ORSAY

N^o d'ordre :

UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée

le 21 septembre 2005

pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par **Stefano PANEBIANCO**

Mesure de la polarisation des gluons par l'asymétrie de spin dans la production de mésons charmés.

Président du jury :	Prof. Etienne Augé
Rapporteur :	Prof. Jacques Martino
Rapporteur :	Prof. Dietrich Von Harrach
Examinateur :	Dr. Alain Magnon
Examinateur :	Prof. Jacques Soffer
Examinateur :	Dr. Damien Neyret
Invité :	Dr. Nicolas Alamanos

"For those who want some proof that physicists are human, the proof is in the idiocy of all the different units which they use for measuring energy."

DR. RICHARD P. FEYNMAN
(1918-1988)
Nobelist Physicist, teacher, storyteller, bongo player.

Remerciements

Je tiens d'abord à remercier Etienne Augé pour avoir accepté de présider mon jury de thèse, pour l'intérêt qu'il a montré envers mon travail et pour les précieux conseils qu'il a su me donner. Dietrich von Harrach m'a fait l'honneur de bien vouloir être l'un des rapporteurs de ma thèse et il a beaucoup soutenu mon travail dès son début, avec la compétence et la rigueur qui le caractérisent. Je l'en remercie énormément. Mes remerciements les plus sincères vont aussi à Jacques Martino pour avoir accepté d'être également rapporteur de ma thèse et pour l'appréciation qu'il a montré envers mon travail. Je tiens enfin à remercier Jacques Soffer pour la disponibilité dont il m'a fait l'honneur en acceptant de faire partie de mon jury.

Nicolas Alamanos, Chef de Service du SPhN et son adjointe Françoise Auger, m'ont accueilli dans leur laboratoire, ont constamment suivi mon travail et ils m'ont montré une confiance que j'espère ne jamais décevoir et dont je les remercie chaleureusement.

Après les trois années de travail dans l'équipe COMPASS du SPhN il est évident qu'il y a une longue liste de personnes auxquelles je suis très reconnaissant.

Je me dois de commencer par Alain Magnon, mon directeur de thèse et sans doute l'acteur principal de ma formation pendant le doctorat. Après s'être battu pour me donner la possibilité de commencer une thèse dans son groupe, il a rapidement instauré avec moi un rapport fondé sur la confiance, l'échange et le partage de ses connaissances et de son expérience, aussi bien sur la physique des détecteurs que sur l'analyse et sur la compréhension des enjeux liés à une expérience comme COMPASS. Il a employé avec moi une méthode pédagogique faite de défis, de conseils, de prises de responsabilités, d'accompagnement constant et discret. Je ne suis pas prêt d'oublier ce qu'il a représenté pendant ces trois années et je lui en serai toujours débiteur.

Jean-Marc Le Goff a été un des piliers fondamentaux de mon travail. En plus d'être un ami très cher, il est pour moi un modèle de rigueur scientifique, d'honnêteté intellectuelle et ses profondes connaissances dans le domaine de la physique du spin ont été pour moi un guide fondamental. Il sait combien je lui dois.
Une bonne partie de mon travail a été encadrée par Damien Neyret qui, avec son caractère disponible et confiant, a su me transmettre beaucoup de son expérience sur les milles facettes de la R&D de l'électronique de lecture, tout en me laissant prendre des responsabilités, faire mes erreurs et en me donnant toujours de bons conseils. Je le remercie aussi d'avoir accepté de faire partie de mon jury et pour les dizaines de fois où il a résolu mes

problèmes d'informatique.

Mon travail n'aurait jamais été possible sans le soutien et la collaboration de toute l'équipe COMPASS de Saclay. Je tiens tout d'abord à remercier Fabienne Kunne pour l'intérêt et le soutien avec lesquels elle a constamment suivi le déroulement de ma thèse et pour la confiance dont elle m'a fait l'honneur. Un grand merci va évidemment à Stéphane Platchkov, Claude Marchand et Yann Bedfer pour avoir répondu à mes nombreuses questions, toujours avec passion et patience. Colin Bernet et Sébastien Procureur ont partagé avec moi les joies et les douleurs d'une thèse dans l'équipe COMPASS et je me réjouis de la complicité que, malgré nos caractères si différents, l'on a pu instaurer et qui a rendu moins durs les petits moments de crise.

Nicole D'Hose a été une présence très importante pendant ces trois années de travail. Elle m'a témoigné une affection que je n'oublierai pas et elle a su guider certains de mes choix avec grande rigueur, disponibilité et gentillesse. Je remercie du fond du cœur Jacques Marroncle, avec qui j'ai partagé les joies de faire marcher la DC1, et Jacques Ball pour ses cours particuliers sur les cibles polarisées et la construction des chambres à dérive. Un grand merci va aussi à Etienne Burtin et Michael Seimetz pour leur aide et leur sympathie.

Je tiens à rendre hommage au professionnalisme, à l'efficacité et à la gentillesse d'Eric Delagnes, Hervé Deschamps et Philippe Abbon, qui m'ont énormément appris sur l'électronique de lecture et je remercie très sincèrement Philippe Rebourgeard, Chef de Service du SEDI, pour nous avoir fait confiance dans le déroulement du projet APV4RICH, pour l'appréciation qu'il a montré envers mon travail et pour la passion qu'il a su me transmettre. Un grand merci va également à Émile Pasquetto, Didier Pierrepont, Philippe Depollier, et Sandrine Javello de l'Anténne de Saclay au CERN pour leur aide.

Un grand merci va aussi à tous les collègues de la Collaboration COMPASS qui m'ont accueilli avec beaucoup de sympathie et qui ont constamment suivi et conseillé le déroulement de ma thèse. Un remerciement particulier va à l'équipe du TUM (Munich) : à Stephan Paul pour le soutien et l'estime dont il m'a fait l'honneur et à Igor Konorov et Bernhard Ketzer avec qui nous avons mené le projet APV4RICH. Un dernier remerciement à Franco Bradamante et à toute l'équipe de Trieste qui ont montré intérêt et appréciation pour mon travail et m'ont dédié du temps pour m'expliquer tous les secrets du RICH.

Je tiens finalement à remercier tous les collègues du SPhN, en particulier Hugo Pereira, qui m'a initié aux secrets des chambres à dérive. Un remerciement spécial va de tout cœur à Isabelle Richard, Danielle Coret, Valerie Poyeton, Sophie Kerhoas-Cavata, Diane Doré, l'équipe ALICE, Pierre Guichon, Egle Tomasi-Gustafsson, Rita de Masi, Flore Skaza et Alexandre Obertelli. Une pensée va aussi à Erwann, Bernardo et Florent, jeunes physiciens avec lesquels j'ai eu le plaisir de travailler et qui m'ont appris plus ce que moi-même j'ai essayé de leur apprendre en assurant une partie de leur encadrement.

Le soutien de mes potes a été essentiel : merci à Arnaud, Mathilde, Auguste, Jean-Yves, Yannick, Nico, Céline, Anne, Pierre, Fabio, Francesco, Floriano et évidemment la "mia zuppa di verdura al pesto".

Table des matières

Remerciements **i**

Introduction **1**

1 La structure en spin du nucléon **5**

1.1 La diffusion profondément inélastique 5

1.1.1 Section efficace et fonctions de structure non polarisées 6

1.1.2 Section efficace et fonctions de structure polarisées 8

1.1.3 Asymétrie de spin 8

1.2 Le modèle des partons 11

1.2.1 Le modèle des partons amélioré QCD 13

1.3 Les règles de somme 14

1.3.1 Interprétation et mesure des règles de somme 17

1.4 La crise du spin 18

1.4.1 Les prédictions théoriques 19

1.4.2 La mesure expérimentale de Γ_1^p 19

1.4.3 L'anomalie axiale 21

1.5 La mesure de ΔG 24

2 L'expérience COMPASS **27**

2.1 La mesure de $\Delta G/G$ 27

2.2 Asymétrie expérimentale 29

2.3 La sélection du processus PGF 31

2.3.1 Leptoproduction de charme ouvert 31

2.3.2 Leptoproduction de paires de hadrons à grande impulsion transverse 32
2.4 Le dispositif expérimental 33
2.4.1 Le faisceau de muons 33
2.4.2 La mesure de l'impulsion du muon incident 35
2.4.3 La cible polarisée 37
2.4.4 Le spectromètre 40
2.4.5 Le système de déclenchement 50
2.4.6 Le système d'acquisition des données 52
2.4.7 Le traitement hors-ligne 53

3 Caractérisation des chambres à dérive de COMPASS 55
3.1 Principe de fonctionnement d'un détecteur à dérive 55
3.1.1 Ionisation du gaz 56
3.1.2 Dérive des charges 57
3.1.3 Multiplication des charges 59
3.1.4 Formation et traitement du signal électrique 60
3.2 Les chambres à dérive de COMPASS 61
3.2.1 Contraintes sur les chambres à dérive 61
3.2.2 Caractéristiques des chambres à dérive 62
3.3 Calibration des détecteurs 64
3.3.1 Conditions de calibration 64
3.3.2 Relations RT 65
3.3.3 Alignement 67
3.4 Performances des chambres à dérive 68
3.4.1 Efficacité de détection 68
3.4.2 Résolution spatiale 72
3.5 Conclusions 75

4 Études pour améliorer le RICH de COMPASS 79

4.1 Principe de fonctionnement d'un détecteur RICH 79
4.2 Caractéristiques du RICH de COMPASS 83
4.2.1 Le radiateur 83
4.2.2 Le système de miroirs 85
4.2.3 Les détecteurs de photons 85
4.2.4 L'électronique de lecture 87
4.3 Reconstruction des événements dans le RICH 89
4.3.1 Reconstruction des anneaux 89
4.3.2 Identification des particules 90
4.4 Performances du RICH de COMPASS 91
4.4.1 Nombre de photons et résolution angulaire 91
4.4.2 Facteur de mérite 92
4.5 La méthode du Likelihood 93
4.5.1 Principe de la méthode 93
4.5.2 La description du bruit de fond 96
4.5.3 Anneaux dédoublés 97
4.5.4 Absorption des photons 97
4.6 Performances de la méthode du Likelihood 98
4.6.1 Définition de l'échantillon physique 99
4.6.2 Principe de la mesure 100
4.6.3 Résultats de la mesure 102
4.6.4 Résultats sur les mésons charmés 103
4.7 Propositions pour améliorer le détecteur RICH 105
4.7.1 Le projet MAPMT 105
4.8 Le projet APV4RICH 106
4.8.1 Le chip APV25 107
4.8.2 La chaîne de lecture 108
4.9 Test d'un prototype de carte électronique 109

4.9.1 La carte APV4RICH et la chaîne de lecture 110
4.9.2 Configuration du chip APV pour le RICH 113
4.10 Tests en faisceau 115
4.10.1 Résultats des tests 115
4.11 Perspectives 123

5 Mesure de l'asymétrie d'hélicité dans la production de mésons charmés 127
5.1 Sélection et groupement des runs 127
5.2 Sélection des mésons charmés 129
5.2.1 Sélection topologique des événements 129
5.2.2 Recherche des mésons charmés 132
5.3 Principe de la mesure d'asymétrie 138
5.3.1 Méthode standard 139
5.3.2 Méthodes pondérées 139
5.3.3 Calcul du poids w 142
5.4 Résultats 145

6 Mesure de la polarisation des gluons, $\Delta G/G$ 149
6.1 Le pouvoir d'analyse 149
6.1.1 Simulation d'événements PGF avec production de saveurs lourdes . 151
6.2 Le problème du charme intrinsèque 153
6.3 Extraction de $\Delta G/G$ 154
6.3.1 Méthode pondérée 154
6.4 Résultats 156
6.5 Interprétation du résultat 158
6.5.1 Les autres mesures directes de $\Delta G/G$ 158
6.5.2 Conclusion 163
6.6 Performances et perspectives 164
Résumé et conclusion 167

A Développement temporel du signal dans une chambre à fils **i**

B Calcul de l'asymétrie par la méthode du second ordre **v**

Introduction

À l'échelle macroscopique, pour regarder un objet et étudier sa structure on utilise la lumière. L'interaction des ondes lumineuses avec l'objet (et avec l'œil humain) permet d'étudier ses propriétés, telles que sa forme, ses couleurs, etc... Le pouvoir de résolution, qui exprime la taille minimale de l'objet que l'on peut "voir", est directement proportionnel à la fréquence de l'onde utilisée. Pour étudier les composants intimes de la matière (protons et neutrons), qui ont typiquement une taille de l'ordre du millième de milliardième de millimètre, la lumière visible est évidemment insuffisante. On utilise donc des photons (comme pour la radiation électromagnétique visible) mais d'une fréquence très élevée. Pour produire de tels photons on se sert d'un faisceau de leptons (comme les électrons, mais aussi les muons) de très haute énergie qui interagissent avec le proton par le biais de la force électromagnétique, c'est à dire par l'échange de photons. De cette façon il a été montré que le proton et le neutron ne sont pas des particules élémentaires mais qu'ils ont une structure. Ils sont composés de quarks et de gluons : les quarks, portants la charge électrique, interagissent entre eux par l'interaction forte, dont les médiateurs sont les gluons (comme les photons le sont pour l'interaction électromagnétique). À cause des propriétés de l'interaction forte, les quarks ne peuvent pas exister libres, mais on les retrouve dans des états liés que l'on appelle hadrons (tels que par exemple les nucléons, mais aussi les pions, les kaons, etc.) et que l'on peut détecter expérimentalement. Les expériences de diffusion de lepton sur le nucléon (proton et neutron) ont permis de déterminer précisement la distribution d'impulsion des quarks et des gluons. En utilisant un faisceau de leptons polarisés, c'est à dire avec leur spin orienté dans une direction fixe, il est possible d'étudier la structure en spin du nucléon.

Les modèles théoriques développés jusqu'aux années 80 prévoyaient que le spin du nucléon était principalement porté par les quarks. Pour tester cette prévision qui paraissait assez raisonnable, une longue campagne de mesure fut menée au SLAC aux États Unis et au CERN. L'expérience EMC au CERN mesura en 1988 que la contribution des quarks au spin du nucléon était plus faible qu'attendu, de l'ordre de 10%. La mesure fut répétée et améliorée par d'autres expériences au CERN, SLAC et DESY et confirmée. Ce résultat inattendu fut qualifié de "crise du spin" et un effort théorique considérable fut consacré à l'expliquer. En fait il se pourrait que la contribution des quarks soit en grande partie compensée par celle des gluons. Cela explique l'énorme intérêt que la communauté scientifique montre aujourd'hui pour la mesure de la polarisation des gluons. Cette mesure permettra de clarifier les questions ouvertes par la crise du spin et d'avancer dans la compréhension de la structure en spin du nucléon.

La collaboration COMPASS a déposé en 1996 une proposition d'expérience au CERN dans le but de mesurer, entre autres, la contribution des gluons au spin du nucléon grâce à la diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Le muon émet un photon qui interagit avec un gluon du nucléon par l'intermédiaire d'un quark. Ce processus est appelé *fusion photon-gluon*. Lors de ce processus une paire quark-antiquark est produite. Les hadrons produits lors de l'interaction du faisceau avec la cible sont détectés dans un spectromètre de grande acceptance à deux étages, un pour les particules émises à grand angle, l'autre pour celles émises à petit angle. Il s'agit d'une mesure difficile car la fusion photon-gluon est un processus très rare qui doit être identifié au milieu d'un bruit de fond important. COMPASS utilise deux méthodes de sélection pour cela. La première consiste à détecter des mésons charmés (états de deux quarks où l'un des deux est un quark lourd, le *charme*) à travers leur désintégration en paire kaon-pion. La méthode est particulièrement sélective pour le processus de fusion photon-gluon. Cependant elle est limitée par la statistique car la production de mésons charmés est rare et difficile à reconstruire à cause du bruit de fond. L'autre voie est la sélection de paires de hadrons avec une grande impulsion transverse. Moins limitée par la statistique, cette deuxième méthode présente des difficultés d'interprétation parce que la production de telles paires peut être due aussi à d'autres processus, dont la contribution doit donc être estimée et soustraite.
Dans les deux cas il est nécessaire de reconstruire l'impulsion des particules avec une grande précision par un système de trajectographie très stable. Ceci parce que la polarisation des gluons est obtenue à partir des asymétries de spin qui sont de l'ordre de quelque pour cent. La précision dans la reconstruction des traces des particules affecte l'erreur sur l'asymétrie et les instabilités du système peuvent générer des fausses asymétries qui biaisent la mesure. C'est pour cela que le spectromètre COMPASS comporte des détecteurs de haute résolution possédant une excellente stabilité. Parmi ces détecteurs on trouve des Micromegas, des GEM, des chambres à dérive et des chambres à paille. Un rôle fondamental est aussi joué par l'identification des particules qui permet de distinguer les pions des kaons, ce qui est indispensable pour la reconstruction des mésons charmés. Ce rôle est assuré par des calorimètres et un détecteur Cherenkov appelé RICH.

Ce mémoire de thèse présente une série d'études, réalisés depuis trois ans, sur les chambres à dérive et le RICH, sur la mesure de l'asymétrie de spin dans la production de mésons charmés et sur une première évaluation de la polarisation des gluons mesurée par cette méthode.

Le chapitre 1 présente les motivations théoriques de la mesure de la polarisation des gluons dans le nucléon. Après un court rappel sur la diffusion profondément inélastique (non polarisée et polarisée), les fonctions de structure du nucléon sont introduites, ainsi que leur interprétation dans les différents modèles théoriques. Enfin les mesures d'asymétrie de spin sont discutés et les problématiques de la crise du spin sont présentées.

L'ensemble du spectromètre COMPASS, avec ses propriétés et ses contraintes, et le principe de la mesure de la polarisation des gluons, avec ses deux canaux de sélection, font l'objet du chapitre 2. On présentera le faisceau de muons polarisés, la cible polarisée, les détecteurs de trajectographie des deux étages du spectromètre, ainsi que les systèmes d'identification de particules et la calorimétrie. Le système de déclenchement et l'architecture du système d'acquisition des données sont aussi brièvement illustrés.

La caractérisation des chambres à dérive du spectromètre est décrite dans le chapitre 3. Ces détecteurs, dont le Service de Physique Nucléaire du CEA à Saclay est responsable, ont été étudiés en ce qui concerne le taux d'occupation, la calibration, l'efficacité de détection et la résolution spatiale. En particulier les différentes contributions à la résolution sont présentées.

La reconstruction des mésons charmés requiert de pouvoir distinguer les pions des kaons afin de réduire le bruit de fond. Ce rôle fondamental est assuré par le détecteur RICH. Il s'agit d'une détecteur utilisant une technique complexe et qui est amené à fonctionner dans un environnement de haut flux et avec un bruit de fond important. Afin d'améliorer les propriétés d'identification du RICH, une méthode de traitement du signal et du bruit de fond a été implémenté. Le principe de cette méthode, ainsi que les résultats sur l'identification des kaons et leur impact sur le facteur de mérite de l'expérience font l'objet du chapitre 4. Dans ce chapitre on présente aussi un nouveau projet d'électronique basé sur le chip rapide APV. Ce projet a été développé à Saclay en collaboration avec une equipe de Munich. Les motivations de ce projet ainsi que les étapes de la R&D sur des prototypes de cartes électroniques de lecture sont illustrées.

Les deux derniers chapitres sont entièrement dédiés à la mesure de la polarisation des gluons dans le nucléon. Le chapitre 5 présente dans le détail les critères de sélection des mésons charmés, avec les coupures qui permettent de maximiser la facteur de mérite. La méthode de mesure d'asymétrie d'hélicité est ensuite discutée, avec une attention particulière aux techniques de pondération permettant de maximiser la précision statistique.
Dans le chapitre 6 on décrit la procédure d'extraction de la polarisation des gluons à partir de l'asymétrie d'hélicité. Après avoir introduit le concept de pouvoir d'analyse, la méthode de pondération qui amène à l'extraction de la polarisation des gluons est discutée. En conclusion, les premiers résultats sur la mesure de la polarisation des gluon sont présentés, interprétés et comparés aux autres mesures existantes et aux prévisions théoriques. Le chapitre s'achève avec une comparaison entre la précision statistique atteinte par rapport à celle attendue. Les perspectives d'amélioration de la précision statistique et de continuation de l'analyse sont enfin présentées.

Chapitre 1

La structure en spin du nucléon

La contribution du spin des quarks et des gluons au spin du nucléon peut être mesurée par la diffusion de leptons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Dans ce chapitre on rappelle d'abord les principes de la diffusion profondément inélastique, dans le cas non polarisé et polarisé, afin de définir les fonctions de structure. Ces fonctions sont interprétées dans le modèle des partons et dans le cadre plus général de la théorie fondamentale de l'interaction forte, la *Chromodynamique Quantique* (QCD pour *Quantum ChromoDynamics*). On montre aussi comment les déterminer expérimentalement par la mesure d'asymétrie de section efficace. On présente en conclusion du chapitre la crise du spin ainsi que la réinteprétation des mesures dans un cadre plus fondamental qui met en jeu les gluons par le biais d'une propriété de QCD appelée *anomalie axiale*. Les différentes techniques pour mesurer la contribution des gluons sont enfin presentées.

1.1 La diffusion profondément inélastique

Pour sonder la structure interne du nucléon on fait diffuser un lepton sur un nucléon. Leur interaction peut être décrite par l'échange d'un photon virtuel[(1)]. Dans le cas où le nucléon reste dans son état fondamental ou bien est excité dans un état résonnant, on parle respectivement de diffusion élastique et de diffusion résonnante. Dans ces deux cas on n'accède pas à la structure interne du nucléon. Quand le photon arrive à atteindre les composants du nucléon, les quarks se recombinent après diffusion pour former un état hadronique différent du nucléon initial (et il n'y a pas de formation d'état résonnant intermédiaire). On parle de diffusion profondément inélastique (DIS pour *Deep Inelastic Scattering*), représentée par le diagramme de Feynman de la figure 1.1. On distingue le DIS *inclusif*, où seul le lepton diffusé est détecté, le DIS *semi-inclusif* si certains hadrons de l'état final X sont détectés,

[(1)]L'échange de deux photons est en fait supprimé par un facteur $\alpha = e^2/4\pi \approx 1/137$ (où α est dite *constante de structure fine*). L'échange d'un Z_0 (boson médiateur de l'interaction faible) est supprimé par un facteur de l'ordre de $\frac{Q^2}{Q^2+M^2}$, où Q^2 est la virtualité et M la masse du mediateur Z_0. Ce facteur est très faible dans les expériences actuelles sur cible fixe [3].

et le DIS *exclusif* où tous les hadrons de l'état final sont détectés.

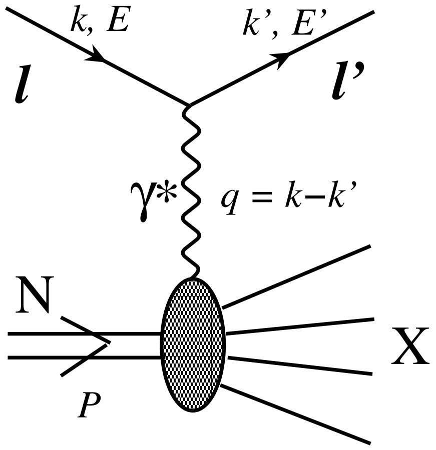


FIG. 1.1 – Diagramme de la diffusion profondément inélastique d'un lepton l d'impulsion k, d'énergie E et de masse m sur un nucléon N d'impulsion P et de masse M. L'état final est composé du lepton diffusé l' d'impulsion k' et énergie E', et des hadrons X. Le photon virtuel échangé γ^* porte une impulsion $q = k - k'$.

Dans la diffusion profondément inélastique inclusive il y a seulement deux invariants de Lorentz indépendants (grâce à la conservation de la quadri-impulsion) qui décrivent entièrement la cinématique du processus. On utilise communément $Q^2 = -q^2$, la masse invariante du photon virtuel qui mesure sa virtualité, et la variable de Bjorken $x_{bj} = Q^2/2P{\cdot}q$, laquelle (comme décrit dans la section1.2) possède une interprétation physique simple dans le cadre du modèle des partons. Du point de vue théorique le DIS correspond à la région cinématique, nommée *limite de Bjorken*, où $Q^2 \to \infty$ à x fixé. En pratique on considère généralement qu'on se trouve dans le régime DIS dès que $Q^2 > 1$ GeV^2. Dans ce régime la section efficace de diffusion est, au moins au premier ordre de QCD, indépendante de Q^2 et devient fonction de la seule variable x_{bj}. On appelle cette propriété "invariance d'échelle". Il y a enfin deux autres variables cinématique souvent utilisées : $W^2 = (P + q)^2$, masse invariante de l'état hadronique final, et $y = P{\cdot}q/P{\cdot}k$ qui, dans le référentiel du laboratoire, représente la fraction d'énergie du photon virtuel par rapport au lepton ($y = \nu/E$, avec $\nu = E - E'$) [1].

1.1.1 Section efficace et fonctions de structure non polarisées

La section efficace différentielle inclusive de la diffusion profondément inélastique peut s'écrire dans sa forme la plus générale (toujours dans l'hypothèse d'échange d'un seul photon) comme la contraction d'un tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ et d'un tenseur hadronique $W_{\mu\nu}$:

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

Le tenseur leptonique $L^{\mu\nu}$ décrit l'émission d'un photon d'impulsion q par le lepton et il est entièrement calculable par QED (*Quantum ElectroDynamics*). Dans le cas non polarisé, où l'on intègre sur les états de spin du lepton diffusé (qui n'est pas mesuré) et on moyenne sur les états de spin initiaux, $L^{\mu\nu}$ est symétrique sous l'échange des indices $\mu \leftrightarrow \nu$ et il est fonction des quadri-impulsions du lepton incident k et du lepton diffusé k' :

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

où $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique[(2)].

L'absorption du photon par le nucléon est décrite par le tenseur hadronique $W^{\mu\nu}$, qui dépend de la quadri-impulsion du photon échangé q ainsi que de la quadri-impulsion du nucléon P. L'expression du tenseur est inconnue car le nucléon est un objet composé, mais sa structure générale doit être invariante de Lorentz et respecter les propriétés d'hermiticité et de symétries sous parité, renversement du temps et translation. En imposant la conservation des courants fermioniques et compte tenu du fait que les termes antisymétriques disparaissent après contraction avec le tenseur leptonique, l'expression de $W^{\mu\nu}$ devient :

$$W^{\mu\nu} = W_1(x,Q^2)\left[-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right] + W_2(x,Q^2)\frac{1}{M^2}\left(P^\mu - \frac{P\cdot q}{q^2}q^\mu\right)\left(P^\nu - \frac{P\cdot q}{q^2}q^\nu\right) \ . \tag{1.3}$$

Les fonctions $W_1(x,Q^2)$ et $W_2(x,Q^2)$ ne sont pas calculables de manière perturbative dans le cadre de QCD et elles constituent une paramétrisation de notre ignorance de la structure du nucléon. Dans la pratique on utilise plutôt les fonctions a-dimensionelles $F_1(x,Q^2) = MW_1(x,Q^2)$ et $F_2(x,Q^2) = \nu W_2(x,Q^2)$, qui sont appelées *fonctions de structure non polarisées*. Si l'on exécute explicitement la contraction des tenseurs dans l'équation 1.1 et l'on se place dans un référentiel où le nucléon est au repos et on prend l'axe z le long de la direction du lepton incident, l'expression de la section efficace différentielle non polarisée devient [2] :

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4}\left[\frac{2F_1(x,Q^2)}{M}\sin^2\frac{\theta}{2} + \frac{F_2(x,Q^2)}{\nu}\cos^2\frac{\theta}{2}\right] \ , \tag{1.4}$$

où θ est l'angle de diffusion du lepton dans le référentiel du laboratoire.

---

(2)Le tenseur métrique est représenté par une matrice diagonale avec $g_{00} = 1$ et $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$.

1.1.2 Section efficace et fonctions de structure polarisées

Dans le cas où l'on ne moyenne pas sur les états de spin du lepton incident, le tenseur leptonique présente un terme additionnel antisymétrique qui dépend du quadri-vecteur spin s^α du lepton :

$$L_{\mu\nu} = 2[k'_\mu k_\nu + k'_\nu k_\mu - g_{\mu\nu}(k{\cdot}k' - m^2) - im\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}s^\alpha q^\beta] \ , \tag{1.5}$$

où $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ est le tenseur complètement antisymétrique de Levi-Civita. Le quadri-vecteur spin est tel que $s^2 = -1$ et $s{\cdot}k = 0$. Le tenseur hadronique contiendra aussi des termes antisymétriques, proportionnels au quadri-vecteur spin S^β du nucléon :

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &= \frac{F_1(x,Q^2)}{M}\left[-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}\right] + \frac{F_2(x,Q^2)}{\nu M^2}\left(P^\mu - \frac{P\cdot q}{q^2}q^\mu\right)\left(P^\nu - \frac{P\cdot q}{q^2}q^\nu\right) + \\ &+ \frac{2iM}{P\cdot q}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}q^\alpha\left\{S^\beta g_1(x,Q^2) + \left[S^\beta - \frac{S\cdot q}{P\cdot q}p^\beta\right]g_2(x,Q^2)\right\} \ . \end{aligned} \tag{1.6}$$

Les deux termes antisymétriques font apparaître deux fonctions de structure polarisées, g_1 et g_2, qui sont l'analogue des fonctions F_1 et F_2 du cas non polarisé [3].

Dans le cas d'un faisceau de leptons polarisés longitudinalement (avec leur spin dans la direction du faisceau) et d'une cible de nucléons polarisés aussi longitudinalement, on peut accéder aux fonctions de structure polarisées à travers la différence des sections efficaces $\Delta\sigma_\parallel = d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}$, où $d\sigma^{\uparrow\downarrow}$ ($d\sigma^{\uparrow\uparrow}$) est la section efficace dans le cas où le spin du lepton est antiparallèle (parallèle) au spin du nucléon :

$$\Delta\sigma_\parallel = \frac{4\alpha^2}{q^4}\frac{xE'}{E}\left[(E + E'\cos\theta)g_1 - \frac{Q^2}{E-E'}g_2\right] \ . \tag{1.7}$$

La mesure de la simple différence des sections efficaces ne dépend que des fonctions de structure polarisées mais elle ne permet pas d'accéder à ces fonction séparément car elle n'est sensible qu'à une combinaison linéaire particulière des deux. Pour extraire des informations sur g_1 et g_2 séparément il faut procéder à une mesure d'asymétrie et à quelques approximations.

1.1.3 Asymétrie de spin

Dans les expériences de DIS polarisé avec le faisceau et la cible polarisés longitudinalement on peut mesurer l'asymétrie de spin du processus $lp \to lX$:

$$A_\parallel \equiv \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\downarrow} + d\sigma^{\uparrow\uparrow}} \tag{1.8}$$

soit :

$$A_\parallel = \frac{Q^2[(E + E'\cos\theta)\nu g_1 - (Q^2/\nu)g_2]}{2EE'[(2/M)F_1\sin^2(\theta/2) + (F_2/\nu)\cos^2(\theta/2)]}\ . \tag{1.9}$$

D'autre part le théorème optique relie la section efficace totale d'absorption d'un photon virtuel par un nucléon avec la partie imaginaire des amplitudes de diffusion Compton vers l'avant (figure 1.2), $\mathcal{A}_{\Lambda\lambda\Lambda'\lambda'}$, avec Λ et λ les hélicités(3) du photon et du nucléon respectivement.

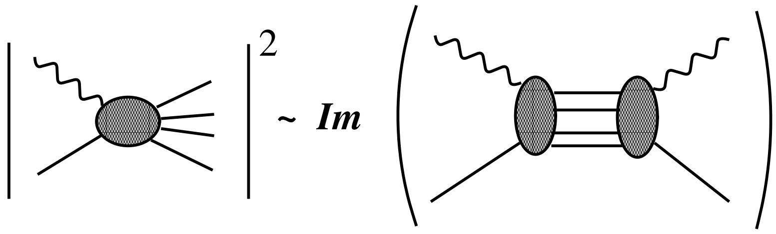


FIG. 1.2 – Le théorème optique relie la section efficace totale d'absorption d'un photon virtuel par un nucléon avec la partie imaginaire des amplitudes de diffusion Compton vers l'avant.

Si l'on impose la conservation de l'hélicité et les symétries sous parité et renversement du temps, on obtient 4 amplitudes indépendantes qui sont reliées aux 4 fonctions de structure :

$$\begin{cases} \sigma^T_{3/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\mathcal{A}_{1\frac{1}{2}1\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK}(F_1 + g_1 - \gamma^2 g_2) \\ \sigma^T_{1/2} = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\mathcal{A}_{1-\frac{1}{2}1-\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK}(F_1 - g_1 + \gamma^2 g_2) \\ \sigma^{TL} = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\mathcal{A}_{1-\frac{1}{2}0\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK}\gamma(g_1 + g_2) \\ \sigma^L = \frac{4\pi^2\alpha}{K}\mathcal{A}_{0\frac{1}{2}0\frac{1}{2}} = \frac{4\pi^2\alpha}{MK}\left[(1+\gamma^2)\frac{F_2}{2x} - F_1\right] \end{cases} \tag{1.10}$$

où $\gamma^2 = Q^2/\nu^2 \ll 1$ et $K = \nu + q^2/2M$ dans la convention de Hand [3] ; $\sigma^T_{3/2}$ et $\sigma^T_{1/2}$ sont les sections efficaces d'absorption d'un photon virtuel transverse quand la somme des projections des spin vaut respectivement 3/2 et 1/2 ; la moyenne sur les spin $\sigma^T = \frac{1}{2}(\sigma^T_{3/2} + \sigma^T_{1/2}) = \frac{4\pi^2\alpha}{MK}F_1$ ne fait intervenir que les fonctions de structure non polarisées ; il

(3) L'hélicité est la projection du spin d'une particule sur la direction de son impulsion.

en est de même pour la section efficace d'absorption d'un photon virtuel longitudinal σ^L qui est indépendante du spin du nucléon ; enfin, σ^{TL} est un terme d'interférence entre les sections efficaces transverse et longitudinale.

On définit les asymétries de spin correspondant à l'absorption d'un photon virtuel par un nucléon :

$$A_1 = \frac{\sigma^T_{1/2} - \sigma^T_{3/2}}{\sigma^T_{1/2} + \sigma^T_{3/2}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \, , \qquad A_2 = \frac{\sigma^{TL}}{\sigma^T} = \gamma \frac{g_1 + g_2}{F_1} \, . \tag{1.11}$$

L'asymétrie de spin $A_\parallel$ s'exprime alors en terme des asymétries A_1 et A_2 :

$$A_\parallel = D(A_1 + \eta A_2) \, , \tag{1.12}$$

où D et η sont des coefficients cinématiques connus [3] :

$$D(y) = \frac{y(2-y)}{y^2 + 2(1-y)(1+R)} \, , \qquad R \equiv \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2}{2xF_1}(1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2}) - 1 \tag{1.13}$$

$$\eta(y) = \frac{2(1-y)\sqrt{Q^2}}{y(2-y)E} \, . \tag{1.14}$$

Le facteur D est appelé *facteur de dépolarisation du photon virtuel* et rend compte du fait que seulement une fraction de la polarisation du lepton est transférée au photon. Il ne dépend que de y et de R, qui est le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse. Étant donné que η et A_2 sont petits, on peut écrire avec une bonne approximation :

$$A_\parallel \approx DA_1 \, , \tag{1.15}$$

ce qui revient à négliger le terme en g_2. Dans l'approximation $4M^2x^2 \ll Q^2$, F_1 s'exprime comme

$$F_1(x) = \frac{F_2(x)}{2x[1 + R(x)]} \, , \tag{1.16}$$

et on obtient :

$$g_1(x) \approx \frac{A_\parallel}{D} \frac{F_2(x)}{2x[1 + R(x)]} \, . \tag{1.17}$$

Dans l'équation 1.17 le facteur de dépolarisation D est calculable, la fonction de structure non polarisée F_2 et la fonction R sont mesurées et on peut extraire g_1 à partir de la mesure de l'asymétrie $A_\parallel$. Pour extraire des informations sur la deuxième fonction de structure polarisée g_2 il faut considérer les asymétries de spin pour un faisceau de leptons polarisés longitudinalement et une cible de nucléon polarisés transversalement mais il s'agit d'une mesure très difficile parce que l'asymétrie A_2 est petite à cause du facteur cinématique [3].

1.2 Le modèle des partons

La structure du nucléon ne peut pas être déterminée par QCD et on doit faire appel à des modèles pour interpréter les fonctions de structure. Le modèle qu'on introduit pour décrire le DIS est le *modèle des partons*. Dans sa formulation la plus naïve [4] il considère le nucléon comme étant composé d'un ensemble de fermions libres(4) (les *partons*), qui peuvent appartenir à différentes saveurs q et portent une charge $e_q \times e$. Dans un référentiel où l'impulsion du nucléon le long d'une certaine direction z est très grande (*référentiel de moment infini*) on peut négliger les composantes transverses (par rapport à z) des impulsions des partons ainsi que leur masses. Chaque parton porte alors une fraction ξ de l'impulsion du nucléon :

$$p = \xi P \ , \tag{1.18}$$

où P et p sont les impulsions du proton et du parton et $0 < \xi < 1$. Dans ce référentiel, l'absorption du photon par le nucléon, $p + q \to p'$, donne : $(p+q)^2 = (\xi P + q)^2 = p'^2 = 0$, d'où $\xi = -q^2/2P \cdot q = x_{bj}$. Dans le modèle des partons la variable cinématique de Bjorken est donc la fraction d'impulsion du proton portée par le parton qui a absorbé le photon. Ce parton ne peut être qu'un quark, le gluon étant neutre. Dans l'hypothèse où les partons n'interagissent pas entre eux, la section efficace de diffusion lepton-nucléon peut s'écrire comme la somme incohérente des sections efficaces lepton-parton. Autrement dit, le tenseur hadronique $W_{\mu\nu}(q, P, S)$ s'exprime en fonction du tenseur élémentaire $w_{\mu\nu}(q, \xi, s)$ qui décrit l'absorption d'un photon par un quark de spin s et d'impulsion ξ :

$$W_{\mu\nu}(q, P, S) = \sum_{q,s} e_q^2 \frac{1}{2P \cdot q} \int_0^1 \frac{d\xi}{\xi} n_q(\xi, s, S) w_{\mu\nu}(q, \xi, s) \ , \tag{1.19}$$

où $n_q(\xi, s, S)$ est la densité de quarks de saveur q, de charge e_q, d'impulsion ξ et de spin s dans un nucléon de spin S et d'impulsion P. Le tenseur décrivant le couplage quark-photon est égal au tenseur du couplage lepton-photon (1.5) où l'on remplace k^μ par ξP^μ et l'on somme ici aussi sur le spin du quark sortant s' qui n'est pas détecté :

(4)Plus précisément on suppose qu'à l'échelle temporelle de l'interaction, $\approx 1/\sqrt{Q^2}$, l'interaction entre les partons est négligeable.

$$w^{\mu\nu}(q,\xi,s) = 2[2\xi^2 P_\mu P_\nu + \xi P_\mu q_\nu + \xi q_\mu P_\nu - \xi(P\cdot q)g^{\mu\nu} - 2im_q\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}s^\alpha q^\beta] \; . \tag{1.20}$$

La masse du quark doit être $m_q = \xi M$ avant et après interaction avec le photon virtuel[(5)]. En combinant les équations 1.19 and 1.20 on trouve :

$$W_{\mu\nu} = -g^{\mu\nu}\sum_q e_q^2 q(x) + \frac{P^\mu P^\nu}{P\cdot q}x\sum_q e_q^2 q(x) + i\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\frac{q_\alpha S_\beta}{P\cdot q}\frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \Delta q(x) \; , \tag{1.21}$$

où on a remplacé ξ par x et défini les fonctions :

$$q(x) = n_q(x, s=S) + n_q(x, s=-S) = n_q^{\uparrow\uparrow} + n_q^{\uparrow\downarrow} \tag{1.22}$$
$$\Delta q(x) = n_q(x, s=S) - n_q(x, s=-S) = n_q^{\uparrow\uparrow} - n_q^{\uparrow\downarrow} \; . \tag{1.23}$$

Les quantités 1.22 et 1.23 sont appelées *fonctions de distribution des partons* (*PDF* pour *Parton Distribution Functions*). La première compte le nombre de quarks de saveur q qui portent une fraction x d'impulsion, indépendamment de leur spin (PDF non polarisée). La deuxième mesure la différence entre le nombre des quarks qui ont le même spin et le nombre des quarks qui ont le spin opposé à celui du nucléon (PDF polarisée). En identifiant les équations 1.6 et 1.21 on obtient l'expression des quatre fonctions de structure dans le modèle des partons :

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 q(x) \tag{1.24}$$
$$F_2(x) = x\sum_q e_q^2 q(x) = 2xF_1(x) \tag{1.25}$$
$$g_1(x) = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \Delta q(x) \tag{1.26}$$
$$g_2(x) = 0 \; . \tag{1.27}$$

On remarque que les fonctions de structure dans le modèle des partons sont indépendantes de l'échelle de l'interaction (Q^2), ce qui signifie que l'on interagit avec des partons ponctuels qui ne peuvent être identifiés qu'avec les quarks, à cause du facteur e_q^2. Le fait que la fonction g_2 soit nulle est une conséquence de l'avoir pris l'impulsion des partons parallèle à celle du nucléon. Cependant on peut obtenir une valeur non nulle de g_2 si l'on permet aux

(5) Il s'agit d'une astuce de calcul qui n'a pour autant aucun sens physique dans la mesure où les partons dans le référentiel de moment infini ont une masse nulle.

quarks d'avoir un mouvement de Fermi dans le nucléon, ce qui revient à introduire un $p_\perp$ (impulsion transverse) intrinsèque qui rend l'expression de g_2 très sensible à la masse du quark [3]. Il est important de noter que l'équation 1.25, dite de Callan-Gros, est obtenue dans l'hypothèse où les quarks ont un spin 1/2, et sa vérification expérimentale a confirmé que les partons chargés étaient bien de spin 1/2.

1.2.1 Le modèle des partons amélioré QCD

On a déjà noté que dans le modèle des partons le plus *naïf*, les gluons n'avaient pas leur place car ils ne portent pas de charge électromagnétique. Cependant, la fraction totale d'impulsion du nucléon portée par les quarks de toutes les saveurs, $\sum_i \int_0^1 xq_i(x)$, mesurée expérimentalement vaut $\approx 1/2$. Cela signifie que les quarks ne suffisent par pour expliquer l'impulsion du nucléon et qu'il est nécessaire d'introduire d'autres composants (partons), les gluons de QCD.

QCD est une théorie quantique des champs basée sur le groupe non abelien $SU(3)$ qui décrit l'interaction des quarks par le biais d'un champ de couleur, dont les gluons sont les bosons médiateurs. La théorie prévoit que la constante de couplage α_s évolue avec l'échelle d'interaction : elle est grande à basse énergie et devient petite à haute énergie. Cette propriété, appelée "liberté asymptotique", implique qu'à basse énergie les quarks et les gluons se trouvent confinés. C'est pour cela qu'un processus réel concerne toujours l'interaction entre hadrons dont la structure en terme de quarks et gluons ne peut pas être calculée par la QCD perturbative (pQCD). Néanmoins il est démontré que la section efficace de certains processus hadroniques peut être factorisée, en présence d'une échelle dure, en un terme qui décrit le sous-processus *dur* (qui rend compte de l'interaction élémentaire entre quarks et gluons) calculable en pQCD, et un terme *mou*, typiquement les PDF, qui n'est rien d'autre qu'une paramétrisation de la structure hadronique. On appelle ceci le *théorème de factorisation*. C'est le cas du DIS mais aussi, par exemple, du Drell-Yann ($pp \to l^+l^- + X$) dont la section efficace peut être factorisée. Elle dépendra alors des PDF d'un quark q dans un proton et d'un $\bar{q}$ dans l'autre proton, convoluées avec la section efficace du processus élémentaire dur $q\bar{q} \to \gamma^\star \to l^+l^-$. On note alors que les PDF, introduites dans le cadre spécifique du DIS, sont en fait des quantités qui interviennent dans tous les processus concernant des nucléons et comportant une échelle dure. Elles sont fonction aussi bien du schéma que de l'échelle de factorisation. La forme des PDF est extraite à partir de la mesure des sections efficaces des processus où interviennent des nucléons. Or, une section efficace est une observable physique et ne peut pas dépendre du schéma et de l'échelle de factorisation. L'introduction de la factorisation doit alors être faite de façon à garder les sections efficaces indépendantes du schéma et de l'échelle.

Dans le modèle des partons les PDF sont indépendantes de l'échelle de l'interaction Q^2. Dans sa formulation *naïve* on s'est placé dans la limite de Bjorken $Q^2 \to \infty$, ce qui implique que $\alpha_s = 0$ et la QCD ne joue aucun rôle. Si par contre on se place à une échelle $Q^2 \gg M^2$ avec Q^2 fini, la valeur de α_s est alors non nulle et la QCD doit entrer en jeu pour décrire les interactions entre quarks. En augmentant la résolution du photon virtuel on commence à être sensible aux interactions du quark, qui peut alors apparaître comme ayant émis par exemple un gluon. Pour décrire ces interactions il faut introduire dans le modèle des partons des corrections qui rendent compte de la dépendance en Q^2 des PDF. Cette dépendance est de forme logaritmique et peut être calculée grâce aux équations d'évolution de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi (DGLAP) [5]. Si l'on considère la symétrie $SU(3)$ entre les trois saveurs de masse faible (u, d et s), les PDF des quarks peuvent se combiner en forme de singlet (combinaisons avec tous les coefficients identiques, par example $u+d+s$) ou non-singlet (combinaisons où la somme des coefficients est nulle, comme $u-d$ et $u+d-2s$). L'équation d'évolution pour les combinaisons non-singlet est complètement découplée de la distribution des gluons, tandis que pour les distributions singlets et celle des gluons on a un système d'équations couplées. Ce couplage entre les PDF des quarks et celles des gluons permet d'extraire des informations sur la distribution des gluons à partir de l'évolution des distributions des quarks. On peut en fait obtenir la PDF non polarisée du gluon $G(x, Q^2)$ à partir de l'évolution de $F_2(x, Q^2)$ et celle polarisée $\Delta G(x, Q^2)$ à partir de $g_1(x, Q^2)$. À cause de la faible dépendance en $\ln(Q^2)$, cette dérivation doit se faire sur une gamme très large en Q^2. C'est le cas de F_2, qui a été mesurée dans les expériences de DIS (petit Q^2) aussi bien qu'en collisioneur (grand Q^2). Au contraire il est très difficile de mesurer g_1 dans une gamme en Q^2 suffisamment large car, à ce jour, on ne dispose pas d'un collisioneur leptons polarisés-protons polarisés et on doit se contenter des expériences en cible fixe.

1.3 Les règles de somme

Le modèle des partons, même en y ajoutant les équations d'évolution de QCD, ne constitue pas une approche fondamentale, il se contente de donner une paramétrisation des quantités non perturbatives et d'interpréter dans ce cadre les observables physiques. Il est néanmoins possible d'adopter un formalisme plus fondamental qui permet, à partir de certaines propriétés de symétrie et dans la limite $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}$[(6)], d'extraire directement de QCD des règles de somme pour les fonctions de structure. C'est le formalisme de l'*Operator Product Expantion* (OPE) [6]. Cette approche permet concrètement d'exprimer les moments des fonctions de structure en fonction d'éléments de matrice du nucléon. Dans le cas polarisé on fait intervenir les éléments de matrice des courants axiaux $A^j_{5\mu}$ ($j \in [0, 8]$) du groupe $SU(3)$ de saveur. Ces opérateurs sont définis de la façon suivante :

- Courants axiaux non-singlets (octet)
  $A^j_{5\mu} = \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\frac{\lambda_j}{2}\psi, \quad j \in [1, 8]$
- Courant axial singlet
  $A^0_{5\mu} = \bar{\psi}\gamma_\mu\gamma_5\psi$

où ψ est un vecteur dans l'espace des saveurs :

(6) À cause de la liberté asymptotique, la constante de couplage de QCD α_s dépend de l'échelle. Cette dépendance peut être paramétrée en introduisant un paramètre dimensionnel Λ_{QCD} qui permet de séparer le régime perturbatif du non-perturbatif. Cette constante, à la masse du Z^0, vaut $\Lambda_{QCD} \simeq 220$ MeV.

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \\ \psi_s \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

et les λ_j sont les matrices de Gell-Mann, générateurs du group $SU(3)$. Le caractère axial (pseudo-vecteur) de ces opérateurs dérive de la présence de la matrice γ_5. L'élément de matrice d'un operateur $A_{5\mu}$ sur un quark libre de saveur q, d'impulsion p, de spin s et de masse m est la simple mesure de l'état de spin du quark :

$$\langle p, s|A_{5\mu}|p, s\rangle = 2ms_\mu \ . \tag{1.29}$$

De même on introduit les éléments de matrice $a_{0,j}$ sur un proton de masse M, d'impulsion P et de spin S :

$$\left\langle P, S|A^j_{5\mu}|P, S\right\rangle = 2Ma_jS_\mu \ , \quad j \in [1, 8] \tag{1.30}$$
$$\left\langle P, S|A^0_{5\mu}|P, S\right\rangle = 2Ma_0S_\mu \ . \tag{1.31}$$

Le formalisme de l'OPE nous donne une équation qui relie le premier moment de g_1 aux éléments de matrice que l'on vient de présenter. À l'ordre 0 de QCD on a [3] :

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x)dx = \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 a_q \ , \quad q = u, d, s. \tag{1.32}$$

Il est par ailleurs possible de diagonaliser simultanément 3 matrices de Gell-Mann. En général on choisit de diagonaliser λ_0, λ_3 et λ_8, correspondant aux courants A_0^μ, A_3^μ et A_8^μ. On peut enfin exprimer les trois éléments de matrices hadroniques de ces trois courants en fonction de a_u, a_d et a_s :

$$\left\{ \begin{array}{l} a_0 = a_u + a_d + a_s \\ a_3 = a_u - a_d \\ a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(a_u + a_d - 2a_s) \end{array} \right. \tag{1.33}$$

En combinant les équations 1.33 et l'équation 1.32 on obtient la relation :

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x)dx = \frac{1}{12}\left(\frac{4}{3}a_0 + a_3 + \frac{1}{\sqrt{3}}a_8\right) \ . \tag{1.34}$$

Les éléments de matrice a_j sont différents pour le proton et le neutron. Dans l'approximation de la symétrie d'isospin ($SU(2)$ de saveur)[7], les éléments a_j^p (proton) et a_j^n (neutron) sont liés par :

$$a_0^p = a_0^n \tag{1.35}$$
$$a_3^p = -a_3^n \tag{1.36}$$
$$a_8^p = a_8^n \tag{1.37}$$

ce qui conduit à la *règle de somme de Bjorken* [7] :

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} a_3 \ , \tag{1.38}$$

où $a_3 \equiv a_3^p$. Il faut rappeler que cette relation, tout comme l'équation 1.34, est obtenue de façon complètement indépendante de tout modèle du proton, et qu'elle est valide à l'ordre 0 en α_s. Aux ordres supérieurs de QCD il est nécessaire de renormaliser l'ensemble de ces grandeurs pour s'affranchir des divergences fondamentales de la théorie. Le résultat de la renormalisation est que la constante de couplage dépend de l'échelle de renormalisation μ, qui est en générale prise égale à Q^2, donc $\alpha_s = \alpha_s(Q^2)$. Dans la règle de somme cette dépendance est introduite par le biais de coefficients multiplicatifs (*coefficients de Wilson*) [6], différents pour les termes singlet et non-singlet, obtenus de QCD par développement perturbatif en puissances de $\alpha_s(Q^2)$ (à l'ordre 0 ils valent 1). La relation 1.34 devient donc :

$$\Gamma_1(Q^2) = \frac{1}{12} \left[\frac{4}{3} a_0(Q^2) C_S(Q^2) + \left(a_3(Q^2) + \frac{1}{\sqrt{3}} a_8(Q^2) \right) C_{NS}(Q^2) \right] \ , \tag{1.39}$$

et la règle de somme de Bjorken :

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6} a_3 C_{NS}(Q^2) = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} C_{NS}(Q^2) \ . \tag{1.40}$$

Cette règle de somme requiert uniquement l'invariance d'isospin (grâce à laquelle on peut écrire que $a_u - a_d = \langle p | \bar{u} \gamma^\mu \gamma_5 d | n \rangle = g_A/g_V$, où $g_A/g_V = 1.2573 \pm 0.0028$ est la constante de désintégration du neutron). C'est une prédiction fondamentale de QCD et elle est en accord avec les données actuelles [12].

[7] Il s'agit d'une très bonne approximation. La symétrie d'isospin n'est que faiblement violée à la fois par l'interaction électromagnétique et par le fait que les masses des quarks u et d sont légèrement différentes.

1.3.1 Interprétation et mesure des règles de somme

Dans le modèle des partons on peut interpréter les éléments de matrices a_q en terme des fonctions de distribution de partons polarisées du proton [3]. Si l'on compare l'équation 1.29 avec les equations 1.30 et 1.31 on peut identifier les éléments a_q comme la contribution des quarks (et des antiquarks) de saveur q au spin du nucléon :

$$a_q = \int_0^1 dx[\Delta q(x) + \Delta\bar{q}(x)] \equiv \Delta q \ , \tag{1.41}$$

où Δq compte la différence entre le nombre total de quarks (et d'antiquarks) de même hélicité et d'hélicité opposée à celle du proton. On peut donc réécrire les équations 1.33 :

$$\begin{cases} a_0 = \Delta u + \Delta d + \Delta s \\ a_3 = \Delta u - \Delta d \\ a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(\Delta u + \Delta d - 2\Delta s) \end{cases} \tag{1.42}$$

En comparant l'équation 1.26 et les équations 1.42 on retrouve bien la relation 1.34 car, comme on l'a déjà remarqué, le modèle de partons équivaut à l'OPE à l'ordre 0 en α_s.

La règle de somme d'Ellis-Jaffe

Toujours dans le cadre du modèle des partons on peut obtenir des informations sur ces éléments de matrice en ajoutant l'hypothèse que les quarks étranges ne contribuent pas au spin du nucléon ($a_s = 0$) et on peut ici évoquer deux arguments pour justifier cette hypothèse. Premièrement la proportion de quarks étranges dans la fonction d'onde du nucléon est assez faible, de l'ordre du pour cent. De plus les quarks étranges sont produits en paires $s\bar{s}$ par la désintégration des gluons et, dans la limite de masse nulle des quarks, les quarks et les antiquarks sont produits avec des hélicités opposées. Cette hypothèse implique :

$$\begin{array}{l} a_0 = \Delta u + \Delta d \\ a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(\Delta u + \Delta d) = \frac{1}{\sqrt{3}}a_0 \end{array} \tag{1.43}$$

Si par ailleurs on suppose exacte la symétrie $SU(3)$, le terme octet a_8 peut être obtenu à partir des constantes de désintégration de l'octet des hypérons (qui comprend, avec le nucléon, le Σ, le Ξ et le Λ) [3] :

$$a_8 = \frac{1}{\sqrt{3}}(3F - D) = 0.338 \pm 0.025 \ . \tag{1.44}$$

Avec ces deux hypothèse (et aussi $a_3 = g_A/g_V$) on peut écrire l'équation 1.39 comme :

$$\Gamma_1^{p(n)} = C_1^{NS} \left[+(-)\frac{1}{12} g_A/g_V + \frac{1}{36}(3F - D) \right] + \frac{1}{9} C_1^S (3F - D), \tag{1.45}$$

qui est connue sous le nom de la *règle de somme d'Ellis-Jaffe* [8]. Si l'on substitue les valeurs numeriques dans 1.39, on obtient :

$$\Gamma_1 = \frac{1}{12} \left(+a_3 + \frac{5}{\sqrt{3}} a_8 \right) = 0.188 \pm 0.004. \tag{1.46}$$

On remarque enfin que, pour n'importe quel modèle du nucléon, on peut définir $\Delta\Sigma$ comme la différence entre le nombre total de quarks (et d'antiquarks) de spin parallèle et antiparallèle à celui du proton. Dans le modèle des partons on a donc :

$$a_0 = \Delta\Sigma \, . \tag{1.47}$$

La mesure de Γ_1^p (1.39), combinée avec a_3 et a_8 obtenus à partir des constantes de désintégration des hypérons, permet d'accéder à a_0.

1.4 La crise du spin

Le nucléon possède un spin 1/2, qui peut être décomposé dans la somme des moments angulaires des particules qui le constituent. La conservation du moment angulaire total impose que le spin du nucléon se décompose en quatre termes :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^g \, . \tag{1.48}$$

Cette décomposition s'appelle la *règle de somme du moment angulaire*. Les deux premiers termes représentent respectivement la contribution du spin des quarks (qui portent chacun un spin 1/2) et celle des gluons (qui portent un spin 1). Le terme $L_z^q + L_z^g$ rend compte de la contribution du moment angulaire orbital des quarks et des gluon.
Jusqu'aux années 80 il existait deux prédictions de $\Delta\Sigma$, l'une provenant du modèle des quarks, l'autre calculée à partir de QCD sous certaines hypothèses. Ces deux prédictions, relativement en bon accord entre elles, furent démenties en 1988 par une mesure de l'expérience EMC au CERN. Cela fut appelé la *crise du spin*.

1.4.1 Les prédictions théoriques

La première prédiction de $\Delta\Sigma$ vient du *modèle des quarks constituants* (QM pour *Quark Model*) [9]. Il s'agit d'un modèle phénoménologique qui décrit la structure des hadrons en terme de degrés de liberté effectifs qui sont des fermions de spin 1/2, confinés dans des systèmes de deux ou trois corps. Le proton est donc un objet composé de 3 quarks uud, faisant partie du groupe spectroscopique de baryons $SU(6)$, dont il est l'état fondamental. Dans sa formulation non relativiste la fonction d'onde du nucléon est complètement antisymétrique sous l'échange de deux quarks et il n'y a aucune contribution provenant du moment angulaire orbital (les quarks sont supposés se trouver dans l'état $1s$). On a donc $\Delta\Sigma = 1$. Ce modèle connaît un grand succès car il arrive à expliquer le spin et le spectre de masse des baryons, les moments magnétiques et toutes les propriétés essentielles de la spectroscopie hadronique.
En fait il faut apporter à ce modèle une correction liée au fait que les quarks dans le nucléon ont des impulsions relativistes. Les composantes du bas des spineurs des quarks ne sont pas négligeables. Cette correction est d'environ 25%, c'est à dire qu'on retrouve une partie du spin des quarks dans le moment orbital angulaire des composantes du bas des spineurs ($L_q \approx 0.125$). On trouve donc :

$$\Delta\Sigma|_{QM} \sim 0.75\ . \tag{1.49}$$

La deuxième prédiction a déjà été en grande partie discutée, car elle se base sur la règle de somme d'Ellis-Jaffe. Il s'agit donc d'utiliser le formalisme plus fondamental des règles de somme de QCD, completé par les hypothèses du modèle des partons. Dans ces hypothèses on peut combiner les équations 1.43 avec la relation 1.44 et on obtient :

$$\Delta\Sigma|_{EJ} \simeq 0.6\ . \tag{1.50}$$

Les prédictions provenant de deux modèles du nucléon sont qualitativement en accord. Il est apparu donc comme une raisonnable évidence que la contribution des quarks au spin du nucléon est importante.

1.4.2 La mesure expérimentale de Γ_1^p

Les mesures d'asymétrie de section efficace avec un faisceau d'électrons de 8 et 20 GeV sur une cible de protons ont commencé au SLAC en 1978 sur un domaine en x assez restreint, avec le but de tester les règles de somme fondamentales de QCD. Mais c'est en 1988 que la collaboration EMC (*European Muon Collaboration*) au CERN a étendu le domaine cinématique vers les petits x en mesurant g_1^p par la diffusion d'un faisceau de muons polarisés d'énergie 100-200 GeV sur une cible de protons polarisés longitudinalement. La mesure de EMC et SLAC donne [10] :

$$\Gamma_1 = 0.128 \pm 0.013 \pm 0.019 \ , \qquad \langle Q^2 \rangle = 10.7\, GeV^2 \ . \tag{1.51}$$

La mesure fut ensuite confirmée et ameliorée par la collaboration SMC au CERN et completée avec des mesures sur cible de deutons [11], ainsi que par d'autres mesures au SLAC ($\langle Q^2 \rangle = 3$ GeV^2), avec cible de protons (E143) et de neutrons (E142), et à DESY (HERMES, cibles de protons et neutrons, $\langle Q^2 \rangle = 2.3$ GeV^2). Ces expériences sont toutes en bon accord avec la mesure de EMC [12].
Si l'on compare la valeur expérimentale avec la prévision théorique du modèle des partons (1.46) on voit un désaccord sensible. En substituant la mesure de Γ_1 dans la 1.34, avec les valeurs mesurées de a_3 et a_8, on trouve pour a_0 :

$$\Delta\Sigma = a_0 = 0.06 \pm 0.12 \pm 0.17 \tag{1.52}$$

et pour a_s :

$$\Delta s = a_s = -0.19 \pm 0.03 \pm 0.04. \tag{1.53}$$

Il semble donc que les quarks portent une fraction du spin du nucléon bien plus faible de ce que la théorie prévoit.

D'autre part, en combinant les donnés prises sur le proton avec celles prises sur le neutron, on peut tester la règle de somme de Bjorken. Cette mesure a été faite, entre autres, par SMC et donne [13] :

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.198 \pm 0.023. \tag{1.54}$$

La prédiction théorique pour la règle de somme de Bjorken (equation 1.40, avec $g_A/g_V = 1.2573 \pm 0.0028$) donne à son tour :

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = 0.186 \pm 0.003. \tag{1.55}$$

On voit bien que la règle de somme fondamentale de Bjorken est en accord avec les données à moins de 1σ. La règle de somme d'Ellis-Jaffe, qui est obtenue dans le cadre du modèle des partons, est par contre violée à plus que 3σ.

Il semble donc que l'interprétation des résultats de EMC dans le cadre du modèle des partons soit en désaccord avec le modèle des quarks. Cette contradiction si étonnante fut appelé la "*crise du spin dans le modèle des partons*". Pour l'expliquer on pourrait tout d'abord argumenter que le modèle des quarks (QM) est valable à $Q^2 = 0$ tandis que la mesure de EMC est faite à $Q^2 \sim 10$ et que donc les deux résultats ne sont pas comparables. Mais le fait que dans le QM on a à faire à des quarks constituants et pas à des partons n'a aucune importance. Ceci parce que l'état de trois quarks constituants peut être considéré comme la somme d'états de trois partons de valence dans le même état quantique que les quarks constituants (tous les autre partons portant un moment angulaire total nul). D'ailleurs aucune dépendance de Γ_1^p en fonction de Q^2 n'a été mesurée entre $Q^2 = 0.5$ GeV^2 et $Q^2 = 10$ GeV^2. On pourrait aussi soulever des doutes sur l'extrapolation de $g_1(x)$ à $x = 0$ ou sur des effets "higher twist", mais ces corrections semblent être petites [3]. Une autre solution a été donc proposée pour résoudre la crise du spin. Il s'agit de revoir certaines simplifications du modèle des partons et de faire rentrer dans le jeu les gluons afin d'interpréter la mesure de EMC de façon différente.

1.4.3 L'anomalie axiale

L'élément de matrice axial $A_{\mu 5}$, introduit dans la section 1.3, est l'opérateur densité qui mesure le spin total des quarks dans un état partonique où ils sont libres (équations 1.30 et 1.31). Si l'opérateur $A_{\mu 5}$ n'est pas un courant conservé, la valeur attendue dans l'état du nucléon, où les quarks interagissent entre eux, n'est pas la même que la valeur de l'état où les quarks n'interagissent pas. Or, dans le modèle des partons, où on ignore les interactions entre les quarks, les valeurs attendues dans le nucléon sont les mêmes que dans l'état partonique des quarks libres. À partir de l'équation de Dirac ($i\partial_\mu \gamma^\mu \psi = m\psi$) il apparaît évident que le courant axial $A^0_{\mu 5} = \bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi$ est conservé pour des quarks de masse nulle ($\partial A^0_{5\mu} = 2m_q\bar{\psi}\gamma_5\psi = 0$) et par conséquent l'élément de matrice correspondant est indépendant de Q^2 [3]. D'autre part, si l'on se place à l'ordre supérieur de QCD, il apparaît une contribution à $A^0_{\mu 5}$ qui provient du diagramme "triangle" (figure 1.3). Cette

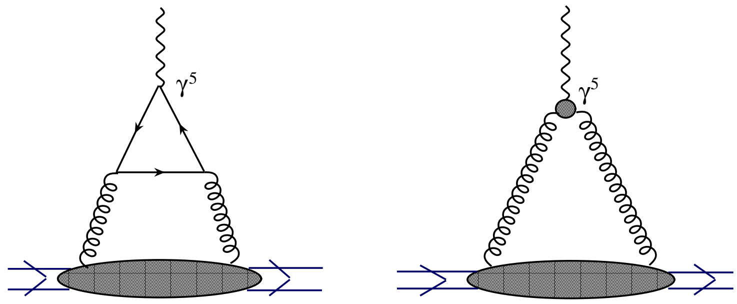


FIG. 1.3 – Diagramme triangulaire source de l'anomalie axiale (à gauche). Le diagramme équivaut à un vertex effectif photon-gluon ponctuel (à droite).

contribution brise la conservation du courant $A^0_{\mu 5}$ de façon dite *anormale*, car elle est présente dans le cas de quarks de masse nulle, comme supposé dans le modèle des partons

[14]. On remarque que ce n'est pas le cas des courants $A^3_{\mu 5}$ et $A^8_{\mu 5}$, qui eux sont conservés pour des quarks de masse nulle[(8)]. Il faut aussi remarquer que dans une théorie quantique des champs tous les champs et les opérateurs doivent être renormalisés à partir de l'ordre 1 pour éliminer les divergences provenant des corrections radiatives. Cette technique introduit une échelle de renormalisation μ^2 (ici prise égale à Q^2) et tous les éléments de matrice vont dépendre de cette échelle. Seuls les éléments de matrice d'opérateurs conservés seront indépendants de l'échelle, comme c'est le cas pour $A^3_{\mu 5}$ et $A^8_{\mu 5}$. La non-conservation du courant $A^0_{\mu 5}$ correspond donc à une dépendance en Q^2 de l'élément a_0. Pour calculer cette contribution à a_0 il faut donc considérer le diagramme de la figure 1.3 qui introduit un couplage effectif photon-gluon ponctuel. On peut montrer que, pour chaque courant axial $A^{0q}_{5\mu} = \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q$, correspondant à un quark de saveur q on a :

$$\partial_\mu A^{0q}_{\mu 5} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \partial_\mu K^\mu = \frac{\alpha_s}{2\pi} Tr \left[G^i_{\mu\nu} \tilde{G_i^{\mu\nu}} \right] , \qquad i = 1, ..., 8 \tag{1.56}$$

où K^μ est le courant axial du gluon, $G^i_{\mu\nu}$ est l'un des 8 champs des gluons et $\tilde{G_i^{\mu\nu}}$ son champ dual. Or, la valeur attendue du courant K^μ dans le nucleon est, comme dans l'equation 1.31, $\langle P, S | K^\mu | P, S \rangle = 2MS^\mu \Delta G$.
L'élément de matrice a_0 présente donc une contribution gluonique, dépendante de l'échelle de renormalisation Q^2 :

$$a_0^{gluons}(Q^2) = -n_q \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2) , \tag{1.57}$$

où $n_q = 3$ est le nombre de saveurs. On note que cette correction ne disparaît pas à $Q^2 \to \infty$ car la dépendance en $1/ln(Q^2)$ de α_s est compensée par une dépendance en $ln(Q^2)$ de ΔG. Cette dépendance s'explique par le processus d'évolution d'un quark qui rayonne un gluon dans un état d'hélicité préférentiel et, dans la limite où sa masse est nulle, il conserve son hélicité. Il peut donc émettre un autre gluon, toujours dans le même état d'hélicité préférentielle, ce qui fait augmenter ΔG en évoluant Q^2. Pour se comparer au modèle des partons, où il n'y a pas de dépendance en Q^2 pour $Q^2 \to \infty$, on peut se placer dans un schéma de factorisation dit d'Adler-Bardeen (AB) [14], défini pour éliminer la contribution gluonique à $\Delta\Sigma$ et Δs :

$$\Delta\Sigma = a_0 + 3\frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(Q^2) \tag{1.58}$$

$$\Delta s = a_s + \frac{\alpha_s}{2\pi} \Delta G(Q^2) \tag{1.59}$$

On remarque enfin que l'évolution en Q^2 de ΔG a des conséquences aussi sur la règle de somme du moment angulaire (1.48). $\Delta\Sigma$ étant indépendant de Q^2, l'augmentation de ΔG

[(8)]En réalité ces deux courants ne sont que partiellement conservés parce que SU(2) et SU(3) ne sont pas des symétries exactes.

avec Q^2 doit être compensée par une augmentation de signe opposé de la contribution du moment angulaire $L_z^q + L_z^g$.

