tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

UNIVERSITÉ PARIS-SUD XI

École Doctorale : Particules, Noyaux et Cosmos

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : physique nucléaire

présentée par

Gabriel CHARLES

pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Paris-Sud XI

MISE AU POINT DE DÉTECTEURS MICROMEGAS POUR LE SPECTROMÈTRE CLAS12 AU LABORATOIRE JEFFERSON

Thèse dirigée par **Fabienne Kunne**

Soutenue publiquement le 24 septembre 2013 devant le jury composé de :

Marco Battaglieri	Examinateur
Ioannis Giomataris	Examinateur
Fabienne Kunne	Directrice de thèse
Imad Laktineh	Rapporteur
Sébastien Procureur	Responsable de thèse
Patrick Puzo	Président du jury
Joerg Wotschack	Rapporteur

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

J'aime cela, qu'on se trompe!... C'est la seule supériorité de l'homme sur les autres organismes. C'est ainsi qu'on arrive à la vérité! Je suis un homme, et c'est parce que je me trompe que je suis un homme. On n'est jamais arrivé à aucune vérité sans s'être trompé au moins quatorze fois ou peut-être même cent quatorze et c'est peut-être un honneur en son genre. Mais nous ne savons même pas nous tromper de façon personnelle. Une erreur originale vaut peut-être mieux qu'une vérité banale. La vérité se retrouve toujours, tandis que la vie peut être enterrée à jamais ; on en a vu des exemples.

Crime et Châtiment (1866), Fiodor Mikhaïlovitch Dostoïevski

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Remerciements

Je tiens tout d'abord à dire à quel point j'ai apprécié ces trois années au SPhN sous la direction de Michel Garçon puis d'Héloïse Goutte et de Françoise Auger, directrice adjointe. Le souvenir des moments passés au sein du service sera pour toujours une source de joie. Isabelle Richard, Danielle Coret, Gilles Tricoche, Patrick Champion et Valérie Poyeton ont d'ailleurs une part importante dans ce sentiment.

Ce fut un réel plaisir d'intégrer le groupe CLAS du SPhN, subtil mélange entre les conseils avisés de Jacques Ball, également spécialiste de l'anecdote passionnante à ses heures perdues, Franck Sabatié analyste toujours prêt à partager un moment de détente après le travail, et Hervé Moutarde aussi à l'aise avec la phénoménologie des GPD qu'avec la pâtisserie. Ces personnes m'ont toutes beaucoup apporté, scientifiquement et humainement, qu'elles soient remerciées par ces quelques lignes.

Mais ce groupe ne serait pas complet sans Sébastien Procureur, mon responsable. Pédagogue excellent et patient, deux qualités dont j'ai largement profité pendant ces trois ans, expérimentateur invétéré dont les idées sont au moins un ordre de grandeur plus nombreuses que le nombre de détecteurs disponibles pour les tester, tu as été pour moi un modèle et une source de connaissances dont même mes questions les plus fourbes n'ont pu trouver les limites, je tiens donc à te dédier cette longue phrase, je sais que tu comprends pourquoi, et à te remercier sincèrement pour m'avoir guidé pendant ces trois ans et tant transmis car, je peux le dire sans hésitation, c'est toi qui m'a appris pratiquement tout ce qui est dans cette thèse.

J'ai également eu la chance de travailler aux côtés de Brahim Moreno et de Raphaël Dupré lorsqu'ils étaient post-docs dans le groupe. Ils ont été de joyeux camarades de manips et je souhaite leur exprimer toute ma gratitude pour les précieux conseils qu'ils m'ont donnés. Que dire aussi de Cédric Mezrag et de Maxime Defurne, deux doctorants du groupe ? Un grand merci à vous pour votre bonne humeur, votre sens de la répartie, la réorganisation de mon bureau et les discussions de physique. Votre soutien amical a aussi été essentiel durant la longue période de rédaction du mémoire. Finalement je n'ai qu'un reproche à vous faire, c'est de ne pas avoir commencé votre thèse plus tôt. Merci à Piotr Konczykowski qui terminait sa thèse lorsque la mienne débutait. Une pensée particulière pour les stagiaires Rémi, Paula, Paul l'amateur de poney aquatique et Olivier plus rapide au tennis de table qu'au babyfoot avec qui j'ai eu plaisir à discuter.

Je souhaite maintenant exprimer tout ma gratitude aux personnes qui m'ont fait l'honneur d'accepter d'être membres du jury. À Patrick Puzo en premier lieu qui en est le président. À Imad Laktineh ensuite qui m'a soutenu et aidé au tout début de ma formation de chercheur et qui a bien voulu être rapporteur. À Joerg Wotschack, rapporteur également et sans qui le chapitre sur les Micromegas résistifs serait certainement beaucoup plus court. À Marco Battaglieri, et je remercie aussi par cette occasion Raffaella De Vita, dont l'accueil à Gênes a été si chaleureux qu'il est désormais pour moi une référence, leur savoir-faire m'a également permis de beaucoup progresser. À Ioannis Giomataris enfin, co-inventeur du Micromegas et qui me fait l'immense plaisir d'être examinateur.

Mes remerciements vont à Dominique Thers, qui a été mon directeur de thèse les deux premières années et dont la thèse a maintes fois été mon livre de chevet. Merci aussi à Fabienne Kunne qui a parfaitement pris le relai et eu la patience aussi bien que la gentillesse de relire attentivement mon manuscrit.

Je tiens à dire que je suis heureux d'avoir fait partie du projet CLAS12. Les discussions avec Stephan Aune, David Attié, Rémi Granelli, Julien Giraud, Michel Boyer, Valérie Gautard, Marc Anfreville et Olivier Meunier furent nombreuses, enrichissantes et conviviales. Merci ensuite à Irakli Mandjavidze, l'homme dont les journées doivent avoir au moins 56 heures, et à Éric Delagnes, qui ont toujours été (très !) disponibles lorsque j'avais des questions concernant l'électronique. Ce fut également avec joie que j'ai testé des détecteurs avec Caroline Lahonde-Hamdoun et Arnaud Giganon. Enfin, même s'ils n'étaient pas directement impliqués dans le projet CLAS12, merci à Mariam Kebbiri et Paco de m'avoir tant de fois donné un coup de main pour chercher quelqu'un, trouver un préampli disparu, prêter du matériel...

Je voudrais également saluer, mes collègues expérimentateurs de COMPASS, Damien Neyret, Maxence Vandenbroucke et Florian Thibaud avec qui en plus de discuter Micromegas j'ai passé de très bons moments.

J'ai été très heureux de rencontrer les doctorants et stagiaires Charlotte Amouroux, Vincent Andrieux, Marie Boer, Simon Boissinot, Antoine Collin, Fabien Dechery, Kevin Fraval, Lucie Grente, Jean-François Lemaître, Quiela Curiel, Clémentine Santamaria, Maxime Pequinot, Arthur Lesage et Li Cai qui ont égayés les pauses et les déjeuners du jeudi.

Je vais à présent remercier mes amis chers qui comprendront les allusions suivantes. Dimitri et ces blagues puteaux infaillibles, grand porteur de nappe et amateur de vendetta sans petite cuillère ; Victorien avec qui nous avons tracé pas mal de marges ; Antoine pour les croques et parce qu'il aime se battre ; Florian pour un pose-Tu-là mémorable ; Adrien et Katya infaillibles soutiens ; Benjaming le vieux cèpe fou ; Vladimir avec qui j'espère randonner longtemps. Je termine par une pensée pour les kayakistes de toujours Marie, Samuel et Louis mais aussi Jean-Jean et Georges.

Avec une grande émotion, je rends ici hommage à toute ma famille. Présente dans les bons moments comme les plus difficiles, ma famille est le socle de mon éducation et partant de cette thèse. Merci en particulier à ma si généreuse tante Céline, ma Nembeur Tou préférée, mes cousins Benjamin et Antoine experts de la blague gaillard, mon oncle et ma tante de Troyes qui ont été là face au vélocirapteur. Merci également à tous mes grands-parents et en particulier à Mamie Audette sage parmi les sages et qui démontre chaque jour que le vin à bel et bien des vertus conservatrices. Mes sentiments les plus forts sont évidemment pour mes parents. Vous m'avez transmis les valeurs importantes, montré le chemin à prendre et soutenu au prix de nombreux sacrifices, même si vous n'aimez pas ce terme, si bien que je ne souhaite pas simplement vous remercier ici, je souhaite vous dire que je suis, fier, de vous remercier, de vous avoir comme parents. Je suis fier aussi de mon grand frère et de ma grande sœur chers à mon cœur qui ont participé à mon éducation, activement puis passivement en étant tous les deux des modèles et qui aujourd'hui ont formé chacun une belle famille que je salue.

Mes derniers mots sont pour toi Olga, mon amour. Je ne puis imaginer cette thèse sans toi, tous les jours tu es mon soleil, tu me montres la lumière quand la nuit envahit mes pensées, tu me pousses doucement si je n'arrive plus à avancer, tu tends tendrement l'oreille pour comprendre et conseiller, pour cela et tant d'autres choses, merci du fond du cœur.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Table des matières

Introduction **11**

1 De la chambre de Wilson au détecteur Micromegas **13**
1.1 Les premiers trajectographes gazeux . . . 13
1.1.1 Les détecteurs avant 1950 . . . 13
1.1.2 Les chambres à bulles et à étincelles . . . 15
1.1.3 Les trajectographes gazeux après 1965 . . . 17
1.2 Le Micromegas . . . 19
1.2.1 Fonctionnement . . . 19
1.2.2 Gain et transparence d'un Micromegas . . . 22
1.2.3 Efficacité . . . 26
1.2.4 Résolution spatiale et résolution temporelle . . . 27
1.2.5 Les décharges . . . 29

2 La structure du nucléon et l'expérience CLAS12 **31**
2.1 La structure du nucléon . . . 31
2.1.1 Diffusion élastique et facteurs de forme . . . 31
2.1.2 Diffusion profondément inélastique et distribution de partons . . . 34
2.1.3 Les distributions généralisées de partons . . . 36
2.2 Les instruments . . . 40
2.2.1 L'accélérateur . . . 40
2.2.2 Les cibles . . . 40
2.2.3 Le détecteur central (CD) . . . 42
2.2.4 Les détecteurs vers l'avant . . . 45
2.3 Les Micromegas dans CLAS12 . . . 49
2.3.1 Présentation générale . . . 49
2.3.2 Étude de faisabilité . . . 52

3 Les Micromegas et les décharges **55**
3.1 Temps mort dû à une décharge . . . 55
3.1.1 Mise en place des tests et étude préliminaire . . . 55
3.1.2 Vérification des constantes de temps . . . 57
3.1.3 Chute en tension . . . 61
3.1.4 Simulations LTSpice . . . 63
3.1.5 Optimisations des éléments du filtre . . . 66
3.2 Tests en faisceau : montage expérimental . . . 67
3.2.1 La ligne faisceau . . . 67
3.2.2 Les détecteurs . . . 68
3.2.3 Les Micromegas GEM . . . 69

