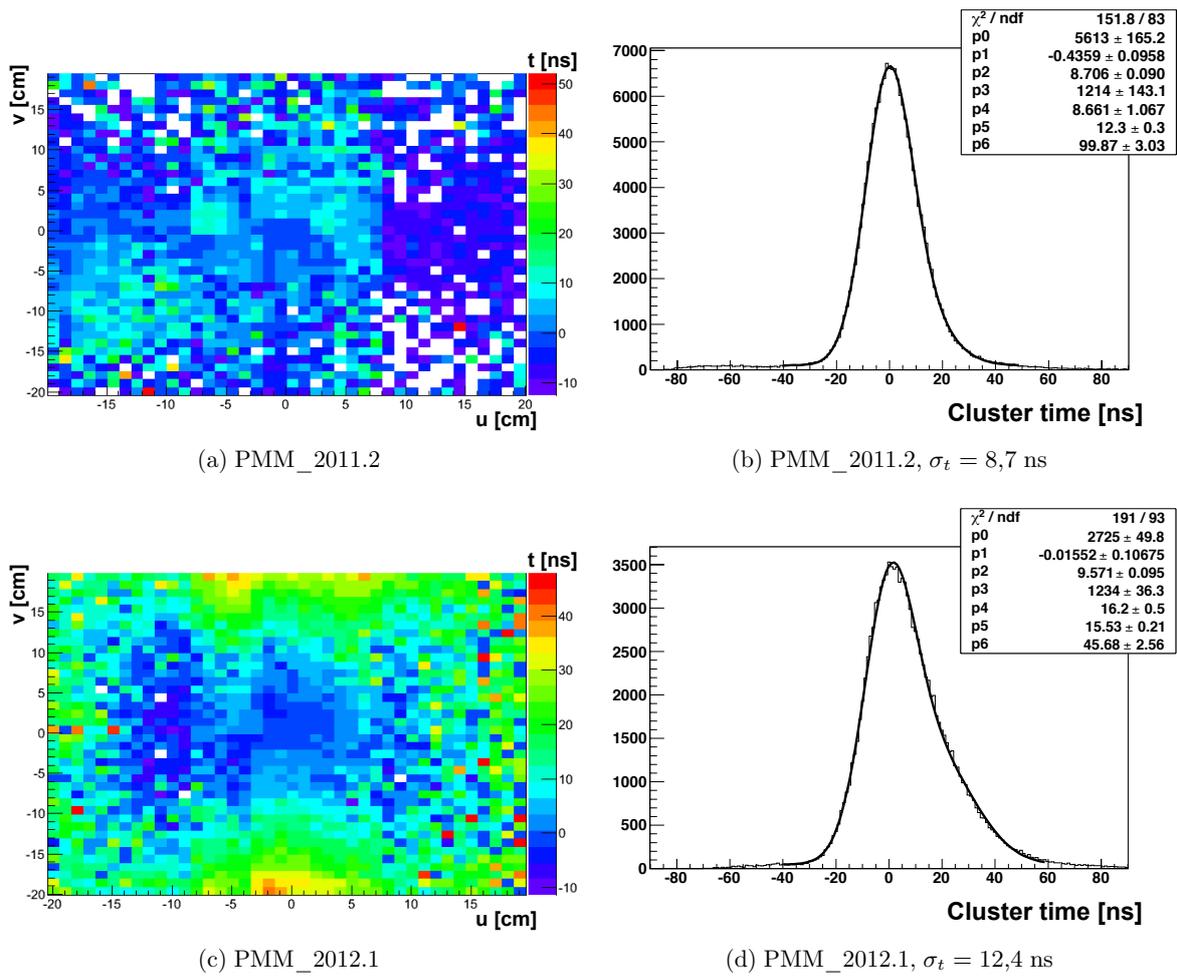


FIGURE 5.31 – À gauche, temps moyen des *clusters* en fonction de la position du point de passage de leur trace associée. Le PMM_2012.1 (c), montre une grande inhomogénéité du temps des *clusters* à cause de la courbure de son plancher. À droite, distributions du temps des *clusters* (pistes) correspondantes ; le détecteur courbe présente une résolution dégradée.

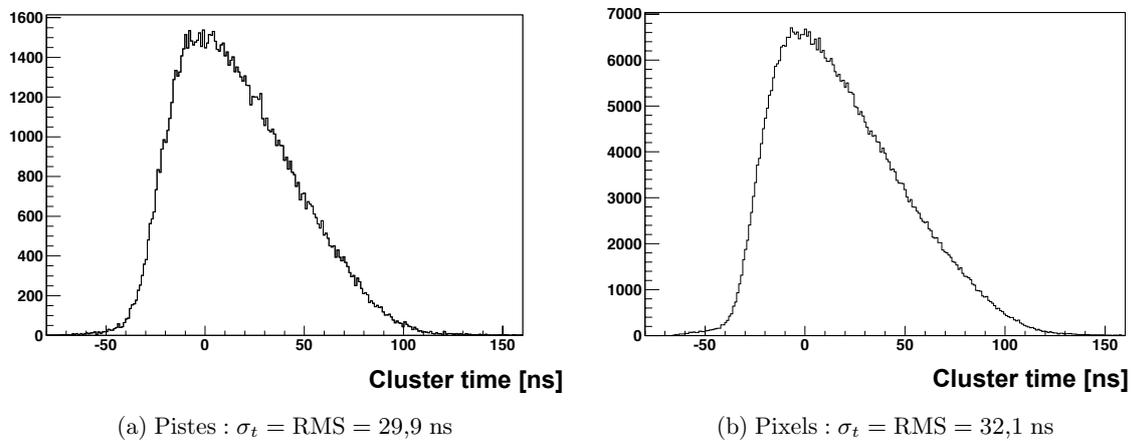


FIGURE 5.32 – Distributions du temps des *clusters* pour le détecteur résistif PMM_2011.3, dans le mélange gazeux Ne/C₂H₆/CF₄ en proportions 85/10/5 ($I \approx 5 \times 10^6 \mu\text{s}$).

5.5 Résumé des performances, conclusions et perspectives

5.5.1 Performances des détecteurs hybrides

Les trois détecteurs hybrides testés présentent des performances très satisfaisantes. Leur efficacité à bas flux est excellente, de 98 % en moyenne, et reste supérieure à 96 % dans un flux de plus de 7 MHz/cm². Leur résolution intrinsèque, comprise entre 60 µm et 65 µm est légèrement meilleure que celle des détecteurs de première génération. À haut flux, elle est en moyenne de 80 µm pour la surface couverte de pistes et de l'ordre de 110 µm pour la zone pixellisée, pour un flux de plus de 7 MHz/cm². Enfin, deux prototypes sur trois ont une résolution temporelle de 9 ns avec le mélange gazeux standard, celle du troisième étant légèrement dégradée par la courbure de son plancher. Aucune décharge n'a été observée sur ces détecteurs, en particulier lors de l'utilisation d'un faisceau de hadrons, ce qui permet de fixer une limite supérieure de probabilité de décharge de 10⁻⁹ par hadron.

5.5.2 Performances du détecteur résistif

L'efficacité à bas flux du détecteur résistif est de 98 %. Sa résolution spatiale intrinsèque d'environ 75 µm est moins bonne que celle des détecteurs Micromegas standard. Contrairement aux détecteurs hybrides, il n'a pas été testé à haut flux sans présence de champ magnétique. Sa résolution temporelle est étonnamment large, de l'ordre de 30 ns. Aucune décharge n'a été observée, ce qui montre l'efficacité de cette technologie résistive dans la réduction de leur amplitude.

5.5.3 Production de la série finale de détecteurs

Les performances présentées dans ce chapitre sont nettement en faveur des détecteurs hybrides. De plus, la production des différents éléments qui les composent, les planchers *bulk* et les feuilles GEM, est maîtrisée depuis longtemps (même si la fabrication de détecteurs de grande taille est toujours plus complexe). Ce n'est pas le cas des détecteurs résistifs, car il n'existe pas actuellement de méthode de production fiable de ces structures en série. Les détecteurs hybrides ont donc été choisis pour la série finale de détecteurs, qui sera installée à COMPASS en 2015. La production des feuilles GEM a déjà été effectuée au Cern. Pour la production des planchers *bulk*, un partenariat a été conclu entre le CEA et la société ELVIA [113], qui devrait également assurer la production des futurs détecteurs de grande taille de l'expérience ATLAS [114]. Le transfert de technologie s'est effectué progressivement. Plusieurs prototypes de qualité croissante ont été produits, et deux d'entre eux seront installés et testés à COMPASS, au côté de deux détecteurs hybrides détaillés dans ce manuscrit, pour une courte prise de données à l'automne 2014.

Le travail réalisé au cours de cette thèse aura permis de préparer la mise en œuvre des détecteurs finaux. Leur point de fonctionnement a été déterminé, le code de reconstruction permettant leur intégration dans le spectromètre est prêt, bien qu'il puisse être optimisé, et l'expérience de leur utilisation en conditions réelles a été acquise. Une fois installés au printemps 2015, les détecteurs finaux pourront donc être immédiatement opérationnels.

Chapitre 6

Extraction des multiplicités de pions et de kaons à COMPASS

Il a été vu dans le chapitre 1 que les multiplicités de hadrons constituent une observable permettant d'accéder aux fonctions de fragmentation à partir de la diffusion profondément inélastique semi-inclusive. Ce chapitre présente l'analyse consistant à extraire les multiplicités de pions et de kaons chargés des données de COMPASS, acquises en 2006 avec un faisceau de muons de 160 GeV/c et une cible isoscalaire de deutérons (${}^6\text{LiD}$). L'analyse est effectuée pour différents domaines des variables cinématiques x , y et z .

L'analyse se déroule en plusieurs étapes : les multiplicités « brutes » sont extraites des données, puis corrigées de l'acceptance du dispositif expérimental et enfin de la contamination par d'autres particules que les pions et kaons issus d'une diffusion profondément inélastique.

Une présentation plus complète de cette analyse est disponible dans la référence [20]. Elle est décrite dans ce manuscrit afin de présenter le contexte dans lequel a été réalisée l'étude de la contamination par des processus diffractif, détaillée au chapitre 7. Les résultats sont présentés dans le chapitre 8.

6.1 Extraction des multiplicités brutes

L'extraction des multiplicités brutes nécessite la mesure du nombre de hadrons N^h dans chaque domaine (x, y, z) , et du nombre d'événements de diffusion profondément inélastique N^{DIS} dans chaque domaine (x, y) . Elles sont alors déterminées par le rapport N^h/N^{DIS} pour chaque domaine (x, y, z) . Afin de sélectionner des échantillons d'événements et de hadrons de bonne qualité, des sélections sont effectuées sur les données ; elles sont détaillées dans la suite. La méthode d'identification des hadrons est également présentée, ainsi que la correction des effets radiatifs.

6.1.1 Sélection des déversements

La sélection des données débute par une analyse de stabilité [115], pour éviter que les mesures physiques ne soient influencées par des inefficacités du spectromètre. Une première sélection, utilisant les comptes-rendus de prise de données, est effectuée en excluant les périodes de prises de données (*runs*) durant lesquels le faisceau ou les aimants n'étaient pas dans leur configuration nominale. Dans un second temps, pour chaque *run*, les « mauvais déversements » (*bad spills*), présentant des erreurs attribuées aux détecteurs, sont exclus. Un déversement est exclu si au moins une des trois observables suivantes diffère de celle de la majorité des déversements :

- nombre de vertex primaires reconstruits par événement comprenant un vertex secondaire ;

- nombre de traces par vertex primaire ;
- nombre de muons incidents par événement reconstruit.

Les listes de déversements à exclure utilisées dans cette étude sont issues de [116].

6.1.2 Sélection des événements

Les événements retenus pour l'analyse doivent avoir un vertex primaire reconstruit auquel sont associées deux traces reconstruites correspondant au muon incident et au muon diffusé. Si plusieurs vertex primaires sont reconstruits, seulement celui associé au plus grand nombre de traces en aval est sélectionné. Si plusieurs vertex satisfont cette condition, seulement celui ayant le plus petit χ^2 est conservé.

L'interaction doit avoir eu lieu dans une des trois cellules de la cible. Ceci est assuré par différentes coupures sur la position du vertex primaire :

- la coordonnée Z_V du vertex doit être comprise entre les coordonnées extrémales de chaque cellule ($Z_V \in [-63 \text{ cm}, -33 \text{ cm}] \cup [-28 \text{ cm}, 32 \text{ cm}] \cup [37 \text{ cm}, 67 \text{ cm}]$) ;
- une coupure supplémentaire est appliquée sur Z_V pour prendre en compte les imperfections du remplissage de la cible aux extrémités des cellules : ($Z_V \in [-59 \text{ cm}, -33 \text{ cm}] \cup [-20 \text{ cm}, 32 \text{ cm}] \cup [39 \text{ cm}, 67 \text{ cm}]$) ;
- le vertex primaire doit être compris dans un rayon de 1,4 cm du centre de la cible dans le plan perpendiculaire au faisceau, la cible ayant un rayon de $1,5 \text{ cm} \pm 0,05 \text{ cm}$.

Les distributions longitudinales et radiales de la position des vertex primaires, ainsi que les coupures associées, sont représentées sur la figure 6.1.

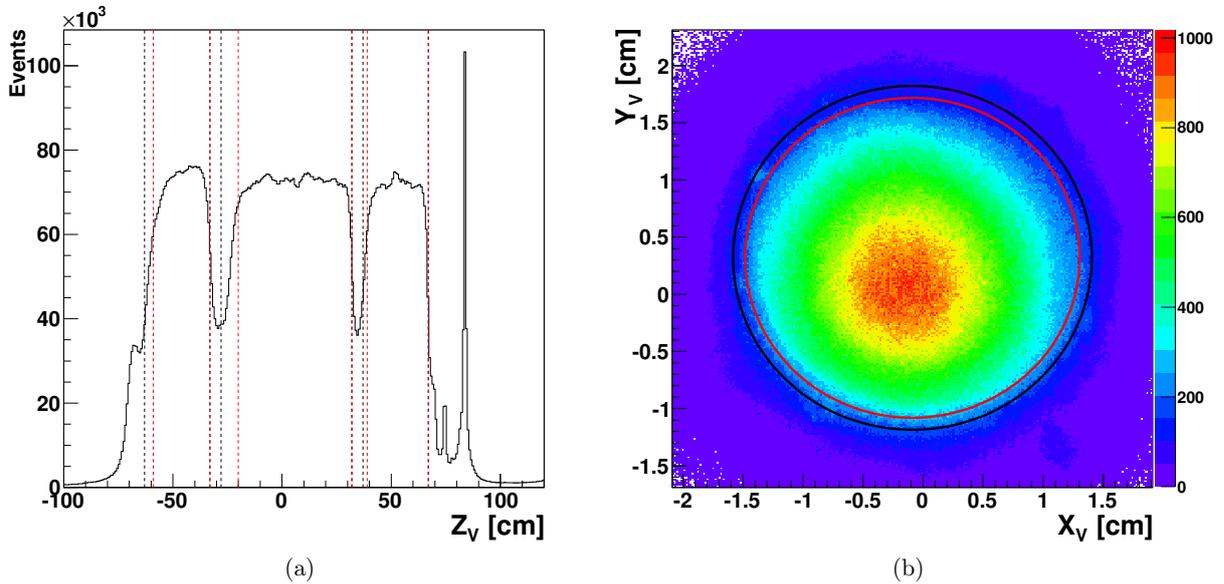


FIGURE 6.1 – Position longitudinale (a) et radiale (b) des vertex primaires dans la cible. Les extrémités des cellules sont représentées en noir, les coupures effectives en rouge.

Il est également requis que l'énergie du muon incident, de 160 GeV en moyenne, soit comprise entre 140 GeV et 180 GeV. La trace de celui-ci, extrapolée ou non, doit également traverser les trois cellules de la cible, ce qui assure que ces dernières sont exposées au même flux. Le muon diffusé est identifié en demandant que la trace reconstruite qui lui est associée traverse le second filtre à muons (MW2) et les hodoscopes d'un *trigger* sélectionné, qu'elle traverse une épaisseur de matière de plus de 15 longueurs de radiation, et que le χ^2 qui lui est associé soit inférieur à 10.

Ces vérifications sont effectuées par le programme de reconstruction de COMPASS (CORAL, voir chapitre 2).

La sélection du domaine cinématique est effectuée par les coupures suivantes sur les variables cinématiques Q^2 , y , W et x , définies au chapitre 1 :

- le domaine de diffusion profondément inélastique est sélectionné en requérant $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$;
- la fraction d'énergie du muon incident transférée au photon virtuel y est restreinte au domaine $[0,1 ; 0,9]$. La coupure inférieure supprime les événements pour lesquels le muon diffusé est mal reconstruit, et les muons provenant du halo du faisceau qui auraient été mal identifiés. La coupure supérieure supprime les événements pour lesquels on attend des corrections radiatives importantes (supérieures à 15 %) et ceux pour lesquels le muon diffusé a une faible impulsion. Un muon de faible impulsion peut être un muon issu de la décroissance d'un pion, qui aurait été malencontreusement identifié comme un muon diffusé ;
- les événements dont la masse invariante du système hadronique W est inférieure à 5 GeV sont également exclus pour éviter le domaine de résonance du nucléon. La coupure inférieure sur y implique également une limite supérieure de 17 GeV sur W ;
- le domaine en x est restreint à la plage $[0,004 ; 0,7]$.

La distribution des événements en fonction des différentes variables cinématiques et les sélections associées sont représentées sur la figure 6.2.

Afin de retenir tous les événements de diffusion profondément inélastique, les événements sélectionnés par les systèmes de déclenchement purement inclusifs IMT (*inclusive middle trigger*) et OT (*outer trigger*) sont retenus. Pour éviter les déclenchements fortuits, on requiert que la trace du muon diffusé ait produit un signal dans les deux hodoscopes associés au système de déclenchement considéré. IMT couvre la région cinématique de petit Q^2 et petit y ($1 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 2,5 \text{ GeV}^2/c^2$, $y < 0,4$) et OT couvre le domaine de grand Q^2 et grand y ($Q^2 > 2,5 \text{ GeV}^2/c^2$, $y > 0,4$). En 2006, certains blocs d'un hodoscope du système IMT étaient inefficaces ; les événements pour lesquels le muon diffusé traverse un de ces blocs sont exclus car cette inefficacité n'est pas décrite dans la simulation Monte-Carlo du spectromètre.

6.1.3 Sélection des hadrons

Toutes les particules issues d'un événement de diffusion profondément inélastique sélectionné (voir section précédente) sont considérées comme de potentiels hadrons, sauf le muon diffusé. Cependant, ces particules peuvent également être :

- des muons du halo du faisceau ;
- des traces « fantômes » issues d'une erreur de reconstruction ;
- des électrons ou positrons dus à la conversion d'un photon ;
- des électrons issus d'une diffusion élastique muon-électron dans la cible ;
- des électrons ou muons issus de la décroissance d'un hadron.

De telles traces doivent être exclues autant que possible de l'échantillon de hadrons afin d'optimiser sa pureté. Les critères de sélection suivants sont donc appliqués :

- la fraction d'énergie z du hadron potentiel doit être inférieure à 1, ce qui exclut des traces mal reconstruites ;
- la trace associée à la particule doit au moins être associée à un *cluster* d'un détecteur placé avant ($Z_{first} < 350 \text{ cm}$) et après ($Z_{last} > 350 \text{ cm}$) le dipôle SM1. Cette sélection supprime les traces reconstruites dans le champ de fuite de SM1, qui sont pour la plupart de mauvaise qualité, ou sont associées à des électrons de basse énergie issus de diffusions muon-électron.

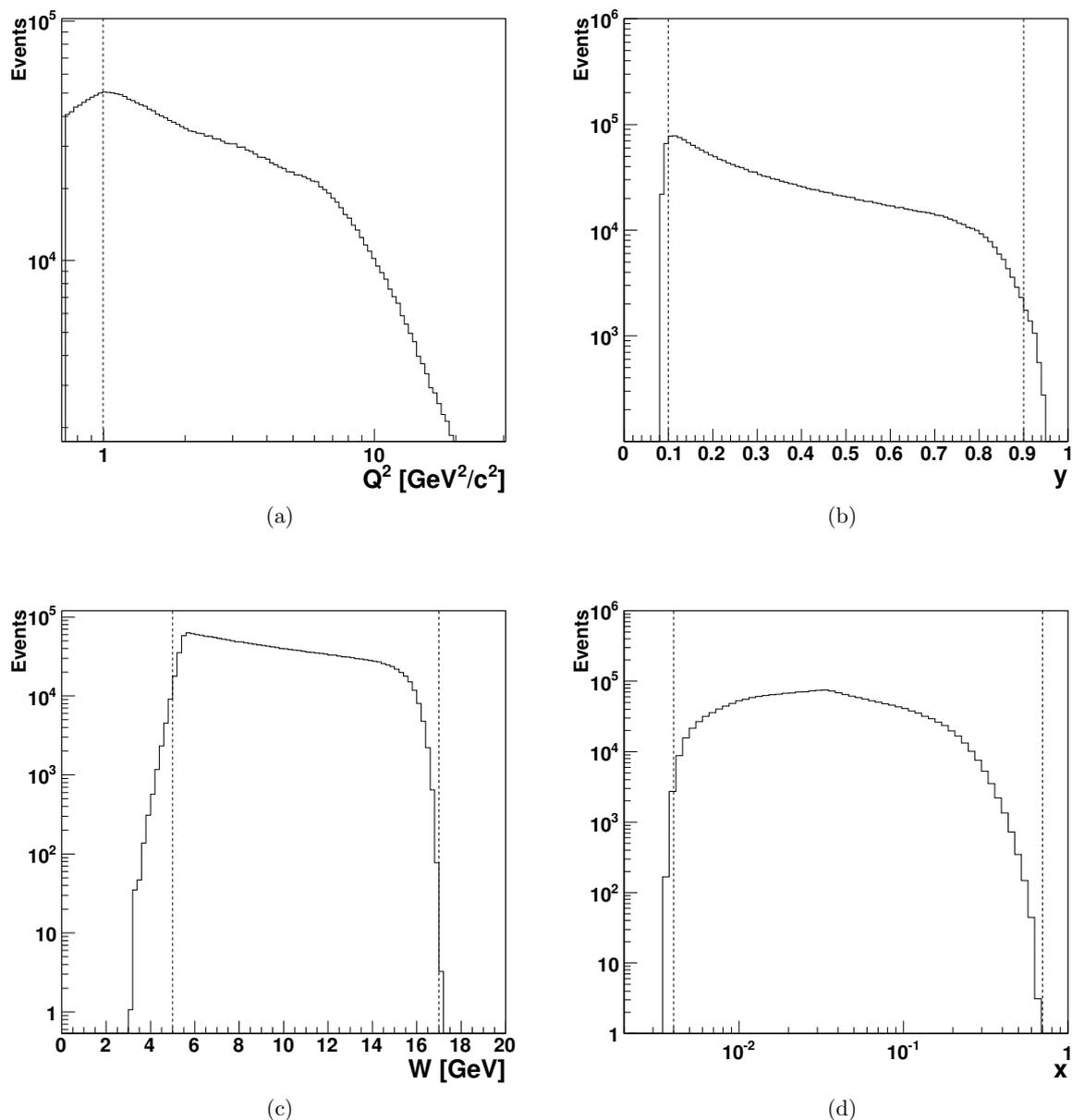


FIGURE 6.2 – Distributions des variables cinématiques Q^2 (a), y (b), W (c) et x (d). Chaque variable est représentée après application des coupures sur les autres variables.

— la particule doit traverser une épaisseur de matière de moins de 15 longueurs de radiation ;

Une fois les hadrons sélectionnés après ces premières coupures, d'autres sélections sur ces hadrons potentiels sont effectuées pour affiner l'échantillon :

- la fraction d'énergie z du hadron potentiel doit être comprise entre 0,2 et 0,85. La coupure inférieure permet d'éviter les hadrons issus de la fragmentation de la cible. La coupure supérieure permet de limiter l'impact des hadrons produits par des processus exclusifs ;
- la plage d'impulsion des hadrons doit être réduite pour correspondre au pouvoir d'identification des particules du RICH. Une coupure supérieure de 40 GeV/c est appliquée, car au-delà de cette valeur, le RICH ne distingue plus les différents hadrons. Une coupure

basse de 10 GeV/c pour les pions et 12 GeV/c pour les kaons est effectuée pour dépasser les seuils d'identification ;

- la position des traces dans le plan perpendiculaire au faisceau à l'entrée du RICH ($Z_{RICH} = 615,6$ cm) doit respecter la condition $x_{track}^2 + y_{track}^2 > 5$ cm², car le RICH est traversé par un tube de ce diamètre rempli d'hélium, dans lequel passe le faisceau ;
- l'angle des traces à l'entrée du RICH doit vérifier la condition 10 mrad $< \theta_{track} < 120$ mrad. La limite inférieure est imposée pour éviter la zone centrale du RICH, d'une efficacité limitée. La limite supérieure sert à exclure les traces sortant de l'acceptance du RICH.

La distribution des hadrons en fonction des variables cinématiques z , p et p_T (impulsion transverse) pour l'échantillon final de hadrons (avant identification) sont représentées sur la figure 6.3.

6.1.4 Identification des hadrons

6.1.4.1 Identification par le RICH

L'identification des particules est assurée par le RICH (voir section 2.1.3.2). Le principal intérêt de ce détecteur est l'identification des kaons, puisque les pions représentent 90 % des hadrons. Cependant, la plage d'impulsion pour l'identification des particules est limitée par les capacités du RICH. La première limitation est l'impulsion minimale qu'une particule doit avoir pour pouvoir émettre un rayonnement Tcherenkov détectable. En utilisant du gaz C₄F₁₀, d'indice $n \approx 1,0015$ le seuil d'émission Tcherenkov est de 2,5 GeV/c pour les pions, 8,9 GeV/c pour les kaons et 17 GeV/c pour les protons. L'angle d'émission Tcherenkov pour les différentes particules en fonction de leur impulsion est représentée sur la figure 6.4. La seconde limitation est la valeur maximale d'impulsion tolérée par le RICH pour distinguer deux particules de nature différente. En effet, pour les hautes impulsions, les angles d'émission Tcherenkov tendent vers la même valeur, quelle que soit la particule ($\cos(\theta_c) \rightarrow 1/n$). Ceci conduit à une impulsion maximale de 50 GeV/c à partir de laquelle le détecteur ne peut plus distinguer les pions des kaons. Les pions et kaons sont donc finalement identifiables dans les plages d'impulsion suivantes : 2,5 GeV/c $< p_\pi < 50$ GeV/c et 8,9 GeV/c $< p_K < 50$ GeV/c. La grande quantité de données recueillies en 2006 permet d'appliquer des coupures plus restrictives assurant une excellente séparation des différentes particules : 10 GeV/c $< p_\pi < 40$ GeV/c et 12 GeV/c $< p_K < 40$ GeV/c.

La réponse du RICH est donnée sous forme de fonctions de vraisemblance, qui sont calculées pour différentes hypothèses sur la masse de la particule détectée. La particule est identifiée en comparant ces résultats. Par exemple, dans le cas du kaon, un facteur de mérite est calculé en fonction du rapport entre la valeur de la fonction de vraisemblance pour cette hypothèse, L_K , et celles des autres hypothèses, L_π (pion), L_p (proton), L_e (électron), L_{BG} (bruit). La sélection sur les rapport est choisi de manière à maximiser le facteur de mérite. Pour l'analyse décrite ici, les conditions suivantes ont été appliquées pour l'identification des kaons [21] :

- $L_K > 0$;
- L_K doit être plus grand que L_π , L_p et L_{BG} . Si $L_e > 1,8 \times L_\pi$, alors L_K doit également être plus grand que L_e ;
- soit L_{2nd} la seconde valeur la plus grande de la fonction de vraisemblance, on doit alors avoir $\frac{L_K}{L_{2nd}} > 1,08$;
- $\frac{L_K}{L_{BG}} > 2,08$.

Des procédures similaires sont appliquées pour l'identification des pions et des protons.