Réinterprétations de la mesure de Γ_1^p

Comme on l'a vu dans la section 1.4.2, la mesure du premier moment de g_1^p peut être considerée comme une mesure effective de l'élément de matrice a_0. Dans le cadre du modèle des partons, le résultat de EMC $a_0 \simeq 0$ a été interprété comme $\Delta\Sigma \simeq 0$. Du fait de l'anomalie axiale, la relation entre a_0 et $\Delta\Sigma$ est modifiée :

$$a_0(\langle Q^2 \rangle) = \Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s(\langle Q^2 \rangle)}{2\pi}\Delta G(\langle Q^2 \rangle) \ , \tag{1.60}$$

et il se pourrait que $\Delta\Sigma$ soit compensé par la contribution gluonique dépendent de Q^2. En particulier la mesure de EMC à $\langle Q^2 \rangle \simeq 10$ GeV^2 (où $\alpha_s \simeq 0.24$) donne $a_0 \simeq 0.17$. Si les quarks portent 60% du spin du proton ($\Delta\Sigma = 0.6$) comme prévu par Ellis-Jaffe, cela implique que :

$$\Delta G(\langle Q^2 \rangle = 10) \approx 3.8 \ . \tag{1.61}$$

Cette valeur pourrait sembler étrangement élevée, non physique. Mais si on utilise l'équation d'évolution pour estimer $\Delta G(Q^2)$ à une échelle plus petite, plus proche du régime du modèle des quarks (par exemple $Q^2 = 4\Lambda^2_{QCD}$, où $\alpha_s \simeq 1$), on trouve $\Delta G(Q^2 = 4\Lambda^2_{QCD}) \simeq 0.7$ qui n'est pas déraisonnable [3]. La figure 1.4 montre les valeurs possibles pour $\Delta\Sigma$ et Δs en fonction de la valeur de ΔG.

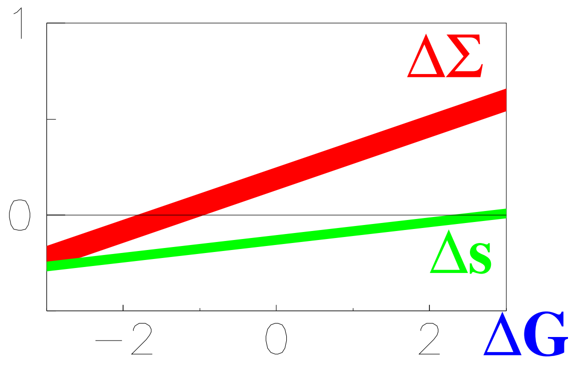


FIG. 1.4 – Valeurs expérimentales possibles pour $\Delta\Sigma$ et Δs en fonction de la valeur de ΔG.

Une mesure de la contribution des gluons au spin du nucléon ΔG est donc nécessaire car, en plus d'être intéressante par elle-même, elle permettrait de clarifier le rôle du spin des gluons dans la crise du spin.

1.5 La mesure de ΔG

Il est possible de mesurer ΔG de façon indirecte, à partir de l'analyse QCD de l'évolution de g_1 (section 1.2.1), et de façon directe à l'aide de la sonde électromagnétique, ou bien de la sonde hadronique dans un collisioneur p-p.

Une sonde électromagnétique ne peut pas interagir avec le gluon à l'ordre zéro car celui-ci est électriquement neutre. À l'ordre suivant il existe un processus, dit *fusion photon-gluon* (PGF, pour *Photon-Gluon Fusion*), où le photon et le gluon interagissent par l'échange d'un quark et produisent une paire $q\bar{q}$ (figure 1.5). On mesure $\Delta G/G$ à partir de l'asymétrie d'hélicité de la réaction PGF pour un faisceau de leptons polarisés qui diffuse sur une cible fixe de nucléons polarisés. C'est la méthode utilisée par l'expérience COMPASS au CERN. Le sous-processus dur est caractérisé par la fraction d'impulsion du nucléon portée par le

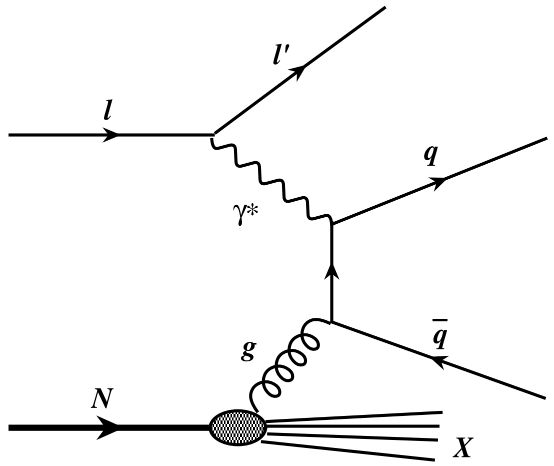


Fig. 1.5 – Diagramme de Feynman du processus de fusion photon-gluon (PGF).

gluon, x_g. Cette variable peut être calculée à partir de l'énergie dans le centre de masse $\hat{s} = (\gamma + g)^2 = (q + x_g P)^2 = -Q^2 + 2x_g Pq + 0$, ce qui donne :

$$x_g = \frac{\hat{s} + Q^2}{2Pq} \; . \tag{1.62}$$

La section efficace du processus PGF est évidemment beaucoup plus faible que celle du processus d'ordre zéro (LO, pour *Leading Order*), c'est à dire l'absorption du photon par un quark, et il est donc nécessaire de sélectionner le PGF. Pour cela il y a deux méthodes : la première est de sélectionner la production de paires $c\bar{c}$, qui ne peuvent pas provenir du processus LO. La deuxième consiste à détecter une paire de hadrons émis avec une grande impulsion transverse par rapport au photon virtuel. Les deux méthodes, avec leurs avantages et inconvénients seront expliquées en détail dans le chapitre suivant.

Au lieu de la sonde électromagnétique on peut utiliser la sonde hadronique, à l'aide d'un collisioneur p-p. En utilisant deux faisceaux polarisés, on peut mesurer l'asymétrie de spin dans les réactions où un quark d'un des protons se couple à un gluon provenant de l'autre proton. Ce genre de réaction peut être signée de plusieurs manières différentes. On peut sélectionner le processus $q + g \rightarrow \gamma + q \rightarrow \gamma + jet + X$ où le photon est de haute énergie. Ce processus a un bruit de fond dû à la réaction $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ qui n'est pas très important à cause de la faible proportion d'antiquarks dans le proton. L'impulsion du quark sonde étant inconnue, l'asymétrie sera une convolution de Δq dans un proton et ΔG dans l'autre. On peut aussi sélectionner la présence de quarks lourds ou de deux jets dans l'état hadronique final. Ces mesures, réalisées actuellement au collisioneur RHIC par les collaborations STAR et PHENIX, seront présentées à titre de comparaison dans le dernier chapitre.

Chapitre 2

L'expérience COMPASS

Le but de la Collaboration Internationale COMPASS (*COmmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy*) [15] est d'étudier la structure et la spectroscopie des hadrons qui, comme on l'a déjà expliqué dans le chapitre précédent, relèvent de la QCD non perturbative. Il s'agit d'une expérience sur cible fixe qui utilise des faisceaux de muons et de hadrons de haute luminosité, produits par l'accélérateur SPS du CERN. Le programme scientifique avec le faisceau de hadrons, qui démarrera dans la deuxième phase de COMPASS (après 2006), prévoit l'étude des baryons charmés (décroissances semi-leptoniques, baryons doublement charmés et mécanismes de production), la spectroscopie des états exotiques (tels que les *boules de glue* et les hybrides) et l'analyse de la structure hadronique des particules instables (pions et kaons) par le biais du processus Primakoff [16]. L'objectif principal du *programme muons*, qui a démarré en 2002, est la mesure de la polarisation des gluons. Cet objectif s'inscrit dans un programme plus vaste d'étude de la structure du nucléon. Ce programme comprend la mesure des fonctions de distribution de spin transverse et des fonctions de distribution d'hélicité des quarks de différentes saveurs. Le programme muons comprend aussi l'étude des fonctions de fragmentation dépendantes du spin (par la mesure de la polarisation des baryons Λ et $\bar{\Lambda}$) et du mécanisme de production exclusif du meson ρ. Les deux programmes utilisent le même appareillage avec des petites modifications selon le faisceau utilisé. Dans ce mémoire, seule la mesure de la polarisation des gluons et son dispositif expérimental seront présentés.

2.1 La mesure de $\Delta G/G$

La polarisation des gluons est mesurée à partir de l'asymétrie d'hélicité de la section efficace d'interaction muon-nucléon par le processus PGF :

$$A_{pgf}^{\mu N} \equiv \frac{\Delta\sigma_{pgf}^{\mu N}}{\sigma_{pgf}^{\mu N}} \equiv \frac{\sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\downarrow} - \sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\uparrow}}{\sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\downarrow} + \sigma_{pgf}^{\mu\uparrow N\uparrow}} \ . \tag{2.1}$$

Comme on l'a vu dans la section 1.2.1, la section efficace de diffusion muon-nucléon peut s'exprimer, grâce au théorème de factorisation, comme une convolution des sections efficaces du processus dur (dans ce cas la fusion photon-gluon : $\mu g \rightarrow q\bar{q}$) avec les PDF qui décrivent la distribution des partons (en l'occurrence les gluons) dans le nucléon :

$$\Delta\sigma_{pgf}^{\mu N} = \int d\Delta\sigma_{pgf}^{\mu g}(x_g, \hat{s}, ...)\Delta G(x_g, \hat{s})dx_g d\hat{s} \tag{2.2}$$

$$\sigma_{pgf}^{\mu N} = \int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(x_g, \hat{s}, ...)G(x_g, \hat{s})dx_g d\hat{s} \tag{2.3}$$

L'intégration est faite sur les variables cinématiques du processus élémentaire ($\hat{s}$ l'énergie dans le centre de masse [(1)], et x_g la fraction d'impulsion du gluon) sur une certaine région de l'espace des phases (et sur une certaine acceptance qui, pour simplifier, n'a pas été explicitement exprimée dans les équations). La PDF des gluons non polarisée $G(x_g, \hat{s})$ compte le nombre de gluons portant une fraction x_g de l'impulsion du nucléon indépendamment de leur hélicité, tandis que la PDF polarisée $\Delta G(x_g, \hat{s})$ compte la différence entre le nombre de gluons de même hélicité, et le nombre de gluons d'hélicité opposée à celle du nucléon. Les deux PDF dépendent évidemment de l'échelle de l'interaction $\hat{s}$. On introduit le *pouvoir d'analyse*, défini comme l'asymétrie d'hélicité du processus PGF :

$$\hat{a}_{LL}^{pgf} \equiv \frac{d\Delta\sigma_{pgf}^{\mu g}}{d\sigma_{pgf}^{\mu g}} , \tag{2.4}$$

où les indices LL indiquent que le muon et le gluon sont polarisés longitudinalement. L'équation 2.1 se réécrit alors comme :

$$A_{pgf}^{\mu N} = \frac{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(x_g, \hat{s})G(x_g, \hat{s})\hat{a}_{LL}^{pgf}\Delta G(x_g, \hat{s})/G(x_g, \hat{s})}{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(x_g, \hat{s})G(x_g, \hat{s})} . \tag{2.5}$$

Expérimentalement on peut accéder à une certaine région de l'espace des phases. L'asymétrie mesurée sera alors égale au produit de la moyenne de $\Delta G/G$ et de la moyenne du pouvoir d'analyse dans cette région cinématique :

$$A_{pgf}^{\mu N} = \left\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \right\rangle \times \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle , \tag{2.6}$$

où on a défini la moyenne du pouvoir d'analyse comme :

[(1)] Le choix de $\hat{s}$ comme échelle de factorisation sera justifié dans la partie 2.3.

$$\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle = \frac{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(x_g, \hat{s}) G(x_g, \hat{s}) \hat{a}_{LL}^{pgf}}{\int d\sigma_{pgf}^{\mu g}(x_g, \hat{s}) G(x_g \hat{s})} \ . \tag{2.7}$$

Si le pouvoir d'analyse moyen est nul dans la région cinématique de l'expérience, la mesure n'est pas sensible à la polarisation des gluons. Cette moyenne est fonction de la PDF non polarisée des gluons, qui est mesurée, et des sections efficaces différentielles du processus élémentaire PGF, qui sont calculables en QCD perturbative. Du point de vue expérimental on n'a pas accès aux variables cinématiques du processus élémentaire car la seule cinématique mesurable est celle des hadrons. La determination de $\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle$ doit se faire par une simulation Monte-Carlo (section 6.1).

2.2 Asymétrie expérimentale

On a vu dans la section précédente que l'on pouvait extraire la polarisation des gluons à partir de l'asymétrie de section efficace d'interaction muon-nucléon par la fusion photon-gluon. Du point de vue expérimental, ce qu'on mesure n'est pas directement une section efficace mais un nombre d'événements :

$$N = \mathcal{L} a \sigma^{\mu N} \ , \tag{2.8}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité de l'expérience qui dépend de l'intensité du faisceau, du temps de prise de données, de la densité de centres diffuseurs dans la cible, et a est l'acceptance. On mesure alors l'asymétrie entre le nombre d'événements pour lesquels la polarisation de la cible est parallèle à celle du faisceau ($N^{\uparrow\uparrow}$) et ceux pour lesquels elle est antiparallèle ($N^{\uparrow\downarrow}$). Ceci est appelée *asymétrie de taux de comptage* :

$$A_{exp} = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \ . \tag{2.9}$$

Dans la mesure où la luminosité est la même dans les deux configurations de spin de la cible, l'asymétrie expérimentale est proportionelle à l'asymétrie de section efficace :

$$A_{exp} = P_\mu P_c f \frac{\sigma^{\mu\uparrow N\downarrow} - \sigma^{\mu\uparrow N\uparrow}}{\sigma^{\mu\uparrow N\downarrow} + \sigma^{\mu\uparrow N\uparrow}} = P_\mu P_c f A_\parallel \ , \tag{2.10}$$

où P_μ et P_c sont respectivement la polarisation du faisceau de muons et de la cible et f est le *facteur de dilution* qui rend compte du fait que seule une fraction des nucléons dans la cible sont polarisables. Les quantités $\sigma^{\mu\uparrow N\uparrow}$ et $\sigma^{\mu\uparrow N\downarrow}$ sont les sections efficaces totales de diffusion muon-nucléon, obtenues lorsque le spin du nucléon est respectivement parallèle ou antiparallèle à celui du muon. On note que les facteurs P_μ, P_c et f, tous compris entre 0 et 1, diluent l'asymétrie $A_\parallel$. Il faut tenir compte aussi du fait qu'il y a à priori deux contributions dans $A_\parallel$: une qui provient du processus PGF, une autre éventuelle qui provient du bruit de fond. Ceci implique :

$$A_\parallel = \frac{\sigma^{\mu N}_{pgf}}{\sigma^{\mu N}} A^{\mu N}_{pgf} + \left(1 - \frac{\sigma^{\mu N}_{pgf}}{\sigma^{\mu N}}\right) A^{\mu N}_{bruit} \,, \tag{2.11}$$

avec $\sigma^{\mu N}_{pgf}$ et $\sigma^{\mu N}$ les sections efficaces non polarisées, respectivement du processus PGF et totale. Si l'on désigne par S le nombre d'événements du signal (processus PGF) et N le nombre d'événements total, le rapport $\sigma^{\mu N}_{pgf}/\sigma^{\mu N} = S/N$ est la fraction d'événements PGF qui rend compte de la pureté de l'échantillon utilisé pour mesurer l'asymétrie. Dans l'hypothèse où l'asymétrie du bruit de fond est négligeable, on peut écrire :

$$A_\parallel = \frac{S}{N} A^{\mu N}_{pgf} \,. \tag{2.12}$$

En combinant les équations 2.6, 2.9, 2.10 et 2.12 on obtient l'expression de $\Delta G/G$ (où l'on a supprimé le symbole de moyenne pour simplifier la notation) :

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{P_\mu P_c f \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle (S/N)} \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} \,. \tag{2.13}$$

Dans la limite où l'asymétrie expérimentale est faible, c'est à dire $N^{\uparrow\downarrow} \sim N^{\uparrow\uparrow} \sim N/2$, l'erreur statistique sur l'asymétrie vaut :

$$\delta(A_{exp}) = \frac{S+B}{S} \frac{1}{P_\mu P_c f} \frac{1}{\sqrt{N}} = \frac{1}{P_\mu P_c f} \frac{\sqrt{1+B/S}}{\sqrt{S}} \tag{2.14}$$

et l'erreur statistique sur la mesure de $\Delta G/G$:

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) = \frac{1}{P_\mu P_c f \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle} \frac{\sqrt{1+B/S}}{\sqrt{S}} = \frac{1}{P_\mu P_c f \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle} \frac{1}{\sqrt{S_{eff}}} \,, \tag{2.15}$$

où l'on a introduit le "signal effectif" $S_{eff} = S/(1+B/S)$. En général on exprime aussi l'erreur statistique sur la mesure de $\Delta G/G$ en fonction du *facteur de mérite* $FOM = (P_\mu P_c f \langle \hat{a}^{pgf}_{LL} \rangle)^2 S_{eff}$:

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right)=\frac{1}{\sqrt{FOM}}\ . \tag{2.16}$$

2.3 La sélection du processus PGF

Si l'on considère la section efficace de DIS inclusive d'un muon sur un nucléon, jusqu'au premier ordre de QCD, on se rend compte qu'il y a trois processus qui contribuent à la section efficace. Le DIS à l'ordre 0 (DIS0), où le photon virtuel se couple à un quark du nucléon (figure 2.1 à gauche), la diffusion Compton QCD (QCDC), où le quark émet un gluon avant ou après couplage direct avec le photon (figure 2.1 à droite) et la fusion photon gluon (PGF, figure 1.5).

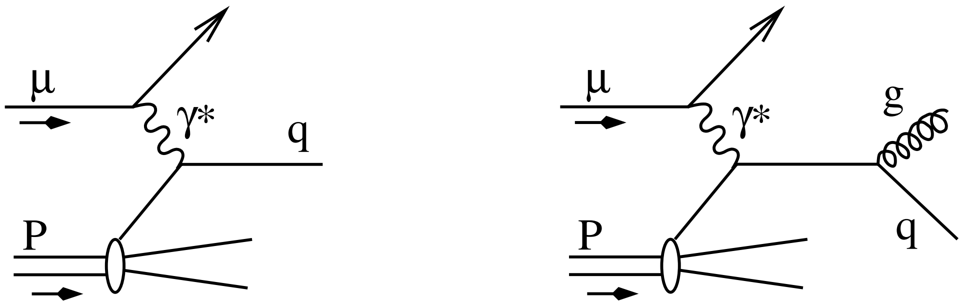


FIG. 2.1 – Les processus qui rentrent dans la section efficace totale de diffusion muon-nucléon avec le PGF : à gauche le DIS0, d'ordre α, et à droite le QCDC, d'ordre $\alpha\alpha_s$.

Le processus PGF est réduit par un facteur α_s par rapport au processus dominant (le DIS0). Cela impose de sélectionner les événements PGF en demandant la détection, en plus du muon diffusé, d'autres hadrons dans l'état final. Pour cette analyse semi-inclusive deux méthodes de sélection sont utilisées : la leptoproduction de charme ouvert et la leptoproduction d'une paire de hadrons à grande impulsion transverse. Ces deux méthodes sélectionnent des événements où l'énergie dans le centre de masse du système photon-parton $\hat{s}$ est grande devant la masse du nucléon. Cela permet d'utiliser $\hat{s}$ à la place de Q^2 comme échelle dure, ce qui assure la factorisation dans le domaine cinématique de l'expérience, dont la plupart des événements sont à $Q^2 < 1$ GeV^2.

2.3.1 Leptoproduction de charme ouvert

La méthode consiste à sélectionner les événements de fusion photon-gluon pour lesquels une paire de quarks $c\bar{c}$ est produite. La masse du quark c étant élevée, la probabilité de trouver du charme dans le nucléon ou de le produire dans le processus d'hadronisation est très faible [(2)]. La présence de charme dans l'état final permet de supprimer les processus de type DIS0 et QCDC et d'obtenir donc une signature caractéristique du processus PGF.

[(2)] La contribution du charme dans le nucléon (charme intrinsèque) est discutée dans la section 6.2.

L'hadronisation d'un quark c [(3)] donne lieu, dans 60% des cas, à la création d'un méson D^0, constitué d'une paire $c\bar{u}$. Ce méson, appelé *charme ouvert* en opposition aux états $c\bar{c}$, se désintègre après avoir parcouru quelques millimètres. Le mode de décroissance le plus favorable est :

$$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \ , \tag{2.17}$$

dont le taux de branchement vaut 3.80±0.09% [17]. Le vertex de décroissance du D^0 n'étant pas détectable dans une cible épaisse à cause de la diffusion multiple, on sélectionne les événements contenant le charme ouvert en recherchant, parmi les particules détectées, une combinaison $K^-\pi^+$ avec une masse invariante compatible avec la masse du D^0 ($M_{D^0} = 1864.6 \pm 0.5$ MeV). La sélection de charme ouvert permet une identification très propre des événements PGF mais elle est limitée par la faible statistique. La section efficace de production de charme pour un faisceau de muons avec une énergie de 160 GeV et dans le domaine $0.35 < y < 0.85$ vaut en fait 2.46 nb.
Cette méthode souffre aussi d'une limitation due au fait que dans la recherche des paires de particules avec une masse invariante proche de la masse du D^0, on teste toutes les combinaisons possibles et il se peut que des paires $K\pi$ aient la masse invariante du D^0 de façon fortuite, sans provenir de la désintégration du D^0. Ces combinaisons fortuites donnent lieu à un *bruit de fond combinatoire* important. Comme on l'a vu dans la section précédente, on a intérêt à maximiser le rapport S/B pour améliorer la précision statistique sur la mesure de $\Delta G/G$. Dans le chapitre 5 on montrera les différents critères de sélection des événements afin de minimiser ce bruit de fond.

2.3.2 Leptoproduction de paires de hadrons à grande impulsion transverse

Cette deuxième méthode s'inspire de l'approche utilisée pour sélectionner les événements PGF dans les expériences sur collisioneur. Elle consiste à ne faire aucune hypothèse sur la saveur de la paire $q\bar{q}$ produite lors de la fusion photon-gluon et à détecter deux *jets* résultants de l'hadronisation des quarks q et $\bar{q}$.

Dans une expérience sur cible fixe comme COMPASS, où il n'y a pas d'énergie suffisante pour produire des jets, on détecte les événements pour lesquels l'état final possède une paire de hadrons à grande impulsion transverse, où l'impulsion transverse est mesurée par rapport à la direction du photon virtuel. Cette méthode, contrairement à la sélection de charme ouvert, ne fait aucune sélection sur le type de hadron dans l'état final et permet donc de disposer d'une statistique bien plus élevée. Cependant elle est affectée par la présence d'un bruit de fond physique. La coupure sur l'impulsion transverse des hadrons permet de réduire sensiblement les événements de DIS0, où les hadrons sont majoritairement émis de façon colinéaire au photon virtuel. Le désavantage de la méthode est qu'elle n'affecte

[(3)] Le cas du $\bar{c}$ est obtenu par conjugaison de charge.

que de façon négligeable le processus QCDC. Cette dernière contribution à l'asymétrie doit alors être estimée à l'aide de simulations Monte-Carlo et prise en compte dans l'extraction de la polarisation des gluons. Il y a aussi une autre difficulté provenant des événements à $Q^2 < 1$ GeV^2, pour lesquels une contribution importante provient des processus type *photon résolu*, où le photon fluctue dans un état hadronique résonnant qui se couple au gluon du proton. Cela rend l'interprétation du résultat particulièrement délicate. Les aspects essentiels de cette analyse et les premiers résultats seront présentés à titre de comparaison dans le dernier chapitre.

2.4 Le dispositif expérimental

La mesure de l'asymétrie de taux de comptage est réalisée en faisant diffuser un faisceau de muons polarisés de haute intensité sur une cible de deutons polarisés. Les particules produites lors de l'interaction dans la cible sont détectées dans un spectromètre de haute résolution à deux étages, construit en aval de la cible polariseée.

2.4.1 Le faisceau de muons

L'expérience COMPASS utilise la ligne M2 de l'accélérateur SPS (*Super Proton Synchrotron*) du CERN qui délivre un faisceau de muons de haute intensité (jusqu'à $2 \cdot 10^8 \mu/$ déversement), polarisés longitudinalement et d'énergie comprise entre 60 et 190 GeV.

Production des muons

La production des muons est réalisée de façon cyclique à partir des protons du SPS en trois étapes [18] :

1. Un faisceau *primaire* de protons, préaccéléré dans le PS (*Proton Synchrotron*), est ensuite accéléré dans le SPS jusqu'à une énergie de 400 GeV. L'intensité du faisceau primaire est d'environ 10^{13} protons par déversement(4). Ce faisceau primaire, collimaté et monocinétique, est déversé sur une cible de béryllium (appelée T6).
2. La diffusion du faisceau de protons sur la cible produit des particules secondaires par interaction nucléaire. Les particules produites sont principalement des pions, avec une contamination de kaons. Un ensemble de dipôles et de quadrupôles collimateurs de grande acceptance permettent de sélectionner et focaliser les particules de charge positive. Il en résulte un faisceau *secondaire* de π^+ (avec $\sim$5% de K^+) d'intensité $\sim 2 \cdot 10^9$ (pour une cible de béryllium de 50 cm d'épaisseur(5)).

(4)La durée du déversement est de 4.8 s et la durée totale du cycle de 16.8 s, ce qui correspond à un cycle utile de 30%.

(5)La longueur de la cible de production correspond au maximum de production de pions par interaction nucléaire, compte tenu des réabsorptions dans le béryllium. Le flux de protons est le flux maximal que

3. Le faisceau secondaire parcourt ensuite une section droite de 600 m de longueur, au cours de laquelle environ 10% des particules se désintègrent en paires muon-neutrino. Les hadrons restants sont arrêtés dans un absorbeur de béryllium et aluminium dont la longueur vaut 10 m. En aval de l'absorbeur il ne reste que des muons, avec une contamination hadronique résiduelle estimée inférieure à 10^{-6}. Un système d'éléments magnétiques (*scrapers*) et de dipôles focalise et sélectionne les muons selon leur impulsion pour former un faisceau *tertiaire* de μ^+ qui est transporté jusqu'à la zone expérimentale.

Au niveau de la cible le faisceau présente un profil gaussien dans les deux directions transverses avec un sigma d'environ 7 mm et une divergence angulaire inférieure à 1 mrad. Le diamètre de la cible polarisée étant de 3 cm, environ 90% du faisceau de muons est intercepté par la cible, ceci afin de maximiser le nombre de muons susceptibles de diffuser avec un noyau de la cible. Les scrapers et tous les élements magnétiques de la ligne de faisceau comportent une quantité de matière suffisante pour arrêter ou détourner les muons situés à la périphérie du profil du faisceau. La fraction de muons qui parvient à traverser ces éléments est aussi accompagnée de hadrons produits par interaction avec la matière. Ces particules constituent un *halo* accompagnant le faisceau, constitué de deux composantes. La première possède aussi un profil gaussien avec une sigma d'environ 20 mm (figure 2.2), appelée *near halo*, la deuxième s'étend sur une dizaine de centimètres et elle est appelée *far halo*.

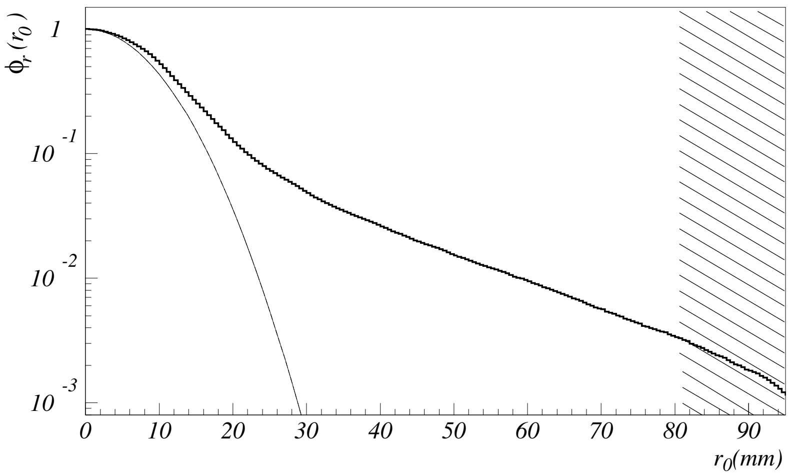


FIG. 2.2 – Mesure de la distribution radiale normalisée du flux de muons pour $r_0 \in [0, 90$ mm$]$ (faisceau + near halo). La courbe gaussienne de largeur 8 mm représente la contribution estimée du faisceau seul. Les valeurs correspondants à la zone hachurée présentent un biais dû à la petite taille (16×16 cm^2) du prototype de chambre à dérive utilisé pour la mesure.

Le halo contribue de façon non négligeable au flux de particules incidentes qui est vu par les détecteurs du spectromètre. Un exemple de cet effet, qui dans une certaine mesure limite

cette cible peut supporter.

les performances de détection, sera présenté dans le chapitre 4.

Polarisation des muons

En raison de la violation de la parité lors de la désintégration des pions, le faisceau tertiaire est naturellement polarisé. Les muons proviennent des désintégrations faibles :

$$\pi^+ \to \mu^+ \nu_\mu \tag{2.18}$$
$$K^+ \to \mu^+ \nu_\mu \tag{2.19}$$

Considérons la désintégration du pion (celle du kaon est tout à fait similaire). Dans le référentiel du centre de masse, en raison de la conservation du moment cinétique total et du fait que le pion porte un spin nul, le muon et le neutrino doivent avoir la même hélicité. À cause de la violation de la parité, l'interaction faible ne produit que des neutrinos d'hélicité négative ; le muon aura alors une hélicité également négative. Si on passe au référentiel du laboratoire, la transformation de Lorentz introduit une dépendance de l'hélicité du muon h_μ (qui n'est pas un invariant de Lorentz) en fonction de l'angle d'émission du muon par rapport au pion (θ) dans le référentiel du centre de masse :

$$h_\mu = \frac{\cos^2(\theta/2) - (m_\mu/m_\pi)^2 \sin^2(\theta/2)}{\cos^2(\theta/2) + (m_\mu/m_\pi)^2 \sin^2(\theta/2)}. \tag{2.20}$$

L'hélicité vaut -1 pour $\theta = 0°$, puis elle augmente pour atteindre $+1$ à $\theta = 180°$. Sur la ligne M2 on sélectionne les muons émis dans un angle solide étroit et vers l'avant, ce qui donne un faisceau d'hélicité négative. Le faisceau de pions n'étant pas monoénergétique, on ne peut pas calculer analytiquement la polarisation du faisceau de muons. On utilise alors une simulation qui permet de prendre en compte la dispersion en énergie, aussi bien que la contamination des kaons. La simulation fournit la valeur de la polarisation moyenne en fonction de l'impulsion du muon (comme on verra dans la section 2.4.2, cette impulsion est mesurée par la BMS). La simulation a été validée par l'expérience SMC (qui a utilisée la même ligne de faisceau que COMPASS) avec une mesure de la polarisation longitudinale des muons par deux méthodes de polarimétrie : la mesure de l'asymétrie de diffusion élastique des muons sur une cible d'électrons polarisés, et l'étude de la décroissance en vol des muons $\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu_\mu}$ [19]. La mesure de SMC confirme la validité de la simulation avec une précision de l'ordre de 2%. Pour le faisceau de muons COMPASS, qui a une énergie de 160 GeV, la polarisation moyenne vaut ~ -0.76.

2.4.2 La mesure de l'impulsion du muon incident

Afin de reconstruire la cinématique de la diffusion muon-nucléon et d'estimer la polarisation du muon incident, il est nécessaire de mesurer, événement par événement, l'impulsion du muon incident. Cette mesure est réalisée par la BMS (*Beam Momentum Station*), un spectromètre situé sur la ligne de faisceau environ 100 m en amont de la cible polarisée (figure 2.3). Ce spectromètre est construit autour du dernier dipôle de la ligne de faisceau (B6), qui dévie le faisceau dans le plan vertical. De part et d'autre du dipôle se trouvent 6 plans de scintillateurs plastiques (3 en amont et 3 en aval[(6)]).

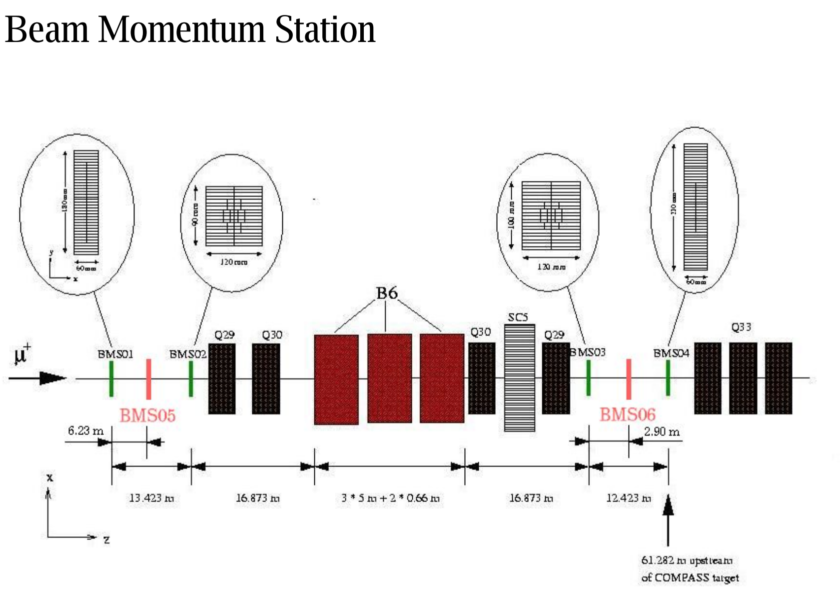


FIG. 2.3 – BMS, système de mesure de l'impulsion du muon incident.

Chaque plan de scintillateurs est constitué de 64 strips segmentés dans le plan de dispersion et connectés à des photo-multiplicateurs. Cette configuration permet de limiter le taux par strip à 5 MHz, tout en gardant une résolution temporelle de l'ordre de 500 ps et une efficacité autour de 95% par plan. La BMS fournit une mesure de l'angle de déviation du muon dans le dipôle, à partir duquel on détermine l'impulsion. Pour éliminer les ambiguïtés dues à la présence éventuelle de plusieurs traces candidates dans un même événement, on utilise le télescope de détecteurs silicium et fibres scintillantes qui se trouvent juste en amont de la cible polarisée (et qui seront décrits dans les sections suivantes). Dans ces cas ambigus la trajectoire du muon incident est reconstruite dans ce télescope et extrapolée au niveau de la BMS. L'association est faite en demandant une coïncidence temporelle entre ce segment de trace et les traces dans la BMS. Ce système de mesure permet d'atteindre une précision sur la mesure de l'impulsion $\delta(1/p) = 3.1 \cdot 10^{-5}\mathrm{GeV}^{-1}$, ce qui correspond à 0.8 GeV pour un muon de 160 GeV.

---

(6) En 2002 la BMS ne comprenait que 4 plans, deux en amont et deux en aval. En 2003 un cinquième plan a été ajouté en amont du dipôle, et en 2004 un sixième a été inséré en aval.

2.4.3 La cible polarisée

À cause de la faible section efficace du processus $\gamma^* g \to c\bar{c}$, il est nécessaire d'optimiser la luminosité de l'expérience en utilisant une cible épaisse. Elle est constituée de deux cellules de polarisations opposées, dénommées *amont* et *aval* et espacées de 10 cm (cette distance est suffisante pour déterminer dans quelle cellule se trouve le vertex primaire). Chaque cellule est un cylindre de 60 cm de longueur pour 1.5 cm de rayon. Cette valeur du rayon est un compromis entre l'exigence de maximiser le nombre de centres diffuseurs et celle de minimiser la diffusion multiple dans la cible des hadrons produits dans l'interaction, ce qui détériore la résolution en masse du spectromètre. Le fait d'avoir deux cellules de polarisations opposées permet de mesurer simultanément les deux taux de comptage $N^{\uparrow\downarrow}$ et $N^{\uparrow\uparrow}$ et de ne pas devoir mesurer avec précision les luminosités correspondant à $N^{\uparrow\downarrow}$ et $N^{\uparrow\uparrow}$. Cela serait nécessaire dans le cas d'une seule cellule où l'on mesure successivement $N^{\uparrow\downarrow}$, puis $N^{\uparrow\uparrow}$ après renversement de la polarisation de la cible.

On a vu que parmi les facteurs qui diluent l'asymétrie expérimentale il y a la polarisation P_c et le facteur de dilution de la cible f. Le choix du matériau polarisable a donc été fait dans le but de maximiser le produit fP_c. En réalité on maximise plutôt le *facteur de mérite* $\mathcal{F} = \rho\kappa(fP_c)^2$, où ρ est la densité du matériau et κ est le facteur de remplissage qui tient compte du fait que, le matériau étant constitué de granules, une partie du volume de la cellule est occupé principalement par de l'hélium liquide. Ce facteur de mérite est inversement proportionnel au temps de prise de données nécessaire pour atteindre une précision statistique donnée. Le matériau choisi est le lithium deuteré ^{6}LiD ($\rho = 0.84$ g/cm^3, $\kappa = 0.55$, $f = 0.4$ et $P_c = 0.5$, c'est à dire $\mathcal{F} = 18.5 \cdot 10^{-3}$ g/cm^3). Ce facteur de dilution élevé est dû au fait que le ^{6}Li est constitué d'une particule α (spin 0) et d'un deuton (spin 1), la polarisation du noyau étant portée par le deuton. La polarisation que l'on peut atteindre avec le ^{6}LiD est inférieure à celle qu'on peut avoir avec une cible de protons, par example le NH_3, mais son facteur de dilution élevé permet d'avoir un facteur de mérite presque trois fois plus grand par rapport à une cible de protons(7)[20].

La polarisation de la cible est obtenue par une technique appelée polarisation dynamique nucléaire (DNP pour *Dynamic Nuclear Polarization*) [21]. Les deux cellules de la cible sont placées dans un champ magnétique longitudinal intense ($B = 2.5$ T) et très uniforme ($\Delta B/B < 10^{-4}$) créé par un aimant solénoïdal supra-conducteur. Il faut d'abord noter qu'en présence de ce champ il y a une polarisation naturelle des nucléons et des électrons due à la levée de la dégénérescence des deux états de spin (parallèle et antiparallèle à B), c'est l'effet Zeeman. La polarisation, à l'équilibre thermique, est donnée par la loi de Curie :

$$P = \tanh(\mu B/kT) \qquad \text{(systèmes de spin 1/2)} \tag{2.21}$$

$$P = \frac{4\tanh(\mu B/kT)}{3 + \tanh^2(B/kT)} \qquad \text{(systèmes de spin 1)} \tag{2.22}$$

(7) Avec une cible de NH_3 on peut atteindre un polarisation de 0.8 mais le facteur de dilution est seulement de 0.14, ce qui donne, avec $\rho = 0.9$ g/cm^3 et $\kappa = 0.6$, un facteur de mérite de $6.8 \cdot 10^{-3}$ g/cm^3.

où μ est le moment magnétique du noyau considéré et T la température. En présence du champ magnétique et si la température de la cible est suffisamment basse ($T < 1$ K), le moment magnétique du deuton étant très faible ($0.75\mu_N$[8]), la polarisation à l'équilibre est inférieure à 1%. La polarisation des électrons est par contre proche de 100% car leur moment magnétique vaut $1\mu_B \approx 2000\mu_N$[9]. La DNP est une technique qui permet de polariser dynamiquement en transférant la polarisation des électrons aux deutons. Le matériau de la cible est préparé par irradiation avec un faisceau d'électrons de 20 MeV, afin de créer des défauts cristallins paramagnétiques permettant la présence d'électrons célibataires (la concentration typique de ces défauts varie entre 10^{-4} et 10^{-3} par noyau). Le champ magnétique lève la dégénérescence entre les 4 états de spin du système électron-deuton et des transitions entre ces états peuvent être induites par une micro-onde de fréquence convenablement choisie (proche ou égale à la fréquence de Larmor). Il devient alors possible de faire basculer simultanément les spins du système électron-deuton et par conséquent de polariser les deutons. À cause du couplage des spins électroniques avec les vibrations du réseau cristallin, la nouvelle configuration est hors équilibre et se relaxe vers une configuration d'énergie moindre. Cependant, le temps de relaxation de l'électron est très inférieur à celui du deuton (qui est d'environ 1000 heures). Il en résulte un état final temporaire de deutons polarisés. L'utilisation des fréquences de micro-ondes différentes pour les deux cellules, permet de polariser en sens inverse les deutons de chaque cellule, ceci à la même valeur du champ magnétique.

Le dispositif utilisé par l'expérience COMPASS (figure 2.4), qui possède la plus grande cible polarisée du monde, est actuellement basé sur le système construit pour l'expérience SMC. Ce système comprend un réfrigérateur à dilution à base d'hélium ^{3}He et ^{4}He, qui peut refroidir le matériau polarisable à une température de 50 mK, un solenoïde supraconducteur générant un champ de 2.5 T et avec une ouverture angulaire de 69 mrad (pour une particule provenant de l'extrême amont de la cible)[10] et deux systèmes de micro-ondes à 70 GHz pour la DNP. Le système comprend aussi un dispositif de mesure en ligne de la polarisation par résonance magnétique nucléaire (NMR pour *Nuclear Magnetic Resonance*) au moyen de huit bobines situées à l'intérieur de la cible (quatre par cellule) qui sont calibrées à l'équilibre thermique autour de 1 K. Dans ces conditions l'émission des micro-ondes est coupée et la loi de Curie permet de calculer la polarisation pour une température et un champ magnétique donné. Cette valeur de la polarisation est utilisée ensuite pour calibrer le signal résonnant des bobines. L'intégrale du signal d'absorption résonnante, qui est proportionnel à la polarisation, est lu à l'aide de Q-mètres [11].

La présence du solenoïde, qui peut intercepter les hadrons produits lors de la diffusion muon-nucléon, fait que l'acceptance des deux cellules est différente : la cellule en amont a une acceptance plus faible que celle en aval. L'expression 2.10 est donc biaisée par une

[8] Le magnéton nucléaire μ_N est défini de la façon suivante : $\mu_N = e\hbar/2m_p = 3.15 \cdot 10^{-14}$ MeV T^{-1}, où m_p est la masse du proton.

[9] Le magnéton de Bohr μ_B est défini de façon similaire au magnéton nucléaire : $\mu_B = e\hbar/2m_e = 3.15 \cdot 10^{-14}$ MeV T^{-1}, où m_e est la masse de l'électron.

[10] Il est prévu pour l'année 2006 l'utilisation d'un nouvel aimant supra-conducteur, actuellement dans une phase de test, avec une acceptance de 180 mrad.

[11] Un Q-mètre est un dispositif qui mesure le facteur Q d'un circuit résonnant, défini comme le rapport entre la fréquence de résonance et sa bande passante à 3 dB.

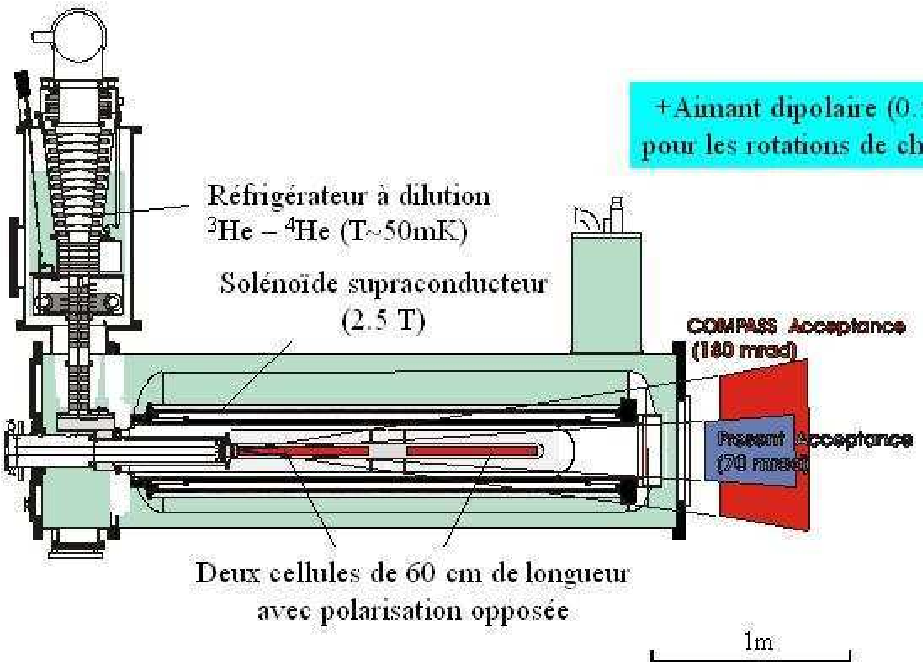


FIG. 2.4 – Schéma du dispositif de la cible polarisée de COMPASS.

asymétrie provenant de la différence d'acceptance entre les deux cellules :

$$A_{\parallel} = \frac{1}{P_\mu P_c f} \frac{N_u - N_d}{N_u + N_d} = A_{phy} + \frac{a_u - a_d}{a_u + a_d} \ , \tag{2.23}$$

où N_u est le taux de comptage dans la cellule amont (u pour *upstream*, d pour *downstream*), a_u est l'acceptance de cette cellule et A_{phy} est l'asymétrie physique. Pour s'affranchir de cette asymétrie d'acceptance on effectue une *rotation du champ magnétique* de 180° toute les huit heures. La rotation s'effectue en utilisant simultanément le solenoïde et un aimant dipolaire. Au cours de la rotation le courant dans le solenoïde est progressivement porté à 0 en même temps que le champ du dipôle augmente. Le courant du solenoïde est alors progressivement remonté, mais avec signe opposé, en même temps que le champ du dipôle est reporté à 0. La somme vectorielle de deux champs pendant cette procedure permet de faire tourner de façon adiabatiques les spins des nucléons de la cible, tout en évitant que la polarisation des deux cellules soit affectée. On peut donc calculer l'asymétrie dans les deux configurations et ensuite faire la moyenne des deux pour que le terme d'asymétrie d'acceptance (qui a un signe opposé dans les deux configurations) s'annule :

$$A_{\parallel} = \frac{1}{2 P_\mu P_c f} \left(\frac{N_u - N_d}{N_u + N_d} - \frac{N'_u - N'_d}{N'_u + N'_d} \right) \ , \tag{2.24}$$

où les N et N' correspondent aux deux configurations de champ. L'équation 2.24 n'est valable que dans l'hypothèse où l'asymétrie d'acceptance ne dépend pas de l'orientation du champ. Pour s'affranchir d'un effet résiduel de cette fausse asymétrie on renverse la fréquence des micro-ondes quelques fois pendant la période de prise de données, en s'assurant d'avoir collecté la même statistique dans les différentes configurations qui sont enfin combinées. L'analyse sur les fausses asymétries réalisée avec un échantillon de traces à petite impulsion transverse (pour lequel on ne s'attend pas à voir une asymétrie physique et pour lequel où l'on dispose d'une grande statistique) a montré cependant que, si l'on compare l'asymétrie pour chaque période de prise de données (une période correspond a une semaine de prise de données), il reste une contribution aléatoire d'environ 1% sur chaque période qui est due à des variations d'efficacité de reconstruction dépendantes de l'orientation du champ.
En conclusion il faut mentionner qu'un record mondial de polarisation pour ce matériau a été obtenu pendant la prise de donnée en 2002, c'est à dire +54.2% pour la cellule dont les spins sont parallèles au champ magnétique et +47.1% pour la cellule dont les spins sont antiparallèles.

2.4.4 Le spectromètre

Le spectromètre COMPASS a pour but de reconstruire les trajectoires de toutes les particules impliquées dans la diffusion du faisceau de muons sur la cible, c'est à dire le muon incident, le muon diffusé et tous les hadrons produits lors de l'interaction. Le muon incident est reconstruit dans la région en amont de la cible polarisée par un télescope de fibres scintillantes et de détecteurs silicium tandis que les trajectoires après la cible sont reconstruites dans un spectromètre à deux étages.

Reconstruction du muon incident

La mesure précise de la position et de l'angle de la trajectoire des muons du faisceau en amont de la cible est essentielle pour la reconstruction du vertex primaire d'interaction. Cette mesure est aussi utile à la reconstruction des traces du faisceau dans la BMS, notamment dans le cas où la reconstruction dans la seule BMS n'est pas capable de distinguer entre plusieurs candidats. Les détecteurs qui assurent cette tâche doivent fournir une résolution spatiale de l'ordre de la dizaine de μm et une information temporelle avec une précision de quelques ns. À cause de la forte intensité du faisceau ($2 \cdot 10^8 \mu^+$/déversement), l'électronique de lecture doit être capable de gérer un taux de déclenchement allant jusqu'à 5 kHz.

Le télescope qui assure la reconstruction du muon incident se compose de 2 plans de fibres scintillantes et de trois (2 en 2002) stations de détecteurs silicium. Des fibres scintillantes sont aussi utilisées dans le spectromètre et seront décrites dans la section suivante.

Le principe de fonctionnement d'un détecteur silicium repose sur les propriétés des semiconducteurs. La présence d'impuretés de substitution (le dopage), pentavalentes ou trivalentes,

dans un cristal semiconducteur tétravalent (silicium, germanium) favorise la création de porteurs de charges : les électrons (pour un semiconducteur de type n) et les trous (pour un semiconducteur de type p). Lorsque deux zones de dopage différents (n et p) sont mises en contact (jonction pn), les charges diffusent d'une zone à l'autre en donnant naissance à un champ électrique. Il se crée alors une zone de transition désertée de porteurs libres où règne un champ électrique intense de quelques kV/cm. En augmentant le champ électrique, on confère aux électrons une énergie suffisante pour qu'ils créent des paires électron-trou, donnant un détecteur plus rapide et plus efficace. Pour cela, on relie la face arrière du substrat à une tension positive (la tension de désertion) d'une centaine de volts à quelques centaines de volts. Un détecteur silicium à micropistes est généralement composé d'un substrat silicium dopé n de quelques centaines de micromètres d'épaisseur sur lequel on implante des pistes fortement dopées p (par des atomes pentavalents de phosphore) d'une vingtaine de micromètres de largeur, espacées d'une centaine de micromètres et d'une dizaine de millimètres de longueur.
Dans COMPASS, chaque station de **détecteurs silicium** [22] est constituée de 4 plans (qui mesurent 4 coordonnées que l'on appelle projections) avec une surface active de 5×7 cm^2 qui couvre la totalité du faisceau. La tranche de silicium, développé originalement pour HERA-B, possède un pas de lecture de 50 μm avec des pistes intermédiaires sur la face p pour augmenter le partage de charge et donc améliorer la résolution spatiale. Elle a une épaisseur de 300 μm et peut être lue aussi bien de la face p que de la face n, ce qui permet d'orienter les pistes sur les deux faces de façon à fournir deux projections orthogonales. Ceci permet de faciliter la reconstruction des traces grâce à la corrélation entre les deux projections. Elle possède une structure avec une haute résistivité et des multiples anneaux de garde qui reduisent les courants de fuite et permettent de l'alimenter avec des tension très élevées (600 V). L'électronique de lecture se base sur le chip APV25-S1, décrit en détail dans la section 4.8.1, qui fournit 3 échantillons successifs du signal du détecteur et permet d'extraire une information temporelle très précise. Dans les conditions nominales les détecteurs silicium opèrent avec une résolution spatiale meilleure que 16 μm et une résolution temporelle de 2.5 ns, avec une efficacité proche de 99%.

Reconstruction des trajectoires après la cible

La reconstruction d'une trajectoire consiste à déterminer les 5 paramètres qui la caractérisent : sa position horizontale x et verticale y, ses angles horizontal θ_x et vertical θ_y et son rapport charge/impulsion q/p, exprimés dans un plan de référence situé juste après la cible. Un spectromètre permet la mesure de ces paramètres, et notamment du rapport q/p, pour une particule chargée. Un particule chargée, d'impulsion p, qui traverse un champ magnétique B est soumise à la force de Lorentz qui courbe sa trajectoire en une hélice. Dans le cas où p est perpendiculaire au champ et l'angle de déviation θ est faible on peut écrire :

$$\frac{q}{p} = \frac{\theta}{0.3BL} \, , \tag{2.25}$$

où L est longueur de l'aimant. La quantité BL est appelée *intégrale de champ*, définie de façon plus générale comme $\int Bdl$. On peut donc obtenir q/p à partir de la mesure de l'angle de déviation, réalisée en reconstruisant la trajectoire de la particule.
Le spectromètre de l'expérience COMPASS est représenté dans la figure 2.5. Il a été conçu

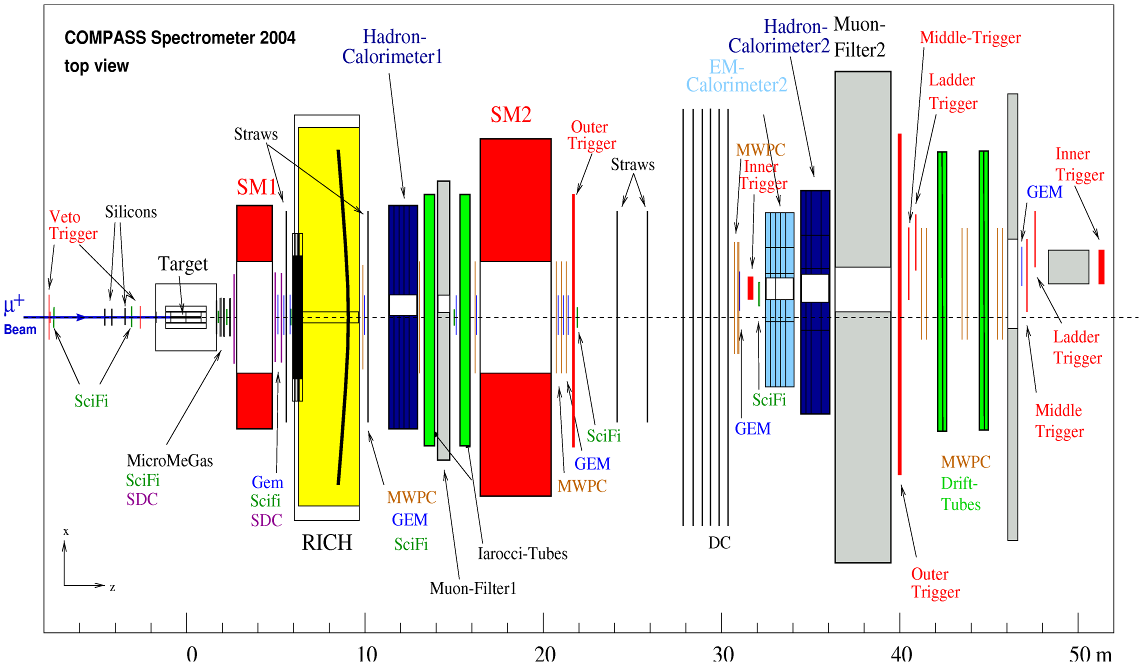


FIG. 2.5 – Vue schémathique du spectromètre de l'expérience COMPASS. La cible polarisée (Target) et les deux dipôles (SM1 et SM2) sont représentés. Les détecteurs à petit angle (SciFi, Micromégas et GEM) et à grand angle (SDC, Straws, MWPC) et ceux pour l'identification des particules (RICH, HCAL1 et HCAL2, MuonFilter1 et MuonFilter2) sont également représentés, aussi bien que les différents hodoscopes du système de déclenchement.

pour assurer une très bonne résolution dans la mesure de la masse invariante des particules, ce qui permet de maximiser le rapport S/B dans la sélection des mésons D^0. La résolution en masse dépend principalement de la diffusion multiple coulombienne des particules dans la cible et de la précision statistique sur la mesure d'impulsion $\delta p/p$. Ces deux contributions sont du même ordre de grandeur. La diffusion multiple dans la cible étant un paramètre qu'on ne peut pas changer, on essaie de minimiser $\delta p/p$, qui à son tour dépend de la résolution des détecteurs et de la diffusion multiple des particules dans la matière qu'elles traversent le long de leur trajectoire. Ces deux éléments contribuent de façon différente. L'effet de la résolution des détecteurs, $\delta p/p$ est proportionnel à p, tandis que l'effet de la diffusion multiple $\delta p/p$ est constant [23]. Les détecteurs du spectromètre sont donc conçus pour fournir des mesures de haute résolution en introduisant le minimum de matière. Ils doivent aussi assurer des performances très stables car la mesure est très sensible aux variations d'efficacité de reconstruction. Celles ci peuvent générer des asymétries qui faussent les asymétries physiques que l'on veut mesurer.

Le spectromètre COMPASS est constitué de deux étages consécutifs de structure identique, chacun construit autour d'un aimant dipolaire avec un champ vertical, et équipé de détecteurs pour la reconstruction des trajectoires en amont et en aval de l'aimant, et de détecteurs pour l'identification des particules. Le premier étage, appelé LAS (*Large Angle Spectrometer*), est responsable de la détection des particules de basse énergie, émises à grand angle. Il est construit autour de l'aimant dipolaire SM1, qui possède une ouverture de ± 180 mrad et une intégrale de champ de 1 Tm environ. Il permet de couvrir le domaine cinématique $p > 0.5$ GeV. Le deuxième étage, le SAS (*Small Angle Spectrometer*), est dédié aux particules de plus haute énergie ($p > 5$ GeV) et émises à petit angle. Il comprend le dipôle SM2, caractérisé par une ouverture angulaire de ± 30 mrad et une intégrale de champ de 4 Tm. Cette valeur élevée de l'intégrale de champ, associé au grand bras de levier disponible dans le SAS, permet d'utiliser des détecteurs moins performants en terme de résolution spatiale. La présence de deux étages assure donc une reconstruction précise des trajectoires des particules dans un large domaine cinématique (angulaire et en énergie).

Le flux des particules incidentes varie de plusieurs ordres de grandeur suivant la distance au faisceau. Dans le but de concilier les contraintes de flux, résolution spatiale, quantité de matière et coût de construction, le domaine angulaire du spectromètre a été divisé en trois régions concentriques, correspondants à trois régimes de flux. Dans chaque région, la détection des particules chargées est assurée par un détecteur différent.

– **Région VSAT** (*Very Small Area Tracking*) : c'est la zone la plus centrale (surface active 5×5 cm^2), traversée par le faisceau, où le flux peut atteindre 5×10^7 Hz/cm^2. Cette région joue un rôle essentiel dans la reconstruction des événements PGF car la section efficace de ce processus est maximale à $Q^2 \approx 0$. Dans ce cas le muon est diffusé à un angle quasiment nul et demeure dans le faisceau tout le long du premier étage du spectromètre. Sa trajectoire est ensuite courbé par le fort champ de SM2. Il est donc indispensable d'avoir une bonne reconstruction pour les traces émises à des angles très petits , surtout dans le premier étage du spectromètre. De plus, il est nécessaire de caractériser le muon diffusé par une information temporelle précise afin de limiter l'occupation due aux multiplicités très élevées dans cette région.
  La détection dans cette région est assurée par 6 stations de **fibres scintillantes** (SciFi) [24], reparties sur toute la longueur du spectromètre (2 entre la cible et SM1, 2 entre SM1 et le RICH et 2 derrière le RICH) et qui s'ajoutent aux deux stations placées avant la cible. Chaque station, dont la taille varie entre 4×4 cm^2 et 12×12 cm^2, est constituée de 2 ou 3 plans de fibres scintillantes, mesurant chacun une coordonnée différente dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (coordonnée horizontale, verticale ou inclinée de 20° par rapport à l'horizontale). Les fibres possèdent un diamètre de 400 ou 700 μm et sont regroupées en torons. Chaque toron comporte 7 fibres et les torons sont empilés dans la direction du faisceau en 8 couches (figure 2.6). Les fibres sont ensuite reliées, à travers des guides de lumière, à des photo-multiplicateurs multi-anode de type PSPM (*Position-Sensitive PhotoMultiplier*). Cette configuration est le meilleur compromis entre la nécessité de réduire la quantité de matière introduite dans le faisceau et d'augmenter le nombre de photo-électrons récoltés, ce qui détermine la résolution temporelle. Il a été mesuré que, grâce aux 30 photo-électrons récoltés par le système fibre-guide-PSPM, on arrive à avoir une résolution en temps de 500 ps, une résolution spatiale inférieure à

200 μm, avec une efficacité supérieure à 99%.

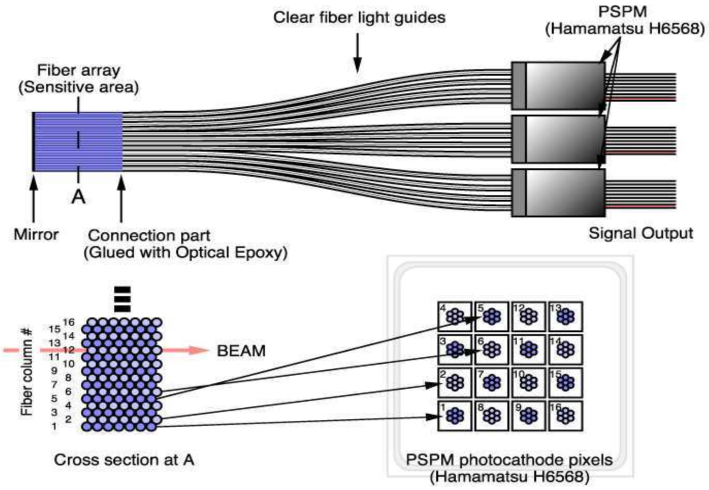


FIG. 2.6 – Schéma de la structure des fibres scintillantes.

– **Région SAT** (*Small Area Tracking*) : cette région s'étend jusqu'à quelques dizaines de centimètres du faisceau. Le flux maximal y est de 3×10^5 Hz/cm^2. Les détecteurs qui en font partie possèdent une zone centrale inactive qui correspond à la région VSAT. La détection dans la région SAT est assurée par des détecteurs gazeux à micro-pistes de type Micromegas et GEM. COMPASS est la première expérience de physique à haute énergie dans laquelle ces deux détecteurs ont été utilisés en montrant qu'ils pouvaient fonctionner sous un flux bien plus élevé que les détecteurs gazeux à lecture par fil ou à microstrip standard.
Les détecteurs **Micromegas** (*MICRO MEsh GAseous Structure*) [25] couvrent la région entre la cible et SM1. Ils comportent trois électrodes parallèles : une électrode de dérive, une micro-grille et des micro-pistes (figure 2.7 à gauche).
La caractéristique principale de ce détecteur est la présence de la micro-grille qui sépare le volume gazeux en deux régions : une zone de conversion de 3.2 mm d'épaisseur, où la particule ionise le gaz et où les électrons primaires dérivent dans un champ de ≈ 1.5 kV/cm, et une zone d'amplification de 100 μm avec un champ élevé (40 kV/cm) où les électrons sont multipliés par avalanche. La configuration du champ près de la micro-grille est telle que la plupart des ions produits par l'avalanche sont collectés par la micro-grille et ne pénètrent pas dans l'espace de conversion. Les ions, qui peuvent dériver au plus sur 100 μm, induisent donc un signal très rapide (100 ns maximum). Cette propriété d'évacuation rapide des ions, associée à la fine granularité des micro-pistes, permet au détecteur d'opérer sous un flux de particules très élevé. Les Micromegas de COMPASS sont assemblés en trois stations, chacune comportant 2 doublets : un doublet XY mesure les cordonnées horizontale et verticale, l'autre doublet UV mesure les deux cordonnées inclinées de $\pm 45°$ par rapport à la verticale. Chaque plan de détection comporte une zone active de 40×40 cm^2 et une zone morte circulaire au centre de 5 cm de diamètre. La zone

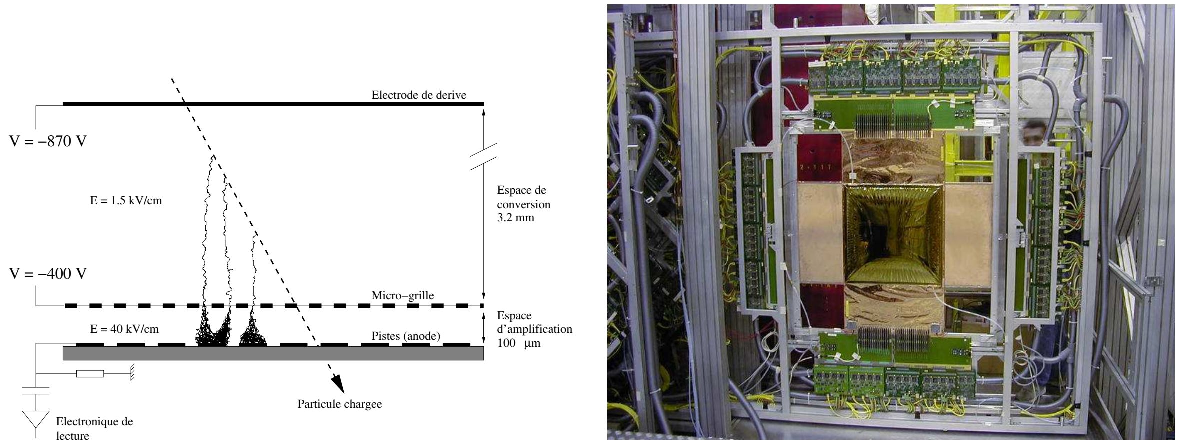


FIG. 2.7 – À gauche, schéma du fonctionnement d'un détecteur Micromegas. À droite, une photo du doublet XY.

active du détecteur représente 0.3% de la longueur de radiation. Le mélange gazeux utilisé est le Ne-C_2H_6-CF_4 dans des proportions 80-10-10. Le détecteur fonctionne à un gain de 6000, ce qui permet, avec ce mélange de gaz légers, de réduire le taux de décharges(12) à 0.03 par déversement. Pour limiter le nombre de voix de lecture, le détecteur comprend une zone centrale, où les pistes sont espacées de 360 μm, et une région externe où le pas est de 420 μm, pour un total de 1024 pistes par plan de détection. L'électronique de lecture est située des deux côtés du détecteur et déportée hors acceptance, afin de réduire la quantité de matière interceptée par les particules (figure 2.7 à droite). Elle est basée sur le chip rapide SFE16 (pré-amplificateur-discriminateur à 16 canaux) [26] qui a été conçu afin de garantir une très grande efficacité à bas gain, rendue possible grâce au faible bruit (900 e^- pour une capacité de 68 pF). Le temps de montée du pré-amplificateur est de 85 ns et le temps d'occupation de 220 ns, ce qui permet de limiter le temps mort à 3.3% au flux maximal de 200 kHz par canal. Les 3 stations Micromegas ont fonctionné en 2002, 2003 et 2004 avec une efficacité moyenne supérieure à 98%, une résolution spatiale de 70 μm et une résolution temporelle de 9 ns.