3.2.4 Calibration pour les tests en faisceau . . . 69
3.2.5 Enregistrement des décharges . . . 72
3.3 Corrections pour les tests en faisceau . . . 72
3.3.1 Recouvrements . . . 72
3.3.2 Correction de la luminosité . . . 73
3.3.3 Erreurs systématiques . . . 76
3.4 Résultats des tests en faisceau . . . 77
3.4.1 Probabilité de décharges des Micromegas standards . . . 77
3.4.2 Probabilité de décharges des MMGEM . . . 78
3.5 Conclusions des tests en faisceau . . . 79

4 L'électronique de lecture pour les Micromegas 81
4.1 Présentation . . . 81
4.1.1 Caractéristiques . . . 81
4.1.2 Architecture générale . . . 82
4.1.3 Circuit de polarisation des pistes . . . 82
4.2 Tests de limandes . . . 83
4.3 Comparaison de Dream et After . . . 86
4.4 Résolution temporelle . . . 86
4.4.1 Différentes méthodes de mesures de la résolution temporelle . . . 87
4.4.2 Contribution de l'électronique Dream . . . 88
4.4.3 Mesures avec un détecteur . . . 89
4.5 Conclusion . . . 90

5 Tests de prototypes et améliorations des électrodes des Micromegas pour CLAS12 91
5.1 Le banc cosmique de CLAS12 . . . 91
5.1.1 Introduction . . . 91
5.1.2 Les détecteurs *Cosmultis* et *Multigen* . . . 93
5.1.3 Méthode d'analyse . . . 96
5.2 Tests de deux prototypes . . . 98
5.2.1 Micromegas muni de pistes de rappel . . . 99
5.2.2 Tuile Z . . . 101
5.3 Optimisation des caractéristiques de la microgrille . . . 103
5.3.1 Transparence de la microgrille . . . 103
5.3.2 Segmentation de la microgrille . . . 104
5.4 Optimisation de l'épaisseur de l'électrode de dérive . . . 106
5.5 Conclusions . . . 108

6 Les Micromegas résistifs 110
6.1 La technologie résistive . . . 110
6.2 Description des prototypes . . . 113
6.3 Premiers tests avec un petit prototype résistif TF10 . . . 113
6.3.1 Gain . . . 114
6.3.2 Vieillissement en source α . . . 115
6.3.3 Temps mort lié aux décharges . . . 117
6.3.4 Dream versus Dream non protégée . . . 118
6.3.5 Conclusion des tests du prototype résistif RTF10 . . . 118
6.4 Test d'un Micromegas résistif courbe . . . 119

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

6.4.1 Mesures avec une source de fer . . . 119
6.4.2 Amplitude du signal et efficacité du DR2 en cosmiques . . . 120
6.5 Comparaison de deux prototypes du FMT résistifs . . . 121
6.5.1 Amplitude du signal . . . 121
6.5.2 Efficacité . . . 123
6.6 Conclusions sur les Micromegas résistifs . . . 124

7 Forward Tagger **126**
7.1 Spectroscopie de mésons exotiques . . . 126
7.2 Des mésons exotiques à CLAS12 . . . 127
7.3 Géométrie du Forward Tagger . . . 128
7.3.1 Le calorimètre . . . 128
7.3.2 L'hodoscope . . . 129
7.3.3 Le trajectographe (FT-Trck) . . . 130
7.4 Reconstruction avec le FT . . . 132
7.4.1 Bruit de fond dans le FT-Trck . . . 132
7.4.2 Clustering, association de points et premières coupures . . . 133
7.4.3 Correspondance avec le calorimètre . . . 134
7.4.4 Rétro-propagation . . . 134
7.5 Validation des choix techniques . . . 135
7.5.1 Résolutions angulaires . . . 135
7.5.2 Alignement . . . 136
7.5.3 Reconstruction d'événements . . . 138
7.6 Conclusions . . . 141

Conclusions et perspectives **142**

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Introduction

La fin du XIX^{ème} siècle vit l'invention des premiers détecteurs de particules. Ils nécessitaient alors l'utilisation d'appareils photographiques pour étudier un à un les événements observés. Grâce notamment aux progrès de l'électronique, les méthodes de détection et techniques de fabrication ont depuis évolué. Les détecteurs sont devenus plus rapides, plus précis et capables d'identifier un plus grand nombre de particules. Ils ont ainsi permis de mieux comprendre les lois fondamentales de l'univers. En particulier, les expériences sur la structure du noyau ont mis en évidence le caractère non ponctuel des nucléons. Plus tard, une sous structure leur a été découverte. Les nucléons ne sont pas les constituants élémentaires de la matière puisqu'ils sont composés d'éléments encore plus petits, appelés *quarks*. L'étude des quarks et de leur mécanisme d'interaction par la force forte a fait l'objet d'intenses recherches dont les aspects les plus récents concernent l'étude des corrélations entre l'impulsion des quarks et leur position dans le nucléon.

La communauté a alors mené des expériences donnant accès à ces corrélations auprès de trois accélérateurs, DESY à Hambourg en Allemagne (fermé en 2007), le CERN à Genève en Suisse et le Jefferson Laboratory à Newport News aux États-Unis. La compréhension de ces corrélations nécessite la reconstruction de réactions à différentes énergies et polarisations de faisceau et de cible. Les mesures effectuées auprès d'accélérateurs distincts sont ainsi souvent complémentaires. La prise de données à des énergies différentes est donc importante pour approfondir notre connaissance de la structure du nucléon.

Jusqu'en 2012, l'accélérateur du Jefferson Laboratory (CEBAF) fonctionnait avec un faisceau d'électrons de 6 GeV. À partir de 2014, il délivrera un faisceau d'électrons de 12 GeV avec un courant maximum de 180 µA. Ces performances offriront la possibilité d'étudier les distributions et les interactions des quarks avec une précision jamais atteinte jusqu'alors. Afin de remplir cet objectif, les équipements des trois halls déjà présents sur le site seront améliorés et un quatrième hall construit. Le spectromètre du hall B sera mis à jour pour permettre la reconstruction de réactions exclusives issues de l'interaction du faisceau avec la cible dans une très grande gamme cinématique. Un des défis majeurs de ce spectromètre, appelé CLAS12 pour *CEBAF Large Acceptance Spectrometer at 12 GeV*, est la réalisation d'un nouveau trajectographe central entourant la cible et dédié à la détection des particules émises à grand angle ou vers l'avant. Les détecteurs Micromegas ont été choisis pour être l'un des éléments principaux de ce trajectographe grâce à leurs performances à haut flux, leur robustesse et leur légèreté. Cette thèse présente mon travail de recherche accompli depuis 2010 pour mettre au point les Micromegas de CLAS12.

Le chapitre 1 de cette thèse résume l'évolution des détecteurs de particules qui ont abouti à l'invention des Micromegas. En s'appuyant sur les conférences données par les lauréats du Prix Nobel qui ont travaillé dans ce domaine, nous comprendrons la genèse des Micromegas.

Le chapitre 2 introduit le formalisme permettant l'étude de la structure du nucléon puis les instruments qui doivent être mis en place dans le spectromètre CLAS12. La dernière partie est dédiée aux Micromegas qui seront installés dans l'expérience. En particulier, les performances qu'ils doivent atteindre et les études réalisées avant 2010 sont résumées.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude des décharges et à la détermination du temps mort associé. La minimisation de ce dernier est en effet un des défis majeurs pour les Micromegas de CLAS12. À partir de calculs, de simulations et de mesures réalisées avec différents détecteurs, filtres de haute tension et gaz, le temps mort minimal par décharge est tout d'abord estimé. L'étude est alors complétée par des tests en faisceau qui ont permis d'estimer le taux de décharges attendus dans l'expérience et de mieux comprendre ce phénomène. Ces tests ont également apporté une compréhension quantitative de la réduction du taux de décharges avec une feuille de GEM.

Le chapitre 4 présente les études menées pour valider et caractériser l'électronique développée pour les Micromegas de CLAS12. Pour des raisons d'encombrement, elle est reliée aux détecteurs par des câbles de signal, ou limandes, plus longs que pour toute autre expérience. L'optimisation de ces dernières est présentée dans ce chapitre. Nous quantifions également l'amélioration du rapport signal sur bruit apporté par cette nouvelle électronique grâce à la comparaison avec une autre électronique. La résolution temporelle est ensuite mesurée.

Le chapitre 5 porte sur les tests de prototypes et l'optimisation des électrodes des Micromegas pour CLAS12. Nous décrivons tout d'abord le banc cosmique mis en place pour tester les détecteurs et la procédure d'analyse des données. La caractérisation des Micromegas développés spécifiquement pour ce banc est également présentée. Deux prototypes de grande taille sont alors testés pour valider le point de fonctionnement des détecteurs, et les choix techniques effectués pour leur réalisation. Dans la suite, l'optimisation de la transparence et les premières études de segmentation de la microgrille sont présentées. La dernière partie expose les études de dérives d'épaisseurs différentes afin de limiter la quantité de matière des détecteurs.

Le chapitre 6 rapporte les tests réalisés avec des Micromegas résistifs. Il s'agit d'un nouveau type de Micromegas dont un des buts est de rendre négligeable le temps mort après une décharge. Après quelques vérifications qui mettent en avant l'intérêt de cette technologie pour les détecteurs de CLAS12, la caractérisation du premier Micromegas résistif courbe de grande taille est présentée. Deux grands détecteurs résistifs plats, dont l'un fabriqué par un industriel, sont ensuite caractérisés. La comparaison de leurs performances valide la production du premier Micromegas résistif de grande taille par une entreprise.

Le chapitre 7 expose un projet initié par la R&D réalisée pour les Micromegas de CLAS12 et dont les caractéristiques sont très proches de celles requises pour la partie vers l'avant du trajectographe. Une collaboration dont le but est la découverte de mésons exotiques souhaite en effet ajouter dans l'expérience des Micromegas pour installer un trajectographe à petits angles. Après une courte introduction portant sur les motivations physiques, le dispositif expérimental est présenté. Nous présentons ensuite la première analyse de réaction complète réalisée pour CLAS12 à partir de pseudo-données.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 1

De la chambre de Wilson au détecteur Micromegas

1.1 Les premiers trajectographes gazeux

Cette section présente succinctement l'histoire des trajectographes gazeux. De Wilson aux inventeurs de Micromegas, nous verrons au travers du point de vue des scientifiques qui les ont mis au point, quel a été le chemin parcouru pour passer d'une idée à la réalisation concrète.

1.1.1 Les détecteurs avant 1950

L'histoire des détecteurs de particules gazeux commence avec la chambre à brouillard ou chambre de Wilson. En 1895, l'écossais Wilson, intéressé par des phénomènes de halo qu'il a observés depuis la colline Ben Nevis, décide de créer artificiellement des nuages en utilisant une enceinte dans laquelle il met brutalement de l'air humide en dépression. Lorsque la quantité d'eau introduite pour obtenir la saturation et la pression sont correctement choisies, l'air saturé en eau se condense pour former un brouillard, d'où le nom de chambre à brouillard (fig. 1.1). S'éloignant rapidement de son but initial, Wilson découvre que pour certaines pressions et saturations, une source de rayons X produit un brouillard plus dense qu'à l'ordinaire.