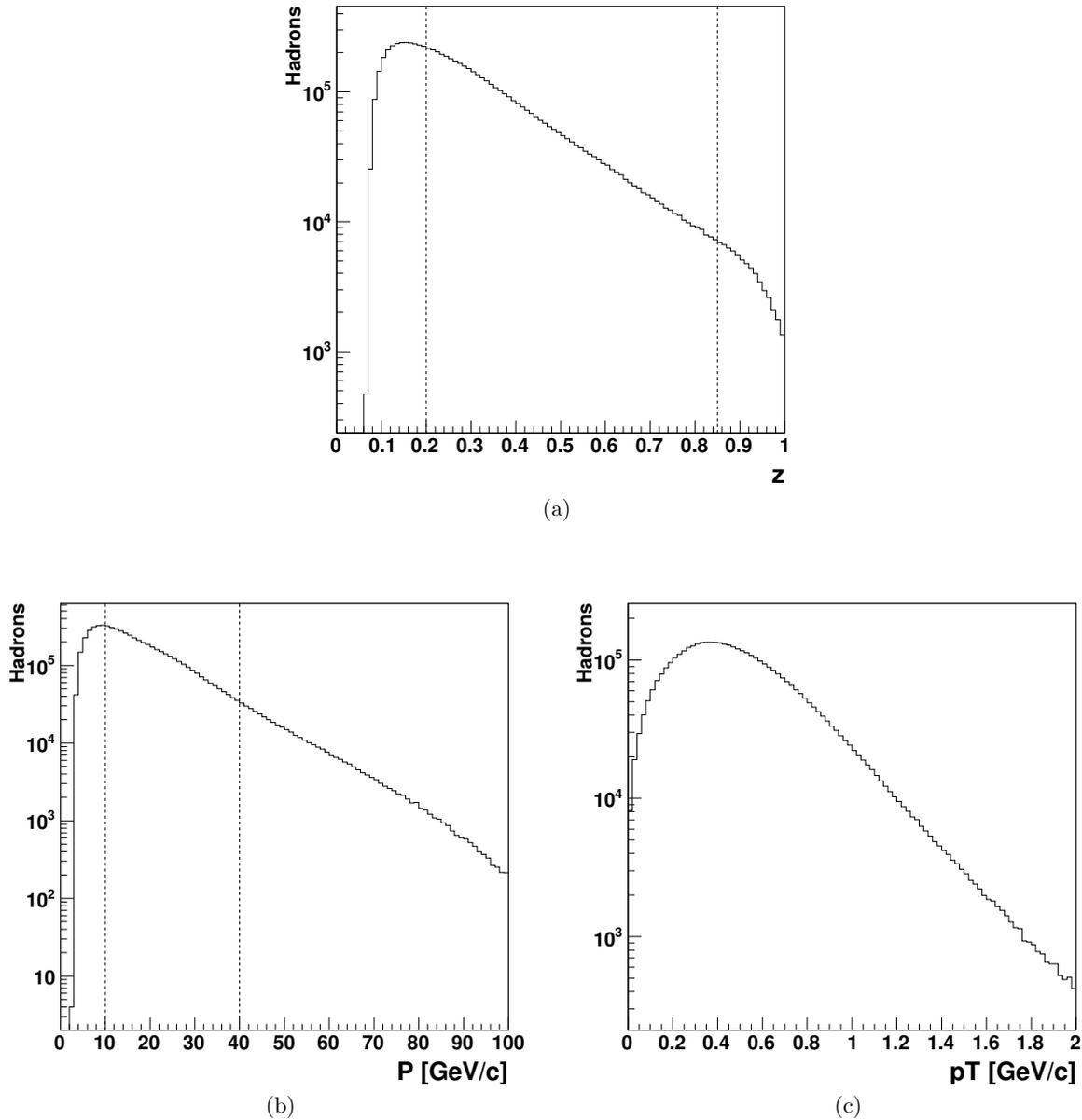


FIGURE 6.3 – Distributions des variables cinématiques z (a), p (b), et p_T (c) de l'échantillon final de hadrons avant identification. Chaque variable est représentée après application des coupures sur les autres variables.

6.1.4.2 Correction des inefficacités d'identification du RICH

La méthode décrite précédemment ne permet pas une identification parfaite des particules. Cela peut être corrigé par une méthode dite d'*unfolding*. L'efficacité d'identification des particules par le RICH est calculée à partir d'un échantillon de particules identifiées sans le RICH. Pour cela, on utilise les canaux suivants : $\phi \rightarrow K^+K^-$, $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$. Dans chaque cas, une sélection sévère sur la masse invariante permet de s'assurer de la nature des particules détectées. L'efficacité d'identification est donnée par le rapport du nombre de particules identifiées par le RICH sur le nombre total de particules dans l'échantillon

$$\epsilon(t \rightarrow i) = \frac{N^{t \rightarrow i}}{N^t}, \quad (6.1)$$

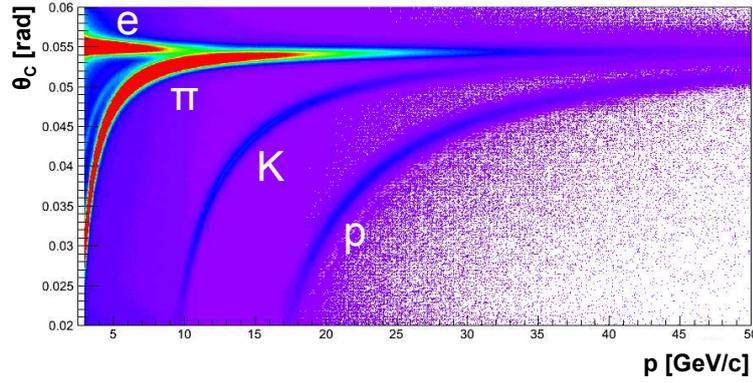
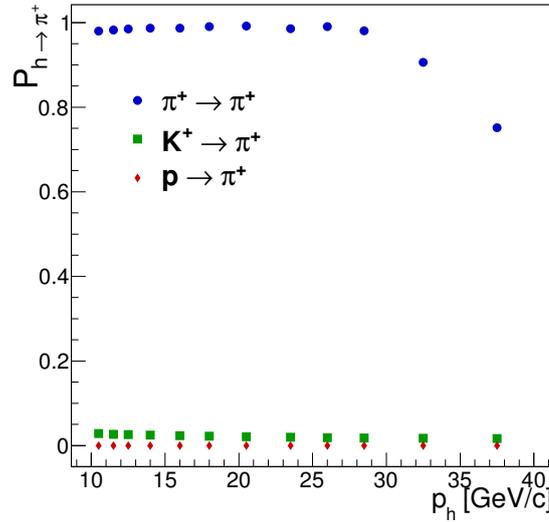


FIGURE 6.4 – Angle d'émission Tcherenkov en fonction de l'impulsion de différentes particules.

soit la probabilité qu'une particule de type t soit identifiée comme une particule de type i . Un exemple est représenté par la figure 6.5.

FIGURE 6.5 – Efficacités d'identification $\epsilon(\pi^+ \rightarrow \pi^+)$, $\epsilon(K^+ \rightarrow \pi^+)$ et $\epsilon(p \rightarrow \pi^+)$ en fonction de p_h , pour un domaine en angle compris entre 10 mrad et 40 mrad.

Ces valeurs d'efficacité permettent de construire une matrice d'identification M_{RICH} pour douze domaines en impulsion et deux domaines en angle des traces, les deux variables auxquelles les performances d'identification du RICH sont les plus sensibles, telle que

$$M_{RICH}^{(\theta,p)} = \begin{pmatrix} \epsilon^{(\theta,p)}(\pi \rightarrow \pi) & \epsilon^{(\theta,p)}(K \rightarrow \pi) & \epsilon^{(\theta,p)}(p \rightarrow \pi) \\ \epsilon^{(\theta,p)}(\pi \rightarrow K) & \epsilon^{(\theta,p)}(K \rightarrow K) & \epsilon^{(\theta,p)}(p \rightarrow K) \\ \epsilon^{(\theta,p)}(\pi \rightarrow p) & \epsilon^{(\theta,p)}(K \rightarrow p) & \epsilon^{(\theta,p)}(p \rightarrow p) \end{pmatrix}. \quad (6.2)$$

Cette matrice relie le vecteur de hadrons identifiés par le RICH \vec{I}_h au vecteur de hadrons de nature connue \vec{T}_h selon l'expression

$$\vec{I}_h = M_{RICH} \vec{T}_h. \quad (6.3)$$

On corrige donc les résultats de l'identification par le RICH de la façon suivante :

$$\vec{T}_h = M_{RICH}^{-1} \vec{I}_h. \quad (6.4)$$

Incertitude systématique. L'incertitude systématique due à la correction de l'efficacité du RICH est estimée à partir de l'erreur statistique des éléments des matrices de performances du RICH. Les valeurs d'inefficacité sont modifiées d'une déviation standard, et l'écart maximal entre les différentes valeurs obtenues pour les multiplicités brutes est retenu comme erreur systématique. Pour les multiplicités de hadrons non identifiés et de pions, l'erreur est inférieure à 0,01 % pour $y < 0,3$ dans tous les domaines en x et z , et atteint 2 % à grand z pour les autres valeurs de y . Pour les multiplicités de kaons, l'erreur varie entre 5 % et 10 %.

6.1.5 Correction des effets radiatifs

La diffusion d'un lepton sur un nucléon est décrite au premier ordre de QED par l'échange d'un photon virtuel. Cependant, une infinité de phénomènes d'ordres supérieurs se produisent, principalement l'émission d'un photon par le muon incident ou diffusé, des corrections de vertex, ou la polarisation du vide (voir figure 6.6). Or, la cinématique d'un événement est reconstruite à partir des propriétés du muon avant et après diffusion. Ces effets doivent donc être pris en compte afin de ne pas biaiser la mesure. Ceci est effectué en pondérant chaque événement issu des données expérimentales reconstruites par un facteur de correction radiative, s'exprimant

$$\eta(x,y) = \frac{\sigma_{1\gamma}}{\sigma_{mesuré}}. \quad (6.5)$$

Les grandeurs $\sigma_{1\gamma}$ et $\sigma_{mesuré}$ définissent respectivement la section efficace dans l'approximation de l'échange d'un seul photon et la section efficace mesurée, qui inclut les effets radiatifs. Ce facteur est disponible dans des tables, dans lesquelles il est calculé pour différentes cibles utilisées à COMPASS. Plus de détails sont disponibles dans [117]. Les corrections les plus importantes, de l'ordre de 10 à 15 %, ont lieu pour $y > 0,8$ et $x < 0.01$.

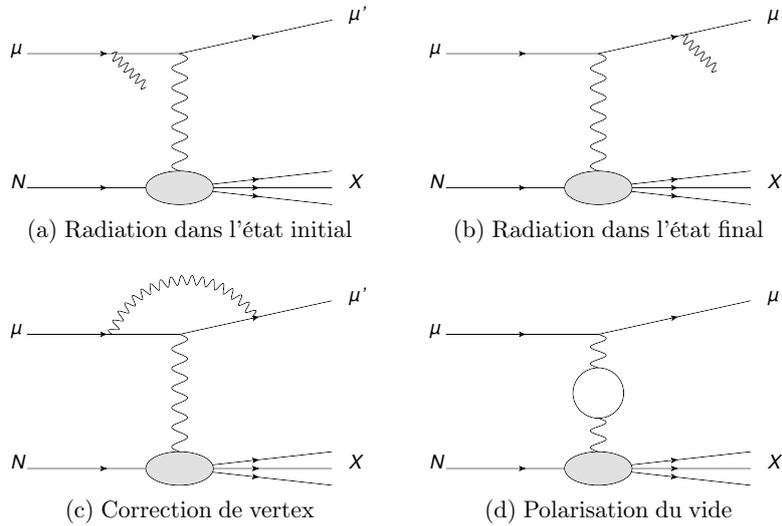


FIGURE 6.6 – Contribution de phénomènes d'ordre supérieur de QED à la diffusion profondément inélastique.

6.1.6 Échantillons finaux

Les tableaux 6.1 et 6.2 présentent les quantités finales d'événements et de hadrons après les différentes sélections et corrections (effets radiatifs et *unfolding*).

DIS	h^+	h^-
13 011 081,9	2 351 137,8	1 883 258,4

TABLEAU 6.1 – Quantités finales d'événements et de hadrons après sélections et corrections radiatives.

π^+	π^-	K^+	K^-
1 717 334,1	1 521 167,4	370 953,3	237 673

TABLEAU 6.2 – Quantités finales de hadrons après sélections, corrections radiatives, identification et *unfolding*.

6.1.7 Domaines d'analyse

Les limites des domaines en (x, y, z) dans lesquels est effectuée l'analyse et sont présentés les résultats sont données dans le tableau 6.3. Au final, le domaine cinématique est divisé en 8 domaines en x , 5 domaines en y et 12 domaines en z .

x	0,004	0,01	0,02	0,03	0,04	0,06	0,1	0,15	0,7				
y	0,10	0,15	0,20	0,30	0,50	0,70							
z	0,20	0,25	0,30	0,35	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60	0,65	0,70	0,75	0,85

TABLEAU 6.3 – Limites des domaines en x, y et z utilisés dans l'analyse.

6.2 Acceptance

Les multiplicités mesurées ne tiennent évidemment pas compte des hadrons non détectés. Certains d'entre eux sont émis hors de l'acceptance angulaire du spectromètre ou interagissent avec la matière du dispositif expérimental avant d'être détectés. D'autres ne sont pas détectés à cause de l'inefficacité de certains détecteurs. Enfin, des erreurs de reconstruction peuvent également conduire à l'absence de ces particules dans l'échantillon. Une évaluation de l'acceptance du dispositif expérimental (le terme acceptance inclut tous les effets évoqués précédemment) est réalisée à l'aide d'une simulation Monte-Carlo afin de corriger les multiplicités mesurées. Une correction supplémentaire est également effectuée pour compenser les coupures en impulsion dues aux domaines d'identification du RICH.

6.2.1 Simulation Monte-Carlo et détermination de l'acceptance

La procédure d'une simulation Monte-Carlo consiste à générer les processus physiques considérés (ici la diffusion profondément inélastique), puis à simuler la réponse du spectromètre à ces événements, et enfin à reconstruire les événements et les traces en utilisant le même programme que les données réelles. Dans cette étude la première étape est effectuée par le *générateurs d'événements* LEPTO [15], la seconde utilise COMGEANT, décrit dans la section 2.3, et la dernière est assurée par le programme de reconstruction de données CORAL, décrit dans la section 2.2.

6.2.1.1 Génération des événements

Les événements de diffusion profondément inélastiques sont générés par LEPTO. Ce programme utilise la section efficace électrofaible à l'ordre dominant pour décrire l'interaction

lepton-quark, puis le modèle de Lund (voir chapitre 1) pour simuler l'hadronisation des quarks. L'hadronisation est gérée par JETSET [14].

La première étape de la simulation d'un événement consiste à choisir les particules qui vont interagir. Le lepton choisi est évidemment le muon positif, comme c'est le cas pour la prise de données réelles. La cible de deutérons est simulée en choisissant le nucléon qui interagit de manière équiprobable entre un proton et un neutron. L'impulsion du muon est choisie aléatoirement dans une distribution d'impulsion du faisceau, stockée dans un fichier construit à partir de mesures effectuées durant la prise de données de COMPASS correspondant à la période étudiée. Ce fichier contient également la distribution des muons dans le plan perpendiculaire au faisceau, dans laquelle sont choisies aléatoirement les coordonnées transverses de l'interaction. Le nucléon étant au repos, son impulsion est nulle.

La saveur du quark est sélectionnée en utilisant les fonctions de distribution de partons (PDF, voir chapitre 1). Plusieurs jeux de PDF sont disponibles. Dans cette étude, on utilise la paramétrisation MSTW [9] à l'ordre dominant, pour deux raisons : elle est cohérente avec l'approximation à l'ordre dominant de LEPTO, ainsi qu'avec la mesure de la fonction de structure F_2 par l'expérience NMC [118], dont la plage cinématique était la même que COMPASS. Cette paramétrisation est disponible dans la bibliothèque de PDF LHAPDF (*Les Houches Accord PDFs*) [119].

L'interaction entre le quark et le muon est simulée à partir de la section efficace électrofaible. Les valeurs des variables utilisées pour définir la section efficace du processus simulé sont choisies aléatoirement dans l'espace des phases correspondant. L'état final est composé du quark touché ainsi que des quarks spectateurs. L'hadronisation de ces quarks est ensuite simulée par JETSET à partir du modèle de Lund. Les paramètres par défaut de JETSET ont initialement été ajustés pour les expériences du LEP (*Large Electron Positron collider*) ; leur optimisation pour COMPASS est détaillée dans [120]. Enfin, la désintégration des éventuelles particules instables produites est simulée à partir des rapports d'embranchement mesurés expérimentalement.

Une production d'environ 16 000 000 événements a été générée dans le domaine cinématique ($Q^2 > 0,8 \text{ GeV}^2/c^2$, $10^{-4} < x < 1$), plus étendu que le domaine d'étude pour tenir compte des effets de migration dus à la reconstruction.

6.2.1.2 Calcul de l'acceptance

Le programme d'analyse de COMPASS permet d'accéder aux propriétés des événements générés et reconstruits. L'acceptance est alors calculée comme le rapport du nombre de hadrons reconstruits $N_r^h(i)$ sur le nombre de hadrons générés $N_g^h(i)$, où l'indice i représente l'indice de la plage cinématique définie par les variables (x, y, z) dans laquelle se trouvent les variables reconstruites ou générées. En effet, il arrive que pour un même événement, la différence entre les valeurs des variables reconstruites et générées provoque une *migration* d'un domaine cinématique à un autre. Cette méthode prend en compte cet effet, en s'assurant que les deux quantités N_r^h et N_g^h sont calculées dans le même domaine.

Les hadrons reconstruits doivent passer l'ensemble des sélections définies en 6.1.3, alors que seules les coupures cinématiques sont requises pour les hadrons générés, c'est-à-dire :

- $0,2 < z < 0,85$
- $10(12) \text{ GeV}/c < p < 40 \text{ GeV}/c$

L'identification des hadrons est réalisée en utilisant la nature de la particule générée. Seuls les hadrons (générés et bien sûr reconstruits) pour lesquels un événement DIS reconstruit passant les sélections définies en 6.1.2 sont comptabilisés. L'expression de l'acceptance est donc

$$A^h(i) = \frac{N_r^h(i)}{N_g^h(i)|_{DIS_{rec}}}. \quad (6.6)$$

Les multiplicités brutes sont ensuite corrigées de l'acceptance de la façon suivante :

$$M_{corr}^h(i) = \frac{M_{raw}^h(i)}{A^h(i)}. \quad (6.7)$$

6.2.1.3 Incertitude systématique

Une évaluation de l'incertitude systématique associée au calcul de l'acceptance a été effectuée. Elle consiste à étudier la dépendance au modèle Monte-Carlo utilisé. Pour cela, différentes simulations ont été réalisées en variant les jeux de PDF utilisés par LEPTO et les réglages des paramètres d'hadronisation de JETSET. L'écart entre les différents résultats conduit à une incertitude d'environ 5 %.

6.2.1.4 Résultats

L'acceptance est calculée dans chaque domaine cinématique pour les différents types de hadrons, à savoir : les hadrons avant identification h^+ , h^- , les pions π^+ , π^- et les kaons K^+ , K^- . Les résultats sont montrés par les figures 6.7, 6.8 et 6.9. Les zones ombrées dans les graphes correspondent aux domaines cinématiques exclus après l'extrapolation à la plage d'impulsion complète, expliquée dans la section suivante.

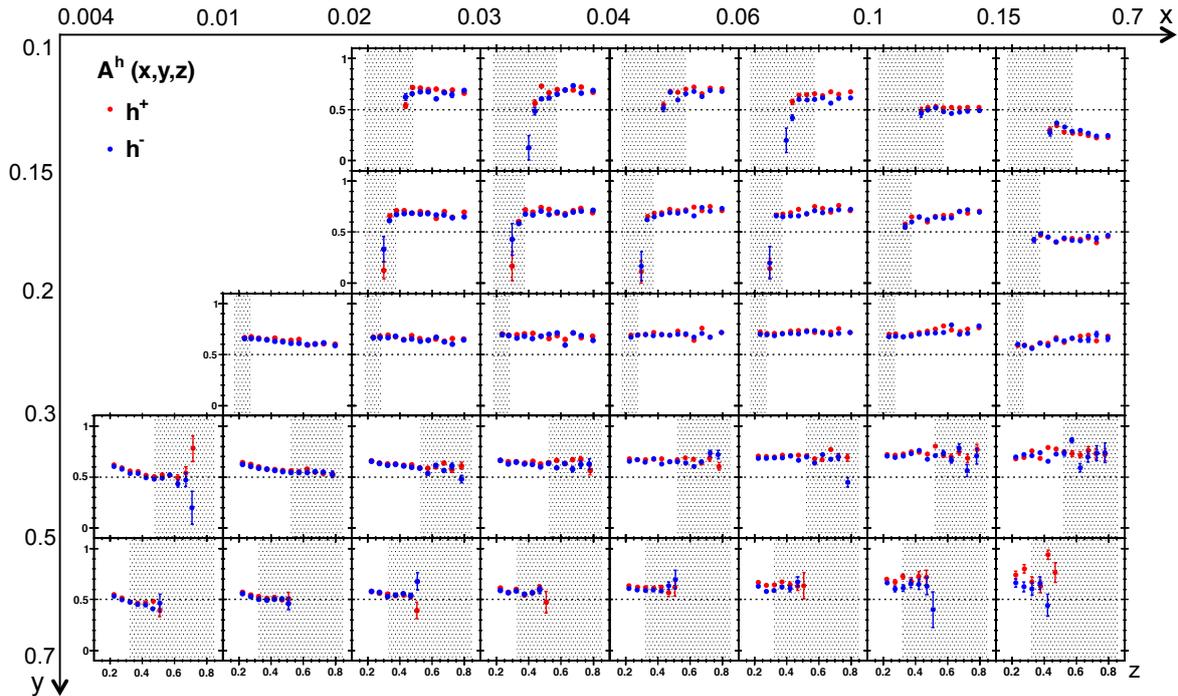


FIGURE 6.7 – Acceptance pour les hadrons non identifiés en fonction de z , pour différents domaines en x et y .

6.2.2 Extrapolation à la plage d'impulsion complète

Afin d'extraire les fonctions de fragmentation à partir des multiplicités dans une analyse QCD globale, toute la plage en impulsion des hadrons doit être couverte. En effet, les analyses QCD actuelles peuvent être restreintes à un domaine cinématique défini par Q^2 , x , y et z , mais jusqu'à présent il n'est pas possible de restreindre les calculs à un certain domaine en impulsion

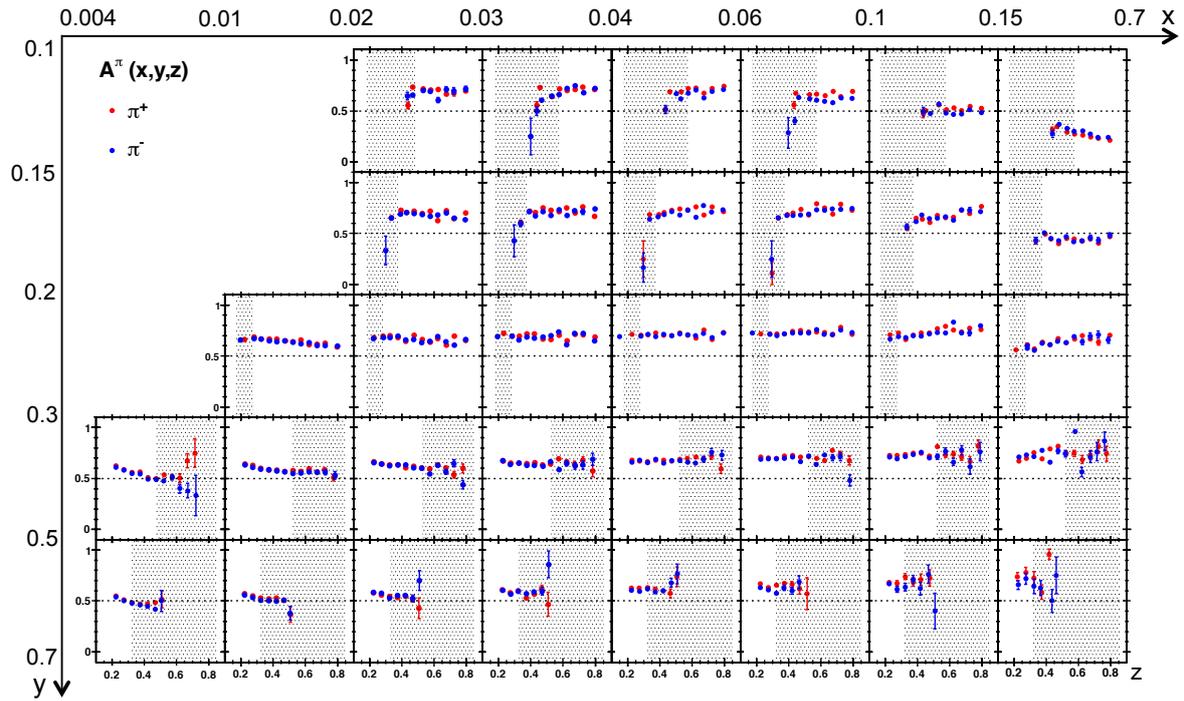


FIGURE 6.8 – Acceptance pour les pions en fonction de z , pour différents domaines en x et y .

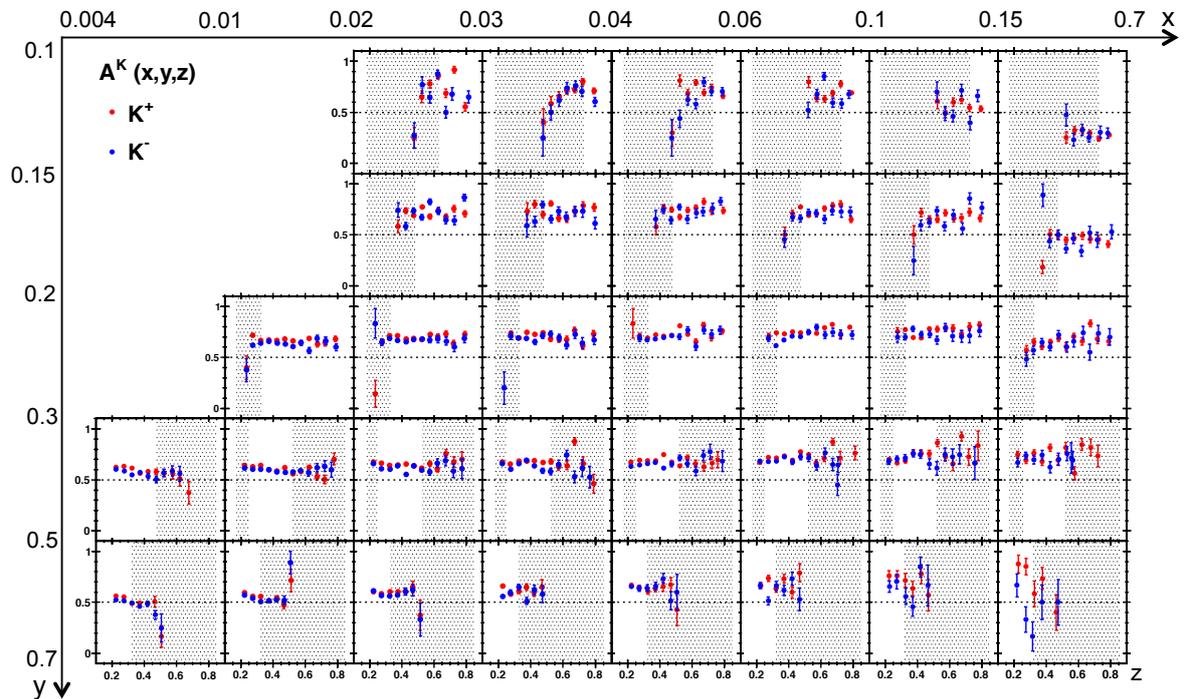


FIGURE 6.9 – Acceptance pour les kaons en fonction de z , pour différents domaines en x et y .

utilisé pour la mesure des multiplicités. Or, étant données les limitations du RICH, seule la plage $10(12) \text{ GeV}/c < p < 40 \text{ GeV}/c$ est couverte pour les pions (kaons). Pour compléter la plage en impulsion couverte, un modèle Monte-Carlo est utilisé.

Les multiplicités sont calculées à partir des événements générés pour la plage en impulsion

expérimentale ($M_{10(12)-40 \text{ GeV}/c}^{h^\pm}$) et pour le domaine complet ($M_{0-\infty}^{h^\pm}$). Les multiplicités dans le domaine non couvert par l'expérience sont alors

$$M_{extrap}^{h^\pm} = M_{0-\infty}^{h^\pm} - M_{10(12)-40 \text{ GeV}/c}^{h^\pm} \quad (6.8)$$

Celles-ci sont ensuite ajoutées aux multiplicités mesurées après la correction d'acceptance.