Le **GEM** (*Gas Electron Multiplier*) [27] est un détecteur gazeux à plaques parallèles et micro-pistes. L'amplification est réalisée à l'aide de feuilles de Kapton mince (50 μm) recouvertes de cuivre sur chaque face. Ces feuilles sont semi-transparentes parce qu'elles sont percées de trous de 70 μm de diamètre, espacés de 140 μm (on atteint typiquement une densité de 10^4 trous par cm^2). Une différence de potentiel est appliquée entre les deux surfaces cuivrées, ce qui génère un champ électrique à l'intérieur de trous et provoque la multiplication des électrons par avalanche. Dans le but d'atteindre un gain suffisant pour une bonne efficacité de détection, tout en gardant un faible taux de décharges, les détecteurs GEM de COMPASS possèdent trois étages d'amplification empilés (triple GEM, figure 2.8).

Le signal induit par les charges provenant de l'avalanche est récolté par des micro-

(12)Les particules très ionisantes peuvent provoquer des avalanches divergentes donnant lieu à un phénomène de décharge entre la micro-grille et l'anode. Ces décharges, même si elles ne provoquent pas de dommage pour le détecteur, entraînent une inefficacité globale pendant quelques millisecondes.

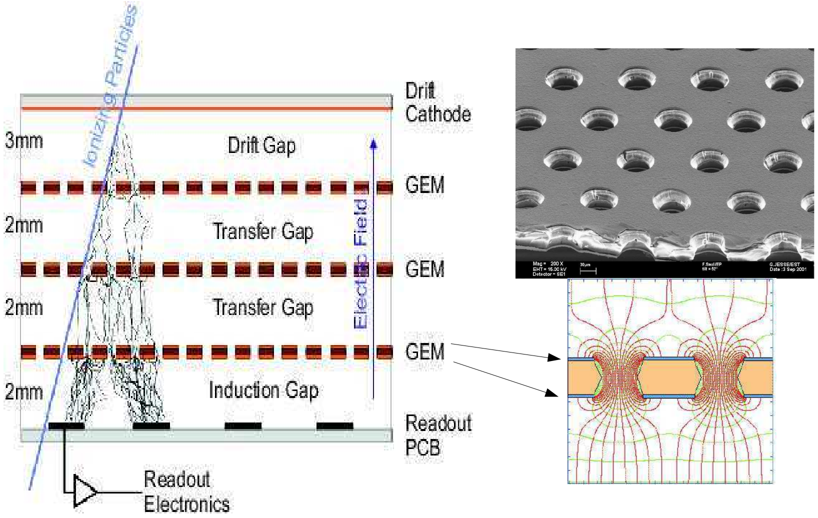


FIG. 2.8 – Schéma de fonctionnement d'un détecteur triple GEM (à gauche). Détail des trous et simulation du champ électrique a leur intérieur (à droite).

pistes au pas de 400 μm, situées à proximité du dernier Kapton. Le détecteur fonctionne avec un mélange gazeux d'argon et de CO_2 dans des proportions 70-30 et à un gain de 8000 (correspondant à un rapport signal sur bruit autour de 18). Chaque détecteur est équipé de pistes horizontales et verticales empilés, ce qui permet une détection à deux dimensions. L'espace de conversion est de 3 mm, tandis que l'espace entre les feuilles de Kapton et entre la dernière feuille et le plan des pistes est de 2 mm. Le signal analogique sur les pistes est pré-amplifié, mis en forme et échantillonné à une fréquence de 20 MHz par le chip APV25-S1, le même que celui utilisé pour les détecteurs silicium. Dans COMPASS les détecteurs GEM possèdent une zone active de 30×30 cm^2 avec une zone morte centrale de 5 cm de diamètre. Ils sont assemblés en 10 stations (11 en 2004) distribuées tout le long du spectromètre. Chaque station est composée d'un doublet mesurant les quatre projections XY (horizontale et verticale) et UV (inclinées de $+45°$ et $-45°$ par rapport à la verticale). Les 10 stations de détecteurs GEM fonctionnent dans les conditions nominales de flux avec une efficacité supérieure à 97% par plan, une résolution spatiale de 70 μm et une résolution temporelle de 12 ns. La forte corrélation entre les amplitudes mesurées sur les deux projections d'un doublet améliore l'efficacité de reconstruction des traces et permet d'éliminer les cas ambigus d'événements avec une haute multiplicité [28].

– **Région LAT** (*Large Area Tracking*) : c'est la zone la plus éloignée du faisceau, où le flux maximal est de 10^4 Hz/cm^2 et il est possible d'utiliser des détecteurs gazeux à lecture par fil. On y trouve notamment des chambres à dérive, des pailles à dérive et des chambres proportionnelles.

  Les **chambres à dérive** (appelées SDC ou plus simplement DC) assurent la détection des particules chargées émises à grand angle entre la cible polarisée et SM1 et deux entre SM1 et le RICH. Trois stations sont placées dans le premier étage du spectromètre, une

en amont de SM1 et entre SM1 et le RICH. Leur caractéristiques, ainsi que l'analyse de leur performances font l'objet du chapitre 3.
Les 15 double-couches de **pailles à dérive** (*Straw Tubes*) [29] sont installées dans la région après SM1. Ils ont une surface active de 320×260 cm^2 et un trou central de 20×20 cm^2, correspondant à la zone couverte par les détecteurs GEM. Elles fonctionnent selon le même principe que les chambres à dérive (section 3.1) mais sont conçues de façon différente. Des tubes de Kapton aluminisés (pailles) avec un diamètre de 6 ou 10 mm selon leur distance du faisceau (afin de limiter l'occupation) constituent les cathodes et délimitent le volume de détection. Ils sont placés au potentiel 0. Au centre de chaque tube, un fil fin (20 μm) de tungstène doré est porté à un potentiel positif élevé (2000 V) et constitue l'anode. La multiplication des électrons par avalanche a lieu dans le voisinage du fil, où le champ électrique est le plus intense. La position d'impact de la particule est calculée précisément à l'aide du temps de dérive mis par l'électron pour parvenir jusqu'au fil. Les pailles de deux plans consécutifs et mesurant la même cordonnée sont décalées (double-couche) d'une distance égale à leur rayon afin de combler la zone morte à la jonction entre les tubes et de permettre la levée d'ambiguïté droite-gauche(13). Chaque module de pailles à dérive est constitué de 3 double-couches, chacune mesurant trois projections (horizontale, verticale et inclinée de 10° par rapport à la verticale). Il y a deux modules placés juste avant le RICH, un entre SM1 et SM2 et deux après SM2. Ces détecteurs ont une efficacité autour de 97% par double-couche (en dehors de l'inefficacité géométrique) et une résolution spatiale d'environ 300 μm.
Treize stations de **chambres proportionnelles multi-fils** (MWPC) sont installées après le RICH sur une longueur de 40 m. Elles ont une zone active de 170×120 cm^2 et une zone morte centrale adaptée à la taille du faisceau, variant entre 16 et 22 cm lorsqu'on s'éloigne de la cible. Ces détecteurs proviennent de l'expérience Omega au CERN et comportent deux plans de cathodes espacés de 8 mm et un plan de fil au pas de 2 mm. Ils ont une résolution spatiale de 600 μm et une efficacité proche de 99%. Les performances en terme de résolution spatiale sont suffisantes grâce au grand bras de levier offert par la région où elles sont placées.
Trois stations de chambres à dérive de grande taille (W45), placées après le dipôle SM2, couvrent enfin la région cinématique des grand Q^2. Celle-ci n'est pas particulièrement intéressante pour la mesure de $\Delta G/G$ mais elle est importante pour la mesure de la transversité.

L'équipe COMPASS du SPhN à Saclay est co-responsable de la détection des particules dans les régions SAT et LAT du première étage du spectromètre. Elle a développé, construit et integré les 12 détecteurs Micromegas, ainsi que les trois stations de chambres à dérive.

La reconstruction des traces d'un événement est faite à partir des données brutes des détecteurs. Le spectromètre est divisé en zones, définies de façon à ce que les segments de traces y soient des lignes pratiquement droites. En particulier, chaque zone ne doit pas contenir un aimant ou une grande quantité de matière. On recherche alors des segments de traces à l'intérieur de chacune de ces zones. Les segments sont ensuite connectés les uns

(13) Deux particules passant de part et d'autre du même fil à la même distance de celui-ci donnent lieu au même temps de dérive et rien ne permet de distinguer l'une de l'autre. Cette ambiguïté est nommée ambiguïté droite-gauche.

aux autres entre les différentes zones (*bridging*) en tenant compte précisément des valeurs du champ magnétique généré par le solénoïde de la cible et les dipôles SM1 et SM2, celui-ci étant répertorié sous forme de cartes de champs. Les traces sont enfin ajustées globalement par une procédure qui prend en compte la quantité de matière traversée (filtre de Kalman[14]). Cette procédure fournit les 5 paramètres caractérisant chaque trace (x, y, θ_x, θ_y, q/p) dans un plan de référence situé juste en aval de la cible.
Les performances de la reconstruction des traces ont été évaluées grâce à une simulation Monte-Carlo de l'ensemble du spectromètre. L'efficacité moyenne de reconstruction des traces est de 90% mais elle décroît assez rapidement pour les particules d'impulsion inférieure à 4 GeV. La résolution sur la mesure de $1/p$ est d'environ 1.5×10^{-4} GeV^{-1} pour les traces détectées dans les deux étages du spectromètre, et de 1.8×10^{-3} GeV^{-1} pour celles détectées uniquement dans le SAS [30].

Reconstruction des vertex

Du fait de la présence d'une cible épaisse, il n'est pas possible d'utiliser un détecteur de vertex. Il faut alors utiliser une procédure qui, à partir des traces reconstruites, permet la reconstruction du vertex primaire dans un événement [31]. Cette méthode consiste à identifier, parmi les traces reconstruites, celles qui correspondent aux particules produites lors de l'interaction entre le muon et un nucléon de la cible et à déterminer la position de cette interaction. Il est également possible de reconstruire d'éventuels vertex secondaires qui correspondent à la désintégration en vol d'une particule neutre. La procédure de reconstruction des vertex extrapole à l'intérieure de la cible les trajectoires du muon incident et des particules reconstruites, en tenant compte du champ magnétique. La distribution de matière dans la cible est aussi prise en compte et rentre dans le calcul de l'erreur sur cette extrapolation. La position du vertex primaire est ensuite estimée de façon grossière par une procédure rapide qui sélectionne un ensemble de traces qui peuvent provenir de ce vertex. La position précise du vertex est enfin déterminée par un ajustement global (filtre de Kalman) qui permet aussi d'ajuster l'impulsion de chaque particule appartenant au vertex. Cet ajustement prend en compte les pertes d'énergie des particules dans la cible. La résolution sur la position du vertex atteinte est de l'ordre du cm, ce qui permet d'identifier sans ambiguïté dans quelle cellule de la cible l'interaction a eu lieu (on rappelle que la distance entre les deux cellules est de 10 cm).

Identification des particules

Les deux étages du spectromètre COMPASS sont équipés de détecteurs pour l'identification des particules. L'identification des pions, des kaons et des protons est assurée par un détecteur RICH. Deux calorimètres hadroniques permettent des distinguer les hadrons des

[14] Le filtre de Kalman est une technique d'estimation utilisée lorsqu'on est amené à estimer des paramètres de façon incrémentale. Dans le cas où une estimation doit se faire sans attendre de disposer de la totalité de l'échantillon de données, ce filtre permet, grâce à une régression linéaire incrémentale, de mettre à jour la valeur de l'estimation à chaque nouvelle donnée disponible.

muons et l'identification des ces derniers est assurée par des filtres à muons.

- L'identification des pions, des kaons et des protons, fondamentale dans la sélection du processus PGF par leptoproduction de charme ouvert (section 2.3.1), est assurée par le détecteur **RICH**, qui se trouve en aval du dipôle SM1. Ce détecteur, avec ses performances et ses limitations, sera décrit en détail dans le chapitre 4.
- Dans chaque étage du spectromètre est installé un **calorimètre hadronique** (HCAL) qui mesure l'énergie totale des hadrons. Les deux calorimètres sont protégés des électrons et des photons par un mur de plomb placé juste devant le calorimètre[(15)]. Chaque calorimètre est constitué de cellules de section carrée, constituées chacune d'un empilement de plaques de fer et de plaques de scintillateurs alternées. Ces dernières sont connectées par fibre optique à des tubes photo-multiplicateurs. Les hadrons qui pénètrent dans le calorimètre générent une gerbe hadronique en cèdant toute leur énergie, ce qui donne dans les scintillateurs un signal proportionnel à leur énergie. Les muons, au contraire, traversent le calorimètre en déposant une faible quantité d'énergie par ionisation. Il est donc possible de séparer les hadrons des muons en étudiant la quantité d'énergie mesurée dans le calorimètre en fonction de l'impulsion de la trace correspondante. Les hadrons laissent dans le calorimètre une quantité d'énergie proportionnelle à leur impulsion, tandis que les muon y laisseront une faible quantité indépendante de leur impulsion. Le calorimètre hadronique permet donc de détecter avec une bonne résolution temporelle les événements possédant au moins un hadron dans l'état final. Cette information est utilisée dans la logique du système de déclenchement, comme décrit dans la section suivante.
  Le calorimètre hadronique du premièr étage (HCAL1) possède une surface active de 4.2×3.0 m^2 et un trou central de 1.2×0.6 m^2 pour permettre le passage des particules qui seront détectées dans le deuxième étage. Il a une résolution en énergie $\sigma_E/E = 59.4\%/\sqrt{E} \oplus 7.6\%$. Le deuxième calorimètre hadronique (HCAL2) se trouve dans la région SAS et possède une surface active de 4.4×2.0 m^2 et un trou central de 40×40 cm^2. Il est caractérisé par une résolution en énergie de $\sigma_E/E = 65\%/\sqrt{E} \oplus 4\%$. Les signaux de deux calorimètres ont une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.
- L'identification des muons est réalisée au moyen de **filtres à muons** (*Muon Filters*). Ils sont placés après chaque calorimètre hadronique et ils sont constitués d'un absorbeur qui intercepte toutes les particules exceptés les muons, et de détecteurs gazeux, placés derrière cet absorbeur et utilisés pour la reconstruction des trajectoires des muons. L'absorbeur à muons du LAS est un mur de fer avec un épaisseur de 60 cm et couvrant une surface de 5×4 m^2, avec un trou central de 1.6×0.8 m^2. La trajectoire des muons est reconstruite par des tubes de Iarocci en régime proportionnel. L'absorbeur du SAS est constitué d'un mur de béton de 2.4 m d'épaisseur et il est suivi de tubes à dérive pour la reconstruction des traces des muons.

[(15)] À partir de 2003 le mur de plomb en face du deuxième calorimètre a été enlevé pour faire place à un calorimètre électromagnétique, appelé ECAL2, qui ne sera pas présenté car pour l'instant il n'est pas utilisé dans le programme muons.

2.4.5 Le système de déclenchement

Le système de déclenchement (*trigger*) sélectionne les événements potentiellement intéressants et, le cas échéant, envoie un signal au système d'acquisition afin de procéder à la lecture des données de tous les détecteurs.

Le système de déclenchement de COMPASS [32] est principalement focalisé sur la détection des processus induits par des photons quasi-réels, tels que la fusion photon-gluon. Ces événements sont caractérisés par $Q^2 \ll 1$ GeV^2, ce qui correspond à un muon diffusé à un angle très faible ($Q^2 = 4EE' \sin^2 \theta/2$, où E et E' sont les énergie du muon incident et du muon diffusé, et θ est l'angle de diffusion du muon). De plus, les photons virtuels emportant une faible fraction y de l'énergie du muon sont faiblement polarisés et donc peu sensibles à la polarisation des gluons. Ces événements sont rejetés par le système de déclenchement à travers la sélection des propriétés géométriques de la trajectoire du muon diffusé. Enfin le système demande la présence d'une quantité suffisante d'énergie hadronique dans les calorimètres.
Les événements de DIS, pour lesquels $Q^2 > 0.5$ GeV^2, sont couverts par un système additionnel qui utilise seulement l'information du muon diffusé.

Pour détecter la présence du muon diffusé, le système de déclenchement utilise un ensemble d'hodoscopes, situés de part et d'autre des filtres à muons de chaque étage du spectromètre. Chaque systeme d'hodoscopes couvre une region cinematique particuliere, correspondante à une intervalle en θ (figure 2.9).

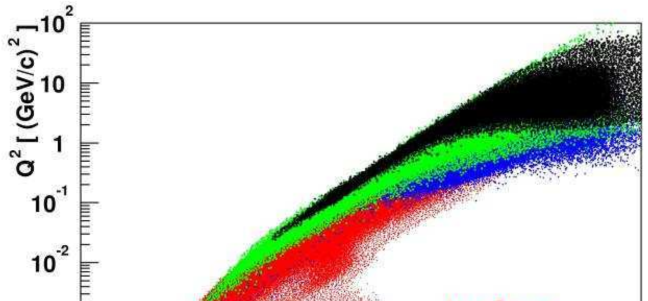


FIG. 2.9 – Région cinématique (Q^2 versus x) couverte par l'ensemble du système de déclenchement de COMPASS. Les couleurs représentent les différents systemes d'hodoscopes.

Les hodoscopes sont constitués de lattes horizontales et verticales de scintillateurs plastiques. La mesure précise (résolution temporelle meilleure que la nanoseconde) du temps de passage du muon dans l'une de ces lattes est réalisé au moyen de TDC (*Time to Digital*

Converter) situés en sortie de deux photo-multiplicateurs placés à chaque extrémité du plastique. Les signaux provenant de deux extrémités des lattes sont envoyés à une unité (*mean timer*) qui permet d'ajuster le retard des signaux sur une intervalle de 8 ns avec un précision de 250 ps. Ces signaux sont ensuite placés en coïncidence à l'aide d'une matrice de coïncidences qui permet d'estimer l'inclinaison du muon dans le plan horizontal. Ceci grâce au fait que les muons qui ont transmis une fraction importante de leur énergie au photon virtuel sont fortement déviés par le dipôle SM2 et finissent par se découpler du faisceau. Cette inclinaison est donc mesurée par deux hodoscopes à lattes verticales (H4 et H5) qui se trouvent respectivement à 10 et 30 m en aval de SM2. Les signaux de deux hodoscopes sont envoyés vers la matrice de coïncidence qui génère un signal seulement si l'inclinaison du muon est suffisante pour correspondre à la coupure $y > 0.2$. Cette coupure permet d'éliminer la plupart du halo du faisceau.

Le trigger est affecté par un bruit de fond important provenant des effets radiatifs (où le muon émet un photon avant ou après interaction avec la cible), de la diffusion des muons sur les électrons de la cible et des muons du halo de faible énergie. Ce bruit de fond, qui affecte la pureté du déclenchement, est réduit sensiblement en requérant une coïncidence entre le signal produit par la matrice et le signal des calorimètres. Le principe du système de déclenchement pour les événements de photons quasi-réels est représenté dans la figure 2.10.

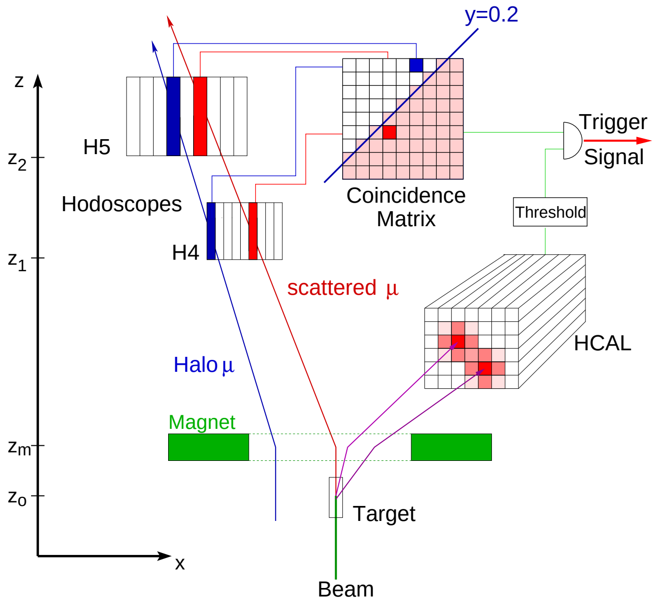


FIG. 2.10 – Schéma logique du système de déclenchement pour les petits Q^2.

Cependant, l'utilisation du calorimètre dans la logique du système de déclenchement peut amener un biais dans la sélection des événements à cause de la différente acceptance pour les hadrons positifs et négatifs. D'autre part, une logique basée sur la seule coïncidence entre deux hodoscopes générerait un taux de déclenchement trop élevé (un million par déversement) à cause des muons du halo. C'est pour cela qu'il a été développé un système de veto, consistant en des plans d'hodoscopes placés en aval de la cible, qui laisse ouverte la région central du faisceau. La plupart des signaux de déclenchement dus au halo sont rejetés en demandant l'absence de signal du veto dans la logique du système.

2.4.6 Le système d'acquisition des données

Le système d'acquisition (DAQ) a pour but de collecter et sauvegarder à chaque événement les données enregistrées par l'ensemble des détecteurs du spectromètre. Le système DAQ de COMPASS [33] est conçu pour manipuler les données provenant de 191.000 canaux de détecteurs de type très différents, lus par quatre types d'électronique frontale différents. Il est également en mesure de traiter un taux d'événements élevé, de l'ordre de 10 kHz sans introduire de temps mort dans la chaîne d'acquisition. Cela nécessite un système de traitement rapide des données avec une structure arborescente et très modulaire. La figure 2.11 représente une vue schématique des différents étages qui composent le système d'acquisition.

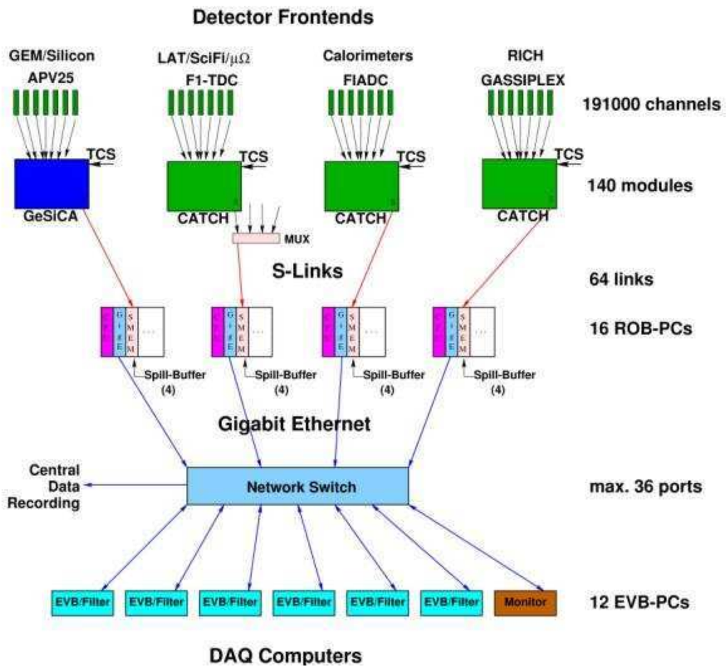


FIG. 2.11 – Schéma logique du système de d'acquisition (DAQ).

Les cartes d'électronique frontale collectent et numérisent, voie par voie, les données enregistrées par chaque détecteur. Ces données numérisées sont envoyées vers des modules de concentration appelés *CATCH*, qui se présentent sous la forme de cartes VME 9U. Les CATCH rassemblent les données provenant de plusieurs milliers de canaux d'électronique, y ajoutent des information supplémentaires (tels que le temps, le numéro de l'événement ainsi que certains diagnostics d'erreur) et les transmettent par liaison optique *S-LINK* aux ordinateurs de l'acquisition[16]. Les ordinateurs qui reçoivent les données des CATCH sont appelés *Read-Out Buffers* (ROBs). Leur rôle consiste à grouper en événements partiels et stocker de façon temporaire les données prises au cours d'un déversement. Les différents ROBs sont ensuite lus par des ordinateurs appelés *EVent Builders* (EVBs) qui assurent la collection globale des données. La connection entre les ROBs et les EVBs est réalisée par des *commutateurs Ethernet Gigabit*. Les EVBs gèrent la reconstruction de l'événement complet à partir des événements partiels de chaque ROB et leur écriture sur le disque local. Le contenu de ce disque est enfin transféré automatiquement vers la banque de sauvegarde sur bande du CERN (CDR pour *Central Data Recording*). Le format des événements et les protocoles de transfert et de gestion de l'ensemble du système d'acquisition sont basés sur le programme *DATE* [34], développé pour l'acquisition de l'expérience ALICE du CERN.

À chaque déversement, environ 30.000 événements, de taille comprise entre 40 et 50 kB, sont enregistrés, ce qui correspond à un taux de transfert moyen de 70 MB/s. Au cours des trois années de prise de données en configuration longitudinale (2002, 2003 et 2004), l'expérience COMPASS a enregistré environ 17 milliard d'événements, ce qui correspond à 530 TB de données sur bande.

2.4.7 Le traitement hors-ligne

Les événements bruts (*raw data*) écrits sur bande par le système d'acquisition sont reconstruits en événements DST (*Data Summary Tapes*) par un logiciel appelé CORAL (*COmpass Reconstruction Algorithm Library*) [35], écrit en C++. Le rôle de ce programme est de reconstruire, à partir des données brutes des détecteurs, les paramètres des trajectoires des particules, les paramètres du vertex primaire et éventuellement des vertex secondaire, et les informations supplémentaires provenant des détecteurs d'identification des particules. La figure 2.12 présente un exemple typique de reconstruction d'un événement.

Il s'agit d'un processus qui demande beaucoup de temps de calcul (600 ms par événement avec un processeur cadencé à 1 GHz) : un run de COMPASS, qui dure environ 60 minutes, contient presque 5×10^6 événements, pour lesquels le traitement hors-ligne prend autant de temps. Afin d'éviter que la production des DST prenne du retard par rapport à l'acquisition, il est nécessaire de disposer de plusieurs centaines de processeurs qui tournent en parallèle.

Les événements DST, qui ont une taille 10 fois plus faible que celle des événements bruts, sont enfin traités par chaque utilisateur au moyen d'un logiciel d'analyse appelé PHAST (*PHysics Analysis Software Tools*) [36]. Cet outil permet de définir une procédure de filtrage des événements et de calculer toutes les variables cinématiques désirées qui peuvent être enrégistrées dans des histogrammes ou dans des structure arborescentes telles que les "TTree" de ROOT ou les ntuples de PAW.

---

(16) Plusieurs CATCH peuvent être connectés à un seul S-LINK au moyen d'un multiplexeur.

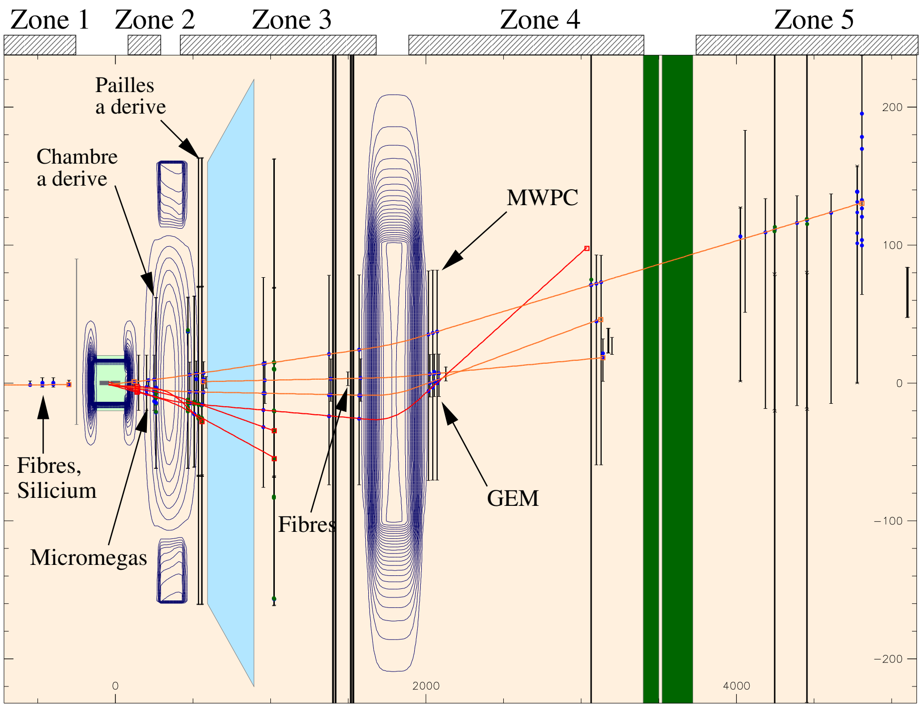


Fig. 2.12 – Reconstruction d'un événement typique de COMPASS.

Chapitre 3

Caractérisation des chambres à dérive de COMPASS

Trois chambres à dérive sont installées dans le premier étage du spectromètre de COMPASS (LAS). Après un court rappel sur le principe de fonctionnement de ce détecteur, on discutera son rôle dans la reconstruction des traces des particules, ainsi que les contraintes qui ont imposé sa géométrie et ses paramètres de fonctionnement. Les étapes de calibration du détecteur et ses performances en terme d'efficacité et de résolution spatiale seront discutées. On présentera enfin l'influence de certaines conditions expérimentales, telles que la présence du champ magnétique et le haut flux de particules, sur les performances du détecteur.

3.1 Principe de fonctionnement d'un détecteur à dérive

Une chambre à dérive est un détecteur gazeux [37] constitué d'un volume de gaz, délimité par deux plans de cathodes, et d'un plan de fils situé à mi distance de ces deux plans. Le plan de fils est constitué d'une succession périodique de fils de champ, intercalés avec des fils de lecture (figure 3.1). Les fils de champ sont des fils conducteurs de faible impédance qui, avec les plans de cathodes, constituent les cathodes du détecteurs, portées à un potentiel négatif élevé. Les fils de lecture, plus fins que les fils de champ, constituent les anodes et sont portés au potentiel 0. Une particule chargée qui traverse une chambre à dérive ionise le gaz libérant des électrons et des ions le long de son passage ; sous l'effet du champ électrique les électrons dérivent vers l'anode et les ions vers les cathodes. La particularité de ce type de détecteur est qu'il permet de mesurer le temps de dérive, dont on déduit la position de la particule. Deux fils de champ consécutifs délimitent une *cellule de dérive* et chaque fil de lecture se trouve au centre d'une cellule. Grâce à la configuration du champ électrique, les électrons produits par l'ionisation du gaz dérivent vers le fil de lecture le plus proche tandis que les ions dérivent soit vers les plans de cathodes, soit vers les fils de champ. La configuration électrostatique d'une cellule de dérive dépend de 4 paramètres géométriques :

1. La distance entre les plans de cathodes, d.
2. La distance entre deux fils de champs consécutifs, c, qui correspond à la largeur de la cellule de dérive et définis le *pas* du détecteur.
3. Le diamètre des fils de champ, Φ.
4. Le diamètre des fils de lecture, ϕ.

À cause du plus petit diamètre des fils de lecture (en général ϕ est de l'ordre de quelque dizaine de μm), le champ électrique au voisinage de ces fils peut atteindre des valeurs très élevés (de l'ordre de 10^5 V/cm). La présence d'un champ élevé permet le phénomène de multiplication des charges connu sous le nom d'*avalanche*. Le déplacement de ces charges génère un courant électrique d'induction sur les fils de lecture. Ce signal est ensuite amplifié et analysé par l'électronique frontale, ce qui permet la mesure du temps de dérive [38]. La

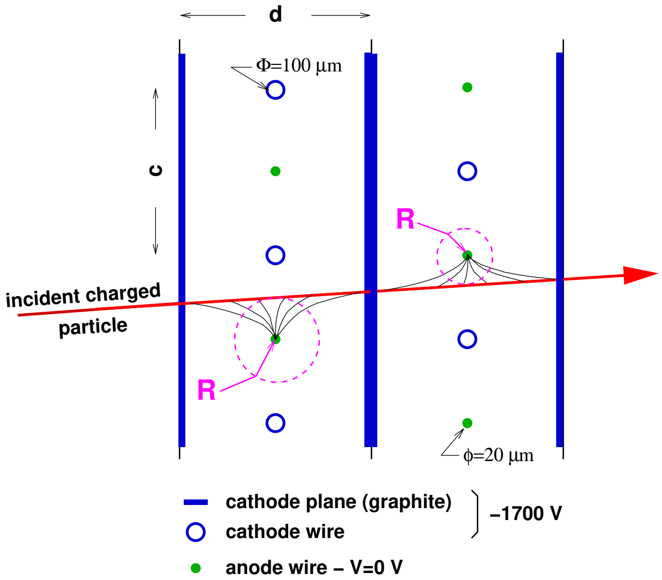


FIG. 3.1 – Schéma de fonctionnement des chambres à dérive de COMPASS. Dans la figure deux chambres, décalées d'une demi cellule, sont représentées. La raison de cette configuration sera expliquée dans la section 3.2.2.

détection d'une particule est donc le fruit d'une série d'étapes qui va de l'ionisation du gaz à la mesure du temps de dérive par rapport au temps de passage de la particule, donné par le système de déclenchement. Ceci en passant par la dérive des électrons et des ions, la multiplication des charges, la formation d'un signal électrique et finalement son amplification et sa numérisation.

3.1.1 Ionisation du gaz

Le volume d'un détecteur à dérive contient un mélange gazeux. Lorsqu'une particule traverse le détecteur, elle interagit avec les atomes ou les molécules de ce mélange et perd une faible fraction de son énergie. Il s'agit essentiellement d'interactions électromagnétiques entre la particule et les électrons des couches les plus externes des atomes ou des molécules. L'énergie perdue par la particule est transférée aux atomes et molécules du gaz par ionisation et par excitation [39]. Dans le processus d'ionisation, un ou plusieurs électrons sont arrachés à l'atome ou à la molécule, tandis que dans l'excitation l'atome ou la molécule passent de leur état fondamental à un état excité ou métastable, qui revient à son tour à l'état fondamental par l'émission d'un électron ou d'un ou plusieurs photons. Pour décrire l'ensemble de ces phénomènes on introduit une section efficace de collisions ionisantes σ_c. Le nombre d'électrons issus de ces collisions ionisantes N_0, appelés *électrons primaires*, est une grandeur statistique qui, dans le gaz le plus courant où un seul électron est émis lors d'une collision, suit une loi de Poisson dont la valeur moyenne vaut :

$$\langle N_0 \rangle = d\rho\sigma_c \; , \tag{3.1}$$

où d est l'épaisseur de gaz traversé et ρ la densité volumique du mélange gazeux. La section efficace σ_c est fonction de l'énergie de la particule ionisante. En particulier elle décroît rapidement avec l'énergie pour atteindre un minimum autour de $\beta\gamma \sim 3.5$ et remonter doucement dans le domaine relativiste. La section efficace correspondant au minimum σ_{min} est indépendante de la nature de la particule et permet de définir le concept de MIP (*Minimum Ionizing Particle*), particule dont l'énergie correspond au minimum de la section efficace. Le passage d'une MIP donne lieu à la production d'un nombre minimal d'électrons le long de sa trajectoire.

L'énergie cinétique des électrons primaires est donnée par la différence entre l'énergie cédée par la particule ionisante et l'énergie d'ionisation des électrons de l'atome ou de la molécule (cette énergie cinétique est en général à partager avec une éventuelle énergie d'excitation de l'ion positif). L'énergie cinétique, généralement de l'ordre de 100 eV, est rapidement dissipée (dans un temps de l'ordre de la nanoseconde) par collision avec les constituants du mélange gazeux et donne lieu à la création d'*électrons secondaires* au voisinage du point d'interaction. Le mécanisme d'ionisation secondaire est tout à fait similaire à celui de l'ionisation primaire mais les sections efficaces sont différentes. Le spectre final en énergie des électrons produits suit une distribution de Boltzmann, dont la température caractéristique, en absence de champ électrique, vaut la température du gaz. Du point de vue spatial, les électrons sont distribués en paquets appelés *clusters*, à cause de la grande différence entre le libre parcours moyen de la particule entre deux ionisation primaires (400 μm) et la distance caractéristique de dissipation de l'énergie cinétique des électrons primaires (10 μm). À cause des fluctuations de la taille des clusters, la distribution du nombre total d'électrons n'est pas Poissonnienne mais suit une loi de Landau.

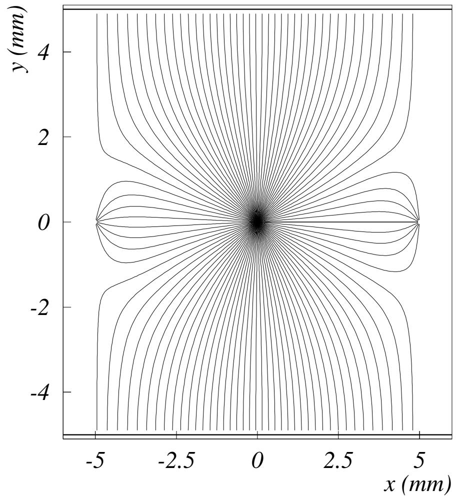
3.1.2 Dérive des charges

Les électrons et les ions produits lors de l'interaction entre la particules ionisante et le mélange gazeux dérivent vers les électrodes sous l'effet du champ électrique. Les électrons dérivent vers les fils de lecture et les ions vers les cathodes. La dérive des charges dépend du mélange gazeux et de la configuration du champ [38].

Dans une cellule de dérive à symétrie cylindrique de diamètre d, où le fil de lecture (diamètre ϕ) est placé au centre, le champ électrique en fonction de la distance au fil x, s'écrit :

$$E(x) = \frac{V_0}{x \log d/\phi} \,, \tag{3.2}$$

où V_0 est le potentiel appliqué aux cathodes. La figure 3.2 montre une simulation de la configuration électrostatique d'une cellule de chambre à dérive. Dans la figure sont représentés, à gauche les lignes de champs et à droite la valeur du champ en fonction de la distance au fil x. La vitesse de dérive des électrons résulte de la compétition entre l'accélération



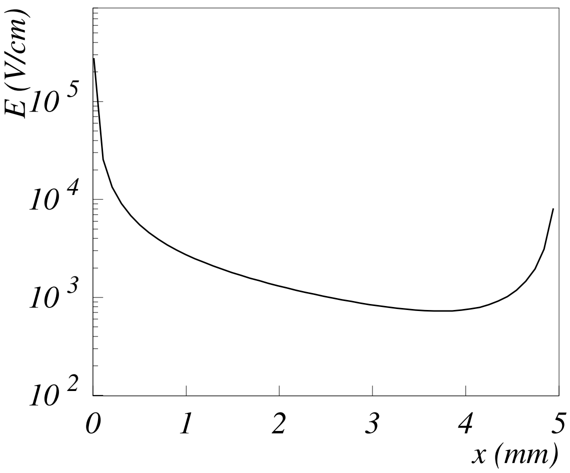


FIG. 3.2 – Configuration électrostatique d'une cellule de chambre à dérive. La taille de la cellule est de 10 mm et la tension appliquée aux plans de cathode et aux fils de champ vaut -1800 V. La figure à gauche représente les lignes de champ autour du fil de lecture. La figure à droite représente la valeur du champ moyenné sur l'axe y en fonction de la distance au fil de lecture. L'accroissement du champ aux alentours de $x = 5$ mm est dû à la présence du fil de champ.

due au champ électrique et la diffusion sur les molécules ou les atomes du mélange gazeux. Après ionisation, elle augmente lorsque l'électron, se rapprochant du fil, voit un champ électrique croissant. Dans cette région les transferts d'énergie de l'électron au gaz sont faibles. La vitesse atteint ensuite un palier (ou même parfois décroît) lorsque l'énergie cédée aux constituants du gaz compense l'énergie acquise grâce au champ électrique. Enfin elle croit à nouveau dans le voisinage du fil, où le champ électrique est très élevé. La valeur du champ électrique au début du palier et la vitesse de dérive correspondante dépendent des propriétés du mélange gazeux utilisé.

La dérive des ions diffère de celle des électrons car leur masse est proche de celle des constituants du mélange gazeux. La vitesse de dérive est, en première approximation, proportionnelle au champ électrique et le facteur de proportionnalité, appelé *mobilité*, dépend du type d'ion considéré et du gaz et varie entre 1 et 2.3 $cm^2V^{-1}s^{-1}$ [39].

3.1.3 Multiplication des charges

Lorsque les électrons produits par l'ionisation du mélange gazeux arrivent dans la région proche d'un fil de lecture, le champ électrique est suffisamment intense pour qu'ils acquièrent entre deux collisions une énergie supérieure au potentiel d'ionisation des atomes ou des molécules (section 3.1.2). Au cours d'une collision un autre électron est alors crée et celui-ci est susceptible d'ioniser à son tour. De cette manière il se produit un processus en chaîne, appelé *avalanche*, qui multiplie les électrons [40]. Le processus d'avalanche se produit à une distance d'environ 100 μm du fil, où le champ électrique est supérieure à quelque 10^4 V/cm. Compte tenu de la vitesse de dérive des électrons, le temps caractéristique de l'avalanche est inférieur à la nanoseconde.

Le processus de multiplication est caractérisé par le facteur d'amplification, ou *gain*, défini comme le rapport entre le nombre total d'électrons après avalanche et le nombre d'électrons produits par ionisation. Le gain s'exprime en fonction du *premier coefficient de Townsend* α, qui correspond à l'inverse du parcours électronique moyen entre deux collisions ionisantes. Ce coefficient dépend du champ électrique et du mélange gazeux. L'expression du gain G est :

$$G = \frac{N}{N_0} = \exp \int \alpha(E)dx \ . \tag{3.3}$$

Pour un détecteur en régime proportionnel le gain est, en première approximation, une fonction exponentielle de la tension appliquée aux cathodes.

Le coefficient de Townsend dépend de la nature du mélange gazeux. Ce mélange est en général constitué de deux gaz : un gaz noble et un gaz polyatomique, appelé *quencher* [40]. Le gaz noble favorise les collisions ionisantes par rapport aux collisions conduisant à une excitation. Ceci parce que le gaz noble, étant monoatomique et ses couches électroniques étant pleines, possède peu de niveaux d'excitation. Il a cependant le désavantage que la section efficace d'ionisation pour un électron de l'avalanche est du même ordre de grandeur que la section efficace d'émission d'un photon. Le processus d'avalanche est donc accompagné d'une importante émission de photons qui peuvent ioniser à leur tour par effet photoélectrique. La distance parcourue par le photon étant supérieure à la dimension de l'avalanche, ces photons peuvent générer d'autres avalanches, ce qui fait diverger l'amplification. Le nombre de photons produit étant proportionnel au gain, pour éviter cette divergence on impose une limite supérieure au gain du détecteur. Afin de réduire le nombre de photons susceptibles de générer une seconde avalanche et augmenter la valeur du gain maximal, on utilise le *quencher*. Ce gaz, constitué généralement de molécules organiques, possède de nombreux degrés de liberté, autant rotationnels que vibrationnels, qui permettent d'absorber une fraction des photons issus de l'avalanche, les empêchant de donner lieu à une ionisation.

3.1.4 Formation et traitement du signal électrique

Le signal électrique généré sur les fils de lecture d'un détecteur à dérive provient du courant induit par le déplacement des électrons et des ions sous l'effet du champ électrique [40]. Les contributions des charges positives et des charges négatives sont du même signe, c'est à dire qu'une charge positive s'éloignant du fil donnera un signal de courant du même signe qu'une charge négative qui s'approche du fil. La quasi totalité des charges négatives, les électrons, est produite pendant l'avalanche, très proche du fil de lecture, et les électrons dérivent sur une courte distance pendant un temps très court ($<$ 1 ns). Leur vitesse de dérive étant élevée et le champ électrique très intense, il en résulte un courant induit de grande amplitude et de forme impulsionnelle, assimilable à une fonction delta de Dirac. Les ions, produits aussi majoritairement lors de l'avalanche, dérivent vers la cathode la plus proche en traversant la quasi totalité de la cellule. Le signal induit est donc beaucoup plus long (100 μs). On peut montrer que ce courant décroît comme le carré du champ électrique et il devient presque négligeable bien avant que l'ion ne soit parvenu au niveau des cathodes. Le courant total induit sur un fil de lecture correspond en moyenne à une charge totale $\langle Q\rangle = e\langle N\rangle \times \langle G\rangle$ qui est, dans la pratique, de l'ordre de quelque 100 fC ($\approx 6 \times 10^5 e^-$). Il s'agit donc d'un signal très faible qui doit alors être immédiatement amplifié par l'électronique frontale.

Le traitement du signal par l'électronique frontale se fait en deux étapes : un premier étage est chargé de la pré-amplification et de la mise en forme du signal. Celui-ci est ensuite envoyé à un deuxième étage qui amplifie le signal mis en forme par un facteur d'amplification constant. Le pré-amplificateur met en forme le signal induit sur le fil et il est caractérisée par un temps de mise en forme t_f. Si ce temps est petit devant le temps caractéristique du signal induit t_s, la réponse impulsionnelle est une fonction delta et on parle de pré-amplificateur de courant. Si par contre $t_f \gg t_s$ on parle de pré-amplificateur de charge. En tout cas la fraction de signal correspondant à $t > t_f$ est perdue et on l'appelle *déficit balistique*. Le signal analogique est ensuite amplifié et injecté en entrée d'un *discriminateur*, qui est un comparateur génerant un signal logique (créneau) à partir du moment où l'amplitude du signal analogique est supérieure à un seuil fixé. Le signal de sortie du discriminateur est alors envoyé à un *chronomètre numérique* (TDC pour *Time to Digital Converter*) qui enregistre le temps de déclenchement t correspondant au moment où le signal analogique franchit le seuil du discriminateur par rapport au temps du *trigger*. Le temps t peut être décomposé en une somme : $t = t_0 + t_d + t_l$, où t_0 est le temps de passage de la particule dans le détecteur, t_d le temps de dérive des électrons dans la cellule et t_l le temps de montée du signal, nécessaire au signal amplifié pour passer de 0 au seuil de déclenchement du discriminateur.

La connaissance de ce temps t, avec le numéro du fil de lecture associé au canal de TDC déclenché, permet une mesure de la position de la particule incidente. Si le front de monté du signal analogique est suffisamment rapide et le seuil du discriminateur suffisamment bas, on peut négliger le temps t_l. Connaissant t_0 par ailleurs, à partir du temps mesuré par le TDC on peut remonter au temps de dérive. Celui-ci est relié à la distance entre le point d'impact de la particule et le fil. Si on connaît la relation précise entre le temps de dérive et la distance de la particule au fil de lecture (*relation RT*), la mesure de t_d permet d'obtenir la position transverse de la particule. Il faut remarquer que la connaissance du numéro du fil de lecture et du temps de dérive ne suffisent pas à déterminer la position de façon univoque. Deux particules passant de part et d'autre du même fil à la même distance de celui-ci donnent lieu au même temps de dérive, ce qui amène une *ambiguïté droite/gauche*. Pour s'affranchir de cette ambiguïté il est nécessaire de disposer d'une information supplémentaire sur la position de la particule. Cette information provient en général d'un second détecteur à dérive mesurant la même coordonnée et décalé d'une demi cellule.

3.2 Les chambres à dérive de COMPASS

Dans la configuration initiale de l'expérience COMPASS, il était prévu d'assurer la détection à grand angle entre la cible polarisée et SM1 avec deux stations de chambres à dérive. La détection après le dipôle SM1 devait se faire au moyen de détecteurs Straw. Cette configuration était adaptée à une acceptance dans le premier spectromètre de 180 mrad, initialement prévue pour l'expérience. Des problèmes techniques ont sensiblement retardé la construction de l'aimant de la cible, qui a été temporairement remplacé par le solénoïde utilisé par l'expérience SMC, caractérisé par un acceptance de 70 mrad (2.4.3). La nécessité de fonctionner avec un acceptance réduite, couplée avec un certain retard dans la fabrication des détecteurs Straw, ont suggéré une modification de la configuration initiale. La configuration actuelle prévoit donc trois stations de chambres à dérive mécaniquement identiques, une en amont de SM1 et deux en aval. La première station, appelée DC01, suffit à couvrir l'acceptance de 70 mrad avec les trois stations de Micromegas, les deux autres, DC02 et DC03, remplacent les détecteurs Straws (figure 3.3).

3.2.1 Contraintes sur les chambres à dérive

Le choix d'utiliser ce type de détecteur pour assurer la détection des particules dans la région des grands angles est lié à la bonne résolution spatiale que ces détecteurs peuvent atteindre sur des grandes surfaces, tout en gardant un faible nombre de voies. Cependant, un certain nombre de contraintes ont influé sur le choix de la géométrie et des paramètres de fonctionnement [41].

Premièrement il est nécessaire de reconstruire la trajectoire des particules avec une efficacité proche de 100%. Or, dans la pratique, l'efficacité est limitée lorsque le flux de particules vu par le détecteur est élevé (dans la région LAT le flux atteint les 10^4 Hz/cm^2, section 2.4.4) : cette inefficacité est, au premier ordre, proportionnelle à la durée du signal induit

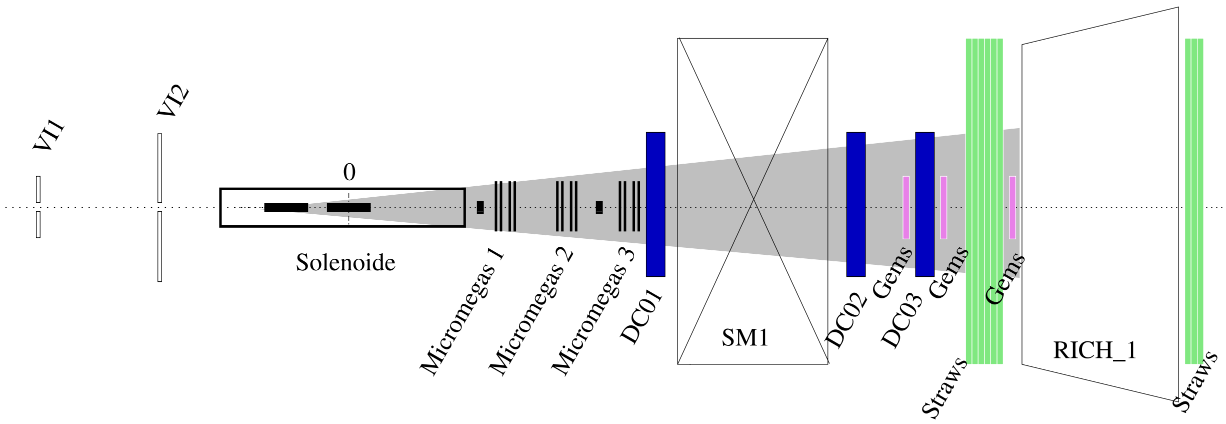


FIG. 3.3 – Implantation des 3 stations de chambres à dérive (DC01, DC02 et DC03) dans le première étage du spectromètre, dédié à la détection des particules à grand angle (LAS).

dans le détecteur par le passage de la particule. En outre, l'efficacité de détection doit être stable au cours du temps et complètement indépendante de la configuration de spin de la cible, afin d'éviter l'introduction de fausses asymétries.

La résolution spatiale requise est de l'ordre de 200 μm par plan de détection, ce qui permet d'atteindre une résolution sur la coordonné X de 150 μm. Cette précision, combinée avec celle des Micromégas, des GEM et des Straw, est nécessaire pour atteindre une résolution en masse autour de 20 MeV et pour pouvoir reconstruire la position du vertex avec une précision suffisante pour distinguer la cellule de la cible dans laquelle l'interaction a eu lieu (section 2.4.4).

Les chambres à dérive sont aussi soumises au champ magnétique de fuite à la fois de l'aimant dipolaire SM1 et de l'aimant solénoïdal de la cible polarisée. Ce champ intense (jusqu'à 0.3 T) et fortement inhomogène, pouvant dégrader les performances du détecteur, il a dû être pris en compte lors de la conception des chambres.

Enfin, les chambres à dérives doivent être désactivées dans la région centrale (SAT), couverte par les Micromegas, car le flux de particules y est trop important. Cependant il est très utile que la désactivation de la région centrale soit réversible, ce qui permet d'utiliser à bas flux le détecteur sur toute sa surface, par exemple pendant les procédures d'alignement.

3.2.2 Caractéristiques des chambres à dérive

Une station est composée d'un empilement de 8 chambres à dérive, organisées en 4 doublets mesurant quatre coordonnées différentes. Chaque doublet est constitué de 2 chambres planaires, mesurant la même coordonnée, décalées d'une demi cellule pour lever l'ambiguïté droite-gauche. La coordonnée X est mesurée par des fils verticaux, la coordonnée Y par des fils horizontaux et les coordonnées U et V par des fils inclinés respectivement de $-20°$ et $+20°$, par rapport à la verticale. La zone active couverte par chaque chambre est de 1200×1200 mm^2. La taille de la cellule de dérive est de 7 mm, pour un total de 176 cellules par chambre. Chaque chambre consiste de trois plans de cathode (figure 3.1), chacun constitué d'une feuille de mylar de 25 μm d'épaisseur, avec un dépôt de graphite. La distance entre les plans de cathode est de 8 mm, la distance entre deux doublets adjacents est de 10 mm. Les fils de champ, de 100 μm de diamètre, sont réalisés dans un alliage de cuivre et de béryllium. Les fils de lecture ont un diamètre de 20 μm et sont en tungstène doré. L'épaisseur totale d'une station est de 0.32% en longueur de radiation. Le mélange gazeux utilisé est Ar-C_2H_6-CF_4, dans des proportions de 45-45-10. Le choix de ce mélange permet, grâce à l'argon, de disposer d'un grand nombre d'électrons primaires ($\sim$ 100 pour une MIP). L'éthane joue le rôle du *quencher*, tandis que le tetrafluorocarbone a la propriété d'augmenter la vitesse de dérive des électrons. Avec ce mélange on atteint une vitesse de l'ordre de 16 ns/mm. Les plans de cathodes et les fils de champ sont portés à -1700 V par rapport aux fils de lecture, qui eux sont portés à 0 V à travers l'électronique frontale. Cette configuration électrostatique, avec le mélange gazeux choisi, assure des performances satisfaisantes à un gain de 2×10^4 dans un environnement de haut flux (jusqu'à 350 kHz par fil pour une intensité de $5.1 \times 10^7 \mu$/s). À cause du flux atteint dans les régions SAT et VSAT, la zone centrale du détecteur est désactivée de façon réversible. La désactivation est réalisée grâce à l'utilisation de plans de cathode segmentés (figure 3.4) avec un cercle de 30 cm de diamètre, centré sur le faisceau, qui est porté à un potentiel intermédiaire (~ -900 V). De cette façon l'efficacité de détection à l'intérieur de ce cercle est réduite à 0.1% [41].

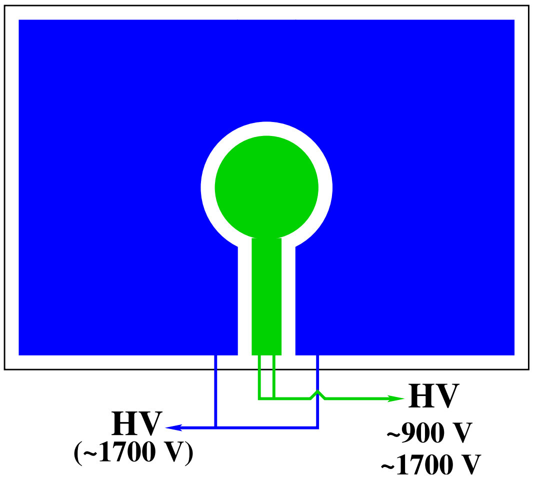


FIG. 3.4 – Schéma de segmentation du plan de cathode pour la désactivation réversible de la zone centrale des chambres à dérive de COMPASS.

L'électronique frontale de lecture des 1408 canaux d'une station est basée sur les chips ASD8 et F1. Le chip ASD8 [42], qui assure le traitement analogique du signal, est un circuit intégré constitué de 8 voies indépendantes, chacune comprenant un pré-amplificateur bipolaire, un amplificateur formateur et un discriminateur. L'étage d'amplification est caractérisé par un temps de mise en forme de 6 ns pour un temps mort d'environ 70 ns. Le chip est conçu pour fournir une efficacité de détection optimale à un gain de 1.5×10^4 et un seuil de 2.5×10^4 e^-, avec un bruit de l'ordre de quelque Hz.
Le signal analogique du chip ASD8 est envoyé au chip F1 [43], qui est un chronomètre

numérique (TDC) développé pour supporter le haut flux de données de l'expérience COMPASS. Il est constitué de 8 canaux et il est conçu pour numériser plus de 6 millions de signaux par seconde avec un précision de l'ordre de 100 ps et un temps mort presque nul.

3.3 Calibration des détecteurs

Pour permettre l'utilisation des chambres à dérive dans la reconstruction des trajectoires des particules dans le spectromètre, il est nécessaire de les calibrer. Cette opération préliminaire consiste à déterminer les relations RT correspondant à chaque plan de détection, ainsi que la position des plans d'une station les uns par rapport aux autres. Dans ce but on utilise le code de reconstruction officiel CORAL [35]. Lorsque une particules traverse une chambre, plusieurs fils peuvent donner lieu à un signal. À chacun de ces fils correspond un signal dans l'électronique frontale, appelé *coup*. Le code CORAL s'occupe de lire les données brutes (fil touché-temps) et de les convertir en coups sur le détecteur. Les coups sont ensuite utilisés par l'algorithme de reconstruction qui est décrit en détail dans la référence [41]. Il consiste en une méthode itérative dans laquelle on reconstruit une trace par un ajustement des positions des coups dans chaque chambre, excepté pour la chambre étudiée qui n'est pas utilisée dans l'ajustement. La position de la trace est alors extrapolée au niveau de cette chambre et comparée à la position des coups. La procédure est enfin répétée pour chaque chambre de la station.

3.3.1 Conditions de calibration

Pour simplifier la preocedure de reconstruction des traces on impose néanmoins des contraintes :

1. Les 8 plans de détection de la station doivent être suffisamment efficaces pour permettre une bonne reconstruction des traces.
2. L'algorithme est configuré pour reconstruire des traces droites.
3. Le nombre des particules corrélées en temps avec le trigger doit être peu supérieur à 1 et le flux de particules décorrélées (bruit de fond) doit rester modéré.

La condition (1) impose que la haute tension choisie pour chaque chambre assure une efficacité maximale. L'étude de l'efficacité de détection sera présentée dans la section suivante. Les contraintes (2) et (3) sont satisfaites par les conditions de calibration :

– L'intensité du faisceau de muons est réduite à $3 \times 10^6 \mu$/déversement. Pour obtenir une telle intensité, la cible de production des pions est retirée, les pions ne sont alors produits que par interaction des protons du SPS avec l'air présent dans le tunnel. Ces pions se désintègrent ensuite en muons.
– Les aimants SM1 et SM2 sont éteints, de façon à ce que la trajectoire des particules traversant le spectromètre soit une droite (à la diffusion multiple près).

– Le système de déclenchement utilisé détecte uniquement les muons du faisceau et de son halo.
– Grâce au flux réduit, la zone centrale du détecteur peut être réactivée en portant l'électrode centrale au même potentiel que le reste du plan de cathode.

La figure 3.5 à gauche représente le flux incident par fil dans les conditions de calibration. Le flux par fil maximum est atteint au centre de la chambre et vaut 400 kHz. En conditions nominales (figure 3.5 à droite), avec une intensité de faisceau de $2 \times 10^8 \mu$/déversement, on voit l'effet de la désactivation de la zone centrale, où le taux par fil n'excède pas quelques centaines de kHz. Les flux maximum est atteint au bord de la zone morte, où il atteint presque le MHz.

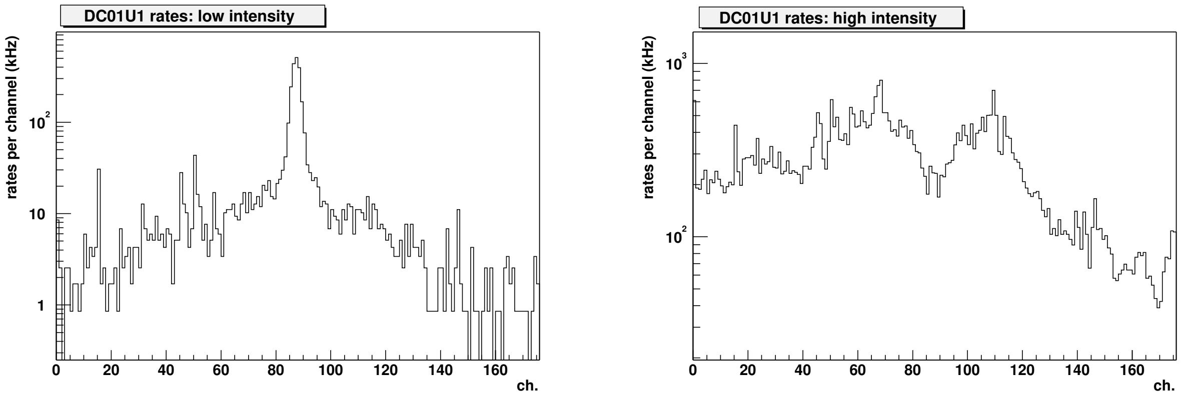


FIG. 3.5 – Flux incident par fil (en kHz) sur la chambre DC01U1 en conditions de calibration (à gauche) et en conditions nominales (à droite). À basse intensité le flux maximum est atteint au centre et vaut 500 kHz. À haute intensité la zone morte réduit le flux dans la zone centrale à 200 kHz et le flux maximum par fil est atteint au bord de cette zone et vaut 800 kHz.

3.3.2 Relations RT

Lorsqu'une particule traverse une chambre à dérive, les électrons créés le long de sa trajectoire dérivent jusqu'au fil de lecture le plus proche (figure 3.1). Les électrons créés au niveau du plan médian du détecteur (plan de fils) dérivent plus rapidement ; plus les électrons sont créés loin de ce plan, plus leur temps de dérive est long. Le temps enregistré par la voie de TDC correspondant au fil de lecture sur lequel les électrons sont parvenus, représente le temps de dérive des électrons les plus rapides. Au passage de la particule, le trigger ouvre une porte en temps de 310 ns (correspondants à 2400 canaux TDC), durant laquelle le chip F1 mesure le temps d'arrivée des signaux sur les fils de lecture. La figure 3.6 à gauche représente le spectre de temps obtenu en conditions de calibration. On y voit un bruit de fond distribué de façon uniforme dû à des traces fortuites qui n'appartiennent pas à l'événement ayant déclenché le *trigger* mais qui ont laissé un signal sur les fils de lecture dans la porte en temps des F1. Les signaux corrélés en temps donnent lieu à un pic avec une largeur à la base d'environ 60 ns : les particules incidentes qui passent par le centre de la cellule ont un temps de dérive quasiment nul, tandis que celui des particules passant à proximité des fils de champ est de 60 ns. La figure 3.6 à droite montre le spectre en temps en conditions d'intensité nominale, où l'on voit que le rapport signal sur bruit se dégrade de plus qu'un facteur 2.

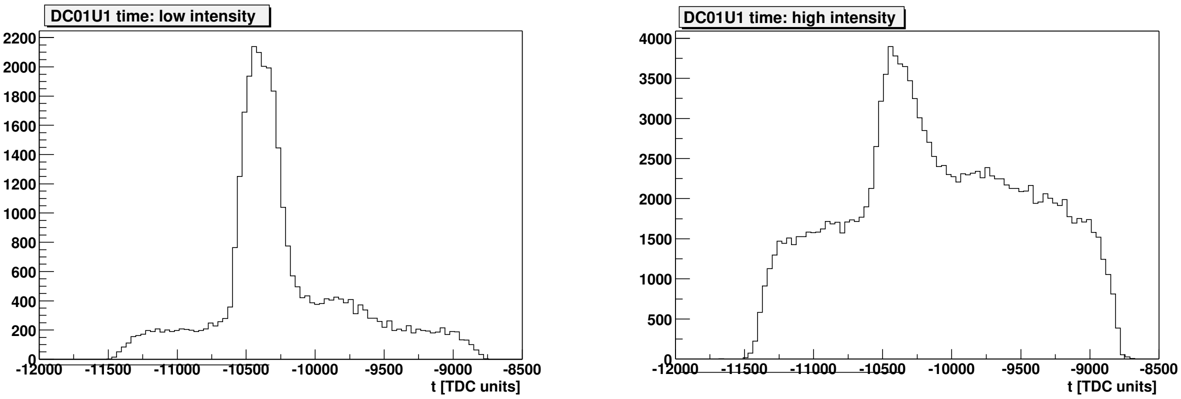


FIG. 3.6 – Distribution du temps de dérive mesuré par la chambre DC01U1 en conditions de calibration (à gauche) et en conditions nominales (à droite). Un canal TDC correspond à 128 ps. On remarque qu'à haute intensité le rapport signal sur bruit est dégradé d'environ un facteur 2.5.