Pendant les dix années suivantes, Wilson étudie les propriétés du brouillard et des ions créés par les rayons X dans le gaz en fonction de la saturation en eau et de la pression de la chambre. En 1911, alors que la nature corpusculaire des rayonnements α et β est établie, il se consacre à l'amélioration de son instrument. Il espère rendre visible et photographier, grâce à l'eau qui se condense sur les ions libérés par le passage d'une particule dans l'enceinte saturée, les traces de particules chargées. Comme il l'explique à la conférence donnée pour l'obtention du prix Nobel en 1927 [1], il place alors une source de rayons α au-dessus d'une chambre à brouillard qu'il vient juste de mettre au point. Dès les premiers essais, il voit des fils nuageux se former, permettant ainsi pour la première fois l'observation du passage de particules ionisantes (fig. 1.2).

L'étude des photographies de particules interagissant dans une chambre à brouillard et les améliorations successives qui lui sont apportées, en particulier celles de Blackett, prix Nobel en 1948 [2], ont permis un grand nombre d'avancées scientifiques parmi lesquelles on peut citer :

– la compréhension des radiations β ;

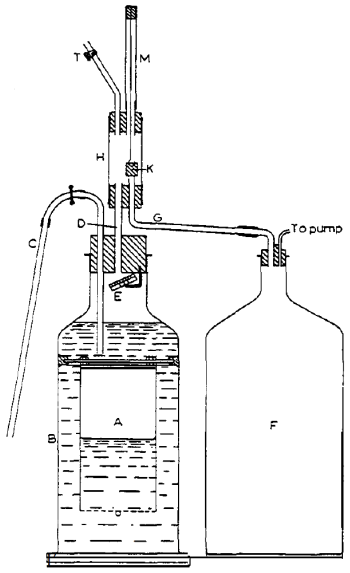


FIGURE 1.1 – Dispositif de chambre à brouillard utilisée en 1895 par Wilson lors de ses premières expériences [1].



FIGURE 1.2 – Une des toutes premières traces photographiées par Wilson dans une chambre à brouillard en 1911 [1].

- l'observation des phénomènes d'absorption des rayons X par les métaux puis d'éjection d'électrons ;

- la découverte des électrons Auger, des mésons, des muons...

En parallèle de la chambre de Wilson se développe également la méthode d'émulsion nucléaire. Cette technique, bien qu'ayant permis à Becquerel de découvrir la radioactivité dès 1896, ne fût utilisée à des fins de trajectographie que plusieurs dizaines d'années plus tard. Comme dans une chambre à brouillard, une particule traversant une plaque photographique ionise le milieu, composé dans ce cas de cristaux de bromure d'argent maintenus par une matrice de gélatine. Les cristaux ionisés sont ensuite transformés en argent métallique lors du développement tandis que le bromure d'argent non ionisé est éliminé par rinçage. Les grains d'argent métallique restant indiquent alors le passage d'une particule dans l'émulsion. Si les grains sont trop grands et se superposent, comme c'était le cas au début de la photographie, la détection de particules n'est pas possible. Grâce aux progrès de la technologie et des efforts d'industries privées, les cristaux deviennent plus fins, typiquement 0,25 µm de diamètre, et sont espacés de plusieurs fois leur diamètre. Le choix de la taille des cristaux, du type d'émulsion ou encore du temps de développement étaient quelques-uns des paramètres que l'utilisateur pouvait ajuster afin de détecter un type de particules dans la gamme d'énergie recherchée.
Une application importante est trouvée par Powell qui obtint le Prix Nobel de physique en 1950 pour la découverte du méson π^+, particule dont l'existence avait été prédite par Yukawa dès 1935 dans sa théorie des forces nucléaires. Pour découvrir le π^+, puis plus tard le π^-, Powell a envoyé des ballons à très haute altitude contenant des plaques photographiques. L'analyse de

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

ces plaques lui a permis d'étudier les particules et les interactions des rayons cosmiques (fig. 1.3).

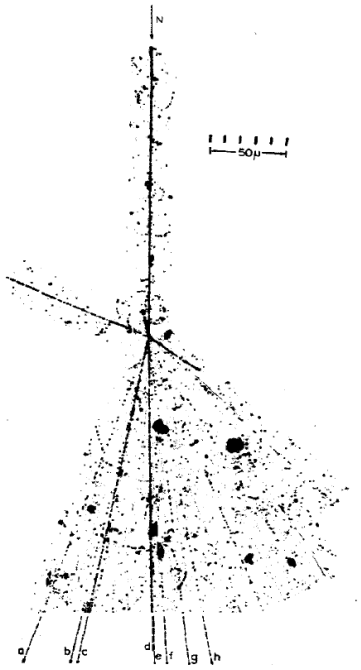


FIGURE 1.3 – Une des plaques photographiques obtenues par Powell grâce à l'envoi d'émulsions à très haute altitude [3].

Pendant plusieurs dizaines d'années, seules la chambre de Wilson et les émulsions nucléaires permettent d'étudier la trajectoire des particules, mais la découverte de phénomènes « étranges » [4] contraint les physiciens à mettre au point de nouvelles techniques.

1.1.2 Les chambres à bulles et à étincelles

En 1947, Butler et Rochester observent dans leur chambre à brouillard des traces en forme de V. Ces traces « étranges » suscitent la curiosité des scientifiques mais elles sont difficiles à étudier car elles nécessitent l'interaction de particules cosmiques dans une plaque métallique placée au-dessus de la chambre à brouillard. Glaser se demande alors comment créer un détecteur suffisamment dense dans lequel les événements étranges pourraient se produire et ainsi être observés plus directement [5]. Anticipant l'augmentation de flux de particules dans les synchrotrons à partir des années 50, il comprend également que ce nouveau détecteur doit avoir un taux de répétition de quelques secondes alors que celui des chambres à brouillard est de quelques minutes [6]. Sur ces critères il rejette l'utilisation de systèmes chimiques ou solides car il est alors difficile d'atteindre des taux de répétitions élevés. En revanche, il pense qu'un liquide chauffé dans un état métastable peut permettre la détection de particules. Il montre à cet effet que des bulles de vapeur se forment le long de la trajectoire de la particule si l'énergie minimale (W) déposée vérifie :

$$\frac{W}{2 \cdot r_c} \approx \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{\sigma(T)^2}{P(T)},$$

où r_c est le rayon initial de la goute de vapeur formée, σ la tension de surface à l'interface liquide-vapeur, P la pression de la vapeur et T la température.
Il place dans un bain d'huile chaude plusieurs tubes de Pyrex contenant du diethyl éther, la

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

pression à l'intérieur des tubes étant contrôlée par un piston. Le liquide choisi est connu pour ses relativement basses tension de surface, température et pression critique. Il est de plus peu cher et facile à obtenir sous forme très pure. Les premiers clichés sont convaincants (fig. 1.4) et permettent à Glaser de démontrer que les chambres à bulles sont un moyen d'observation des particules, ce qui lui vaut le Prix Nobel de physique en 1960.



FIGURE 1.4 – Photographie d'un rayon cosmique dans une chambre à bulles remplie d'éther diéthylique [5].

Grâce à l'utilisation d'autres liquides tels que le xénon ou l'hydrogène et à l'automatisation des systèmes de pression, les chambres à bulles permirent la découverte des courants électrofaibles qui confirmèrent la théorie du même nom.

A partir de la fin des années 40, le dernier détecteur de traces nécessitant l'examen visuel d'événements, la chambre à étincelles, est développé. En 1949, Keuffel observe qu'après le passage d'une particule cosmique une décharge apparaît entre deux plaques parallèles chargées. Mais les expériences de Keuffel passent inaperçues. Ce n'est que quatre ans plus tard que les premières photographies de décharges par Bella et Franzinetti sont publiées. Peu de temps après, en 1955, Hennings et Bagge conçoivent un détecteur équipé de plusieurs plaques parallèles afin de reconstruire la trace sur une plus grande distance. Deux problèmes majeurs restent cependant non résolus : l'élimination du bruit de fond, c'est-à-dire des décharges aléatoires, et la précision avec laquelle la position de la particule est déterminée. Cranshaw et de Beer trouvent la solution au premier problème en appliquant une courte impulsion en tension juste après le passage de la particule, réduisant ainsi considérablement le taux de décharges fortuites. L'impulsion est déclenchée par deux scintillateurs associés à des photomultiplicateurs placés au-dessus et en-dessous de la chambre. Le second problème est résolu en 1959 lorsque Fukui et Miyamoto montrent qu'en remplissant les chambres avec un gaz noble il est possible de reconstruire simultanément et avec précision plusieurs traces (fig. 1.5). Une des découvertes importantes permises par les chambres à étincelles est la mise en évidence de l'existence du lepton τ. Elles furent également utilisées en astronomie, par exemple dans le premier satellite dédié à l'étude des sources de rayon gamma (SAS 2).

À part quelques exceptions, ces détecteurs ne servent aujourd'hui que comme objets de dé-

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

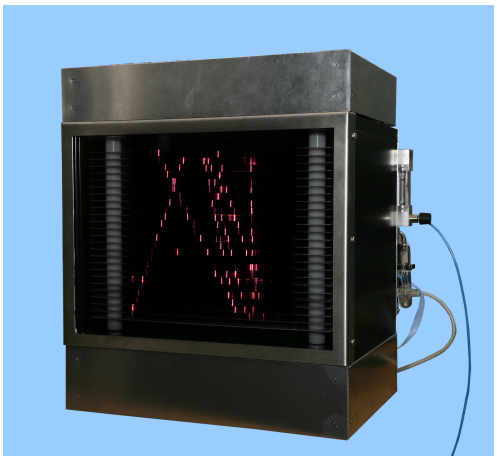


FIGURE 1.5 – Photographie d'une chambre à étincelles en fonctionnement (Université de Cambridge).

monstration. Les détecteurs à émulsion nucléaire sont encore utilisés comme dosimètres à neutrons pour le personnel travaillant à proximité de centrales nucléaires. Des plaques à émulsion sont présentes dans l'expérience OPERA au Gran Sasso pour détecter les résidus d'interactions des neutrinos avec du plomb [7]. Enfin, une chambre à brouillard est utilisée par l'expérience CLOUD [8] pour des études sur le climat. À la fin des années 60, grâce aux progrès de l'électronique et de l'informatique, ces instruments ont été peu à peu remplacés par des détecteurs plus rapides et plus précis.