Afin de limiter la dépendance des résultats au modèle utilisé, les plages cinématiques (x , y , z) dans lesquelles la contribution du modèle Monte-Carlo dépasse 10 % sont exclues.

6.3 Correction de la contamination par d'autres processus

Deux sources de contamination par des particules qui ne sont pas des hadrons issus de l'hadronisation d'un quark sont corrigées. La première est la contamination de l'échantillon de pions par des électrons, la seconde est la contamination des échantillons par des pions et kaons issus de la désintégration de mésons vecteurs diffractifs.

6.3.1 Contamination de l'échantillon de pions par des électrons

La figure 6.4 montre qu'à partir d'une certaine impulsion (environ 8 GeV/c), la distinction entre les pions et les électrons par le RICH n'est plus possible. La solution pour évaluer la contamination en électrons dans le domaine de l'analyse (10 GeV/c - 40 GeV/c) repose sur l'utilisation d'un modèle Monte-Carlo. La production Monte-Carlo produite pour la détermination de l'acceptance a été utilisée.

La contamination a été évaluée dans les données réelles entre 3 GeV/c et 8 GeV/c, où la séparation par le RICH est possible, et comparée avec le résultat déterminé avec la simulation dans le même domaine. Les résultats sont en accord à 25 % près, ce qui paraît raisonnable étant donné la valeur limitée de cette contamination, et justifie l'utilisation du Monte-Carlo seul pour la plage d'analyse, en associant au résultat une erreur systématique prudente de 50 %. La contamination $c_\pi^{e^\pm}$ a été déterminée en fonction de z , et est présentée sur la figure 6.10. Les multiplicités sont ensuite corrigées d'un facteur $1 - c_\pi^{e^\pm}(z)$ après la correction d'acceptance.

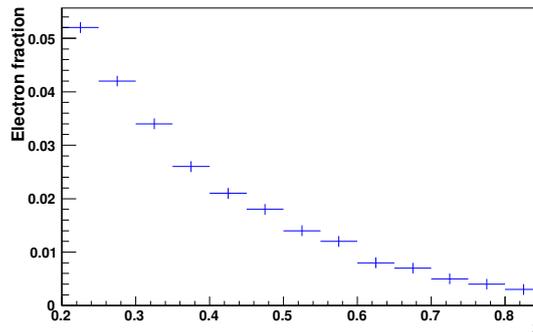


FIGURE 6.10 – Contamination en électrons d'un échantillon de pions en fonction de z , entre 10 GeV/c et 40 GeV/c.

6.3.2 Contamination par la production diffractive de mésons vecteurs

Comme cela a été vu au chapitre 1, les produits de désintégration de certains mésons vecteurs diffractifs peuvent contribuer à la production de pions et de kaons. Une évaluation de leur

contribution et une correction des multiplicités ont été réalisées et constituent le travail d'analyse principal de cette thèse. L'étude détaillée ainsi que les résultats sont décrits dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Contribution de la désintégration de mésons vecteurs diffractifs à la production de pions et de kaons

Il a été vu au chapitre 1 que la diffusion d'un lepton de haute énergie sur un nucléon peut conduire à la production diffractive de mésons vecteurs. Ces particules se désintègrent en pions et kaons, qui ne peuvent être distingués de ceux résultant de l'hadronisation d'un quark issu du nucléon interagissant avec la sonde. La pertinence de la prise en compte ou non de ces hadrons a été discutée. La décision de publier les multiplicités avec et sans cette correction a été prise en conséquence.

Ce chapitre présente la méthode utilisée pour évaluer la contribution des produits de désintégration des mésons vecteurs ρ et ϕ issus d'un processus diffractif à l'ensemble des hadrons détectés, ainsi que la contribution des événements diffractifs aux événements inclusifs. Ces processus ont été retenus parmi les nombreux canaux diffractifs car ils semblent être ceux qui contribuent le plus à la production de pions et de kaons à une cinématique proche de celle de COMPASS [18, 33]. Les contributions des états excités du ρ , $\rho(2S)$ et $\rho(D)$, ne sont pas traitées dans ces références. Bien que des modèles théoriques prédisent des sections efficaces de production diffractive de respectivement 35 % et 15 % de celle du ρ^0 [121], aucune mesure expérimentale de leurs taux de production ne semble exister. Ces mésons se désintègrent principalement en quatre pions chargés, d'une impulsion transverse maximale de 700 MeV/c. Même s'il n'existe pas d'estimation de l'acceptance du spectromètre de COMPASS pour ces pions, il semble que leur contribution à l'ensemble des pions produits soit peu importante, et concentrée à petit z , où la production par fragmentation de quark est abondante. Leur contribution a donc été exclue de cette étude.

Une première estimation de la contribution des ρ et ϕ est effectuée à partir des données 2006 de COMPASS, utilisées pour la mesure des multiplicités présentées au chapitre 6. Elle est suivie d'une étude plus complète réalisée sur une production de données Monte-Carlo conduisant à la détermination d'un facteur correctif à appliquer aux multiplicités de pions et kaons chargés.

7.1 Estimation à partir des données réelles

La distinction entre les hadrons semi-inclusifs et ceux issus de la désintégration d'un méson vecteur n'est possible que si les deux produits de désintégration sont détectés. L'étude de ces cas permet toutefois d'obtenir une estimation raisonnable de la contribution diffractive à la production de pions et kaons.

7.1.1 Sélection des événements de production diffractive de ρ^0 et de ϕ

Les événements diffractifs de production d'un méson ρ^0 ou ϕ sont sélectionnés parmi les événements retenus après les coupures présentées dans la section 6.1.2, par les sélections suivantes :

- (i)– l'événement a deux hadrons potentiels de charges opposées dans l'état final ;
- (ii)– la somme des fractions d'énergie $z_{tot} = z_{h1} + z_{h2}$ est comprise entre 0,95 et 1,05 ;
- (iii)– la masse invariante de cette paire de hadrons potentiels M_{hh} est proche de la masse du méson vecteur considéré ($M_{\rho^0} \approx 775 \text{ MeV}/c^2$ et $M_{\phi} \approx 1020 \text{ MeV}/c^2$).

Il a été expliqué précédemment que les hadrons issus de la désintégration d'un méson vecteur diffractif ne sont pas individuellement identifiables en tant que tels. On ne peut donc reconnaître les événements diffractifs seulement lorsque les deux hadrons de sa désintégration sont détectés et reconstruits, d'où la condition *i*. Les événements diffractifs sont principalement exclusifs, les produits de désintégration détectés sont donc supposés porter l'intégralité de l'énergie du photon virtuel, d'où la condition *ii*. Les événements avec dissociation diffractive du nucléon sont pour la plupart inclus dans cette sélection, car même dans ce cas, l'énergie transmise au nucléon reste faible et le méson vecteur porte quasiment l'intégralité de l'énergie du photon virtuel. Cette sélection est illustrée par la figure 7.1, sur laquelle on peut voir que la coupure sur z_{tot} , permet de sélectionner les événements pour lesquels l'énergie manquante E_{miss} est proche de zéro, ce qui signe les événements exclusifs. Enfin, la condition *iii* permet de s'assurer que la paire de hadrons sélectionnée provient bien de la désintégration du méson vecteur considéré. Dans le cas d'un ρ^0 , on sélectionne les événements pour lesquels $M_{\pi^+\pi^-} \in [0,5 \text{ GeV}/c^2 ; 1,1 \text{ GeV}/c^2]$; pour les ϕ la sélection est $M_{K^+K^-} \in [1,00 \text{ GeV}/c^2 ; 1,04 \text{ GeV}/c^2]$ (voir figure 7.2). Notons qu'à ce niveau, les hadrons n'ont pas encore été identifiés. Les quantités z_{tot} et M_{hh} sont donc calculées pour chaque événement en considérant les deux hypothèses, pion et kaon.

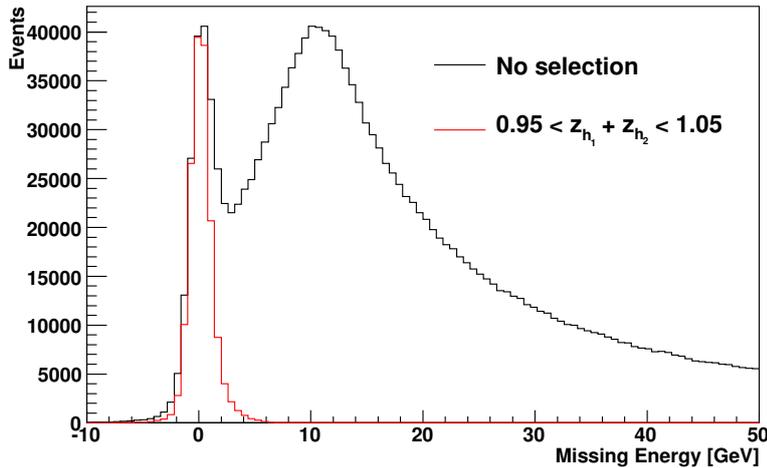


FIGURE 7.1 – Distribution d'énergie manquante E_{miss} avec (en rouge) et sans coupure (en noir) sur z_{tot} .

7.1.2 Échantillons finaux après sélections et corrections

Les tableaux 7.1 et 7.2 présentent les quantités finales d'événements et de hadrons après les différentes sélections et corrections (effets radiatifs et *unfolding*).

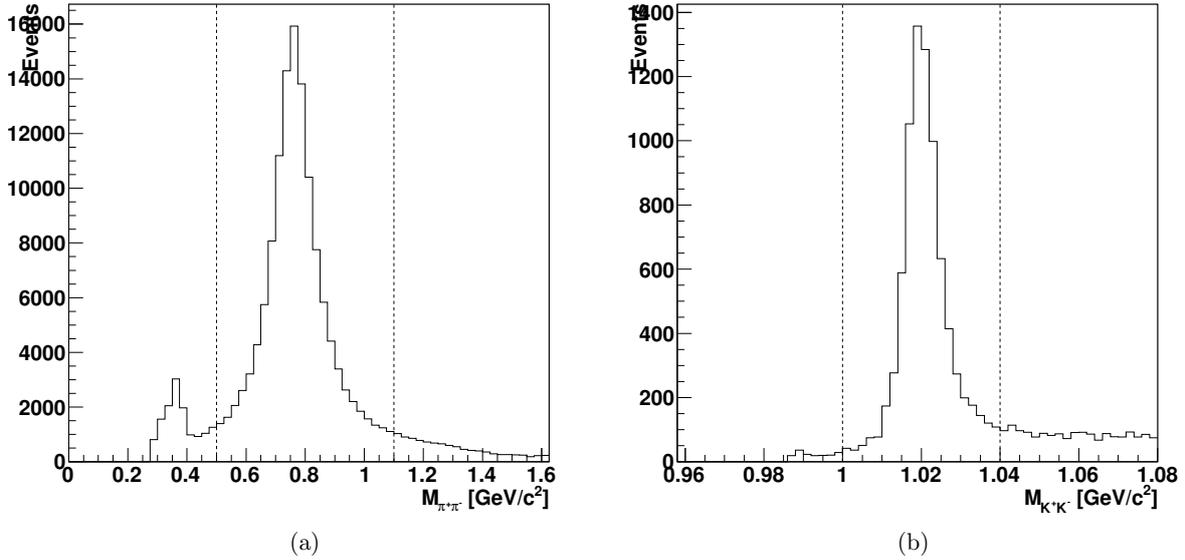


FIGURE 7.2 – Distributions de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ (a) et $M_{K^+K^-}$ (b) après coupure sur z_{tot} . Les barres verticales indiquent les sélections appliquées.

	DIS	h^+	h^-
Échantillon total	13 011 081,9	2 351 137,8	1 883 258,4
Sélection de ρ^0	115 609	39 240,4	38 624,7
Sélection de ϕ	7244,8	3877,22	3958,3

TABLEAU 7.1 – Quantités finales d'événements et de hadrons après sélections et corrections radiatives.

	π^+	π^-	K^+	K^-
Échantillon total	1 717 334,1	1 521 167,4	370 953,3	237 673
Sélection de ρ^0	36 426,5	36 177,7	2892,2	2533,9
Sélection de ϕ	92,4	115	3769,1	3804,9

TABLEAU 7.2 – Quantités finales de hadrons après sélections, corrections radiatives, identification et *unfolding*.

7.1.3 Fraction de hadrons issus d'un méson vecteur diffractif

Après sélection des événements de production de mésons vecteurs diffractifs, les sélections sur les hadrons de ces événements ainsi que la méthode d'identification précisées dans le chapitre précédent sont appliquées.

Les distributions en z et p_T de ces hadrons sont représentées sur les figures 7.3 et 7.4 respectivement, comparées aux distributions de l'ensemble des hadrons de l'échantillon. Ces distributions rendent compte uniquement des événements pour lesquels les deux produits de désintégration du méson vecteur ont été détectés. Afin d'estimer les cas où seulement un des deux hadrons est détecté et reconstruit, ces distributions sont également représentées après division par un facteur de correction de 0,66, correspondant à l'acceptance moyenne du spectromètre pour les hadrons et déterminé à l'aide d'une simulation Monte-Carlo (voir chapitre 6). Les distributions en z et p_T des hadrons issus d'un méson vecteur sont très différentes de celles des

hadrons semi-inclusifs. Lors de la désintégration, les produits de décroissance sont émis dans des directions opposées pour respecter la conservation de l'impulsion. De plus, la polarisation du méson vecteur étant principalement longitudinale, ces particules sont pour la plupart émises dans l'axe de propagation du photon virtuel. Cela se traduit dans le référentiel du laboratoire par des distributions en z symétriques et de faibles impulsions transverses. En calculant le rapport de ces distributions pour chaque type de hadron, on peut estimer la fraction de hadrons issus d'un méson vecteur diffractif. Ces quantités sont représentées en fonction de z , avec et sans correction d'acceptance, sur la figure 7.5.

Bien que la contribution des hadrons issus de mésons vecteurs diffractifs à l'ensemble de l'échantillon soit globalement faible, de l'ordre de quelques pour-cent, on observe qu'elle peut devenir conséquente dans certaines plages cinématiques. Cela est notable à grand z pour les pions où la contribution des produits de désintégration du ρ^0 diffractif atteint 40 %, ou à z moyen pour les kaons, pour lesquels une contribution diffractive de l'ordre de 15 % est atteinte. La restriction à la plage cinématique $Q^2 < 2$, $0,7 < z < 0,85$ (pions), $0,35 < z < 0,65$ (kaons), donne une contribution très importante des hadrons issus de mésons vecteurs diffractifs à faible p_T , de l'ordre de 50 %, qui provoque une déformation de la distribution (figure 7.4c et 7.5d). Cet effet pourrait être important à considérer pour certaines études, lorsque la dépendance en p_T des distributions de hadron est considérée, dans le cadre de l'étude de la transversité par exemple [39, 40].

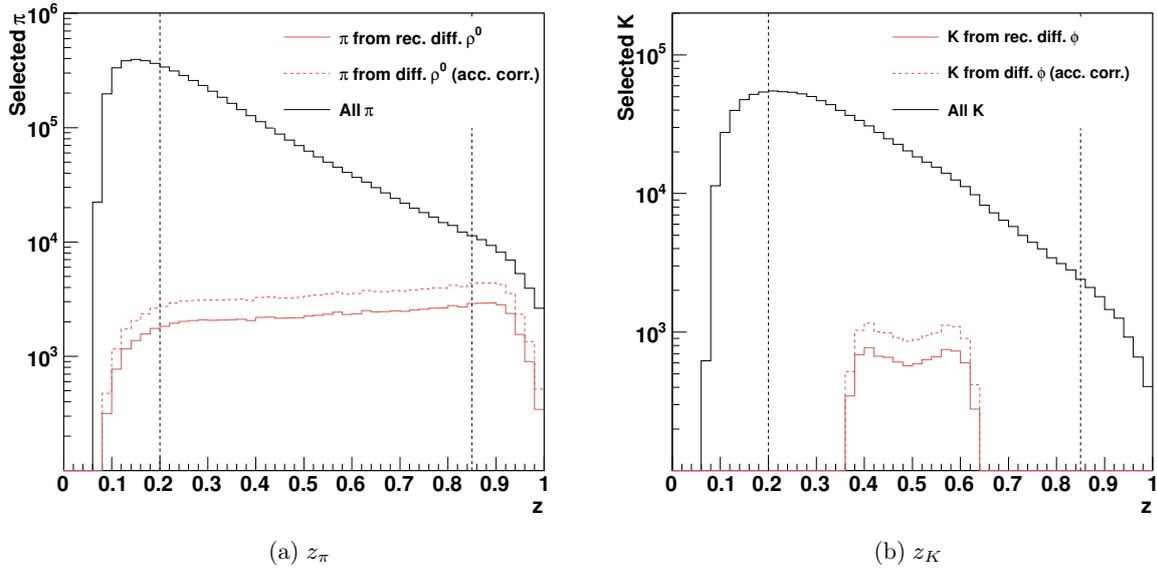


FIGURE 7.3 – Distributions de z pour les pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif, ainsi que pour l'ensemble des pions (kaons). Les courbes en pointillés représentent les distributions de pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif corrigées d'un facteur d'acceptance de 0,66.

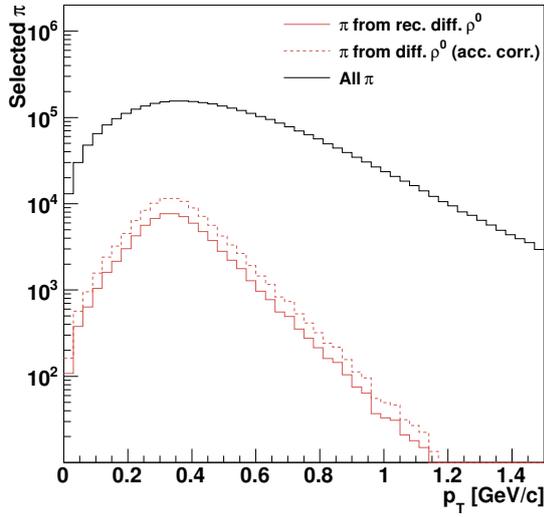
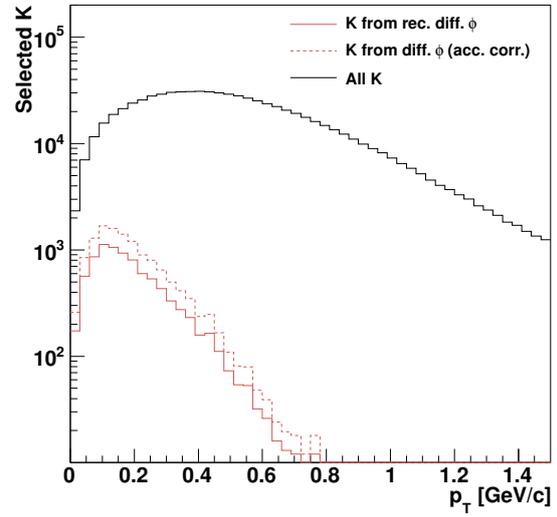
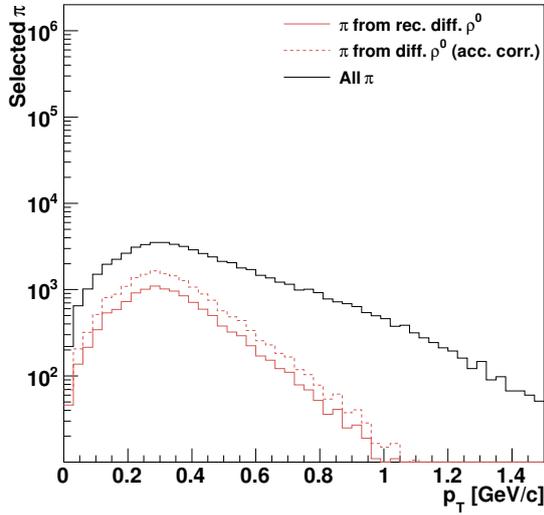
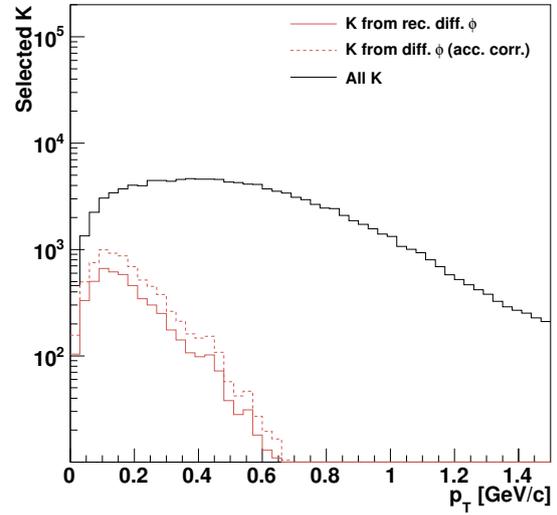

 (a) $p_{T\pi}, Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2, 0,2 < z < 0,85$

 (b) $p_{TK}, Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2, 0,2 < z < 0,85$

 (c) $p_{T\pi}, 1 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 2 \text{ GeV}^2/c^2, 0,7 < z < 0,85$

 (d) $p_{TK}, 1 \text{ GeV}^2/c^2 < Q^2 < 2 \text{ GeV}^2/c^2, 0,35 < z < 0,65$

FIGURE 7.4 – Distributions de p_T pour les pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif, ainsi que pour l'ensemble des pions (kaons). Les courbes en pointillés représentent les distributions de pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif corrigées d'un facteur d'acceptance de 0,66.

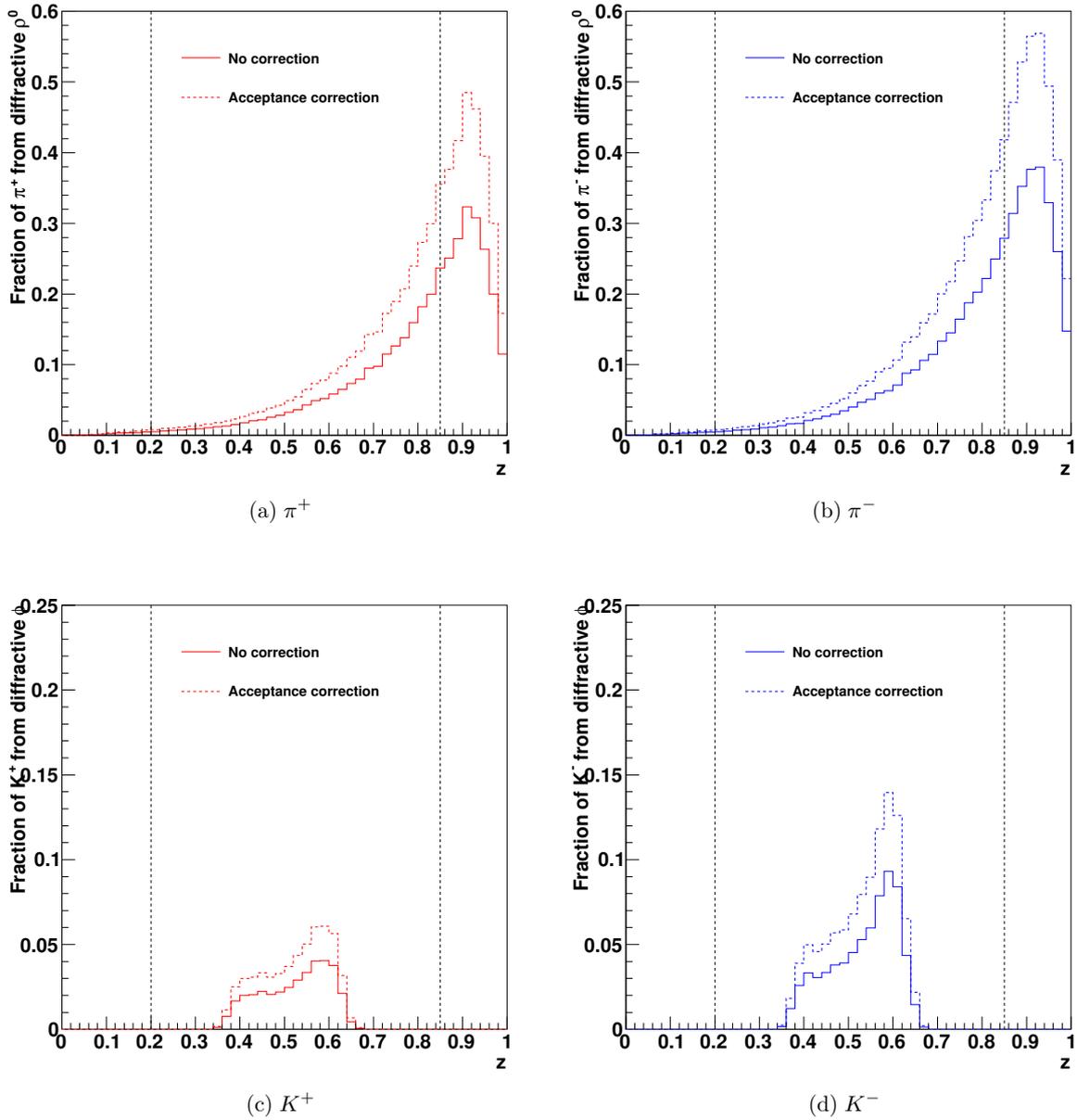


FIGURE 7.5 – Contributions des pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif à l'ensemble des pions (kaons) en fonction de z . Les courbes en pointillés représentent les mêmes quantités corrigées d'un facteur d'acceptance de 0,66.

7.2 Étude Monte-Carlo

Les résultats précédents donnent une estimation de la contribution des produits de désintégration des mésons vecteurs ρ^0 et ϕ diffractifs aux échantillons de pions et de kaons, essentiellement issus de diffusions profondément inélastiques. Cependant, ils sont limités par le fait que seuls les événements exclusifs pour lesquels les deux produits de désintégration sont reconstruits sont identifiables. La correction d'acceptance uniforme appliquée pour extrapoler la mesure aux cas où seulement l'un des deux produits de désintégration est détecté est approximative. Une étude utilisant une simulation Monte-Carlo des processus physiques et de leur mesure par le spectromètre permet de s'affranchir de ces obstacles et de reconnaître sans ambiguïté les événements de production diffractive de mésons vecteurs ainsi que les pions et kaons de l'état final.

7.2.1 Génération des événements

N'ayant pas à disposition de générateur d'événements Monte-Carlo pouvant simuler simultanément la production de hadrons par SIDIS et processus diffractifs, deux générateurs ont été utilisés dans cette étude. L'échantillon d'événements SIDIS utilisé est le même que celui utilisé pour la détermination de l'acceptance (voir partie 6.2.1), généré par LEPTO. Les échantillons de ρ^0 et ϕ diffractifs ont quant à eux été générés par HEPGEN (*Hard Exclusive Production Generator*) [67]. Ce programme développé par des membres de la collaboration COMPASS simule divers processus exclusifs tels la production de photons (*via* les processus de diffusion Compton profondément virtuelle et de Bethe-Heitler), la production de π^0 , et la production diffractive de mésons vecteurs ρ^0 , ρ^+ , ϕ et J/ψ . HEPGEN simule également les canaux de désintégration principaux des particules instables générées.

La production exclusive de ρ^0 est simulée d'après les distributions des variables cinématiques ν , Q^2 et p_T^2 mesurées à NMC [122] sur une cible de deutérons. La section efficace est normalisée en utilisant la valeur donnée par le modèle de GPD de Kroll et Goloskokov [31] à une cinématique proche de celle de COMPASS.

En plus des événements exclusifs, HEPGEN simule également les événements avec dissociation diffractive du nucléon à partir de modèles et de données d'expériences du Fermilab [123].

La génération est communément effectuée en considérant les nucléons cibles comme libres, même dans le cas d'une cible composite. Cependant, pour la production de ρ^0 , une description des effets nucléaires (absorption et production cohérente) est implémentée dans le cas d'une cible de ${}^6\text{LiD}$. Elle repose sur l'hypothèse que le taux de production exclusive de ρ^0 intégré sur p_T^2 est le même pour une cible de deutérons que pour des nucléons libres, ce qui est vérifié expérimentalement [122], l'absorption nucléaire compensant la production cohérente. En revanche, la forme des distributions de p_T^2 est modifiée, en attribuant des contributions différentes pour les événements cohérents et incohérents. Pour les événements avec dissociation diffractive du nucléon, aucune contribution cohérente n'est simulée, la dissociation « cassant » la fonction d'onde du nucléon. Ces adaptations ont été faites à partir de données de ZEUS [124] et de COMPASS.