Le calcul précis de la position de la particule nécessite la connaissance de la relation entre ce temps t et la distance r parcourue par les électrons. Cette distance est inférieure à la moitié de la taille de la cellule de dérive. Elle correspond, en moyenne, à la distance de la trace incidente au fil touché. On appelle donc *relation RT* la relation entre la difference entre le temps enregistré par le TDC par rapport au temps de passage de la particules et la valeur moyenne des distances correspondantes. Cette relation dépend du mélange gazeux, de la géométrie de la cellule et de la tension appliquée aux électrodes. La figure 3.7 représente une relation RT typique pour une chambre à dérive, obtenue en conditions de calibration. On remarque que la relation est à peu près linéaire, caractérisée par un temps de dérive maximal d'environ 60 ns, comme attendu pour une vitesse de dérive de 16 ns/mm et une cellule de 3.5 mm. On remarque aussi que la relation RT présente un coude au voisinage de $r = 3.5$ mm. Il provient du fait que les électrons correspondants sont créés au voisinage du fil de champ, donc dans une région où le champ électrique est plus faible. Cette région correspond à la queue qui suit le pic de temps de la figure 3.6.
La relation RT obtenue pour chaque chambre à dérive est ensuite enregistrée sous la forme d'une table de correspondance entre le temps mesuré et la distance correspondante. Cette table, qui est directement utilisée par l'algorithme de reconstruction de traces, est obtenue avec une procédure d'ajustement de l'histogramme de la relation RT. Cet histogramme est en fait coupé en tranches, chaque tranche correspondant à un intervalle de temps de 2 ns. Pour chaque tranche, une fonction gaussienne est alors ajustée sur la distribution des distances r, et la valeur moyenne de la gaussienne est rentrée dans la table, avec la valeur moyenne de l'intervalle en temps correspondant. Un résultat typique de cette procédure

d'ajustement est montré dans la figure 3.7. Cette procédure permet aussi de déterminer le t_0, donné par le canal TDC correspondant au debut du pic en temps.

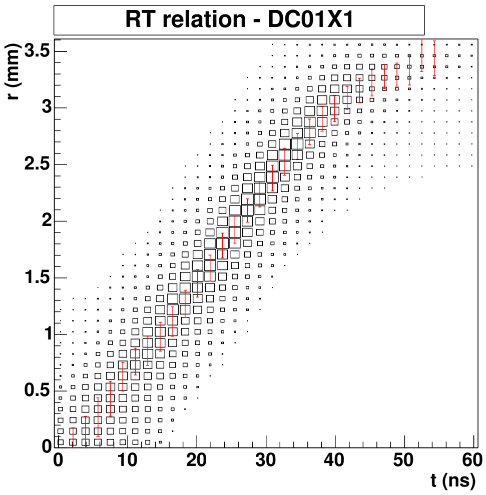


FIG. 3.7 – Relation entre le temps de dérive (en ns) et la distance au fil (en mm) pour une chambre à derive (DC01X1). La valeur moyenne de la fonction gaussienne ajustée sur chaque tranche de la distribution des distances est aussi représentée. Les barres verticales indiquent la largeur de la gaussienne.

3.3.3 Alignement

La position de chaque détecteur suivant sa coordonnée mesurée u doit être connue avec une précision supérieure à sa résolution spatiale. Cela est nécessaire pour atteindre la meilleure résolution en masse et pour maximiser le rapport entre le nombre de traces vraies et le nombre de traces fantômes, c'est à dire les traces provenant d'une combinaison de coups ne correspondant pas à une trace réelle. La précision sur les mesures de position fournies par les géomètres est de quelques centaines de micromètres, insuffisante pour garantir un bon alignement. La position est alors ajustée par une procédure informatique d'alignement hors-ligne qui, en utilisant les traces reconstruites, est capable de mesurer les décalages relatifs des détecteurs par rapport à ces positions, avec une précision de quelques micromètres. La procédure d'alignement standard de COMPASS [44] fonctionne sur la totalité du spectromètre mais elle n'est opérationnelle que lorsque tous les détecteurs sont en fonction et bien calibrés. En général cela n'est pas possible tout au début de la prise de donnée, au moment où il est souhaitable de caractériser les détecteurs. Il est donc nécessaire de disposer d'une méthode rapide qui permet d'aligner en interne un détecteur donné, sans se servir de la globalité du spectromètre. Cette méthode rapide consiste à reconstruire des segments des traces en n'utilisant que l'information provenant d'une seule station de chambre à dérive et permet donc de limiter les possibles erreurs systématiques dues à la résolution ou à l'éventuel désalignement des autres détecteurs du spectromètre. L'algorithme utilisé pour cette reconstruction locale, appelé SPOINT, est intégré dans le

code de reconstruction officiel CORAL [35].
Dans l'hypothèse où les positions des détecteurs le long de l'axe du faisceau sont considérées comme fixes[(1)] et les plans de détections sont orthogonaux au faisceau, cette méthode rapide permet de mesurer le décalage par rapport à l'axe du faisceau de chaque détecteur suivant sa coordonnée mesurée u. La mesure est faite grâce à une procédure itérative d'ajustement qui minimise le χ^2 moyen des traces, quantité sensible à la qualité de l'alignement. La procédure est réalisée indépendemment pour chaque station de chambre à dérive, afin de déterminer précisément la position relative des chambres dans la station.

3.4 Performances des chambres à dérive

La caractérisation d'une chambre à dérive consiste à mesurer son efficacité et sa résolution spatiale. Cette étude est réalisée de façon similaire à la détermination des relations RT, grâce à un échantillon de traces dont la position dans le détecteur est comparée à la réponse du détecteur au lieu de passage de la trace. Dans cette procédure, le détecteur en étude est exclu de la reconstruction pour ne pas biaiser le résultat. Afin d'estimer les performances du détecteur avec la plus grande précision, la procédure consiste à déterminer la position de la trace en utilisant tous les détecteurs du spectromètre, avec le code de reconstruction officiel. Le principe est de rechercher dans le détecteur un ou plusieurs coups au voisinage du point d'impact de chacune des traces de l'échantillon. On défini le résidu $|\Delta u| = |u_{coup} - u_{tr}|$, où u_{coup} est la position du coup et u_{tr} la position de la trace. L'association entre un coup donné et la trace est faite si $|\Delta u|$ est inférieur à une limite $|\Delta u|_{max}$; la bande de largeur $2|\Delta u|_{max}$, centrée sur la trace, est appelée *route*. La largeur de la route (7 mm) est choisie de façon à être suffisamment large pour prendre en compte la résolution finie du détecteur et l'incertitude sur la position des traces provenant de la reconstruction.

3.4.1 Efficacité de détection

L'efficacité est définie comme la probabilité pour le détecteur de repérer le passage d'une particule au travers de sa zone active. Si l'on utilise un échantillon de N_{tot} traces qui passent dans la zone active du détecteur, on comptabilise le nombre des traces N pour lesquelles il y a au moins un coup associé. L'efficacité ε est alors donnée par :

$$\varepsilon = \frac{N}{N_{tot}} \; . \tag{3.4}$$

Afin d'obtenir une mesure d'efficacité la plus réaliste possible, les N_{tot} traces qui rentrent dans cette mesure sont sélectionnées afin d'obtenir un échantillon de bonne qualité. On utilise les coupures suivantes :

1. $\chi^2/n_{ddl} < 3$, où $n_{ddl} = n_c - n_p$ est le nombre de degrés de liberté de la trace ; n_c est le nombre de coups qui ont permis la définition de la trace et n_p le nombre de

[(1)] La position le long du faisceau n'a que peu d'importance pour la reconstruction de traces droites ou faiblement inclinées, telles que les muons du faisceau et de son halo.

paramètres de la trace (5 pour une trace possédant une impulsion, 4 pour une trace droite).

2. $n_{ddl} > 15$ pour rejeter les traces reconstruites seulement dans le champ de fuite de SM1, qui sont en général de mauvaise qualité.
3. $|\Delta T| = |T_{trace} - T_{trigger}| < 10$ ns pour s'assurer que les traces considérées sont corrélées en temps avec le trigger(2).
4. $p > 1$ GeV parce que les traces d'impulsion inférieure à 1 GeV sont en général assez mal reconstruites.

Les travaux précédents [41] ont permis le choix des paramètres de fonctionnement du détecteur (géométrie, mélange gazeux, tension appliquée aux électrodes et seuils des discriminateurs). Cependant le choix de la tension appliquée aux électrodes dépend fortement du mélange gazeux, ainsi que d'éventuelles contraintes dues au courant maximal que les électrodes peuvent supporter. D'autre part, l'étude des courbes d'efficacité en fonction de la tension appliquée peut donner des indications importantes sur la qualité du gaz et sur le fonctionnement correct du détecteur. Il a donc été décidé de mesurer, au début de chacune de 3 prises de données (2002, 2003 et 2004), l'efficacité de chaque chambre à dérive en fonction de la haute tension appliquée aux cathodes. La courbe d'efficacité présente un plateau permettant de vérifier qu'à la tension nominale choisie l'efficacité maximale est bien atteinte. Les mesures ont été réalisées en conditions de calibration pour pouvoir explorer une large gamme de tensions, ce qui n'est pas possible à haute intensité car les courants dans les électrodes limitent la valeur de la haute tension applicable. Un exemple de courbe d'efficacité pour une chambre à dérives est présenté dans la figure 3.8. On voit que le plateau démarre aux alentours de 1600 V, ce qui valide le choix d'une tension de 1750 V pour les DC02 et DC03 et de 1650 V pour la DC01. Le point de fonctionnement de la DC01, qui est soumise à un flux plus élevé par rapport aux DC02 et DC03, a été choisi à une tension plus basse pour reduire les courants et les maintenir comparables à celles des autres stations. Cette réduction de la tension, qui pourrait affecter la résolution spatiale du détecteur, est justifiée par le fait que la précision sur l'impulsion des traces à petit angle est dominée par la résolution des Micromégas, tandis que celle des traces à grand angle, donc de basse impulsion, est dominée par la diffusion multiple.

L'efficacité des chambres à dérive a été mesurée aussi dans les conditions de prise de données nominales. Dans ces conditions l'intensité du faisceau est de $2 \times 10^8 \mu$/déversement et les deux dipôles SM1 et SM2 sont en fonction. La zone centrale du détecteur est alors désactivée et le système de déclenchement fonctionne dans sa configuration nominale. À haute intensité, le nombre de coups non corrélés à la trace est important et la probabilité p_b qu'un coup non corrélé puisse se situer sur la route considérée n'est pas négligeable. L'expression (3.4) doit alors être modifiée :

$$\frac{N}{N_{tot}} = \varepsilon + (1 - \varepsilon) \cdot p_b \; . \tag{3.5}$$

La probabilité p_b est déterminée à partir de la distribution des positions mesurées par la chambre correspondant aux résidus contenus dans une deuxième route à distance du

(2) Le temps T associé à une trace est la moyenne des temps mesurés par les détecteurs (fibres scintillantes, Micromegas, GEM) que la trace a traversé.

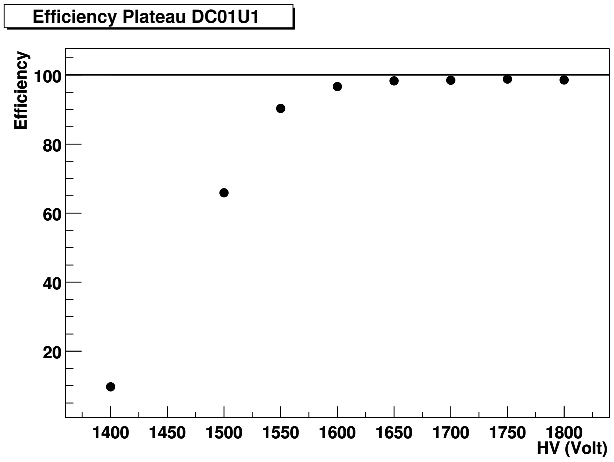


FIG. 3.8 – Efficacité de détection en pour cent en fonction de la haute tension appliquée aux cathodes pour une chambre à dérive (DC01U1). Le plateau d'efficacité est atteint autour des 1600 V.

pic, pour lesquels les coups ne sont pas associés à des vraies traces (figure 3.9 à gauche). L'efficacité, corrigée du biais dû au bruit de fond, s'écrit donc :

$$\varepsilon = \frac{N/N_{tot} - p_b}{1 - p_b} \ . \tag{3.6}$$

Il est évident que cette correction est d'autant plus importante que p_b est élevée et que l'efficacité du détecteur est faible. On remarque (figure 3.9 à droite) que la probabilité p_b est au maximum de 4%. Dans le tableau 3.1 on présente les efficacités (ε), corrigées du bruit de fond et moyennées sur la surface des détecteurs. Les efficacités obtenues en conditions de calibrations (ε_{bf}) sont aussi présentées.

Chambre	Haut flux ε (%)	Bas flux ε_{bf} (%)	Chambre	Haut flux ε (%)	Bas flux ε_{bf} (%)	Chambre	Haut flux ε (%)	Bas flux ε_{bf} (%)
DC01X1	96.5	99.6	DC02X1	96.9	98.6	DC03X1	95.7	98.3
DC01X2	96.4	99.2	DC02X2	97.0	98.7	DC03X2	96.8	98.7
DC01U1	96.7	99.7	DC02U1	97.0	99.1	DC03U1	97.1	98.9
DC01U2	95.5	99.3	DC02U2	97.4	99.1	DC03U2	96.8	99.0
DC01V1	94.9	98.7	DC02V1	96.2	99.3	DC03V1	98.2	99.1
DC01V2	95.2	98.9	DC02V2	96.2	99.6	DC03V2	96.9	98.7
DC01Y1	96.9	98.9	DC02Y1	96.9	97.9	DC03Y1	97.0	98.5
DC01Y2	95.8	99.1	DC02Y2	97.2	98.4	DC03Y2	96.3	98.6

TAB. 3.1 – Efficacités de détection moyenne pour les 24 chambres à dérive de COMPASS en condition d'intensité nominale et à basse intensité.

Les chambres présentent une efficacité de détection moyenne de 96.6% à haute intensité. On remarque une perte d'efficacité de l'ordre de 2% par rapport aux conditions de calibration.

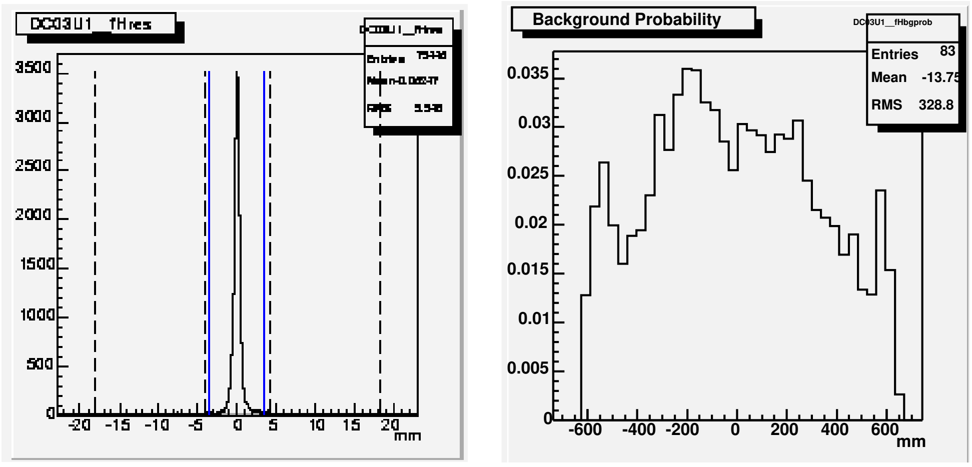


FIG. 3.9 – Distribution des résidus en mm pour la chambre DC03U1 (à gauche). Les barres verticales indiquent les routes pour l'estimation de l'efficacité (ligne continue) et de la probabilité du bruit de fond (tiretés). À droite, distribution de la probabilité du bruit de fond en fonction de la position sur la chambre.

Pour comprendre la source de cette perte on peut effectuer une cartographie de l'efficacité sur la surface de la chambre (figure 3.10).

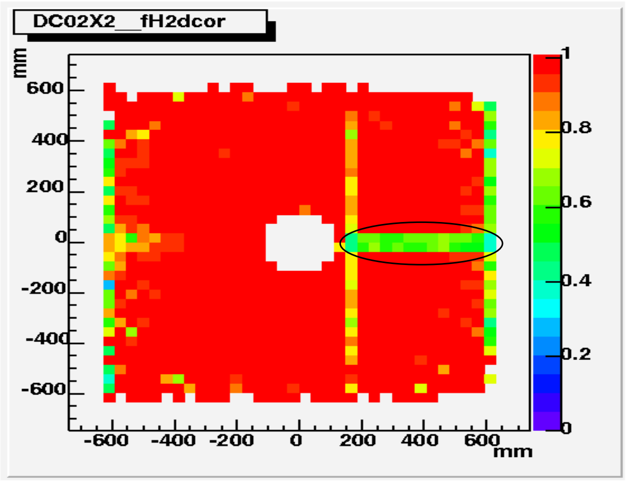


FIG. 3.10 – Cartographie de l'efficacité de détection sur la surface d'une chambre à dérive (DC02X2). On y remarque une zone moins efficace (entourée par un cercle) correspondante à la région de segmentation de la cathode qui sert à la désactivation de la zone centrale.

Il faut dire tout d'abord qu'en conditions de calibration la plupart des traces sont concentrées dans la zone centrale de la chambre et l'efficacité est très homogène. À haute intensité, la zone centrale doit être désactivée et on constate que l'efficacité est tout à fait satisfaisante au bord de la zone morte. On remarque par contre des bandes d'inefficacité le long la direction des fils correspondant à des canaux manquants (à cause d'une coupure entre le fil de lecture et la piste qui le connecte à l'électronique) ou au bord de la chambre (où la configuration de champ dégrade le gain de la chambre). La source principale de diminution de l'efficacité moyenne se trouve dans la région horizontale indiquée par un cercle dans la figure 3.10. Cette bande de 10 cm de hauteur, caractérisée par une efficacité moyenne d'environ 60%, correspond à la région de segmentation de la cathode qui sert à la désactivation de la zone centrale, comme on le voit en comparant avec la figure 3.4.

3.4.2 Résolution spatiale

Comme on l'a vu dans la section 3.2.1, la résolution spatiale requise pour chaque chambres à dérive du premier spectromètre est de l'ordre de 200 μm. La résolution spatiale de chaque chambre constituant une station est évaluée à l'aide de la distribution des résidus. Pour un ensemble de traces, la résolution spatiale σ_a d'un détecteur est reliée à la largeur σ de la distribution des résidus et à l'incertitude σ_t sur la position de la trace, reconstruite à l'aide des autres détecteurs du spectromètre. Ces contributions sont indépendantes et peuvent donc être sommées quadratiquement pour donner la largeur de la distribution des résidus :

$$\sigma^2 = \sigma_a^2 + \sigma_t^2. \tag{3.7}$$

La contribution due à l'incertitude sur la position de la trace dépend en général des résolutions spatiales des autres détecteurs du spectromètre. Pour s'affranchir de cette contribution qui peut amener une erreur systématique importante à la mesure de σ_a, on profite de la structure en doublet de la station. Les deux chambres d'un doublet, décalées d'une demi cellule et mesurant la même coordonnée, permettent de s'affranchir de l'ambiguïté droite-gauche. De plus elles sont, au moins au premier ordre, affectées par la même contribution due à la résolution spatiale de la reconstruction. Pour chaque trace on définis un *double résidu* $\delta\Delta u = \Delta u' - \Delta u''$, où $\Delta u' = u'_{coup} - u_{tr}$ et $\Delta u'' = u''_{coup} - u_{tr}$ sont respectivement les simples résidus de la première et de la deuxième chambre du doublet, ce qui implique que $\delta\Delta u = u'_{coup} - u''_{coup}$. On nomme σ' et σ'_a la largeur des résidus et la résolution intrinsèque de la première chambre du doublet, et σ'' et σ''_a celles de la deuxième chambre. La largeur de la distribution des doubles résidus σ s'écrit alors :

$$\sigma^2 = \sigma'^2 + \sigma''^2 + 2cov(\sigma', \sigma'') = ({\sigma'_a}^2 + \sigma_t^2) + (\sigma''^2_a + \sigma_t^2) - 2\sigma_t^2 = {\sigma'_a}^2 + \sigma''^2_a. \tag{3.8}$$

Dans l'hypothèse où les résolutions intrinsèques des deux chambres du doublet sont égales, on définit la résolution du doublet comme $\sigma_d = \sigma'_a = \sigma''_a$ et on obtient :

$$\sigma_d = \frac{\sigma}{\sqrt{2}}. \tag{3.9}$$

La distribution des doubles résidus est représentée figure 3.11. Une fonction gaussienne est ajustée sur cette distribution afin d'extraire la résolution. Le tableau 3.2 présente la résolution spatiale mesurée pour 4 doublets. La résolution spatiale des trois stations est en moyenne de 200 μm.

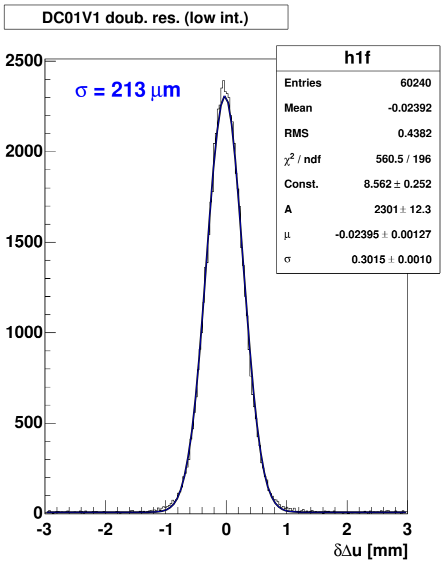


FIG. 3.11 – Distribution des doubles résidus obtenue en conditions de calibration pour un doublet de chambres à dérive (DC01V). La fonction gaussienne ajustée sur la distribution est aussi representée, avec les paramètres résultant de l'ajustement.

Doublet	Basse intensité σ (μm)
DC01V	213
DC02X	208
DC02Y	203
DC03V	194
Moyenne	203

TAB. 3.2 – Résolutions spatiales de 4 doublets des stations de chambres à derive, obtenues à basse intensité et résolution moyenne pour les 3 stations. La précision statistique de la mesure est de 8 μm.

On peut comparer ces résultats avec ceux obtenus auparavant par la procédure de reconstruction "interne" [41]. On remarque que les résultats précédents comportent une résolution spatiale moyenne de 175 ± 10 μm. Il faut cependant noter que la méthode interne calcule la résolution de chaque chambre à partir des distributions des simples résidus. De plus, si d'un côté elle permet de s'affranchir de l'effet globale du spectromètre, de l'autre elle oblige à une procédure de minimisation qui déconvolue la contribution due à la résolution de la chambre de la contribution due à l'incertitude de la trace, dépendant à son tour des résolutions spatiales des autres chambres de la station. Cela montre que la mesure de la résolution dépend des performances des détecteurs qui rentrent dans la procédure de reconstruction des traces.

Les résolutions que l'on vient de présenter sont obtenues en conditions de calibration, c'est à dire à basse intensité et sans champ magnétique. Il est cependant nécessaire d'estimer la résolution spatiale des détecteurs dans les conditions nominales de l'expérience. Pour etudier l'effet du champ magnétique et s'affranchir de l'effet de l'intensité du faisceau, on utilise des données prises à basse intensité mais avec les aimants dipôlaires en fonctionnement.

Effet du champ magnétique

Les trois stations de chambres à dérive sont placées dans une région soumise au champ magnétique de fuite de l'aimant dipolaire SM1. Ce champ est intense (jusqu'à 0.3 T) et fortement inhomogène. En présence d'un champ magnétique $\overrightarrow{B}$, les électrons générés dans la cellule de dérive subissent entre deux collisions, outre l'accélération due au champ électrique, la force de Lorentz $\overrightarrow{F} = -e\overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B}$. Sous l'influence de cette force, la trajectoire des électrons est déviée par rapport à sa direction d'origine, parallèle au champ électrique. L'angle ψ entre la vitesse de dérive de l'électron et le champ électrique est appelé *angle de Lorentz* et vérifie la relation :

$$\tan\psi = \frac{vB}{E}\sin\chi, \tag{3.10}$$

où χ est l'angle entre $\overrightarrow{E}$ et $\overrightarrow{B}$. À champ magnétique fixé, l'angle de Lorentz croît lorsque la vitesse augmente et décroît lorsque le champ électrique augmente. Le champ du dipôle étant vertical, dans le cas du doublet X la trajectoire des électrons est déviée dans le plan horizontal ($\sin\chi = 1$) et la dégradation de la résolution est maximale. Au contraire, la résolution du doublet Y n'est pas affectée ($\sin\chi = 0$). Pour les chambres à dérive de COMPASS l'angle de Lorentz maximal est de $13.5°$[(3)]. L'angle de Lorentz affecte au premier ordre la relation RT. Cet effet est en grande partie pris en compte en déterminant la relation RT en conditions de calibration avec les dipôles en fonctionnement. La relation RT est tout même le résultat d'une moyenne sur la surface de la chambre. Il reste donc une contribution au deuxième ordre qui affecte la résolution spatiale.

La mesure de la résolution spatiale pour des données prises à basse intensité mais en présence du champ magnétique est résumée dans le tableau 3.3. On trouve une dégradation de la résolution de l'ordre de 30 μm pour les doublets X et V des stations les plus proches de l'aimant. Dans la précision de la mesure, la résolution du doublet Y n'est pas affectée et celle des doublets de la troisième station, la plus éloignée de l'aimant, ne l'est que faiblement.

Effet de l'intensité

En comparant les données à basse intensité ($3 \times 10^6 \mu$/déversement) avec les données prises en conditions nominales ($2 \times 10^8 \mu$/déversement), on peut estimer l'effet du haut flux de

[(3)] Avec le mélange gazeux utilisé, pour un champ électrique de 10^3 V/cm la vitesse de dérive vaut environ 90 μm/ns. Avec un champ magnétique de 0.3 T, perpendiculaire au champ électrique, l'équation 3.10 donne $\psi = 13.5°$.

Doublet	Basse intens. avec champ magn. σ_{cm} (μm)	Basse intens. sans champ magn. σ (μm)
DC01V	249	212
DC02X	237	208
DC02Y	208	203
DC03V	206	194
Moyenne	219	203

TAB. 3.3 – Effet du champ magnétique sur la résolution spatiale de 4 doublets des stations de chambres à derive et sur la moyenne des 3 stations, obtenues à basse intensité. La colonne de gauche présente les résolutions obtenues avec champ magnétique, comparées aux résolutions sans champ présentées dans la colonne de droite. La précision statistique de la mesure est de 8 μm.

particules sur la résolution spatiale des chambres à dérive. L'échantillon de traces à basse intensité est constitué principalement de muons du halo, dont les traces sont orthogonales aux détecteurs. Les événements provenant du trigger "physique" à haute intensité sont par contre constitués de traces qui proviennent de la cible, et peuvent être fortement inclinées. Pour s'affranchir des effets angulaires et faire la comparaison sur deux échantillons comparables, on rejette dans les deux cas les traces dont l'angle d'incidence est supérieur à 5 mrad.

Dans les distributions des doubles résidus obtenues à haute intensité, il apparait une deuxième composante gaussienne, large et de faible amplitude, due aux coups produits par un large nombre de traces du halo du faisceau. Une somme des deux gaussiennes a été alors ajustée sur ces distributions et la résolution σ_{phys}^{2g} est définie comme la moyenne des largeurs des deux gaussiennes, pondérées par leur intégrale (figure 3.12). Le tableau 3.4 présente la comparaison entre les résolutions spatiales obtenues en conditions nominales et celles à basse intensité avec champ magnétique. On remarque une dégradation de l'ordre de 30 μm due à la présence des ailes. Si l'on ne prend pas en compte ces ailes dans la distribution des résidus et on utilise une seule fonction gaussienne pour l'ajustement, on retrouve, à la précision de la mesure, les mêmes résolution qu'à basse intensité. Les ailes sont donc majoritairement responsables de la dégradation de la résolution.

3.5 Conclusions

L'analyse des performances des trois stations de chambres à dérive du premier spectromètre de l'expérience COMPASS montre que ces détecteurs satisfont au cahier des charges et confirme les résultats précédemment obtenus en 2001, pendant les phases de mise au point et d'étalonnage [41]. Les relations RT confirment la vitesse de dérive attendue pour le melange gazeux utilisé et permettent de calibrer les détecteurs. Une efficacité de détection

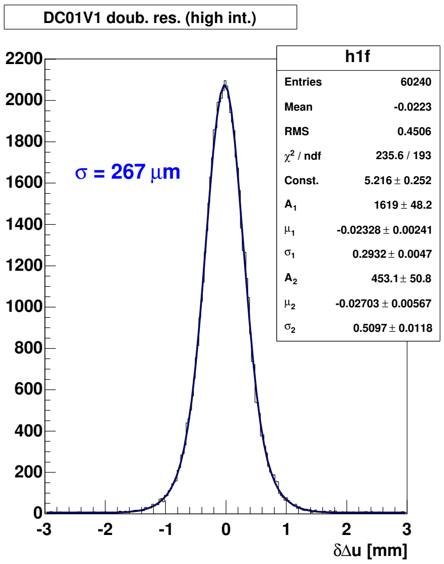


FIG. 3.12 – Distribution des doubles résidus obtenue à haute intensité pour le doublet de chambres à dérive DC01V. Les deux fonctions gaussiennes ajustée sur la distribution sont aussi représentée, avec les résultats de l'ajustement.

Doublet	Haute intens. 2 gauss. σ^{2g}_{phys} (μm)	Haute intens. 1 gauss. σ^{1g}_{phys} (μm)	Basse intens. avec champ σ_{cm} (μm)
DC01V	267	253	249
DC02X	266	237	237
DC02Y	241	211	208
DC03V	238	202	206
Moyenne	249	214	219

TAB. 3.4 – Effet de l'intensité sur la résolution spatiale de 4 doublets des stations de chambres à dérive et sur la moyenne des 3 stations, obtenue avec un ajustement par deux gaussiennes (σ^{2g}_{phys}). Les résultats obtenus avec ajustement par une seule gaussienne (σ^{1g}_{phys}) sont comparés avec les résolutions obtenues à basse intensité avec champ magnétique. La précision statistique de la mesure est de 4 μm.

proche de 100% a été mesurée à basse intensité pour toutes les chambres et l'étude des plateaux valide le choix de la haute tension de fonctionnement. Une dégradation locale de l'efficacité est visible à haute intensité, dans la région de segmentation des plans de cathode. Une résolution spatiale de 200 μm en moyenne a été mesurée à basse intensité ; il est cependant apparu une dégradation de la résolution due au champ magnétique et au flux élevé de particules. Ces deux effets, d'importance comparable, dégradent la résolution spatiale de 50 μm au maximum.
Ces caractéristiques permettent de satisfaire aux conditions requises pour COMPASS,

comme l'a aussi démontré l'analyse des données sur l'ensemble du spectromètre, qui a mis en évidence le rôle crucial joué par les chambres à dérive dans la reconstruction de la trajectoire des particules émises à grand angle. Enfin, bien que l'analyse ici présentée soit basée sur les données prises en 2002, les trois stations de chambres à dérive ont fonctionné entre 2002 et 2004 avec des performances très stables et une fiabilité remarquable.

Chapitre 4

Études pour améliorer le RICH de COMPASS

Un des points cruciaux pour réduire le bruit de fond combinatoire dans la reconstruction des mésons charmés est la capacité de distinguer les pions des kaons. Le détecteur dédié à cette identification dans COMPASS est le RICH. Après avoir présenté le principe de fonctionnement de ce type de détecteur, on discutera en détail ses caractéristiques et ses performances. On décrira ensuite une méthode de traitement du signal et du bruit de fond qui a été implémentée dans le code de reconstruction et dont on présentera les performances. Un nouveau projet d'électronique, basé sur le chip rapide APV, sera enfin discuté en détaillant les étapes de R&D, ainsi que son impact sur les performances du détecteur.

4.1 Principe de fonctionnement d'un détecteur RICH

L'identification des particules, c'est à dire la détermination de leur masse, se base sur la mesure de deux des trois variables impulsion p, vitesse β et énergie γm, qui sont liées par les relations :

$$p = \gamma\beta mc \qquad \text{et} \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\,. \tag{4.1}$$

Dans l'expérience COMPASS, l'impulsion est mesurée par le spectromètre (section 2.4.4), tandis que la mesure de la vitesse est assurée par un détecteur de type RICH. C'est un détecteur basé sur l'effet Cherenkov qui est capable d'atteindre une très bonne résolution en masse sur un large spectre en impulsion et angle polaire. De plus, à la différence d'un calorimètre, il se base sur un principe de détection non-destructif, laissant les particules le traverser sans être absorbées.

L'effet Cherenkov est facilement explicable dans le cadre de la théorie électromagnétique classique [45]. Une particule chargée qui traverse à la vitesse v un milieu diélectrique transparent d'indice de réfraction n, polarise les atomes du milieu qui deviennent des dipôles électriques. Ces dipôles émettent un rayonnement électromagnétique de façon isotrope (surfaces d'onde sphériques) après un temps de relaxation. Si la vitesse de la particule ne dépasse pas celle de la lumière dans ce milieu, c'est à dire $v < c/n$, les surfaces d'onde, qui s'élargissent de façon isotrope, sont centrées sur le point en lequel elles ont été émises. Toutefois, comme la particule se déplace, les centres des diverses surfaces d'onde sont décalés (figure 4.1 à gauche). Si, au contraire, la vitesse de la particule est supérieure à celle de la lumière dans ce milieu ($v > c/n$, c'est à dire $\beta = v/c > 1/n$), la particule ira plus vite que les surfaces d'onde qu'elle émet et ces-dernières se retrouvent "derrière" la particule. Elles sont toutes incluses dans un cône dont le sommet est la particule en mouvement (figure 4.1 à droite).

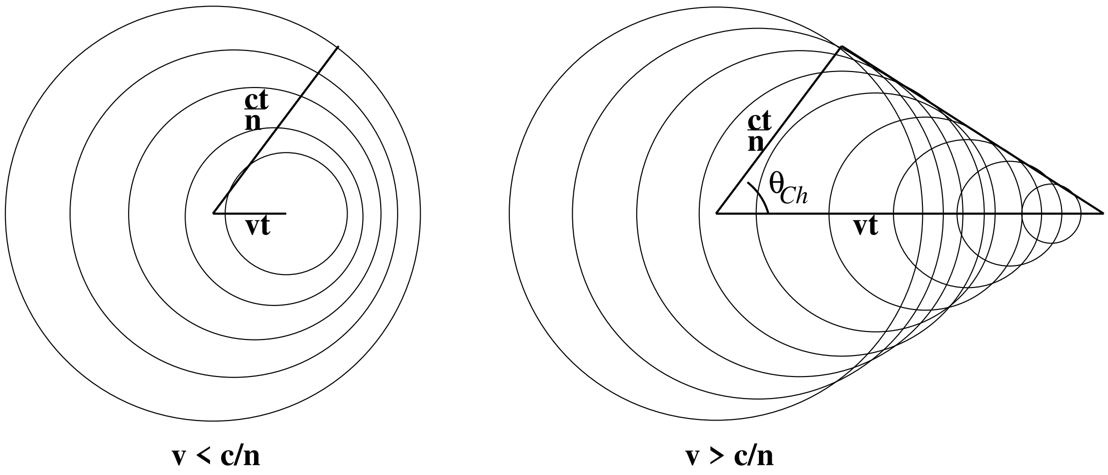


FIG. 4.1 – Formation des fronts d'onde générés par une particule qui voyage dans un milieu diélectrique avec une vitesse inférieure (à gauche) ou supérieure (à droite) à la vitesse de la lumière dans ce milieu.

Le demi-angle au sommet de ce cône θ_c est appelé *angle Cherenkov*. On peut calculer θ_c grâce au triangle rectangle dont un des sommets est la position de la particule à l'instant considéré et les côtés sont la trajectoire de la particule (c'est l'axe du cône), une des génératrices du cône et le rayon d'une des surfaces d'onde. Il est aussi possible de le calculer de façon exacte dans le cadre de l'électrodynamique classique, en prenant en compte le recul de la particule chargée. Ce calcul donne [45] :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} + \frac{\hbar k}{2p}\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) , \tag{4.2}$$

où $\hbar k$ est l'impulsion du photon et p est l'impulsion de la particule. Puisque $\hbar k \ll p$, l'équation 4.2 se simplifie :

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} \ . \tag{4.3}$$

Les directions des photons émis le long de la trajectoire de la particule dans le milieu forment alors un cône d'ouverture θ_c. L'indice de réfraction étant connu , la mesure de θ_c permet donc d'extraire la vitesse grâce à l'équation 4.3. Cette équation implique aussi que l'angle Cherenkov augmente avec la vitesse et atteint son maximum pour $\beta \to 1$, où il vaut $\theta_c^{max} = \arccos(1/n)$ et que le seuil de rayonnement est fixé par la condition : $\beta_{seuil} = 1/n$. Il faut également savoir que la perte d'énergie par rayonnement Cherenkov est négligeable ($\sim 1\%$ de la perte par ionisation).

L'existence d'un seuil d'émission est exploitée par les *compteurs Cherenkov à seuil* pour distinguer les particules chargées de masse différente. L'équation 4.1 impose que, pour une impulsion donnée, la vitesse est plus petite pour les particules plus lourdes. On peut donc choisir n pour un seuil de vitesse, ce qui correspond à un seuil supérieur en masse. Les particules plus lourdes que ce seuil n'émettent donc pas de rayonnement Cherenkov.
Pour assurer une mesure de la vitesse, on utilise les détecteurs Cherenkov à imagerie annulaire (RICH pour *Ring Imaging CHerenkov*) qui mesurent l'angle Cherenkov par la détection des photons émis le long du passage de la particule [46]. Le nombre de photons Cherenkov N émis, par unité de longueur de parcours et par unité de frequence du photon, par une particule de charge Ze qui traverse un milieu d'indice de réfraction n, suit une loi de Poisson dont la valeur moyenne vaut :

$$\frac{d^2N}{d\omega dx} = \frac{Z^2\alpha^2}{c^2}\int\left(1-\frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right)d\omega \ , \tag{4.4}$$

où α est la constante de structure fine et n dépend de la fréquence ω à cause de l'aberration chromatique du milieu. Le nombre de photons produits par unité de longueur dans un milieu dense (solide ou liquide) est de l'ordre de 100 par centimètre et il est possible d'utiliser une épaisseur de radiateur assez mince (de l'ordre du centimètre), donnant lieu à un RICH *à focalisation de proximité* (figure 4.2a). Dans le cas d'un radiateur gazeux, le nombre de photons produits par unité de longueur est petit et un long chemin dans le gaz (de l'ordre de quelques mètres) est nécessaire pour avoir un nombre de photons suffisants. On réalise dans ce cas un RICH *à focalisation annulaire* (figure 4.2b) où les photons sont réfléchis par un miroir sphérique et focalisés sur un détecteur situé dans le plan focal du miroir. Cette configuration, caractérisée par le fait que tous les photons parallèles sont réfléchis en un même point du point focal, donne lieu à la détection d'un anneau dont le rayon permet de calculer l'angle Cherenkov. Cependant le nombre de photons detecté est affecté par plusieurs sources de perte, telles que la transparence imparfaite du radiateur, la réflectivité des miroirs, l'efficacité quantique de conversion des photons et l'efficacité de détection de l'électron provenant de la conversion du photon. Le spectre en énergie des photons s'étend de la région de la lumière visible à l'ultraviolet (UV) et au X proche.

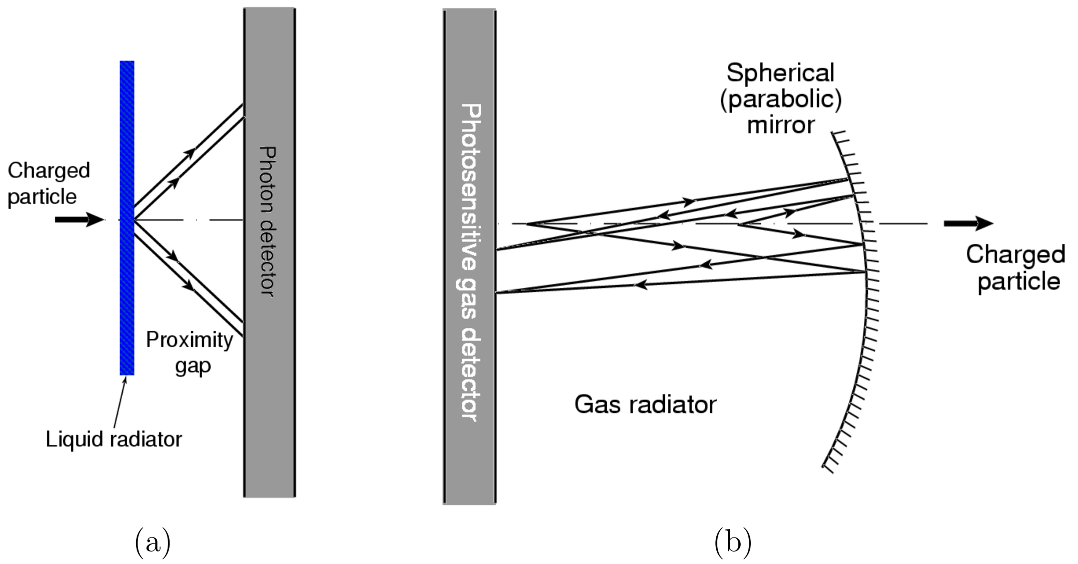


FIG. 4.2 – Schéma d'un RICH à focalisation de proximité (a) et d'un RICH à focalisation annulaire (b).

Le détecteur RICH est caractérisé par l'excellente résolution sur la vitesse qu'il peut atteindre. La précision sur la mesure de la masse dépend de l'incertitude sur la mesure d'impulsion et de l'incertitude sur β :

$$\left(\frac{\sigma_m}{m}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_p}{p}\right)^2 + \gamma^4 \left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2. \tag{4.5}$$

La facteur γ^4 rend la contribution due à la précision sur β largement prédominante. L'erreur sur la vitesse σ_β/β, appelé *constante caractéristique* du RICH, est liée à l'incertitude sur n et θ_c :

$$\left(\frac{\sigma_\beta}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_n}{n}\right)^2 + (\tan\theta_c \cdot \sigma_{\theta_c})^2. \tag{4.6}$$

Cette erreur est typiquement de l'ordre de 10^{-4} pour les radiateurs solide ou liquide et de 10^{-6} pour les radiateurs gazeux.
La précision sur n dépend de la composition et de la pureté du radiateur et elle est affectée par la precision dans la connaissance des champs de pression et de température. Ces effets sont d'autant plus importants dans le cas où, comme dans COMPASS, le radiateur est

constitué d'un très grand volume de gaz à pression et température ambiante.
L'angle Cherenkov est déterminé à partir d'un anneau de N photons, mesurés avec une résolution angulaire σ_θ. La résolution sur l'angle Cherenkov σ_{θ_c} dépend de N et σ_θ selon la relation :

$$\sigma_{\theta_c} = \frac{\sigma_\theta}{\sqrt{N}}. \tag{4.7}$$

La résolution sur la mesure de l'angle d'un photon σ_θ dépend, entre autres, de la résolution en position du détecteur de photons, des aberrations chromatiques du radiateur et des aberrations sphériques des miroirs, ainsi que des imperfections et des defauts d'alignement du système optique. Cependant, la presence d'un bruit physique ou électronique dans le détecteur de photons affecte la résolution sur la mesure de l'angle Cherenkov.

4.2 Caractéristiques du RICH de COMPASS

L'expérience COMPASS est équipée d'un RICH à focalisation annulaire avec un radiateur gazeux, permettant une discrimination en masse dans un large domaine d'impulsion [47]. Du fait de la grande acceptance du spectromètre, ce RICH est un détecteur de très grandes dimensions qui doit assurer la détection des photons sur une surface d'environ 5.5 m^2. Afin de réduire au minimum la quantité de matière dans l'acceptance, le système optique est conçu pour focaliser l'image en dehors de cette acceptance. La figure 4.3 présente une vision d'ensemble du détecteur.

4.2.1 Le radiateur

Le gaz utilisé comme radiateur est le C_4F_{10}, un fluorocarbure chimiquement inerte et possédant une basse température d'ébullition ($\sim -1.7°$C), ce qui le rend relativement facile à séparer des autres gaz. Ce gaz possède un indice de réfraction dans la région de l'UV, $n \sim 1.0015$, ce qui permet la separation pion-kaon jusqu'à une impulsion d'environ 50 GeV. Les valeurs des seuils d'impulsion pour ce gaz, obtenues avec l'équation $\beta_{seuil} = 1/n$, sont résumées dans le tableau 4.1 :

Particule	Seuil (GeV)
μ	1.9
π	2.5
K	8.9
p	17.0

TAB. 4.1 – Seuils d'émission Cherenkov pour le gaz C_4F_{10}, $n \sim 1.0015$.

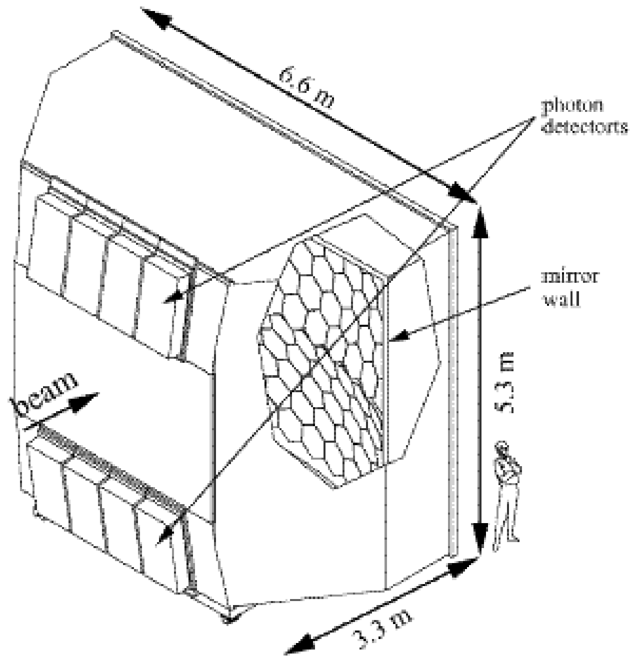


FIG. 4.3 – Vision d'ensemble du RICH de COMPASS.

Le petit nombre de photons emis pau unité de longueur par un radiateur gazeux est compensé par la longueur du volume de gaz (3 m, figure 4.2). Le radiateur est contenu dans un réservoir étanche, dont les dimensions transversales (6.6×5.3 m^2) sont imposées par l'acceptance du LAS (± 250 mrad $\times \pm$ 200 mrad, section 2.4.4). à l'intérieur du réservoir, un tube opaque de 5 cm de rayon et rempli avec de l'hélium est positionné sur l'axe du faisceau. Il a pour fonction d'absorber les photons Cherenkov émis par les muons du faisceau et de son halo proche, qui constitueraient un bruit de fond prohibitif pour la reconstruction des anneaux.

La transmission des photons est assurée par la grande transparence du gaz au rayonnement UV et par une basse dispersion chromatique ($dn/dE \simeq 53 \cdot 10^{-6}$ à 7 eV). Le pouvoir de scintillation est négligeable dans la région de l'UV lointain. Il est cependant nécessaire de maintenir le niveau de contamination en O_2 et H_2O en dessous de 5 ppm, car ces molécules ont une grande section efficace d'absorption des photons UV. Le gaz est purifié par un système de circulation et de filtrage équipé de filtres moléculaires. Le niveau de contamination est mesuré périodiquement à l'aide d'un monochromateur. Le radiateur est maintenu constamment à la pression atmosphérique pour éviter tout effort sur les fenêtres d'entrée et de sortie du réservoir.

4.2.2 Le système de miroirs

Le système de focalisation optique est basé sur deux miroirs sphériques de 6.6 m de rayon. Les centres de courbure des deux miroirs se trouvent symétriquement au dessus et au dessous de l'axe du faisceau, à une distance de 1.6 m de celui-ci. Les surfaces focales des deux miroirs, sur lesquelles sont placés les détecteurs de photons, se trouvent donc en dehors de l'acceptance du spectromètre. Comme les surfaces focales sont sphériques et les détecteurs sont planes, l'image qui se forme est affectée par une aberration géométrique qu'il faut prendre en compte dans la reconstruction des anneaux.
Chacun de deux miroirs de focalisation est en fait constitué de 58 miroirs sphériques, de forme hexagonale et pentagonale, ce qui permet de couvrir une grande surface (environ 21 m^2) tout en gardant des miroirs très minces afin de ne pas perturber la trajectoire des particules. Chaque miroir est constitué d'un substrat de verre de 7 mm d'épaisseur avec un dépôt d'aluminium de 80 nm qui reflète l'UV. Un dépôt ultérieur de MgF_2 de 30 nm d'épaisseur protège l'aluminium du contact avec l'oxygène et la vapeur d'eau. La réflectivité du système est supérieure à 80% pour les longueurs d'onde comprises entre 160 et 200 nm. Chaque miroir est installé sur un support qui permet de changer son inclinaison avec une précision de 0.2 mrad.

4.2.3 Les détecteurs de photons

La détection des photons est assurée par deux systèmes de détecteurs, installés dans les plans focaux des miroirs. Chaque système couvre une surface de 2.6 m^2 et est constitué de huit chambres proportionnelles multi-fils (MWPC pour *MultiWire Proportional Chamber*). Chaque MWPC (figure 4.4) comprend deux plans cathodiques, l'un constitué d'un circuit imprimé segmenté en damier et l'autre de fils de 100 μm de diamètre au pas de 2 mm. L'anode est constitué également d'un plan de fils, mais avec un diamètre de 20 μm au pas de 4 mm ; ce plan se trouve entre les plans de cathode, à 2 mm de distance de chacun d'eux. Un plan de fils de garde (*collection wires*), à 5 mm des fils cathodiques, récolte la charge qui est générée en dehors de la zone active de la chambre. Le gaz utilisé est le méthane (CH_4), caractérisé par une bonne transparence aux photons UV et une faible énergie d'ionisation. Le méthane est séparé du gaz radiateur par une fenêtre de quartz de 5 mm d'épaisseur placée à 1 mm du plan des fils de garde. Le quartz a été choisi car il est transparent aux photons de longueur d'onde supérieure à 165 nm. Le plan cathodique segmenté est constitué d'un damier de 72×72 cases de 8×8 mm^2 de surface. Il est recouvert d'un dépôt de d'iodure de cesium (CsI) d'environ 500 nm d'épaisseur. Le dépôt de CsI assure la conversion des photons Cherenkov en électrons, qui sont ensuite détectés par la chambre à fils.

L'iodure de césium a été choisi car il est le seul matériau photosensible stable dans une atmosphère gazeuse. L'utilisation du CsI est très delicate car ce matériau est hautement hygroscopique et il doit être déposé sur la cathode sous vide, par évaporation à effet Joule. L'efficacité de détection d'un photon Cherenkov dans un tel détecteur dépend alors de l'efficacité quantique du CsI et de l'efficacité de détection d'un électron par le MWPC.

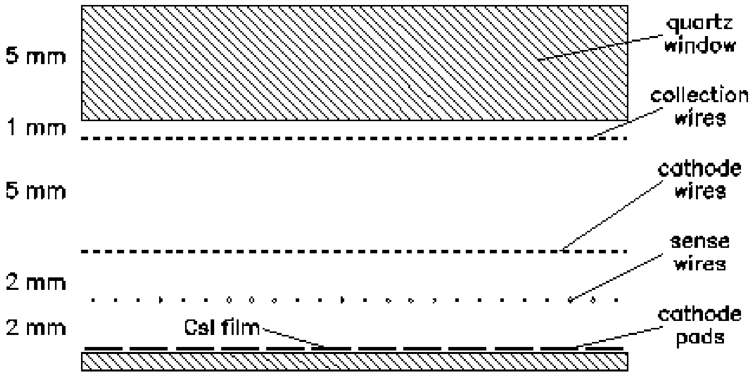


FIG. 4.4 – Schéma d'une chambre à photons du RICH de COMPASS.

L'efficacité quantique du CsI a été mesurée dans le passé, avec des résultats qui ne sont pas complètement en accord. La figure 4.5 présente la mesure de l'efficacité quantique en fonction de l'énergie, effectuée par la collaboration RD-26 au WIS de Tel Aviv, comparée à celle réalisée par une collaboration ALICE/COMPASS au CERN. On remarque que, dans les deux cas, l'efficacité quantique n'excède pas 40% [48]. L'utilisation du CsI et d'une fenêtre de quartz font que l'intervalle en longueur d'onde des photons détectables par une chambre est réduit à 165-200 nm.

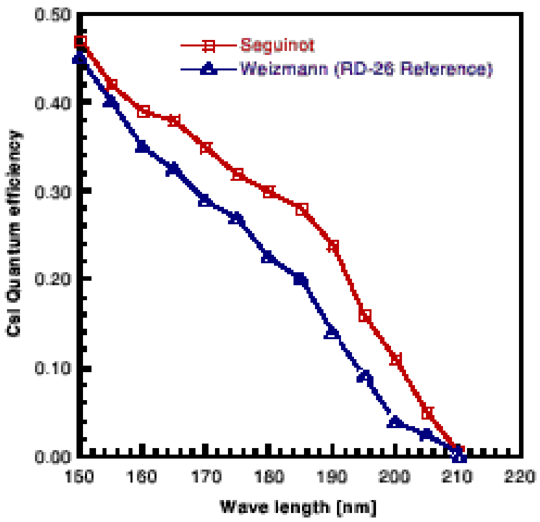


FIG. 4.5 – Comparaison entre les mesures de l'efficacité quantique du CsI en fonction de l'énergie effectuées par la collaboration RD-26 (triangles) et par la collaboration ALICE/COMPASS (carrés).

Une autre difficulté est liée au développement temporel du signal et à la statistique de l'avalanche électronique dans les MWPC. Le signal électrique récolté sur le plan de cathode est induit par le mouvement des électrons et des ions produits dans le processus d'avalanche. Les électrons étant produits très proches des fils d'anode, contribuent de façon négligeable au signal sur les cathodes. Par contre, les ions positifs traversent entièrement la région entre l'anode et la cathode, et génèrent la plus grande partie du signal électrique positif récolté sur le plan de cathode. La vitesse des ions dans le gaz étant 1000 fois inférieure à celle des électrons, le temps de formation de ce signal est très long. On peut calculer (annexe A) que le temps nécessaire pour que toute la charge arrive sur le plan cathodique, dans la géométrie des chambres du RICH de COMPASS, est d'environ 18 μs. L'électronique doit alors être adaptée pour que le temps d'intégration soit le plus long possible, afin d'intégrer la plus grande partie de la charge, c'est à dire minimiser le "déficit balistique".

Cela est d'autant plus nécessaire que la distribution exponentielle de l'amplitude des signaux est dominée par des signaux de petite amplitude. Dans le cas d'un seul photoélectron, la charge induite dans une chambre à fils en régime proportionnel est égale au gain du détecteur. La théorie statistique prévoit que la probabilité de générer un signal de n électrons est décrite par une *distribution de Polya* [49] :

$$\mathcal{P}(n) = \frac{h^h}{\bar{n}\Gamma(h)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^{h-1} \cdot \exp\left[-h\frac{n}{\bar{n}}\right] , \tag{4.8}$$

où $\bar{n}$ est la valeur moyenne de la distribution et le paramètre h, appelé coefficient de Pearson de type III, représente le nombre moyen d'électrons primaires produit par l'ionisation. Le maximum de la distribution de Polya, qui est fonction du gain de la chambre, est atteint pour des petites valeurs de n. Pour des valeurs modestes du gain (inférieures à 10^5) $h = 1$ et la distribution de Polya devient une exponentielle, connue sous le nom de *distribution de Furry* :

$$\mathcal{P}(n) = \frac{1}{\bar{n}} \exp(-n/\bar{n}) . \tag{4.9}$$

La statistique est donc dominée par des signaux de petite amplitude, comparable à celle du bruit électronique. L'électronique de lecture a donc un rôle primordial dans ces conditions de détection.

4.2.4 L'électronique de lecture

Les 82944 canaux des détecteurs de photons du RICH[(1)] sont lus grâce à des cartes d'électronique denommées BORA. Elles se basent sur le chip GASSIPLEX, développé par la collaboration RD-26/ALICE mais elles ont été adaptées pour satisfaire les exigences de COMPASS en terme de taux de trigger et de temps mort.

Le GASSIPLEX [50] est un chip analogique (16 canaux) de technologie 0.7 μm CMOS qui comprend un étage d'amplification et un étage de multiplexage. L'étage d'amplification

[(1)] Les nombre de voies de lecture du détecteur RICH représente environ 40% du nombre total de canaux d'électronique de l'expérience COMPASS.

de chaque canal est constitué d'un amplificateur de charge (CSA pour *Charge Sensitive Amplifier*), d'un filtre (F), d'un amplificateur formateur (SA pour *Shaper Amplifier*) et d'un circuit de lecture et de mémorisation. Le schéma du circuit est présenté dans la figure 4.6.

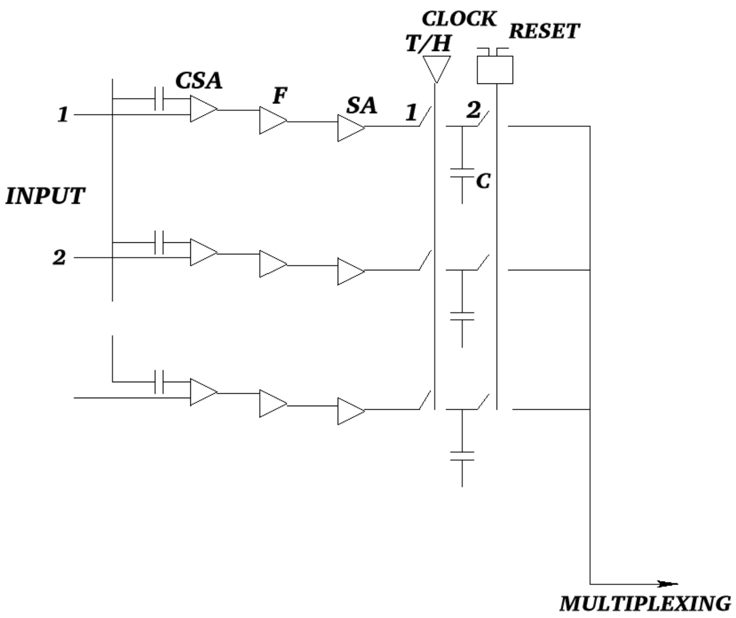


FIG. 4.6 – Diagramme fonctionel du chip GASSIPLEX.

- Le CSA est caractérisé par un temps de pic de 500 ns et un bruit d'environ 530 e^- rms[(2)] à 0 pF et une pente de 11.2 e^- rms/pF. Il fonctionne à un gain de 3.6 mV/fC sur un intervalle dynamique de 560 fC.
- Le filtre a comme rôle de rétablir la ligne de base après un temps d'environ 3 μs. La présence d'une longue queue logarithmique due au mouvement des ions, caractéristique des signaux des MWPC, a tendance à faire remonter la ligne de base par rapport à sa valeur de piédestal[(3)]. Le filtre assure une déconvolution du signal en entrée et il produit en sortie une fonction quasi-créneau monopolaire.
- Le signal en sortie du filtre est amplifié et rendu symétrique par le SA, caractérisé par un temps de pic de 1.2 μs et un retour à moins de 1% de la ligne de base après 5 μs.
- Le signal en sortie du SA est lu par un circuit de lecture de type *Track&Hold* qui mémorise la valeur analogique de l'amplitude au temps de pic. Ce circuit est constitué de deux interrupteurs et d'une capacité (figure 4.6) : quand l'interrupteur 1 est fermé le chip est en mode *Track* et la capacité intègre le signal provenant du SA, ce qui consitue l'état du chip par default . Lorsque le système de déclenchement accepte un événement, il envoie au chip un signal retardé d'environ 600 ns qui ouvre l'interrupteur 1 et commute

(2) *Root Mean Square*, valeur quadratique moyenne.
(3) La valeur de piédestal correspond à l'amplitude du signal en sortie en absence d'un signal en entrée.

l'état du chip en *Hold*, ce qui gèle le contenu de la capacité. La lecture commence à partir de la fermeture de l'interrupteur 2. Les 16 canaux sont ensuite multiplexés en un seul signal de sortie qui est envoyé de façon séquentielle à la partie digitale.

La numérisation est assurée par la carte de lecture BORA qui lit les signaux provenant de 27 GASSIPLEX (432 canaux), les numérise via une série d'ADC à 10 bits et remplit une mémoire de type FIFO (*First In First Out*). La carte BORA assure aussi la soustraction des piedestaux et la "suppression des zéro"(4) par un circuit programmable FPGA (*Field-Programmable Gate Array*), contrôlé par un processeur numérique de signaux DSP (*Digital Signal Processing*) rapide, et elle envoie enfin les données numérisées par des connections *hot link*. Pendant tout ce temps, l'acquisition (DAQ) est maintenue en veille par un signal de véto. Ce temps mort est dominé par le temps de compensation de la ligne de base par le filtre ($\approx 5\ \mu$s).

4.3 Reconstruction des événements dans le RICH

L'extraction des informations du RICH à partir des signaux des détecteurs de photons est assurée par un code intégré dans le logiciel de reconstruction des événements de COMPASS. Cette procédure prévoit deux étapes : la reconstruction de l'anneau et l'identification de la particule.

4.3.1 Reconstruction des anneaux

La méthode de reconstruction des anneaux se base sur le travail de T. Ypsilantis et J. Seguinot [51]. Elle est réalisée à partir des coups dans les détecteurs de photons et des paramètres des traces (position, inclinaison et impulsion).

Les coups sur les détecteurs de photons, distribués autour du point d'impact du photon, sont d'abord regroupés en amas (*clustering*) et la position de l'amas est calculée par une moyenne pondérée par l'amplitude du signal de chaque case touchée.
Les photons Cherenkov sont émis de façon uniforme le long de la trajectoire de la particule dans le radiateur. L'émission s'effectue avec le même angle Cherenov θ_c et avec un angle azimutal ϕ variable entre 0 et 2π, ce qui donne pour image un anneau dans le plan de détection. Puisqu'il n'est pas possible de connaître le point d'émission de chaque photon le long de la trajectoire de la particule, on fait l'hypothèse que tous les photons sont émis au milieu de cette trajectoire. Avec une procédure appelée transformation de Rough [51] on calcule pour une trace et un photon donnés l'angle polaire et l'angle azimutal à partir de la position du photon dans le plan du détecteur. Un point important de cette technique est que la détermination de ces angles est faite dans le plan défini par la trajectoire de la particule et la trajectoire reflétée (construite idéalement en faisant refléter la particule par les miroirs). Cela implique que la précision sur les paramètres de la trace influence la

(4) Afin de placer la ligne de base à zéro, la valeur de piédestal est soustraite à chaque canal. Un seuil est ensuite appliqué et les canaux avec un signal en dessous du seuil sont supprimés.

détermination de ces angles.
Les photons générés par une particule donnée devraient être distribués uniformément entre $\phi = 0$ et $\phi = 2\pi$ à une valeur de θ_c constante. La reconstruction de l'anneau consiste alors à rechercher un pic dans la distribution de θ_c. Pour trouver ce pic, la distribution de θ_c est divisée en tranches de largeur $\pm 3\sigma$, où σ est la résolution pour un photon. Une fonction gaussienne est ajustée sur la tranche de la distribution de θ_c contenant le plus grand nombre d'entrées. Les photons appartenant au pic sélectionné forment l'anneau reconstruit, auquel il est associé un angle θ_{ring} (obtenu en moyennant les angles Cherenkov des photons associés au pic) et un χ^2. La figure 4.7 montre un evenement typique dans le RICH.

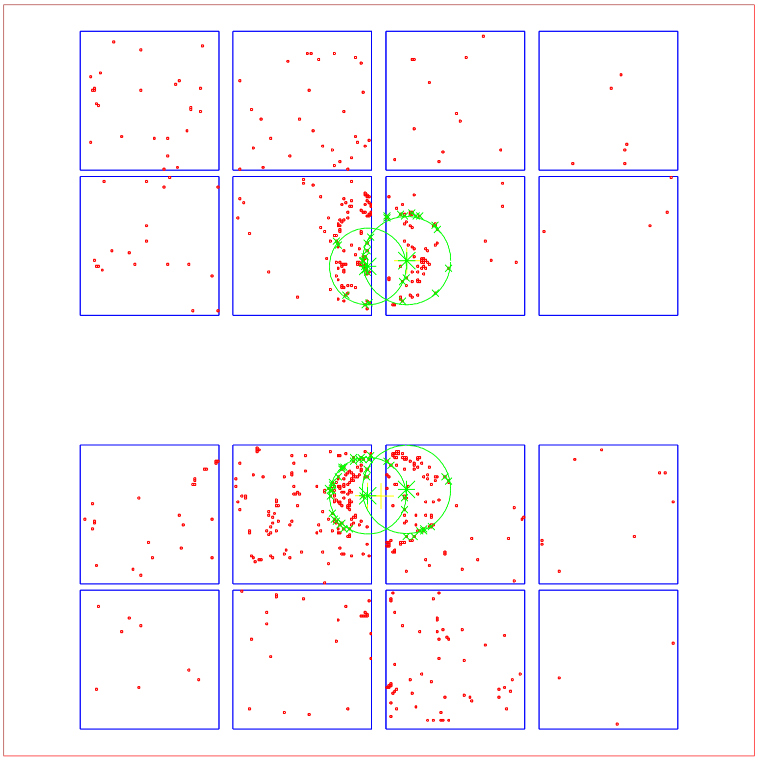


Fig. 4.7 – Distribution des photons (en rouge) dans les détecteurs du RICH pour un événement typique. Les anneaux reconstruits sont représentés en vert.