1.1.3 Les trajectographes gazeux après 1965

L'histoire des trajectographes gazeux connectés à une électronique de lecture commence avec la mise au point par Charpak et son équipe de la chambre à fils. En 1967, lorsque Charpak commence ses travaux sur les chambres à fils, un grand nombre de physiciens cherche à augmenter la rapidité des chambres à étincelles mais tous se heurtent à l'impossibilité de déclencher des étincelles à un taux supérieur à 100 Hz. L'idée de ne plus être dans un régime de saturation où une étincelle se crée mais de choisir le gain de telle sorte que le dépôt d'énergie soit proportionnel au nombre d'ionisations apparaît alors (fig. 1.6).

Cette approche novatrice nécessite cependant l'ajout d'une électronique capable d'amplifier le faible signal lu sur l'électrode. Charpak qui a travaillé quelques années auparavant sur des chambres à un fil unique possède l'expérience nécessaire à la mise au point de la première chambre proportionnelle multifilaire, également appelée chambre à fils (fig. 1.7) pour laquelle il recevra le prix Nobel en 1992.

Lorsqu'une particule traverse une chambre à fils, elle ionise le gaz, les électrons, dits primaires, dérivent ensuite sous l'action d'un champ modéré vers le fil le plus proche. À proximité du fil le champ électrique, qui est en 1/r où r est la distance entre l'électron et le fil, devient de plus en plus élevé. Les électrons sont alors suffisamment accélérés pour que leur énergie leur permettent à leur tour d'ioniser le gaz. Ce phénomène d'amplification du nombre d'ionisations est appelé avalanche électronique. Si la tension entre les fils et la cathode est correctement choisie, l'avalanche ne conduit pas à la formation d'une étincelle. Ce type de détecteur présente différents avantages. D'une part, selon la configuration il est possible de collecter tous les ions en seulement 500 µs et la moitié du signal en 500 ns, ce qui est une nette amélioration par

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

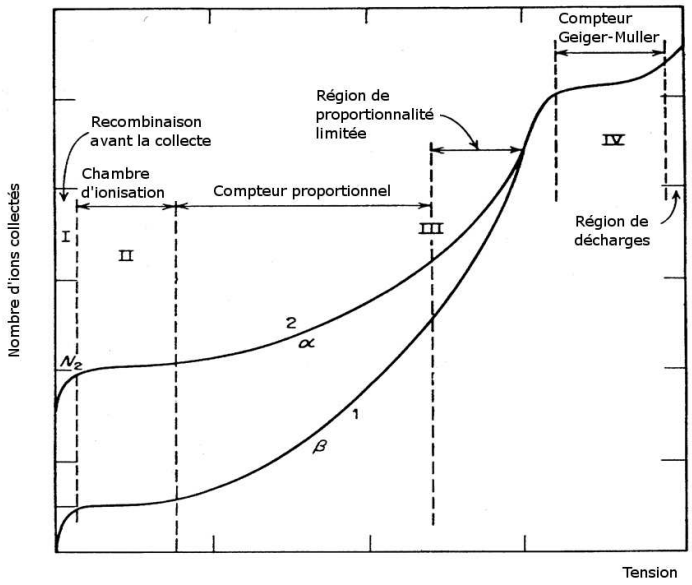


FIGURE 1.6 – Illustration des différents modes de fonctionnement d'un détecteur gazeux pour des rayonnements α et β.

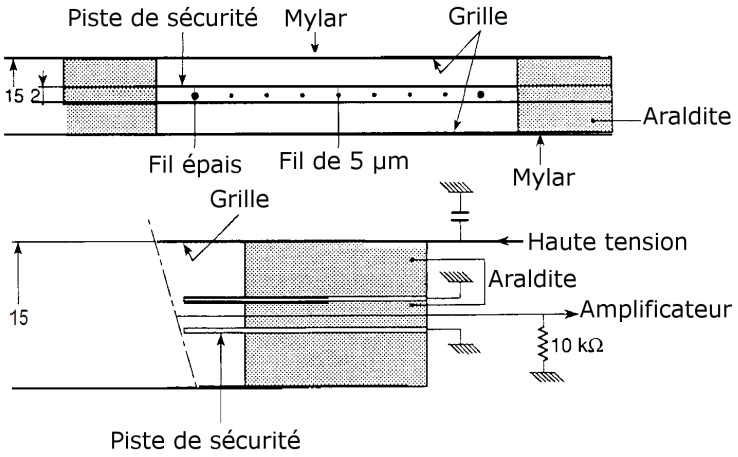


FIGURE 1.7 – Détails mécaniques d'une chambre à fils [9].

rapport aux chambres à étincelles limitées à 100 Hz. D'autre part la collecte du signal se faisant sur des voies d'électronique indépendantes, ces données sont rapidement numérisées pour pouvoir être traîtées par les codes d'analyses. Il n'est donc plus nécessaire d'étudier des millions de photographies pour en extraire les événements intéressants. Enfin, deux autres propriétés intrinsèques des chambres à fils complètent ses avantages : sa résolution spatiale de quelques centaines de microns et son déclenchement indépendant. Il est difficile de faire la liste des découvertes liées à l'invention des chambres à fils car aujourd'hui la majorité des expériences de physique des particules sont encore équipées de détecteurs reposant sur le même principe de fonctionnement.

Suite à cette invention et aux développements de l'électronique, un grand nombre d'idées émergent pour améliorer les dispositifs existants, par exemple les chambres à dérive [10] qui sont une extension des chambres à fils et qui utilisent le temps de propagation des électrons

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

pour déterminer la position de la particule. La mesure du temps de propagation est également un des éléments qui a permis le développement, d'un autre type de trajectographe gazeux, les chambres à projection temporelle [11]. La stabilité et la flexibilité des détecteurs gazeux ont ensuite été améliorées lorsque les fils ont été remplacés par des pistes ou pixels en cuivre. Ce type de détecteurs, regroupés sous le nom de *Micro-Pattern Gaseous Detector* (MPGD) est désormais très courant. Il en existe de nombreuses variantes tel que les chambres à micropistes (fig. 1.8), les chambres à plaques résistives [12], les GEMs et les Micromegas. Les Micromegas et les GEM sont présentés dans les parties suivantes.

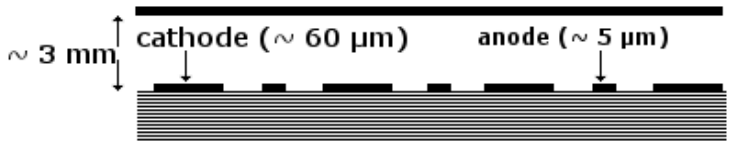


FIGURE 1.8 – Schéma d'une chambres à micropistes.

1.2 Le Micromegas

1.2.1 Fonctionnement

Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement d'un détecteur Micromegas (*MICRO MEsh GAseous Structure*) [13] repose sur l'idée de séparer l'espace d'ionisation de celui d'amplification où se produit l'avalanche électronique. Ceci pour capturer rapidement les ions créés lors de l'avalanche et ainsi réduire le temps mort du détecteur. Le passage des électrons d'un espace vers l'autre est alors assuré par une microgrille. L'espace d'ionisation ou de dérive est délimité par une cathode, appelée dérive et la microgrille qui joue le rôle d'anode. L'espace d'amplification est quant à lui délimité par des pistes ou des *pads* en cuivre et la microgrille placée à une centaine de microns de ces derniers (fig. 1.9).

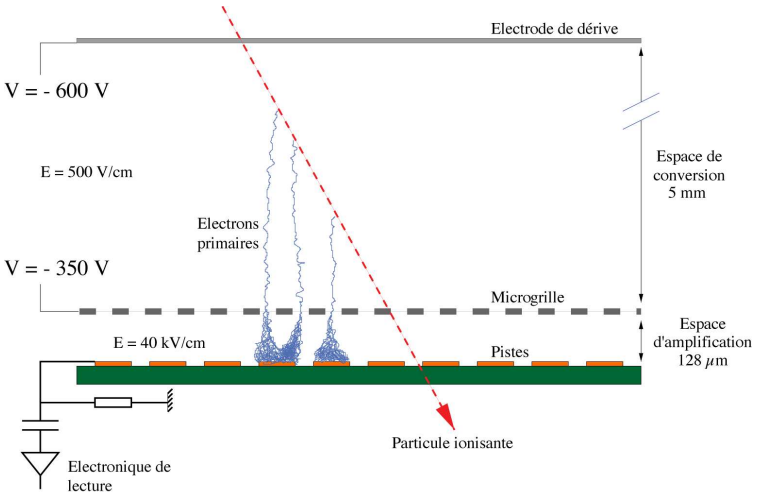


FIGURE 1.9 – Schéma d'un détecteur Micromegas standard.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Ainsi lorsqu'une particule passe dans le détecteur, elle interagit avec le gaz dans l'espace d'ionisation pour créer des paires électrons-ions. Sous l'action d'un champ électrique modéré les électrons dérivent vers la microgrille. Les champs de l'espace de dérive et d'amplification sont choisis de telle sorte que les électrons passent par les trous de la microgrille. Le champ d'amplification étant très élevé, une avalanche électronique se produit. Le signal induit est alors collecté par les pistes ou pixels de lecture. Pour un Micromegas dans des conditions standards, l'espace de dérive est de quelques millimètres et le champ de l'ordre de 1 kV/cm, celui d'amplification d'environ 40 kV/cm.

Fabrication

Pour la fabrication des tous premiers Micromegas des fils de pêche en nylon étaient tendus entre le PCB (*Printed Circuit Board*) et la microgrille afin d'assurer que la microgrille était à une distance constante de l'anode [1]. Cette technique, bien qu'ayant permis les première mesures avec un Micromegas, ne permet pas de contrôler assez précisément la distance entre la microgrille et le plan de lecture. La technologie « bulk » [14] a été mise au point pour résoudre ce problème. Avec cette méthode la microgrille est intégrée au circuit imprimé des électrodes de lecture, d'où le nom de « bulk ». Les étapes de la réalisation sont présentées dans la fig. 1.10.

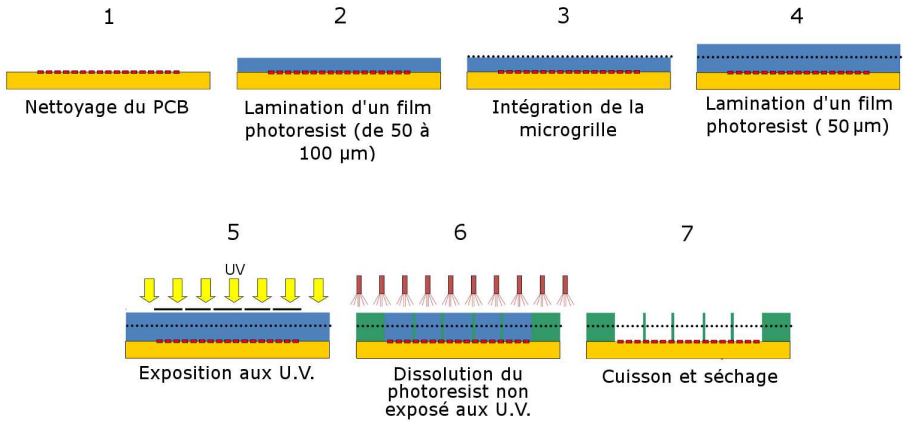


FIGURE 1.10 – Etapes de réalisations d'un Micromegas bulk.