La procédure de génération d'un événement débute de la même manière qu'avec LEPTO : l'impulsion du muon incident et la position de l'interaction sont déterminées à partir d'un fichier de distributions d'impulsion et de position du faisceau de COMPASS. Les variables cinématiques ν , Q^2 sont ensuite déterminées aléatoirement dans l'espace des phases, et un poids proportionnel à la section efficace calculée à partir de ces deux variables est attribué à chaque événement. L'état final se compose des hadrons issus de la désintégration du méson vecteur généré ainsi que des éventuelles particules produites lorsqu'il y a dissociation diffractive du nucléon (majoritairement un nucléon et des pions).

Deux échantillons d'environ 15×10^6 événements de production diffractive de ρ^0 et de ϕ ont été générés. Le domaine cinématique utilisé est le suivant : $Q^2 \in [0,5; 80] \text{ GeV}^2/c^2$, $\nu \in$

	LEPTO	ρ^0	ϕ
Év. générés	15 730 000	14 900 000	12 905 000
Év. générés (pondérés)	15 730 000	6 088 521	2 188 980
σ_{int} [pb]	$236,99 \times 10^3$	$25,639 \times 10^3$	$5,729 \times 10^3$
L_{MC} [pb^{-1}]	66,374	237,47	377,87
Év. DIS [pb]	31 341,2	696,1	140,7
h^+ [pb]	65 168	645	65,9
h^- [pb]	54 922,1	621,3	60,9
π^+ [pb]	4184	157,5	-
π^- [pb]	3670,3	153,3	-
K^+ [pb]	906,9	-	27,2
K^- [pb]	646,3	-	26,1

TABLEAU 7.3 – Luminosité de chaque échantillon et nombre d'événements et de hadrons après normalisation.

[5; 155] GeV.

7.2.2 Sélection des données et normalisation

Les sélections effectuées sur les données réelles dans le cadre de l'étude des multiplicités sont également appliquées aux données Monte-Carlo reconstruites. Seulement deux différences sont à noter : la première concerne l'identification des particules. Celles-ci sont identifiées en attribuant à chaque trace reconstruite la nature de la trace Monte-Carlo générée qui lui est associée. Si une erreur de reconstruction s'est produite et que la trace reconstruite n'est associée à aucune trace Monte-Carlo (trace « fantôme »), ou à une trace Monte-Carlo correspondant à une particule non chargée, la particule est considérée comme non identifiée. La seconde différence concerne la correction des effets radiatifs. Ces effets ne sont pas simulés par les programmes Monte-Carlo utilisés, la correction définie au chapitre précédent (6.1.5) n'est donc pas appliquée.

Après les sélections, les données de ces trois échantillons indépendants sont normalisées par leur luminosité Monte-Carlo L_{MC} , ce qui permet d'avoir une proportion relative d'événements entre les trois échantillons conforme à la réalité, indépendamment du nombre d'événements générés dans chaque échantillon. Cette quantité est calculée à partir du nombre d'événements générés N_{gen} de l'échantillon, du poids de chaque événement w_i et de la section efficace intégrée de la réaction considérée σ_{int} par la relation

$$\sum_i^{N_{gen}} w_i = L_{MC} \times \sigma_{int}. \quad (7.1)$$

Les luminosités ainsi que les quantités d'événements et de hadrons sélectionnés dans chaque échantillon après normalisation sont détaillées dans le tableau 7.3. Dans ce tableau, ainsi que dans la suite du chapitre, on désigne par « LEPTO » l'échantillon produit avec le générateur du même nom, et « ρ^0 » et « ϕ » les échantillons de production de méson vecteur générés avec HEPGEN.

7.2.3 Comparaison des échantillons Monte-Carlo aux données réelles

Afin de valider le modèle Monte-Carlo utilisé dans cette analyse, une comparaison avec les données réelles est effectuée. Les grandeurs comparées sont les variables cinématiques inclusives

et semi-inclusives, ainsi que les fractions de hadrons issus de mésons vecteurs diffractifs, en utilisant les sélections décrites dans la section 7.1.3.

7.2.3.1 Variables cinématiques inclusives

Le générateur LEPTO utilise des distributions de partons obtenues à partir de données inclusives, la section efficace des événements générés inclut donc la production diffractive de mésons vecteurs. La comparaison des distributions de variables inclusives avec les données expérimentales sera donc effectuée avec l'échantillon LEPTO. Les distributions d'événements en fonction de Q^2 , y , x et W sont représentées sur la figure 7.6, pour cet échantillon et les données réelles ; le rapport entre les deux distributions pour chaque variable est aussi présenté. On constate un bon accord global, en moyenne supérieur à 90 %.

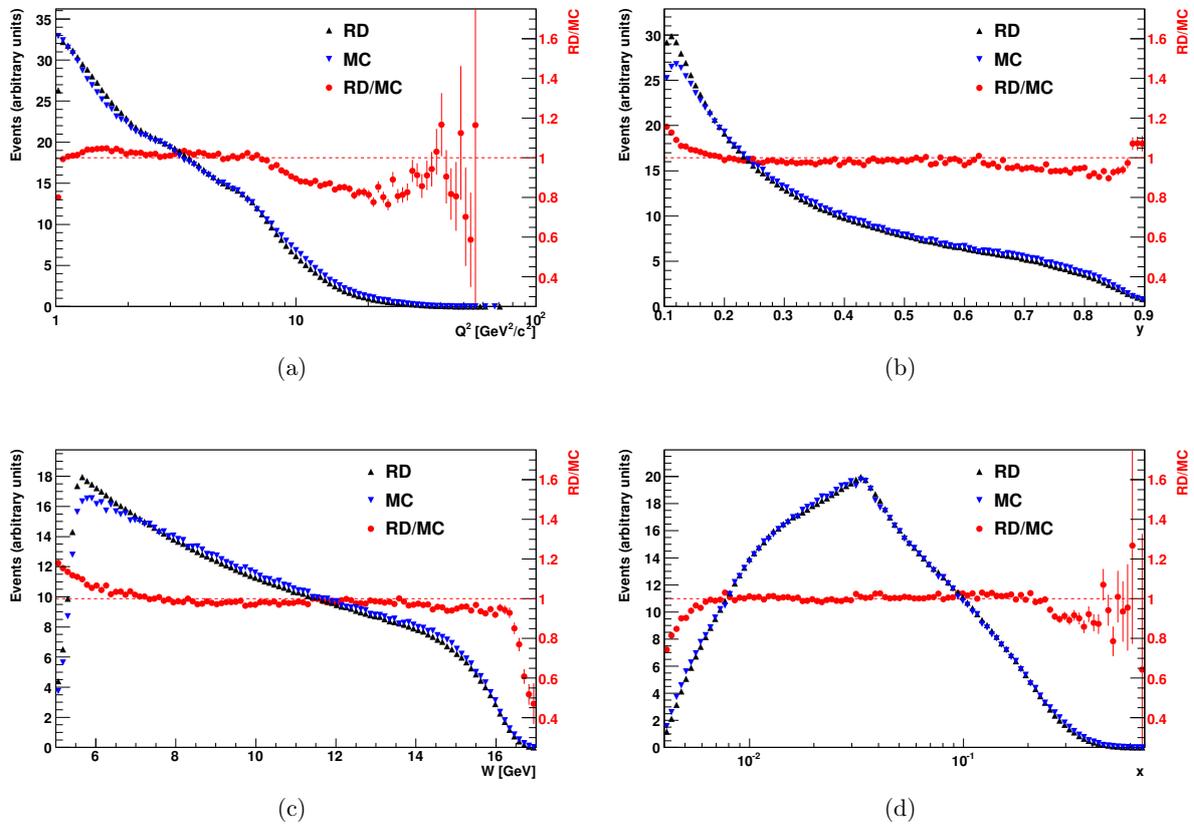


FIGURE 7.6 – Comparaison entre les données réelles (RD) et l'échantillon de données Monte-Carlo (MC) généré avec LEPTO pour les distributions d'événements en fonction des variables cinématiques Q^2 (a), y (b), W (c) et x (d).

7.2.3.2 Variables cinématiques semi-inclusives

En ce qui concerne les variables semi-inclusives, c'est-à-dire les variables cinématiques associées aux hadrons, les trois échantillons Monte-Carlo normalisés sont utilisés pour la comparaison avec les données réelles. Cela est dû au fait que même si LEPTO prend en compte les événements diffractifs dans sa section efficace inclusive, les hadrons sont quant à eux générés par une simulation d'hadronisation, et non par la désintégration de mésons vecteurs. La figure 7.7 présente les comparaisons des distributions de hadrons, en fonction de z , p et p_T . Un bon accord

global, en moyenne supérieur à 90 %, est constaté pour les pions. En ce qui concerne les kaons, les écarts sont plus conséquents, en particulier à grande impulsion.

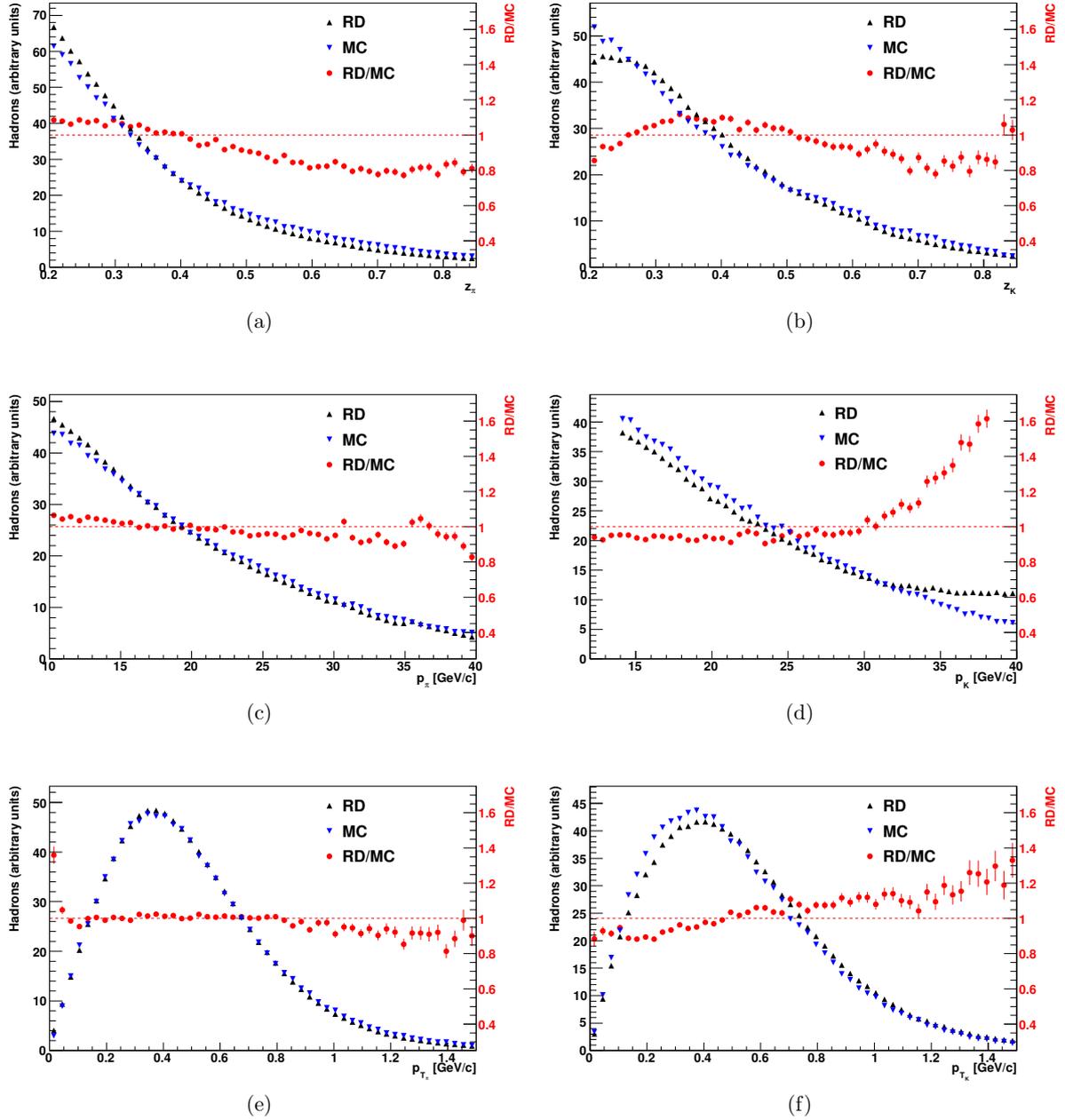


FIGURE 7.7 – Comparaison entre les données réelles et l’ensemble des trois échantillons de données Monte-Carlo pour les distributions de pions (à gauche) et de kaons (à droite) en fonction des variables cinématiques z , p et p_T .

7.2.4 Résultats

7.2.4.1 Fraction de hadrons issus d’un méson vecteur diffractif

La fraction de pions issus d’un ρ^0 diffractif $f_{\pi}^{\rho^0}$ est simplement obtenue en divisant le nombre de pions sélectionnés dans l’échantillon de ρ^0 diffractifs $N_{\pi}^{\rho^0}$ par le nombre total de pions, c’est-

à-dire la somme du nombre de pions dans l'échantillon sus-cité et du nombre de pions dans l'échantillon d'événements semi-inclusifs N_{π}^{LEPTO} . Elle s'exprime donc

$$f_{\pi}^{\rho^0} = \frac{N_{\pi}^{\rho^0}}{N_{\pi}^{LEPTO} + N_{\pi}^{\rho^0}}. \quad (7.2)$$

On procède de la même manière pour déterminer la fraction de kaons issus d'un ϕ diffractif

$$f_K^{\phi} = \frac{N_K^{\phi}}{N_K^{LEPTO} + N_K^{\phi}}. \quad (7.3)$$

Ces grandeurs sont représentées en fonction de z sur la figure 7.8. Les bandes matérialisent l'incertitude théorique de 30 % sur la section efficace de production exclusive de mésons vecteurs du modèle de Kroll et Goloskokov utilisée dans HEPGEN [31]. Comme il était attendu au vu des résultats partiels obtenus en analysant les données réelles, la contribution des pions issus d'un ρ^0 diffractif est très importante à grand z , de l'ordre de 40 %. L'effet est moins conséquent dans le cas des kaons, mais reste tout de même significatif, leur contribution pouvant atteindre 15 % pour $z \approx 0.6$. La figure 7.9 présente les mêmes quantités, pour différents domaines en Q^2 . On observe notamment que la contribution des pions issus d'un ρ^0 diffractif, négligeable à grand Q^2 , peut atteindre 50 % pour un Q^2 proche de 1 GeV²/c². Il est également intéressant d'observer cette contribution en fonction de p_T (figure 7.10). On constate une proportion conséquente de hadrons issus d'un méson vecteur diffractif pour les faibles valeurs de p_T , ce qui a déjà été observé dans les données réelles. Dans le cas des pions, cette contribution peut atteindre 50 % à grand z . Pour un Q^2 proche de 1 GeV²/c², cette contribution peut atteindre 60 %. Concernant les kaons, une proportion d'environ 40 % est observée à $z \approx 0.6$ pour les très faibles valeurs de p_T .

7.2.4.2 Contribution des événements diffractifs

Il est également important d'estimer les contributions des événements de production diffractive de mésons vecteurs aux événements inclusifs $f_{DIS}^{\rho^0}$ et f_{DIS}^{ϕ} , notamment pour l'étude des multiplicités. Elle est définie comme le nombre d'événements de production diffractive passant les critères de sélections DIS (cf. partie 6.1.2) $N_{DIS}^{\rho^0}$ et N_{DIS}^{ϕ} sur le nombre total d'événement inclusifs N_{DIS}^{LEPTO} , et s'exprime donc

$$f_{DIS}^{\rho^0} = \frac{N_{DIS}^{\rho^0}}{N_{DIS}^{LEPTO}}; \quad (7.4)$$

$$f_{DIS}^{\phi} = \frac{N_{DIS}^{\phi}}{N_{DIS}^{LEPTO}}. \quad (7.5)$$

Ici, on considère seulement dans le dénominateur le nombre d'événements de l'échantillon généré avec LEPTO, puisque la section efficace utilisée par ce dernier est normalisée par des données expérimentales de réactions inclusives, et inclut donc la production diffractive de mésons vecteurs. Ces grandeurs sont représentées en fonction de Q^2 sur la figure 7.11. On constate que cette contribution atteint à $Q^2 \approx 1$ GeV²/c² environ 5 % pour les ρ^0 et 1 % pour les ϕ , et qu'elle devient rapidement négligeable avec l'augmentation de Q^2 . On définit également

$$f_{DIS}^{\rho^0+\phi} = f_{DIS}^{\rho^0} + f_{DIS}^{\phi}. \quad (7.6)$$

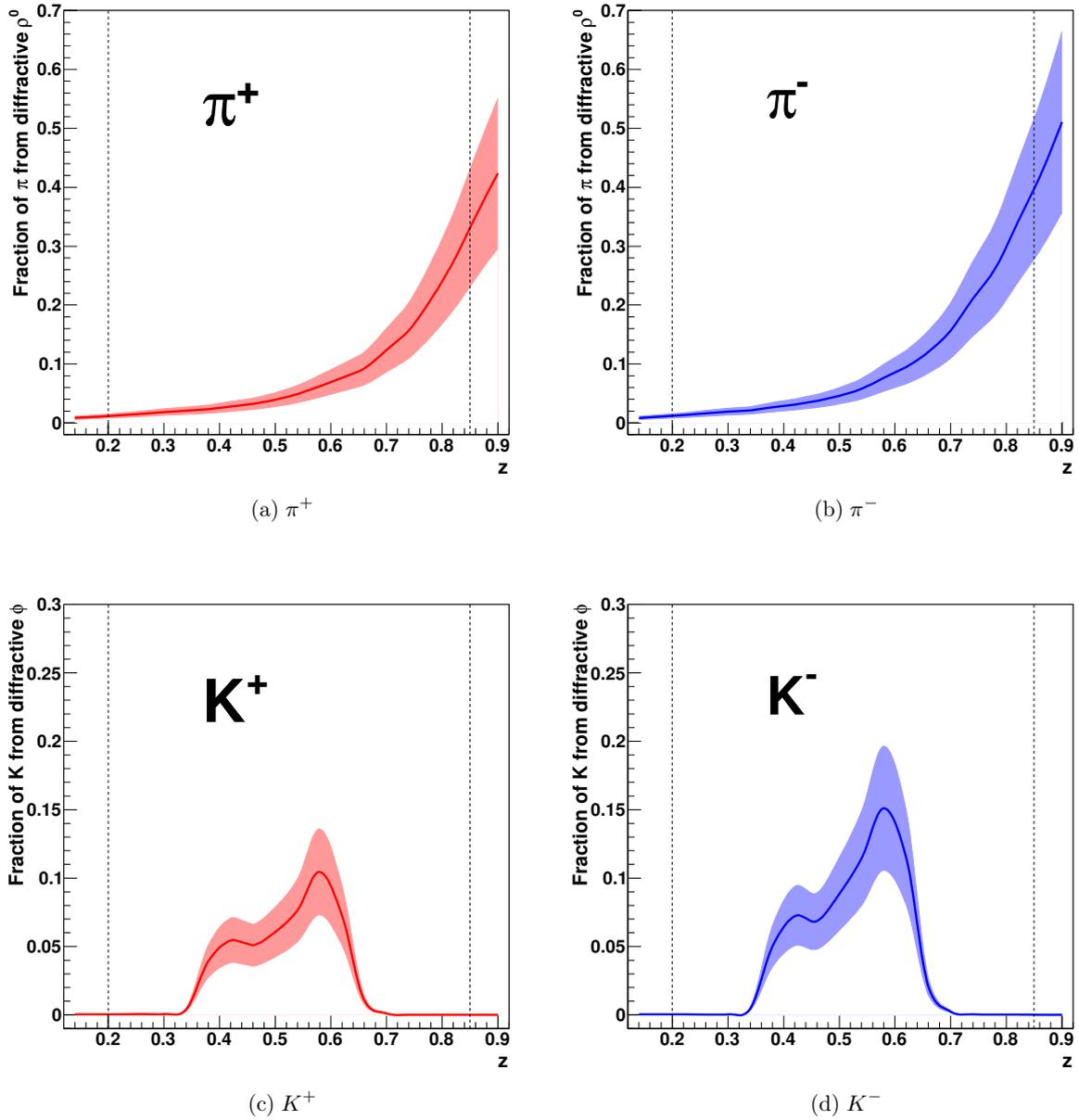


FIGURE 7.8 – Contribution $f_{\pi}^{\rho^0}$ (f_K^{ϕ}) des pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif à l'ensemble des pions (kaons) en fonction de z . Les bandes représentent l'incertitude sur la section efficace de production diffractive utilisée dans HEPGEN.

7.2.4.3 Facteurs de correction des multiplicités

On a vu dans les chapitres 1 et 6 que pour un domaine cinématique (x, y) pour les événements inclusifs et (x, y, z) pour les hadrons, la multiplicité observée $M_h^{obs}(x, y, z)$ d'un type de hadron h , est

$$M_h^{obs}(x, y, z) = \frac{N_h(x, y, z)}{N(x, y)}, \quad (7.7)$$

où N_h désigne le nombre de hadrons et N le nombre d'événements sélectionnés. Cette mesure inclut les événements de production de mésons vecteurs, ainsi que les hadrons issus de la désin-

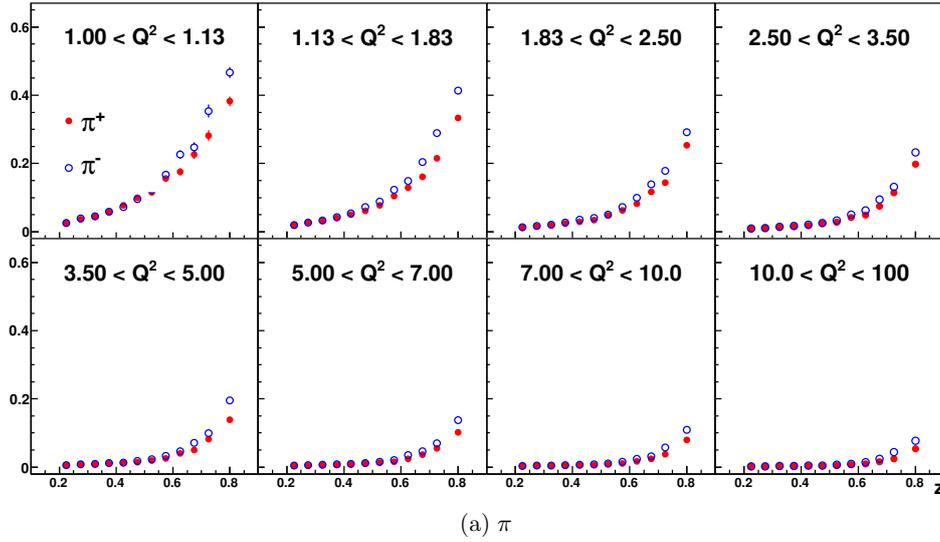
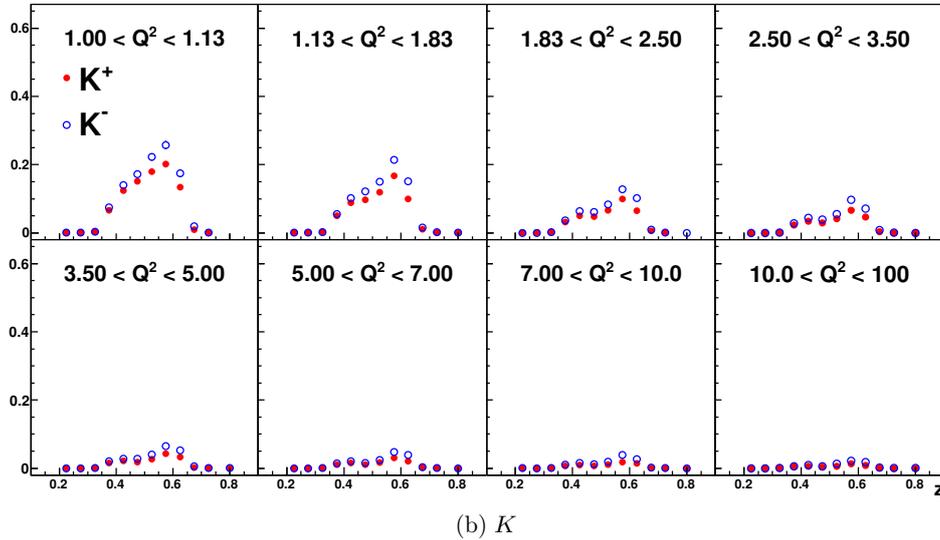

 (a) π

 (b) K

 FIGURE 7.9 – Contribution $f_{\pi}^{\rho^0}$ (f_K^{ϕ}) des pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif à l'ensemble des pions (kaons) en fonction de z , pour différents domaines en Q^2 .

tégration de ces derniers ; on peut donc l'écrire

$$M_h^{obs}(x, y, z) = \frac{N_h^{SIDIS}(x, y, z) + N_h^{VM}(x, y, z)}{N_{DIS}(x, y) + N_{VM}(x, y)}, \quad (7.8)$$

où N_h^{SIDIS} désigne le nombre de hadrons issus d'une diffusion profondément inélastique, N_{DIS} le nombre d'événements de diffusion profondément inélastique, N_h^{VM} le nombre de hadrons issus de la désintégration d'un méson vecteur diffractif et N_{VM} le nombre d'événements de production diffractive de méson vecteur.