4.3.2 Identification des particules

L'identification d'une particule consiste à lui assigner une masse, choisie parmi différentes hypothèses (électron, muon, pion, kaon, proton). Dans le code de reconstruction du RICH de COMPASS, deux méthodes d'identification sont utilisées : la méthode du χ^2 et la méthode du Likelihood. Dans les deux cas, les ingrédients qui rentrent dans le calcul sont les valeurs des angles Cherenkov des photons de l'anneau, l'impulsion de la particule mesurée par le spectromètre et l'indice de réfraction du radiateur. Pour chaque particule avec un β supérieur au seuil d'émission Cherenkov, l'angle Cherenkov théorique θ_{hyp} est calculé pour chaque hypothèse de masse grâce à l'équation 4.3.

La première méthode d'identification consiste à calculer, pour chaque hypothèse de masse, un χ^2 :

$$\chi^2_{hyp} = \sum_{i=1}^{N} \frac{(\theta_i - \theta_{hyp})^2}{\sigma^2_{\theta_i}} \tag{4.10}$$

où $\theta_{hyp} = \theta_e$, θ_μ, θ_π, θ_K ou θ_p. La somme porte sur les N photons associés à l'anneau. Le terme $\sigma^2_{\theta_i}$ représente la résolution pour un photon qui est paramétrisée en fonction de l'impulsion de la particule : $\sigma^2_{\theta_i} = a_1 + a_2 p + a_3 p^2$, où les paramètres a_i sont obtenus par l'étalonnage du détecteur RICH. La valeur typique de la résolution est de 1.1 à 1.5 mrad. On associe à chaque trace la valeur du χ^2 pour toutes les hypothèses de masse pour lesquelles il y a émission Cherenkov (β au dessus du seuil). L'identification de la particule est faite en choisissant l'hypothèse qui donne le χ^2 le plus faible.

Le Likelihood est une méthode de traitement probabiliste du signal et du bruit de fond du détecteur et sera décrite en détail dans la section 4.5.

4.4 Performances du RICH de COMPASS

Les performances du RICH de COMPASS dépendent très fortement de l'environnement dans lequel il est amené à fonctionner. Une série d'études a été menée pour caractériser ce détecteur et estimer ses propriétés en fonction de l'espace de phase des particules [52]. Ces études ont montré que la plupart des propriétés (telles que le nombre de photons, la résolution sur l'angle Cherenkov, le bruit de fond) dépendent de façon importante de l'angle polaire de la particule incidente. Les particules avec un petit angle polaire produisent des anneaux dans la région centrale du détecteur. Les muons du halo, qui sont tous à peu près parallèles et de même impulsion, sont reflétés sur un seul anneau dans la région centrale. Afin de limiter la forte occupation dans cette région, un tube autour du faisceau (section 4.2.1) a été ajouté et des écrans à forme de croissant, appelés "lunettes", ont été placés directement sur les détecteurs les plus centraux. Cette distribution très inhomogène des photons sur les détecteurs (figure 4.10) génère donc une dégradation des performances pour les particules à petit angle.

4.4.1 Nombre de photons et résolution angulaire

Du fait de la distribution très inhomogène des photons sur les détecteurs, on étudie le nombre de photons par anneau dans six régions concentriques, définies par la distance radiale R entre l'axe du faisceau et le point d'impact de la particule sur la fenêtre d'entrée du RICH. Le nombre de photons par anneau dans les conditions nominales de l'expérience est obtenu par l'ajustement gaussien du pic dans la distribution de θ_c (section 4.3.1). La figure 4.8 montre le nombre de photons du signal et du bruit subjacent le pic gaussien, pour les six régions angulaires.

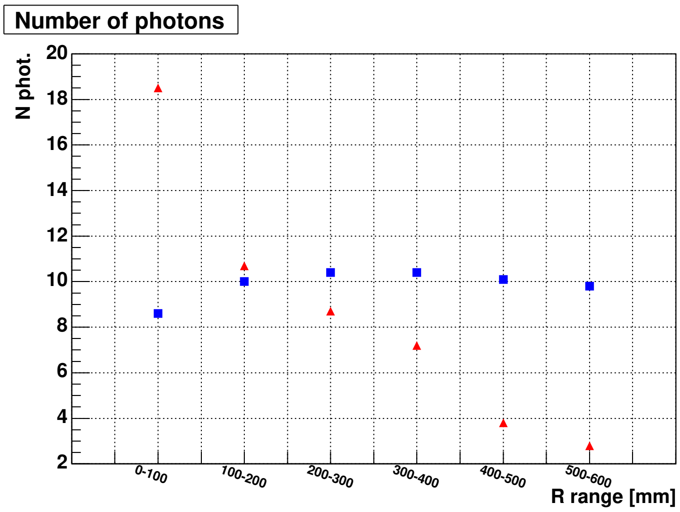


FIG. 4.8 – La figure montre le nombre de photons par anneau pour les six régions angulaires. Les carrés correspondent au nombre de photons du signal ; les triangles correspondent au nombre de photons du bruit.

On remarque que le nombre de photons du signal est constant sur toute la surface du détecteur sauf dans la région la plus centrale (jusqu'à 100 mm de rayon) où une partie des photons Cherenkov est absorbée par le tube de faisceau et par les "lunettes". Le nombre de photons du bruit, par contre, dépend fortement de la région considérée ; dans la partie centrale, la présence du halo de muons, génère un bruit très important qui décroît en s'éloignant du centre. Dans la région la plus centrale le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 0.5 et il devient supérieur à 4 dans la zone externe.

La résolution angulaire sur un photon vaut 1.1 mrad et elle est à peu près constante sur toute la surface du détecteur. Elle a néanmoins tendance à augmenter légèrement jusqu'à 1.5 mrad dans les régions les plus externes, à cause de la dispersion due à l'aberration chromatique. La résolution sur l'angle Cherenkov, calculé à partir de tous les photons de l'anneau reconstruit, est par contre très sensible à la présence du bruit de fond. L'équation 4.7 n'est en fait valable qu'en absence de bruit de fond. Dans le cas générale, l'équation 4.7 comporte aussi un facteur $(1 + 3k)/(1 + k)$, où k est égal au rapport bruit sur signal B/S. La résolution sur l'angle Cherenkov ainsi calculée vaut 0.7 mrad pour les particules à petit angle polaire et décroît assez rapidement à 0.45 mrad pour les particules avec un angle polaire supérieur à 30 mrad.

4.4.2 Facteur de mérite

La propriété la plus importante du RICH est sa capacité à distinguer les kaons des pions. Deux indicateurs caractérisent cette capacité, l'efficacité et la pureté. L'efficacité ϵ est définie comme le rapport du nombre de particules (kaons) identifiées par le RICH au nombre total de particules candidates. Comme le RICH identifie en choisissant parmi différentes hypothèses de masse, la pureté p est définie comme le rapport du nombre de particules identifiées correctement au nombre total de particules identifiées. Le produit ϵp est appelé facteur de mérite (FOM pour *Factor of Merit*). Cette définition est liée au fait que, dans le cas au le rapport signal sur bruit est largement inférieur à 1, la précision statistique sur la mesure de la polarisation des gluons est proportionnelle au facteur de mérite. Le facteur de mérite dépend de l'espace de phase couvert par l'échantillon utilisé pour la mesure, ainsi que de la méthode d'identification. Des nombreuses études ont été menés pour estimer le FOM pour différents échantillons physiques, des différentes méthodes d'identification, et avec des résultats pas toujours en accord.

Le canal de physique qui a le plus besoin de l'identification par le RICH est la sélection des événements de leptoproduction de charme ouvert (section 2.3.1), où la possibilité de distinguer les pions des kaons est le moyen le plus efficace pour réduire le bruit de fond combinatoire. L'analyse de ces événements, qui sera présentée en détail dans le chapitre 5, montre une efficacité d'identification de 0.69 ± 0.06 avec une pureté de 0.96 ± 0.09. Cette valeur de la pureté est obtenue avec l'hypothèse que la pureté initiale de l'échantillon, obtenue par simulation Monte-Carlo, est 0.1. Le facteur de mérite vaut donc 0.66 ± 0.12. La figure 4.9 montre la distribution de la masse invariante des paires $K\pi$ avant (à gauche) et après (à droite) identification par le RICH. L'efficacité est le rapport entre le nombre d'événements dans le pic après et avant identification. La pureté est mesurée à partir du rapport entre S/B avant et après identification (section 4.6.2).

4.5 La méthode du Likelihood

Dans la section 4.4 on a vu que le bruit dans le RICH était distribué de façon très inhomogène. Une méthode de traitement du signal et du bruit de fond a été développée afin de prendre en compte aussi bien cette répartition du bruit sur les détecteurs que l'absorption partielle des photons qui résulte de la présence du tube faisceau et des zones mortes qui interceptent une partie de ces photons. La méthode se base sur un précédent travail effectué par la collaboration WA89 au CERN pour le RICH de l'expérience Omega [53] et utilise une approche dite "*Maximum Likelihood*" (maximum de vraisemblance). Il s'agit d'une méthode statistique qui, à la différence de la méthode du χ^2, permet de prendre en compte la présence du bruit de fond.

4.5.1 Principe de la méthode

Les deux coordonnées spatiales qui définissent la position de chaque photon (x et y sur le plan du détecteur de photons, θ et ϕ après transformation de Rough) sont distribuées suivant une fonction de densité de probabilité f (p.d.f. pour *probability distribution function*) qui dépend de la masse. Pour chaque hypothèse de masse j, la probabilité pour un

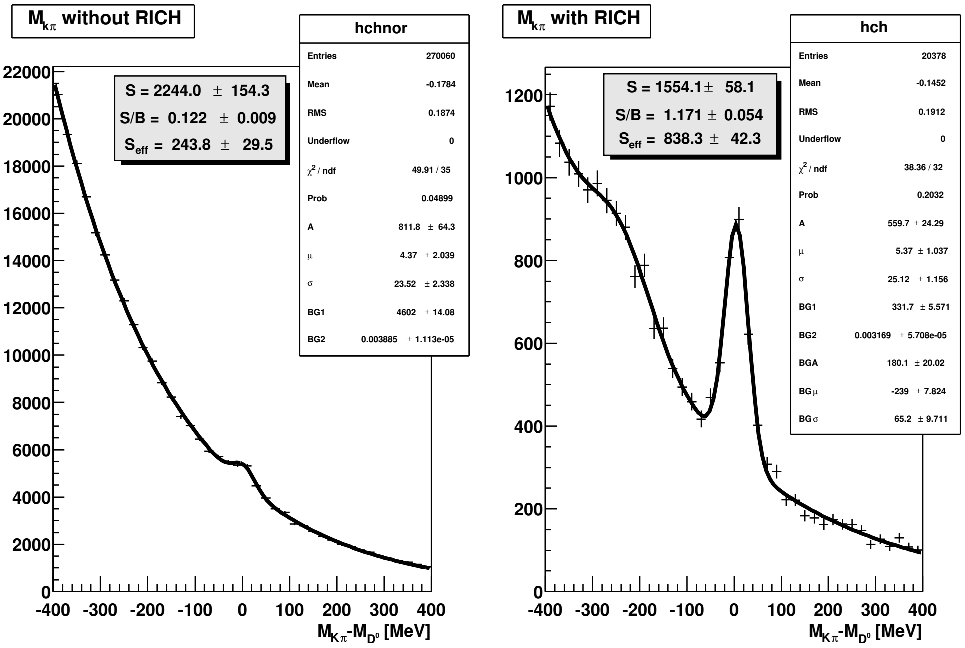


FIG. 4.9 – Distribution de la masse invariante des paires $K\pi$ avant (à gauche) et après (à droite) identification par le RICH. Une fonction gaussienne sommée à une exponentielle (et à une deuxième gaussienne dans la figure de droite pour décrire l'épaulement dû à la décroissance du méson D^0 en $K\pi\pi^0$) est ajustée sur les distributions.

photon i de se trouver dans la position $\vec{s_i} = (x_i, y_i)$ (ou bien $\vec{s_i} = (\theta_i, \phi_i)$) est $f_j(\vec{s_i})d\vec{s_i}$. Il s'agit d'une probabilité "à posteriori", car elle est définie après que le photon a été détecté dans la position $\vec{s_i}$. La probabilité d'observer m photons est alors donnée par le produit des probabilités :

$$\prod_{i=1}^{m} f_j(\vec{s_i})d\vec{s_i} \ . \tag{4.11}$$

Si l'hypothèse j est vraie, alors les photons du signal se distribuent sur un anneau de rayon R_j, correspondant à l'angle Cherenkov θ_j. La p.d.f. du signal est gaussienne, caractérisée par la résolution angulaire sur l'anneau σ et normalisée au nombre de photons attendu pour un anneau complet $n_j = N_0 L \sin^2\theta_j$ (L est la longueur du radiateur et N_0 le nombre de photons Cherenkov attendus à la saturation, $\beta \to 1$, qui dépend de l'efficacité des détecteurs de photons). Si l'on exprime $\vec{s_i}$ en terme de (θ_i, ϕ_i) et on intègre sur ϕ, le fonction de probabilité du signal suit la distribution :

$$S_j(\theta_i) = \frac{n_j}{2\pi R_j}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(\theta_i-\theta_j)^2}{2\sigma^2}} \ , \tag{4.12}$$

où $R_j = F \sin\theta_j$ est le rayon de l'anneau attendu (F est la distance focale du système des miroirs).
D'autre part il est nécessaire de prendre en compte la probabilité qu'un photon n'appartienne pas à l'anneau mais au bruit de fond. Les photons du bruit sont répartis sur la surface du détecteur selon une fonction de distribution $B(\vec{s}_i)$, indépendante de l'hypothèse de masse. Cette distribution de probabilité peut être soit parametrée en fonction de certaines variables (telles la position, l'angle Cherenkov, l'impulsion de la particule), soit extraite directement de la distribution des photons "vus" par le détecteur. En combinant le signal et le bruit, la p.d.f. correspondante à l'hypothèse de masse j s'écrit :

$$f_j(\vec{s}_i) = \frac{S_j(\theta_i) + B(\vec{s}_i)}{s_j + b} = \frac{\frac{n_j}{2\pi R_j}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(\theta_i-\theta_j)^2}{2\sigma^2}} + B(\vec{s}^{(i)})}{s_j + b} \ , \tag{4.13}$$

où s_j et b représentent le nombre totale de photons attendu respectivement pour le signal et pour le bruit.
Pour un événement où m photons ont été détectés, il faut aussi prendre en compte la probabilité d'observer exactement m photons ; ceci suit une distribution de Poisson :

$$\frac{e^{-p_j}p_j^m}{m!} \ , \tag{4.14}$$

où $p_j = s_j + b$.

En combinant les équations 4.11, 4.13 et 4.14 on obtient la *fonction Likelihood* pour l'hypothèse j :

$$\mathcal{L}_j = \frac{e^{-p_j p_j^m}}{m!}\prod_{i=1}^{m} f(\vec{s}_i) = \frac{e^{-b}}{m!}\prod_{i=1}^{m}\left(\frac{n_j}{2\pi R_j}\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}e^{-\frac{(\theta_i-\theta_j)^2}{2\sigma^2}} + B(\vec{s}_i)\right) \ . \tag{4.15}$$

Pour une particule au dessous du seuil Cherenkov, la seule contribution possible est celle due au bruit de fond, lorsque n_j et s_j sont nuls. Dans cette hypothèse (appelée ici *BG*, pour *BackGround*) la fonction Likelihood se simplifie :

$$\mathcal{L}_{BG} = \frac{e^{-b}}{m!}\prod_{i=1}^{m} B(\vec{s}_i). \tag{4.16}$$

L'identification de la particule est faite en choisissant enfin l'hypothèse de masse correspondante au Likelihood maximum. Dans la pratique il est plus approprié d'utiliser des coupures sur les rapports des Likelihood pour les différentes hypothèses $\mathcal{R}_{ij} = \mathcal{L}_i/\mathcal{L}_j$ et $\mathcal{R}_{iBG} = \mathcal{L}_i/\mathcal{L}_{BG}$. Dans ce cas le terme $e^{-b}/m!$, qui est commun à toutes les hypothèses, s'annule.

Dans le code de reconstruction officiel du RICH, il existait une méthode similaire mais très simplifiée. Cet algorithme ne contenait pas le terme poissonnien et il utilisait une paramétrisation du bruit de fond en fonction de θ_c, étalonné sur un échantillon de donnés. L'absence du terme poissonnien rendait impossible l'identification des particules au dessous du seuil car le seul critère utilisé pour leur identification se base sur le nombre de photons attendu. Il était alors prévu d'extraire pour chaque Likelihood sa racine m-ème, afin de normaliser des Likelihood calculés à partir d'un nombre de photons différent. L'autre désavantage de cette méthode était lié à la description du bruit de fond qui était moyennée sur toute la surface du détecteur sans prendre en compte le fait que ce bruit n'est pas reparti de manière homogène. Enfin, la présence du tube de faisceau, des zone mortes et la possibilité qu'un anneau soit partagé entre le secteur supérieur et le secteur inférieur des détecteurs de photons n'étaient pas pris en compte. Les solutions adoptées pour améliorer cette méthode sont présentées ci dessous.

4.5.2 La description du bruit de fond

Pour prendre en compte correctement la présence du bruit de fond, la p.d.f. $B(\vec{s}^{(i)})$ est calculée à partir de la position des photons détectés. Ce calcul s'effectue grâce à une table de probabilité extraite de l'histogramme de la distribution des coordonnées des photons dans le plan des détecteurs. La figure 4.10 montre l'histogramme en deux dimensions de la position des photons sur les 16 détecteurs, obtenu dans les conditions nominales de l'expérience. On retrouve bien l'anneau central très peuplé, généré par le halo du faisceau, ainsi que les "lunettes" et les zones mortes entre les chambres à photons.

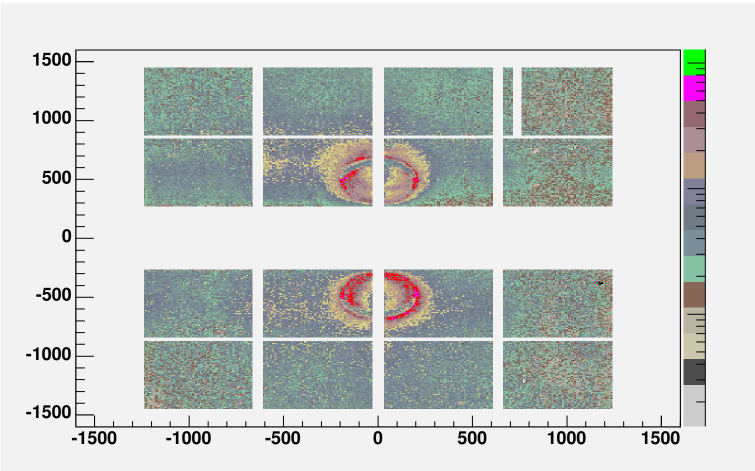


FIG. 4.10 – Histogramme bidimensionnel de la position des photons sur les 16 chambres, obtenu dans les conditions nominales de l'expérience.

En réalité cette table ne contient pas seulement le bruit de fond mais aussi les photons du signal. Les photons du signal n'étant pas distinguables des photons du bruit, tous les photons de l'événement sont présents dans l'histogramme. Néanmoins, dans le cas de COMPASS, où le nombre de photons du signal est négligeable par rapport au nombre de photons du bruit (pour chaque événement on a une dizaine de photons pour le signal et quelques centaines pour le bruit), la table ainsi produite décrit la distribution du bruit de fond avec une approximation satisfaisante.

4.5.3 Anneaux dédoublés

Les particules qui traversent le RICH avec un petit angle, inférieur à 60 mrad, génèrent, pour la plupart, des photons qui sont en partie réfléchis vers les détecteurs supérieurs et en partie vers les détecteurs inférieurs. Une particule de ce type qui intercepte les miroirs supérieurs, donnera lieu à un anneau sur le détecteur supérieur et un anneau partiel se formera sur le détecteur inférieur, donnant lieu à un *anneau dédoublé*. La figure 4.11 montre un exemple de ce type d'anneau pour une particule qui intercepte le miroir supérieur. Un photon est émis à une certaine distance z le long du trajet de la particule dans le radiateur et à un angle azimutal ϕ. La partie de l'anneau supérieur entre A et B (ligne continue) est la plus significative et elle est formée par les photons émis à un angle ϕ tel que, pour n'importe quelle distance z, ils sont reflétés par le miroir supérieur. La partie en tiretés de l'anneau supérieur représente la portion d'anneau formée par les photons émis à un angle ϕ tel qu'ils sont reflétés par le miroir supérieur seulement pour certains valeurs de z (les plus proches du miroir). La densité de ces photons est maximale en A, puis elle diminue pour atteindre son minimum en C et croît de nouveau pour atteindre son maximum en B. Les photons qui sont reflétés par les miroirs inférieurs vers le détecteur inférieur forment la partie restante de l'anneau ; leur densité vaut zéro en A', croît pour atteindre son maximum en C' et décroît enfin à zéro en B'.

Ce dédoublement est pris en compte dans le calcul du Likelihood en pondérant la p.d.f. du signal pour chaque photon par la probabilité pour ce photon de se trouver dans le détecteur supérieur ou inférieur. Cette pondération est réalisée par un calcul géométrique qui fait intervenir les angles θ et ϕ du photon, ainsi que les paramètres de la trace.

4.5.4 Absorption des photons

Un autre effet qui doit être pris en compte dans le calcul du Likelihood est la présence d'éléments qui peuvent absorber les photons. Le tube de faisceau est le principal responsable de cette absorption. Son rôle est d'absorber entièrement les photons produits par les muons du faisceau mais il est aussi possible qu'une fraction des photons Cherenkov produite par une trace n'appartenant pas au faisceau soit absorbée par le tube. Il est donc nécessaire, pour chaque photon, d'estimer la probabilité de traverser le tube de faisceau. Cette probabilité dépend des paramètres de la trace, des angles θ et ϕ du photon et de son point d'émission le long de la trajectoire de la particule dans le radiateur. Or, le point

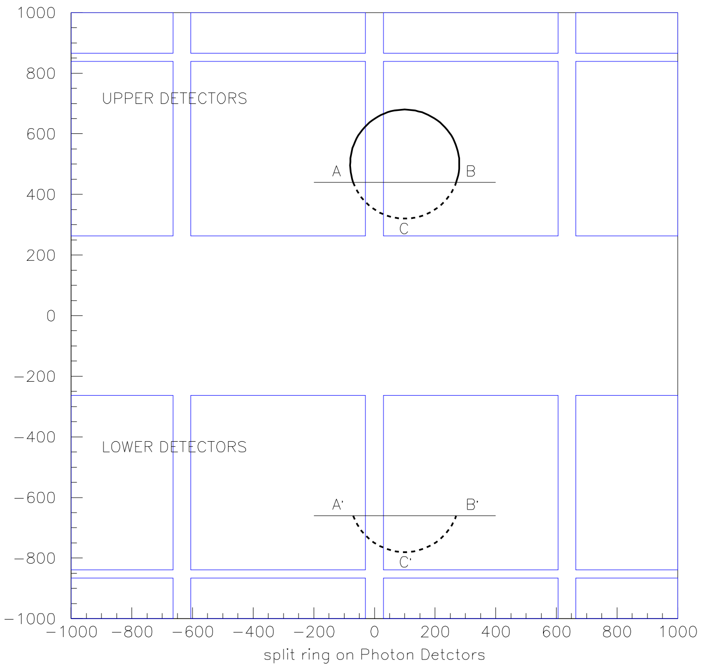


FIG. 4.11 – La figure montre un exemple d'anneau dédoublé entre le détecteur supérieur et inférieur. Cet anneau est généré par une trace qui intercepte le miroir supérieur.

d'émission d'un photon étant inconnu, il faut procéder à une intégration pour calculer cette probabilité en faisant la moyenne sur tous les points d'émission possibles le long de la trajectoire de la particule. Cette procédure consiste à subdiviser la trajectoire de la particule en intervalles et à calculer géométriquement si un photon émis dans cet intervalle traverse ou pas le tube de faisceau. Cette probabilité rentre dans le calcul de la p.d.f. du signal comme une pondération, de façon tout à fait similaire à la pondération des anneaux dédoublés (4.5.3), et elle affecte également le calcul du terme de normalisation du signal.

Les photons peuvent aussi intercepter les "lunettes" qui se trouvent sur les détecteurs et qui absorbent en grande partie les photons provenant du halo du faisceau. Les photons peuvent enfin être reflétés sur les zones mortes présentes entre les différentes chambres à fils. Cette possibilité est prise en compte dans la procédure que l'on vient de décrire.

4.6 Performances de la méthode du Likelihood

Cette nouvelle méthode de calcul se basant sur le Likelihood a été introduite dans le code de reconstruction officiel du RICH de COMPASS et ses performances pour l'identification des kaons ont été évaluées en terme d'efficacité et de pureté. Pour estimer l'efficacité du RICH il est nécessaire de disposer d'un échantillon pur, composé de seuls kaons, afin de calculer le rapport entre le nombre de particules identifiées comme kaons et le nombre de kaons de l'échantillon de départ. Cela peut se faire par simulation Monte-Carlo, ce qui garantit un échantillon de pureté connue ; cependant la simulation de la réponse d'un détecteur complexe comme le RICH n'est pas une tâche facile et il est préférable d'utiliser un échantillon de particules physiques afin de mesurer les propriétés du RICH dans les conditions les plus proches de la réalité.

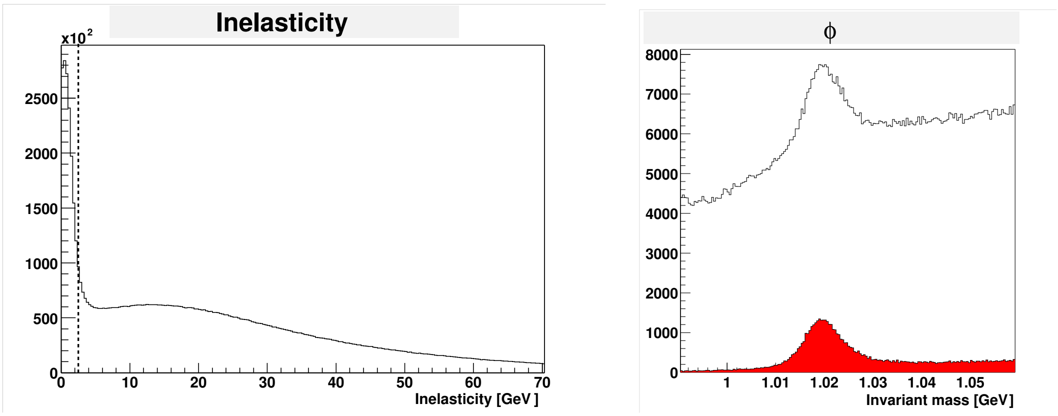
4.6.1 Définition de l'échantillon physique

Le RICH étant le seul détecteur de COMPASS dédié à l'identification des hadrons, il n'est pas possible de sélectionner un échantillon physique totalement pur. Cependant il est possible de sélectionner un échantillon de particules spécifiques, qui se désintègrent principalement en kaons. On obtient ainsi un échantillon riche en kaons que l'on peut utiliser pour estimer les performances d'identification du RICH.

On utilise un échantillon de mésons ϕ ($M = 1019$ MeV) qui se désintégrent en paires K^+K^- avec un taux de branchement de 49.1% [17]. à cause de la vie moyenne très courte du méson ϕ, 10^{-23} s, il n'est pas possible de distinguer le vertex primaire de production et le vertex de décroissance (la distance entre les deux vertex est de l'ordre de 10^{-13} cm). La paire de hadrons provenant de la décroissance du méson est donc rattachée au vertex primaire. La masse des mésons ϕ est reconstruite en calculant la masse invariante des paires de hadrons de charge opposée en faisant l'hypothèse qu'ils sont des kaons. La distribution de masse ainsi obtenue présente un pic centré sur la masse du méson ϕ mais avec un bruit de fond combinatoire quatre fois plus grand que le signal. Afin de réduire ce bruit combinatoire on ne sélectionne que les mésons ϕ produits de façon exclusive. On défini la masse manquante M_{miss} comme le module de la différence des quadri-vecteurs entre l'état initial (muon incident et proton de la cible) et l'état final (muon diffusé et deux kaons de charge opposée). L'inélasticité I de l'interaction s'écrit alors :

$$I = \frac{M_{miss}^2 - M_p^2}{2M_p} \ . \tag{4.17}$$

La figure 4.12a représente la distribution de l'inélasticité. En sélectionnant les événements pour lesquels $I < 2.5$ GeV on réduit considérablement le bruit de fond combinatoire. La figure 4.12b montre l'effet de cette coupure sur la masse invariante K^+K^-. L'échantillon final présente un rapport signal sur bruit de l'ordre de 8. Cependant la coupure sur l'inélasticité a le désavantage de sélectionner un échantillon de kaons avec un angle polaire faible (typiquement inférieur à 60 mrad). Cela signifie que cette mesure des performances d'identification du RICH ne concernera que la région la plus centrale du détecteur, où la présence du halo et les effets d'absorption sont les plus importants.



(a) (b)

FIG. 4.12 – Distribution de l'inélasticité (a) : les tirets représentent la coupure appliquée. Distribution de la masse invariante des paires K^+K^- (b) avant et après (en couleur) coupure sur l'inélasticité.

4.6.2 Principe de la mesure

L'indicateur utilisé pour représenter les performances de la nouvelle méthode du Likelihood est le facteur de mérite, déjà introduit dans la section 4.4. Il s'agit donc de mesurer l'efficacité et la pureté dans d'identification d'un kaon. La mesure est faite à partir de l'échantillon de ϕ exclusifs ; il est cependant nécessaire d'ajouter aux critères de sélection décrits dans la section 4.6.1 une coupure supplémentaire sur l'impulsion des particules. Le détecteur RICH est en fait conçu pour identifier les kaons d'impulsion comprise entre le seuil d'émission Cherenkov et 50 GeV (section 4.2). Il faut donc sélectionner l'impulsion des kaons dans l'échantillon initial des ϕ pour pouvoir le comparer à l'échantillon après identification.

La mesure de l'efficacité et de la pureté est réalisée à partir de la distribution de la masse invariante du méson ϕ ; ce spectre présente un pic asymétrique sur un fond combinatoire croissant linéairement avec la masse. La distribution de la masse invariante et la fonction d'ajustement sont représentées dans la figure 4.13.

à partir des paramètres de l'ajustement on peut extraire le nombre d'événements dans le signal S_0 et dans le bruit B_0 pour l'échantillon initial des ϕ, obtenu sans aucune sélection des kaons par le RICH. La même procédure d'ajustement est alors réalisée sur le spectre de masse invariante obtenu en demandant qu'un kaon soit identifié par le RICH. Cette sélection utilise le critère du Likelihood maximum pour identifier les kaons. Une particule est identifie comme un kaon si :

- $\mathcal{L}_K > \mathcal{L}_\pi$
- $\mathcal{L}_K > \mathcal{L}_p$
- $\mathcal{L}_K > \mathcal{L}_{BG}$.

Les paramètres de l'ajustement du spectre de masse obtenus après sélection par le RICH

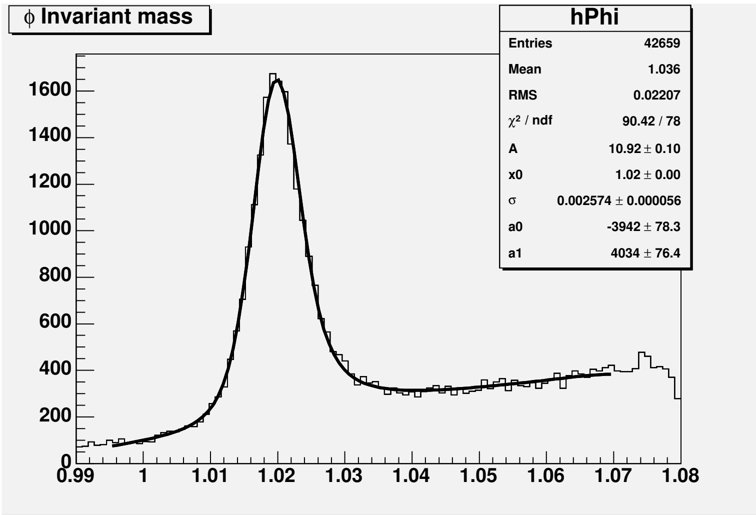


FIG. 4.13 – Distribution de la masse invariante K^+K^-, obtenue sans aucune selection par le RICH. Une convolution d'une fonction gaussienne et d'une fonction de Breit-Wigner, sommée à une fonction linéaire, est ajustée sur la distribution.

permettent d'extraire le nombre d'événements dans le signal S et dans le fond combinatoire B.

L'efficacité de l'identification d'un kaon ϵ s'écrit alors :

$$\epsilon = \frac{S}{S_0} \tag{4.18}$$

La mesure de la pureté de l'identification, c'est à dire la fraction de vrais kaons identifiés par le RICH, est plus délicate à réaliser. On défini le gain en pureté G_p :

$$G_p = \frac{\frac{S}{B}}{\frac{S_0}{B0}}. \tag{4.19}$$

Or, le bruit de fond combinatoire est composé de pions et de kaons dans des proportions inconnues, c'est à dire qu'il a une pureté intrinsèque p_0. La pureté sera alors :

$$p = G_p p_0 = \frac{\frac{S}{B}}{\frac{S_0}{B0}} p_0. \tag{4.20}$$

On pourrait estimer la pureté de l'échantillon initiale p_0 par une simulation Monte-Carlo et extraire une mesure absolue de p. Il est néanmoins possible de se passer de cette étape si l'on est plutôt intéressé à une mesure relative et non pas absolue. La méthode d'identification utilisée jusqu'à présent dans l'analyse des données de COMPASS est le χ^2 (4.3.2). Il est donc plus utile de mesurer les performances de la méthode du Likelihood en comparaison à la méthode du χ^2. Le gain en pureté apporté par cette méthode pourra être comparé au gain en pureté apporté par la méthode du χ^2. De même, le produit ϵp ne représentera pas une mesure absolue du facteur de mérite, mais plutôt le gain en facteur de mérite apporté par les deux méthodes.

4.6.3 Résultats de la mesure

La figure 4.14 montre l'efficacité, le gain en pureté et le gain en facteur de mérite de la méthode du Likelihood, comparée à la méthode du χ^2, dans l'identification d'un kaon positif (à gauche) et négatif (à droite).

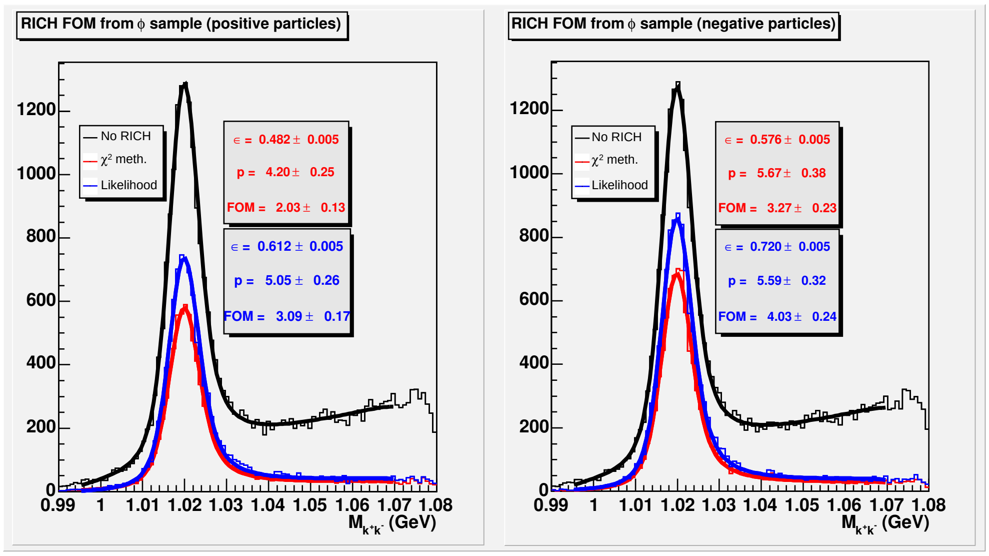


FIG. 4.14 – Distributions de masse invariante du méson ϕ obtenue sans aucune sélection du RICH (en noir), avec l'identification d'un kaon positif (à gauche) et d'un kaon négatif (à droite) par la méthode du χ^2 (en rouge) et par la méthode du Likelihood (en bleu). L'efficacité, le gain en pureté et le gain en facteur de mérite pour les deux méthodes sont aussi indiqués.

La sélection par le Likelihood permet d'identifier les kaons avec une efficacité et une pureté d'environ 20 % supérieurs par rapport à la sélection par le χ^2. L'utilisation du Likelihood permet donc de gagner plus de 30 % en terme de facteur de mérite.
On remarque aussi que les deux méthodes sont affectées de façon similaire par une asymétrie dans l'identification des particules positives et négatives. Le facteur de mérite pour l'identification des kaons positifs est environ 40 % meilleur que le facteur de mérite pour les kaons négatifs. Cette asymétrie a toujours été observée dans les performances du détecteur RICH mais son origine n'est pas complètement clarifiée à ce jour. Il ne semble pas provenir d'une asymétrie dans la réflection ou la détection des photons car toutes les propriétés intrinsèques au RICH (gain des chambres, nombre de photons, résolution angulaire) ne montrent pas une dépendance en fonction de la charge de la particule.

Il a déjà été mentionné que les performances du détecteur RICH dépendent de l'espace de phase couvert par l'échantillon de particules utilisé (section 4.4). La méthode du Likelihood a l'avantage de prendre en compte la distribution du bruit de fond, ainsi que les pertes dues à l'absorption des photons. Ces effets sont plus importants au centre du détecteur et deviennent moins importants en allant vers les zones les plus externes. Il est alors important de mesurer le facteur de mérite de l'identification des particules en fonction de leur angle polaire α. La figure 4.15 montre le gain en facteur de mérite avec la sélection du Likelihood par rapport au χ^2 dans six intervalles différents en angle polaire α.

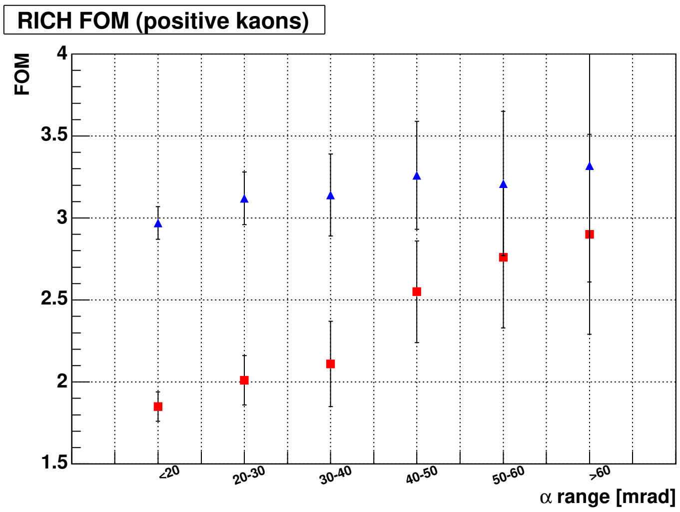


FIG. 4.15 – Gain en facteur de mérite avec la sélection du Likelihood (triangles) par rapport au χ^2 (carrés) dans six intervalles différents en angle polaire α.

On remarque que le gain de la méthode du Likelihood par rapport au χ^2 est plus important au centre où les effets d'absorption sont les plus présents. à plus grand angle polaire la statistique se réduit très fortement mais les deux algorithmes semblent atteindre des performances comparables.

C'est pour l'identification des particules au dessous du seuil d'émission Cherenkov que la méthode du Likelihood apporte le gain le plus important. Ceci s'explique parce que le Likelihood, grâce au terme poissonnien, permet de comparer les différentes hypothèses de masse avec l'hypothèse du bruit, ce qui n'est pas possible avec le χ^2. Un hadron au dessous du seuil d'émission Cherenkov est identifié comme étant un kaon si $\mathcal{L}_{BG} > \mathcal{L}_\pi$. L'identification par la méthode du χ^2, qui ne prend pas en compte le nombre de photons attendu, est faite simplement en imposant une coupure sur la valeur absolue du χ^2 de l'hypothèse pion, $\chi^2_\pi > 5$.
La figure 4.16 montre que le facteur de mérite du Likelihood est supérieur à celui du χ^2 de plus d'un facteur deux, qui provient quasi intégralement d'un gain en pureté.

4.6.4 Résultats sur les mésons charmés

L'identification des kaons est une étape fondamentale dans la reconstruction des mésons charmés, qui sont utilisés dans la mesure de la polarisation des gluons. Dans la section 4.4 on a présenté le facteur de merite actuel du RICH pour l'identification des kaons dans ce canal. La caractérisation de l'algorithme du Likelihood que l'on vient de présenter, se base

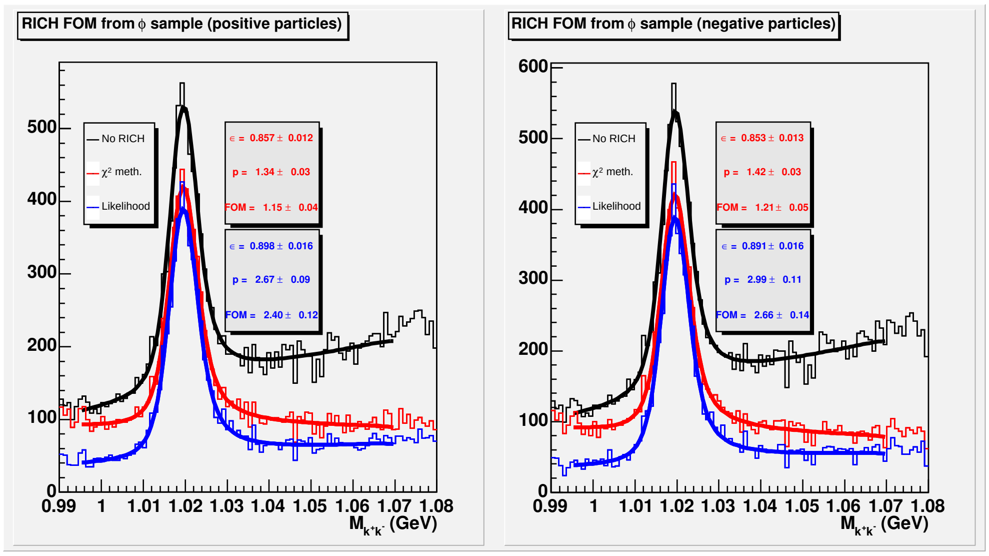


FIG. 4.16 – Distributions de masse invariante du méson K^+K^- où le kaon positif (à gauche) et le kaon négatif (à droite) ont une impulsion au dessous du seuil d'émission Cherenkov.

sur un échantillon de particules qui couvrent un domaine assez restreint en angle polaire. Il n'est donc pas raisonnable de s'attendre au même gain dans l'identification des kaons dans un échantillon qui couvre un espace de phase beaucoup plus large. Le Likelihood permet en fait de traiter de façon plus efficace la distribution spatiale du signal et du bruit. Or, dans le RICH la région dominée par les effets de bruit et d'absorption est la zone centrale. Le gain en facteur de mérite mesuré sur l'échantillon de ϕ exclusifs, qui sont concentrés dans cette région, est d'une certaine manière une limite supérieure au gain que l'on peut s'atteindre.

Les performances du Likelihood ont été évaluées sur un échantillon de mésons D correspondant à plusieurs semaines de prise de données [54][55]. Cette analyse a été réalisée en utilisant un critère de sélection qui prévoit :

- $\mathcal{L}_K > k_1\mathcal{L}_\pi$
- $\mathcal{L}_K > k_2\mathcal{L}_p$
- $\mathcal{L}_K > k_3\mathcal{L}_{BG}$.

où les k_i sont des paramètres libres, compris entre 0.9 et 1. L'efficacité et la pureté de l'identification des kaons sont surtout sensibles à la valeur de k_1 (la dépendance en fonction des autres deux paramètres est très faible). En particulier, pour $k_1 = 1$ on trouve une efficacité d'environ 0.9 et un gain en pureté comparable à celui que l'on obtient avec la méthode du χ^2. En diminuant k_1 on augmente la sévérité de la sélection et l'efficacité diminue pendant que la pureté augmente, tout en gardant le facteur de mérite constant. Le gain en facteur de mérite par rapport à la méthode du χ^2 est d'environ 10%. La dépendance de l'efficacité et de la pureté en fonction du facteur k_1 permet d'adapter les critères de sélection par le Likelihood à l'échantillon de mésons que l'on veut reconstruire. Un $k_1 \approx 1.1$ sera très appropriée pour la sélection des mésons D^0 ne provenant pas des $D^\star$, pour lesquels le rapport signal sur bruit est très mauvais. Pour la sélection des $D^\star$ on utilisera par contre $k_1 = 1$ (section 5.2.2).

4.7 Propositions pour améliorer le détecteur RICH

Dans la section 4.4 on a présenté les performances actuelles du détecteur RICH de COMPASS : l'identification des particules à petit angle polaire souffre de la présence d'un bruit de fond important provenant des muons du halo. Ce bruit de fond est dû au long temps d'intégration du chip GASSIPLEX ($\sim 1\ \mu$s) qui induit une très grande occupation des signaux hors temps dans la région centrale. Cela explique le mauvais rapport signal sur bruit que l'on retrouve dans les photo-cathodes centrales. Une deuxième limitation, qui n'affecte pas les performances du RICH mais le temps d'acquisition de l'expérience, est le long temps mort ($\sim 5\ \mu$s) imposé par l'électronique de lecture du RICH au système d'acquisition. Ce temps mort est nécessaire au filtre du GASSIPLEX pour compenser les fluctuations de la ligne de base du pré-amplificateur, induites par la présence d'une longue queue ionique (section 4.2.4). Compte tenu aussi des perspectives futures de l'expérience COMPASS, qui prévoient une augmentation de l'intensité du faisceau et du taux de déclenchements, un projet global d'amélioration du détecteur RICH a été proposé [56].

Ce projet d'amélioration prévoit l'utilisation de deux technologies complémentaires qui répondent aux différents problèmes suivant la région du détecteur considérée. Dans les quatre photo-cathodes centrales, correspondant à 25 % de la surface active totale, il est prévu de remplacer les chambres à fils par un système de tubes photomultiplicateurs à pixel multiples (MAPMT pour *Multi-Anode Photo-Multiplier Tubes*). Dans la partie restante du détecteur, l'électronique de lecture actuelle, basée sur le chip GASSIPLEX, sera rempacée par une nouvelle électronique, basée sur le chip rapide APV.

4.7.1 Le projet MAPMT

L'utilisation des MAPMT permet d'augmenter sensiblement le nombre de photons Cherenkov détectés, ce qui permet d'élargir l'intervalle en impulsion dans lequel une identification efficace des particules est possible. La résolution temporelle intrinsèque à cette technologie permet aussi une forte réduction du bruit de fond provenant des signaux non corrélés avec le trigger. Enfin, l'électronique utilisée pour la lecture des MAPMT n'introduit aucun temps mort. Il s'agit d'un projet d'amélioration très ambitieux, d'une complexité et d'un coût élevés. Il s'est d'abord développé dans le cadre de la R&D pour un deuxième RICH, initialement prévu pour COMPASS. L'analyse détaillée des performances actuelles du RICH a ensuite montré la nécessité d'un projet global d'amélioration. Cette nécessité a naturellement réorienté la R&D en cours vers une modification de la technique de détection du RICH actuel. Les phases successives de R&D ont permis de valider la plupart des choix techniques, tels que le type de MAPMT, le système de lentilles de focalisation des photons, l'électronique de lecture. Les performances attendues pour ce nouveau système ont été estimées par une simulation Monte Carlo qui prend en compte les résultats des tests des MAPMT sous faisceau. On prévoit une augmentation du nombre de photons détectés par anneau d'un facteur 3.5 et une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde. Cependant, le coût élevé des MAPMT a imposé une augmentation de la taille des pixel, ce qui réduit la résolution sur la mesure de l'angle Cherenkov d'un facteur 1.5. Cette perte est plus que compensée par l'augmentation du nombre de photons. La simulation montre enfin qu'il est raisonnable de s'attendre à un facteur de mérite d'environ 0.8.

4.8 Le projet APV4RICH

Le projet APV4RICH a été proposé par l'équipe de TUM (Munich) et développé par une collaboration entre les équipes de Saclay et Munich. Il a été initié par la nécessité de réduire le temps d'intégration des signaux des chambres de photons et justifié par le résultat d'une simulation Monte-Carlo. Cette simulation montre que, afin de bien reproduire les données du RICH, il est nécessaire d'introduire une fenêtre temporelle effective d'environ 3.2 μs, dans laquelle les signaux en temps sont indistinguables des signaux hors temps. à partir de cette simulation il est possible d'étudier la variation du rapport signal sur bruit en fonction de la largeur de cette fenêtre temporelle. La figure 4.17 montre la distribution de la masse des kaons, reconstruite par la mesure de l'angle Cherenkov, pour trois fenêtres temporelles différentes.

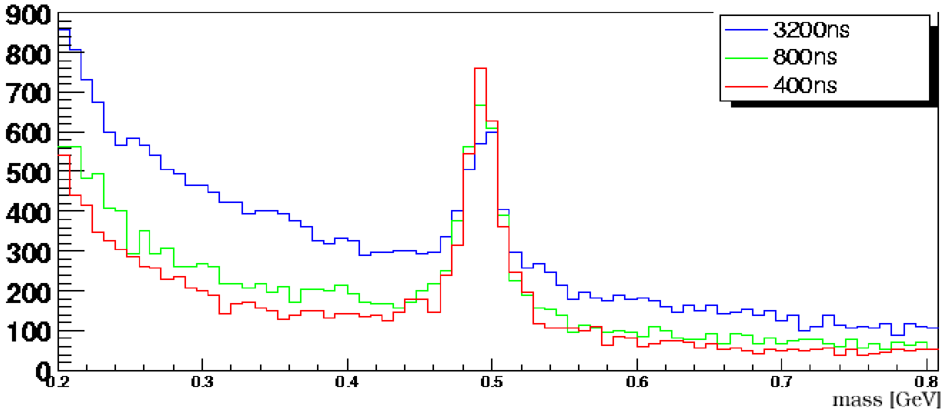


FIG. 4.17 – Distribution de la masse des kaons, reconstruite par la mesure de l'angle Cherenkov, pour trois fenêtres temporelles différentes.

On remarque que le rapport signal sur bruit s'améliore d'environ un facteur trois en réduisant la fenêtre temporelle de 3.2 μs à 400 ns. On remarque aussi que le gain en rapport S/B est faible en réduisant la fenêtre temporelle de 800 ns à 400 ns, ce qui montre qu'aucun gain supplémentaire est possible en réduisant la fenêtre en dessous de 300 ns. Il semble donc naturel qu'une telle amélioration soit réalisable sur le RICH en utilisant une électronique de lecture basée sur un chip plus rapide que le GASSIPLEX. Le chip rapide proposé pour remplacer le GASSIPLEX est le APV25-S1.

4.8.1 Le chip APV25

Le chip rapide APV25-S1 [57] a été développé initialement pour la lecture des détecteurs Silicium à microstrip de l'expérience CMS au CERN [58], et ensuite utilisé pour les détecteurs Silicium et GEM dans COMPASS (section 2.4.4). Le chip APV25 est un circuit intégré dédié (ASIC pour *Application-Specific Integrated Circuit*) fabriqué en technologie CMOS 0.25 μm (pour *Complementary Metal Oxide Semiconductor*[5]). Il comporte 128 canaux disposant chacun d'une mémoire de stockage analogique.

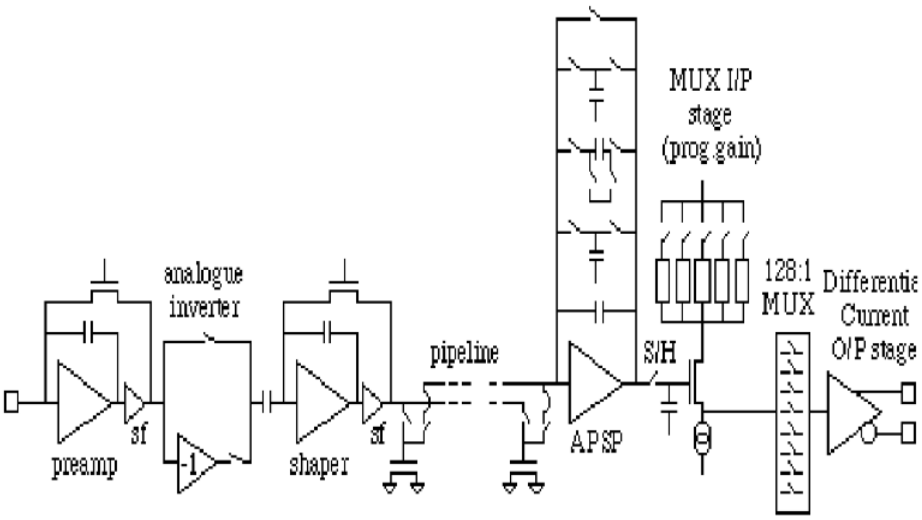


FIG. 4.18 – Schéma fonctionnel d'un canal du chip APV25.

Chaque canal (figure 4.18) est constitué d'un étage de pré-amplification (*preamp*) et d'inversion (*analogue inverter*), ce qui permet le traitement de signaux de polarité positive ou négative, et d'un amplificateur CR-RC à bas bruit qui assure la mise en forme du signal (*shaper*). La constante de temps du circuit CR-RC, qui définit le temps de monté de l'amplificateur, peut être ajustée sur un domaine très large (entre 50 et 500 ns) par des transistors à rétroaction. Cela permet d'adapter la réponse du chip à des signaux provenant de détecteurs rapides, tels que les Silicium, aussi bien que des détecteurs plus "lents", tels que les détecteurs gazeux à lecture par fils. Le signal en sortie de l'amplificateur est échantillonné à une fréquence de 40 MHz et ensuite stocké dans une mémoire analogique avec une profondeur de 192 cellules (*pipeline*). L'arrivée d'un trigger déclenche l'étiquetage des cellules correspondant au temps de passage de la particule. Le temps de latence (*latency*), défini comme la différence entre le temps de passage de la particule et le temps d'arrivée du trigger, est mesuré pendant la calibration du chip. Les valeurs analogiques des

[5] La technologie CMOS est pour le moment la plus utilisée dans la réalisation des circuits intégrés. Elle garantit une très haute intégration des composants grâce à la présence de deux canaux n et p et permet d'implanter dans le même circuit les électroniques digitale et analogique, tout en gardant le même niveau de performances. Elle profite aussi d'autres propriétés, telles qu'une faible consommation électrique et une bonne dissipation thermique. La dimension 0.25 μm indique l'échelle d'intégration du circuit.

canaux étiquetés sont ensuite multiplexées à une fréquence de 20 ou 40 MHz pour donner en sortie un seul signal différentiel.

Le chip APV25 présente une caractéristique très intéressante : il est possible d'envoyer au chip des signaux de déclenchement décalés afin de stocker dans la mémoire analogique, non seulement la valeur de l'amplitude correspondant au pic du signal, mais aussi deux autres amplitudes correspondant au front montant du signal (figure 4.19). L'intervalle temporel entre ces trois échantillons d'amplitude peut varier entre 25 et plusieurs centaines de ns, au pas de 25 ns. Cela permet d'ajuster convenablement l'espacement des trois échantillons au temps de monté du signal amplifié. En calculant les rapports entre les amplitudes des trois échantillons il est possible de rejeter les signaux hors temps et d'extraire enfin une information temporelle.

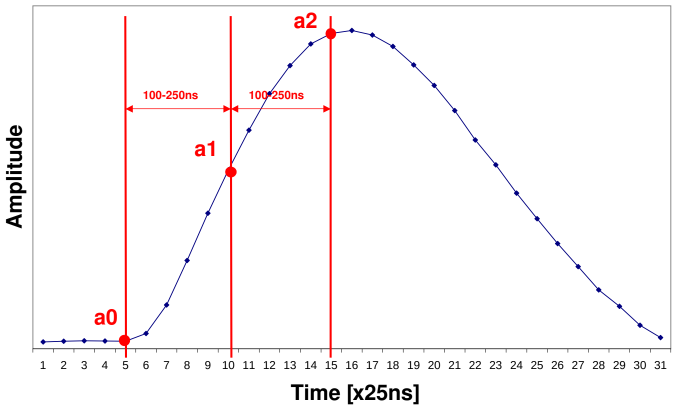


FIG. 4.19 – Développement temporelle de l'amplitude en sortie de l'amplificateur de l'APV pour un signal de chambre à fils. Les trois échantillons a_0, a_1 et a_2 sont aussi représentés.

4.8.2 La chaîne de lecture

La chaîne de lecture a été développée pour les détecteurs GEM et Silicium [59] et inclu quatre composants (figure 4.20) : le chip APV25, une carte *repeater*, une carte ADC et un module de concentration appelé GeSiCA (pour *GEM Silicon Control and Acquisition*).

La sortie analogique différentielle de l'APV25 est envoyée, via de courts câbles plats, à une carte appelée *repeater* qui adapte la modularité des APV25 (128) à celle des ADC (384). Sur la carte ADC, un *flash ADC* à 10 bit(6) est chargé de numériser les données multiplexées provenant du chip APV25. La soustraction des piédestaux et la suppression des zéros (voir

(6)Il s'agit d'un convertisseur analogique-digital (ADC) qui, mise à part sa vitesse, possede l'avantage principale de générer une réponse non linéaire facilement adaptable aux différentes applications. Il est constitué d'une série de comparateurs rapides en parallèle, chacun chargé de comparer le signal en entrée à une tension de référence commune. Les sorties des comparateurs sont connectées à l'entrée d'un codeur de priorité qui produit enfin une sortie binaire.

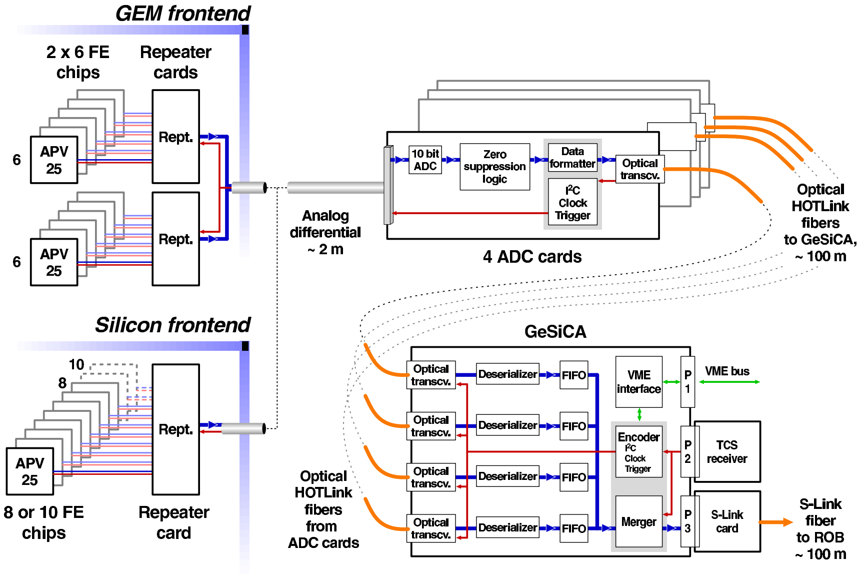


FIG. 4.20 – Schéma de la chaîne de lecture développée pour les détecteurs GEM et Silicium.

ci-dessous) sont assurées par un FPGA au niveau de la carte ADC. Les données numérisées sont ensuite envoyées via fibre optique aux modules GeSiCA qui les rassemblent et les transmettent par liaison optique *S-LINK* aux ordinateurs de l'acquisition. Le GeSiCA est un module VME 9U capable de gérer le flux de données provenant de 48 chips APV25 et s'occupe, entre autres, de gérer le protocole de communication entre les cartes de lecture (APV) et les cartes ADC (interface I^{2}C, *Inter-Integrated Circuit* [60]).

La suppression des zéros est une tache délicate dans un tel système. Elle est obtenue en appliquant un seuil sur l'amplitude, défini canal par canal. Avant application du seuil, les amplitudes doivent être corrigées de la fluctuation de la ligne de base de l'amplificateur de l'APV25, qui est commune à tous les canaux d'un chip donné (*common mode noise*). Cette correction est gérée par un FPGA dans la carte ADC qui exécute un algorithme en quatre étapes pendant le temps entre deux déversement successifs. Le FPGA soustrait d'abord les piédestaux pour replacer la ligne de base autour de zéro. La médiane de la distribution d'amplitude résultante (calculée dans un domaine fixe qui exclue les canaux correspondant à des signaux physiques) est soustraite à chaque canal, ce qui équivaut à redéfinir une ligne de base pour chaque chip APV25. La coupure de seuil est enfin appliquée sur les amplitudes corrigées de ce *common mode noise*.

4.9 Test d'un prototype de carte électronique

Le développement d'un système de lecture pour les détecteurs de photons du RICH basé sur le chip rapide APV25 a nécessité une série d'étapes de R&D et de fabrication de prototypes.

La conception d'un prototype de carte APV a été menée à Saclay, en collaboration avec le Service d'Électronique des Détecteurs et d'Informatique (SEDI). Ce prototype a été testé sur un détecteur de photons à l'aide d'une source radioactive afin d'étudier les paramètres de configuration du chip APV25 et ses performances en terme de bruit électronique et de réponse à un signal de chambre à fils.

4.9.1 La carte APV4RICH et la chaîne de lecture

Afin de s'adapter à la granularité du damier et aux contraintes mécaniques des détecteurs de photons du RICH de COMPASS, le prototype de carte APV4RICH a été conçu pour héberger quatre chip APV25, chacun connecté à 108 case. Les 20 canaux du chip qui ne sont pas utilisés sont connectés à la masse via des capacités égales à la capacité des canaux connectés. Celle-ci est égale à la somme de la capacité de la "pad" et de celle de la piste qui joint la "pad" aux connecteurs et vaut environ 10 pF. Cette configuration évite que les signaux en entrée du chip puissent avoir des amplitudes très différentes, ce qui rendrait inefficace l'algorithme de suppression des zéros (section 4.8.2). La conception de la carte APV4RICH a été menée à partir du schéma fonctionnel des cartes de lecture utilisées pour les détecteurs GEM. Elle a cependant été adaptée afin d'avoir les mêmes dimensions que les cartes BORA (150×580 mm^2), ainsi que le même type de connecteurs qui les relient aux chambres à photons. Cela permet de remplacer les cartes BORA sans devoir modifier la mécanique des chambres. La figure 4.21 montre le schéma fonctionnel de la carte APV4RICH.

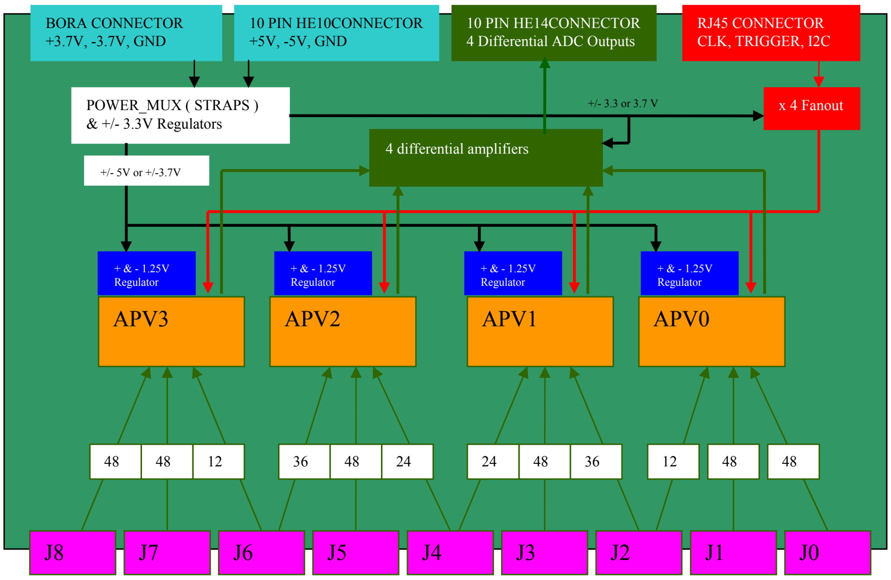


FIG. 4.21 – Schéma fonctionnel de la carte APV4RICH.

Les 432 canaux des quatre APV25 (numérotés de 0 à 3, en orange) sont connectés par groupes de 48 aux neuf connecteurs (J0-J8, en rose). Le premier prototype a été conçu pour être alimenté aussi bien avec les basses tensions utilisées par les cartes BORA (+3.7 V, −3.7 V) que avec celles des cartes de lecture des GEM (+5 V, −5 V). Des régulateurs (en violet) sont utilisés pour adapter les tensions d'alimentation aux tensions requises pour le fonctionnement du chip. Les quatre sorties différentielles (en vert) des chip APV25 sont amplifiées dans la carte APV et envoyées à la carte ADC. Les signaux de pilotage (protocole I^2C, horloge, trigger) sont distribués aux chip via quatre *fanout*[(7)] (en rouge).

Le chip APV25 a une taille de 8055×7100 μm ; ses 128 entrées sont organisées en deux rangées de plots au pas de 44 μm. Il est technologiquement impossible de réaliser un circuit imprimé (PCB pour *Printed Circuit Board*) avec des pistes d'un pas si fin. Un adaptateur de pas (*pitch adapter)* est donc nécessaire : il s'agit d'un substrat en couche mince de verre sur lequel des pistes métallisées sont gravées par lithographie. Cela permet d'atteindre le pas désiré de 44 μm du côté de l'APV et d'éclater les pistes au pas de 390 μm en sortie de l'adaptateur. La connection de l'adaptateur au chip et au PCB est réalisée par une procédure appelée *bonding.* Il s'agit d'une technique très sophistiquée utilisée en micro-électronique qui consiste à fixer par ultrasons un fil d'aluminium de 25 μm de diamètre sur les deux surfaces que l'on veut connecter, ce qui permet d'assurer des connections avec un pas très fin.

Afin d'adapter la modularité de la carte APV (4 chip par carte, 432 canaux) à celle de la carte ADC (1536 canaux), une carte d'adaptation a été conçue par l'équipe de Munich en remplacement des cartes *repeater* utilisées pour la lecture des cartes GEM et des Silicium (section 4.8.2). Le rôle de cette carte (figure 4.22) est de distribuer à trois cartes APV4RICH (12 chip, 1296 canaux) les signaux de pilotage provenant du module GeSiCA via la carte ADC (horloge et trigger en rouge et protocol I^2C en vert) et de ressembler les sorties analogiques provenant des chips APV25 (en bleu). Le schéma de la chaîne d'acquisition reste donc le même que celui de la figure 4.20.