Choix du mélange gazeux

Le gaz est un élément clef du détecteur puisque le nombre d'électrons primaires créés et le développement de l'avalanche en dépendent fortement. Le gaz le mieux adapté est celui dont l'affinité électronique est la plus faible afin d'éviter que les électrons créés lors de l'ionisation ne soient capturés par les molécules du gaz (phénomène d'attachement). C'est pour cette raison que les gaz nobles sont généralement utilisés dans les Micromegas, une avalanche électronique peut ainsi être générée à des champs électriques assez faibles. Néanmoins lorsqu'un gaz noble est utilisé seul, le nombre d'électrons peut diverger rapidement. En effet, lors de l'avalanche des atomes excités sont produits, leur retour à l'état fondamental s'accompagne de l'émission de photons dont l'énergie est supérieure au potentiel d'ionisation du métal constituant la cathode. Ces derniers en interagissant avec la cathode créent alors des photoélectrons qui initient des

1. Les fils de pêche avaient l'avantage d'être facilement disponibles et très bien calibrés.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

avalanches secondaires. Pour éviter ce phénomène, un autre gaz, appelé modérateur, *quencher* en anglais, est mélangé au premier. Ce sont généralement des gaz contenant des molécules plus complexes (méthane, propane, isobutane...) qui peuvent absorber les photons grâce à un grand nombre de niveaux d'excitation vibrationnels et rotationnels. Après l'absorption des photons par ces molécules, la désexcitation s'effectue par relaxation (mouvement thermique) répartie entre les différentes molécules.

Formation du signal sur les pistes

Le signal se forme par le mouvement des électrons jusqu'aux pistes et celui des ions jusqu'à la grille. Lorsque le rapport des champs entre les zone d'amplification et d'ionisation est favorable (E_{ampl}/E_{der}>60), la majorité des ions est capturée par la grille et ne dérive pas dans l'espace de conversion. Le temps de collecte des ions est donc généralement de l'ordre d'une centaine de nanosecondes, quand celui des électrons n'est que de quelques nanosecondes, selon le mélange gazeux utilisé et les tensions appliquées. Les électrons étant en grande majorité créés à proximité des éléments de lecture, leur contribution au signal total collecté par les pistes représente seulement 15 % (fig. 1.11).

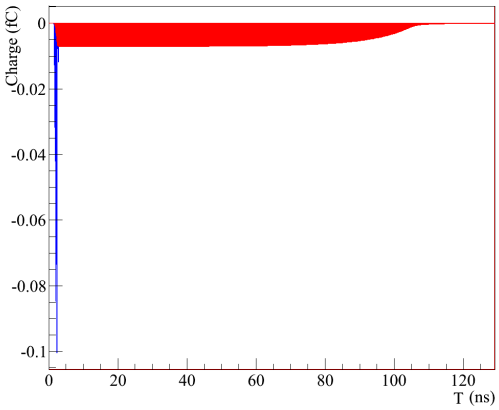


FIGURE 1.11 – Signal induit sur l'électrode de lecture d'un détecteur Micromegas en fonction du temps (simulation). La courbe en bleu représente le signal induit par les électrons et celle en rouge par les ions.

Le temps d'intégration du signal T_{int}, ou *shaping time* en anglais, est le temps choisi tel qu'un signal suffisant est collecté pour être identifié comme celui dû au passage d'une particule. Il est possible à partir de T_{int} d'évaluer le taux d'occupation maximal par piste, τ_{piste} :

$$\tau_{piste} = \Phi \times T_{int} \times < P_{eve} > / P_{tot},$$

où Φ est le flux total de particules incidentes (supposé homogène sur le détecteur), $< P_{eve} >$, le nombre moyen de pistes touchées par particule incidente et P_{tot} le nombre total de pistes du détecteur.

En plus du temps d'intégration et du flux de particules par pistes, on remarque que le nombre de pistes touchées par événement est un paramètre important du temps mort. En effet, en doublant le nombre de pistes total du détecteur, le temps mort par piste est diminué de moitié seulement si $< P_{eve} >$ reste constant.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

La feuille de GEM

Un détecteur GEM [15] (*Gas Electron Multiplier*) étant un trajectographe dont le fonctionnement est très similaire à celui du Micromegas, nous présentons ici les caractéristiques principales de ce type de détecteur. Pour un détecteur GEM tout se passe comme si l'amplification avait lieu dans la microgrille. En effet, une feuille de GEM est composée d'une couche de kapton résistif de quelques dizaine de micromètres dont chaque face est couverte par une fine couche de cuivre. Des trous régulièrement espacés de 30 à 50 micromètres de diamètre sont percés dans toutes les couches. L'application d'un champ intense entre les deux faces entraîne ainsi une avalanche électronique dans les trous de la feuille de GEM. Le détecteur se décompose donc en trois zones. Une zone d'ionisation entre la dérive et le haut de la feuille de GEM, une zone d'amplification entre les deux faces de la GEM, puis une zone de transfert entre la feuille de GEM et le PCB (fig. 1.13).

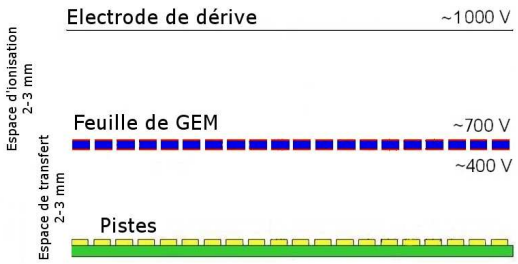


FIGURE 1.12 – Schéma de principe d'un détecteur GEM.

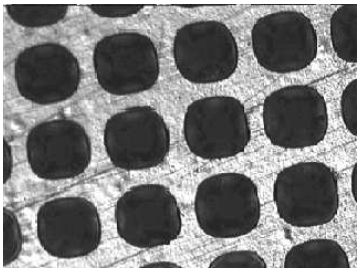


FIGURE 1.13 – Vue au microscope d'une feuille de GEM.

Dans un détecteur GEM la dérive transverse des électrons est plus importante que dans un Micromegas ce qui réduit la probabilité de décharges. Toutefois, pour obtenir un signal d'intensité comparable plusieurs feuilles de GEM doivent être utilisées successivement, généralement trois, d'où un encombrement supérieur et un fonctionnement plus complexe.

1.2.2 Gain et transparence d'un Micromegas

Définition du gain

Le gain de l'espace d'amplification G_{ampl} est défini comme le nombre d'électrons collectés par l'électronique divisé par le nombre d'électrons qui traversent la microgrille. Il s'exprime en fonction du libre parcours moyen entre deux collisions ionisantes, $1/\alpha$, où α est le premier coefficient de Townsend [16] qui dépend du champ électrique et du mélange gazeux.

L'accroissement dn du nombre d'électrons n pour une distance parcourue dx s'écrit : $dn = n\alpha(E)dx$. Le nombre total d'électrons à la fin de l'avalanche s'obtient alors en intégrant cette formule sur la distance d entre la microgrille et les pistes. Le champ d'amplification d'un Micromegas étant constant on obtient :

$$G_{ampl} = e^{\alpha d} \tag{1.1}$$

Le gain total du détecteur G_{tot} qui est le rapport entre le nombre total d'électrons collectés par l'électronique et le nombre d'électrons primaires libérés par le passage de la particule s'exprime comme :

$$G_{tot} \hat{=} \frac{n_{tot}}{n_{prim}} = Tr \times G_{ampl} \times (1 - A), \tag{1.2}$$

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

où Tr est la transparence électronique de la microgrille et A est la probabilité qu'un électron créé dans l'espace d'ionisation soit absorbé par le gaz. Le champ de l'espace d'ionisation est généralement choisi pour que $A = 0$, la détermination du gain de la microgrille et de la transparence sont donc deux éléments essentiels pour la caractérisation d'un Micromegas.

Mesure du gain

La première étape de la détermination du gain d'un détecteur est la calibration de la chaîne de lecture elle-même. Le but étant de déterminer le coefficient de proportionnalité entre la charge collectée en entrée et le signal de sortie. Pour cela, un générateur de tension branché à l'entrée d'un condensateur de capacité C parfaitement connue joue le rôle du détecteur. La sortie du condensateur est connectée à la chaîne de lecture qui se compose de trois éléments successifs. Le premier composant est un préamplificateur dont le but est d'amplifier et de mettre en forme le faible signal électronique en sortie du détecteur. Un second étage d'amplification est connecté à sa sortie afin que le signal puisse être envoyé à un MCA (Multi Channel Analyser) qui convertit linéairement la charge qu'il reçoit en un signal numérique (fig. 1.14).

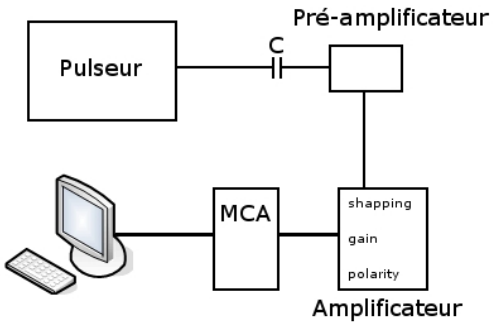


FIGURE 1.14 – Schéma du montage utilisé pour la calibration de la chaîne de lecture d'un détecteur.

La valeur lue en sortie du MCA, A_{MCA} vérifie :

$$A_{MCA} = K \cdot Q = K \cdot C \cdot U, \tag{1.3}$$

où K est la constante de calibration de la chaîne et Q la charge du condensateur.

Une fois la chaîne d'acquistion calibrée, le gain du détecteur est mesuré. Le montage utilisé est identique à celui de la calibration à la différence que le condensateur est remplacé par le détecteur et le générateur par une source radioactive qui crée des charges dans le détecteur. Nous avons généralement utilisé une source de ^{55}Fe placée approximativement 1 cm au-dessus de la dérive. Cette source émet des rayons X de 5,9 keV qui génèrent en moyenne 225 électrons primaires dans un gaz composé de 95 % d'argon et de 5 % d'isobutane lorsque l'espace d'amplification de 5 mm. Un exemple de signal obtenu est présenté dans la fig. 1.15.