La multiplicité corrigée $M_h^{corr}(x, y, z)$, ne doit inclure que les événements de diffusion profondément inélastique et les hadrons qui en résultent ; elle s'exprime donc

$$M_h^{corr}(x, y, z) = \frac{N_h^{SIDIS}(x, y, z)}{N_{DIS}(x, y)}. \quad (7.9)$$

Ces deux dernières expressions peuvent être reliées en utilisant les grandeurs $f_{DIS}^{\rho^0+\phi}$, $f_{\pi}^{\rho^0}$ et f_K^{ϕ}

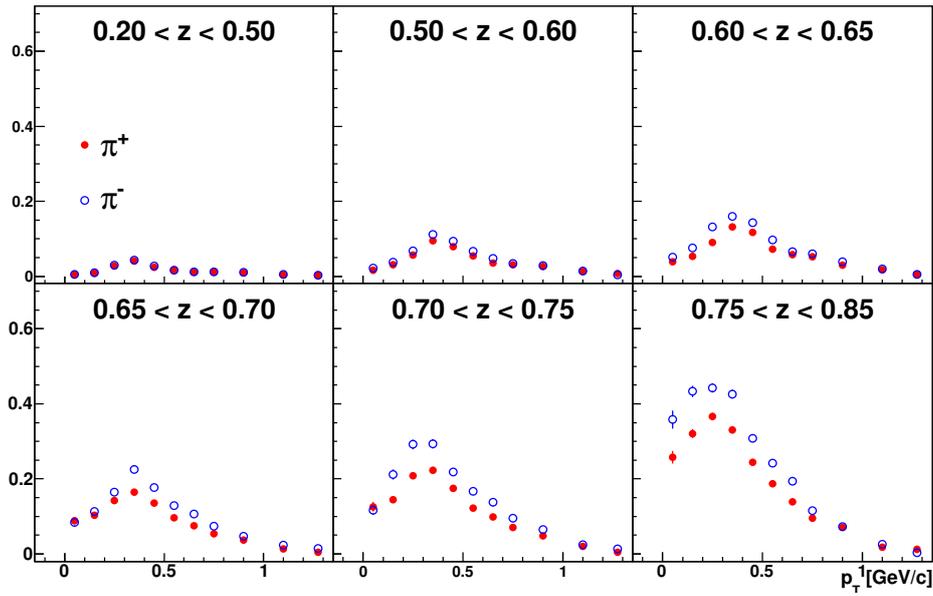
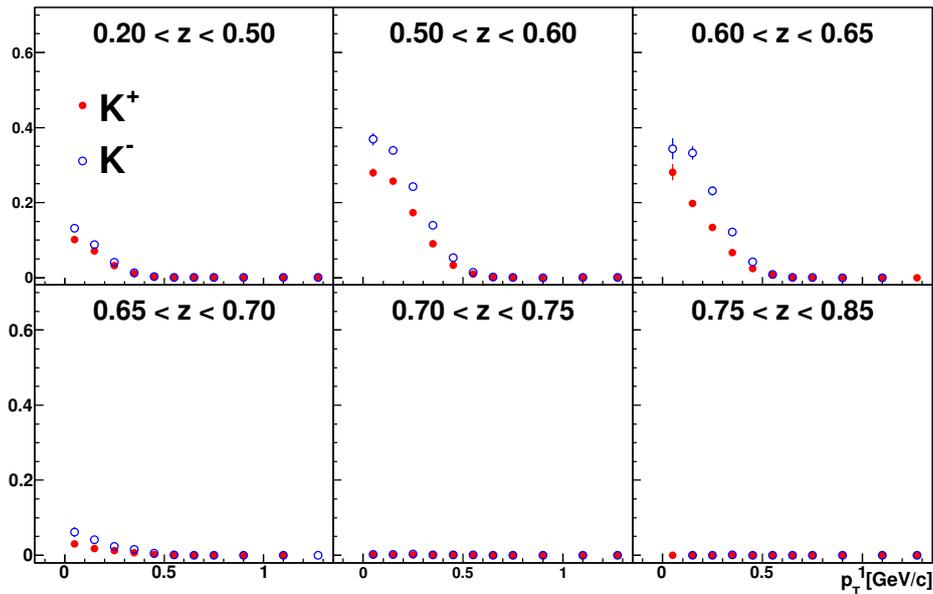
(a) π (b) K

FIGURE 7.10 – Contribution $f_{\pi}^{\rho^0}$ (f_K^{ϕ}) des pions (kaons) issus d'un ρ^0 (ϕ) diffractif à l'ensemble des pions (kaons) en fonction de p_T , pour différents domaines en z .

définies précédemment. On obtient respectivement pour les pions et les kaons

$$M_{\pi}^{corr}(x, y, z) = M_{\pi}^{obs}(x, y, z) \times \frac{1 - f_{\pi}^{\rho^0}(x, y, z)}{1 - f_{DIS}^{\rho^0+\phi}(x, y)}; \quad (7.10)$$

$$M_K^{corr}(x, y, z) = M_K^{obs}(x, y, z) \times \frac{1 - f_K^{\phi}(x, y, z)}{1 - f_{DIS}^{\rho^0+\phi}(x, y)}. \quad (7.11)$$

Cette relation permet de définir les facteurs de correction des multiplicités $C_{\pi}^{\rho^0, \phi}$ et $C_K^{\rho^0, \phi}$, tels

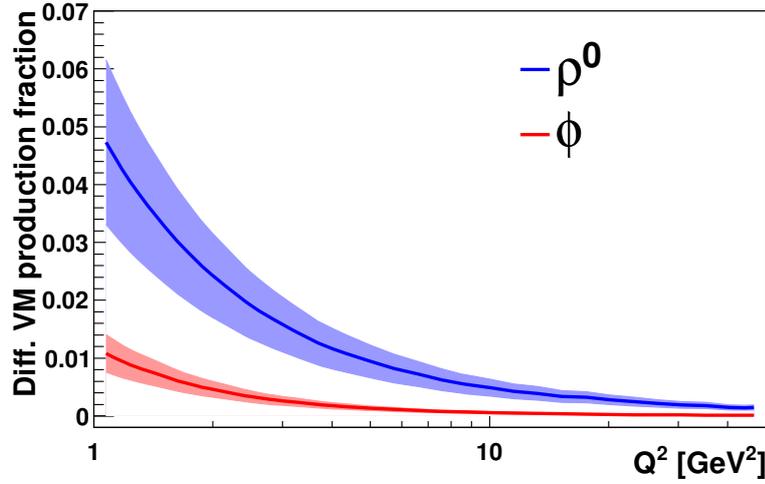


FIGURE 7.11 – Contributions $f_{DIS}^{\rho^0}$ et f_{DIS}^{ϕ} des événements de production diffractive de ρ^0 et ϕ , en fonction de Q^2 . Les bandes représentent l'incertitude sur la section efficace de production diffractive utilisée dans HEPGEN.

que

$$C_{\pi}^{\rho^0,\phi}(x,y,z) = \frac{1 - f_{\pi}^{\rho^0}(x,y,z)}{1 - f_{DIS}^{\rho^0+\phi}(x,y)}; \quad (7.12)$$

$$C_K^{\rho^0,\phi}(x,y,z) = \frac{1 - f_K^{\phi}(x,y,z)}{1 - f_{DIS}^{\rho^0+\phi}(x,y)}. \quad (7.13)$$

Ces facteurs sont respectivement représentés en fonction de z sur les figures 7.12 et 7.13, pour les différents domaines en x et y utilisés pour l'analyse des multiplicités (voir chapitre 6). On observe qu'une correction de 40% est atteinte à grand z pour les multiplicités de pions, principalement à petit x et petit y . Pour les multiplicités de kaons, la correction est moins conséquente et maximale à $z \approx 0,6$, de l'ordre de 25% pour les mêmes domaines en x et y .

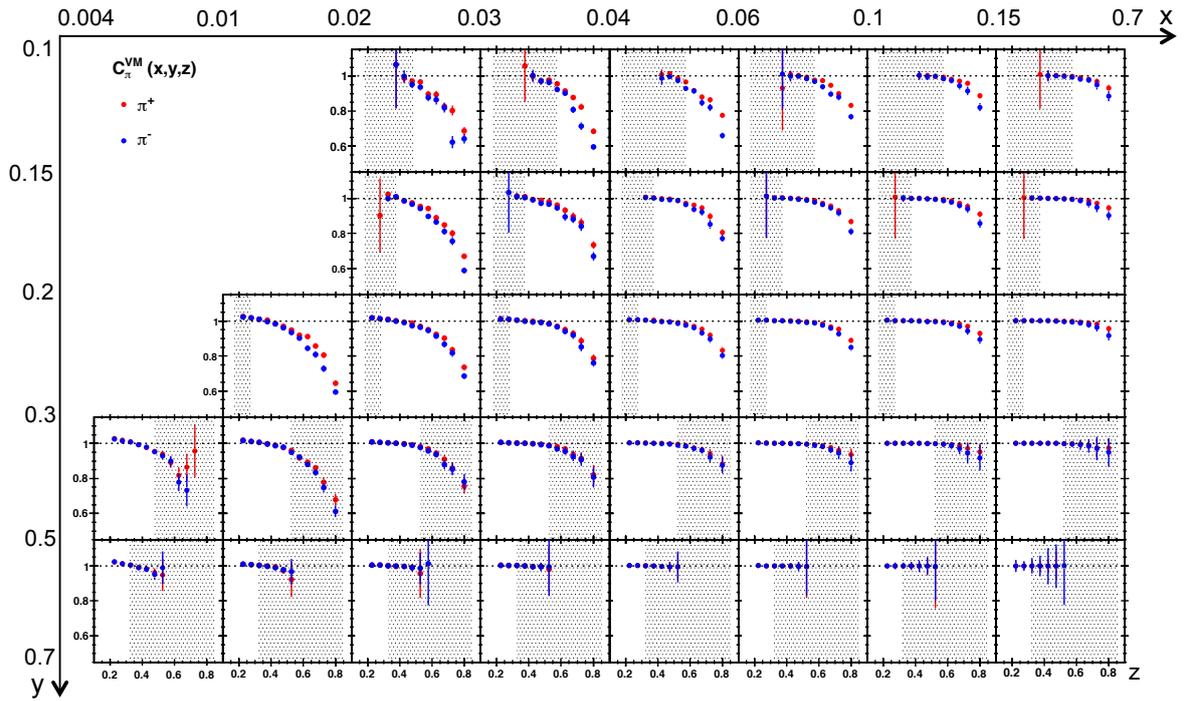


FIGURE 7.12 – Facteur de correction des multiplicités de pions chargés $C_{\pi}^{\rho^0,\phi}$ en fonction de z , pour différents domaines en x et y . Les zones ombrées représentent les domaines exclus de l’analyse des multiplicités suite à l’extrapolation à la plage d’impulsion complète (cf. partie 6.2.2).

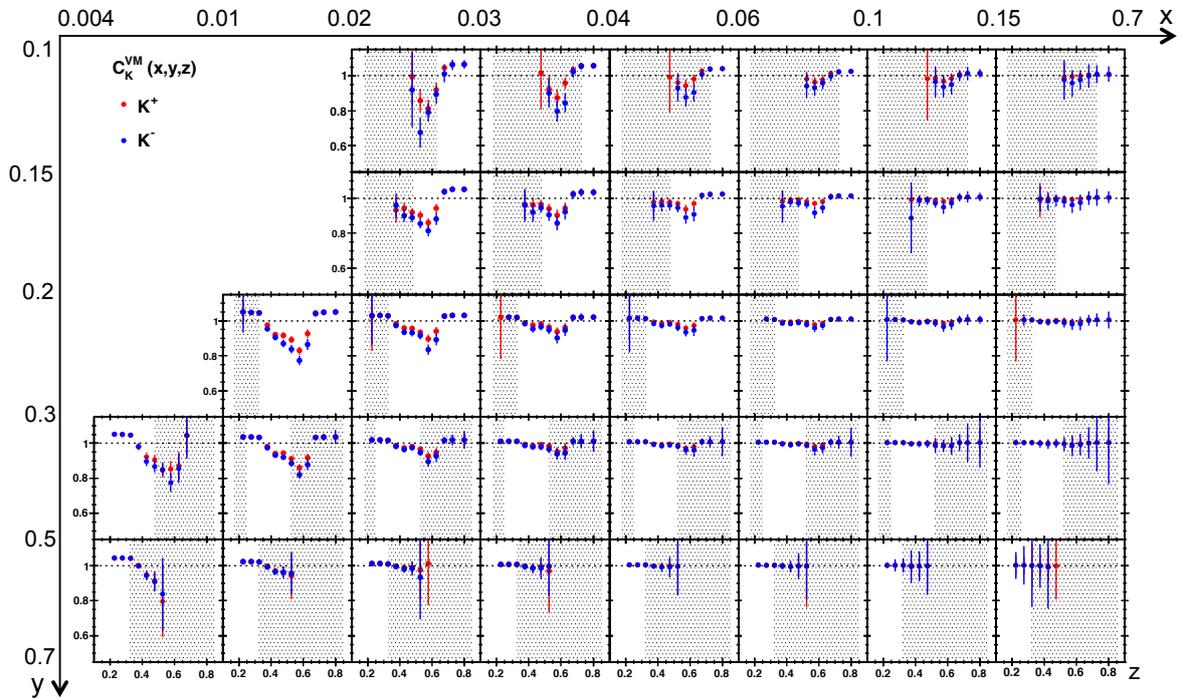


FIGURE 7.13 – Facteur de correction des multiplicités de kaons chargés $C_K^{\rho^0,\phi}$ en fonction de z , pour différents domaines en x et y .

7.2.4.4 Incertitudes systématiques sur les facteurs de correction

Il a été vu dans la partie 7.2.4.1 qu'il existait une incertitude théorique de 30 % sur la section efficace de production exclusive de mésons vecteurs du modèle de Kroll et Goloskokov utilisée dans HEPGEN [31]. La propagation de cette incertitude est effectuée pour évaluer l'erreur systématique sur les facteurs de correction $C_\pi^{\rho^0, \phi}$ et $C_K^{\rho^0, \phi}$. Une erreur de 30 % est donc associée aux quantités $N_\pi^{\rho^0}$, N_K^ϕ , $N_{DIS}^{\rho^0}$ et N_{DIS}^ϕ . L'expression des facteurs de correction en fonction de ces grandeurs et des quantités d'événements et de hadrons issus de SIDIS est (les dépendances en x , y et z ne sont pas écrites pour une meilleure lisibilité)

$$C_\pi^{\rho^0, \phi} = \frac{N_{DIS}^{LEPTO}}{N_{DIS}^{LEPTO} - N_{DIS}^{\rho^0} - N_{DIS}^\phi} \times \frac{N_\pi^{LEPTO}}{N_\pi^{LEPTO} + N_\pi^{\rho^0}}; \quad (7.14)$$

$$C_K^{\rho^0, \phi} = \frac{N_{DIS}^{LEPTO}}{N_{DIS}^{LEPTO} - N_{DIS}^{\rho^0} - N_{DIS}^\phi} \times \frac{N_K^{LEPTO}}{N_K^{LEPTO} + N_K^\phi}. \quad (7.15)$$

En supposant les quantités $N_{DIS}^{\rho^0}$ et $N_\pi^{\rho^0}$ pleinement corrélées, ainsi que les quantités N_{DIS}^ϕ et N_K^ϕ , la loi de propagation des incertitudes donne

$$\begin{aligned} \sigma_{C_\pi^{\rho^0, \phi}}^2 &= \left(\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_\pi^{\rho^0}} \right)^2 \sigma_{N_\pi^{\rho^0}}^2 + \left(\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^{\rho^0}} \right)^2 \sigma_{N_{DIS}^{\rho^0}}^2 + \left(\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^\phi} \right)^2 \sigma_{N_{DIS}^\phi}^2 \\ &+ 2 \left(\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_\pi^{\rho^0}} \frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^{\rho^0}} \sigma_{N_\pi^{\rho^0}} \sigma_{N_{DIS}^{\rho^0}} \right); \end{aligned} \quad (7.16)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{C_K^{\rho^0, \phi}}^2 &= \left(\frac{\partial C_K^{\rho^0, \phi}}{\partial N_K^\phi} \right)^2 \sigma_{N_K^\phi}^2 + \left(\frac{\partial C_K^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^{\rho^0}} \right)^2 \sigma_{N_{DIS}^{\rho^0}}^2 + \left(\frac{\partial C_K^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^\phi} \right)^2 \sigma_{N_{DIS}^\phi}^2 \\ &+ 2 \left(\frac{\partial C_K^{\rho^0, \phi}}{\partial N_K^\phi} \frac{\partial C_K^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^\phi} \sigma_{N_K^\phi} \sigma_{N_{DIS}^\phi} \right); \end{aligned} \quad (7.17)$$

avec

$$\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_\pi^{\rho^0}} = - \frac{N_\pi^{LEPTO} N_{DIS}^{LEPTO}}{\left(N_\pi^{LEPTO} + N_\pi^{\rho^0} \right)^2 \left(N_{DIS}^{LEPTO} - N_{DIS}^{\rho^0} - N_{DIS}^\phi \right)}; \quad (7.18)$$

$$\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^{\rho^0}} = \frac{N_\pi^{LEPTO} N_{DIS}^{LEPTO}}{\left(N_\pi^{LEPTO} + N_\pi^{\rho^0} \right) \left(-N_{DIS}^{LEPTO} + N_{DIS}^{\rho^0} + N_{DIS}^\phi \right)^2}; \quad (7.19)$$

$$\frac{\partial C_\pi^{\rho^0, \phi}}{\partial N_{DIS}^\phi} = \frac{N_\pi^{LEPTO} N_{DIS}^{LEPTO}}{\left(N_\pi^{LEPTO} + N_\pi^{\rho^0} \right) \left(-N_{DIS}^{LEPTO} + N_{DIS}^{\rho^0} + N_{DIS}^\phi \right)^2}; \quad (7.20)$$

et des expressions similaires dans le cas de $\sigma_{C_K^{\rho^0, \phi}}^2$.

L'incertitude est calculée pour chaque domaine (x, y, z) . Les résultats sont représentés sur les figures 7.14 et 7.15. L'erreur maximale est atteinte pour les points où la correction est la plus importante. Dans le cas des pions, une erreur maximale de 13 % est atteinte. Pour les kaons, elle est inférieure à 10 % pour tous les points conservés lors de l'extraction des multiplicités.

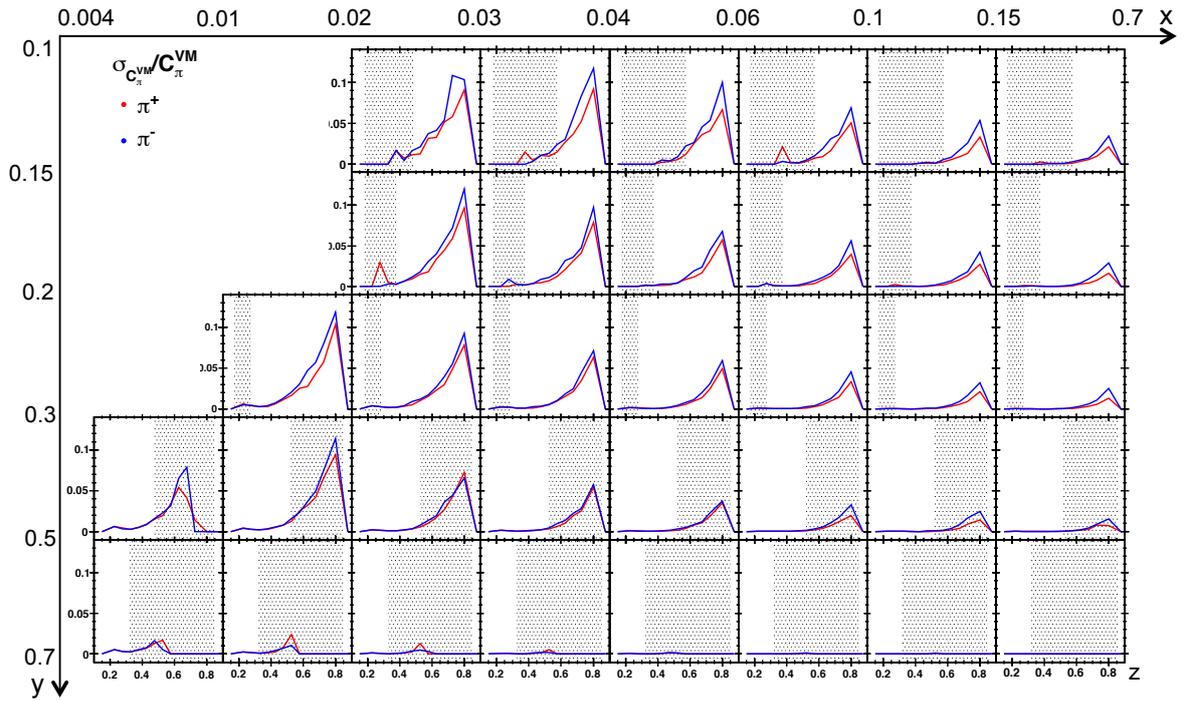


FIGURE 7.14 – Incertitude systématique relative sur le facteur de correction des multiplicités de pions chargés $\frac{\sigma_{C_{\pi}^{\rho^0, \phi}}}{C_{\pi}^{\rho^0, \phi}}$ en fonction de z , pour différents domaines en x et y .

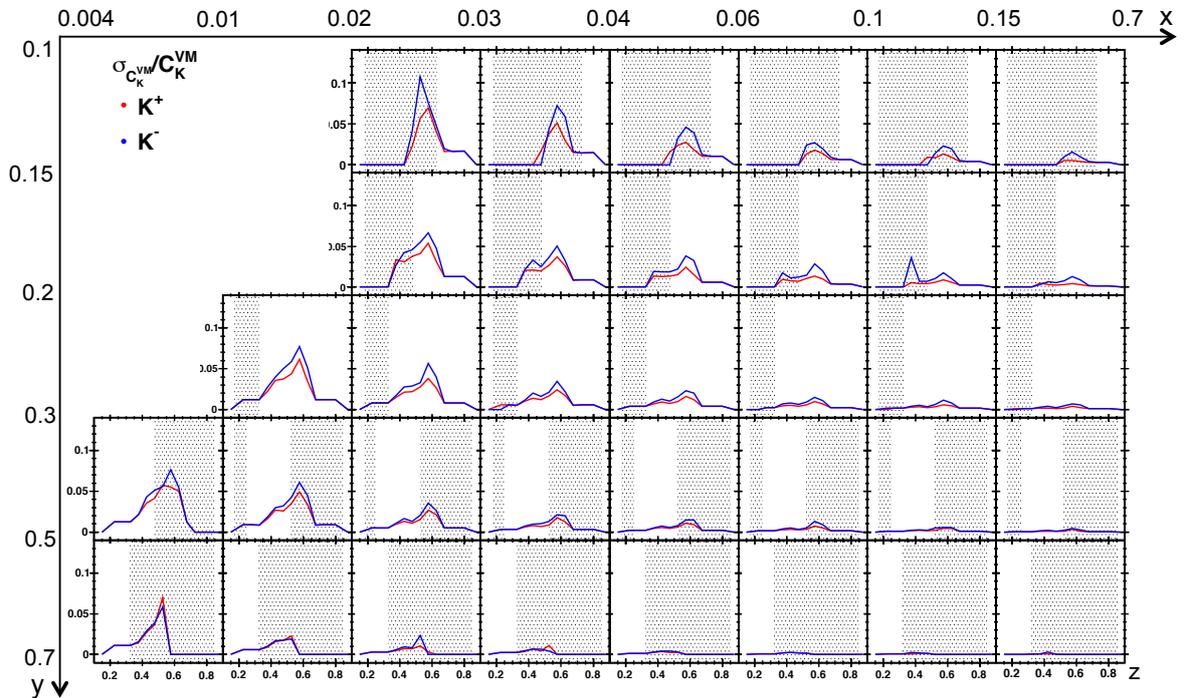


FIGURE 7.15 – Incertitude systématique relative sur le facteur de correction des multiplicités de kaons chargés $\frac{\sigma_{C_K^{\rho^0, \phi}}}{C_K^{\rho^0, \phi}}$ en fonction de z , pour différents domaines en x et y .

7.3 Conclusion

Dans le cadre de l'extraction des multiplicités de hadrons à COMPASS, une estimation de la contribution diffractive à la production semi-inclusive de pions et de kaons a été présentée.

Une évaluation de la contamination des échantillons de hadrons utilisés dans l'analyse a été réalisée, à partir d'une sélection d'événements exclusifs de production de ρ^0 et de ϕ dans les données.

Cette mesure ne permettant pas une estimation précise à cause de l'exclusion des cas où au moins l'un des deux hadrons de désintégration n'est pas reconstruit, une méthode utilisant une simulation Monte-Carlo a été utilisée. La fraction de pions (kaons) issus de ρ^0 (ϕ) diffractifs déterminée par cette méthode est cohérente avec la mesure effectuée à partir des données.

Enfin, un facteur de correction des multiplicités de pions et de kaons, incluant la correction de la contribution des événements diffractifs aux événements inclusifs, a été déterminé. La correction globale est faible, de l'ordre de quelques pour-cent, mais dans certains domaines cinématiques, elle peut atteindre 40 % pour les pions et 25 % pour les kaons. Les multiplicités corrigées à partir de ces résultats, ainsi que les fonctions de fragmentations qui en sont extraites, sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 8

Résultats des multiplicités de pions et de kaons et extraction des fonctions de fragmentation

Ce chapitre présente les multiplicités de pions et kaons issues de l'analyse présentée au chapitre 6. Les résultats sont montrés avec et sans la correction des processus diffractifs détaillée au chapitre 7, comme il est prévu de les publier. Une extraction des fonctions de fragmentation en pions est également présentée. Le travail d'analyse de données effectuée durant cette thèse étant ciblé sur la détermination de la correction diffractive, on insistera dans ce chapitre sur la comparaison des multiplicités et des fonctions de fragmentation avec et sans correction.

8.1 Multiplicités

Les multiplicités sont présentées pour chaque domaine cinématique en (x, y, z) de l'analyse (cf. tableau 6.3). Les multiplicités finales, sans correction des contributions diffractives, s'expriment

$$M^h(x, y, z) = M_{raw}^h(x, y, z) \times \frac{1}{A^h(x, y, z)}, \quad (8.1)$$

où M_{raw}^h désignent les multiplicités brutes et A^h l'acceptance pour le type de hadron h considéré. Dans le cas des multiplicités corrigées des processus diffractifs, les facteurs correctifs $C_h^{\rho^0, \phi}$ sont pris en compte de la manière suivante :

$$M_{corr}^h(x, y, z) = M_{raw}^h(x, y, z) \times \frac{1}{A^h(x, y, z)} \times C_h^{\rho^0, \phi}(x, y, z). \quad (8.2)$$

Les erreurs systématiques sont calculées et représentées pour chaque domaine cinématique. Elles correspondent à la somme quadratique des sources d'erreurs dues à chaque opération ou correction exprimées dans les sections correspondantes au chapitre 6.

8.1.1 Multiplicités de hadrons avant identification

La figure 8.1 représente les multiplicités de hadrons, sans identification par le RICH. Une forte dépendance en z est constatée comme attendu, et on remarque une faible dépendance en x . La grande quantité de données analysée résulte en une très faible erreur statistique dans la plupart des domaines cinématiques.

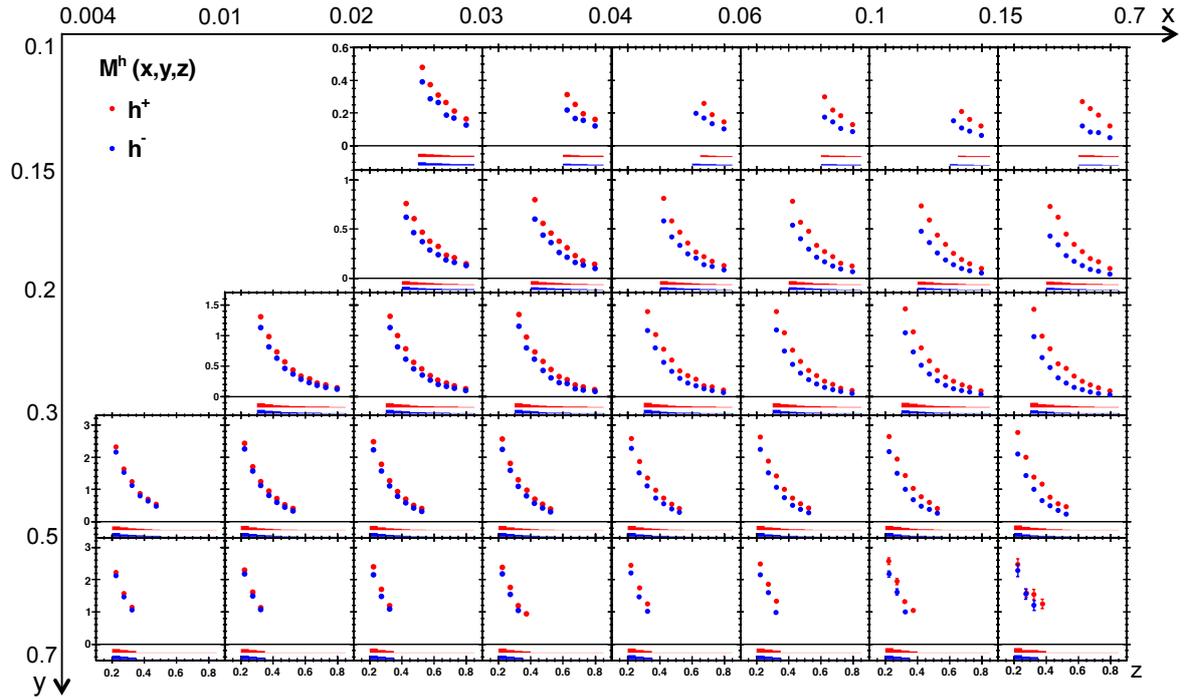


FIGURE 8.1 – Multiplicités de hadrons en fonction de z pour différents domaines en x et y , sans correction diffractive. Les bandes pleines représentent les erreurs systématiques.

8.1.2 Multiplicités de pions

Pour les multiplicités de pions, le terme c_π^e corrigeant la contribution des électrons doit également être pris en compte, et on a donc

$$M^\pi(x,y,z) = M_{raw}^\pi(x,y,z) \times \frac{1}{A^\pi(x,y,z)} \times (1 - c_\pi^e(z)); \quad (8.3)$$

$$M_{corr}^\pi(x,y,z) = M_{raw}^\pi(x,y,z) \times \frac{1}{A^\pi(x,y,z)} \times (1 - c_\pi^e(z)) \times C_\pi^{\rho^0,\phi}(x,y,z). \quad (8.4)$$

Les résultats sont représentés sans (figure 8.2) et avec (figure 8.3) la correction de la contribution diffractive. On constate des multiplicités très semblables pour les pions positifs et négatifs, ce qui est conforme aux attentes. Schématiquement, cela s'explique par l'utilisation d'une cible isoscalaire, favorisant la production des deux types de pions dans la même proportion ($p = uud$, $n = udd$, $\pi^+ = u\bar{d}$ et $\pi^- = \bar{u}d$: les deux espèces de pions ont un quark de valence présent en proportions égales dans la cible de deutérons).

La correction diffractive (cf. figure 7.12) intervient principalement à grand z , valeurs pour lesquelles les multiplicités sont faibles. L'impact de la correction n'est donc pas visible en comparant ces deux figures. La figure 8.4 présente les multiplicités avec et sans correction sur les mêmes graphiques et permet de mieux visualiser la différence. On constate que les multiplicités corrigées ont une dépendance plus faible en x et décrivent mieux la décroissance exponentielle attendue en z .