L'utilisation du chip APV25 et de la chaîne de lecture basée sur le GeSiCA présente un autre avantage par rapport au GASSIPLEX, en effet elle permet une réduction sensible du temps mort de l'acquisition. La figure 4.23 présente le temps mort imposé par l'électronique de lecture au système d'acquisition en fonction du taux de déclenchements, calculé pour l'électronique actuelle du RICH et pour l'électronique basée sur le chip APV25, dans le cas d'un multiplexage à 20 ou 40 MHz. Dans le cas du taux de déclenchements utilisé jusqu'à présent dans l'expérience COMPASS (20 kHz), l'utilisation de l'APV25 permet d'éliminer completement le temps mort, indépendamment de la fréquence de multiplexage. Dans la perspective d'une augmentation du taux de trigger, l'électronique APV, multiplexée à 40 MHz, permet dans tous les cas une réduction sensible du temps mort par rapport au GASSIPLEX.

[(7)] Il s'agit d'un composant électronique qui, à partir d'un signal (ou d'un groupe de signaux) en entrée, génère un certain nombre de sorties, toutes égales au signal (ou aux signaux) d'entrée.

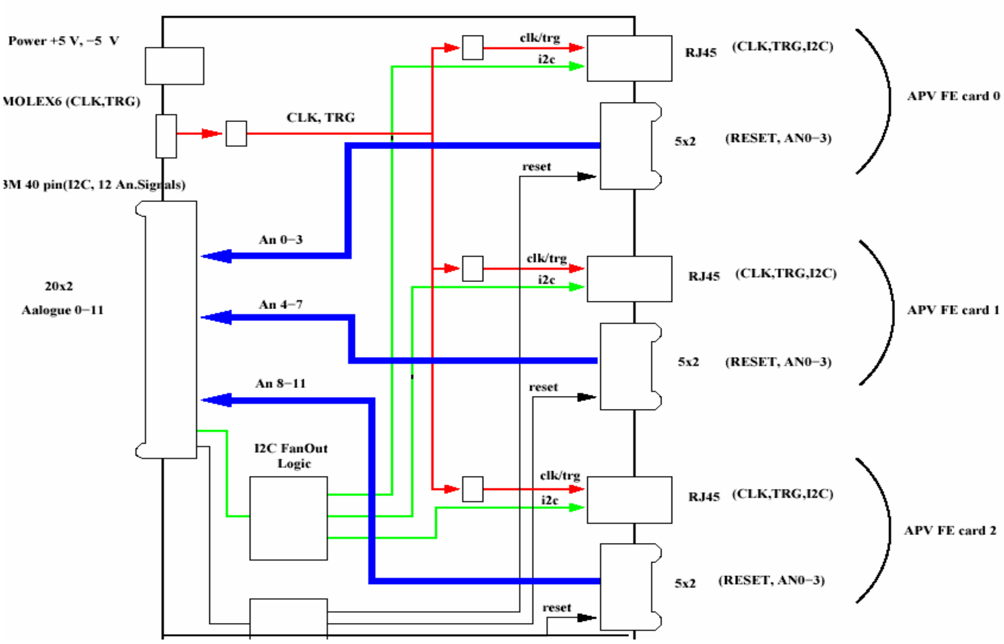


FIG. 4.22 – Schéma fonctionnel de la carte d'adaptation.

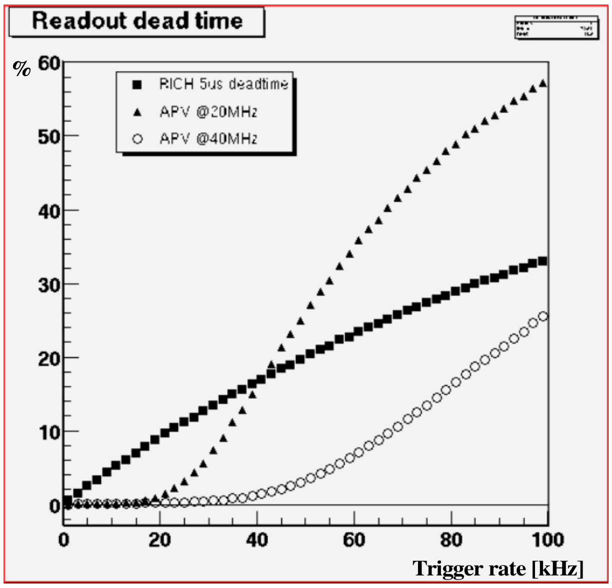


FIG. 4.23 – Temps mort induit par l'électronique de lecture au système d'acquisition en fonction du taux de déclenchements, calculé pour le système de lecture du RICH actuel et pour l'électronique basée sur le chip APV25 dans le cas d'un multiplexage à 20 et 40 MHz.

4.9.2 Configuration du chip APV pour le RICH

Le premier but des tests avec la carte prototype est l'étude de la réponse de l'APV25 au signal d'une chambre à fils, en fonction des paramètres de configuration du chip. Pour cela une carte prototype a été installée sur un détecteur de photons de rechange et des signaux ont été générés à l'aide d'une source radioactive de ^{90}Sr (électrons de 0.546 MeV d'énergie). Le gain de la chambre a été réduit d'environ 20%, ce qui permet d'obtenir des signaux ayant une distribution d'amplitude comparable à celle générée au gain nominal par les photons Cherenkov.

Trois paramètres de configuration du chip APV25 déterminent la forme du signal analogique :

1. **VFP** : Tension de polarisation du transistor de rétroaction du pré-amplificateur. Elle détermine la pente de la décroissance du signal pré-amplifié.
2. **ISHA** : Courant de polarisation du FET[(8)] d'entrée de l'amplificateur formateur. Il détermine le temps de montée de l'amplificateur.
3. **VFS** : Tension de polarisation du transistor de rétroaction de l'amplificateur. Elle détermine le front de descente du signal amplifié.

Les performances de l'APV25 en terme de bruit électronique dépendent de ses paramètres de configuration. En particulier, le bruit diminue lorsqu'on augmente le temps d'intégration. La sensibilité du chip (c'est à dire son gain), définie comme l'amplitude du signal en sortie de l'amplificateur correspondant à un signal en entrée d'amplitude unitaire, dépend également de ces paramètres. Pour déterminer la sensibilité et le bruit correspondant aux différentes configurations de l'APV25 il est nécessaire de faire une calibration consistant à injecter en entrée du chip un signal de charge connue, qui est utilisée comme facteur de normalisation, et de mesurer la charge en sortie. Le résultat de cette calibration pour quelques exemples de configurations du chip est présenté dans le tableau 4.2.

Il faut noter que le niveau de bruit électronique est mesuré avec un blindage de la carte prototype qui n'est pas optimal. Le bruit est cependant compris entre 650 et 750 e^- pour les configurations les plus adaptées aux signaux des chambres à fils, ce qui constitue un gain d'environ 30% par rapport au bruit mesuré sur les chips GASSIPLEX ($\approx$ 1000 e^-).

Pour corréler la sensibilité et le bruit mesurés au temps d'intégration, il est nécessaire d'étudier le développement temporel du signal. Grâce aux propriétés configurables de la chaîne de lecture, il est possible d'envoyer à l'APV25 un signal de déclenchement avec un temps de latence variable. On peut en fait générer un signal de déclenchement avec une latence incrémentée de 25 ns à chaque déversement (qui dans le cas des tests avec la source est généré de façon artificielle par le système de contrôle du trigger, TCS). On réalise ainsi un balayage de l'amplitude du signal, ce qui revient à suivre le développement temporel du signal analogique en sortie de l'amplificateur. Un exemple de cette procédure est présenté figure 4.24, pour différentes combinaisons des paramètres de configuration de l'APV25.

[(8)] Le dispositif FET (pour *Field Effect Transistor*) est un transistor mono-polaire utilisé en électronique comme interrupteur de contrôle des alimentations à basse tension.

ISHA	VFS	VFP	Bruit (canaux ADC)	Sensit. (e^-/can. ADC)	Bruit (e^-)
5	100	40	2.65	322	813
5	120	40	2.72	294	760
3	120	40	2.37	318	704
3	140	40	2.46	281	651
3	120	50	2.38	292	655

TAB. 4.2 – Calibration du chip APV25 en fonction des paramètres de configuration. Les trois premières colonnes indiquent la valeur des paramètres (exprimés en unités arbitraires) et les trois dernières indiquent respectivement la mesure du bruit électronique exprimée en nombre de canaux ADC, la sensibilité en nombre d'électrons par canal ADC et le bruit exprimé en nombre d'électrons.

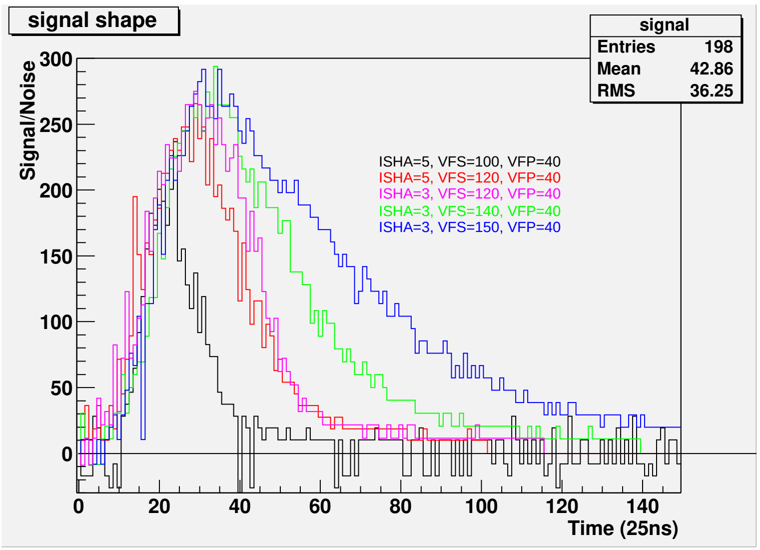


FIG. 4.24 – Développement temporel du rapport signal sur bruit pour différentes combinaisons des paramètres de configuration de l'APV25. L'échelle temporelle est exprimée en unités de 25 ns.

Les différentes courbes représentées figure 4.24 sont normalisées au bruit mesuré pour chaque configuration de l'APV25. On remarque que, pour un VFP constant, le temps d'intégration augmente principalement avec VFS et que le rapport signal sur bruit s'améliore en diminuant ISHA. à cause de la longue durée du signal des chambres à fils on a intérêt à choisir la configuration avec le temps d'intégration le plus long, ce qui permet de minimiser le déficit balistique (section 4.10.1). Cependant, dans les conditions de flux que l'on attend sur les chambres du RICH de COMPASS ($\simeq$ 1 MHz), un temps d'intégration trop long peut générer un empilement de signaux se traduisant en une fluctuation de la ligne de base que le chip n'est pas capable de compenser. Le chip APV25 ne possède en effet aucun filtre de compensation de la queue ionique contrairement au chip GASSIPLEX. Il faut donc trouver un compromis entre le temps d'intégration (et donc le rapport signal/bruit) et l'occupation du signal électronique. La configuration choisie, appelée *standard*, est celle qui comporte ISHA=3, VFS=120 et VFP=40. Cette configuration doit tout de même être validée dans des conditions plus réalistes par des tests en faisceau.

4.10 Tests en faisceau

Afin d'étudier les performances de l'électronique de lecture basée sur le chip rapide APV25, 12 cartes prototypes ont été installées pour équiper un photo-détecteur dans la région centrale du RICH de COMPASS. Des nombreux tests ont été menés à la fin de la prise de données en 2004 avec un faisceau de muons et un faisceau de hadrons. Les différentes configurations du chip APV25 présentées dans la section précédente ont été testées pour valider la configuration standard. On présente ici les résultats de l'analyse des tests effectués avec le faisceau de muons à l'intensité nominale et l'APV25 en configuration standard.

Les tests des cartes APV4RICH ont été menés après la prise de données physiques en muons, pendant la préparation de la prise de données en hadrons. Durant cette phase de transition le spectromètre de COMPASS présentait des modifications importantes par rapport à sa configuration habituelle, présentée dans la section 2.4.4.
Tout d'abord la cible polarisée était remplacée par une cible de plomb, utilisée pour les mesures physiques avec le faisceau de hadrons. Dans le but de reproduire le comportement du spectromètre dans la configuration en muons, la cible de plomb, d'un épaisseur de 0.5 longueur de radiation, a été remplacée pendant les tests par une cible en polyéthylène de 30 cm de longueur et de 5 cm de diamètre, ce qui correspond à 1 longueur de radiation (la cible de deutons polarisés présente une longueur de radiation proche de 1).
Le système de trajectographie du spectromètre était également modifié au niveau du VSAT mais ces modifications n'ont aucune influence sur les tests des cartes APV parce que les traces qui pénètrent dans le RICH sont reconstruites par les détecteurs du SAT et du LAT.
Enfin, en ce qui concerne le système de déclenchement, les deux calorimètres hadroniques n'étaient pas en fonctionnement et le système de vétos était partiellement démonté. Dans cette configuration le système déclenchait plus souvent sur les muons du halo du faisceau que sur le muon diffusé. Cela implique que le système de déclenchement sélectionnait des événements contenant essentiellement des muons et la présence de hadrons dans l'état final n'était pas assurée.

4.10.1 Résultats des tests

Les 12 cartes APV4RICH installées sur le photo-détecteur du RICH présentent en moyenne un bruit correspondant à un σ d'environ 640 e^- avec l'APV25 en configuration standard. Le bruit mesuré sur la demi-chambre du RICH est inférieur à celui mesuré sur la chambre de rechange (table 4.2) grâce à un blindage amélioré, assuré par des contre-plaques métalliques installées de part et d'autre de chaque carte. La figure 4.25 montre le bruit électronique après correction du *common mode noise* pour les quatre chips d'une des 12 cartes. On remarque que le niveau de bruit est constant pour tous les chips et que les 20 canaux non connectés présentent un bruit légèrement plus élevé. On remarque également la présence de deux canaux bruyants dans le premier chip, dû à deux pistes couplées aux niveau de la connection entre l'adaptateur de pas et le PCB. Le niveau de bruit atteint doit être comparé aux 1000 e^- observés en moyenne pour le chip GASSIPLEX. Le bas bruit du chip APV25 permet d'utiliser un seuil plus bas que celui utilisé avec le GASSIPLEX. Dans le cas des cartes APV4RICH, on applique un seuil égal à $3\sigma \approx 1800$ e^-, qui permet la suppression des zéros. Une coupure à 3σ est également appliquée dans le cas des cartes BORA, ce qui correspond à une coupure à ≈ 3000 e^-.

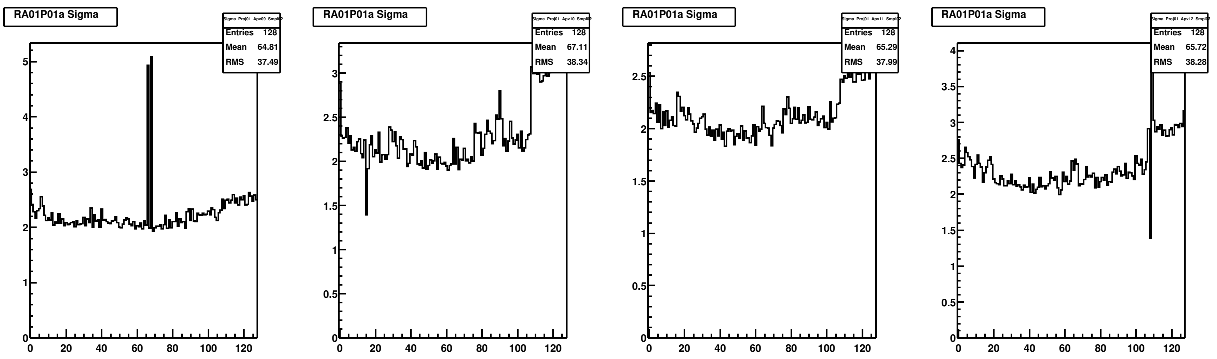


FIG. 4.25 – Distribution du σ du bruit électronique, exprimé en nombre de canaux ADC, pour les quatre chip d'une carte APV4RICH, où l'APV25 est programmé en configuration standard (1 canal ADC correspond à 300 e^-).

Déficit balistique

Un des points les plus sensibles dans la caractérisation de la réponse du chip APV25 aux signaux des chambres à fils est le déficit balistique. En configuration standard, l'APV25 est caractérisé par un temps d'intégration de 250 ns, à comparer au temps d'intégration du GASSIPLEX qui est de 1.2 μs. La quantité de charge intégrée par le chip est donc inférieure dans le cas de l'APV25. Cela peut constituer une sérieuse limitation à cause de la statistique de photons Cherenkov qui, comme on l'a vu dans la section 4.2.3, est dominée par des signaux de très petite amplitude. Cependant, le bas bruit du chip APV25 permet d'utiliser un seuil plus bas par rapport au GASSIPLEX, ce qui compense en grande partie le plus grand déficit balistique. Cela a tout d'abord été étudié grâce à une simulation de la réponse des deux chips à un signal de chambre à fils [61]. La simulation permet de comparer la réponse de l'APV25 à un signal en forme de fonction δ de Dirac et au signal de chambre à fils (MWPC), pour différents valeurs des paramètres de configuration du chip (figure 4.26).

On remarque que le temps d'intégration d'un signal de MWPC est plus long que celui

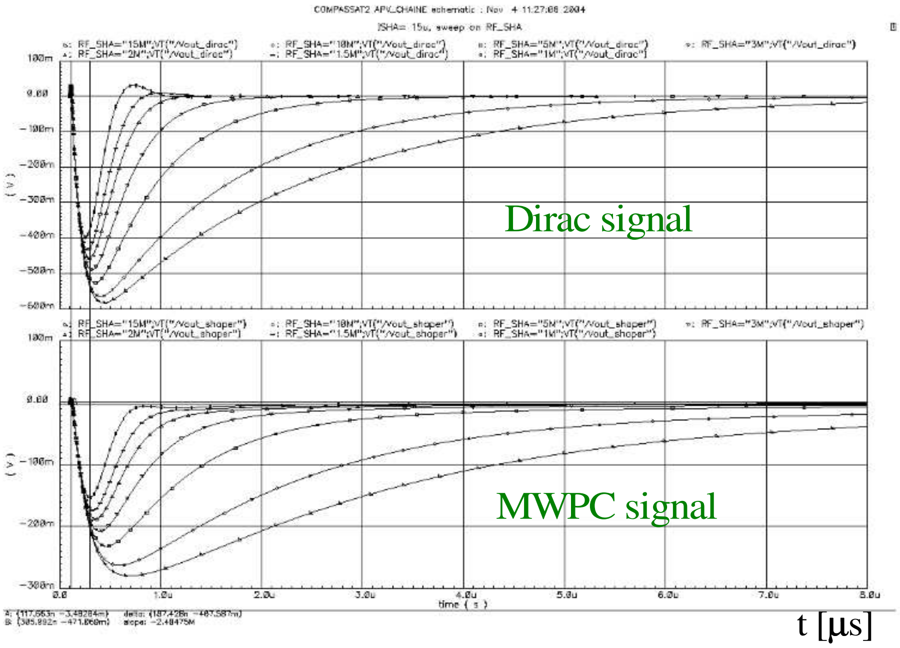


FIG. 4.26 – Réponse de l'APV25 à un signal en forme de fonction δ de Dirac et au signal de chambre à fils (MWPC), pour des différents valeurs des paramètres de configuration.

d'un signal de δ, et que l'amplitude au pic du signal en sortie du chip est plus petite. Le rapport entre les deux amplitudes au pic a_{MWPC}/a_{δ} définit la fraction de charge intégrée, qui est égale à $(1 - B.D.)$, où $B.D.$ est le déficit balistique (B.D. pour *Ballistic Deficit*). La simulation de la réponse du chip se base sur une description analytique approximée de la réponse de ses composants. La correspondance entre les paramètres d'ajustement de la simulation et les paramètres de configuration du chip (tableau 4.2) n'est pas évidente. On peut néanmoins sélectionner les paramètres de la simulation afin d'obtenir un signal en sortie mono-polaire et symétrique, ce qui s'approche bien de la configuration standard. Cela permet d'effectuer le calcul du déficit balistique pour un temps d'intégration de 250 ns (APV25) et de 1.2 μs (GASSIPLEX). La figure 4.27 montre la correspondance entre le temps de pic d'un signal de MWPC et d'un signal δ, ce qui permet d'extraire la fraction de charge intégrée. La fraction de charge intégrée par l'APV25 est de 43%, tandis que celle lue par le GASSIPLEX est d'environ 60%, c'est à dire que le chip APV25 permet la lecture du 70% de la charge intégrée par le GASSIPLEX.

Ce résultat simulé est confirmé par la mesure de la distribution d'amplitude des signaux des photons lus par les cartes APV4RICH par rapport aux cartes BORA. L'amplitude du signal du photon est calculée dans les deux cas après une procédure de *clustering* qui consiste à sommer les signaux des cases proches afin de former des amas (section 4.3.1). La figure 4.28 montre les distributions d'amplitude des amas détectés dans les détecteurs équipés avec les cartes APV4RICH et les cartes BORA. Dans le cas des cartes APV4RICH, une sélection ultérieure des amplitudes supérieures à 8 canaux ADC (≈ 2400 e$^-$) est appliquée. Cette coupure assez sévère est nécessaire car la valeur du seuil pour la suppression des zéros

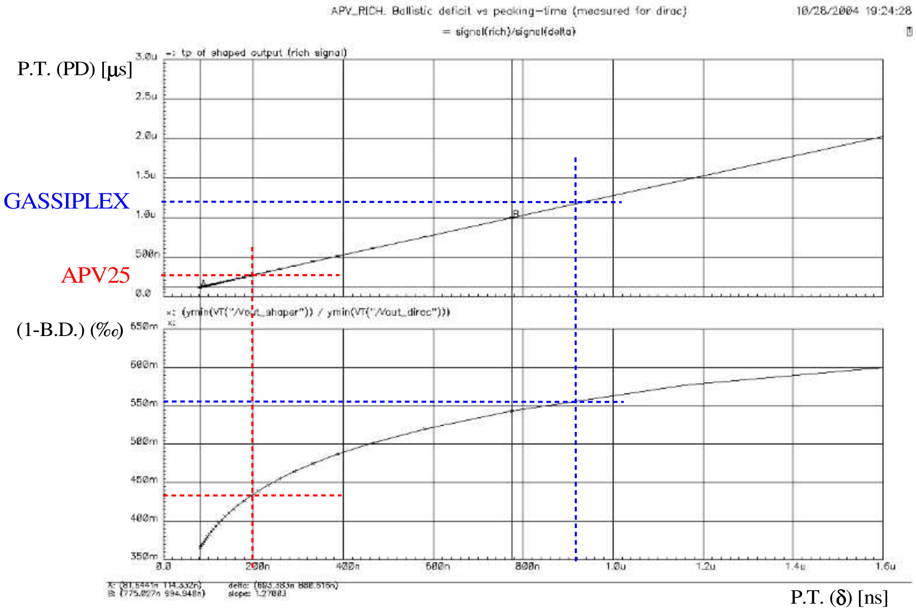
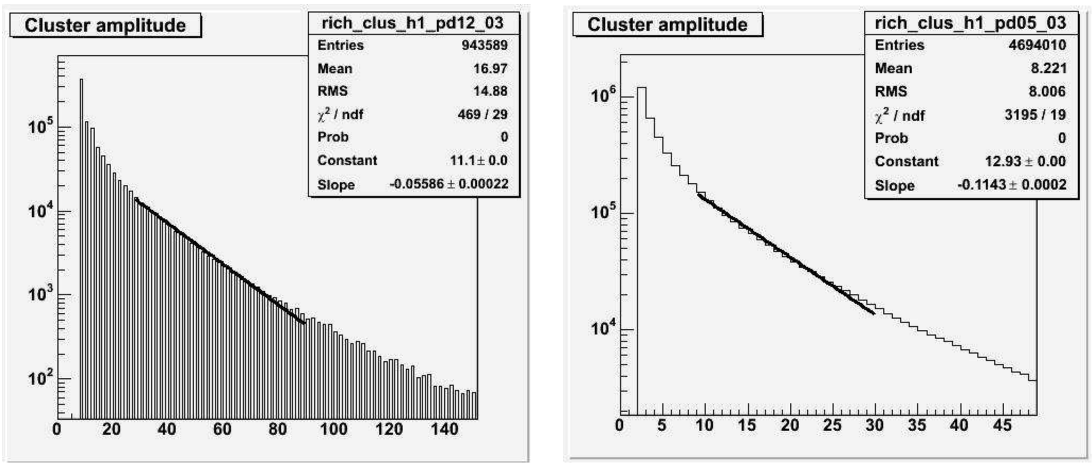


FIG. 4.27 – à partir du temps de pic d'un signal de photo-détecteur, $P.T.(PD)$, on peut déterminer le temps de pic d'un signal δ correspondant, $P.T.(\delta)$, et donc la fraction de charge intégrée $(1 - B.D.)$.



(a) (b)

FIG. 4.28 – Distribution d'amplitude des amas (*clusters*) détectés dans la demi-chambre équipée avec les cartes APV4RICH (a), comparée à une chambre équipée avec les cartes BORA (b).

est arrondie au plus petit nombre entier, ce qui conduit à utiliser un seuil effectif compris entre 2.5σ et 3σ. Cette perte de précision d'arrondi est due à l'utilisation d'un module ADC à 10 bit qui, grâce à son large intervalle dynamique, avait été choisi pour la lecture des détecteurs GEM et Silicium, dans lesquels le bruit électronique et les amplitudes des

signaux sont bien plus élevés. Le problème sera facilement résolu en faisant appel à un module ADC à 12 bits, avec une plus grande sensibilité.
Afin de mesurer la quantité de charge intégrée, une fonction exponentielle décroissante est ajustée à la distribution des amplitudes et l'amplitude moyenne est extraite de la fonction ajustée. Dans le cas de l'APV (figure 4.28a), l'amplitude moyenne correspond à une charge de 5830 e^- et à un rapport signal sur bruit électronique (SNR pour *Signal to Noise Ratio*) de 9 environ. Cela se compare à l'amplitude moyenne mesurée pour le chip GASSIPLEX (figure 4.28b) qui vaut 8750 e^- et correspond à un SNR de 8.75. Le rapport entre la charge intégrée par l'APV25 et celle intégrée par le GASSIPLEX vaut 0.64, ce qui est en assez bon accord avec le résultat du déficit balistique obtenu par simulation. Le fait que les SNR soient similaires atteste que le déficit balistique de l'APV est pratiquement compensé par le seuil plus bas, rendu possible par le bas niveau de bruit.

Rapport signal sur bruit

Une autre étape fondamentale dans la caractérisation des cartes APV4RICH consiste à mesurer le rapport signal sur bruit dans la reconstruction de la masse à partir de la mesure de l'angle Cherenkov. Dans ce but la trajectoire de la trace, reconstruite par le spectromètre, est reflétée idéalement par les miroirs afin de déterminer la position attendue du centre de l'anneau Cherenkov. Le rayon attendu de l'anneau est calculé à partir de l'impulsion de la trace dans l'hypothèse où il s'agit d'un pion[(9)]. La différence ΔR entre la position radiale de chaque photon reconstruit et le rayon de l'anneau attendu est appelée résidu. La distribution des résidus est représentée figure 4.29. Le bruit de fond sous-jacent au signal est bien décrit en associant les amas d'un événement aux traces de l'événement suivant (algorithme de *scrambling*). Le rapport signal sur bruit, calculé en soustrayant le bruit de fond obtenu par scrambling, est de 0.73 (figure 4.29 à gauche) si l'on n'applique aucune coupure sur l'amplitude au pic a_2 et devient 1.81 lorsqu'on rejette les amplitudes inférieures à 8 canaux ADC (figure 4.29 à droite). On remarque que cette coupure réduit le nombre de photons par anneau N_0 de moins de 10%.

Le rapport signal sur bruit ainsi obtenu n'utilise que l'amplitude au pic a_2. La possibilité offerte par l'APV25 d'utiliser aussi deux autres amplitudes échantillonnées sur le front montant du signal en sortie du chip permet une sélection ultérieure. En demandant pour chaque photon que les trois amplitudes consécutives a_0, a_1 et a_2 aient une valeur croissante, on obtient un rapport signal sur bruit de 2.13 (figure 4.30 à gauche), à comparer à 0.35, mesuré sur un détecteur équipé avec l'électronique GASSIPLEX (figure 4.30 à droite). On remarque aussi que le nombre de photons par anneau n'est pas affecté par la coupure sur les trois amplitudes. Le nombre de photons par anneaux mesuré pour le GASSIPLEX est légèrement inférieur à celui mesuré pour l'APV. Il s'agit d'un artefact dû à l'algorithme de *clustering* utilisé. C'est une version simplifiée de la méthode utilisée dans le code de reconstruction officiel du RICH et elle n'est pas capable de séparer des amas qui se super-

[(9)]Malgré le fait que la plupart des traces soient des muons, l'hypothèse qu'elles sont des pions, faite pour pouvoir utiliser le code de reconstruction officiel du RICH, amène une erreur négligeable parce que les rayons des anneaux générés attendus pour des muons et des pions diffèrent seulement de 7‰.

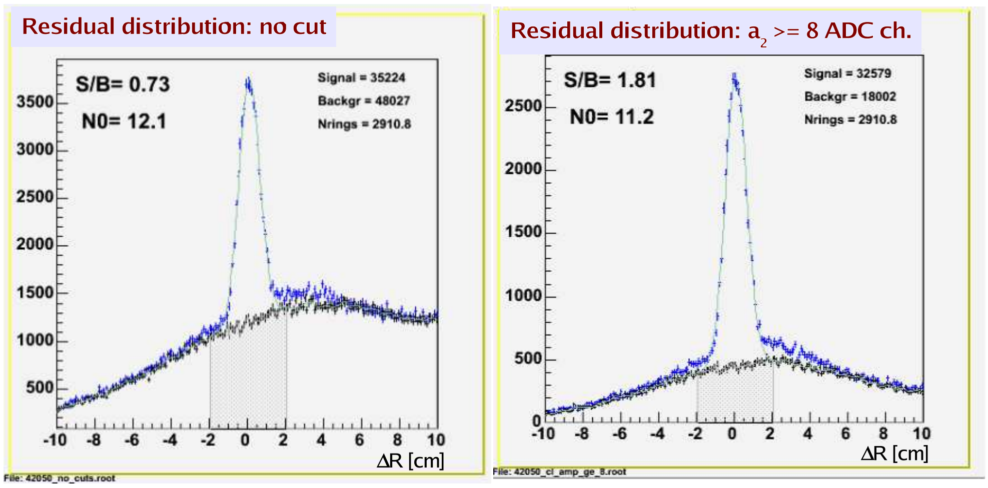


FIG. 4.29 – Distribution des résidus sans aucune coupure sur l'amplitude a_2 (à gauche) et après réjections des amplitudes inférieures à 8 canaux ADC. Le rapport S/B et le nombre de photons par anneau N_0 sont calculés en soustrayant le bruit de fond obtenu par scrambling.

posent. Or, dans le cas du GASSIPLEX, les amas ont une plus grande taille à cause du bruit électronique plus élevé. Cela implique que, si la procédure de *clustering* ne sépare pas les amas, le nombre de photons (les amas) par anneau sera réduit. L'analyse des données réalisée avec le code de reconstruction officiel montre que les nombres de photons par anneau dans les deux détecteurs équipés avec les deux électroniques sont égaux.

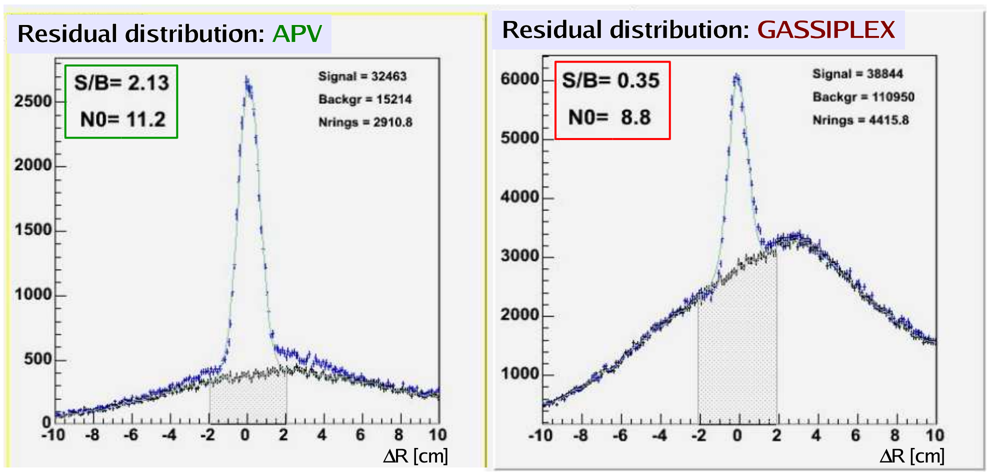


FIG. 4.30 – Distribution des résidus après sélection appliquée sur les trois amplitudes fournies par le chip APV25 (à gauche) en comparaison aux résidus mesurés sur une demi-chambre équipée avec le GASSIPLEX.

Balayage en temps du signal

Comme expliqué dans la section 4.9.2, la forme du signal en sortie de l'APV25 peut être étudiée en envoyant au chip un signal de déclenchement retardé artificiellement. En faisant varier de façon continue le temps de latence, on effectue un balayage du développement temporel du signal. Après application des coupures décrites précédemment, on représente la distribution des résidus en fonction du temps de latence, normalisée au nombre d'anneaux (figure 4.31 à gauche). On peut noter que l'échantillonnage démarre environ 250 ns après le passage de la particule et que le pic des signaux en temps est bien visible et distinguable du bruit hors temps. On remarque aussi une région bruyante environ 750 ns après la fin de l'échantillonnage, qui correspond au moment où les cartes BORA reçoivent le signal de déclenchement. Ce bruit induit par les cartes BORA des autres détecteurs de photons est dans tous les cas suffisamment loin de la région du signal.
La figure 4.31 à droite montre un zoom de la région du signal : on remarque que la largeur à mi-hauteur (FWHM pour *Full Width at Half Maximum*) est de 250 ns et la largeur à la base est de 375 ns. Cette valeur représente l'intervalle d'intégration effectif du chip APV25 qui doit être compare aux 3200 ns du GASSIPLEX. Le gain d'un facteur 6 dans le rapport signal sur bruit présenté dans la section précédente correspond à la réduction de la fenêtre d'intégration en temps pendant laquelle on recueille les signaux hors temps.

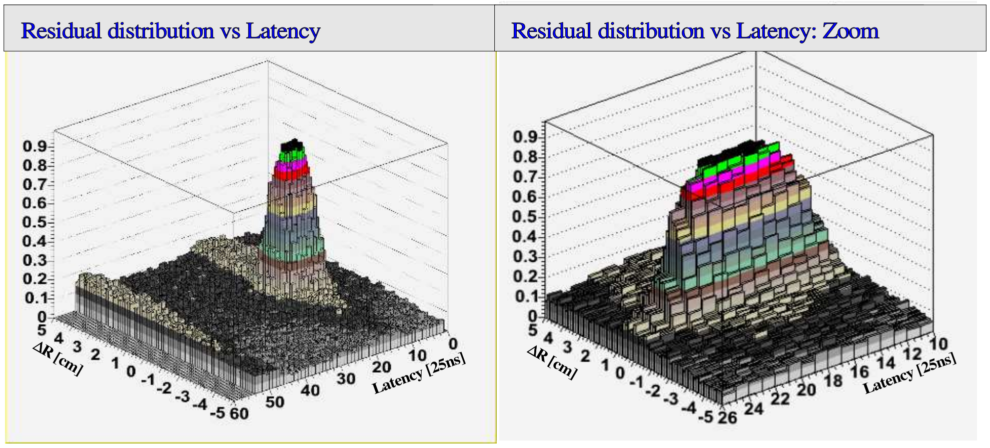


Fig. 4.31 – Distribution des résidus en fonction du temps de latence (en unité de 25 ns), normalisée au nombre d'anneaux. à droite, zoom de la région du signal.

L'analyse du développement temporel du signal permet aussi d'évaluer la composition du bruit de fond sous-jacent au signal. On peut analyser les distributions des résidus correspondant aux deux tranches en temps représentées figure 4.32 (à gauche), une où l'échantillonnage est fait en temps (en bleu) et l'autre où l'échantillonnage est hors temps (en rouge). Les distributions des résidus correspondant aux deux tranches (figure 4.32 à droite) montrent que le bruit de fond présente deux composantes, une constituée des signaux hors temps, et l'autre, du même ordre de grandeur, constitue de signaux en temps avec le trigger. Ces signaux corrélés en temps avec le trigger proviennent des photons Cherenkov produits par d'autres traces de l'événement physique et dont l'anneau croise celui de la trace analysée (figure 4.7). Les photons de la composante en temps du bruit ne sont pas distinguables de ceux effectivement générés par la trace considérée, ce qui implique qu'une réduction ultérieure du temps totale d'intégration n'amènerait pas une amélioration importante du rapport signal sur bruit.

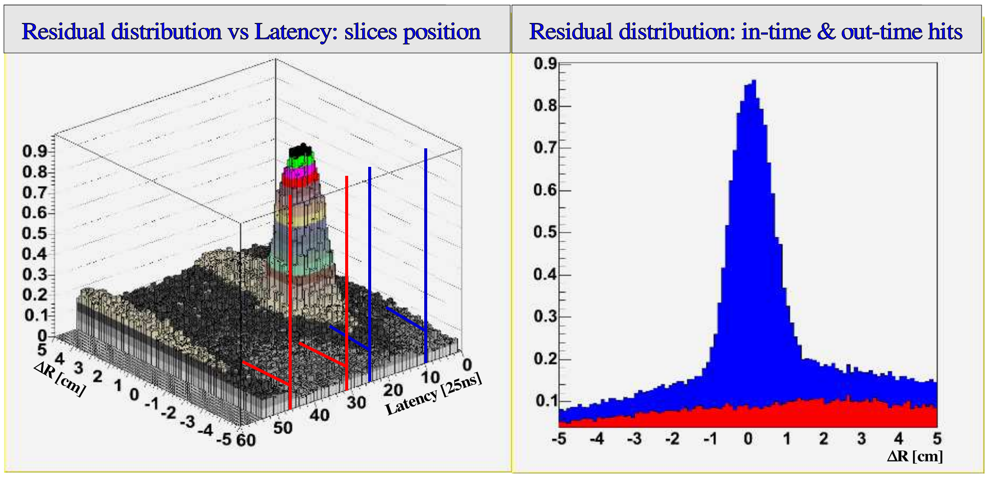


FIG. 4.32 – Distributions des résidus correspondant aux signaux échantillonnés en temps (en bleu) et hors temps (en rouge).

Résolution temporelle

Les rapports entre les trois échantillons d'amplitude consécutifs permettent de déterminer le temps du signal sur le détecteur par rapport au temps du trigger [62]. Cependant, cela n'est possible que pour les signaux avec une amplitude bien au dessus du seuil. Dans le cas des signaux de chambre à photons, où la statistique est dominée par les signaux de petite amplitude, cette condition ne s'applique quà une fraction limitée des événements.
Le rapport le plus sensible au temps du signal est a_1/a_2 : la dépendance de ce rapport en fonction du temps de latence permet d'extraire le temps du signal. La résolution temporelle obtenue dépend de la valeur de l'amplitude au pic. La figure 4.33 montre cette résolution mesurée en fonction de l'intervalle en amplitude considéré. On note que pour les grandes amplitudes on atteint une résolution meilleure que 15 ns et que, même dans l'intervalle entre 10 et 14 canaux ADC on mesure une résolution temporelle meilleure que 30 ns. La figure représente aussi la fraction d'événements correspondant à chaque intervalle en amplitude. La moitié seulement des amas ont une amplitude suffisamment large pour permettre de reconstruire le temps avec une résolution meilleure que 30 ns. Pour l'autre moitié (entre 6 et 10 canaux ADC) il n'est pas possible d'extraire le temps du signal.

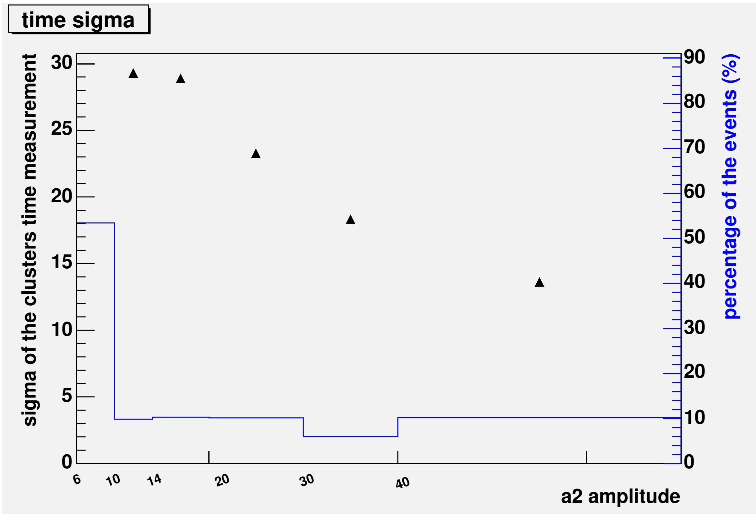


FIG. 4.33 – Résolution temporelle mesurée pour différents intervalles en amplitude. La fraction d'événements correspondant à chaque intervalle est aussi représentée.

4.11 Perspectives

Les résultats obtenus dans le cadre de la R&D du projet APV4RICH ont validé l'utilisation de cette électronique pour remplacer les cartes BORA sur tous les détecteurs de photons exceptés les chambres centrales, qui seront remplacées par le système des MAPMT. Cela correspond à la production de plus de 62000 canaux de lecture basés sur l'APV25, c'est à dire un total de 144 cartes de lecture, chacune équipée avec quatre chip APV25. La production, l'installation et la mise en marche des cartes APV4RICH sont prévues pour le printemps 2006, suivant un calendrier assez contraignant mais réalisable. Les performances présentées correspondent aux conditions expérimentales propres à la région centrale, ce qui les rend tout à fait adaptées pour équiper cette région en cas d'un délai imprévu du projet MAPMT.

Les performances des prototypes en terme de bruit électronique ont validé le schéma et la construction des cartes de lecture. Cependant, quelques modifications sont prévues au niveau de la carte APV4RICH, ainsi que du module ADC.

Concernant la carte APV4RICH, une solution de remplacement du système d'intégration du chip APV25 à la carte de lecture est actuellement à l'étude . La technique utilisée jusqu'à présent pour les prototypes, consistant à utiliser un adaptateur de pas connecté au chip et au PCB par *bonding*, est difficilement réalisable industriellement sur une grande série de pièces. De plus, en cas de défaillance du chip, il serait assez compliqué de remplacer le chip et l'adaptateur de pas, qui sont tous les deux collés au PCB. Différentes solutions ont été étudiées afin de concevoir un module indépendant, hébergeant le chip, et connecté au PCB de façon à pouvoir facilement remplacé en cas de défaillance. Les trois principales options d'intégration étudiées sont présentées schématiquement figure 4.34, avec la solution actuellement utilisée (solution A). Dans la figure on note une connection directe entre le chip et le PCB (du côté opposé à l'adaptateur), au pas de 225 μm, qui assure la transmission des signaux de pilotage.

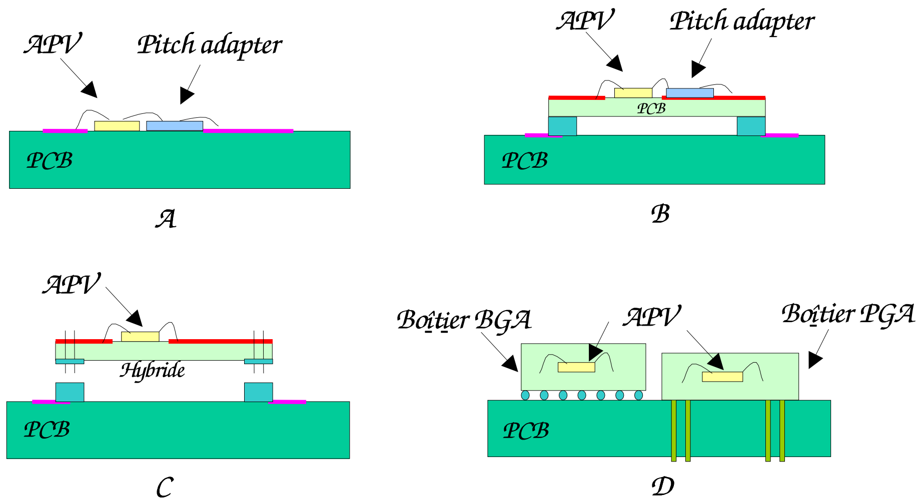


FIG. 4.34 – Représentation schématique des quatre options d'intégration envisagées pour la carte APV4RICH.

L'option B prévoit l'utilisation d'un petit module indépendant, constitué d'un PCB sur lequel le chip et l'adaptateur de pas sont collés et connectés par *bonding*. Une variante prévoit d'assurer l'adaptation du pas directement au niveau du PCB, sans utiliser un adaptateur. Dans les deux cas, le module est interfacé à la carte APV4RICH grâce à des connecteurs standard. Il s'agit d'une solution simple à réaliser et d'un coût relativement limité. Elle a l'avantage de disposer de petits modules indépendants faciles à manipuler et à remplacer. Cependant, la présence des connecteurs entre le module et la carte APV4RICH peut amener un bruit électronique supplémentaire dû aux capacités parasites des connecteurs. Les capacités des connecteurs mesurées jusqu'à présent sont de l'ordre de 0.2 pF, ce qui ne semble pas poser de problèmes en comparaison à la capacité totale qui est plutôt de l'ordre de 10 pF. Il est néanmoins prévu de pouvoir fabriquer les modules en utilisant un matériau (Rodgers 4003) avec une constante diélectrique 30% plus petite par rapport au PCB standard (FR4), ce qui permettrait de compenser la capacité parasite amenée par les connecteurs.

La troisième option envisagée (C) consiste à concevoir un module hybride, constitué d'un substrat en couche mince de céramique ou d'alumine sur lequel le chip est collé et connecté directement par *bonding*, sans l'utilisation d'un adaptateur de pas ; ceci grâce à la possibilité d'obtenir un pas très fin sur un substrat en couche mince. Cependant, il n'est pas très clair comment connecter ce module hybride à la carte APV4RICH et quelle capacité parasite cela peut induire.

L'option la plus intéressante du point de vue technologique prévoit la conception d'un boîtier à billes ou à picots (D). Le boîtier à billes (BGA, pour *Ball Grid Array*) appartient à une famille très innovante de boîtiers pour l'encapsulation des circuits intégrés. Leur particularité réside dans la forme et la localisation des sorties : il s'agit de billes réparties sur tout le fond du boîtier (sur les boîtiers classiques, les sorties sont en principe situées en périphérie). Les billes sont espacées, suivant les cas, de 1,27 mm ou de 1 mm. Les BGA peuvent être en plastique (PBGA) ou en céramique (CBGA). Le boîtier à picots (PGA pour *Pin Grid Array*) est similaire au BGA mais il est doté de broches en forme de picots enfichables. Le pas entre picots est en général de 2,54 mm. Il s'agit dans le deux cas de techniques d'encapsulation très performantes, donnant un produit compact, facile à manipuler et de bonne fiabilité. Cependant, le développement de ce type de solution demande une R&D longue et coûteuse, incompatible avec les contraintes de temps et de budget du projet APV4RICH.

Sur la base des considérations de faisabilité, de rapport qualité-prix et de temps de conception et de réalisation, seule l'option B (en deux variantes, avec et sans l'adaptateur de pas), et l'option de base (A), ont été retenues pour la phase de validation finale de la carte APV4RICH qui a lieu actuellement.

Concernant la carte ADC, il a été décidé de concevoir un nouveau module capable de numériser les données provenant de 16 chip APV25, au lieu des 12 actuels. Ce nouveau module est conçu de façon à intégrer les fonctions assurées actuellement par la carte d'adaptation (section 4.9.1), afin de simplifier la chaîne de lecture. Les chip ADC à 10 bits utilisés actuellement seront remplacés par des chips à 12 bits, avec un gain en sensibilité qui permettra de réduire l'erreur d'arrondi sur le calcul du seuil (section 4.10.1).

Chapitre 5

Mesure de l'asymétrie d'hélicité dans la production de mésons charmés

Dans le chapitre 2 nous avons introduit la méthode utilisée dans COMPASS pour la mesure de $\Delta G/G$. Rappelons que la polarisation des gluons est extraite de l'asymétrie d'hélicité de la section efficace d'interaction muon-nucléon par le processus de fusion photon-gluon (PGF). La méthode la plus propre consiste à sélectionner les événements PGF pour lesquels une paire de quarks $c\bar{c}$ est produite. L'analyse se base donc sur la recherche d'événements contenant des mésons charmés D^0, provenant de l'hadronisation d'un quarks c. Ce chapitre présente la mesure de l'asymétrie d'hélicité réalisée sur un échantillon d'événements D^0, obtenu à partir des données collectées par COMPASS entre 2002 et 2004. Après avoir détaillé les critères de sélection des événements, développés dans le but de minimiser le rapport bruit sur signal, on décrira le principe de la mesure d'asymétrie et on présentera les résultats de cette mesure.

5.1 Sélection et groupement des runs

Les données de COMPASS consistent en une suite d'acquisitions, appelées *runs*, d'une durée de 30 ou 60 minutes. Les données sont acquises de façon continue pendant 8 heures, avec une orientation du champ magnétique de la cible parallèle (+) ou antiparallèle (−) à l'axe du faisceau. Les runs sont regroupés en *périodes*, d'une durée d'environ 1 semaine, pendant lesquelles le spectromètre fonctionne de façon stable, c'est à dire qu'aucune intervention sur les détecteurs n'est permise. Une fois par semaine le SPS est arrêté pendant quelques heures pour la maintenance ordinaire, ce qui permet d'intervenir sur des éventuelles défaillances des détecteurs du spectromètre. La durée d'une période correspond au temps entre deux maintenances ordinaires consécutives. Cette séparation permet d'adapter l'alignement et la calibration des détecteurs pour chaque période.

Á l'intérieur d'une période il peut y avoir des instabilités liées à des défaillances temporaires des détecteurs ou du système d'acquisition qui peuvent générer des fausses asymétries.

Année	Flux mesuré	Flux corrigé	Luminosité (fb^{-1})
2002	$1.7 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{13}$	0.45
2003	$2.9 \cdot 10^{13}$	$2.3 \cdot 10^{13}$	0.80
2004	$4.0 \cdot 10^{13}$	$3.2 \cdot 10^{13}$	1.12
Total	$8.6 \cdot 10^{13}$	$6.8 \cdot 10^{13}$	2.37

TAB. 5.1 – Flux de muons mesuré par le plan de fibres scintillantes FI01Y1, flux corrigé et luminosité intégrée accumulée par l'expérience COMPASS pendant les trois années de prise de données.

Pour mettre en évidence et rejeter ces instabilités, une procédure a été mise au point [68]. Elle consiste à analyser déversement par déversement la distribution d'un certain nombre d'indicateurs de stabilité (tels que les nombres de vertex primaires et secondaires, le nombre de traces associées aux vertex, le nombre de muons diffusés reconstruits, ainsi que le nombre moyen de coups par plan de détection) et à rejeter les déversements pour lesquels un ou plusieurs de ces indicateurs s'éloignent de plus de 3σ de leur valeur moyenne. On rejette ainsi en moyenne 10% des événements.

L'analyse que l'on va présenter se base sur les données acquises par COMPASS entre 2002 et 2004. Elle correspond à une luminosité intégrée d'environ 2.4 fb^{-1}. Cette luminosité est calculée à partir de la mesure du flux de muons Φ selon l'équation :

$$\mathcal{L} = \Phi N_d \ , \tag{5.1}$$

où N_d est le nombre de centres diffuseurs dans la cible (la cible de COMPASS a une épaisseur de 58 g/cm^2, ce qui implique $N_d = 58 \times 6.023\ 10^{23}$ cm^{-2}= 3.49 10^{25} cm^{-2}).
Le flux de muons est mesuré par un plan de fibres scintillantes qui se trouve en amont de la cible. Cette mesure est résumée dans le tableau 5.1, séparément pour les 3 années de prise de données. Il est nécessaire d'apporter des corrections au flux mesuré par les fibres scintillantes : la première est due au fait que seulement une fraction des muons qui traversent le plan de fibres traversent aussi les deux cellules ; la deuxième est liée au temps mort de 21 ns induit par le discriminateur des signaux des fibres. Le facteur de correction vaut 0.859 [69]. Un deuxième facteur doit être appliqué afin de prendre en compte le temps mort du système d'acquisition (0.90 pour la prise de données de 2002 et 0.93 pour 2003 et 2004). Le flux corrigé est également présenté dans le tableau 5.1, de même que la luminosité intégrée, calculée à partir de l'équation 5.1.

Pour mesurer l'asymétrie $A_\parallel^{\gamma^\star d}$ (équation 5.5) il faut combiner les asymétries de taux de comptage pour des runs en configuration + et des runs en configuration −. Ce calcul peut être effectué en groupant les runs de deux manières :

– **Configuration "globale"** : tous les runs + et − de la période de prise de données sont regroupés (figure 5.1a) afin de calculer $A_\parallel^{\gamma^\star d}$. Ensuite, une moyenne pondérée sur les différentes périodes est effectuée.

- **Configuration “consécutive”** : la période de prise de données est découpée en tranches contenant chacune un groupe de runs +, suivi d'un groupe de runs − (figure 5.1b). L'asymétrie est calculée pour chacune de ces tranches, puis une moyenne pondérée est effectuée sur toutes les tranches de la période.

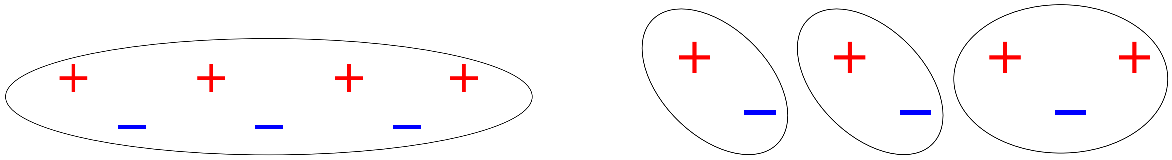


FIG. 5.1 – Configurations “globale” (a) et “consécutive” (b).

5.2 Sélection des mésons charmés

La recherche des événements de production de mésons charmés est réalisée en deux étapes. La première consiste à sélectionner la topologie de l'événement, tandis que la deuxième est la véritable recherche des événements candidats. Dans cette analyse on sélectionne deux catégories de mésons charmés : le D^0, dans son canal de décroissance en paires $K\pi$ et le D^0 provenant de la décroissance d'un $D^\star \to D^0\pi_s \to K\pi\pi_s$, où le π_s est un pion de faible impulsion (*soft*). La première catégorie, la plus importante du point de vue du nombre d'événements, est affectée par un bruit de fond combinatoire très important, tandis que la deuxième comporte un nombre d'événements bien inférieur mais peut être sélectionnée de manière beaucoup plus propre. Le but de cette recherche est de sélectionner un échantillon de mésons D de la façon la plus efficace et la plus pure. Les coupures que l'on va présenter sont optimisées dans les deux cas pour maximiser le nombre effectif d'événements $S_{eff} = S/(1 + B/S)$. On rappelle aussi que la précision statistique sur la mesure de $\Delta G/G$ est inversement proportionnelle à la racine de S_{eff} (equation 2.15).

5.2.1 Sélection topologique des événements

Les événements doivent respecter les critères topologiques suivants :

- L'événement doit posséder au moins un vertex primaire. S'il en possède plusieurs, on choisit le meilleur vertex primaire dont les traces possèdent le plus petit χ^2.
- Les traces du muon incident et du muon diffusé doivent être rattachées au vertex primaire.
- Le muon diffusé est identifié selon deux critères : sa trajectoire doit être reconstruite derrière le filtre à muons du deuxième étage du spectromètre et la projection de sa trace au niveau de l'hodoscope qui a déclenché le trigger doit correspondre à un coup sur cet hodoscope.

Sélection	Nombre évén.	Év. éliminés [%]
Év. avec au moins 1 vertex	1000000	
Év. avec 1 vertex primaire	898241	10.2
Év. avec muon diffusé	692544	22.9
Év. avec au moins 2 hadrons	268014	61.3

TAB. 5.2 – Effet des critères topologiques de sélection sur un échantillon d'événements correspondant à environ 30 minutes de prise de données.

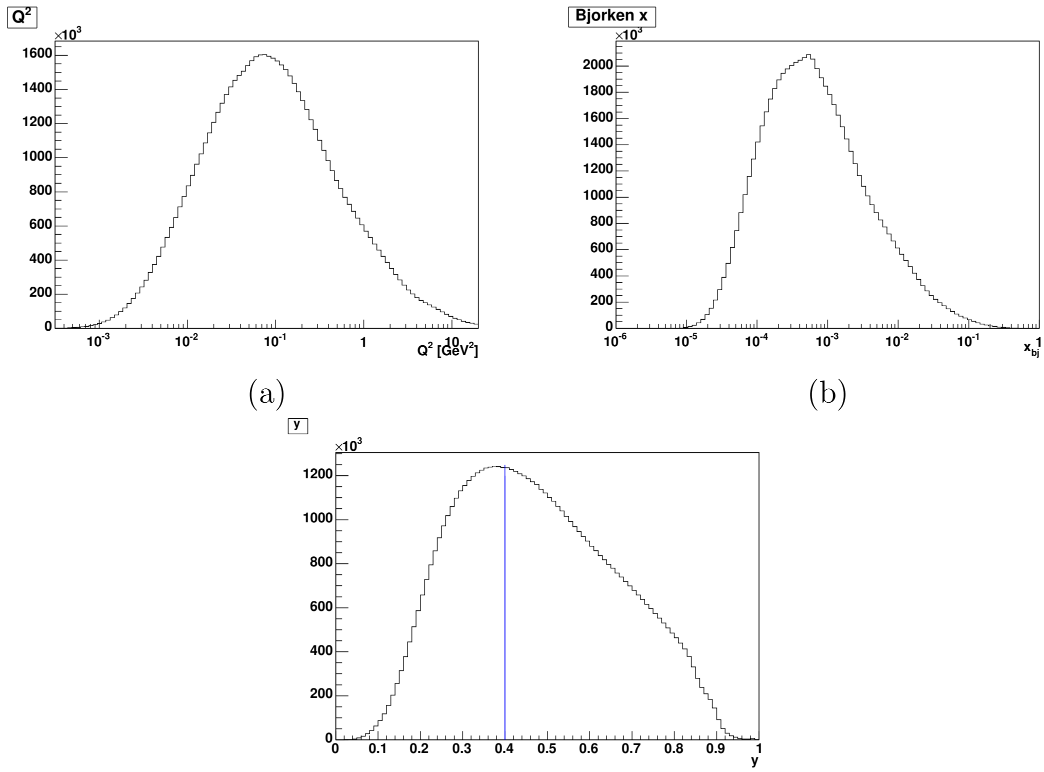
- Le nombre de traces issues du vertex primaire doit être au moins de 3 : le muon diffusé et les deux hadrons issus de la décroissance du D^0.
- Seules les traces issues du vertex primaire sont considérées comme des *candidats hadrons*.
- Les trajectoires des candidats hadrons ne doivent pas être reconstruites exclusivement dans le champ de fuite du premier dipôle (SM1). Cela implique que le dernier point mesuré de la trace doit se trouver en aval du dipôle. Ce critère de sélection est justifié par le fait que la reconstruction des traces exclusivement dans le champ de fuite du dipôle (qui interfère avec le champ de fuite du solénoïde de la cible) est très compliquée. À présent, ces trajectoires sont assez mal reconstruites, et le fait de les inclure détériorerait légèrement le rapport S/B de l'échantillon final. L'effet de cette coupure sur l'échantillon des événements est présenté dans le tableau 5.3.

Le tableau 5.2 résume la fraction d'événements qui satisfont les critères topologiques pour un échantillon partiel d'un million d'événements.

Dans cette analyse, aucune sélection sur les variables cinématiques inclusives Q^2 et x_{bj} n'est réalisée. La figure 5.2 montre les distributions des variables Q^2 (a), x_{bj} (b) et y (c). On remarque que la distribution de Q^2 est dominée par la région proche de la photo-production ($Q^2 \ll 1$ GeV^2). Une coupure sur la virtualité du photon Q^2 n'est pas nécessaire car, l'échelle dure étant fixée par la masse du charme, la factorisation est déjà assurée par la présence des mésons charmés. La masse du charme constitue l'échelle dure de l'interaction. La distribution de la fraction d'énergie du photon virtuel est centrée autour de 0.4. On verra par la suite que les événements avec un faible y diluent l'asymétrie car $D \approx y$. On choisit de rejeter les événements pour lesquels $y < 0.4$ dans le calcul de l'asymétrie de taux de comptage.

Sélection des interactions dans la cible

Dans le calcul de l'asymétrie il faut s'assurer que l'interaction du muon incident ait lieu dans le matériau polarisé. Pour appliquer cette sélection il est nécessaire de bien connaître la position et l'éventuelle inclinaison de la cible. Les positions longitudinale et transverse des fenêtres d'entrée et de sortie des deux cellules ont été déterminées par les distributions longitudinale et transverse des vertex primaires. La position mesurée dans le plan transverse montre que la cible est en fait inclinée de quelques millimètres par rapport à l'axe z (figure



(a) (b) (c)

FIG. 5.2 – Distributions des variables cinématiques Q^2, x_{bj} et y.

5.3). Cette inclinaison, due au système de suspension du cylindre contenant le matériau polarisé, est mesurée chaque année. D'autre part, il a été remarqué que les deux cellules ne sont pas complètement remplies de matériau polarisé [63].

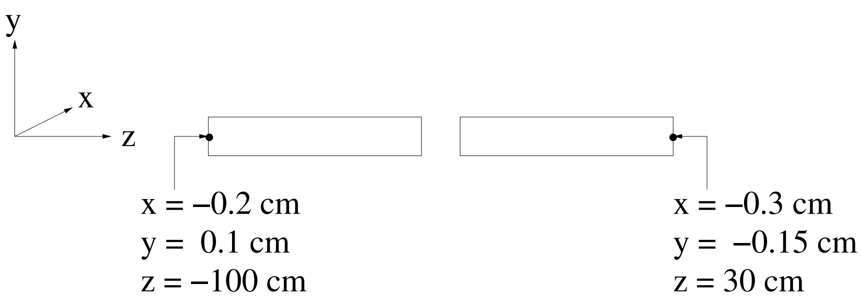


FIG. 5.3 – Position de la cible polarisée en 2002.

L'inclinaison de la cible et son remplissage partiel doivent être pris en compte dans la sélection des événements. On applique donc les coupures suivantes, dans le référentiel associé à la cible :

1. La position longitudinale du vertex primaire vérifie $-100 < z < -40$ cm (cellule

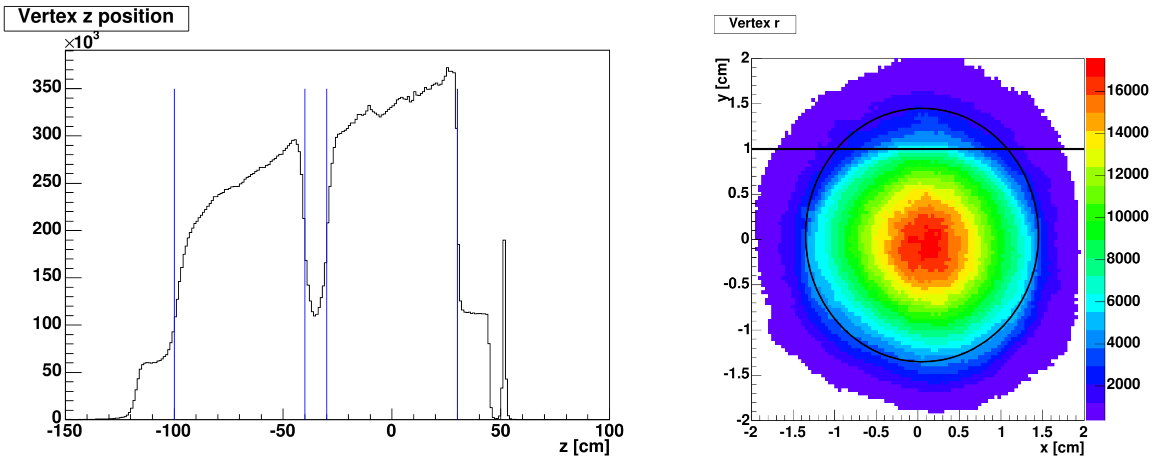
amont), ou $-30 < z < -30$ cm (cellule aval).

2. Le vertex se trouve à l'intérieur d'un cylindre de rayon $r = 1.4$ cm centré sur l'axe de la cible.
3. Le vertex ne doit pas se trouver dans la zone non remplie en haut de la cible : $y < 1$ cm.

La figure 5.4 montre la distribution longitudinale (a) et transverse (b) des vertex primaires, ainsi que les coupures utilisées. On remarque qu'environ 30% des interactions ont lieu dans le matériau qui entoure les deux cellules (fenêtres d'entrée et sortie, premier plan de fibres scintillantes, conteneur de la cible, ...).

Comme on le verra par la suite, pour extraire l'asymétrie de taux de comptage il est nécessaire que le flux vu par les deux cellules de la cible soit le même. Afin d'assurer cette condition, les coupures 2. et 3. sont donc également appliquées à l'intersection de la trajectoire du muon incident avec les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible. Cela garantit que le muon diffusé a traversé intégralement les deux cellules.

La fraction d'événements rejetés par ces critères est résumée dans le tableau 5.3.



(a) (b)

FIG. 5.4 – Distributions longitudinale (a) et transverse (b) des vertex primaires.

5.2.2 Recherche des mésons charmés

Selection des mésons D^0

La recherche des mésons candidats $D^0 \to K^-\pi^+$ et $\bar{D}^0 \to K^+\pi^-$ consiste à calculer la masse invariante de toutes les paires de candidats hadrons de charge opposée. La détermination de l'énergie du candidat hadron est faite en supposant que le hadron est un kaon ou un pion, suivant sa charge et le fait que l'on recherche un D^0 ou un $\bar{D}^0$. La distribution de

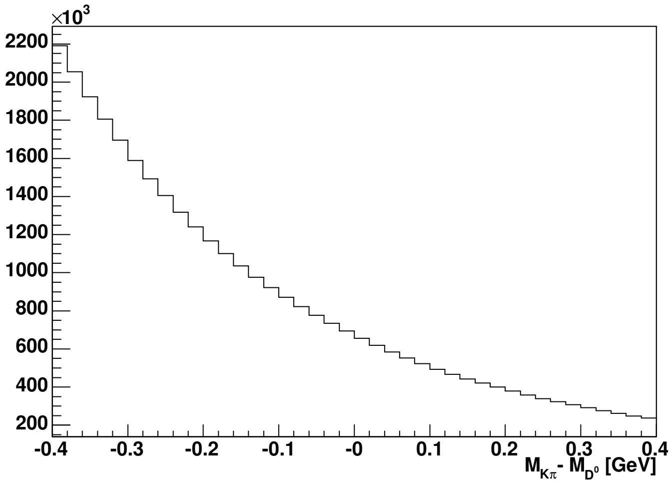


FIG. 5.5 – Distribution de la masse invariante des paires de hadrons.

masse invariante que l'on obtient (figure 5.5) est totalement dominée par le bruit de fond combinatoire et aucun pic correspondant à la masse du méson D^0 n'est visible.