La distribution de la charge présente deux pics, le plus petit est appelé pic d'échappé et s'explique par les modes d'absorption des photons par les molécules du gaz principal. En effet, lorsqu'un photon d'énergie supérieure à l'énergie d'ionisation du gaz est absorbée par un atome, un électron est éjecté par effet photo-électrique. Le cortège électronique se réorganise alors. Par exemple dans l'argon la réorganisation entraîne l'émission d'un deuxième électron dans 85 % des cas, la totalité de l'énergie du photon est ainsi convertie en paires électron-ion. Dans les 15 % restants, la réorganisation donne lieu à l'émission d'un photon de 2,9 keV dont la probabilité

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

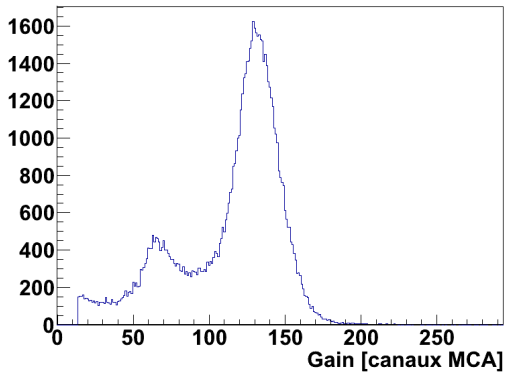


FIGURE 1.15 – Exemple de distribution d'amplitude d'un Micromegas pour une source de ^{55}Fe à la sortie d'un MCA pour un mélange argon-isobutane à 5 % dans des conditions standards d'utilisation.

d'interaction avec le gaz est très négligeable, d'où la présence du pic de plus faible amplitude. La courbe de la valeur moyenne du pic de plus grande amplitude (multipliée par la constante de calibration) en fonction de la tension de la grille est appelée courbe de gain (fig. 1.16).

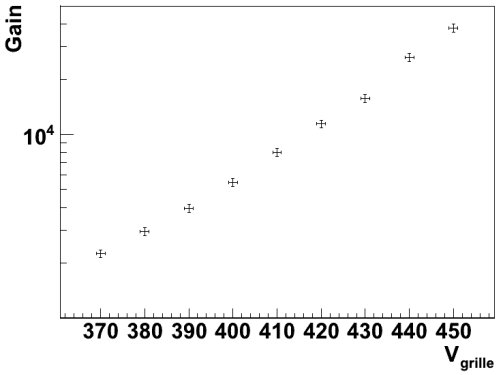


FIGURE 1.16 – Courbe de gain pour un Micromegas bulk standard dans un mélange d'argon-isobutane à 5%.

Résolution en énergie

La largeur du pic principal divisée par sa valeur moyenne est définie comme étant la résolution en énergie du détecteur. Pour les rayons X de 5,9 keV et pour un mélange d'argon-isobutane à 5%, elle est généralement d'environ 10%. Une résolution plus grande indique souvent un problème lors de la fabrication du détecteur ou une mauvaise circulation du gaz car dans ce cas le nombre de paires électrons-ions créées fluctue d'avantage d'un événement à l'autre. La résolution en énergie du détecteur est limitée par les fluctuations du nombre de particules primaires crées dans l'espace de dérive et les fluctuations du gain.
Les fluctuations du nombre de primaires N_0 dépendent du gaz et de l'énergie de la particule. Elles sont généralement caractérisées par le facteur de Fano F [17, 18], qui vérifie lorsque les électrons primaires sont produits dans le gaz :

$$\left(\frac{\sigma_0}{N_0}\right)^2 = \frac{F}{N_0}, \tag{1.4}$$

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

où $\overline{N_0}$ est le nombre moyen de primaires créés dans l'espace de dérive, et σ_0 l'écart-type des fluctuations associées.

La distribution du gain pour un électron unique d'un Micromegas suit généralement une loi de Polya dont le paramètre θ dépend du rapport du champ d'amplification sur la pression dans le détecteur, des caractéristiques du gaz et de la géométrie du détecteur. La variation relative du gain f, est reliée à θ [19] :

$$\left(\frac{\sigma_G}{\overline{G}}\right)^2 = f = \frac{1}{1+\theta}, \tag{1.5}$$

où $\overline{G}$ est le gain moyen et σ_G l'écart-type des fluctuations associées.
Dans le cas d'une particule déposant toute son énergie dans le détecteur (γ de 5,9 keV émis par une source de ^{55}Fe par exemple), le nombre moyen de paires électrons-ions créées peut être évalué par $\overline{N_0} = E/W$, où E est l'énergie de la particule et W l'énergie moyenne nécessaire pour créer un électron qui n'est pas réabsorbée par le gaz.

Hors, d'après [20], si le gain est élevé et le bruit faible, la résolution relative en énergie $\sigma_Q/\overline{Q}$ peut s'exprimer par :

$$\left(\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}}\right)^2 = \left(\frac{f}{\overline{N_0}}\right) + \left(\frac{\sigma_0}{\overline{N_0}}\right)^2. \tag{1.6}$$

En combinant, 1.6 avec 1.4 et 1.5, on obtient alors :

$$\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}} = \sqrt{(f+F)\frac{W}{E}}. \tag{1.7}$$

Par exemple, pour un γ de 5,9 keV absorbé dans un mélange d'argon-isobutane à 5 %,
$W = 25,1$ eV. En se basant alors sur les mesures présentées dans la ref. [20], $F = 0,20$ et $\theta = 2,2$ soit $f = 0,3$, on obtient :

$$\frac{\sigma_Q}{\overline{Q}} = 4\ \%. \tag{1.8}$$

Cette résolution est bien meilleure que ce qui est en pratique mesuré avec un Micromegas standard dont la résolution en source de fer est plutôt autour de 10-15 %. La résolution en énergie est dégradée par les inhomogénéités du détecteur, mais également par les photons créés lors de l'avalanche qui induisent des avalanches secondaires et modifient ainsi la charge totale collectée.

Transparence électronique

Le montage utilisé pour déterminer le gain et la résolution en énergie sert également à étudier la transparence électronique du détecteur. Cette dernière est définie comme la probabilité, exprimée en pourcentages, qu'un électron traverse la grille. En supposant que la transparence maximale est de 100% (comme le montre les calculs effectués dans la référence [13]), elle s'exprime également comme le rapport du gain mesuré dans des conditions données sur le gain maximal mesuré :

$$Tr \hat{=} \frac{n_{trav}}{n_{tot}} = \frac{G}{G_{max}}. \tag{1.9}$$

Elle est liée à la forme des lignes de champs aux abords de la microgrille (fig. 1.17), déterminée par des champs d'amplification et de dérive.

La mesure de la transparence est réalisée avec un champ d'amplification constant. Lorsque le champ de l'espace d'ionisation est élevé donc le rapport champ d'amplification sur champ de dérive faible, un grand nombre d'électrons sont capturés par la grille. En diminuant le champ de

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

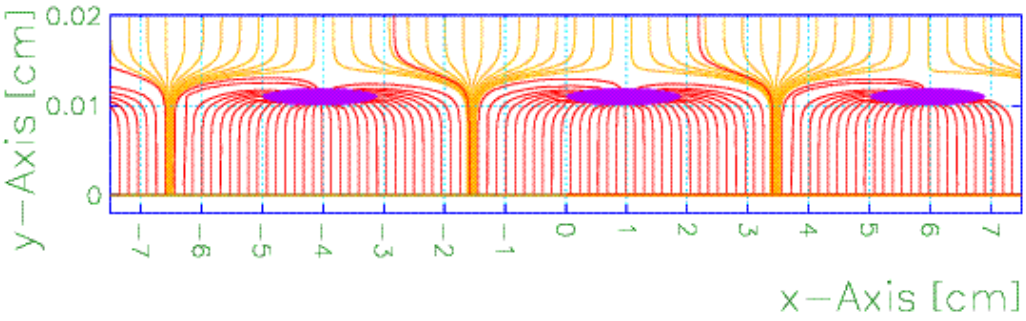


FIGURE 1.17 – Lignes de champs aux abords de la microgrille d'un Micromegas.

dérive, la transparence augmente jusqu'à atteindre un plateau pour lequel la transparence est maximale. Si le champ de dérive est encore diminué, les électrons produits lors de l'ionisation se recombinent avec d'autres atomes du gaz, la transparence semble donc diminuer mais ceci est un artefact dû au fait que le nombre d'électrons atteignant la grille décroit (fig. 1.18).

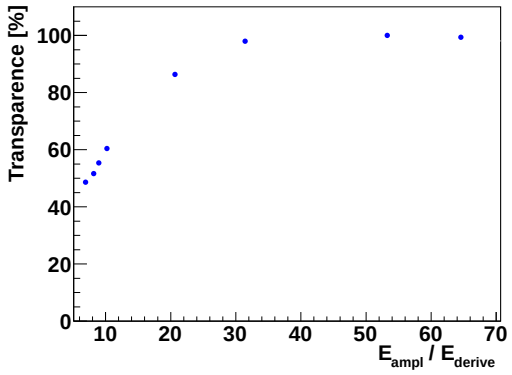


FIGURE 1.18 – Transparence électronique d'un Micromegas standard en fonction du rapport des champs d'amplification et de dérive. Le gaz est de l'argon-isobutane à 5%.

Le rapport des champs est choisi pour que la transparence soit maximale et le transport des électrons le plus rapide possible, on se place donc au début du plateau qui est généralement compris entre 60 et 80.

1.2.3 Efficacité

Par définition, l'efficacité est le rapport entre le nombre de particules ayant produit un signal dans le détecteur et le nombre de particules l'ayant traversé. Cette valeur est généralement mesurée avec des rayons cosmiques ou en faisceau. Le dispositif expérimental à mettre en œuvre dans les deux cas se compose au minimum de deux scintillateurs de référence entre lesquels est placé le détecteur à tester (fig. 1.19). Lorsqu'une particule est détectée en coïncidence dans les scintillateurs, on vérifie si le détecteur testé a également détecté le passage d'une particule.

L'analyse des données permet ensuite de déterminer le nombre de particules reconstruites par le détecteur en fonction du nombre de coïncidences dans les scintillateurs. La courbe d'efficacité permet également de choisir la tension de grille la plus adaptée (fig. 1.20). Lorsque la tension est basse, le gain est insuffisant pour que toutes les particules déposent assez d'énergie pour passer au-dessus du seuil de détection. En augmentant la tension de la grille, l'efficacité augmente jusqu'à atteindre un plateau où toutes les particules incidentes sont détectées. Elle

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

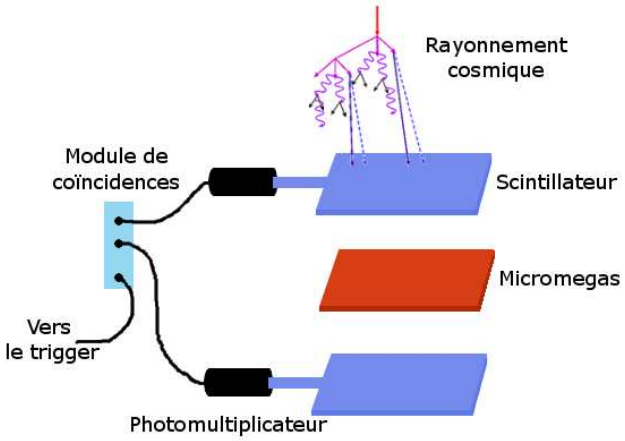


FIGURE 1.19 – Schéma de principe d'un banc cosmique.

redescend ensuite à cause du temps mort dû aux décharges (voir section 1.2.5). La tension choisie est celle correspondant au début du plateau afin d'avoir une efficacité optimale et d'éviter les décharges.