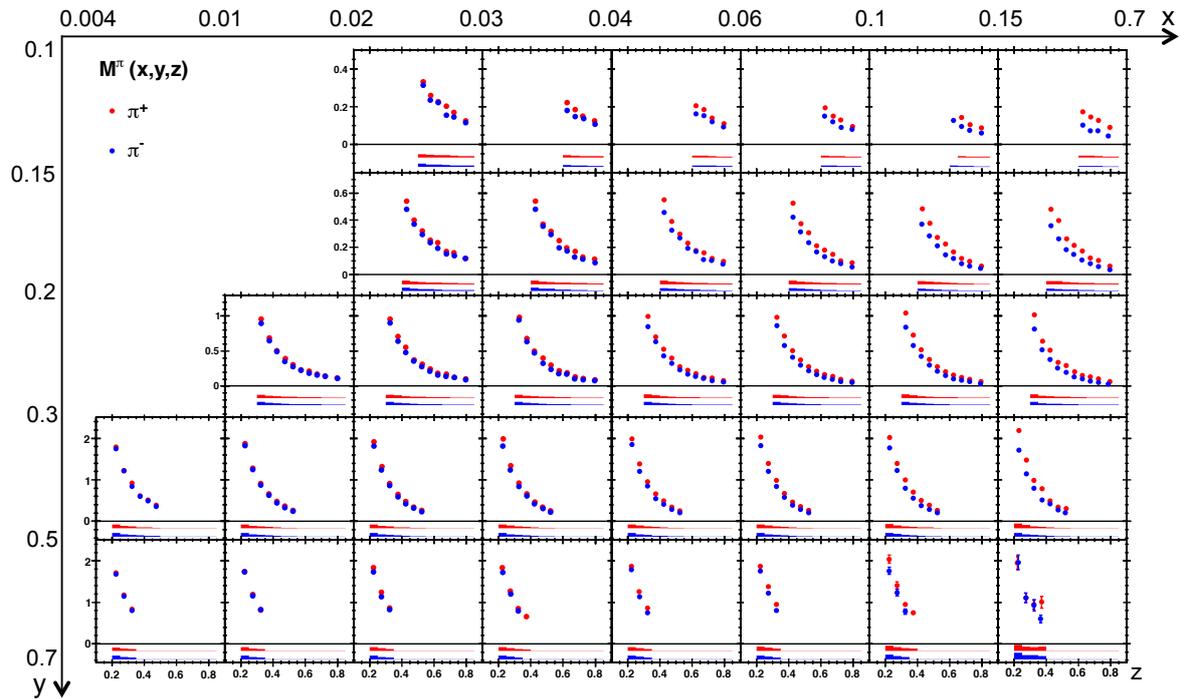


FIGURE 8.2 – Multiplicités de pions en fonction de z pour différents domaines en x et y , sans correction diffractive. Les bandes pleines représentent les erreurs systématiques.

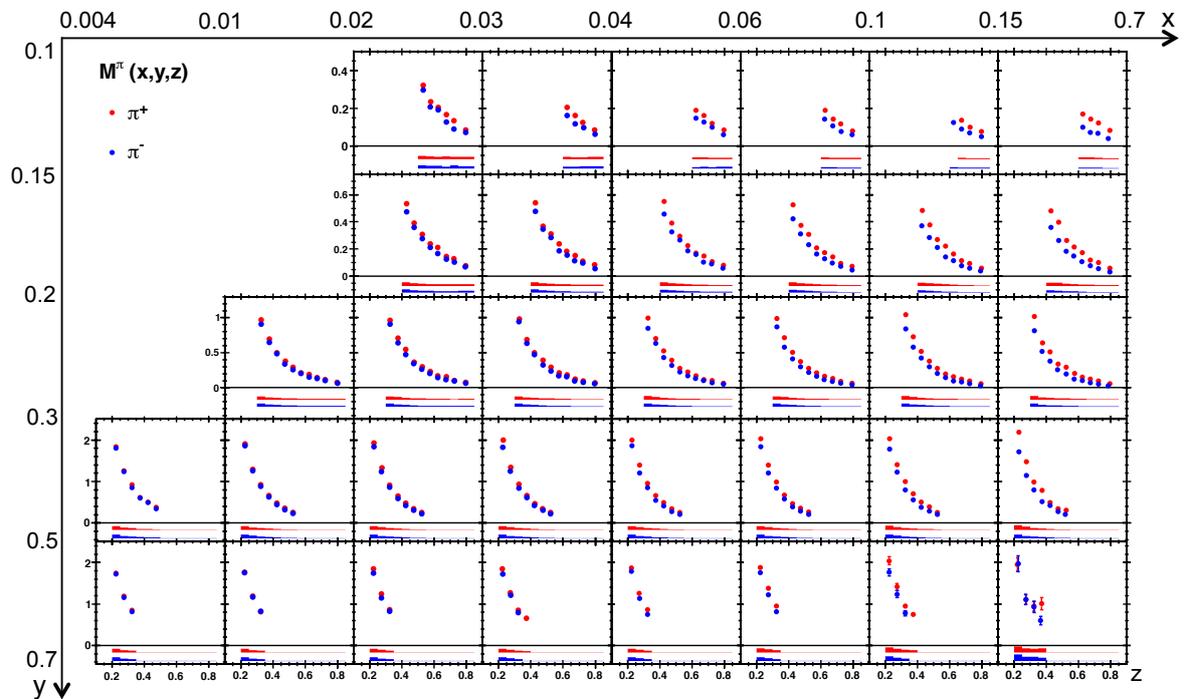


FIGURE 8.3 – Multiplicités de pions en fonction de z pour différents domaines en x et y , avec correction diffractive. Les bandes pleines représentent les erreurs systématiques.

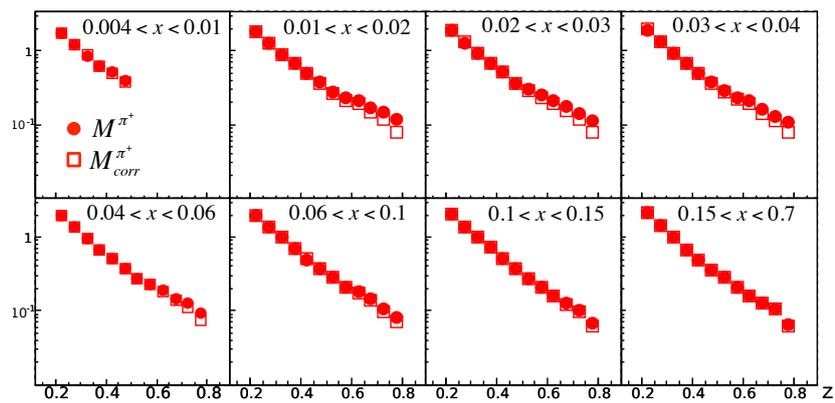
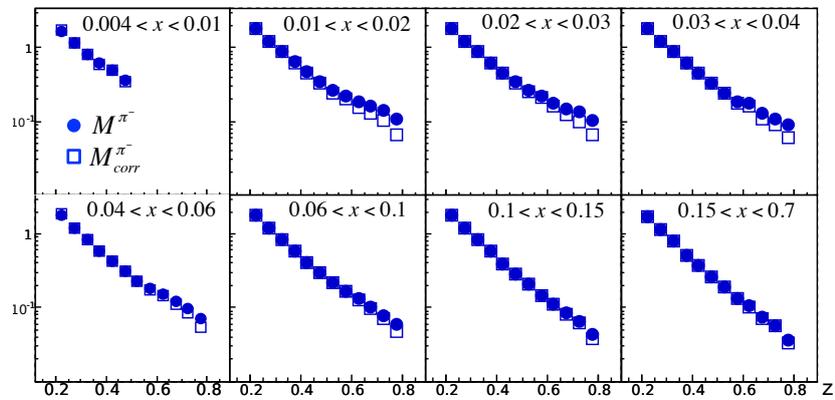
(a) π^+ (b) π^-

FIGURE 8.4 – Multiplicités de pions avant (points) et après correction (carrés) en fonction de z pour différents domaines en x .

8.1.3 Multiplicités de kaons

Les multiplicités de kaons sont présentées sans (figure 8.5) et avec (figure 8.6) la correction diffractive. L'incertitude statistique est plus élevée que pour les pions, les kaons ne représentant que 20 % de l'échantillon de hadrons. La précision est tout de même suffisamment élevée pour observer la forte dépendance en z attendue. On constate également que contrairement aux pions, la différence entre kaons positifs et négatifs est importante, et s'accroît avec x . Cet effet était également prévisible : les kaons positifs ($u\bar{s}$) ayant un quark de valence présent dans la cible, alors que les kaons négatifs ($\bar{u}s$) n'en ont pas, leur production est favorisée. L'effet est plus visible à grand x car le poids des quarks de valence est alors plus important.

La correction diffractive (cf. figure 7.13) atteint une valeur maximale d'environ 20 % à $z \approx 0,6$ et à petit x . Son impact est difficilement visible, tant sur la figure 8.6 que sur la figure 8.7.

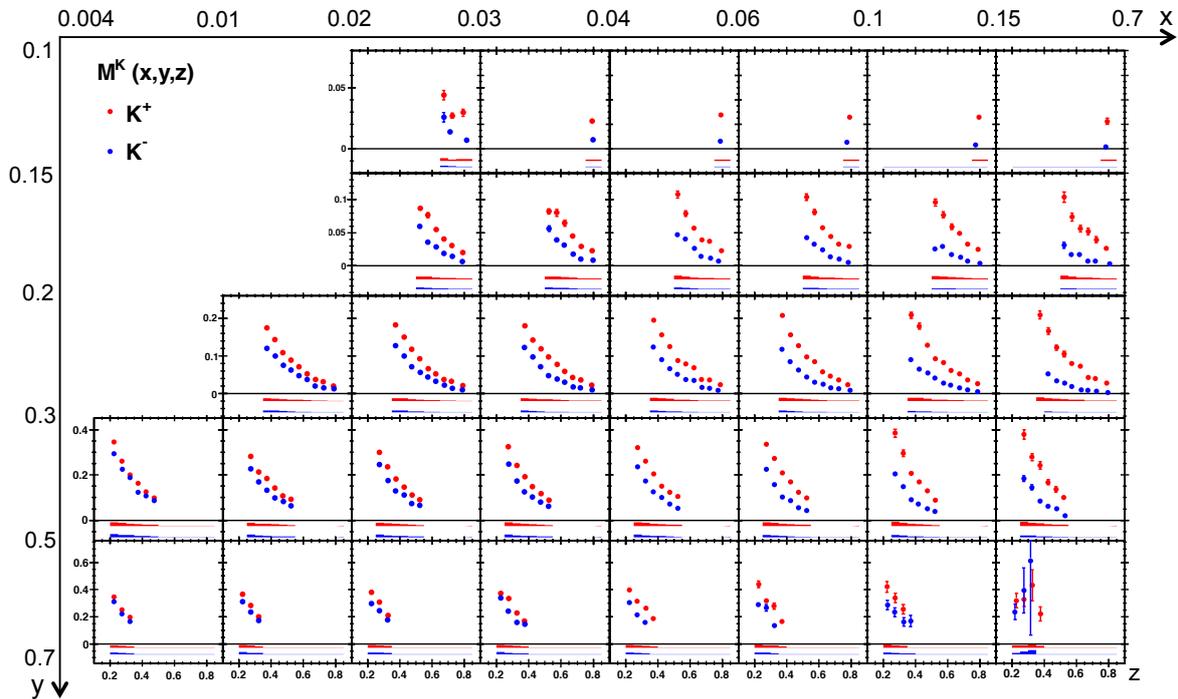


FIGURE 8.5 – Multiplicités de kaons en fonction de z pour différents domaines en x et y , sans correction diffractive. Les bandes pleines représentent les erreurs systématiques.

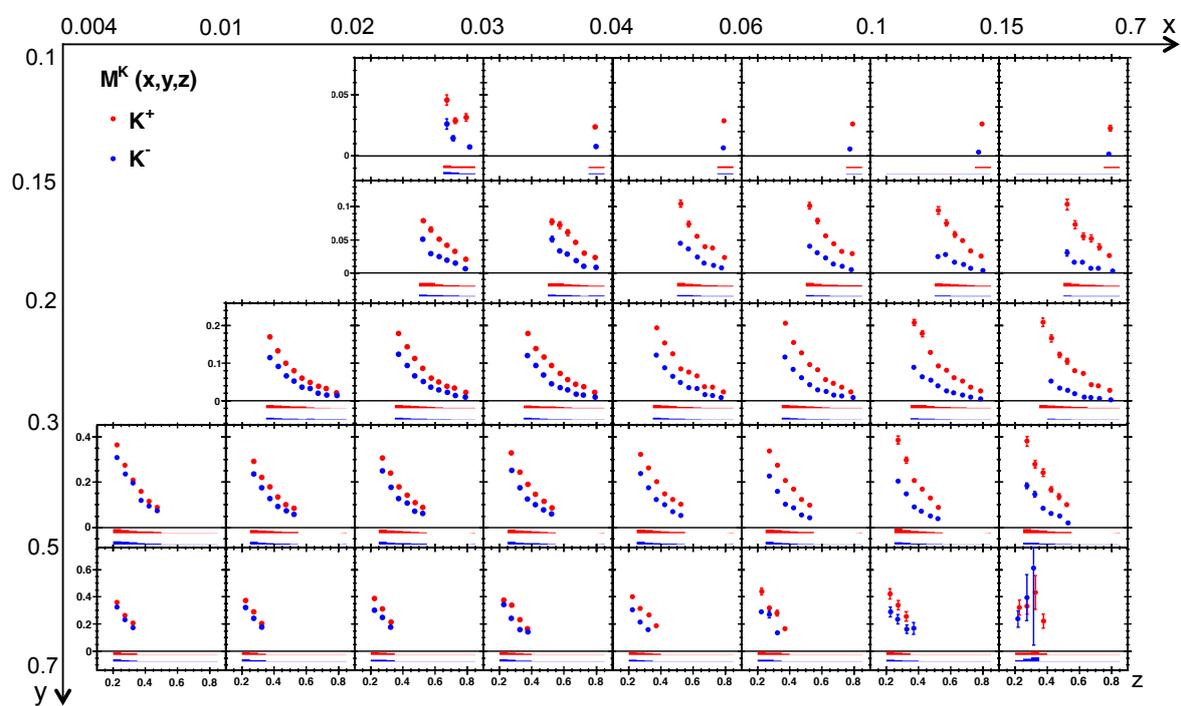
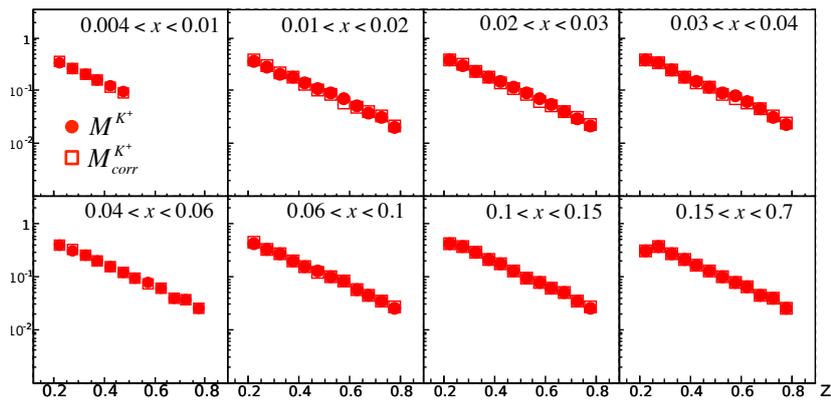
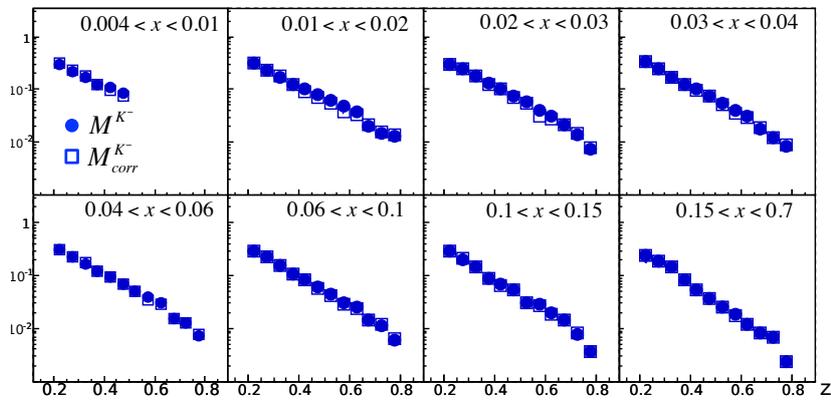


FIGURE 8.6 – Multiplicités de kaons en fonction de z pour différents domaines en x et y , avec correction diffractive. Les bandes pleines représentent les erreurs systématiques.



(a) K^+



(b) K^-

FIGURE 8.7 – Multiplicités de kaons avant (points) et après correction (carrés) en fonction de z pour différents domaines en x .

8.2 Extraction des fonctions de fragmentation de quarks en pions

8.2.1 Méthode

Les fonctions de fragmentation en pions sont extraites des données par un ajustement des multiplicités mesurées à COMPASS. Elles sont dans un premier temps déterminées à partir de formes fonctionnelles simples postulées à une échelle Q_0^2 , puis les équations de DGLAP sont utilisées pour les faire évoluer aux Q^2 des points de mesure.

Comme cela a été vu au chapitre 1, la relation entre les multiplicités et les fonctions de fragmentation est, à l'ordre dominant,

$$M^h(x, Q^2, z) = \frac{\frac{d\sigma^h(x, Q^2, z)}{dx dQ^2 dz}}{\frac{d\sigma^{DIS}(x, Q^2)}{dx dQ^2}} = \frac{\sum_q e_q^2 q(x, Q^2) D_q^h(z, Q^2)}{\sum_q e_q^2 q(x, Q^2)}. \quad (8.5)$$

Les symétries de charge et d'isospin permettent de réduire dans un premier temps le nombre de fonctions de fragmentation de quarks en pions. On définit les fonctions de fragmentation *favorable* et *défavorable* (cf. partie 1.2.2.4), respectivement

$$D_{fav}^\pi = D_u^{\pi^+} = D_d^{\pi^+} = D_d^{\pi^-} = D_{\bar{u}}^{\pi^-}; \quad (8.6)$$

$$D_{unfav}^\pi = D_d^{\pi^+} = D_{\bar{u}}^{\pi^+} = D_u^{\pi^-} = D_{\bar{d}}^{\pi^-}. \quad (8.7)$$

On suppose de plus que les fonctions de fragmentation du quark étrange en pion et celles de son anti-quark sont égales à la fonction de fragmentation défavorable :

$$D_s^{\pi^+} = D_s^{\pi^-} = D_{\bar{s}}^{\pi^+} = D_{\bar{s}}^{\pi^-} = D_{unfav}^\pi. \quad (8.8)$$

Cette approximation semble justifiée, les quarks étranges appartenant à la mer des nucléons de la cible et du pion.

Les multiplicités de pions peuvent alors s'exprimer en fonction de ces fonctions de fragmentation et des PDF par la relation

$$M^{\pi^+} = \frac{(4(u+d) + \bar{u} + \bar{d})D_{fav}^\pi + (u+d + 4(\bar{u} + \bar{d}) + 2(s + \bar{s}))D_{unfav}^\pi}{5(u+d + \bar{u} + \bar{d}) + 2(s + \bar{s})}; \quad (8.9)$$

$$M^{\pi^-} = \frac{(u+d + 4(\bar{u} + \bar{d}))D_{fav}^\pi + (4(u+d) + \bar{u} + \bar{d} + 2(s + \bar{s}))D_{unfav}^\pi}{5(u+d + \bar{u} + \bar{d}) + 2(s + \bar{s})}; \quad (8.10)$$

où $u, d, s, \bar{u}, \bar{d}$ et \bar{s} représentent les PDF. Les dépendances en x, Q^2 et z ne sont pas écrites pour faciliter la lecture.

À une échelle initiale $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$, la même forme fonctionnelle est choisie pour les deux fonctions de fragmentation, telle que

$$zD(z, Q_0^2) = \frac{Az^\alpha(1-z^\beta)[1 + \gamma(1-z)^\delta]}{\int_0^1 z^\alpha(1-z^\beta)[1 + \gamma(1-z)^\delta]dz}. \quad (8.11)$$

Les paramètres des fonctions de fragmentation sont obtenus par une minimisation de χ^2 sur N points de données, celui-ci s'exprimant

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^N \frac{(M_j(z_j, Q_j^2) - T_j(z_j, Q_j^2))^2}{\sigma_j^2}, \quad (8.12)$$

où M_j sont les multiplicités mesurées, σ_j^2 la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques, et T_j les multiplicités théoriques calculées à partir de l'équation 8.8. Les T_j sont évaluées à l'échelle Q_0^2 et évoluées aux Q_j^2 avec les équations de DGLAP issues de [25]. Les PDF sont issues de MSTW08 [9], utilisées avec l'interface LHAPDF [119]. L'ajustement des multiplicités mesurées corrigées de la contribution diffractive est représenté sur la figure 8.8.

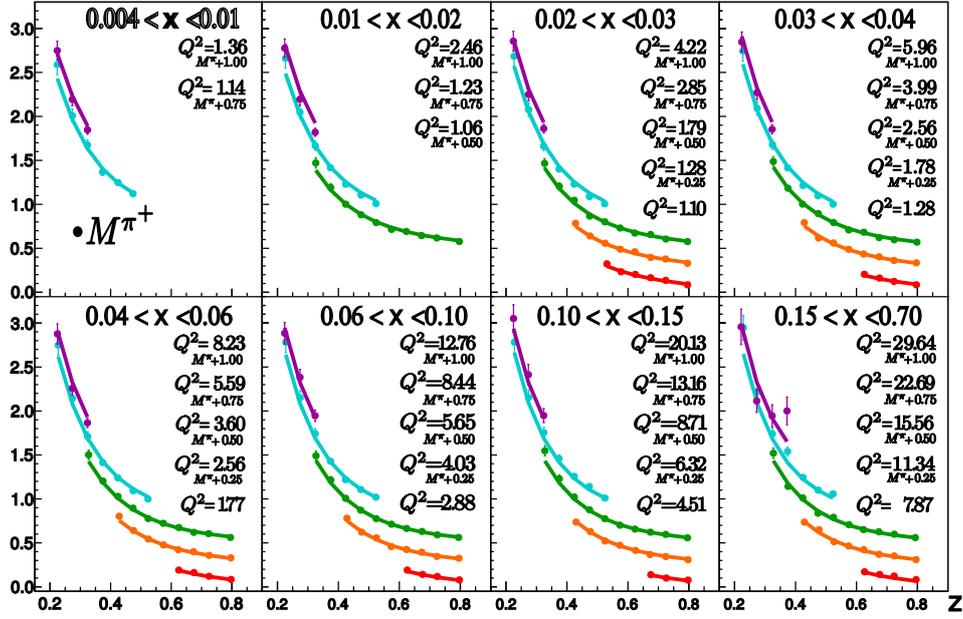
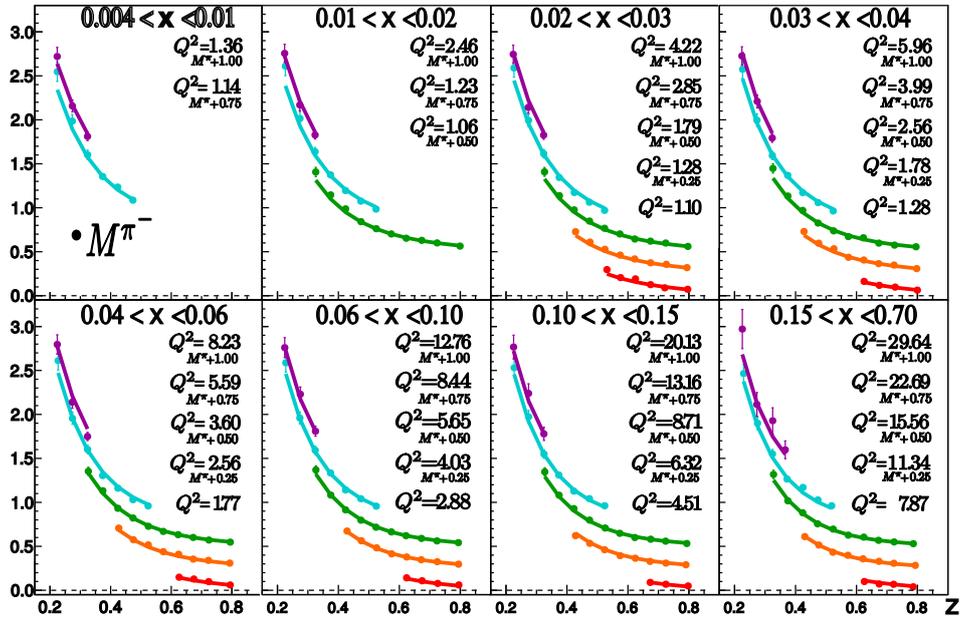
(a) π^+ (b) π^-

FIGURE 8.8 – Multiplicités de pions en fonction de z pour différents domaines en x et Q^2 , avec ajustement à l'ordre dominant. Chacune des 8 parties de la figure représente un domaine en x ; dans chacune d'entre elles les valeurs de multiplicités sont décalées d'une constante pour plus de lisibilité. Les valeurs de Q^2 moyennes indiquées correspondent à chacune des courbes et sont classées dans le même ordre que celles-ci.

L'incertitude sur les fonctions de fragmentation extraites est estimée en effectuant l'ajustement un grand nombre de fois, en faisant varier aléatoirement les multiplicités à chaque itération. On suppose une variation gaussienne dont la moyenne est la valeur mesurée et la déviation standard la somme quadratique des incertitudes statistique et systématique. La bande d'erreur des fonctions de fragmentation est définie comme la valeur moyenne des ajustements effectués plus ou moins leur RMS.

8.2.2 Résultats

Le tableau 8.1 montre les valeurs des paramètres des formes fonctionnelles postulées à $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$ après l'ajustement. On remarque que le χ^2 réduit est plus proche de l'unité dans le cas de l'ajustement des multiplicités corrigées, mais cela peut être attribué à l'erreur systématique supplémentaire induite par la correction.

Paramètre	Sans correction diffractive	Avec correction diffractive
A_{fav}	$0,161 \pm 0,002$	$0,156 \pm 0,002$
α_{fav}	$-1,86 \pm 0,10$	$-2,3 \pm 0,2$
β_{fav}	$0,62 \pm 0,03$	$0,65 \pm 0,09$
γ_{fav}	$-1,0002 \pm 0,0001$	$-1,0004 \pm 0,0001$
δ_{fav}	$0,004 \pm 0,002$	$0,003 \pm 0,0001$
A_{unfav}	$0,080 \pm 0,002$	$0,073 \pm 0,002$
α_{unfav}	$-0,8 \pm 0,1$	$-1,4 \pm 0,6$
β_{unfav}	$0,86 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,3$
γ_{unfav}	$-1,8 \pm 3,3$	$-1,9 \pm 1,1$
δ_{unfav}	$12,1 \pm 7,9$	$6,3 \pm 3,6$
χ^2/n_{dl}	1,65	1,16

TABLEAU 8.1 – Paramètres et χ^2 réduits des fonctions de fragmentation extraites à $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$

Les fonctions de fragmentation extraites par cet ajustement sont représentées en fonction de z sur la figure 8.9, et comparées avec les paramétrisations à l'ordre dominant de DSS [24] et HKNS [25], à $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$. Cette échelle est choisie car c'est dans ce domaine cinématique que l'influence de la correction diffractive est censée être la plus importante. Les rapports entre ces fonctions de fragmentation et la paramétrisation DSS sont tracés sur la figure 8.10. La comparaison entre les fonctions de fragmentation extraites des multiplicités avec et sans correction diffractive par la méthode présentée dans ce chapitre montre comme attendu un écart plus important à grand z , là où la correction diffractive des multiplicités est la plus importante. Dans le cas de D_{fav}^π , les fonctions extraites des multiplicités sont en bon accord avec la paramétrisation DSS ($\pm 20\%$), ce qui était attendu, cette dernière incluant des données issues de SIDIS, en plus des processus e^+e^- et pp . Pour D_{unfav}^π , l'accord est du même ordre en ce qui concerne la fonction issue des multiplicités corrigées, et moins bon pour la fonction issue des multiplicités non corrigées (40 % à grand z). Il n'y a en revanche pas d'accord avec la paramétrisation HKNS, qui utilise uniquement des données e^+e^- et pp à haute énergie.

Les fonctions zD_{fav}^π et zD_{unfav}^π extraites des multiplicités corrigées sont également représentées à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2/c^2$ sur la figure 8.11. On remarque comme attendu une faible différence avec l'extraction à $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$.