Une première réduction de ce bruit de fond est réalisée par une coupure sur deux variables cinématiques caractérisant le méson candidat. La première concerne la fraction d'énergie z_D du méson par rapport à l'énergie du photon :

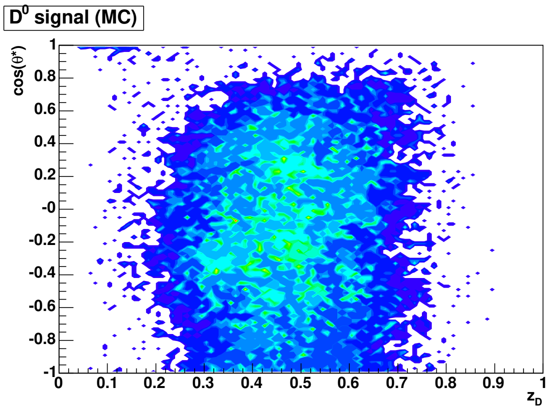
$$z_D = \frac{E(D)}{\nu} \qquad \text{et} \qquad \nu = E(\mu) - E(\mu'). \tag{5.2}$$

La deuxième variable est le cosinus de l'angle $\theta^\star$ de décroissance du kaon dans le référentiel du méson D. La figure 5.6 montre la distribution des événements en fonction de ces deux variable pour un échantillon de mésons D^0 (a) et pour le bruit de fond combinatoire (b). L'échantillon de mésons D a été généré par une simulation Monte-Carlo (générateur AROMA[(1)]) et le bruit de fond combinatoire est obtenu à partir des événements en dehors de la région centrale de la distribution de la figure 5.5.

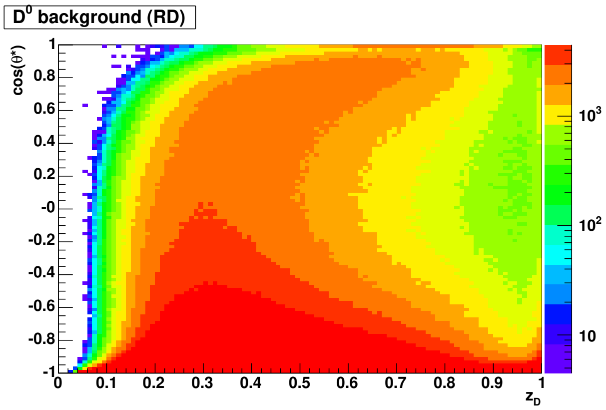
Le D^0 étant un méson de spin 0, les kaons provenant de sa décroissance sont émis de façon isotrope, ce qui donne au départ une distribution plate en $\cos\theta^\star$. Les D^0 caractérisés par un $\cos\theta^\star$ proche de 1, où les produits de désintégration sont émis à l'arrière, ne sont cependant pas reconstruits à cause de l'acceptance du spectromètre. On remarque aussi que la fraction d'énergie z_D des mésons D^0 est en moyenne d'environ 0.45. Au contraire, les kaons issus des processus de fragmentation ordinaire sont émis de façon principalement co-linéaire et les mésons sont caractérisés par un z plus faible. Les coupures sur ces deux variables sont le fruit d'un compromis entre un rejet efficace du bruit de fond et une perte acceptable de bons événements. Chacun des mésons candidats doit ainsi satisfaire les conditions suivantes :

– $z_D > 0.25$

(1) Le générateur AROMA sera décrit dans la section 6.1.



(a)



(b)

FIG. 5.6 – Distribution des événements de charme ouvert (a) et du bruit de fond combinatoire (b) en fonction des variables $\cos(\theta^\star)$ et z_D.

– $|\cos\theta^\star| < 0.5$

La dernière sélection se base sur l'identification des kaons par le détecteur RICH. Il s'agit de la sélection la plus efficace, qui permet enfin l'apparition d'un pic dans la distribution de la masse invariante. L'identification des hadrons par le RICH se base sur les deux méthodes décrites dans le chapitre précédent, le χ^2 et le Likelihood. La méthode du χ^2 est utilisée pour la sélection des données prises en 2002 et en 2003, qui ont été reconstruites avant la mise au point de la méthode du Likelihood. La reconstruction des données acquises en 2004 a été, au contraire, réalisée avec cette nouvelle méthode, ce qui permet une meilleure sélection des mésons charmés (section 4.6.4).
Dans la reconstruction des mésons D^0, les deux hadrons composant la paire $K\pi$ candidate doivent être identifiés positivement par le RICH. Dans l'application des deux méthodes il est nécessaire de sélectionner les impulsions des deux hadrons, qui doivent être comprises entre le seuil d'émission Cherenkov du kaon (9 GeV) et 50 GeV.
Concernant la sélection par la méthode du χ^2, un hadron est identifié par le RICH comme étant un kaon si :

– $\chi^2_K < 4$,
– $\chi^2_K < \chi^2_\pi$,
– $\chi^2_K < \chi^2_p$ (dans le cas où $p > p_{seuil(prot.)}$).

De manière similaire, le hadron est identifié comme étant un pion si :

– $\chi^2_\pi < 5$,
– $\chi^2_\pi < \chi^2_K$,
– $\chi^2_\pi < \chi^2_p$ (dans le cas où $p > p_{seuil(prot.)}$).

L'identification d'un kaon (pion) par la méthode du Likelihood est satisfaite lorsque :

– $\mathcal{L}_{K(\pi)} > \mathcal{L}_{\pi(K)}$,

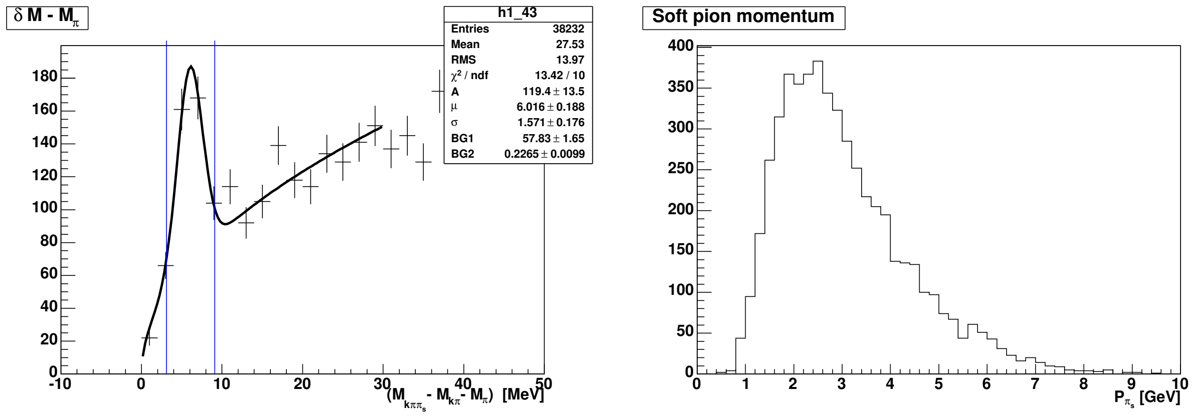
- $\mathcal{L}_{K(\pi)} > k\mathcal{L}_{BG}$ avec $k = 1.05$,
- $\mathcal{L}_{K(\pi)} > \mathcal{L}_p$ (dans le cas où $p > p_{seuil(prot.)}$).

Sélection des mésons D^0 provenant de la décroissance d'un $D^\star$

La recherche d'événements contenant un méson $D^\star \to D^0\pi_s \to K\pi\pi_s$ est faite de la même façon que la sélection des mésons D^0. D'abord, la masse invariante des paires $K\pi$ est reconstruite. Les paires candidates sont ensuite sélectionnées par leur cinématiques (z_D et $\cos\theta^\star$) et les deux hadrons sont identifiés par le RICH. À partir des paires $K\pi$ sélectionnées, on recherche parmi les autres hadrons présents dans l'événement une troisième particule (de charge positive dans le cas du $D^{\star+}$ et négative dans le cas du $D^{\star-}$) associée au vertex primaire qui donne une masse invariante du système $k\pi\pi$ compatible avec la masse du $D^\star$ (2010 MeV). Le critère de compatibilité est basé sur la différence de masse $\delta M = M(D^\star_{cand}) - M(D^0_{cand}) = M(K^\mp\pi^\pm\pi^\pm_{soft}) - M(K^\mp\pi^\pm)$. Du fait de la faible différence entre $\delta M = 145$ MeV et la masse du pion ($M_\pi = 139.6$ MeV), l'espace de phase disponible pour ce pion *soft* est très faible et il y a donc peu de bruit de fond. De plus, la résolution sur la différence de masse δM est très bonne, ce qui permet une sélection propre. La figure 5.7a représente la distribution de $(\delta M - M_\pi)$. Une fonction gaussienne est ajustée sur le pic de distribution qui présente un σ de 1.6 MeV. Le critère de sélection des mésons $D^\star$, qui est montré dans la figure, correspond à :

- 3.1 MeV $< (\delta M - M_\pi) <$ 9.1 MeV.

La figure 5.7b montre la distribution d'impulsion du pion soft.



(a) (b)

FIG. 5.7 – Distribution de la différence de masse $(\delta M - M_\pi)$ (a) et de l'impulsion du pion soft (b).

La présence de la coupure sur la différence de masse entre le candidat $D^\star$ et le candidat D^0 permet aussi de relâcher les critères de sélection basés sur la cinématique du D^0 :

- $z_D > 0.2$

Sélection D^0	Nombre évén.	Év. éliminés [%]
$\|M_{K\pi} - M_{D^0}\| < 400$ MeV	7033683	
Hadrons recons. après SM1	6834907	3
Coupures cinématiques	1201443	88
Identification (RICH+seuil¡p¡50 GeV)	62060	95
Vertex dans la cible	45779	26
Sélection $D^\star$	**Nombre évén.**	**Év. éliminés [%]**
$\|M_{K\pi} - M_{D^0}\| < 400$ MeV et coup. sur δM	142831	
Hadrons recons. après SM1	130149	9
Coupures cinématiques	22645	83
Identification (RICH+seuil¡p¡50 GeV)	1664	95
Vertex dans la cible	1225	26

TAB. 5.3 – Effet des critères de sélection sur les candidats D^0 et $D^\star$ pour un échantillon d'événements correspondant à une période de prise de données.

– $|\cos\theta^\star| < 0.85$

L'identification par le RICH des trois hadrons composant le candidat $D^\star$ se base aussi sur des critères moins sévères que dans le cas du D^0. Les deux pions ne sont pas identifiés positivement mais on se contente de sélectionner les hadrons qui ne sont pas identifiés comme étant des kaons ou des protons. L'identification du kaon est réalisée par l'application des coupures :

– $\chi^2_K < 5$,
– $\chi^2_K < \chi^2_\pi$,
– $\chi^2_K < \chi^2_p$ (dans le cas où $p > p_{seuil(p)}$),

avec la méthode du χ^2 et :

– $\mathcal{L}_{K(\pi)} > \mathcal{L}_{\pi(K)}$,
– $\mathcal{L}_{K(\pi)} > k\mathcal{L}_{BG}$ avec $k = 1$,
– $\mathcal{L}_{K(\pi)} > \mathcal{L}_p$ (dans le cas où $p > p_{seuil(p)}$).

avec la méthode du Likelihood.

Le tableau 5.3 résume l'effet de chaque coupure sur la statistique des candidats D^0 et $D^\star$.

Statistique finale des mésons charmés

Tous les mésons charmés sélectionnés doivent passer une dernière sélection. Dans le calcul de l'asymétrie de taux de comptage dont on extrait la mesure de $\Delta G/G$, chaque événement doit être compté une seule fois. Il est donc nécessaire de vérifier que, pour un événement donné, un seul candidat D a été sélectionné. Dans le cas où un deuxième candidat passe les critères de sélection on a deux possibilités :

1. Les deux mésons candidats appartiennent à la même catégorie (2 D^0 ou 2 $D^\star$). Dans ce cas l'événement est rejeté car si l'on choisit le candidat le plus proche du pic on induit un biais dans la distribution de la masse invariante.
2. Un des candidats est un D^0 et l'autre est un $D^\star$. Du fait que les deux catégories de mésons sont traitées séparément, c'est à dire que le rapport S/B est calculé à partir de chaque spectre de masse, il est ici possible de choisir le candidat comportant le meilleur S/B. La catégorie des mésons $D^\star$ est celle qui possède le meilleur rapport signal sur bruit, ce qui impose que l'on choisira toujours le candidat $D^\star$.

La figure 5.8 montre les distributions de la masse invariante des candidats D^0 (à droite) et $D^\star$ (à gauche), pour les trois années de prise de données. Une fonction gaussienne est ajustée sur chaque distribution afin d'extraire le rapport S/B et le S_{eff} correspondant. Le bruit de fond est décrit par la somme de deux fonction exponentielles décroissantes dans le cas du D^0, et par la somme d'une fonction exponentielle décroissante et d'une gaussienne dans le cas du $D^\star$. Cette deuxième fonction gaussienne décrit l'épaulement que l'on observe à la gauche du pic du D^0. Il a été montré que cet épaulement est dû à la décroissance du D^0 en $K\pi\pi^0$, où le pion neutre n'est pas détecté. Le signal et le bruit sont calculés dans une fenêtre de 94 MeV autour de la masse du D^0, ce qui correspond à une largeur d'environ $\pm 2\sigma$ ($\sigma \approx 27$ GeV). La même fenêtre est utilisée pour le calcul de l'asymétrie. On remarque que la résolution sur la masse des D^0 provenant des $D^\star$ est meilleure en 2003 et 2004 qu'en 2002. Cette différence provient de l'amélioration apportée à la procédure d'alignement du spectromètre, qui n'est pas encore appliquée aux données 2002. L'utilisation d'une fenêtre en masse dépendante de la résolution obtenue par la fonction d'ajustement donne un résultat en terme d'asymétrie qui est totalement compatible avec celui que l'on obtient en utilisant une fenêtre de larguer fixée.

Le tableau 5.4, qui résume la statistique disponible pour la mesure d'asymétrie, montre que les mésons D^0, bien que comportant un signal quatre fois supérieur aux $D^\star$, comportent un S_{eff}, et donc un poids statistique deux fois plus petit.

Année	S	S/B	S_{eff}
Échantillon D^0			
2002	1187 ± 132	0.075 ± 0.008	82 ± 18
2003	3717 ± 240	0.069 ± 0.004	241 ± 30
2004	5538 ± 289	0.071 ± 0.004	369 ± 37
Échantillon $D^\star$			
2002	423 ± 29	1.37 ± 0.12	244 ± 22
2003	1135 ± 49	1.15 ± 0.06	608 ± 36
2004	1538 ± 57	1.11 ± 0.05	811 ± 42

Tab. 5.4 – Tableau récapitulatif de la statistique de mésons charmés accumulée entre 2002 et 2004.

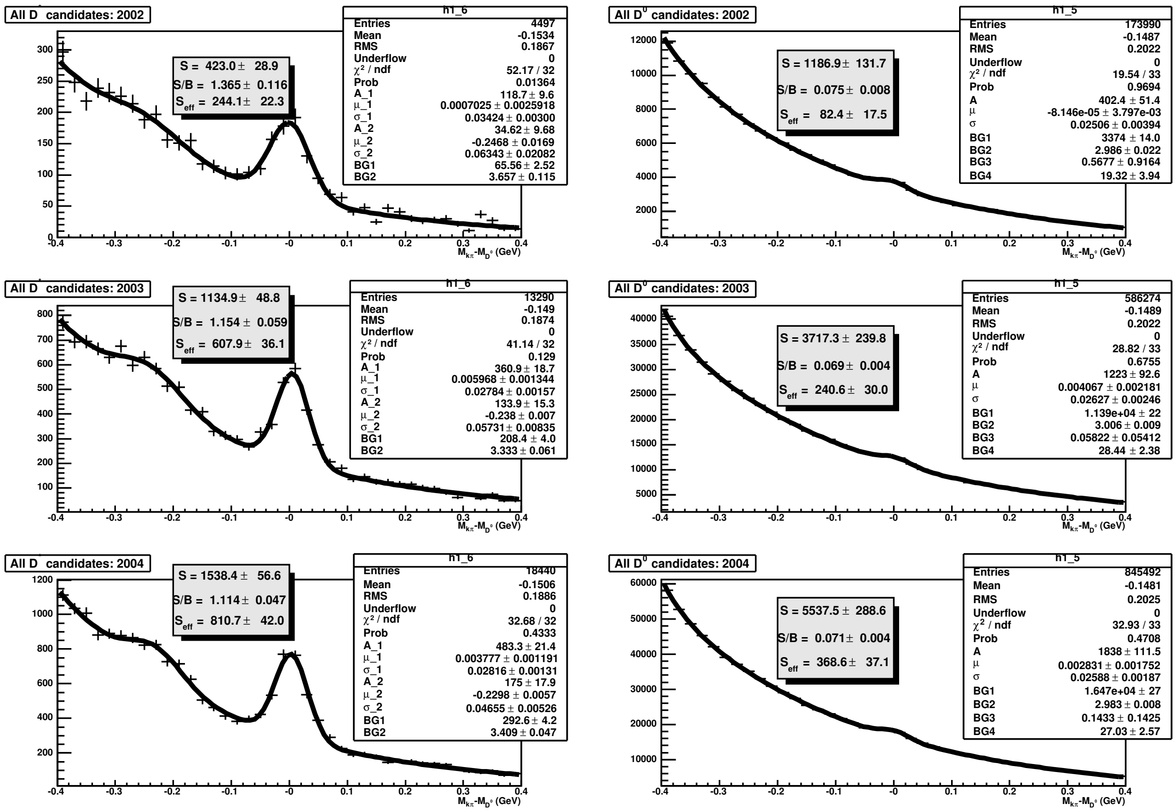


FIG. 5.8 – Distribution de la masse invariante des candidats D^0 (à droite) et $D^\star$ (à gauche) pour les trois années de prise de données.

5.3 Principe de la mesure d'asymétrie

Dans les sections 2.1 et 2.2 on a présenté la méthode d'extraction de la polarisation des gluons $\Delta G/G$ à partir de l'asymétrie d'hélicité de la section efficace d'interaction muon-deuton $A_\parallel^{\mu d}$:

$$\frac{\Delta G}{G} = \langle \hat{a}_{LL} \rangle A_\parallel^{\mu d} \,. \tag{5.3}$$

Comme on l'expliquera dans la section 5.3.2, au lieu d'extraire l'asymétrie d'hélicité de la diffusion muon-nucléon à partir de l'asymétrie expérimentale, il est préférable d'extraire l'asymétrie d'hélicité de la diffusion photon virtuel-deuton $A_\parallel^{\gamma^\star d}$:

$$A_\parallel^{\gamma^\star d} = \frac{A_\parallel^{\mu d}}{D} \,, \tag{5.4}$$

où D est le *facteur de dépolarisation du photon virtuel*, déjà introduit dans la section 1.1.3

(équations 1.13 et 1.15). Ce facteur cinématique, compris entre 0 et 1 représente la fraction de polarisation transmise par le muon au photon virtuel.

La mesure de l'asymétrie d'hélicité de la diffusion photon virtuel-deuton est réalisée à partir de l'asymétrie du taux de comptage, c'est à dire du nombre d'interactions comptées dans chacune des cellules amont (cellule m) et aval (cellule v). Il existe plusieurs méthodes de calcul de cette asymétrie, caractérisées par des précisions statistiques différentes.

5.3.1 Méthode standard

La méthode la plus directe pour mesurer l'asymétrie d'hélicité est le calcul de l'asymétrie du taux de comptage. À partir des équations 2.9, 2.10, 2.12 et 2.24 on peut écrire :

$$A_{\parallel}^{\gamma^\star d,(s)} = -\frac{1}{\langle P_\mu P_c f D \frac{S}{S+B}\rangle} \frac{1}{2} \left(\frac{N_m - N_v}{N_m + N_v} - \frac{N'_m - N'_v}{N'_m + N'_v} \right) , \tag{5.5}$$

où N_m (N_v) est le nombre d'interactions comptées dans la cellule *amont* (*aval*). Les deux asymétries de taux de comptage correspondent aux deux orientations opposées du champ magnétique du solénoïde de la cible (section 2.4.3, équation 2.24). Dans l'équation 5.5 on a fait intervenir explicitement les valeurs moyennes de la polarisation du faisceau P_μ, de celle de la cible P_c, du facteur de dilution f, du facteur de dépolarisation D et de la pureté de l'échantillon $S/(S+B)$.
Dans l'approximation $A^{exp} \ll 1$, l'erreur statistique sur cette mesure s'écrit :

$$\delta A_{\parallel}^{\gamma^\star d,(s)} = \frac{1}{2\langle P_\mu P_c f D \frac{S}{S+B}\rangle} \sqrt{\frac{1}{N_m + N_v} + \frac{1}{N'_m + N'_v}} . \tag{5.6}$$

5.3.2 Méthodes pondérées

D'un point de vue statistique, la méthode standard n'est pas optimale car elle donne le même poids à tous les événements, indépendemment de leur sensibilité à $A_{\parallel}^{\gamma^\star d}$. Cependant, un événement pour lequel, par exemple, D est grand (c'est à dire que le photon virtuel emporte une large fraction de la polarisation du muon) apportera plus d'information sur $A_{\parallel}^{\gamma^\star d}$ qu'un événement avec D faible. Dans le calcul de l'asymétrie il est donc statistiquement plus efficace de donner un poids à chaque événement, suivant sa sensibilité à l'asymétrie. On l'appellera *méthode pondérée*.

Méthode pondéré du premier ordre

Il s'agit d'une méthode développée initialement pour l'expérience SMC [64] et ensuite adaptée au cas de COMPASS [65]. Elle consiste à affecter à chaque événement un poids w :

$$w = fDP_\mu \frac{S}{S+B} \,. \tag{5.7}$$

Avec l'hypothèse $A^{exp} \ll 1$, l'asymétrie devient :

$$A_\parallel^{\gamma^\star d,(I)} = \frac{1}{2\langle P_c\rangle(1-\alpha^2)} \left(\frac{\sum w_m - \sum w_v}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} - \frac{\sum w'_m - \sum w'_v}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v} \right) \,, \tag{5.8}$$

et son erreur statistique :

$$\delta A_\parallel^{\gamma^\star d,(I)} = \frac{1}{2\langle P_c\rangle\sqrt{1-\alpha^2}} \sqrt{\frac{1}{\sum w_m^2 + \sum w_v^2} + \frac{1}{\sum w'^2_m + \sum w'^2_v}} \,. \tag{5.9}$$

Le facteur $(1-\alpha^2)$, où $\alpha = (N_m a_m - N_v a_v)/(N_m a_m + N_v a_v)$, provient de l'asymétrie d'acceptance des deux cellules et α^2 vaut en moyenne 0.023. En fait, comme ce facteur dépend de la cinématique de l'événement (en effet α est corrélé à y et donc aussi à $w \propto D(y)$), on doit le paramétriser en fonction de la valeur du poids et les équations 5.8 et 5.9 deviennent :

$$A_\parallel^{\gamma^\star d,(I)} = \frac{1}{2P_t} \left[\frac{\sum_m (1-\tilde\alpha)w - \sum_v (1+\tilde\alpha)w}{\sum_m (1-\tilde\alpha)w^2 + \sum_v (1+\tilde\alpha)w^2} - \frac{\sum'_m (1-\tilde\alpha)w - \sum'_v (1+\tilde\alpha)w}{\sum'_m (1-\tilde\alpha)w^2 + \sum'_v (1+\tilde\alpha)w^2} \right] \,, \tag{5.10}$$

$$\delta A_\parallel^{\gamma^\star d,(I)} = \frac{1}{2P_t} \sqrt{\frac{1}{\sum_m (1-\tilde\alpha)w^2 + \sum_v (1+\tilde\alpha)w^2} + \frac{1}{\sum'_m (1-\tilde\alpha)w^2 + \sum'_v (1+\tilde\alpha)w^2}} \,. \tag{5.11}$$

Le facteur $(1-\tilde\alpha)$ représente la valeur paramétrisée de l'asymétrie d'acceptance qui est extraite en divisant la distribution de w en 5 intervalles et en calculant α dans chaque intervalle. Pour que la moyenne arithmétique des asymétries calculées dans les deux configurations de champ (équation 5.8) annule complètement les fausses asymétries dues à l'appareillage, il est nécessaire que la valeur moyenne du poids w ne change pas entre une configuration et l'autre. Plus généralement, aucune quantité dépendant du temps ne doit rentrer dans le poids. C'est la raison pour laquelle la polarisation de la cible P_c, qui varie entre une configuration et l'autre, n'est pas intégrée au poids. On remarque enfin que l'hypothèse $A^{exp} \ll 1$, qui permet d'écrire les équations 5.8 et 5.9, est bien vérifié dans le cas de COMPASS où, comme on le verra par la suite, les asymétries mesurées sont de l'ordre du pour cent.

Pour un poids constant $w = \langle f D P_\mu \frac{S}{S+B} \rangle$, on retrouve évidemment les équations 5.5 et 5.6 de la méthode standard. Si w varie, l'erreur statistique est plus faible pour la méthode pondérée. Si on définit σ_w comme la largeur et $\langle w \rangle$ la moyenne de la distribution des poids w, on peut montrer que :

$$\left(\frac{\delta A_{\parallel}^{\gamma^\star d,(s)}}{\delta A_{\parallel}^{\gamma^\star d,(I)}} \right)^2 = 1 + \frac{\sigma_w^2}{\langle w \rangle^2}. \tag{5.12}$$

Le gain statistique apporté par la méthode pondérée par rapport à la méthode standard est ainsi d'autant plus grand que la dispersion relative des poids est large.

Méthodes du second ordre

La méthode du premier ordre se base sur l'hypothèse que l'asymétrie mesurée est très petite devant 1. Bien que cette hypothèse soit tout à fait vérifiée dans le cas de COMPASS, il est possible d'utiliser une méthode, dite du second ordre, qui ne nécessite pas cette approximation. Cette méthode, développée par l'expérience SMC [64], a l'avantage de prendre en compte automatiquement l'asymétrie d'acceptance de deux cellules, ce qui signifie qu'il n'est plus nécessaire de prendre en compte le facteur $(1 - \alpha^2)$.

Le point de départ pour extraire une asymétrie A est le nombre d'événements dans chaque cellule dans les deux configurations :

$$N_m = a_m \Phi n_m \sigma_m (1 + P_c P_\mu f D A) = \alpha_m (1 + \beta_m A) \tag{5.13}$$
$$N_v = a_v \Phi n_v \sigma_v (1 + P_c P_\mu f D A) = \alpha_v (1 + \beta_v A) \tag{5.14}$$
$$N'_m = a'_m \Phi n_m \sigma_m (1 + P'_c P_\mu f D A) = \alpha'_m (1 + \beta'_m A) \tag{5.15}$$
$$N'_v = a'_v \Phi n_v \sigma_v (1 + P'_c P_\mu f D A) = \alpha'_v (1 + \beta'_v A) \tag{5.16}$$

Si on définit le double rapport du nombre d'événements δ :

$$\delta := \frac{N_m N'_v}{N_v N'_m} = \frac{\langle a_m \rangle \langle a'_v \rangle}{\langle a'_m \rangle \langle a_v \rangle} \frac{\int \Phi n_m \sigma_m dx \int \Phi' n_v \sigma_v dx}{\int \Phi n_m \sigma_m dx \int \Phi' n_v \sigma_v dx} \frac{(1+\rangle \beta_m \langle A)(1+\rangle \beta'_v \langle A)}{(1+\rangle \beta'_m \langle A)(1+\rangle \beta_v \langle A)}\ , \tag{5.17}$$

le calcul de l'asymétrie se réduit à la résolution d'une équation du second ordre, avec l'hypothèse :

$$\frac{\langle a_m\rangle\langle a'_v\rangle}{\langle a'_m\rangle\langle a_v\rangle}\,\frac{\int \Phi n_m\sigma_m dx \int \Phi' n_v\sigma_v dx}{\int \Phi n_m\sigma_m dx \int \Phi' n_v\sigma_v dx} = 1\ , \tag{5.18}$$

qui doit être vérifiée aussi dans la méthode du premier ordre. La résolution de l'équation du second ordre permettant d'extraire l'asymétrie est présentée dans l'annexe B.
Comme dans le cas de la méthode du premier ordre, on peut utiliser la pondération pour améliorer la précision statistique. La méthode pondérée du second ordre, développée par COMPASS [66], consiste à assigner à chaque événement un poids w_i et à réécrire le double rapport :

$$\delta := \frac{p_m p'_v}{p_v p'_m}\ , \tag{5.19}$$

où chaque p vaut :

$$p = \sum_i w_i\ . \tag{5.20}$$

L'erreur statistique associée à cette mesure d'asymétrie vaut :

$$\delta A_{\parallel}^{\gamma^\star d,(II)} = \frac{1}{\langle\beta\rangle_w^2}\frac{\langle w^2\rangle}{\langle w\rangle^2 N}\ , \tag{5.21}$$

où N est le nombre total d'événements. Comme dans le cas de la méthode du premier ordre, le poids optimal du point de vue statistique serait $w = fDP_cP_\mu\frac{S}{S+B}$ mais il est préférable de ne pas inclure P_c dans le poids pour éviter des erreurs systématiques.

5.3.3 Calcul du poids w

Polarisation de la cible P_c

La polarisation de la cible de COMPASS est mesurée par résonance magnétique nucléaire toutes les 4 minutes, et en 4 points de chaque cellule (section 2.4.3). La moyenne des mesures effectuées dans chaque cellule au cours d'un run fournit P_m (pour la cellule amont) et P_v (pour la cellule aval). La polarisation moyenne $\langle P_c\rangle$ qui rentre dans le calcul d'asymétrie est définie de la manière suivante :

$$\langle P_c\rangle = \frac{1}{4}\left(\frac{\sum_{runs}|P_m|N_m}{\sum_{runs}N_m} + \frac{\sum_{runs}|P_v|N_v}{\sum_{runs}N_v} + \frac{\sum_{runs}|P'_m|N'_m}{\sum_{runs}N'_m} + \frac{\sum_{runs}|P'_v|N'_v}{\sum_{runs}N'_v}\right) \tag{5.22}$$

La polarisation moyenne de la cible de COMPASS est d'environ 50%.

Polarisation du faisceau P_μ

La polarisation du faisceau de muons dépend de la cinématique du faisceau secondaire et du faisceau tertiaire. Une simulation Monte-Carlo de la ligne de faisceau M2 a permis de paramétriser la polarisation du faisceau en fonction de l'énergie E du muon incident (section 2.4.1). Cette paramétrisation est utilisée dans l'analyse pour calculer la polarisation du faisceau événement par événement, ce qui est nécessaire lorsqu'on utilise une méthode pondérée. La figure 5.9 représente la polarisation du faisceau en fonction de l'énergie. Les deux paramétrisations sont obtenues à partir de deux simulations correspondant aux configurations de la ligne de faisceau utilisées en 2002-2003 et en 2004. On note que la polarisation moyenne est d'environ 76% pour 2002 et 2003 et de 81% pour 2004, ce qui représente un gain de 6%. Ce gain a été obtenu en choisissant une énergie du faisceau secondaire de 172 GeV au lieu de 177 GeV utilisé en 2002 et 2003.

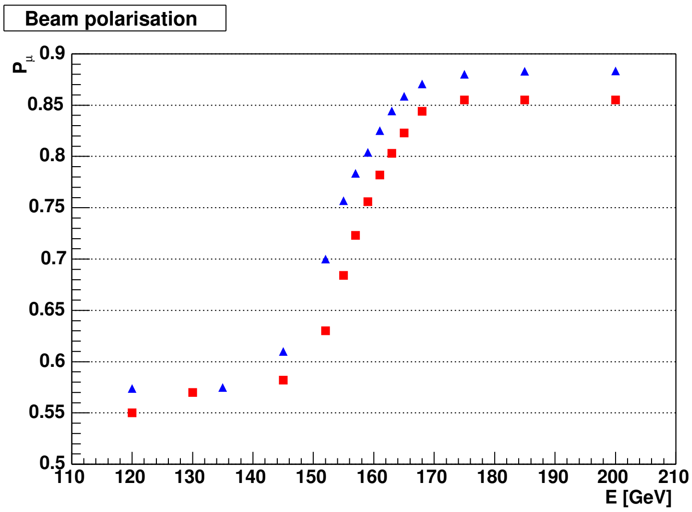


FIG. 5.9 – Polarisation moyenne du faisceau en fonction de l'énergie du muon incident. Les carrés rouges correspondent à la configuration de la ligne faisceau utilisée en 2002 et 2003, les triangles bleus correspondent à la configuration de 2004.

Facteur de dilution de la cible f

Le facteur de dilution rend compte du fait que seulement une partie des nucléons dans la cible sont polarisés. Il est défini comme le rapport entre le nombre d'interactions sur un nucléon polarisé et sur un nucléon non polarisé. Comme les sections efficaces dépendent de la cinématique de la réaction, f est calculé événement par événement en fonction des variables inclusives x_{bj} et y [67]. Le calcul prend en compte le fait que le noyau de ^{6}Li est un système à trois corps $\alpha + p + n$. Il faut également considérer que le facteur de remplissage des cellules est d'environ 50%, c'est à dire que seulement la moitié du volume disponible dans la cible peut être remplie de ^{6}LiD, l'autre moitié étant consituée d'un mélange de ^{3}He/^{4}He liquide. Dans le calcul du facteur de dilution on prend en compte aussi les corrections radiatives dues à l'émission d'un photon réel par les muons incidents ou diffusés et aux boucles de QED. Dans cette analyse ces corrections sont néanmoins très faibles car on demande la présence de hadrons dans l'état final. Le facteur de dilution moyen vaut environ 0.4.

Facteur de dépolarisation D

Le facteur de dépolarisation du photon virtuel peut être interprété comme la fraction de la polarisation longitudinale du muon emportée par le photon virtuel. Son expression, dans le cas où la masse du lepton m et l'énergie du photon virtuel γ ont été négligées devant Q^2, a déjà été introduite dans la section 1.1.3 (équation 1.13). Dans le cas de la muon-production de charme ouvert, où la plupart des événements sont caractérisés par un Q^2 très faible, ces deux quantités ne peuvent plus être négligées et l'expression complète du facteur de dépolarisation devient :

$$D = \frac{y[(1+\gamma^2 y/2)(2-y) - 2y^2 m_\mu^2/Q^2]}{y^2(1-2m_\mu^2/Q^2)(1+\gamma^2) + 2(1-y-\gamma^2 y^2/4)(1+R)} \,, \tag{5.23}$$

où $\gamma = 2Mx_{bj}/\sqrt{Q^2}$ (M masse du nucléon, x_{bj} variable cinématique de Bjorken). Le rapport des sections efficaces longitudinale et transverse R est obtenu à partir d'une paramétrisation des données de deux expériences, suivant la valeur de x_{bj}. Dans le domaine $x_{bj} < 0.003$ on utilise les données produites par la collaboration ZEUS à HERA, et pour $0.003 < x_{bj} < 0.12$ les données de NMC au CERN (figure 5.11b).

Pour mieux comprendre la relation entre la fraction d'énergie emportée par le photon et le facteur de dépolarisation on peut simplifier l'équation 5.23 en ne gardant que la dépendance en y :

$$D(y) \simeq \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2} \,. \tag{5.24}$$

La figure 5.10 montre bien que lorsque le photon virtuel emporte une faible fraction de l'énergie du muon ($y \ll 1$), il emporte également une faible fraction de sa polarisation ($D \approx y$). Lorsque y se rapproche de 1, le photon emporte pratiquement toute la polarisation du muon ($D \approx 1$). La figure 5.11b montre que la distribution de D est relativement large. C'est pour cette raison qu'il est important d'inclure D dans le poids et que l'on préfère extraire $A_\parallel^{\gamma^\star d}$ plutôt que $A_\parallel^{\mu d}$.

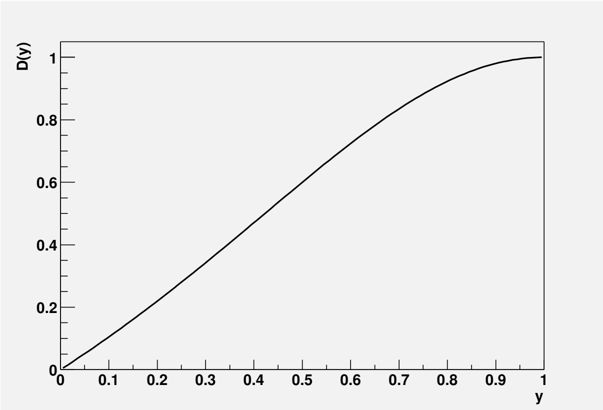


FIG. 5.10 – Dependence du facteur de depolarisation du photon virtuel D en fonction de y.

Rapport $S/(S+B)$

Comme on l'a vu dans la section 5.2.2, les échantillons des D^0 et des $D^\star$ sont caractérisés par des rapports signal sur bruit très différents. Le rapport $S/(S+B)$ est déterminé pour chacun des deux échantillons à partir de la fonction d'ajustement des distributions de la masse invariante. Cela permet de pondérer chaque événement suivant la masse du méson candidat (figure 5.8). Un candidat dont la masse est proche du pic sera caractérisé par un meilleur rapport $S/(S+B)$.

Gain statistique

Le gain statistique que l'on obtient en utilisant une méthode pondérée peut être calculé grâce à la distribution des poids $w = P_c P_\mu f D S/(S+B)$ correspondant à l'échantillon D^0 (figure 5.11d) et $D^\star$ (figure 5.11e), comme le montre l'équation 5.12. Dans le cas du D^0 ce gain vaut 30%, tandis que dans le cas du $D^\star$ il est de 12%. L'utilisation d'une méthode pondérée profite majoritairement à l'échantillon D^0 car la distribution des poids présente la plus grande dispersion relative.

5.4 Résultats

Les tableaux 5.5 et 5.6 présentent l'asymétrie mesurée sur les échantillons D^0 et $D^\star$ pour chaque année de prise de données, estimée par les quatre méthodes présentées précédemment.

Concernant l'application de ces méthodes, il faut noter que dans l'analyse des événements contenant des mésons charmés il faut utiliser le groupement des runs en “configuration consécutive” avec beaucoup de précautions car chaque groupe possède un faible nombre d'événements sélectionnés par cellule. Cela rend cette approche douteuse pour le calcul de

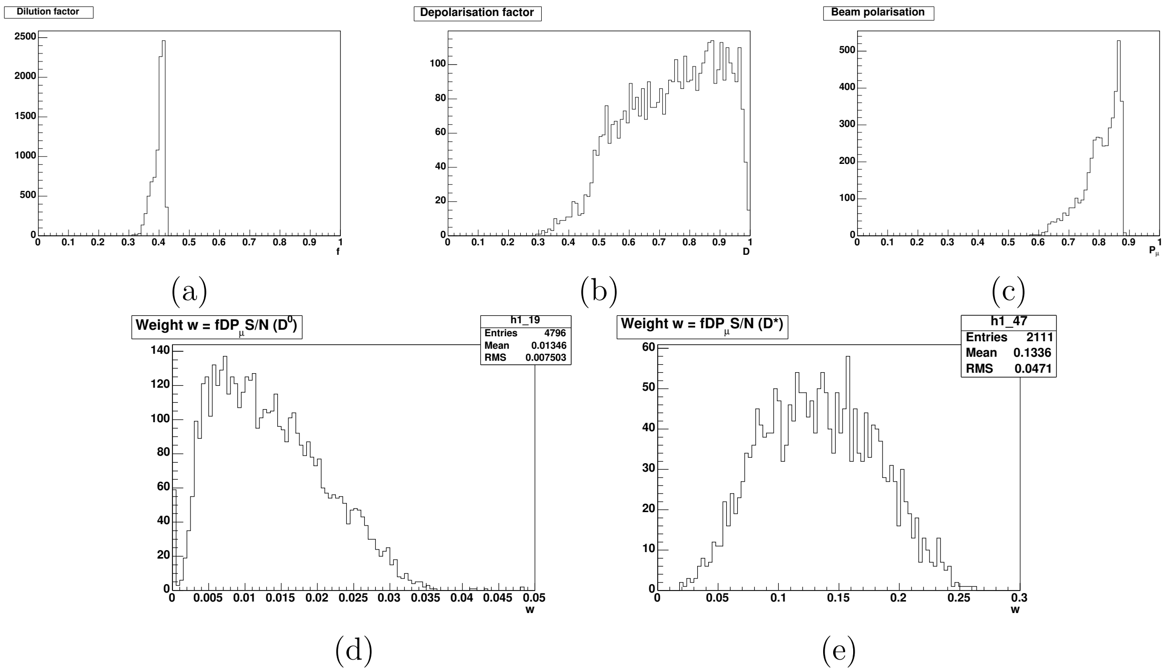


FIG. 5.11 – Distributions de f (a), D (b), P_μ (c) et $w = fDP_\mu S/N$ pour un échantillon d'événements contenant un D^0 (d) ou un $D^\star$ (e). À partir de la position et de la largeur de la distribution des poids on estime le gain apporté par une méthode pondérée par rapport à la méthode standard.

Année	$A_\parallel^{\gamma^\star d}$ (conf. globale)	$A_\parallel^{\gamma^\star d}$ (conf. consécutive)
Méthode standard		
2002	-0.60 ± 0.55	-0.57 ± 0.55
2003	-0.11 ± 0.34	-0.20 ± 0.34
2004	0.23 ± 0.26	0.35 ± 0.26
Moyenne	-0.02 ± 0.19	0.06 ± 0.19
Méthode pondérée I^{er} ordre		
2002	-0.68 ± 0.43	-0.58 ± 0.44
2003	-0.48 ± 0.28	-0.39 ± 0.29
2004	0.11 ± 0.21	0.21 ± 0.22
Moyenne	-0.18 ± 0.16	-0.09 ± 0.16
Méthode non pondérée IInd ordre		
2002	-0.31 ± 0.55	/
2003	0.15 ± 0.35	/
2004	0.17 ± 0.26	/
Moyenne	-0.10 ± 0.19	/
Méthode pondérée IInd ordre		
2002	-0.28 ± 0.44	/
2003	-0.22 ± 0.29	/
2004	0.12 ± 0.21	/
Moyenne	0.03 ± 0.16	/

TAB. 5.5 – Asymétries d'hélicité de la section efficace de production de mésons D^0.

Année	$A_{\parallel}^{\gamma^{\star}d}$ (conf. globale)	$A_{\parallel}^{\gamma^{\star}d}$ (conf. consécutive)
Méthode standard		
2002	-0.57 ± 0.32	-0.61 ± 0.32
2003	-0.25 ± 0.20	-0.22 ± 0.20
2004	-0.14 ± 0.17	-0.19 ± 0.17
Moyenne	-0.24 ± 0.12	-0.26 ± 0.12
Méthode pondérée I^{er} ordre		
2002	-0.50 ± 0.30	-0.46 ± 0.31
2003	-0.18 ± 0.18	-0.19 ± 0.19
2004	0.05 ± 0.16	0.09 ± 0.16
Moyenne	-0.11 ± 0.11	-0.08 ± 0.11
Méthode non pondérée IInd ordre		
2002	-0.23 ± 0.33	/
2003	0.02 ± 0.20	/
2004	0.11 ± 0.18	/
Moyenne	-0.03 ± 0.12	/
Méthode pondérée IInd ordre		
2002	-0.26 ± 0.31	/
2003	-0.09 ± 0.18	/
2004	0.19 ± 0.16	/
Moyenne	-0.02 ± 0.11	/

TAB. 5.6 – Asymétries d'hélicité de la section efficace de production de mésons $D^{\star}$.

l'asymétrie par la méthode du second ordre car elle prend en compte de manière naturelle l'asymétrie d'acceptance. On limite donc son utilisation à la méthode standard et à la méthode pondérée du premier ordre.

On remarque d'abord que les valeurs de l'asymétrie mesurées sur les deux échantillons sont largement compatibles et que la précision de la mesure est supérieure dans le cas des D^0 provenant des $D^{\star}$. Cela se comprend en regardant le signal effectif du $D^{\star}$ (tab. 5.4) qui, malgré le plus faible nombre de candidats, est supérieure à celui des D^0. Par exemple, le rapport entre l'erreur statistique de l'asymétrie en méthode standard pour le D^0 (0.19) et pour le $D^{\star}$ (0.12) correspond bien à la racine du rapport entre les signaux effectifs correspondants : $0.19/0.12 = (692/1663)^{-1/2} \approx 1.6$. On remarque aussi que les résultats obtenus en configuration "globale" et "consécutive" sont parfaitement compatibles et que les quatre méthodes utilisées dans le calcul conduisent à des résultats qui sont en très bon accord entre eux. Les deux méthodes pondérées permettent néanmoins d'améliorer la précision statistique de 25% dans le cas du D^0 et de 10% dans le cas du $D^{\star}$, comme anticipé dans la section 5.3.3. On choisit de conserver le résultat obtenu par la méthode pondérée du second ordre. La moyenne sur toute la statistique disponible donne enfin :

$$A_{\parallel}^{\gamma^{\star}d \to DX} = \left(\frac{A_{\parallel}}{D}\right)^{\mu d \to DX} = -0.004 \pm 0.091 \ . \tag{5.25}$$

L'asymétrie d'hélicité mesurée est compatible avec zéro dans la limite des erreurs statistiques.

Comme on l'a vu dans la section 2.4.3, la rotation du champ magnétique de la cible permet d'éliminer largement l'asymétrie d'acceptance qui provient de la différence d'acceptance entre les deux cellules. La fraction restante de cette asymétrie d'acceptance s'appelle fausse asymétrie. L'étude des fausses asymétries est en général une étape très importante dans une mesure d'asymétrie. Elles ont été étudiées en détail et avec grande précision dans le cadre de la mesure de l'asymétrie inclusive A_1 [70] et de l'asymétrie d'hélicité dans la production de paires de hadrons à grande impulsion transverse [71]. Ces études ont montré que les fausses asymétries provenant d'éventuelles propriétés de l'appareillage qui dépendent de l'orientation du champ du solénoïde, sont négligeables par rapport à l'erreur statistique. Dans l'analyse que l'on présente ici, où l'erreur statistique est supérieure d'un ordre de grandeur par rapport à l'analyse *grand* p_T, il n'est pas encore possible d'estimer l'erreur systématique associée aux fausses asymétries. On remarque néanmoins que, par rapport aux critères de sélection des hadrons à grand p_T, cette analyse fait intervenir en plus l'identification des particules par le RICH, ainsi que l'utilisation dans les méthodes pondérées d'une paramétrisation du rapport signal sur bruit. Des études très préliminaires ont montré que les fausses asymétries dues aux instabilités du RICH sont compatibles avec zéro, dans la limite de la statistique disponible. On peut donc s'attendre à ce que l'erreur systématique soit négligeable. Il sera néanmoins nécessaire une étude très détaillée de la stabilité dans l'identification des particules, surtout pour l'année 2002, ainsi que de la dépendance de la mesure d'asymétrie en fonction de différentes paramétrisations du signal et du bruit de fond.

Chapitre 6

Mesure de la polarisation des gluons, $\Delta G/G$

Ce chapitre présente la mesure de la polarisation des gluons $\Delta G/G$, tirée de la valeur de l'asymétrie d'hélicité dans la production de mésons charmés. Dans le chapitre précédent on a présenté la mesure de l'asymétrie de section efficace photon-nucléon $A_{\parallel}^{\gamma^\star d}$. L'extraction de $\Delta G/G$ est donc réalisée à partir de l'équation :

$$A_{\parallel}^{\gamma^\star d} = \frac{\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle}{D} \frac{\Delta G}{G} \tag{6.1}$$

On rappelle que l'erreur statistique sur la mesure de $\Delta G/G$ est :

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) = \frac{1}{P_\mu P_c f \langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle} \frac{\sqrt{1 + B/S}}{\sqrt{S}} \ . \tag{6.2}$$

Dans la section 6.1 on discutera comment calculer le pouvoir d'analyse $\hat{a}_{LL}^{pgf}$ et, dans la section 6.3, comment extraire $\Delta G/G$. Enfin, le résultat obtenu sera discuté et comparé aux mesures existantes.

6.1 Le pouvoir d'analyse

Le pouvoir d'analyse est défini comme l'asymétrie de la section efficace de la diffusion $\mu g \to \mu' c\bar{c}$, c'est à dire du processus de fusion photon-gluon où les deux quarks produits ont une saveur c :

$$\hat{a}_{LL}^{pgf} = \frac{\Delta\sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}}{\sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}}(y, Q^2, x_g, z_c, \Phi) \ . \tag{6.3}$$

On rappelle ici que, dans la lepto-production de saveurs lourdes par le processus PGF, l'échelle dure est donnée par la masse du quark lourd, ce qui assure la factorisation et permet d'étudier ce processus dans la limite de la photo-production où le photon est quasi-réel ($Q^2 \to 0$). Les différences de sections efficaces polarisée ($\Delta\sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}$) et non polarisée ($\sigma_{\gamma g}^{c\bar{c}}$) dépendent de cinq variables cinématiques [72] et sont entièrement calculables dans le cadre de QCD. Deux variables, y et Q^2, sont suffisantes pour décrire le processus de diffusion profondément inélastique inclusive. Trois degrés de liberté supplémentaires sont ensuite nécessaires car l'état final du processus PGF comporte deux partons(1). On a choisi ici la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluons x_g, la fraction d'énergie z_c portée par le quark c dans l'état final et l'angle azimutal Φ entre le plan leptonique (défini par les impulsions du muon incident et du muon diffusé) et le plan de diffusion (défini par le photon virtuel et un des quarks de l'état final). Dans la production de saveurs lourdes les masses des quarks doivent être en particulier prises en compte car, dans ce cas, l'hélicité du quark ne coïncide pas avec sa chiralité : $q_{\pm 1/2} = q_{R/L} + O(m/\sqrt{\hat{s}})$ (l'indice $\pm 1/2$ indique l'hélicité du quark et $q_{R/L} = 1/2(1 \pm \gamma^5)q$). L'asymétrie du processus de fusion photon-gluon avec production de saveurs lourdes HF-PGF (HF pour *Heavy Flavours*) vaut $+1$ au seuil et s'approche de -1 de façon asymptotique à la limite de très haute énergie. La figure 6.1 montre le pouvoir d'analyse calculé pour un échantillon d'événements de HF-PGF : il vaut en moyenne 0.16 avec un RMS de 0.3.

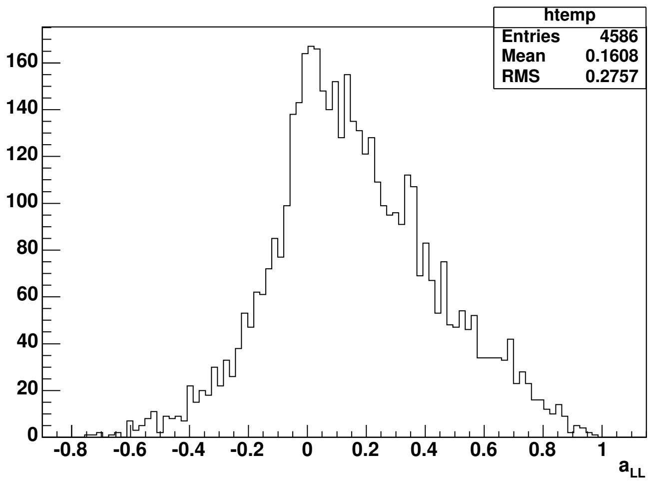


FIG. 6.1 – Distribution du pouvoir d'analyse a_{LL}, calculé pour un échantillon d'événements de fusion photon-gluon avec production d'une paire $c\bar{c}$.

(1)Deux degrés de liberté décrivent la cinématique de chaque parton. La cinématique des deux partons est corrélée par l'échange d'un quark, ce qui réduit le nombre de degrés de liberté à 3.

La fonction utilisée pour calculer le pouvoir d'analyse est tirée du programme POLDIS [72]. Cependant, il faut noter qu'il n'est pas possible de calculer le pouvoir d'analyse de façon exacte événement par événement car on n'a pas accès à la cinématique du processus élémentaire PGF mais seulement à la cinématique des hadrons issus de l'interaction. De plus, dans COMPASS un seul méson charmé est reconstruit par événement, ce qui rend impossible la reconstruction complète de la cinématique de tous les hadrons produits. Pour échapper à cette limitation on peut paramétriser le pouvoir d'analyse en fonction des variables mesurées expérimentalement. Il est évident que le choix de ces variables doit être fait avec le soin de maximiser la corrélation entre le $\hat{a}_{LL}$ paramétrisé et le vrai $\hat{a}_{LL}$.
La dépendance du pouvoir d'analyse en fonction de la fraction d'énergie portée par le photon virtuel y est presque entièrement contenue dans le facteur de dépolarisation $D(y)$:

$$\hat{a}_{LL}^{pgf}(y, Q^2, x_g, z_c, \Phi) \simeq D(y) f(Q^2, x_g, z_c, \Phi \simeq \frac{1-(1-y)^2}{1+(1-y)^2} f(Q^2, x_g, z_c, \Phi). \tag{6.4}$$

La dépendance restante peut être paramétrisée à l'aide d'un tableau en fonction de la fraction d'énergie z_D du méson charmé et de son impulsion transverse p_t par rapport au photon virtuel. Afin de réaliser cette paramétrisation il est nécessaire de disposer d'un échantillon d'événements HF-PGF dont la cinématique au niveau partonique est entièrement connue. Pour cela on utilise une simulation Monte-Carlo.

6.1.1 Simulation d'événements PGF avec production de saveurs lourdes

La simulation d'un événement HF-PGF est réalisée en trois étapes : génération de l'événement, propagation dans l'appareillage et reconstruction des traces.

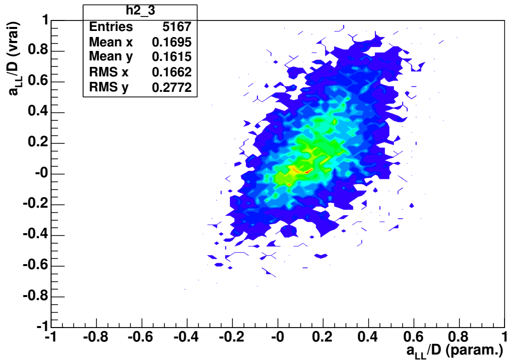
Pour générer un événement HF-PGF on utilise un générateur Monte-Carlo appelé AROMA [73]. Il s'agit d'un programme développé à DESY pour simuler la production de saveurs lourdes par la fusion boson-gluon dans les collisions lepton-proton. La section efficace de ce processus ($l^{\pm}p \rightarrow Q\bar{Q}X$, où Q indique un quark lourd) est traitée comme une convolution d'une densité gluonique $G(x_g)$ et d'une fonction $h(y, Q^2, x_g, z, \Phi)$ qui décrit le processus dur et qui est entièrement calculé par QCD.
L'hadronisation est réalisée par un programme appelé JETSET [74], intégré dans AROMA, qui fonctionne selon le *modèle de la corde de Lund*. Les quarks de la paire $Q\bar{Q}$ sont reliés aux quarks du nucléon par deux "cordes", qui peuvent être idéalement imaginées comme des tubes de gluons, caractérisées par l'énergie de liaison entre les deux quarks aux bouts de la corde. Lorsque cette énergie est suffisante pour créer une paire $q\bar{q}$, la corde se rompt en deux morceaux, qui peuvent éventuellement s'allonger à leur tour jusqu'à une nouvelle rupture. Ce processus de *fragmentation* se poursuit jusqu'à l'obtention d'un nombre suffisant de hadrons possédant chacun une charge de couleur globalement nulle. La dernière étape de l'hadronisation consiste enfin à désintégrer les particules instables.
Les corrections d'ordre supérieur en α_s (NLO pour *Next to Leading Order*) sont prises en

compte par un facteur, appelé *facteur K*, qui est constant pour la photo-production mais devient fortement dépendant de la cinématique dans le régime du DIS. De plus, ce facteur ne décrit que les distributions inclusives. En ce qui concerne l'état final exclusif, fondamental pour la description complète de la topologie d'un événement simulé, les corrections aux ordres supérieurs, telles que l'émission de gluons de *bremsstrahlung*, sont prises en compte de façon effective dans le processus d'hadronisation et la formation des jets (*parton showers*). Il faut néanmoins remarquer que, dans l'analyse actuelle, le calcul du pouvoir d'analyse est réalisé à partir d'équations ne contenant que les termes d'ordre dominant. Pour que l'échantillon d'événements généré par Monte-Carlo soit le plus consistant possible avec le calcul du pouvoir d'analyse il est nécessaire de désactiver les *parton showers*.

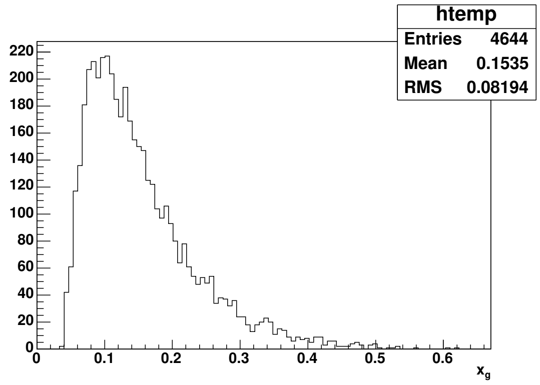
Lorsqu'un événement a été généré par AROMA, le vertex primaire de l'interaction est situé à l'intérieur d'une des deux cellules de la cible de façon aléatoire et les particules de l'état final sont propagées afin de simuler leur comportement dans l'appareillage. Cette tâche est assurée par le programme COMGEANT [75] qui constitue une modélisation du spectromètre COMPASS prenant en compte la distribution de la matière, ainsi que les champs magnétiques présents dans l'appareillage. COMGEANT fournit les coordonnées des points d'intersection des particules avec les différents plans de détection du spectromètre.

Les coordonnées simulées sont ensuite traitées par le programme de reconstruction CORAL qui simule d'abord la réponse de chaque détecteur à partir des valeurs choisies pour leur efficacité, leur résolution en temps et en position. L'événement est enfin reconstruit, exactement de la même façon que pour les données réelles.

À partir d'un échantillon d'événements HF-PGF, sélectionnés comme décrit dans la section 5.2, on peut calculer de manière exacte le pouvoir d'analyse : la variable cinématique y permet de calculer le facteur D et on paramétrise la fonction $f(Q^2, x_g, z_c, \Phi)$ par une fonction des variables hadroniques z_D et p_t, traitée sous la forme d'un tableau. La détermination du pouvoir d'analyse événement par événement dans les données réelles est réalisée par une procédure d'interpolation linéaire en 2 dimensions (suivant les 2 variables hadroniques du tableau). Pour s'assurer de la bonne corrélation entre le vrai pouvoir d'analyse et celui paramétrisé, la figure 6.2a montre la comparaison de la fonction $f = \hat{a}_{LL}^{pgf}/D$ calculée sur un échantillon simulé en utilisant, dans un cas la cinématique gluonique et l'expression exacte de $\hat{a}_{LL}^{pgf}$, et dans l'autre la paramétrisation. Les deux distributions présentent la même valeur moyenne mais la distribution du $\hat{a}_{LL}/D(param.)$ est moins large. La corrélation est d'environ 53%, ce qui est tout à fait raisonnable si l'on prend en compte le fait que seulement une partie de l'événement est effectivement reconstruite.
Le même échantillon Monte-Carlo est également utilisé afin d'extraire la distribution de la fraction d'impulsion portée par le gluon x_g, figure 6.2b. On remarque que la valeur moyenne de la distribution est de 0.15, avec un RMS de 0.08. Cela permet de déterminer l'intervalle en x_g dans lequel la mesure de $\Delta G/G$ est moyennée.



(a)



(b)

FIG. 6.2 – Comparaison entre le pouvoir d'analyse calculé à partir de la cinématique partonique et le pouvoir d'analyse extrait de la paramétrisation à partir des variables hadroniques (a). La figure (b) montre la distribution de la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon x_g.

6.2 Le problème du charme intrinsèque

L'extraction de la polarisation des gluons par l'asymétrie de spin dans la production de mésons charmés se base sur l'hypothèse que la leptoproduction de quarks c est due exclusivement à un processus de twist 2, la fusion photon-gluon. Cette hypothèse est justifiée par les études menées par la collaboration EMC sur la production de quarks charmés dans la diffusion profondément inélastique [76]. EMC a mesuré la section efficace de leptoproduction de dimuons et trimuons dans la région du DIS et, dans un premier temps, a montré que cette mesure est en bon accord avec la prédiction de QCD à l'ordre dominant (LO) basée sur le seul processus PGF. Néanmoins, il a été succesivement montré que, en calculant les corrections d'ordre supérieur (NLO) aux prédictions QCD, la mesure de EMC diffère de ces prédictions à grand x_{bj} et Q^2. Ce désaccord pourrait se résoudre en admettant une contribution à la section efficace appelée *charme intrinsèque*. La section efficace peut en effet être décomposée en une composante extrinsèque, provenant d'un mécanisme de twist 2 (le PGF), et une composante intrinsèque de twist supérieur. Le calcul détaillé des corrections d'ordre supérieur (NLO) pour ces deux composantes a permis de réanalyser complètement le premier résultat présenté par EMC [77].

Dans ce travail, la composante intrinsèque est décrite à partir de la fonction d'onde du nucléon. Cette fonction d'onde est représentée comme une somme cohérente d'états de Fock décrivant les fluctuations dans le nucléon qui, à partir d'un gluon, portent à la formation d'une paire $c\bar{c}$. Lorsque le nucléon interagit avec la sonde électromagnétique, la brisure de la cohérence entre les états de Fock peut amener la fluctuation $c\bar{c}$ à s'hadroniser. La forme des états de Fock impose que les quarks lourds portent une grande fraction de l'impulsion du nucléon. C'est pour cela que l'on pense que la composante intrinsèque est mesurable à grand x_{bj}. Afin de calculer la contribution du charme intrinsèque à la section efficace il est nécessaire d'introduire un paramètre fixe, la probabilité de produire du charme dans le nucléon, qui normalise les états de Fock. L'analyse des données de EMC a été menée avec l'hypothèse que cette probabilité vaut 1%.

Cette analyse montre que les données ne sont pas reproduites par la simple composante extrinsèque à grand x et grand Q^2, où la prédiction QCD sous-estime les données. Cette différence ne peut pas venir des corrections NLO car le facteur K est à peu près constant dans la région cinématique de EMC. Pour déterminer les contributions relatives des mécanismes extrinsèques et intrinsèques la section efficace est écrite comme la somme des deux contributions et la prédiction QCD est ajustée sur les données. Le résultat de cet ajustement ne permet de tirer aucune conclusion sur la contribution du charme intrinsèque entre $\nu = 60$ GeV et $\nu = 160$ GeV. Par contre, dans la région $160 < \nu < 220$ GeV, l'analyse indique une contribution du charme intrinsèque de $(0.86 \pm 0.60)\%$.

Cette estimation, bien que réalisée avec un précision assez faible, exclue un rôle important de la composante intrinsèque et justifie l'hypothèse sur laquelle se base l'extraction de la polarisation des gluons par la production extrinsèque de charme.

6.3 Extraction de $\Delta G/G$

La polarisation des gluons est extraite suivant l'équation 6.1 à partir des asymétries présentées dans le chapitre précédent et du pouvoir d'analyse. Dans la pratique, cette formule permet d'extraire $\Delta G/G$ en utilisant l'asymétrie mesurée par la méthode standard et $\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle$ moyen tiré de la distribution donnée figure 6.1. Cependant, comme pour la mesure de l'asymétrie $A_{\parallel}^{\gamma^\star d}$, cette approche n'est pas celle qui minimise l'erreur statistique. Il est à nouveau plus efficace d'employer une méthode pondérée.

6.3.1 Méthode pondérée

Les méthodes pondérées décrites dans la section 5.3.2 peuvent être utilisées pour extraire $\Delta G/G$ en ajoutant le pouvoir d'analyse au poids 5.7 :

$$w = f P_\mu \hat{a}_{LL}^{pgf} \frac{S}{S+B}. \tag{6.5}$$

On remarque que dans ce cas le facteur de dépolarisation du photon virtuel n'apparaît plus explicitement dans le poids car sa dépendance en y est entièrement contenue dans le pouvoir d'analyse.

Le pouvoir d'analyse est paramétrisé en fonction de z_D et p_t. Or, il apparaît que les distributions de z_D et p_t pour le signal et le bruit sont différentes. Autrement dit, $S/(S+B)$ dépend de z_D et p_t et il y a donc une corrélation entre $\hat{a}_{LL}(z_D, p_t)$ et $S/(S+B)$ qu'il faut prendre en compte dans l'extraction de $\Delta G/G$. La figure 6.3 montre les distributions de la masse invariante des mésons D^0 provenant de $D^\star$ pour cinq intervalles de la distribution de $fP_\mu \hat{a}_{LL}$.

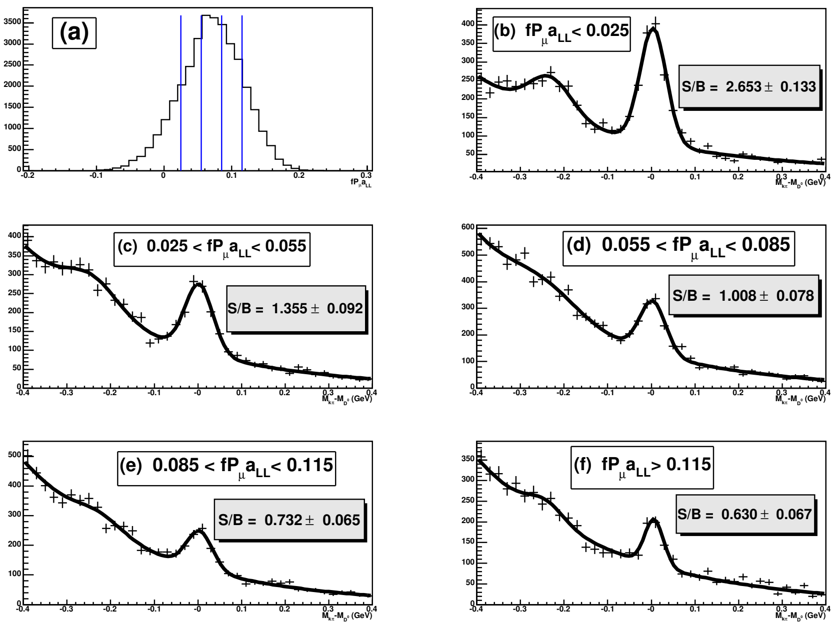


FIG. 6.3 – (a) : Distribution de $fP_\mu \hat{a}_{LL}$. (b) à (f) : Distributions de la masse invariante des mésons D^0 provenant de la désintégration des $D^\star$ pour des valeurs croissantes de $fP_\mu \hat{a}_{LL}$.