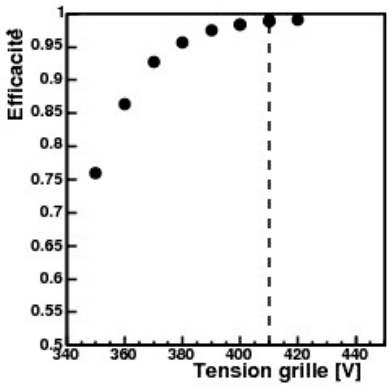


FIGURE 1.20 – Exemple de courbe d'efficacité pour un détecteur Micromegas bulk standard.

1.2.4 Résolution spatiale et résolution temporelle

Résolution spatiale

La mesure de la résolution spatiale nécessite l'utilisation d'un banc cosmique un peu plus complexe puisqu'il faut également au minimum deux détecteurs de position. La différence entre la position obtenue par les détecteurs de référence et celle obtenue par le détecteur testé est appelée résidu spatial. La résolution spatiale est alors définie comme la largeur de la distribution des résidus obtenus pour un grand nombre d'événements corrigée de l'incertitude sur la trace de référence. Lorsqu'une seule piste est touchée, la résolution est donnée par : $pas/\sqrt{12}$, où le *pas* est la distance entre le centre de deux pistes consécutives. Dans ce cas, pour un pas de 360 µm, la résolution attendue est de 90 µm.

Lorsqu'un signal est lu sur deux ou trois pistes, la position est définie comme le centre des pistes touchées pondérée par la charge collectée. La résolution spatiale ainsi obtenue est meilleure que $pas/\sqrt{12}$, les Micromegas de COMPASS ont par exemple des résolutions de 70 µm

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

pour un pas de 360 µm. Si la diffusion dans le gaz est trop élevée, la résolution est dégradée à cause de la dispersion.

Pour améliorer la résolution spatiale, l'utilisateur peut donc adapter le pas du détecteur mais il est également possible de modifier la diffusion transverse des électrons dans l'espace de dérive. Cette dernière dépend du mélange gazeux, de la hauteur de l'espace de dérive et du champ appliqué entre la microgrille et la dérive. Au temps t, les électrons se distribuent spatialement suivant une gaussienne de largeur : $\sigma = \sqrt{2Dt}$ où D est le coefficient de diffusion. Pour les gaz dont la section efficace de diffusion élastique est importante (CO_2, NH_3 ou iC_4H_{10}), le coefficient de diffusion ne dépend pas du champ électrique et l'équation de Nernst-Townsend relie D à la vitesse des électrons et au champ électrique :

$$D \times E/v = kT/e \text{ soit } \sigma = \sqrt{2kTx/eE},$$

où T est la température du gaz, E le champ électrique, k la constante de Boltzmann et e la charge élémentaire. Par exemple, avec un champ de 1 kV/cm et à température ambiante, $\sigma \approx 100$ µm/$\sqrt{\text{cm}}$.

Pour les gaz dont le coefficient de diffusion dépend de E, l'argon par exemple, σ atteint 1 ou 2 mm/$\sqrt{\text{cm}}$ avec un champ de 1 kV/cm.

Résolution temporelle

La résolution temporelle est importante car elle permet de supprimer une partie du bruit de fond en ne conservant que les particules présentes dans une certaine fenêtre en temps. Les méthodes de détermination de la résolution temporelle varient d'une expérience à l'autre mais reposent toutes sur le même principe : la comparaison entre l'instant t_{det} où la particule est détectée et celui du déclenchement de l'enregistrement t_{trig} (*trigger* en anglais). Si le signal est échantillonné, t_{det} peut être choisi comme étant l'instant où le signal collecté est maximum ou dépasse un certain seuil ou encore comme une pondération de ces deux valeurs. La résolution temporelle est alors définie comme l'écart-type (σ) de la distribution gaussienne des $t_{det} - t_{trig}$. Les Micromegas ont typiquement une résolution temporelle d'une dizaine de nanosecondes (fig. 1.21).

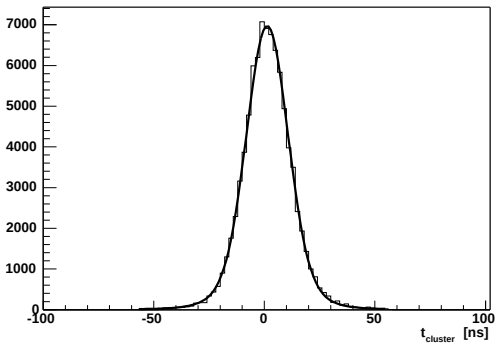


FIGURE 1.21 – Distribution du temps de passage pour un détecteur Micromegas installé à COMPASS [21]. La résolution mesurée est de 9,5 ns.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

1.2.5 Les décharges

La tension maximale applicable à la microgrille est limitée par le phénomène de décharge. Une décharge ou claquage est un arc électrique (donc un court-circuit) entre la microgrille et les pistes. Il se produit généralement lorsque le champ électrique entre la microgrille et les pistes atteint une certaine valeur, appelée champ disruptif. La loi de Paschen [22], énoncée par le physicien du même nom, relie la pression p, la distance d entre les électrodes et la tension de décharge V_{dech} :

$$V_{dech} = \frac{Bpd}{C + ln(pd)}, \tag{1.10}$$

$$C = ln\Big(\frac{A}{ln(1+\frac{1}{\gamma})}\Big),$$

où A et B sont des constantes mesurées expérimentalement. A s'exprime en Torr$^{-1}\cdot$ cm^{-1} et B en V $\cdot$ Torr$^{-1}\cdot$ cm^{-1} et γ est le second coefficient de Townsend qui dépend de la nature des électrodes. Des décharges peuvent également être produites lors du passage d'une particule dans le détecteur, même si le champ d'amplification est plus faible que le champ disruptif. Raether a montré que si le nombre d'électrons créés lors de l'amplification dépasse $N_{electrons} \approx 10^6 - 10^7$ un claquage se produit [23]. La valeur exacte dépend de plusieurs paramètres, les plus importants étant la densité du nuage d'électrons primaires, la géométrie du détecteur et la diffusion transverse pour le gaz et les champs électriques considérés [24].

Lors de la décharge, la tension de la grille diminue et celle des pistes augmente jusqu'à ce que les deux soient suffisamment proches pour que le court-circuit s'interrompe. Pendant ce temps, l'efficacité du détecteur est réduite et ne revient à sa valeur nominale que lorsque la tension de grille revient aussi à sa valeur nominale, ce qui peut prendre quelques dizaines de ms (fig. 1.22). De plus, les décharges, si elles sont trop régulières ou sont d'intensité trop élevée, peuvent endommager physiquement les éléments du détecteur. Il est donc important de limiter leur nombre afin de conserver une bonne efficacité et un détecteur en bon état. Le nombre de décharges est généralement limité en baissant la tension de la microgrille.

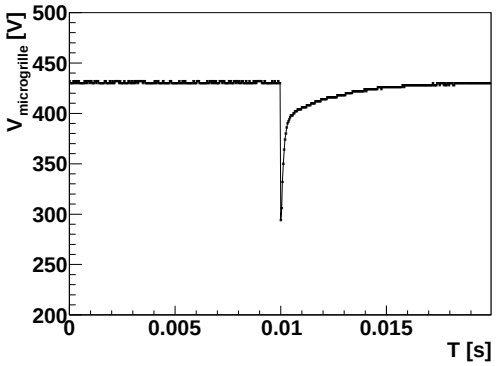


FIGURE 1.22 – Tension de la microgrille en fonction du temps lors d'une décharge.

Ces éléments montrent que le choix des paramètres d'un Micromegas sont souvent un compromis entre le gain, les résolutions en énergie, temporelles et spatiales, l'efficacité et le nombre de décharges toléré. Un gain élevé assure par exemple une bonne efficacité mais augmente le risque de décharges. Un champ de dérive élevé augmente la vitesse moyenne des électrons et

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

ainsi améliore les résolutions spatiale et temporelle mais ceci peut être au détriment de la transparence de la microgrille ce qui réduit donc l'efficacité. La sélection de ces paramètres dépend donc de chaque expérience.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 2

La structure du nucléon et l'expérience CLAS12

Le spectromètre CLAS12 au Jefferson Laboratory sera situé dans le même hall que le spectromètre CLAS dont il est la suite. Ils ont tous les deux pour objectif principal l'étude de la structure du nucléon. Toutefois, grâce à la montée en énergie de l'accélérateur, CLAS12 fonctionnera avec un faisceau d'électrons de 11 GeV, alors que CLAS a acquis des données jusqu'en 2012 avec un faisceau de 5 GeV. La montée en énergie permettra d'atteindre de nouvelles frontières dans le cadre général de la Chromo dynamique quantique (QCD), en investiguant plus finement la structure des nucléons et le confinement des quarks. En particulier, la comparaison des résultats à différentes énergies aboutira alors à une meilleure compréhension des corrélations qui existent entre l'impulsion et la position des quarks. Ces corrélations sont décrites par les distributions de partons généralisées (GPD), introduites dans les années 90. Dans ce chapitre, l'évolution du formalisme utilisé pour comprendre la structure du nucléon est décrite. Nous présentons ensuite les instruments mis en place dans CLAS12 pour prendre en compte l'augmentation en énergie du faisceau d'électrons. La dernière partie porte sur les détecteurs Micromegas que le groupe de Saclay doit développer pour CLAS12.

2.1 La structure du nucléon

Cette partie présente les étapes successives qui ont abouti à la connaissance actuelle que nous avons de la structure du nucléon. Les éléments décrits sont souvent résumés, un complément d'informations se trouve en référence [25].

2.1.1 Diffusion élastique et facteurs de forme

Les premières expériences pour comprendre la structure du nucléon sont conduites par Hofstadter à Stanford au milieu des années 50 [26, 27]. Il étudie la diffusion élastique électron-proton (fig. 2.1) afin d'obtenir des renseignements sur la distribution des charges dans les nucléons. Rosenbluth a en effet calculé que si le proton n'est pas ponctuel, la section efficace σ de la diffusion élastique d'un électron sur un proton peut s'exprimer en fonction de deux fonctions F_1 et F_2 appelées respectivement facteur de forme de Dirac et de Pauli. On définit alors G_E^p et G_M^p les facteurs de forme électrique et magnétique du proton par :

$$G_E^p = F_1 - \tau F_2, \tag{2.1}$$

$$G_M^p = F_1 + F_2, \tag{2.2}$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_p^2} = \frac{1}{4M_p^2} \times \frac{4E^2 \sin^2(\theta_e/2)}{1 + 2(E/M)\sin^2(\theta_e/2)},$$

où E est l'énergie de l'électron incident et θ_e son angle de diffusion, Q^2 est l'opposée du carré du vecteur quadri-impulsion du photon, elle est appelée virtualité du photon. La section efficace de la diffusion élastique d'un électron sur un proton s'écrit sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Mott}(E,\theta_e)}{d\Omega} \times \left[\frac{{G_E^p}^2 + \tau {G_M^p}^2}{1+\tau} + 2\tau {G_M^p}^2 \tan^2(\frac{\theta_e}{2})\right], \tag{2.3}$$

où $\sigma_{Mott}(E,\theta_e)$ est la section efficace de diffusion élastique d'un électron sur un proton lorsque celui-ci est considéré ponctuel.