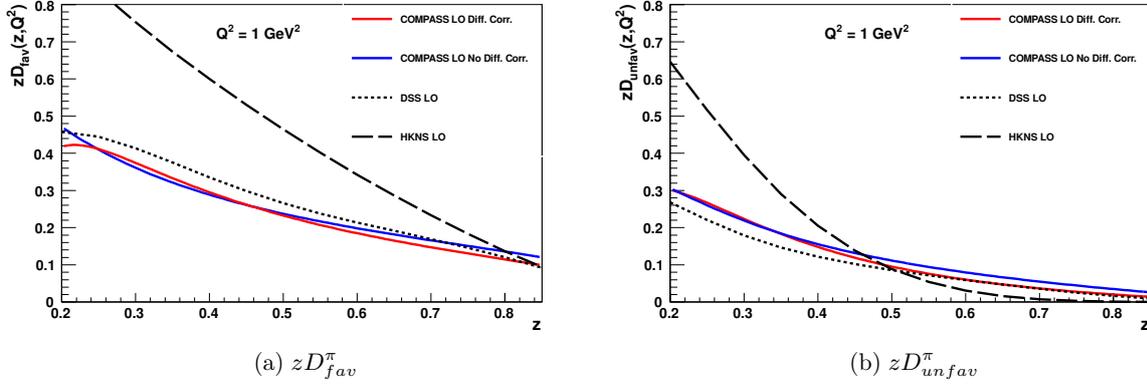


FIGURE 8.9 – Fonctions de fragmentation en pion zD_{fav}^π (a) et zD_{unfav}^π (b) en fonction de z , avec (en rouge) et sans (en bleu) correction diffractive, extraites d'un ajustement à l'ordre dominant des multiplicités, à $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$. Les fonctions de fragmentation correspondantes issues des paramétrisations DSS [24] et HKNS [25] à l'ordre dominant sont également tracées. Les bandes d'incertitude ne sont pas représentées.

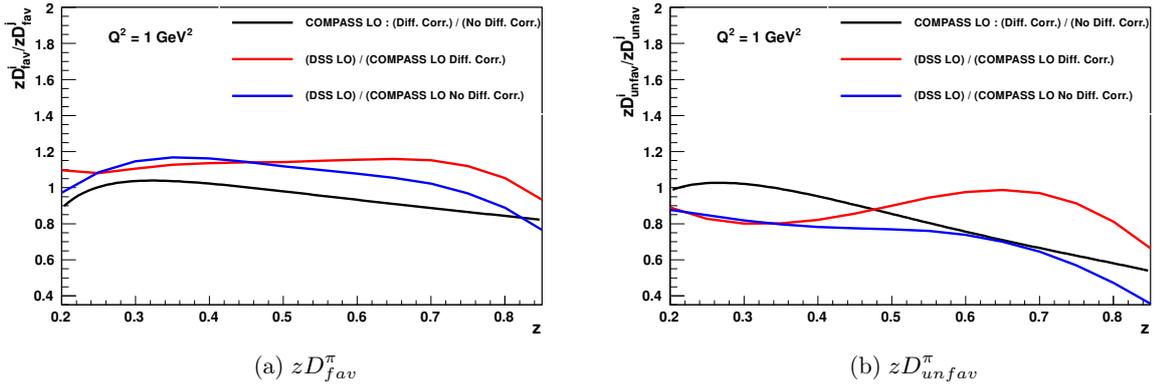


FIGURE 8.10 – Rapports des fonctions de fragmentation en pion zD_{fav}^π (a) et zD_{unfav}^π (b) en fonction de z , à $Q^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^2$. La courbe noire représente le rapport des fonctions de fragmentation COMPASS avec et sans correction diffractive, la courbe rouge représente le rapport entre les fonctions de fragmentations DSS et COMPASS avec correction diffractive, et la courbe bleue représente le rapport entre les fonctions de fragmentations DSS et COMPASS sans correction diffractive.

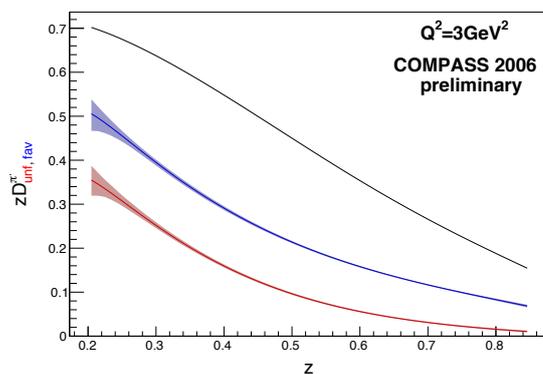


FIGURE 8.11 – Fonctions de fragmentation en pion zD_{fav}^{π} (en bleu) et zD_{unfav}^{π} (en rouge) en fonction de z extraites d'un ajustement à l'ordre dominant des multiplicités corrigées des processus diffractifs, à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2/c^2$. Les bandes d'erreurs correspondantes sont obtenues par la méthode définie dans le texte. Le rapport $zD_{unfav}^{\pi}/zD_{fav}^{\pi}$ est également représenté (en noir).

8.3 Conclusion

Les multiplicités de hadrons, pions et kaons extraites à COMPASS en 2006 de données de diffusion profondément inélastique semi-inclusive de muons sur une cible de deutéron ont été présentées. Les résultats sont représentés en fonction de z , dans différents domaines en x et y , et couvrent une grande plage cinématique : $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$, $0,004 < x < 0,7$, $0,1 < y < 0,7$. Les multiplicités de pions et kaons sont présentées avec et sans correction des processus diffractifs. Les résultats sont obtenus avec une haute précision statistique, et sont conformes aux attentes, en particulier une forte dépendance en z et une faible dépendance en x . La correction diffractive des multiplicités de pions a un impact significatif à grand z ; les multiplicités corrigées semblent mieux décrire la dépendance en z attendue, leur dépendance en x est réduite. L'influence de cette correction est moindre dans le cas des multiplicités de kaons. Ces résultats seront bientôt inclus aux analyses globales QCD des données mondiales, et permettront de mieux contraindre les fonctions de fragmentation de quarks en pions et kaons dans le domaine cinématique des expériences à cible fixe.

Les fonctions de fragmentation favorables et défavorables des quarks en pions extraites d'un ajustement à l'ordre dominant des multiplicités ont également été présentées dans ce chapitre. Les résultats sont en bon accord avec la paramétrisation DSS à l'ordre dominant, en particulier les fonctions extraites des multiplicités corrigées.

Conclusion

La première partie du travail présenté dans cette thèse a été consacrée au développement d'une nouvelle génération de détecteurs Micromegas. Ceux-ci sont destinés à remplacer les détecteurs Micromegas de l'expérience COMPASS au Cern, la première à avoir utilisé ce type de détecteurs. Les futurs détecteurs auront une zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, et pourront reconstruire des traces dans des flux de particules de plusieurs MHz/cm^2 , grâce à leur zone centrale d'environ 5 cm de diamètre pavée de 1280 pixels, traversée par les intenses faisceaux de muons ou hadrons utilisés dans l'expérience. Une chaîne électronique construite autour du circuit APV-25 sera utilisée et ils seront produits en utilisant la technologie *bulk*. L'impact des décharges, une des principales limitations de ce type de détecteurs, sera considérablement réduit grâce à des technologies innovantes réduisant leur fréquence ou leur amplitude.

Au cours de ces trois dernières années, plusieurs prototypes de géométrie finale ont été assemblés, installés à COMPASS et caractérisés. Trois d'entre eux étaient des détecteurs hybrides, équipés d'une feuille GEM utilisée en tant qu'étage de préamplification afin de réduire la probabilité de décharge. Un quatrième détecteur possédait un plancher résistif, destiné à réduire l'amplitude et la durée des décharges. La technologie résistive dite à « résistances enterrées » a été appliquée pour la première fois sur un détecteur équipé de pixels et d'une si grande surface. Ces techniques ont prouvé leur efficacité, car sur différentes périodes de plusieurs heures d'observation dans un faisceau de hadron de haute intensité, aucun détecteur n'a subi de décharge détectable.

Dans le cadre de l'étude des performances de ces détecteurs, plusieurs améliorations ont été implémentées dans leur algorithme de reconstruction, dans le but d'améliorer la sélection des signaux et la résolution spatiale. Les performances obtenues pour les détecteurs hybrides sont très satisfaisantes. Avec un faisceau de basse intensité, une efficacité de 98 %, une résolution spatiale d'environ $60 \mu\text{m}$, et une résolution temporelle de 9 ns ont été mesurées. À haute intensité ($4 \times 10^7 \mu\text{/s}$, flux maximal de plus 7 MHz/cm^2 au centre du détecteur), l'efficacité reste excellente, à la fois sur les pistes et les pixels avec des valeurs de 97 %. Dans ces conditions, la résolution spatiale se dégrade à cause de l'empilement des signaux. Sur la partie de la zone active équipée de pistes, une dégradation similaire à ce qui est observé pour les détecteurs Micromegas de première génération, conduit à une résolution de l'ordre de $80 \mu\text{m}$. Dans la zone pixellisée, la dégradation est plus importante à cause de l'intensité du flux, mais la résolution reste convenable, de l'ordre de $110 \mu\text{m}$ en moyenne. Ce dernier résultat reste toutefois relativement peu précis, le dispositif expérimental ne permettant pas d'obtenir une résolution des traces précise dans cette zone. La résolution temporelle n'est quant à elle pas dégradée par l'augmentation du flux.

Le détecteur résistif a lui aussi présenté une excellente efficacité (98 %) à bas flux. En revanche, sa résolution spatiale dans ces conditions, d'environ $75 \mu\text{m}$, est moins bonne que celles des détecteurs hybrides. Sa résolution temporelle est quant à elle trois fois plus large. Ces performances décevantes sont sans doute liées à la structure résistive du détecteur, mais ne sont pas encore expliquées. Des tests supplémentaires en rayons cosmiques avec une électronique différente sont en cours.

Au vu de ces tests, le choix de la technologie hybride a été fait pour la série finale de détecteurs. Les études réalisées en conditions nominales d'utilisation ont permis de déterminer leur point de fonctionnement et de les intégrer au programme de reconstruction de l'expérience. La série finale de détecteurs, qui sera produite par la société ELVIA, pourra donc être pleinement opérationnelle après son installation à COMPASS, prévue pour la prochaine prise de données au printemps 2015.

La seconde partie des travaux rapportés dans ce manuscrit est une analyse de données effectuée dans le cadre de l'étude des fonctions de fragmentation de quarks en hadrons à COMPASS. Les fonctions de fragmentation décrivent l'hadronisation des quarks. Elles sont universelles, et interviennent dans le calcul de la section efficace de nombreux processus. Elles sont mesurées à COMPASS par l'étude des événements de diffusion profondément inélastique semi-inclusive de muons sur des nucléons. Dans ce cadre, les observables permettant de les déterminer sont les multiplicités de hadrons, correspondant au nombre moyen de hadrons d'un type donné par événement de diffusion profondément inélastique. À COMPASS, les multiplicités de pions et kaons chargés sont mesurées pour être ajoutées aux données mondiales, sur lesquelles reposent les analyses globales QCD permettant de paramétrer les fonctions de fragmentation.

La diffusion profondément inélastique semi-inclusive n'est cependant pas le seul processus produisant des pions et kaons dans l'état final à la cinématique de COMPASS. Des processus diffractifs conduisent à la production de mésons vecteurs ρ^0 et ϕ , qui se désintègrent respectivement en une paire de pions et une paire de kaons. La question d'inclure ou non ces hadrons aux multiplicités se pose alors, car ils ne proviennent pas de l'hadronisation de quarks. La collaboration COMPASS a donc décidé de publier les multiplicités avec et sans l'inclusion des hadrons issus de processus diffractifs.

L'analyse réalisée au cours de ces travaux de thèse a consisté à estimer la contribution des ρ^0 et ϕ diffractifs à la production de pions et de kaons, et à déterminer des facteurs de correction des multiplicités. Une première estimation de ces contributions a été réalisée à partir des données utilisées pour la mesure des multiplicités. Les événements de production diffractive de ρ^0 et ϕ ont été sélectionnés par des coupures d'exclusivité, de masse invariante, et en demandant une paire de particules de charges opposées dans l'état final. Cette méthode ne recouvre cependant que les cas où les deux hadrons de désintégration sont détectés.

Afin d'identifier tous les événements, pions et kaons impliqués, une méthode Monte-Carlo a été choisie. Un générateur d'événements semi-inclusifs, LEPTO, et un générateur d'événements diffractifs, HEPGEN, ont été utilisés. Les événements générés ont ensuite été traités par une simulation GEANT 3 du dispositif expérimental de COMPASS et le programme de reconstruction des données. Une normalisation relative des échantillons d'événements reconstruits a été effectuée à partir de leur luminosité Monte-Carlo et les critères de sélection utilisés pour l'étude des multiplicités leur ont été appliqués. Après avoir vérifié que l'accord entre les données et les simulations était satisfaisant, les proportions de pions et kaons issus de processus diffractifs ont été estimées, ainsi que les contributions des événements de production de ρ^0 et ϕ aux événements inclusifs. Les résultats montrent que la proportion de pions issus de ρ^0 diffractifs peut atteindre 50 % dans certains domaines cinématiques ($z \approx 0,8$; $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2/c^2$). Dans le cas des kaons issus de ϕ diffractifs, la contribution maximale s'élève à 25 % ($z \approx 0,6$; $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2/c^2$). Ces résultats sont donnés avec une erreur systématique relative de 30 %, issue de l'incertitude théorique du modèle utilisé pour la génération des événements dans HEPGEN, et semblent en accord avec l'estimation réalisée à partir des données réelles. Les contributions d'événements de production diffractive de ρ^0 et de ϕ aux événements inclusifs sont respectivement de 5 % et 1 % à $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2/c^2$, toujours avec une incertitude de 30 %, et décroissent très rapidement en fonction de Q^2 .

Ces quantités permettent de déterminer des facteurs de correction des multiplicités, calculés pour chaque domaine cinématique en (x, y, z) de l'analyse. L'impact sur les multiplicités de

pions est notable avec une correction atteignant 45 % à grand z et petit x ; il est plus faible sur les multiplicités de kaons, la correction maximale atteignant 25 % à $z \approx 0,6$ et petit x .

Les fonctions de fragmentation en pions sont extraites des données par un ajustement des multiplicités. Elles sont d'abord déterminées à un Q_0^2 initial, et une évolution aux Q^2 des points mesurés est réalisée avec les équations de DGLAP. La correction ne semble pas affecter de manière significative les fonctions de fragmentation présentées à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2/c^2$. Une diminution du χ^2 est observée, sans doute attribuable à l'augmentation des erreurs systématiques due à l'application de la correction. Cependant, avec l'accumulation des données à venir à COMPASS et dans d'autres expériences, des corrections de ce type permettront peut-être de mieux décrire les fonctions de fragmentation dans les domaines cinématiques où la production de hadrons par des processus diffractifs est importante.

Bibliographie

- [1] J.-M. LE GOFF. *The spin structure of the nucleon*. Université Paris-Sud 11 (2005). Thèse d'habilitation.
Cité à la page 4.
- [2] F. HALZEN et A. D. MARTIN. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley (1984).
Cité à la page 5.
- [3] M. BREIDENBACH *et al.* Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23, 935 (1969).
Cité à la page 6.
- [4] Y. L. DOKSHITZER. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics. *Sov. Phys JETP*, 46, 461 (1977).
Cité à la page 7.
- [5] V. N. GRIBOV et L. N. LIPATOV. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15, 438 (1972).
Cité à la page 7.
- [6] V. N. GRIBOV et L. N. LIPATOV. e^+e^- pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15, 675 (1972).
Cité à la page 7.
- [7] G. ALTARELLI et G. PARISI. Asymptotic freedom in parton language. *Nuclear Physics B*, 126(2), 298 (1977).
Cité à la page 7.
- [8] J. BERINGER *et al.* (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86, 010001 (2012).
Cité aux pages 9 et 11.
- [9] A. MARTIN, W. STIRLING, R. THORNE et G. WATT. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C63, 189 (2009).
Cité aux pages 8, 9, 122, et 155.
- [10] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). The spin-dependent structure function of the proton g_1^p and a test of the Bjorken sum rule. *Phys. Lett. B* (2014). À soumettre prochainement.
Cité à la page 11.
- [11] V. ANDRIEUX. *Polarisation of quarks and gluons inside the nucleon*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2014).
Cité à la page 11.
- [12] B. ANDERSSON *et al.* Parton fragmentation and string dynamics. *Physics Reports*, 97(2-3), 31 (1983).
Cité aux pages 13 et 14.

- [13] R. FIELD et R. FEYNMAN. A parametrization of the properties of quark jets. *Nuclear Physics B*, 136(1), 1 (1978).
Cité à la page 13.
- [14] T. SJÖSTRAND. PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual. *arXiv :hep-ph/9508391* (1995).
Cité aux pages 14 et 122.
- [15] G. INGELMAN. LEPTO 6.5 - A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering. *arXiv :hep-ph/9605286* (1997).
Cité aux pages 14, 42, et 121.
- [16] J. AUBERT *et al.* (Collaboration EMC). A determination of the fragmentation functions of u-quarks into charged pions. *Physics Letters B*, 160(6), 417 (1985).
Cité à la page 16.
- [17] R. ASATURYAN *et al.* (Collaboration E00-108). Semi-inclusive charged-pion electroproduction off protons and deuterons : Cross sections, ratios, and access to the quark-parton model at low energies. *Phys. Rev. C*, 85, 015202 (2012).
Cité à la page 16.
- [18] A. AIRAPETIAN *et al.* (Collaboration HERMES). Multiplicities of charged pions and kaons from semi-inclusive deep-inelastic scattering by the proton and the deuteron. *Phys. Rev. D*, 87, 074029 (2013).
Cité aux pages 16, 23, et 127.
- [19] N. MAKKE. *Measurement of the polarization of strange quarks in the nucleon and determination of quark fragmentation functions into hadrons*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2011).
Cité aux pages 16, 62, et 63.
- [20] Q. CURIEL. *Strange quark polarization in the nucleon at COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2014). Publication fin 2014.
Cité aux pages 16 et 113.
- [21] Q. CURIEL, N. DU FRESNE, D. HAHNE et F. THIBAUD. Pion multiplicities from muon deep inelastic scattering on ${}^6\text{LiD}$ (2006 COMPASS data) (2014). Note de *release* COMPASS.
Cité aux pages 16, 25, et 117.
- [22] B. KNIEHL, G. KRAMER et B. PÖTTER. Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order. *Nuclear Physics B*, 582(1-3), 514 (2000).
Cité à la page 17.
- [23] S. KRETZER. Fragmentation functions from flavor-inclusive and flavor-tagged e^+e^- annihilations. *Phys. Rev. D*, 62, 054001 (2000).
Cité aux pages 17 et 23.
- [24] D. DE FLORIAN, R. SASSOT et M. STRATMANN. Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties. *Phys. Rev. D*, 75, 114010 (2007).
Cité aux pages 17, 156, et 157.
- [25] M. HIRAI, S. KUMANO, T.-H. NAGAI et K. SUDOH. Determination of fragmentation functions and their uncertainties. *Phys. Rev. D*, 75, 094009 (2007).
Cité aux pages 17, 155, 156, et 157.
- [26] S. ALBINO, B. KNIEHL et G. KRAMER. AKK update : Improvements from new theoretical input and experimental data. *Nuclear Physics B*, 803(1-2), 42 (2008).
Cité à la page 17.

-
- [27] F. ARLEO et J.-P. GUILLET. FF generator. <http://laphth.cnrs.fr/ffgenerator/> (2011).
Cité aux pages 18 et 19.
- [28] J. J. SAKURAI. Vector-meson dominance and high-energy electron-proton inelastic scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 22, 981 (1969).
Cité à la page 20.
- [29] P. COLLINS et A. MARTIN. *Hadron Interactions*. CRC Press (1984).
Cité à la page 20.
- [30] M. DIEHL. Generalized parton distributions. *Physics Reports*, 388(2–4), 41 (2003).
Cité à la page 20.
- [31] S. GOLOSKOKOV et P. KROLL. The role of the quark and gluon GPDs in hard vector-meson electroproduction. *Eur. Phys. J. C*, 53, 367 (2008).
Cité aux pages 20, 133, 137, et 143.
- [32] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). Exclusive ρ^0 muoproduction on transversely polarised protons and deuterons. *Nuclear Physics B*, 865(1), 1 (2012).
Cité à la page 22.
- [33] M. DIEHL, W. KUGLER, A. SCHÄFER et C. WEISS. Exclusive channels in semi-inclusive production of pions and kaons. *Phys. Rev. D*, 72, 034034 (2005).
Cité aux pages 22, 23, et 127.
- [34] P. ABBON *et al.* (Collaboration COMPASS). The COMPASS experiment at CERN. *NIM A*, 577(3), 455 (2007).
Cité aux pages 25, 34, 38, et 40.
- [35] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). Leading and next-to-leading order gluon polarization in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muoproduction. *Phys. Rev. D*, 87, 052018 (2013).
Cité à la page 25.
- [36] M. ALEKSEEV *et al.* (Collaboration COMPASS). Gluon polarisation in the nucleon and longitudinal double spin asymmetries from open charm muoproduction. *Physics Letters B*, 676(1–3), 31 (2009).
Cité à la page 25.
- [37] E. AGEEV *et al.* (Collaboration COMPASS). Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pairs. *Physics Letters B*, 633(1), 25 (2006).
Cité à la page 25.
- [38] M. ALEKSEEV *et al.* (Collaboration COMPASS). Quark helicity distributions from longitudinal spin asymmetries in muon–proton and muon–deuteron scattering. *Physics Letters B*, 693(3), 227 (2010).
Cité à la page 25.
- [39] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). Experimental investigation of transverse spin asymmetries in μ -p SIDIS processes : Sivers asymmetries. *Physics Letters B*, 717(4–5), 383 (2012).
Cité aux pages 25 et 130.
- [40] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). Experimental investigation of transverse spin asymmetries in μ -p SIDIS processes : Collins asymmetries. *Physics Letters B*, 717(4–5), 376 (2012).
Cité aux pages 25 et 130.
- [41] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). Measurement of the cross section for high p_T hadron production in the scattering of 160GeV/ c muons off nucleons. *Phys. Rev. D*,

- 88, 091101 (2013).
Cité à la page 25.
- [42] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). First measurement of chiral dynamics in $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$. *Phys. Rev. Lett.*, 108, 192001 (2012).
Cité à la page 25.
- [43] M. G. ALEKSEEV *et al.* (Collaboration COMPASS). Observation of a $j^{PC} = 1^{-+}$ exotic resonance in diffractive dissociation of 190GeV/c π^- into $\pi^- \pi^- \pi^+$. *Phys. Rev. Lett.*, 104, 241803 (2010).
Cité à la page 25.
- [44] E. AGEEV *et al.* (Collaboration COMPASS). Search for the $\phi(1860)$ Pentaquark at COMPASS. *Eur. Phys. J. C*, 41(hep-ex/0503033. CERN-PH-EP-2005-009. DAPNIA-2005-29), 469 (2005).
Cité à la page 25.
- [45] Collaboration COMPASS. COMPASS-II proposal. *CERN-SPSC-2010-014/P340* (2010).
Cité aux pages 25, 29, et 61.
- [46] B. ADEVA *et al.* (Collaboration SMC). Measurement of the polarisation of a high energy muon beam. *NIM A*, 343(2-3), 363 (1994).
Cité à la page 27.
- [47] C. BOVET *et al.* The CEDAR counters for particle identification in the SPS secondary beams. *Rapport technique CERN-82-13*, CERN (1982).
Cité à la page 27.
- [48] A. ABRAGAM. *The Principles of nuclear magnetism*. The Clarendon Press, Oxford (1961).
Cité à la page 28.
- [49] C. FRANCO. *Measurement of the gluon polarisation from open-charm production at COMPASS*. Thèse de doctorat, Universidade Técnica de Lisboa (2011).
Cité à la page 28.
- [50] E. BIELERT *et al.* A 2.5 m long liquid hydrogen target for COMPASS. *NIM A*, 746(0), 20 (2014).
Cité à la page 28.
- [51] C. ADOLPH *et al.* (Collaboration COMPASS). The COMPASS setup for Physics with Hadron Beams. *NIM A* (2014). Publication prochaine.
Cité à la page 29.
- [52] H. ANGERER *et al.* Present status of silicon detectors in COMPASS. *NIM A*, 512(1-2), 229 (2003). Proceedings of the 9th European Symposium on Semiconductor Detectors : New Developments on Radiation Detectors.
Cité à la page 31.
- [53] S. HORIKAWA *et al.* Development of a scintillating-fibre detector with position-sensitive photomultipliers for high-rate experiments. *NIM A*, 516(1), 34 (2004).
Cité à la page 32.
- [54] B. KETZER *et al.* Performance of triple GEM tracking detectors in the COMPASS experiment. *NIM A*, 535(1-2), 314 (2004). Proceedings of the 10th International Vienna Conference on Instrumentation.
Cité à la page 32.
- [55] C. BERNET *et al.* The gaseous microstrip detector Micromegas for the high-luminosity COMPASS experiment at CERN. *NIM A*, 536(1-2), 61 (2005).
Cité aux pages 32 et 57.

-
- [56] A. AUSTREGESILO *et al.* First results of the PixelGEM central tracking system for COMPASS. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 197(1), 113 (2009). 11th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD08).
Cité aux pages 33 et 62.
- [57] H. PEREIRA DA COSTA. *Développement de chambres à dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2001).
Cité à la page 33.
- [58] V. BYCHKOV *et al.* The large size straw drift chambers of the COMPASS experiment. *NIM A*, 556(1), 66 (2006).
Cité à la page 34.
- [59] N. VLASOV *et al.* A calorimeter for detecting hadrons with energies of 10–100 GeV/c. *Instruments and Experimental Techniques*, 49(1), 41 (2006).
Cité à la page 35.
- [60] P. ABBON *et al.* Particle identification with COMPASS RICH-1. *NIM A*, 631(1), 26 (2011).
Cité à la page 35.
- [61] H. FISCHER *et al.* Implementation of the dead time free F1 TDC in the COMPASS detector readout. *NIM A*, A461, 507 (2001).
Cité aux pages 38, 56, et 58.
- [62] H. C. VAN DER BIJ *et al.* S-link, a data link interface specification for the LHC era. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 44(3), 398 (1997).
Cité à la page 38.
- [63] W. CARENA *et al.* ALICE DAQ and ECS User's Guide. *Rapport technique CERN-ALICE-INT-2005-015*, CERN (2005).
Cité à la page 38.
- [64] S. PROCUREUR. *Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon par la production de hadrons à grande impulsion transverse à COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2006).
Cité aux pages 40, 58, 97, et 108.
- [65] ROOT - A data analysis framework. <http://root.cern.ch/>.
Cité à la page 41.
- [66] T. SJÖSTRAND *et al.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605, 026 (2006).
Cité à la page 42.
- [67] A. SANDACZ et P. SZNAJDER. HEPGEN - Generator for hard exclusive leptoproduction. *arXiv :1207.0333 [hep-ph]* (2012).
Cité aux pages 42 et 133.
- [68] GEANT - detector description and simulation tool. wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant_html3/geantall.html. CERN Program Library Long Writeup W5013.
Cité à la page 42.
- [69] E. RUTHERFORD, H. GEIGER et J. HARLING. An Electrical Method of Counting the Number of α -Particles from Radio-Active Substances. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 81, 141 (1908).
Cité à la page 45.
- [70] H. GEIGER et O. KLEMPERER. Beitrag zur Wirkungsweise des Spitzenzählers. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, 49, 753 (1928).
Cité à la page 45.