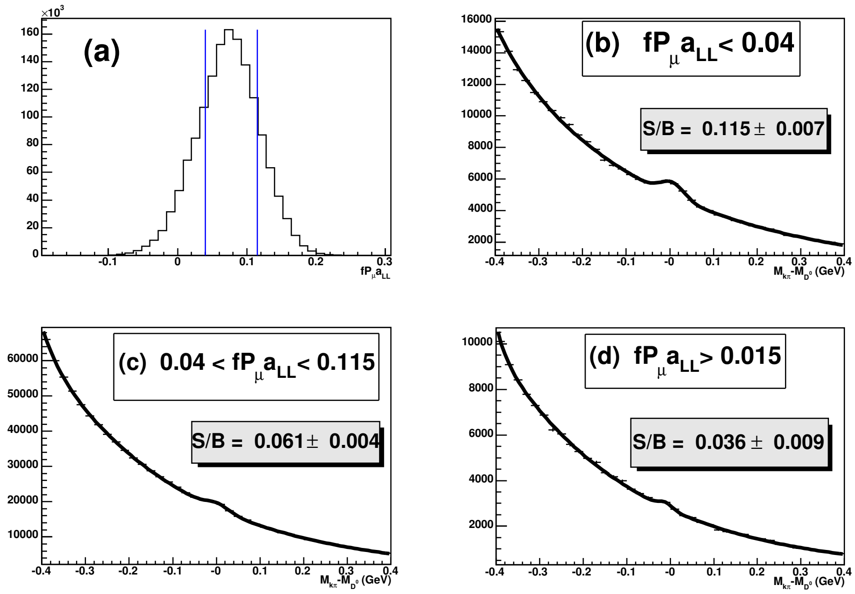


FIG. 6.4 – (a) : Distribution de $fP_\mu \hat{a}_{LL}$. (b) à (d) : Distributions de la masse invariante des mésons D^0 ne provenant pas de $D^\star$ pour des valeurs croissantes de $fP_\mu \hat{a}_{LL}$.

La figure montre bien que le rapport signal sur bruit est anti-corrélé avec le pouvoir d'analyse, ce qui implique :

$$\langle w \rangle = \left\langle f P_\mu \hat{a}_{LL}^{pgf} \frac{S}{S+B} \right\rangle \neq \left\langle f P_\mu \hat{a}_{LL}^{pgf} \right\rangle \left\langle \frac{S}{S+B} \right\rangle \; . \tag{6.6}$$

La moyenne de w doit être calculée sur l'ensemble des événements, signal et bruit. Il se trouve que si l'on calcule la moyenne de $f P_\mu \hat{a}_{LL}$ avec AROMA, donc sur le signal uniquement, cela compense exactement la corrélation :

$$\langle w \rangle_{S+B} = \langle w \rangle_S \times \left\langle \frac{S}{S+B} \right\rangle \; . \tag{6.7}$$

Par contre, lorsqu'on utilise une méthode pondérée avec le facteur $S/(S+B)$ moyenné sur tout le domaine de $\hat{a}_{LL}$ (comme on a fait pour le calcul de l'asymétrie $A_\parallel^{\gamma^\star d}$) il apparaît un biais qui doit être corrigé par un facteur $\langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle_{S+B} / \langle \hat{a}_{LL}^{pgf} \rangle_S$ qui affecte aussi bien la valeur de $\Delta G/G$ que son erreur statistique [78]. Le pouvoir d'analyse étant anti-corrélé au rapport signal sur bruit, ce facteur correctif est plus grand que 1, et l'erreur statistique augmente d'environ 15%. Afin de pouvoir profiter au maximum du gain statistique amené par une méthode pondérée il est nécessaire d'introduire dans le facteur $S/(S+B)$ qui rentre dans le poids la dépendance en $\hat{a}_{LL}$. Dans ce but on extrait le rapport S/B pour chacun des cinq intervalles présentés figure 6.3, de façon à obtenir une paramétrisation de S/B en fonction de $\hat{a}_{LL}$. En ce qui concerne l'échantillon des mésons D^0 ne provenant pas de $D^\star$, il est nécessaire de réduire le nombre d'intervalle à trois afin de pouvoir extraire de manière suffisamment précise le rapport S/B (figure 6.4).

Cette approche permet d'éliminer complètement le biais dans la limite où le nombre d'intervalles est infini. Dans le cas d'une paramétrisation extraite à partir d'un nombre fini d'intervalles, il reste une corrélation à l'intérieur de chaque intervalle. Cette corrélation résiduelle est néanmoins une fraction de la corrélation observée en passant d'une intervalle unique à cinq intervalles, et elle est donc négligeable. L'erreur statistique obtenue avec cette approche est donc légèrement sous-estimé.

6.4 Résultats

Les tableaux 6.1 et 6.2 présentent la valeur de $\Delta G/G$ extraite des échantillons D^0 et $D^\star$ pour chaque année de prise de données pour chacune des quatre méthodes (premier et second ordre, pondérée et non pondérée) présentées précédemment.

Comme dans la mesure d'asymétrie, les valeurs de $\Delta G/G$ mesurées sur les deux échantillons sont largement compatible, ainsi que celles obtenues en configuration "globale" et "consécutive". On remarque cependant que les deux méthodes pondérées permettent d'améliorer

Année	$\Delta G/G$ (conf. globale)	$\Delta G/G$ (conf. consécutive)
Méthode standard		
2002	-2.44 ± 2.89	-2.32 ± 2.89
2003	-0.45 ± 1.72	-1.83 ± 1.72
2004	0.93 ± 1.41	1.42 ± 1.41
Moyenne	0.02 ± 1.02	-0.19 ± 1.02
Méthode pondérée I$^e r$ ordre		
2002	-2.12 ± 2.40	-2.32 ± 2.41
2003	-1.23 ± 1.32	-1.53 ± 1.32
2004	0.49 ± 1.09	0.85 ± 1.09
Moyenne	-0.41 ± 0.79	-0.35 ± 0.79
Méthode non pondérée II$^n d$ ordre		
2002	-1.26 ± 2.89	/
2003	0.61 ± 1.73	/
2004	1.69 ± 1.42	/
Moyenne	-0.94 ± 1.03	/
Méthode pondérée II$^n d$ ordre		
2002	-1.85 ± 2.42	/
2003	-0.89 ± 1.33	/
2004	0.18 ± 1.09	/
Moyenne	-0.19 ± 0.79	/

TAB. 6.1 – Mesure de $\Delta G/G$ à partir l'échantillon des mésons D^0.

Année	$\Delta G/G$ (conf. globale)	$\Delta G/G$ (conf. consécutive)
Méthode standard		
2002	-2.29 ± 1.97	-2.43 ± 1.97
2003	-0.97 ± 1.21	-0.89 ± 1.21
2004	-0.59 ± 0.89	-0.76 ± 0.89
Moyenne	-0.91 ± 0.67	-0.99 ± 0.67
Méthode pondérée I$^e r$ ordre		
2002	-2.03 ± 1.79	-1.84 ± 1.82
2003	-0.72 ± 1.10	-0.78 ± 1.12
2004	0.21 ± 0.80	0.35 ± 0.82
Moyenne	-0.33 ± 0.61	-0.25 ± 0.62
Méthode non pondérée II$^n d$ ordre		
2002	-0.95 ± 1.98	/
2003	0.10 ± 1.22	/
2004	-0.34 ± 0.89	/
Moyenne	-0.27 ± 0.68	/
Méthode pondérée II$^n d$ ordre		
2002	-1.36 ± 1.80	/
2003	0.25 ± 1.11	/
2004	-0.27 ± 0.81	/
Moyenne	-0.23 ± 0.61	/

TAB. 6.2 – Mesure de $\Delta G/G$ à partir l'échantillon des mésons D^0 provenant des $D^\star$.

la précision statistique de 18% dans le cas du D^0 et de 10% dans le cas du $D^\star$, qui se comparent aux gains respectivement de 30 et 12%, obtenus dans la mesure d'asymétrie. Cela est dû à l'anti-corrélation entre le pouvoir d'analyse et le rapport S/B, qui en moyenne augmente l'erreur statistique d'environ 15%. Comme pour la mesure d'asymétrie, on choisit donc de conserver le résultat obtenu par la méthode pondérée du second ordre. La moyenne sur toute la statistique disponible donne enfin :

$$\boxed{\frac{\Delta G}{G} = -0.22 \pm 0.48} \tag{6.8}$$

Ce resultat est obtenu pour une distribution de fraction d'impulsion du proton portée par les gluons de moyenne $\langle x_g \rangle = 0.15$ et de largeur $\sigma_{x_g} = 0.08$.

6.5 Interprétation du résultat

La mesure que l'on vient de présenter est un résultat préliminaire affecté par une erreur statistique assez importante. Avant d'obtenir la valeur finale de la mesure de la polarisation des gluons il sera nécessaire de disposer d'une statistique plus importante et il faudra également procéder à quelques études complémentaires, surtout en ce qui concerne la stabilitéé du RICH, afin d'estimer les effet systématiques qui peuvent affecter la mesure. On peut néanmoins comparer ce résultat à des paramétrisations de $\Delta G/G$ en fonction de x_g, obtenues à partir de différents ajustements QCD-NLO des données mondiales sur g_1 (GRSV2000 [79]). Ces ajustements correspondent à trois hypothèses différentes sur la polarisation des gluons, définies à l'échelle de renormalisation $\mu_0^2 = 0.40$ GeV^2, et calculées par évolution QCD à l'échelle $\mu^2 = 3$ GeV^2 (figure 6.5). Les trois hypothèses sont associées à des scenarios, dits "minimum, standard et maximum", correspondant à des valeurs du premier moment de ΔG de 2.5, 0.6 et 0.2 respectivement. La precision statistique de la mesure ne permet pas de trancher parmi les trois hypothèses mais elle semble néanmoins être moins compatible avec celle de polarisation maximale.

Deux paramétrisations récentes de $\Delta G/G$ produites par les collaborations AAC [80] et LSS [81] sont aussi représentées figure 6.5 . Les deux paramétrisations ont une forme assez différente et correspondent à un premier moment de ΔG de 0.8 et 1.1 respectivement. Le resultat est également compatible avec ces deux paramétrisations.

Cette mesure ne permet donc pas de tirer de conclusions claires sur la valeur de ΔG ; cependant on peut la comparer aux autres mesures existantes afin de vérifier la cohérence des informations disponibles.

6.5.1 Les autres mesures directes de $\Delta G/G$

Comme on l'a vu dans la section 1.5, la mesure directe de $\Delta G/G$ nécessite un processus sensible à la distribution d'hélicité du gluon dans le nucléon. Cette mesure est réalisée dans

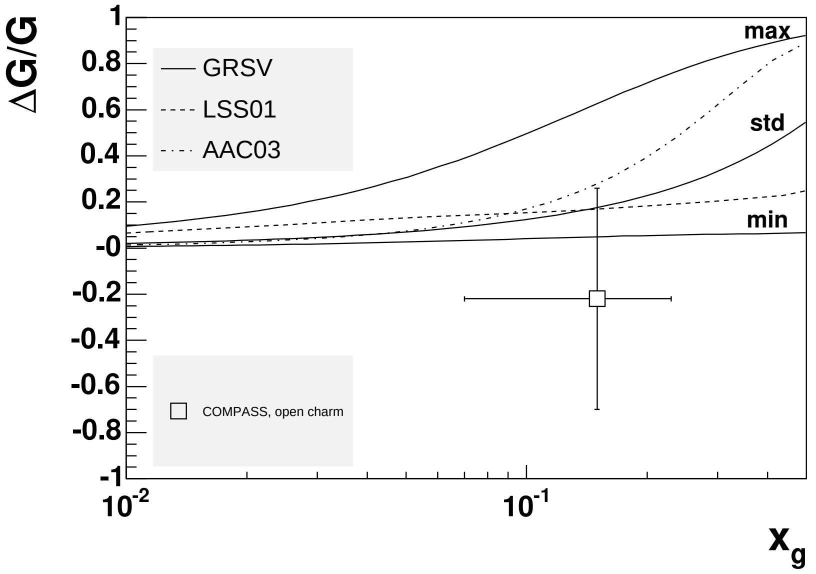


FIG. 6.5 – Comparaison entre la mesure de $\Delta G/G$ par la production de charme ouvert et différentes paramétrisation extraites d'ajustements QCD-NLO des données mondiales.

les expériences de diffusion profondément inélastique sur cible fixe (comme COMPASS) ou bien en collisioneur. Il y a, à ce jour, deux expériences sur cible fixe, à part COMPASS, qui ont mesuré la polarisation des gluons. Il s'agit de l'expérience SMC au CERN et de l'expérience HERMES à DESY. Un vaste programme de mesure de la structure en spin du proton a également débuté au collisioneur RHIC sous le nom de RHIC-Spin.

Mesure de $\Delta G/G$ par la production de hadrons à grand p_T à COMPASS

À ce jour, l'estimation la plus précise de la polarisation des gluons a été réalisée par COMPASS à partir de la mesure de l'asymétrie d'hélicité $\mu d \rightarrow hhX$ dans la production de paires de hadrons à grande impulsion transverse dans la région $Q^2 < 1$ GeV^2. Cette analyse, qui porte sur les données prises en 2002 et 2003, se base sur une sélection permettant de disposer d'une statistique très importante mais qui est affectée par un bruit de fond physique non négligeable. L'analyse consiste à maximiser la fraction d'événements PGF dans l'échantillon en recherchant des paires de hadrons avec chacun une impulsion transverse p_T (transverse par rapport à la direction du photon virtuel) supérieure à 0.7 GeV et dont la somme des p_T^2 est supérieure à 2.5 GeV^2. L'extraction de $\Delta G/G$ à partir de l'asymétrie d'hélicité mesurée sur l'échantillon sélectionné nécessite une simulation Monte-Carlo afin d'extraire la fraction d'événement PGF dans l'échantillon, le pouvoir d'analyse du processus PGF, ainsi que l'asymétrie du bruit de fond. Cette simulation se base sur le générateur PYTHIA qui constitue un modèle qui reproduit bien l'interaction lepton-nucléon dans la région cinématique $Q^2 < 1$ GeV^2. Cette simulation montre que l'échantillon contient environ 30% d'événements PGF, 10% d'événements QCDC et moins de 1% d'événements

DIS0 (séction 2.3). La fraction restante d'événements ($\approx 50\%$) provient de processus où le photon virtuel fluctue en un méson vecteur (principalement en ρ) ou en paire $q\bar{q}$. La structure partonique de ce hadron est *résolue*, c'est à dire que l'un des partons du hadron interagit avec un parton du nucléon. Le parton provenant du photon peut donc interagir avec un quark ou un gluon du nucléon ; dans ce dernier cas ce processus est aussi sensible à $\Delta G/G$ et contribue au signal. Pour décrire ce processus il est nécessaire de connaître les fonctions de distribution de quarks polarisées et non polarisées à l'intérieur du photon virtuel. À ce jour, seulement les PDF non polarisées ont été mesurées. Afin d'obtenir une estimation des PDF polarisées, deux "scénarios" ont été considérés : dans le "scénario minimum" on suppose que les quarks sont non polarisés dans le méson vecteur, tandis que dans le "scénario maximum" on suppose qu'ils le sont complètement. La différence entre les valeurs de $\Delta G/G$ calculées dans les deux scénarios constitue l'incertitude théorique de la mesure, qui vaut 0.19 et elle est intégrée dans l'erreur systématique. Le résultat de la mesure de $\Delta G/G$ dans la voie de deux hadrons à grande impulsion transverse est :

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.024 \pm 0.089(stat.) \pm 0.057(syst.) \qquad\qquad x_g = 0.095\ . \tag{6.9}$$

Mesure de $\Delta G/G$ à SMC

L'expérience SMC au CERN a étudié la diffusion profondément inélastique d'un faisceau de muons polarisés de haute énergie avec des cibles polarisées de protons et deutons. SMC a publié une première estimation de la polarisation des gluons par la mesure de l'asymétrie d'hélicité dans la production de paires de hadrons à grande impulsion transverse dans la région DIS ($Q^2 > 1$ GeV^2) [82]. Le résultat est limité par le fait que le spectromètre de SMC n'était pas optimisé pour la détection des hadrons produits à grand angle. SMC a utilisé le même faisceau qu'on utilise aujourd'hui sur COMPASS mais à une énergie moyenne de 187.4 GeV et une intensité cinq fois plus faible, et avec une polarisation moyenne de 79.5%. L'analyse se base sur la statistique récoltée entre 1993 et 1996 avec une cible de protons (polarisation moyenne de 90%) et une cible de deutons (polarisation moyenne de 50%). Les critères de sélection des événements sont les mêmes que ceux utilisés dans COMPASS. La fraction d'événements PGF dans l'échantillon a été évaluée par une simulation Monte-Carlo qui reproduit assez bien les données expérimentales et elle vaut 0.31. Une méthode de sélection basée sur un réseau de neurones a néanmoins permis de sélectionner presque deux fois plus d'événements, tout en laissant la fraction d'événements PGF inchangée. La simulation Monte-Carlo permet donc d'extraire le pouvoir d'analyse et la fraction d'événements pour les trois processus qui rentrent dans la section efficace (DIS0, QCDC et PGF) pour les deux méthodes de sélection. L'échantillon utilisé pour l'extraction des asymétries d'hélicité, sélectionné par le réseau de neurones, est composé de 38% de DIS0, 29% de QCDC et 33% de PGF. Les pouvoirs d'analyse moyens correspondant aux trois processus valent 0.8, 0.6 et -0.49. Le résultat final, moyenné sur le proton et le deuton donne $\Delta G/G = -0.20 \pm 0.28 \pm 0.10$. L'erreur systématique est dominé par l'incertitude sur les variations observées dans les pouvoirs d'analyse et dans les fractions des différents processus suivant les paramètres de configuration du Monte-Carlo. La valeur de $\Delta G/G$ mesurée est compatible avec zéro mais avec une grande incertitude statistique, ce qui la rend compatible avec le résultat de COMPASS mais ne permet pas de tirer de conclusions définitives sur la valeur de ΔG.

Mesure de $\Delta G/G$ à HERMES

L'expérience HERMES à DESY a mesuré l'asymétrie de spin dans la photo-production de paires de hadrons à grand p_T [83]. C'est la mesure qui devrait se comparer le mieux à l'estimation de $\Delta G/G$ obtenue par COMPASS à partir de la même asymétrie dans la région $Q^2 < 1$ GeV^2. Elle se base sur les données de diffusion d'un faisceau de positrons polarisés ($P_{e^+} = 0.55$) avec une énergie de 27.5 GeV sur une cible de protons polarisés (cible d'hydrogène gazeux, $P_c = 0.86$) accumulées par HERMES en 1996 et 1997. HERMES possède un spectromètre vers l'avant qui couvre une acceptance angulaire entre 0.04 et 0.22 rad. Afin de couvrir le domaine cinématique de la photo-production ($Q^2 \approx 0$), la détection du positron diffusé n'est pas requise dans cette analyse. Le critère de sélection des hadrons se basant sur p_T diffère de celui utilisé par COMPASS et SMC : les deux hadrons doivent avoir chacun $p_T > 1.5$ GeV et ils doivent être de charge opposée. Les fractions d'événements PGF et QCDC sélectionnés par ces critères sont estimés comme étant de l'ordre de 70% et 10%, ce qui n'est pas en accord avec les études effectuées par COMPASS et SMC. Il faut remarquer qu'un certain nombre d'hypothèses sont faites dans cette analyse. Le pouvoir d'analyse du processus PGF n'est pas extrait du Monte-Calo mais il est pris égal à -1, comme c'est le cas lorsqu'on considère que le photon est réel et les quarks ont une masse nulle. La contribution du processus DIS0 est négligée dans le calcul de l'asymétrie de spin, ainsi que la contribution des processus de photon résolu, qui constituent presque un tiers de l'échantillon final. Cette dernière hypothèse ne semble pas très justifiée car, comme l'analyse des données de COMPASS l'a montré, dans la région $Q^2 < 1$ GeV^2 la contribution de ces processus à l'asymétrie n'est pas du tout négligeable. Le résultat final présenté par HERMES est $\Delta G/G = 0.41 \pm 0.18 \pm 0.03$ pour $0.06 < x_g < 0.28$. La valeur négative de l'asymétrie de spin mesurée par HERMES, qui conduit à une polarisation des gluons positive, est peu compatible avec les mesures de COMPASS et SMC.

Mesure de $\Delta G/G$ à RHIC

Le collisioneur RHIC à Brookhaven accélère des faisceaux de protons ou d'ions lourds dans le but principal d'étudier les signatures liées à la formation d'un éventuel état déconfiné de la matière appelé *plasma de quarks et gluons* (QGP pour *Quark Gluon Plasma*) [84]. Le programme RHIC-Spin prévoit l'utilisation de faisceaux de protons polarisés pour étudier la structure en spin du proton [85]. Le but est de produire des collisions de deux faisceaux de protons de haute luminosité (2×10^{32} cm^{-2}s^{-1}) avec une polarisation de 70% et une énergie dans le centre de masse entre 200 et 500 GeV. Les premières données ont été accumulées entre 2002 et 2004 par les expériences STAR et PHENIX à une énergie de 200 GeV et une polarisation de 16% (en 2002), 25% (en 2003) et 45% (en 2004). Un des canaux les plus propres pour mesurer $\Delta G/G$ à RHIC est la diffusion Compton $qg \to \gamma q$ car elle peut être facilement sélectionnée en demandant la concidence entre un photon et un jet. Ce canal est néanmoins fortement limité par la statistique et, compte tenu de la luminosité accumulée jusqu'à présent, d'autres canaux ont été utilisés, tels que la production de jets et de pions neutres. Ces canaux sont évidemment moins sélectifs et donc statistiquement plus favorables mais plusieurs processus élémentaires ($qg \to gq$, $gg \to gg$ et $qq \to q\bar{q}$) participent aux asymétries de spin que l'on en extrait. Ces asymétries, appelées doubles asymétries car les deux nucléons sont polarisés, sont donc sensibles à des combinaisons de termes comportant $(\Delta G/G) \cdot (\Delta q/q)$, $(\Delta G/G)^2$ et $(\Delta q/q)^2$. Jusqu'à présent $\Delta G/G$ n'a pas été extrait. Seul le premier résultat concernant la double asymétrie d'hélicité dans la production de π^0 a été publié par la collaboration Phenix et il est basé sur la statistique accumulée entre 2002 et 2004 [86]. La figure 6.6 montre la mesure d'asymétrie dans quatre intervalles en impulsion transverse du pion, comparée à deux des prédictions QCD présentées précédemment et correspondant à l'hypothèse que ΔG est maximale ou "standard" (c'est à dire résultant du meilleur ajustement des données sur g_1). La statistique accumulée en 2005 devrait permettre d'améliorer sensiblement la précision de la mesure et d'étendre le domaine en p_T jusqu'à 16 GeV. Bien que les sections efficaces des interactions en collisioneur soient les seules à permettre des études précises de la dépendance des distributions d'hélicité sur un vaste domaine en x, la déconvolution des différents processus contribuant à l'asymétrie mesurée est très complexe. Elle doit être faite par simulation Monte-Carlo : dans ce but une comparaison entre la section efficace de production de π^0 et un calcul QCD-NLO a montré que les corrections NLO sont indispensables afin de bien reproduire les données de RHIC dans un large domaine d'impulsion transverse. Une simulation Monte-Carlo prenant correctement en compte les processus NLO n'est disponible que depuis peu, ce qui explique pourquoi RHIC n'a pas encore publié une mesure de $\Delta G/G$.

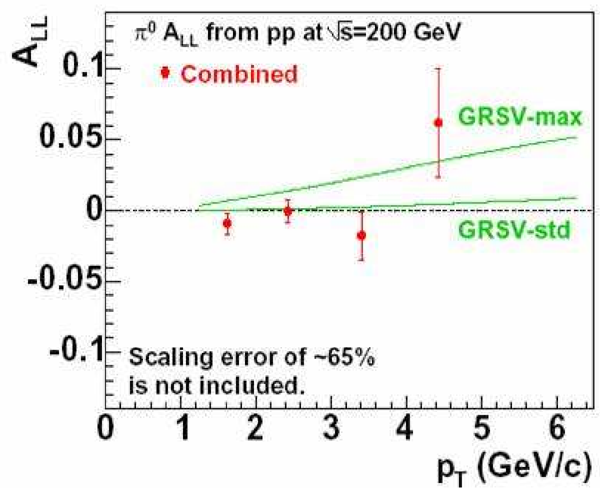


FIG. 6.6 – Double asymétrie d'hélicité dans la production de π^0 mesurée par RHIC, comparée à deux prédictions QCD.

6.5.2 Conclusion

La figure 6.7 résume toutes les mesures directes de la polarisation des gluons disponibles à ce jour, comparées aux ajustements QCD correspondant à différents premiers moments de ΔG. La mesure qui fait l'objet de ce travail de thèse est cohérente avec les autres mesures mais la précision statistique est encore insuffisante pour trancher entre les différentes paramétrisations.

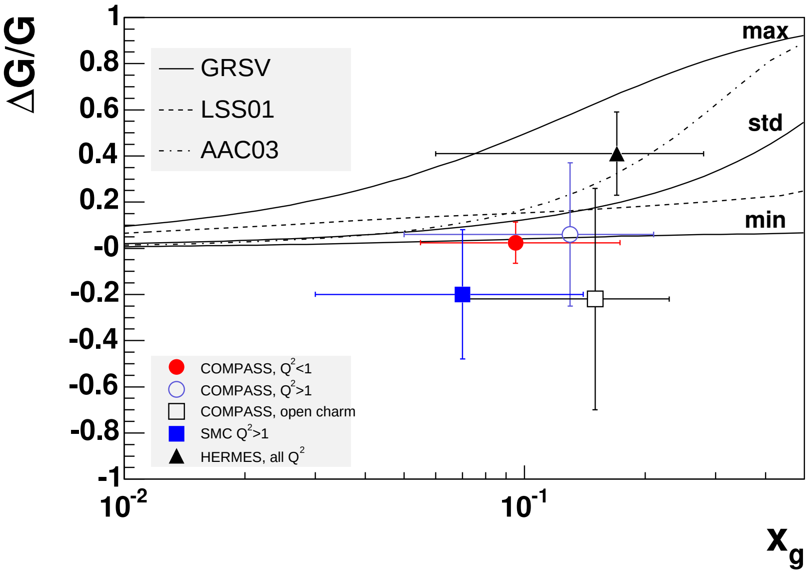


FIG. 6.7 – Comparaison entre la mesure de $\Delta G/G$ par la production de charme ouvert et les autres mesures directes, ainsi que les différentes paramétrisations extraites d'ajustements QCD-NLO sur la mesure de g_1.

Dans la section 1.4.3 on a montré qu'une contribution importante des gluons au spin du nucléon pouvait aussi expliquer le fait que la mesure de l'élément singlet de la matrice axiale a_0 est bien plus petit que la contribution des quarks $\Delta\Sigma$. On rappelle ici que, dans le schéma de renormalisation appelé AB, $\Delta\Sigma$ et ΔG sont reliés par l'équation : $\Delta\Sigma = a_0 + N_f(\alpha_s/(2\pi))\Delta G$. Pour que la mesure de a_0 soit compatible avec $\Delta\Sigma \approx 0.6$ il faudrait que ΔG soit de l'ordre de trois à l'échelle de 3 GeV^2. La petite valeur mesureée pour la polarisation des gluons $\Delta G/G$ à $x_g = 0,1$ ne peut en elle même exclure une valeur de l'integrale de ΔG sur x_g de l'ordre de 3 car la dépendance de ΔG en fonction de x_g est très peu connue. Il semble néanmoins que toutes les mesures ont tendance à favoriser les paramétrisations de la fonction de structure g_1 comportant un premier moment de ΔG de l'ordre de 1 ou moins.

6.6 Performances et perspectives

Le résultat présenté dans ce chapitre constitue la première mesure directe de la polarisation des gluons par la leptoproduction de mésons charmés. Bien que cette technique de mesure soit la plus propre pour accéder à $\Delta G/G$, la précision statistique atteinte est encore insuffisante. Il a donc été nécessaire de comprendre dans le détail pourquoi l'erreur statistique est inférieure à la précision attendue pour cette mesure et s'il est possible de l'améliorer.

Dès la mise en évidence en 2003 du premier pic de D^0, une étude très détaillée a été menée pour comparer la statistique des mésons charmés accumulée aux prévisions données dans la proposition de l'expérience COMPASS [87]. Cette étude a permis tout d'abord de mettre à jour les prévisions de la proposition en prenant en compte la luminosité accumulée par rapport à celle attendue. La luminosité intégrée accumulée par COMPASS est en effet sensiblement réduite à cause de la réduction du temps de faisceau délivré par le CERN. La proposition prévoyait l'utilisation de 225 jours de faisceau, au lieu des 160 effectivement obtenus jusqu'ici. La comparaison entre le signal effectif observé et celui calculé à partir de la luminosité intégrée a permis de mettre en évidence de façon détaillée tous les facteurs de perte et d'établir une stratégie pour les éliminer. Une première estimation avait montré que ces facteurs réduisaient la statistique disponible d'un facteur 36 en terme de facteur mérite. Les principaux sont présentés ci-dessous.

- Le facteur de dilution de la cible était estimé dans la proposition comme étant de 0.5 mais cette valeur ne prenait pas en compte le facteur de remplissage, ainsi que la présence d'hélium dans les cellules. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, le facteur de dilution vaut en réalité 0.43.
- Les estimations de la proposition se basaient sur une énergie du faisceau de 100 GeV et sur une acceptance du spectromètre de 180 mrad. La réduction d'acceptance, due à l'utilisation de l'aimant solénoïdal de SMC, compte tenu de l'augmentation de l'énergie du faisceau, ont amené une réduction de 25% en terme de nombre d'événements $D^\star$. D'autre part, l'augmentation d l'energie du faisceau a amené une réduction du pouvoir d'analyse de 13%.
- L'efficacité de la reconstruction du faisceau était de 0.76 en 2002. Pour augmenter l'efficacité la procédure de reconstruction a été modifiée afin d'utiliser également les détecteurs silicium pour complémenter la BMS dans le cas où plusieurs traces candidates sont reconstruites. En 2004 on atteint une efficacité de 92%.
- L'efficacité de reconstruction dans le spectromètre était de 0.69 pour les mésons D^0, où on demande le reconstruction de deux hadrons et du muon diffusé, et de 0.53 pour les mésons $D^\star$, où on demande en plus la reconstruction d'un hadron de petite impulsion. Les performances de l'algorithme de reconstruction sont plus ou moins inchangées depuis 2002. Cependant, il faut noter que le programme de reconstruction présente une efficacité supérieure à 90% pour les traces avec une impulsion supérieure à 5 GeV et que la perte d'efficacité pour les traces de basse impulsion (et donc à grand angle) est due à la difficulté de la reconstruction dans la région entre le solénoïde de la cible et le premier dipôle. L'inefficacité de la reconstruction pour les traces de petite impulsion affecte donc majoritairement le canal des $D^\star$.

– L'efficacité du système de déclenchement était de 0.74 en 2002. Il faut noter que ces inefficacités affectaient majoritairement les événements avec un y faible : l'utilisation des méthodes pondérées a donc permis de réduire leur impact dans le facteur de mérite. Des améliorations au niveau des hodoscopes et des calorimètres hadroniques ont toutefois permis d'atteindre en 2003 et 2004 une efficacité de déclanchement proche de 100%.
– En 2002, l'efficacité et la pureté du RICH valaient 0.52 et 0.60 respectivement. Il s'agissait de la source de perte la plus importante. Comme on l'a décrit dans le chapitre 4, une longue série d'études a permis d'identifier les limitations de ce détecteur et d'y remédier en grande partie. Notamment, l'efficacité et la pureté du RICH valent aujourd'hui 0.69 et 0.96 respectivement. Cependant, il est maintenant possible, grâce à la nouvelle méthode du Likelihood d'identifier les kaons avec une impulsion inférieure au seuil d'émission Cherenkov, ce qui permettra d'augmenter le facteur de mérite d'un autre facteur 1.05. On rappelle qu'il est aussi prévu pour 2006 un projet d'amélioration globale du détecteur avec des modifications *hardware* majeures, ce qui devrait permettre de gagner un facteur 1.5 sur le produit de l'efficacité et de la pureté.
– Il reste une série de facteurs de moindre importance, tels que le temps mort de l'acquisition, la polarisation du faisceau et le facteur de remplissage de la cible.

On avait initialement estimé qu'il était possible de réduire rapidement ces facteurs de perte d'un facteur. Les améliorations portées à l'appareillage et au code de reconstruction ont en effet permis d'améliorer le facteur de mérite d'environ un facteur 6. Il reste un facteur 2.6 qui est dû principalement au code de reconstruction de traces et au fait que certains gains n'ont pas été complètement réalisés : par exemple, le gain qui attendu par l'utilisation des méthodes pondérées n'a été réalisé qu'en partie. En effet l'anti-corrélation entre le pouvoir d'analyse et le rapport signal sur bruit a joué en sens contraire.

Cependant, d'autres facteurs de gain possibles ont été identifiés. Par exemple, il est prévu d'intégrer dans la pondération la résolution sur la masse invariante $K\pi$ et sur la différence de masse $M_{D_\star} - M_{D^0}$. Cette résolution peut être calculée analytiquement événement par événement à partir des paramètres reconstruits des traces des hadrons (impulsion, angle et position), ainsi que de l'incertitude sur ces paramètres (provenant de la résolution des détecteurs et de la diffusion multiple) [88]. La résolution sur la masse ainsi calculée entrera dans la fonction d'ajustement du signal dont on extrait le rapport S/B figurant dans le poids.

Afin de compléter la mesure de la polarisation des gluons dans le canal du charme ouvert il est prévu d'effectuer une prise de données de 67 jours en 2006. Cette prise de données profitera d'un appareillage amélioré. Tout d'abord il est prévu le remplacement de la technique de détection dans la partie centrale du RICH et de l'électronique de lecture dans la partie externe. On pourra également profiter d'une augmentation de l'acceptance grâce à un nouveau solénoïde supra-conducteur. Enfin il est prévu l'installation de deux calorimètres électromagnétiques, un pour les particules à grand angle et l'autre pour les particules à petit angle. Ces calorimètres permettront notamment l'identification des photons et des π^0, ce qui devrait permettre de reconstruire aussi les D^0 qui se désintégrent en $K\pi\pi^0$, ainsi que les $D^\star$ neutres qui se désintègrent en $D^0\pi^0_s$. L'erreur statistique attendue pour la totalité de la statistique (2002, 2003, 2004 et 2006), compte tenu des améliorations possibles, est d'environ 0.28, comparé à 0.14, valeur annoncée dans la proposition.

Du point de vue de l'extraction de $\Delta G/G$ et de l'interprétation du résultat, il serait important d'effectuer une analyse qui prenne en compte les corrections NLO car il a été montré [89] que ces corrections, qui dépendent fortement de l'énergie dans le centre de masse photon-proton, affectent de façon non négligeable l'asymétrie de production de charme dans COMPASS. En effet, on aurait pu s'attendre à ce que les corrections NLO affectent de la même façon la section efficace polarisée et non polarisée et que, l'asymétrie étant un rapport entre des sections efficaces, ces corrections s'annulent dans le rapport. Il se trouve que cet effet d'annulation n'est que partiel, même s'il est difficile d'estimer précisément le rapport entre l'asymétrie LO et NLO à cause de la médiocre connaissance de la forme de la distribution de ΔG. La prise en compte des effets NLO dans l'analyse est très compliquée car, bien qu'il existe des calculs NLO des sections efficaces polarisées et non polarisées, l'utilisation d'une simulation Monte-Carlo afin d'extraire le pouvoir d'analyse moyen nécessite un programme de simulation capable de générer des événements de production de charme à l'ordre supérieur de QCD. Ce Monte-Carlo n'existe pas à ce jour et l'intégration des processus NLO dans AROMA semble être très compliquée à réaliser.

Résumé et conclusion

La compréhension de la structure en spin du nucléon, et notamment le rôle des gluons, constitue encore aujourd'hui un vaste sujet d'étude et un enjeu important. L'expérience COMPASS au CERN a comme objectif principal de déterminer la polarisation $\Delta G/G$ des gluons dans le nucléon par la mesure de l'asymétrie d'hélicité du processus de fusion photon-gluon (PGF). Cette mesure est effectuée par la diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible solide de deutons polarisés. Le processus de fusion entre le photon virtuel émis par le muon et le gluon du nucléon produit une paire quark-antiquark.

La manière la plus propre d'identifier le processus de fusion photon-gluon consiste à sélectionner les paires quark-antiquark de saveur charmée, qui s'hadronisent en mésons D^0. Ces mésons sont reconstruits à partir de leur décroissance en paires $K\pi$. Comme l'interaction a lieu dans une cible épaisse, le vertex de décroissance de ces mésons n'est pas détectable et les hadrons, produits lors de l'interaction du faisceau de muons avec la cible de deutons et reconstruits par le spectromètre COMPASS, sont alors combinés en paires dont on calcule la masse invariante. Cette méthode de reconstruction des mésons charmés est affectée par un bruit de fond combinatoire important, provenant des paires de hadrons dont la masse invariante est, de façon aléatoire, proche de la masse du D^0. Bien que la sélection des mésons charmés soit la manière la plus propre d'identifier le processus PGF (les quarks de saveur charmée ne peuvent provenir ni du nucléon, ni des processus d'hadronisation), elle est fortement limitée par la statistique à cause de la faible section efficace de production de charme et du faible taux de branchement de la désintégration $D^0 \to K\pi$. Comme la précision statistique sur la mesure de $\Delta G/G$ dépend du nombre de D^0 reconstruits ainsi que de la pureté (rapport signal sur bruit) de l'échantillon de mésons charmés, il est extrêmement important de reconstruire les D^0 avec une bonne résolution en masse et, en même temps, de pouvoir identifier les pions et les kaons.

Afin d'obtenir une bonne résolution en masse, le spectromètre COMPASS est équipé de détecteurs de trajectographie comportant une faible quantité de matière (pour réduire les effets de la diffusion multiple) et une très bonne résolution spatiale. La détection des particules à grand angle dans le premier étage du spectromètre, où le flux de particules est le plus intense, est assurée par un système de trois chambres à dérive, construites par le DAPNIA à Saclay et comportant chacune 8 plans de détection. Dans le cadre de ce travail de thèse, les 24 plans de dérive ont été entièrement calibrés et caractérisés. La détermination de la relation entre le temps de dérive mesuré par le détecteur et la distance de la particule au fil le plus proche (relation RT) constitue la majeure partie du travail de calibration. Les performances des détecteurs à dérive en terme d'efficacité et de résolution spatiale ont été ensuite estimées. En ce qui concerne l'efficacité, la présence d'un bruit de fond non corrélé au signal de déclenchement est prise en compte dans le calcul afin de ne pas biaiser la mesure. Une efficacité moyenne supérieure à 98% a été mesurée pour la totalité des 24 détecteurs à dérive malgré une dégradation locale de cette efficacité dans la région de segmentation des plans de cathode. Une méthode de mesure de la résolution spatiale qui permet de s'affranchir de l'incertitude sur la position de la trace mesurée par le spectromètre a été développée et une résolution spatiale moyenne de 200 μm a été mesurée à bas flux. Dans les conditions nominales de l'expérience, la présence du champ magnétique de fuite du premier dipôle du spectromètre et le flux élevé de particules dégradent tous deux la résolution d'environ 50 μ. Cette analyse a montré que les caractéristiques de fonctionnement des chambres à dérive satisfaisaient aux conditions requises pour le spectromètre COMPASS.

La possibilité d'identifier les kaons et le pions est cruciale pour réduire le bruit de fond combinatoire dans la reconstruction des mésons charmés. Cette tâche est assurée par un détecteur Cherenkov à focalisation annulaire (RICH) où la détection des photons est assurée par des chambres proportionnelles multi-fils avec cathode comportant une couche photosensible en CsI. Les performances de ce détecteur dans l'identification des particules sont limitées à cause de la présence du halo faisceau qui produit dans le gaz radiateur une grande quantité de photons qui s'accumulent sur un anneau dans la région centrale des détecteurs de photons.
Afin d'améliorer les performances du RICH dans l'identification des particules, une nouvelle méthode de traitement du signal et du bruit (basée sur une approche de maximum de vraisemblance, Likelihood) a été développée. Cette méthode, qui prend en compte la distribution inhomogène du bruit dans le détecteur, ainsi que tous les effets d'absorption des photons, a été caractérisée sur un échantillon de kaons provenant de la décroissance de mésons ϕ. L'analyse a montré que cette méthode permet un gain de 30% (en terme du produit efficacité-pureté) sur l'identification des kaons avec une impulsion supérieure au seuil d'émission Cherenkov et un gain d'environ un facteur 2 pour les kaons au dessous de ce seuil.
Afin de réduire de manière définitive le bruit de fond qui affecte les détecteurs de photons du RICH, un projet d'amélioration qui prévoit le remplacement de l'électronique de lecture actuelle par un chip plus rapide (APV25) a été développé en collaboration avec une équipe du TUM (Munich). L'utilisation de l'APV25 permet une forte réduction du temps d'intégration, du temps mort et la possibilité d'échantillonner le signal afin d'en reconstruire l'information temporelle. Des prototypes de carte de lecture ont été fabriqués et testés sur un détecteur de photons du RICH dans les conditions nominales de l'expérience. L'analyse des tests a montré que l'utilisation de l'APV25 amène un gain d'un facteur 6 au rapport signal sur bruit dans la reconstruction de l'angle Cherenkov. Les résultats obtenus justifient pour la prise de données en 2006 d'équiper avec des cartes APV4RICH tous les détecteurs de photons (plus de 62000 canaux), exceptés les chambres centrales qui seront remplacées par un système de phototubes multi-anode.

Le deuxième volet de ce travail de thèse porte sur la mesure de l'asymétrie d'hélicité dans la production de mésons charmés pour l'extraction de $\Delta G/G$. Une longue liste de

critères permettant de sélectionner les événements contenant des mésons charmés a été développée dans le but de minimiser le rapport bruit sur signal. Ces critères prévoient d'abord une sélection de la topologie de l'événement (en terme de vertex primaire, nombre et charge des traces, présence du muon diffusé, qualité des traces reconstruites et position du vertex primaire à l'intérieur de la cible). Une deuxième classe de critères permet une réjection efficace du bruit combinatoire en se basant sur la cinématique du méson candidat (énergie et angle de décroissance) mais surtout sur l'identification des particules par le RICH. Un troisième critère permet enfin un gain très important sur le rapport S/B et définit un deuxième échantillon de mésons D^0 : il s'agit d'événements contenant un méson $D^\star \rightarrow D^0\pi_s \rightarrow K\pi\pi_s$. Du fait de la faible différence entre la masse du pion et la différence de masse $M(D^\star) - M(D^0)$, l'espace de phase pour le pion soft est extrêmement réduit et il y a très peu de bruit de fond.
L'extraction de l'asymétrie d'hélicité à partir des événements de production de mésons charmés fait appel ùne pondération permettant de réduire l'erreur statistique. Cette technique permet de donner un poids différent à chaque événement suivant sa sensibilité à l'asymétrie. Ce poidsdépend de la polarisation du muon et du photon virtuel, du facteur de dilution et du rapport signal sur bruit. L'asymétrie d'hélicité mesurée se base sur la statistique accumulée entre 2002 et 2004 (correspondant à 2.4 fb−1) et elle est statistiquement compatible avec zéro.

À partir de la mesure de l'asymétrie d'hélicité on peut obtenir la polarisation des gluons $\Delta G/G$. Pour cela il est nécessaire de connaître le pouvoir d'analyse associé au processus de fusion photon-gluon, c'est à dire l'asymétrie de la section efficace du processus $\mu g \rightarrow \mu' c\bar{c}$. Cette quantité, entièrement calculable dans le cadre de QCD à partir de la cinématique du processus élémentaire PGF, doit être estimée par une simulation Monte-Carlo car on n'a pas accès aux variables cinématiques du processus élémentaire mais seulement à la cinématique des hadrons issus de l'interaction. L'extraction de $\Delta G/G$ se base sur l'hypothèse que le charme est uniquement produit dans le processus PGF. Cette hypothèse est justifiée par les résultats de l'expérience EMC, montrant que la contribution du charme dans le nucléon (charme intrinsèque) à la section efficace de leptoproduction de saveur lourdes est négligeable dans la région cinématique de COMPASS. La même technique de pondération utilisée dans la mesure de l'asymétrie est utilisée pour l'extraction de $\Delta G/G$ mais elle paie le prix d'une anti-correlation entre le pouvoir d'analyse et le rapport S/B, qui dégrade la précision statistique sur la mesure. On obtient finalment une polarisation des gluons compatible avec zéro mais avec une barre d'erreur encore assez importante :

$$\frac{\Delta G}{G} = -0.22 \pm 0.48 \qquad \langle x_g \rangle = 0.15, \sigma_{x_g} = 0.08. \tag{6.10}$$

La comparaison avec les autres mesures directes de $\Delta G/G$ (SMC, COMPASS *grand* p_t, HERMES, RHIC) montre que ce résultat est statistiquement en accord avec les mesures existantes. Cependant, étant donné la précision atteinte, cette mesure n'est pas encore suffisante pour discriminer entre les différents ajustements QCD-NLO des données sur la fonction de structure g_1. L'insuffisance de la statistique des mésons charmés a fait l'objet d'un long travail d'estimation de tous les facteurs de perte en terme de nombre d'événements et de rapport signal sur bruit. Ce travail a permis la définition d'une série d'améliorations du dispositif expérimental qui ont été en grande partie implémentées mais qui ne suffisent pas, à ce jour, pour atteindre la précision attendue dans la proposition de l'expérience. Une prise de données est donc prévue en 2006, avec un appareillage amélioré, dans le but d'accumuler une statistique qui puisse permettre de s'approcher le plus possible de cette précision.

Annexe A

Développement temporel du signal dans une chambre à fils

Du fait du champ électrostatique élevé, les électrons générés dans l'avalanche se séparent rapidement des ions. La vitesse de dérive des électrons dans le gaz étant typiquement de l'ordre de 5 cm/μs, l'avalanche a une durée totale de l'ordre de la nanoseconde. Les ions positifs dérivent vers la cathode avec un vitesse 1000 fois inférieure à celle des électrons. La variation d'énergie du système due au mouvement des charges induit un signal positif sur la cathode et négatif sur l'anode. Pour une charge Q qui se déplace dans un champ électrique E d'une distance dr, la variation d'énergie dU s'écrit :

$$dU = QEdr = -QdV \tag{A.1}$$

où dV est la différence de potentiel entre r et dr. Les électrons dans l'avalanche sont produits à proximité des fils d'anode qui les collectent. Ils se déplacent très peu et contribuent donc de façon négligeable au signal. Par contre, les ions positifs traversent entièrement la région entre l'anode et la cathode et ils contribuent à la majeure partie du signal électrique collecté.

Pour calculer le développement temporel du signal $Q = Q(t)$ on considère, pour simplifier, une avalanche qui se déplace le long de la perpendiculaire qui joint l'anode et la cathode (nommée axe y) et on définit :

- l la distance entre l'anode et la cathode,
- s le pas entre les fils d'anode,
- r_0 le rayon des fils d'anode,
- V_0 la différence de potentiel entre anode et cathode,
- Q_0 la charge totale développée dans l'avalanche,
- $dQ(t)$ la charge induite sur la cathode au temps t,
- $E(r)$ la valeur du champ électrique à la distance r du fil d'anode,
- $v^+(E)$ la vitesse de dérive des ions dans le gaz.

L'équation A.1 implique :

$$dQ(t)V_0 = Q_0 E(y) dy \ , \tag{A.2}$$

ce qui permet de calculer le rapport entre la charge $Q(t)$ au temps t et la charge totale Q_0 :

$$\frac{Q(t)}{Q_0} = \frac{1}{V_0} \int_{r_0}^{r(t)} E(y) dy \ . \tag{A.3}$$

Ce rapport vaut 0 pour $r(t) = r_0$ et 1 pour $r(t) = l$. Pour introduire explicitement la dépendance en temps dans l'intégrale de l'équation A.3 on note que la vitesse de dérive des ions est liée au champ électrique par l'équation :

$$v^+ = dy/dt = \mu^+ E(y)/p \tag{A.4}$$

où μ^+ est la mobilité des ions et p la pression du gaz (dans le cas du méthane $\mu^+ = 2.26\ \mathrm{cm^2V^{-1}s^{-1}}$).

Le champ électrique le long de l'axe y s'écrit [49] :

$$E(y) \approx A \coth(ay) \ , \tag{A.5}$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = \frac{CV0}{2\epsilon_0 s} \\ a = \frac{\pi}{s} \end{array} \right. \tag{A.6}$$

où ϵ_0 est la constante diélectrique du vide et C la capacité par unité de longueur qui vaut :

$$C = 2\pi\epsilon_0 \left[\frac{\pi l}{s} - \ln\left(\frac{2\pi r_0}{s}\right) \right]^{-1} \ . \tag{A.7}$$

Pour la géométrie décrite dans la section 4.2.3 et $p = 1$ atm on a numériquement :

$$\left\{ \begin{array}{l} A = 288.1\ \mathrm{Vmm^{-1}} \\ a = 0.7854\ \mathrm{mm^{-1}} \end{array} \right. \tag{A.8}$$

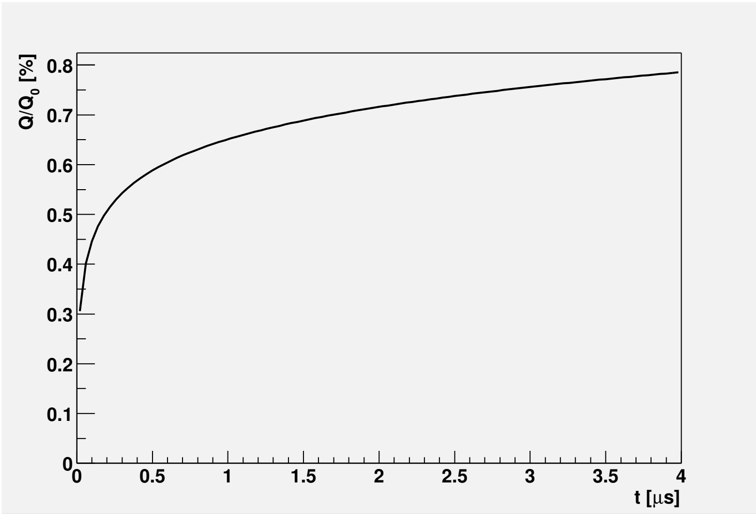


FIG. A.1 – Variation du pourcentage de charge sur la cathode en fonction du temps.

En combinant les équations A.4 et A.5 on obtient :

$$dy/dt = \mu^+ E(y) = \mu^+ A \frac{1}{\tanh(ay)} \tag{A.9}$$

et l'intégrale de l'équation A.3 peut être calculée :

$$\frac{Q(t)}{Q_0} = 0.1744 \cdot \ln\left(\frac{\sinh(y(t) \cdot a)}{\sinh(r_0 \cdot a)}\right) \tag{A.10}$$

où $y(t)$ est donné par l'équation :

$$y(t) = \frac{1}{a} \operatorname{arccosh}[\exp(551137 \cdot t)] \tag{A.11}$$

Pour calculer le temps t_{tot} nécessaire pour que toute la charge Q_0 arrive sur la cathode on impose $y(t_{tot}) = l = 2$ mm, ce qui implique que $t_{tot} \approx 18$ μs. La figure A.1 représente la variation du pourcentage de charge sur la cathode en fonction du temps.

Annexe B

Calcul de l'asymétrie par la méthode du second ordre

Comme on l'a vu dans la section 5.3.2, le calcul de l'asymétrie par la méthode du second ordre se réduit à la résolution de l'équation :

$$A_{\parallel}^{\gamma^\star d,(II)} = \frac{\pm\sqrt{b^2 - 4ac} - b}{2a} , \tag{B.1}$$

où les coefficients sont donnés par les équations suivantes :

$$a = \delta\langle\beta'_u\rangle_w\langle\beta_d\rangle_w - \langle\beta_u\rangle_w\langle\beta'_d\rangle_w \tag{B.2}$$
$$b = \delta(\langle\beta'_u\rangle_w + \langle\beta_d\rangle_w) - (\langle\beta_u\rangle_w + \langle\beta'_d\rangle_w) \tag{B.3}$$
$$c = \delta - 1 \tag{B.4}$$

et

$$\langle\beta\rangle_w \approx \frac{\sum w^2}{\sum w}\langle P_c\rangle . \tag{B.5}$$

On remarque que l'équation B.1 est satisfaite par deux solutions, suivant le signe devant la racine du discriminant. Or, dans le cas de COMPASS, où les asymétries sont petites, on a que $b^2 \gg 4ac$, ce qui implique $\sqrt{b^2 - 4ac} \approx |b|$. Cela signifie que, si b est positif, l'équation B.1 avec le signe $-$ devant la racine donnera, en valeur absolue, une solution plus grande que 1, ce qui constitue un résultat non physique. Le choix du signe à utiliser dans la résolution de l'équation B.1 est donc fait suivant le signe de b : si b est positif on choisira la solution obtenue avec le signe $+$, et vice-versa pour b négatif.

Bibliographie

[1] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and leptons : an introductory course in modern particle physics*, New York : Wiley, 1984.

[2] G. Altarelli, Phys. Rept. **81** (1982) 1.

[3] M. Anselmino et al., *The Theory and Phenomenology of Deep Inelastic Scattering*, CERN-TH/6216/94, HEP-PH/9501369.

[4] E. Leader et M. Anselmino, Z. Phys. C **41** (1988) 1 :239.

[5] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. **15** (1972) 438 ; **15** (1972) 675 ; G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B **216** (1977) 298 ; Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.

[6] A. V Manohar, *Lecture at the Lake Louise Winter Institute*, HEP-PH/9204208 (1992).

[7] J. D. Bjorken, Phys. Rev. **148** (1966) 1467 ; ibid. D **1** (1970) 1376.

[8] J. Ellis and R.L. Jaffe, Phys. Rev. D **9** (1974) 1444 ; ibid. D **10** (1974) 1669.

[9] N. Isgur, *The Spin Structure of the Nucleon*, Erice School, edited by B. Frois, V. H. Hughes and N. de Groot (1995).

[10] J. Ashman et al., Phys. Lett. B **206** (1988) 364, Nucl. Phys. B **328** (1989) 1.

[11] Spin Muon Collaboration, Phys. Rev. D **56** (1997) 5330.

[12] G. K. Mallot, *The spin structure of the nucleon*, Proc. of the 19th Intl. Symp. on Photon and Lepton Interactions at High Energy LP99, edited by J.A. Jaros and M.E. Peskin ; Int. J. Mod. Phys. A **15S1** (2000) 521.

[13] B. Adeva, Phys. Rev. D **58** (1998) 112002

[14] G. Altarelli et G. G. Ross, Phys. Lett. B **212** (1988) 391.

[15] COMPASS Proposal, CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P 297, CERN/SPSLC 96-30.

[16] *Workshop on future physics @ COMPASS*, Proceedings, CERN-2004-011.

[17] S. Eidelman et al., *Review of Particle Physics*, Phys. Lett. B **592** (2004).

[18] N. Doble, L. Gatignon, G. von Holtey and F. Novoskoltev, Nucl. Instrum. Methods A **343** (1994) 351.

[19] SMC, B. Adeva et al., Nucl. Instrum. Methods A **343** (1994) 363.

[20] J. Ball et al., Nucl. Instrum. Methods A **498** (2003) 101-111.

[21] A Abragam et al , Rep. Prog. Phys. **41** (1978) 395-467.

[22] H. Angerer et al., Nucl. Instrum. Methods A **512** (2003) 229-238.

[23] K. Hagiwara et al., Phys. Rew. D **66** (2002) 010001.

[24] J. Bisplinghoff et al., *A scintillating fiber hodoscope for high rate applications*, Nucl. Instrum. Methods A **490** (2002) 101-111.

[25] C. Bernet et al., *The* 40×40 cm^2 *gaseous microstrip detector Micromegas for the high-luminosity COMPASS experiment at CERN*, Nucl. Instrum. Methods A **536** (2005) 61-69.

[26] E Delagnes et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-47 (2000) I447.

[27] B. Ketzer et al., *GEM detectors for COMPASS*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-49 (2002) 2403, CERN-OPEN-2002-04.

[28] B.Ketzer et al., *Performance of triple GEM tracking detectors in the COMPASS experiment*, Nucl. Instrum. Methods A **535** (2004) 314-318.

[29] V.N. Bychkov et al., *Construction and Manufacture of Large Size Straw-Chambers of the COMPASS Spectrometer Tracking System*, Particles and Nuclei Letters 2 (2002) 111.

[30] Y. Bedfer, S. Gerassimov, A. Korzenev, R. Windmolders, *COMPASS track reconstruction algorithm*, COMPASS internal note, 2004-1.

[31] V. Alexakhin, B. Badelek, A. Korzenev, R. Windmolders, *Vertex reconstruction in the COMPASS spectrometer*, COMPASS internal note, 2001-17.

[32] J. Hannappel et al., *The COMPASS Trigger System for Muon Scattering*, Preprint submited to Elsevier Science (2004).

[33] L. Schmitt et al., *The data acquisition system of the COMPASS experiment*, IEEE Trans. Nucl. Sci. 51 (2004) 439-444.

[34] http ://aldwww.cern.ch/

[35] http ://coral.web.cern.ch/coral/

[36] http ://ges.home.cern.ch/ges/phast/

[37] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics experiment*, Springer-Verlag, 1994.

[38] W. Blum, L. Rolandi, *Particle Detection with Drift Chambers*, STMP, 1993.

[39] B.Siter, G.I. Merson, V.A. Chechin, Yu.A. Budagov, *Ionization Measurements in High Energy Physics*, STMP 124, 1993.

[40] F. Sauli, *Instrumentation in High Energy Physics*, World Scientific, 1992.

[41] H. Pereira da Costa, *Développement des chambres á dérive pour les hauts flux dans l'expérience COMPASS*, Thèse de doctorat, Université de Paris XI (2001).

[42] F.M. Newcomer et al., IEEE (1993) 630.

[43] G. Braun et al., *F1 - An eight channel Time-to-Digital Converter chip for high rate experiments*, HEP-EX/9911009.

[44] H. Pereira da Costa and J-M. Le Goff, *Compass spectrometer alignment*, COMPASS internal note, 2003-4.

[45] L. D. Landau, E. M. Liftshitz, and L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon New York, 1984.

[46] J. Seguinot, T. Ypsilantis, Nucl. Instrum. Methods A **142** (1977) 377.

[47] E. Albrecht et al., Nucl. Instrum. Methods A **518** (2004) 586.

[48] F. Piuz, Nucl. Instrum. Methods A **502** (2003) 76.

[49] F. Sauli, *Principles and Operation of Multiwire Proportional Chambers*, CERN 77-09.

[50] J. Santiard et al., CERN-ECP 94-17, 1994.

[51] J. Seguinot, T. Ypsilantis, Nucl. Instrum. Methods A **343** (1994) 30.

[52] E. Albrecht et al., submitted to Nucl. Instrum. Methods A (2005) ; P. Schiavon, F. Sozzi, COMPASS Analysis Meeting presentations (2003-2005).

[53] U.Muller et al., Nucl. Instrum. Methods A **343** (1994) 279.

[54] Y. Bedfer, COMPASS Analysis Meeting presentation (03/05).

[55] O. Kouznetsov, COMPASS Analysis Meeting presentation (05/05).

[56] P. Abbon et al., *Proposal for an upgrade of the COMPASS RICH-1 detector*", COMPASS internal note, 2005-2.

[57] L.L. Joneset al., *The APV25 Deep Submicron Chip for CMS Detectors*, CERN/LHCC 99-09 162-166.

[58] M. Friedl et al., Nucl. Instrum. Methods A **488** (2002) 175-183.

[59] B. Grube et al., *Architecture of the common GEM and Silicon readout for the COMPASS experiment*, Proceedings published by World Scientific.

[60] http ://www.i2cchip.com/

[61] E. Delagnes, APV4RICH meeting presentation (07/04).

[62] B. Ketzer et al., Nucl. Instrum. Methods B **125**C (2003) 368.

[63] C. Bernet, *Caractérisation des Mircomégas et mesure de la polarisation des gluons sur COMPASS*, Thèse de Doctorat, Univ. Paris 7, Mai 2005.

[64] U. Stiegler, SMC internal note, 1994-51.

[65] J-M. Le Goff, *Asymmetry extraction*, COMPASS internal note, 2004-3.

[66] J. Pretz, *A new method for Asymetry Extraction*, COMPASS internal note, 2004-11.

[67] K. Gustafsson, *Computation of the Dilution Factor for the Year 2002 COMPASS Data*, COMPASS internal note, 2003-3.

[68] http ://wwwcompass.cern.ch/compass/software/offline/input/stab/index.html

[69] D. Matthiä, *Measurement of Cross Sections and Asymetries in Semi-Inclusive Deep Inelastic Scattering*, Thèse de Diplôme, Mai 2005.

[70] A. Korzenev, COMPASS Analysis Meeting presentation (03/04).

[71] C. Bernet, *Recent measurement Of $\Delta G/G$ at COMPASS*, Proceedings of DIS05 Conference, hep-ex/0507049.

[72] A. Bravar, K. Kurek, R. Windmolders, Comput. Phys. Commun. **105** (1997) 42-61.

[73] G. Ingelman, J. Rathsman, G.A. Schuler, Comput. Phys. Commun. **101** (1997) 135-142.

[74] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994) 74.

[75] http ://valexakh.home.cern.ch/valexakh/wwwcomg/index.html

[76] J.J Aubert et al. (EMC), Nucl. Phys. B **213** (1983) 31.

[77] B.W. Harris, J. Smith and R. Vogt, Nucl. Phys. B **461** (1996) 181-196.

[78] J-M. Le Goff, COMPASS Analysis Meeting presentation (05/05).

[79] M Gluck, E. Reya, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **63** (2001) 094005.

[80] AAC, M. Hirai, S. Kumano and N. Saito, Phys. Rev. D **69** (2000) 054021.

[81] E. Leader, A. V. Sidorov and D.B. Stamenov, Eur. Phys. Journ. C **23** (2002) 479-485.

[82] Spin Muon Collaboration, Phys. Rev. D **70** (2004) 012002.

[83] HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 4047-4051.

[84] http ://www.bnl.gov/RHIC

[85] G. Bunce, N. Saito, J. Soffer, W. Vogelsang, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 525.

[86] L.C. Bland, *Status of the RHIC Spin program*, AIP Conference Proceedings **747** (2005) 63-71.

[87] J.M. Le Goff et al., *Global performances for the open charm channel*, COMPASS internal note, 2004-02.

[88] J.M. Le Goff, *An analytical evaluation of the* D^0 *mass resolution*, COMPASS internal note, 2000-13.

[89] I. Bojak and M. Stratmann, Phys. Rev. D **67** (2003) 034010.

Résumé

L'expérience COMPASS vise principalement à mesurer la polarisation des gluons par l'intermédiaire de l'asymétrie de spin dans la diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Le processus sensible à la polarisation des gluons est la fusion photon-gluon, laquelle peut être identifiée de la façon la plus propre par la production de mésons charmés D^0. Dans COMPASS les D^0 sont reconstruits à partir de la masse invariante de leur produits de désintégration. Ce processus reste toutefois rare et difficile à identifier dans un bruit de fond combinatoire important. Cette thèse présente un ensemble d'études dédiées à améliorer les performances de reconstruction des mésons charmés. La détermination de l'efficacité et de la résolution spatiale des trois stations de chambres à dérive du spectromètre COMPASS est une étape nécessaire pour la bonne compréhension des performances de la reconstruction des trajectoires des particules. L'identification des hadrons, essentielle dans la reconstruction des D^0, est assurée par un détecteur RICH. En vue d'améliorer les performances de ce dernier, une méthode de traitement probabiliste du signal et du bruit a été développée, de même qu'un projet de remplacement de l'électronique de lecture. La deuxième partie des travaux est consacrée à la mesure de l'asymétrie d'hélicité pour l'extraction de la polarisation des gluons $\Delta G/G$. Cela nécessite le développement de critères de sélection des événements afin de minimiser le rapport bruit sur signal de la masse invariante des mésons D^0, et de techniques de pondération des événements permettant de réduire l'erreur statistique. Cette thèse présente un résultat préliminaire, basé sur la statistique accumulée par COMPASS entre 2002 et 2004, qui constitue la première mesure de $\Delta G/G$ par la voie de la production de charme ouvert. Ceci met en évidence une polarisation des gluons compatible avec zéro, l'erreur statistique restant néanmoins importante. Le résultat, quoiqu'en accord avec les autres mesures existantes réalisées à partir d'autres canaux, demeure encore insuffisant pour trancher entre les différents modèles théoriques.

Summary

The main aim of the COMPASS experiment is the measurement of the gluon polarization in the nucleon, which can be accessed by the spin asymmetry in the scattering of a polarized muon beam on a polarized nucleon target. The process sensitive to the gluon polarization is the photon-gluon fusion, which can be tagged in the cleanest way by looking at the production of D^0 mesons. At COMPASS D^0s are reconstructed from the invariant mass of their decay products. However, it is a rare process, dominated by a large combinatorial background. This thesis presents some studies devoted to the improvement of the charmed mesons reconstruction. The measurement of the efficiency and the space resolution of the three drift chamber stations of the COMPASS spectrometer is a necessary step in understanding the performances of the reconstruction of particle trajectories. The hadron identification, which is fundamental in the reconstruction of charmed meson decay, is performed by a RICH detector. A statistical treatment of signal and background, together with an upgrade project to replace the present front-end electronics, have been developed in order to improve the particle identification performances.

The second part of this work concerns the spin asymmetry measurement, which requires the application of event selection criteria in order to minimize the noise over signal ratio in the D^0 invariant mass, and the development of event-weighting methods to reduce the statistical error. This work presents a preliminary result, based on 2002-2004 statistics, which is the $\Delta G/G$ measurement from open charm production. Although the error bars are large, the measured gluon polarization is compatible with zero. Given the present accuracy, this result is compatible with the existing direct measurements from other channels. However, it does not allow to distinguish between different theoretical models.