- [71] A. COMPTON, C. THOMSON et R. WILSON. Physics 1927. *Physics 1922–1941*, 167 – 217. Elsevier (2013). ISBN 978-1-4831-9745-6.
Cité à la page 46.
- [72] P. C.P. Physics 1950. *Physics 1942–1962*, 137 – 159. Elsevier (2013). ISBN 978-1-4831-9746-3.
Cité à la page 46.
- [73] D. GLASER. Physics 1960. *Physics 1942–1962*, 523 – 553. Elsevier (2013). ISBN 978-1-4831-9746-3.
Cité à la page 46.
- [74] G. CHARPAK *et al.* The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *NIM*, 62(3), 262 (1968).
Cité à la page 46.
- [75] W. R. LEO. *Techniques for nuclear and particle physics experiments : a how-to approach*. Springer (1994).
Cité aux pages 47, 51, 52, et 72.
- [76] F. SAULI. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers. CERN (1977).
Cité aux pages 47, 48, et 53.
- [77] G. CHARPAK *et al.* Some developments in the operation of multiwire proportional chambers. *NIM*, 80(1), 13 (1970).
Cité à la page 47.
- [78] A. OED. Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases. *NIM A*, 263(2–3), 351 (1988).
Cité à la page 48.
- [79] F. ANGELINI *et al.* A large area, high gain Micro Gap Chamber. *NIM A*, 362(2-3), 273 (1995).
Cité à la page 48.
- [80] S. BIAGI *et al.* First experimental results from a microdot gas avalanche detector integrated onto a silicon wafer. *NIM A*, 366(1), 76 (1995).
Cité à la page 48.
- [81] V. KARIMÄKI. *The CMS tracker system project : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva (1997).
Cité à la page 48.
- [82] K. BERNIER. *Étude du comportement de détecteurs gazeux à micro-pistes MSGC sous irradiation intense de neutrons rapides*. Thèse de doctorat, Université catholique de Louvain (UCL) (2001).
Cité à la page 49.
- [83] F. SAULI. GEM : A new concept for electron amplification in gas detectors. *NIM A*, 386(2–3), 531 (1997).
Cité à la page 48.
- [84] M. VANDENBROUCKE. *Development and characterization of Micro-Pattern Gas Detectors for intense beams of hadrons*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie CURIE / Technische Universität München (2012).
Cité aux pages 49, 54, 58, 65, 66, 67, 68, 75, 77, et 108.
- [85] Y. GIOMATARIS, P. REBOURGEARD, J. ROBERT et G. CHARPAK. Micromegas : a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments. *NIM A*, 376(1), 29 (1996).
Cité à la page 49.

-
- [86] J. MAIA *et al.* Progress in MHSP electron multiplier operation. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 51(4), 1503 (2004).
Cité à la page 49.
- [87] A. BRESKIN *et al.* A concise review on THGEM detectors. *NIM A*, 598(1), 107 (2009). Proceedings of the 10th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics.
Cité à la page 49.
- [88] M. CHEFDEVILLE *et al.* An electron-multiplying ‘Micromegas’ grid made in silicon wafer post-processing technology. *NIM A*, 556(2), 490 (2006).
Cité à la page 49.
- [89] G. BAROUCH et G. PULL. Garfield manual. <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/examples/mm/Welcome.html>.
Cité à la page 51.
- [90] A. SHARMA. Properties of some gas mixtures used in tracking detectors. SLAC-J-ICFA-16-3.
Cité à la page 52.
- [91] M. E. ROSE et S. A. KORFF. An investigation of the properties of proportional counters. *Phys. Rev.*, 59, 850 (1941).
Cité à la page 54.
- [92] H. RAETHER. *Electron avalanches and breakdown in gases*. Butterworths, London (1964).
Cité à la page 56.
- [93] G. CHARLES. *Mise au point de détecteurs Micromegas pour le spectromètre CLAS12 au laboratoire Jefferson*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud 11 (2013).
Cité aux pages 56, 66, et 70.
- [94] D. THERS. *Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l’expérience COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Blaise PASCAL (2000).
Cité à la page 58.
- [95] C. BERNET. *Caractérisation des Micromégas et mesure de la polarisation des gluons sur COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Paris 7 - Denis DIDEROT (2004).
Cité à la page 58.
- [96] E. DELAGNES *et al.* SFE16, a low noise front-end integrated circuit dedicated to the read-out of large micromegas detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(4), 1447 (2000).
Cité à la page 58.
- [97] T. ALEXOPOULOS *et al.* A spark-resistant bulk-micromegas chamber for high-rate applications. *NIM A*, 640(1), 110 (2011).
Cité à la page 64.
- [98] R. DE OLIVEIRA *et al.* Resistive protections for bulk Micromegas. <http://indico.cern.ch/event/89325/session/3/contribution/30/material/slides/1.pdf> (2010). RD51 Collaboration Meeting.
Cité à la page 64.
- [99] G. CHARLES *et al.* Discharge studies in Micromegas detectors in low energy hadron beams. *NIM A*, 648(1), 174 (2011).
Cité à la page 67.
- [100] M. FRENCH *et al.* Design and results from the APV25, a deep sub-micron CMOS front-end chip for the CMS tracker. *NIM A*, 466(2), 359 (2001). 4th Int. Symp. on Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors.
Cité à la page 68.

- [101] D. NEYRET *et al.* New pixelized Micromegas detector for the COMPASS experiment. *Journal of Instrumentation*, 4(12), P12004 (2009).
Cité aux pages 68 et 70.
- [102] I. GIOMATARIS *et al.* Micromegas in a bulk. *NIM A*, 560(2), 405 (2006).
Cité à la page 70.
- [103] ROHACELL - High performance structural foam cores. www.rohacell.com.
Cité aux pages 71 et 109.
- [104] ORTEC 142A, 142B and 142C preamplifiers - Operating and service manual. www.ortec-online.com/download/142a-142b-142c.pdf.
Cité à la page 73.
- [105] ORTEC 471 spectroscopy amplifiers - Operating and service manual. <http://www.qsl.net/k/k0ff/7Manuals/NIM%20Manuals/NIM/ORTEC/Ortec%20Manuals/ortec-471-spectroscopy-amplifier.pdf>.
Cité à la page 73.
- [106] L. JONES. *APV25-S1 : User guide version 2.2*. RAL Microelectronics Design Group, Chilton (2001).
Cité aux pages 77 et 90.
- [107] S. UHL. *Construction and Commissioning of the PixelGEM Tracking System for the COMPASS Experiment*. Thèse de diplôme, Technische Universität München (2008).
Cité à la page 85.
- [108] M. KRÄMER. *Performance optimization of a GEM detector with pixel readout for beam tracking in COMPASS*. Thèse de diplôme, Technische Universität München (2008).
Cité à la page 85.
- [109] R. TURCHETTA. Spatial resolution of silicon microstrip detectors. *NIM A*, 335(1–2), 44 (1993).
Cité à la page 87.
- [110] J. MANJARRÉS *et al.* Performances of anode-resistive Micromegas for HL-LHC. *Journal of Instrumentation*, 7(03), C03040 (2012).
Cité à la page 104.
- [111] The Spice Page. <http://bwrcs.eecs.berkeley.edu/Classes/IcBook/SPICE/>.
Cité à la page 109.
- [112] N. ABGRALL *et al.* Time projection chambers for the T2K near detectors. *NIM A*, 637(1), 25 (2011).
Cité à la page 109.
- [113] ELVIA - Printed Circuit Boards. <http://www.pcb-elvia.com/?lang=fr>.
Cité à la page 111.
- [114] G. IAKOVIDIS. The Micromegas Project for the ATLAS Upgrade. <https://indico.cern.ch/event/258852/session/7/contribution/6/material/slides/0.pdf> (2013). Conférence MPGD2013, Saragosse.
Cité à la page 111.
- [115] S. KOLBITZ. *Determination of the gluon polarization from open charm production at COMPASS*. Thèse de doctorat, Université de Mayence (2008).
Cité à la page 113.
- [116] F. ROBINET. *Mesure de la polarisation des gluons dans le nucléon par la muo-production de mésons charmés à COMPASS*. Thèse de doctorat, Université Paris 7 - Denis DIDEROT (2008).
Cité à la page 114.

-
- [117] B. BADELEK *et al.* Radiative correction schemes in deep inelastic muon scattering. *Z. Phys. C*, 66, 591 (1995).
Cité à la page 120.
- [118] M. ARNEODO *et al.* (Collaboration NMC). Measurement of the proton and the deuteron structure functions, F_2^p and F_2^d . *Physics Letters B*, 364(2), 107 (1995).
Cité à la page 122.
- [119] LHAPDF. <http://lhpdf.hepforge.org/>.
Cité aux pages 122 et 155.
- [120] L. DA SILVA. *Measurement of the Gluon Polarisation Through High p_T Hadron Production in COMPASS*. Thèse de doctorat, Universidade técnica de Lisboa (2011).
Cité à la page 122.
- [121] A. SANDACZ. Communication privée (2014).
Cité à la page 127.
- [122] M. ARNEODO *et al.* (Collaboration NMC). Exclusive ρ^0 and ϕ muoproduction at large Q^2 . *Nucl. Phys. B* (1994).
Cité à la page 133.
- [123] K. GOULIANOS. Diffractive interactions of hadrons at high energies. *Phys. Rep.*, 101(3), 169 (1983).
Cité à la page 133.
- [124] A. SAVIN *et al.* (Collaboration ZEUS). Exclusive electroproduction of light vector mesons from ZEUS. *Nucl. Phys. B Proceedings*, 79, 333 (1999).
Cité à la page 133.

Annexe A

Précisions sur l'analyse des performances des PixelMicromegas

Cette annexe a pour but d'apporter certaines précisions concernant la caractérisation des PixelMicromegas présentée au chapitre 5 : l'estimation du flux au centre des détecteurs ainsi que certaines corrections d'alignement.

A.1 Évaluation du flux au centre des détecteurs

Le flux de particules traversant un détecteur dépend de l'intensité du faisceau et du type de cible utilisé. On s'intéresse ici à l'estimation du flux maximal sur les PixelMicromegas, atteint au centre du détecteur, au point de passage du faisceau. Le flux en cet endroit, à très petit angle, est dominé par les particules du faisceau et non par les particules diffusées ou issues d'interactions dans la cible. La méthode présentée ici prend seulement en compte le flux dû aux particules du faisceau.

Deux informations expérimentales sont utilisées : l'intensité du faisceau, donnée par le programme d'analyse de COMPASS à partir des données des détecteurs à fibres scintillantes du télescope faisceau, et sa dispersion suivant les axes x et y : σ_x et σ_y . Ces dernières sont mesurées à partir de profils mesurés si possible après la cible, avec une station de détecteurs au silicium (de préférence) ou à fibres scintillantes (cf. figure A.1).

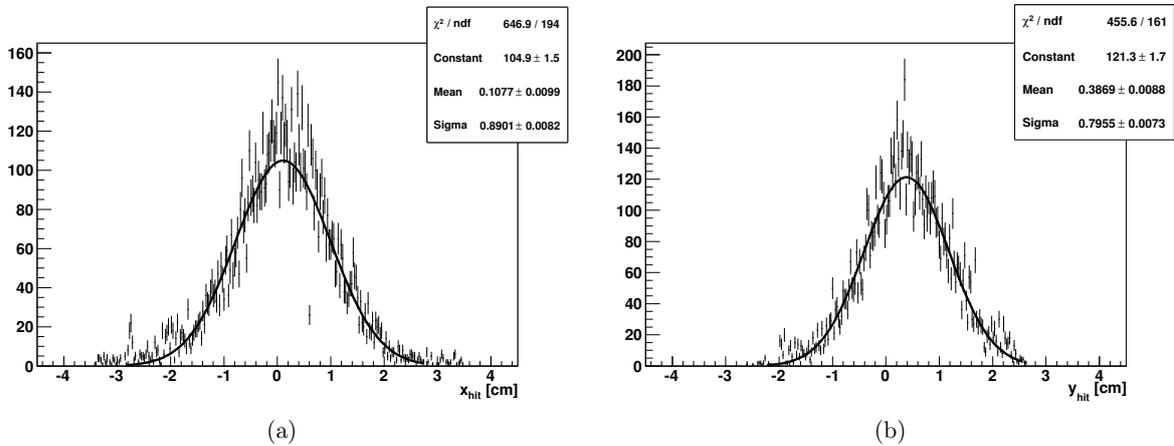


FIGURE A.1 – Profils d'un faisceau de muons suivant x (a) et y (b), mesurés avec des détecteurs au silicium situés après la cible. L'ajustement par des gaussiennes donne $\sigma_x \approx 8,9$ mm et $\sigma_y \approx 8,0$ mm.

Le faisceau est alors modélisé par une gaussienne à deux variable $G(x,y)$:

$$G(x,y) = Ae^{\left(\frac{x^2}{2\sigma_x} + \frac{y^2}{2\sigma_y}\right)}, \quad (\text{A.1})$$

où $A = \frac{I}{2\pi\sigma_x\sigma_y}$, I étant l'intensité du faisceau. Pour calculer le flux maximal au centre détecteur, l'idée est de déterminer l'intégrale de cette fonction sur un disque de surface $S = 1 \text{ cm}^2$ centré en $(0; 0)$.

Pour cela, une méthode numérique est préférée à une résolution analytique. Un histogramme bidimensionnel est rempli par N tirages aléatoires dans $\frac{1}{A}G(x,y)$, et le nombre d'entrées n compris dans un cercle de rayon $r = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{\frac{1}{\pi}}$ cm est utilisé pour estimer le flux : $\phi = \frac{n}{N} \times I$ (cf. figure A.2).

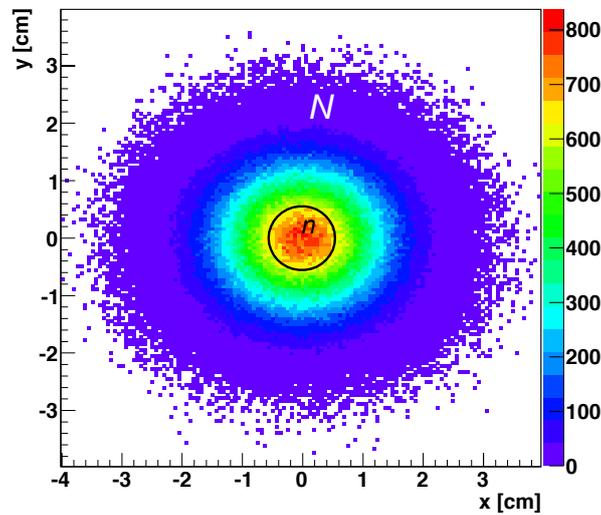


FIGURE A.2 – Histogramme bidimensionnel rempli suivant une distribution gaussienne telle que $\sigma_x \approx 8,9 \text{ mm}$ et $\sigma_y \approx 8,0 \text{ mm}$. Le nombre n d'entrées comprises dans le cercle central est utilisé pour estimer le flux.

A.2 Correction de l'alignement

A.2.1 Correction de la position longitudinale

Une différence entre la position suivant z inscrite dans le fichier d'alignement lu par le programme de reconstruction, utilisée pour l'extrapolation des paramètres des traces, et la position réelle du détecteur conduit à un décalage entre le point de passage réel d'une trace dans le détecteur et la position théorique, comme l'illustre la figure A.3.

À l'aide de ce schéma, on trouve la relation reliant u , z , δu et δz :

$$\tan \theta = \frac{u}{z} = \frac{\delta u}{\delta z}; \quad (\text{A.2})$$

$$\delta z = \frac{\delta u}{u} \times z. \quad (\text{A.3})$$

La relation entre δu et u s'obtient à partir des variations du résidu moyen $\langle \Delta u \rangle$, assimilable à δu , en fonction de u , visibles sur la figure A.4a pour un détecteur mal aligné en z . Cet histogramme est découpé en tranches perpendiculaires à l'axe de u , et la distribution dans chaque

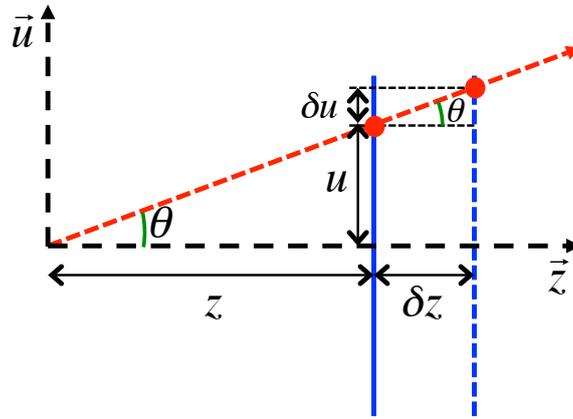


FIGURE A.3 – Illustration d'un écart entre la position en z réelle du détecteur et celle utilisée par le programme de reconstruction. Les axes \vec{z} et \vec{u} représentent respectivement la position du plan du détecteur le long du faisceau et la coordonnée lue par le détecteur. La flèche rouge représente une trace d'angle θ traversant le détecteur, représenté par un trait bleu plein à sa position théorique et en pointillés à sa position réelle. La position attendue est donc u , l'intersection de la trace avec le détecteur à la mauvaise position, mais le détecteur mesure $u + \delta u$.

tranche est ajustée par une gaussienne. Les moyennes de ces distributions sont ensuite ajustées par une fonction linéaire pour déterminer la relation entre $\langle \Delta u \rangle$ et u :

$$\langle \Delta u \rangle = \alpha \times u, \quad (\text{A.4})$$

ce qui permet finalement de déterminer la relation entre la position théorique z et la position réelle z' :

$$z' = z + \delta z = (\alpha + 1) \times z. \quad (\text{A.5})$$

Dans l'analyse des performances, les coordonnées des traces et les incertitudes associées sont donc extrapolées à la position z' . La figure A.4b est obtenue de cette manière.

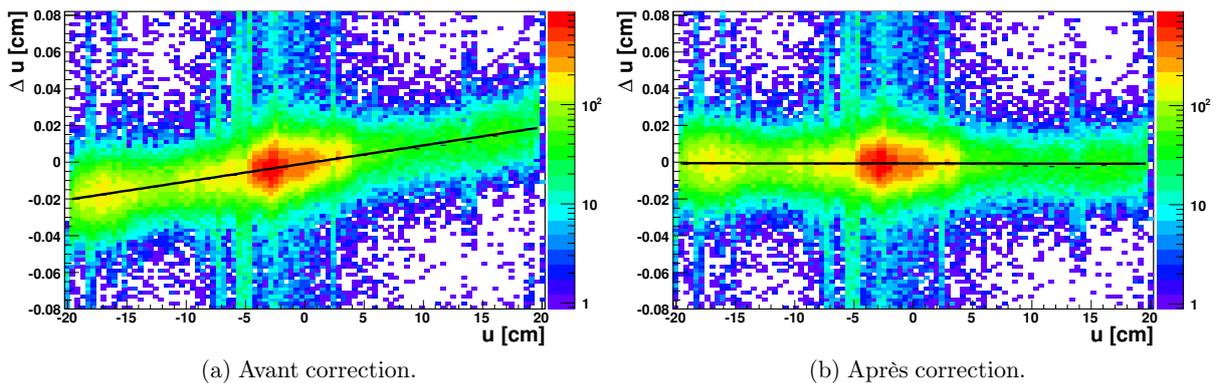


FIGURE A.4 – (a) : Variations du résidu Δu en fonction de la coordonnée u du point de passage des traces avant correction, et ajustement des résidus moyens $\langle \Delta u \rangle$ par une fonction linéaire (voir texte). (b) : Même histogramme après extrapolation des traces à la coordonnée corrigée z' .

Notons qu'une variation de $\langle \Delta u \rangle$ en fonction de u peut être également attribuée à une mauvaise description du pas des pistes dans le fichier d'alignement. Pour décorrélérer les deux effets, une première étude est réalisée uniquement avec des traces d'incidence normale¹, ce qui permet

1. Pour cela, on sélectionne uniquement les événements déclenchés par des particules du halo du faisceau.

de corriger le pas des pistes, et une seconde étude est réalisée avec des traces issues de la cible (donc avec un angle non nul) pour corriger de la position en z .

A.2.2 Correction d'une rotation dans le plan perpendiculaire au faisceau

Une rotation d'un angle ϕ entre l'orientation supposée du détecteur et sa position réelle conduit également à un biais dans la mesure de la position u , comme illustré par la figure A.5.

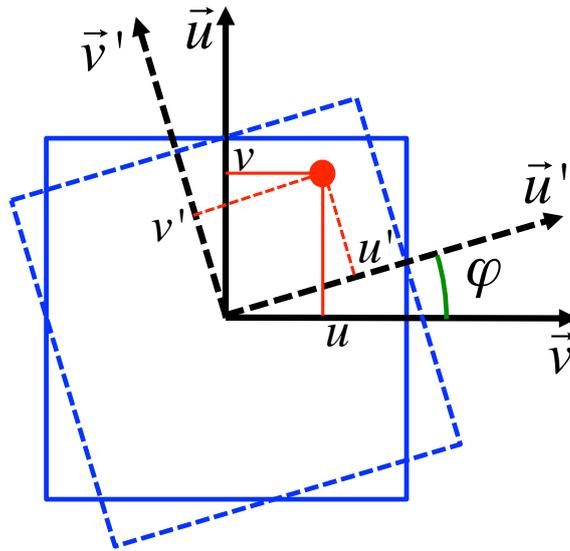


FIGURE A.5 – Illustration d'une rotation d'un angle ϕ entre l'orientation déclarée et l'orientation réelle du détecteur. Les axes (\vec{u}, \vec{v}) et (\vec{u}', \vec{v}') représentent respectivement l'orientation déclarée et réelle du plan du détecteur perpendiculairement au faisceau. Le point rouge représente le point de passage d'une trace traversant le détecteur, représenté par un cadre bleu plein à sa position théorique et en pointillés à sa position réelle. La position attendue est donc u , mais le détecteur mesure u' .

La rotation d'un angle ϕ entre les deux repères donne :

$$u' = u \cos \phi + v \sin \phi; \quad (\text{A.6})$$

$$v' = -v \sin \phi + v \cos \phi. \quad (\text{A.7})$$

Soit $\delta u = u' - u$, on a au premier ordre :

$$\delta u \approx v \times \phi. \quad (\text{A.8})$$

Il existe donc une relation linéaire entre δu et ϕ . En identifiant δu au résidu moyen $\langle \Delta u \rangle$, l'angle ϕ peut être déterminé à partir des variations de $\langle \Delta u \rangle$ en fonction de la position v du point de passage des traces, représentée sur la figure A.6a, en procédant de la même manière que dans la partie précédente pour ajuster ces variations par une fonction linéaire. L'angle ϕ est ensuite utilisé pour calculer les paramètres des traces dans le référentiel du détecteur (cf. figure A.6b).

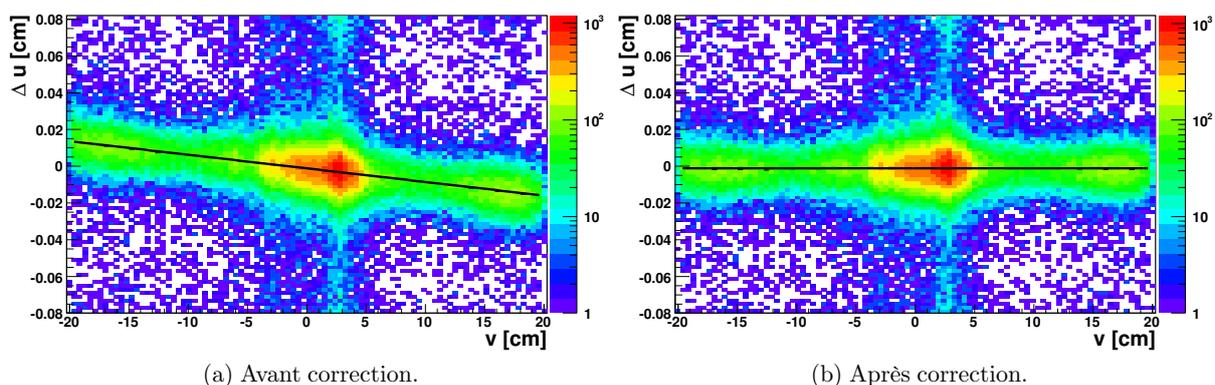


FIGURE A.6 – (a) : Variations du résidu Δu en fonction de la coordonnée v du point de passage des traces avant correction, et ajustement des résidus moyens $\langle \Delta u \rangle$ par une fonction linéaire (voir texte). (b) : Même histogramme après prise en compte de l'angle ϕ déterminé par l'ajustement pour le calcul des coordonnées du point de passage des traces.

Résumé : Le travail présenté dans cette thèse porte d'une part sur le développement et la caractérisation d'une nouvelle génération de détecteurs Micromegas (*MICROMEsh Gaseous Structure*) pour l'expérience COMPASS au Cern, et d'autre part sur l'estimation de la contribution de canaux diffractifs à la production de pions et de kaons, dans le cadre de l'étude des fonctions de fragmentation de quarks en hadrons à COMPASS.

De nouveaux détecteurs Micromegas d'une surface active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ sont en cours de développement pour le futur de l'expérience COMPASS, à partir de 2015. Ces détecteurs devront fonctionner dans des flux de muons et hadrons approchant 8 MHz/cm^2 . Pour cela, une zone centrale d'environ 5 cm de diamètre, traversée par le faisceau, sera constituée de 1280 pixels, et des technologies permettant de fortement réduire l'impact des décharges seront adoptées.

Quatre prototypes de géométrie finale utilisant deux types de technologies de réduction des décharges différentes ont été produits au Cern et testés en conditions réelles à COMPASS entre 2010 et 2012. Trois d'entre eux sont des détecteurs hybrides utilisant une feuille GEM (*Gas Electron Multiplier*) en tant qu'étage de pré-amplification pour réduire la probabilité de décharge. Le dernier détecteur est équipé d'une structure résistive à « résistances enterrées », permettant la réduction de l'amplitude des décharges. Leurs performances sont présentées dans cette thèse. L'impact de ces résultats sur la production et la mise en œuvre de la série finale de détecteurs est également discuté.

Les fonctions de fragmentation de quarks en hadrons D_q^h décrivent l'hadronisation d'un quark de saveur q en un hadron h . Ces fonctions universelles interviennent dans l'expression de la section efficace de nombreux processus. Elles sont accessibles à COMPASS *via* la réaction de diffusion profondément inélastique semi-inclusive de muons sur des nucléons. Les observables permettant leur extraction dans ce cadre sont les multiplicités de hadrons, soit le nombre moyen de hadrons produits par événement de diffusion profondément inélastique.

Les mésons vecteurs issus de processus diffractifs produisent également des pions et kaons par leur désintégration. Ces processus n'impliquant pas l'hadronisation d'un quark, il semble justifié de ne pas les comptabiliser dans la mesure des multiplicités. Ce travail propose une étude Monte-Carlo des contributions de la production diffractive de mésons vecteurs ρ^0 et ϕ à la production de hadrons léger et aux événements inclusifs. Des facteurs de correction des multiplicités sont finalement établis. Enfin, l'effet de cette correction sur l'extraction des fonctions de fragmentation en pions est présenté.

Mots-clés : Détecteurs à gaz ; MPGD ; Micromegas ; GEM ; détecteurs hybrides ; Micromegas résistifs ; décharges ; pixels ; COMPASS ; physique hadronique ; fonctions de fragmentation de quarks en hadrons ; multiplicités de hadrons ; processus exclusifs ; processus diffractifs.

Abstract: This thesis is dedicated to the development and characterisation of a new generation of Micromegas (*MICROMEsh Gaseous Structure*) detectors for the COMPASS experiment at Cern, and the estimation of the diffractive processes' contribution to the production of pions and kaons, concerning the study of the quark fragmentation functions into hadrons at COMPASS.

New Micromegas detectors with a $40 \times 40 \text{ cm}^2$ active area are being developed for the future physics program of the COMPASS experiment starting in 2015. These detectors will have to work in high muon and hadron flux (close to 8 MHz/cm^2). In this context, a central area of about 5 cm diameter, crossed by the beam, will be composed of 1280 pixels, and discharge-reduction technologies will be used.

Four prototypes with a final read-out geometry, using two different discharge-reduction technologies have been produced at Cern and studied in nominal conditions at COMPASS between 2010 and 2012. Three are hybrid detectors using a GEM (*Gas Electron Multiplier*) foil as a preamplification stage to reduce the discharge probability. The other is equipped with a so called "buried resistors" resistive structure allowing to strongly reduce the discharge amplitude. Their performances are presented in this thesis. The impact of these results on the production and implementation of the final series of detectors is also discussed.

Quark fragmentation functions into hadrons, D_q^h , describe the hadronisation of a quark of flavor q into a hadron h . These universal functions take part in the cross-section expression of several processes. They can be accessed at COMPASS *via* semi-inclusive deep inelastic scattering of muons off nucleons. The relevant observables for fragmentation function extraction are hadron multiplicities, corresponding to the mean number of hadrons produced per deep inelastic scattering event.

Vector mesons produced by a diffractive process can decay into pions and kaons. As such processes do not involve quark hadronisation, they should *a priori* be excluded from multiplicity measurements. This work presents a Monte-Carlo study of the impact of diffractive ρ^0 and ϕ production on light hadrons and inclusive events yields. Multiplicity correction factors are finally established. The effect of this correction on the extraction of pion fragmentation functions is also discussed.

Keywords: Gaseous detectors ; MPGD ; Micromegas ; GEM ; hybrid detectors ; resistive Micromegas ; discharge ; pixels ; COMPASS ; hadron physics ; quark fragmentation functions into hadrons ; hadron multiplicities ; exclusive process ; diffractive process.