G_E^p et G_M^p résultent de la prise en compte de l'extension spatiale du proton, leur détermination est donc importante pour la compréhension de sa structure interne.

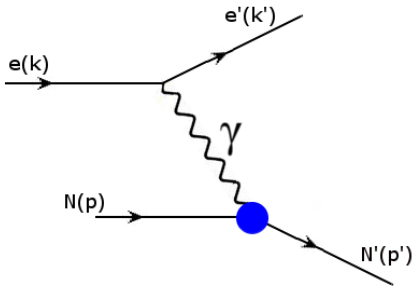


FIGURE 2.1 – Diagramme de Feynman de la diffusion élastique d'un lepton sur un nucléon dans l'approximation de l'échange d'un seul photon. Les quadri-vecteurs k, k', p et p' sont respectivement ceux des leptons incident et diffusé, des nucléons cible et de recul.

La méthode dite de Rosenbluth permet de déterminer les deux facteurs de forme séparément en écrivant la formule 2.3 de la façon suivante :

$$\sigma_{red} = \frac{\epsilon(1+\tau)}{\sigma_{Mott}}\frac{d\sigma}{d\Omega} = \epsilon {G_E^p}^2 + \tau {G_M^p}^2, \tag{2.4}$$

$$\epsilon = [1 + 2(1+\tau)\tan^2(\theta_e/2)].$$

En traçant alors σ_{red} en fonction de ϵ, les points sont alignés sur une droite dont l'intersection avec l'axe des ordonnées donne $\tau {G_M^p}^2$ et la pente ${G_E^p}^2$ (fig. 2.2). Bien qu'ayant abouti à un grand nombre de résultats, l'inconvénient de ce calcul est que lorsque l'énergie transférée au photon Q^2 est importante, la contribution du facteur de forme électrique à la section efficace devient très petite (de l'ordre de l'incertitude sur la mesure) car la partie magnétique est amplifiée par le facteur cinématique τ [28].

Akhiezer et Rekalo [30] ont alors proposé une méthode plus précise qui consiste à mesurer la polarisation du proton de recul. En effet, en notant pour le spin du proton P_l et P_t les composantes longitudinale et transverse à $\vec{k'}$ dans le plan $(\vec{k'}, \vec{p'})$, on a :

$$P_t = -\frac{2}{I_0}\sqrt{\tau(1+\tau)}G_M^p G_E^p \tan(\frac{\theta_e}{2}), \quad P_l = \frac{1}{I_0}\frac{E+E'}{M_p}\sqrt{\tau(1+\tau)}{G_M^p}^2 \tan^2(\frac{\theta_e}{2}), \tag{2.5}$$

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

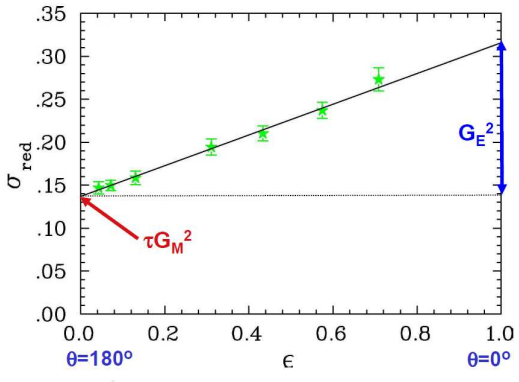


FIGURE 2.2 – Illustration de la méthode de Rosenbluth pour extraire les facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon [29].

avec $I_0 = {G_E^p}^2 + {G_M^p}^2 \tau[1 + 2(1+\tau)\tan^2(\theta_e/2)]$

Après quelques calculs on obtient :

$$\frac{G_E^p}{G_M^p} = -\frac{P_t}{P_l}\frac{E+E'}{2M_p}\tan(\frac{\theta_e}{2}). \tag{2.6}$$

Les résultats de l'époque montraient un fort désaccord entre les mesures obtenues par la méthode de Rosenbluth et les mesures polarisées (fig. 2.3). Ces différences ont fait l'objet de nombreuses études, Guichon et Vanderhagen expliquant cette différence par la présence dans la mesure d'un processus d'échange de deux photons [31] (fig. 2.4) qui contaminerait le calcul de la section efficace. Dès lors, une activité expérimentale et théorique importante se met en place afin de comprendre les effets du processus d'échange de deux photons [32] - [35].

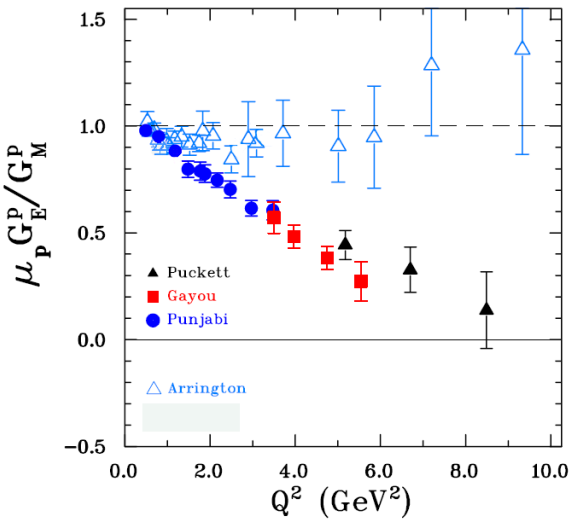


FIGURE 2.3 – Rapport $\mu_p G_E^p/G_M^p$ à partir des expériences « polarisées » du Jefferson Laboratory et de MIT-Bates (symboles pleins) et d'une analyse globale des données obtenues par la méthode de Rosenbluth [37] (triangles bleus). $\mu_p = 1,411 \cdot 10^{-26}$ J $\cdot$ T^{-1} est le moment magnétique du proton.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

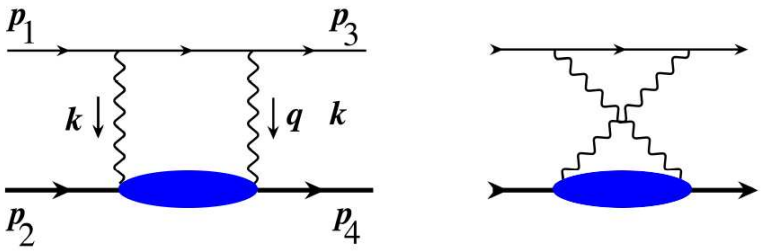


FIGURE 2.4 – Diagramme de Feynman de la réaction d'échange de deux photons entre l'électron et le nucléon.

Résultats

Dès les première expériences et en supposant $\mu_p G_E^p/G_M^p \approx 1$, McAllister et Hofstadter ont donné en 1956 la première estimation du rayon du proton : 0,7 fm [36]. Mais une des conclusions de ces études est justement que le rapport des facteurs de forme s'éloigne de l'unité lorsque l'énergie transférée au photon augmente (fig. 2.3). Les deux facteurs de forme doivent donc être distingués afin d'obtenir les distributions de charge du proton et du neutron. Dans ce cas, il est possible en première approximation de considérer les facteurs de forme comme la transformée de Fourier, dans un référentiel choisi, des distributions spatiales de charge électrique et magnétique du nucléon. En réalité, des effets nucléaires et de recul du photon lors de l'interaction doivent également être pris en compte. Les valeurs des distributions de charges obtenues dépendent alors du modèle de noyau (fig. 2.5).

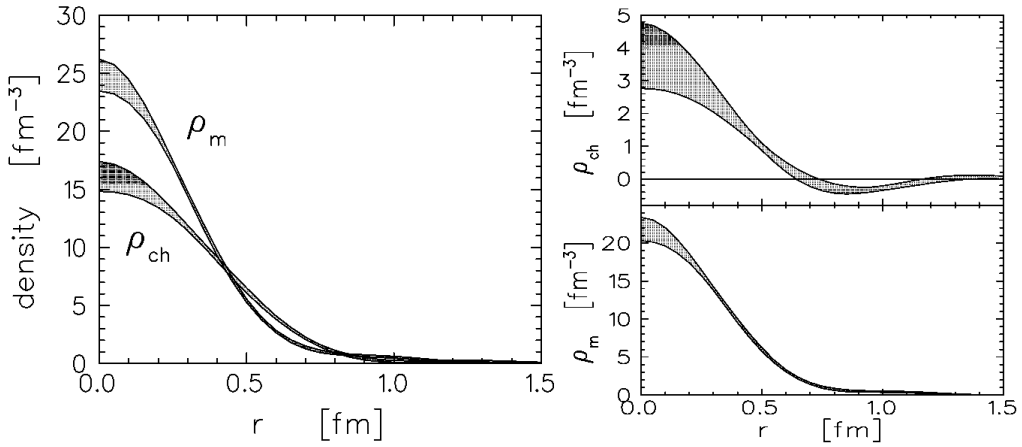


FIGURE 2.5 – Distributions de charge et de magnétisation du proton (à gauche) et du neutron (à droite) obtenus par J. Kelly [38].

2.1.2 Diffusion profondément inélastique et distribution de partons

En 1964, Gell-Mann et Zweig proposent indépendamment l'existence de nouvelles particules constituant les neutrons, les protons et de manière générale tous les hadrons. Ils supposent que les nombreux hadrons observés ne sont pas des particules élémentaires, mais une combinaison de quarks et d'antiquarks. Leur modèle implique l'existence de trois saveurs de quarks : haut (*up* en anglais), bas (*down*) et étrange (*strange*) auxquels ils attribuent des propriétés telles qu'un

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

spin 1/2 et une charge électrique. Moins d'un an après, Glashow, Iliopoulos et Maiani prédisent l'existence d'une quatrième saveur de quark qu'ils appellent charme (*charm*). Aujourd'hui il est établi que les quarks sont au nombre de six (tableau 2.1).

Quark	Nom	Fraction de charge électrique élémentaire
d	Down	-1/3
u	Up	+2/3
s	Strange	-1/3
c	Charm	+2/3
b	Bottom	-1/3
t	Top	+2/3

TABLE 2.1 – Désignation usuelle, nom et fraction de charge électrique élémentaire portée par les quarks.

Les première expériences menées pour mettre en évidence la sous structure du proton ont lieu à la fin des années 60 au centre de l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC). La communauté scientifique étant encore partagée sur l'existence des quarks, le modèle des partons de Feynman est utilisé pour interpréter les données. Ce modèle considère qu'il existe un référentiel dans lequel le nucléon se déplace avec un moment infini. Le nucléon de moment P est alors décrit comme un ensemble de partons libres portant chacun une fraction de P. Cette dernière hypothèse se justifie car dans un tel référentiel, le mouvement des partons à l'intérieur du hadron est suspendu par l'effet de la dilatation temporelle relativiste. De plus, la distribution des charges dans le hadron est contractée dans la direction de propagation du fait de la contraction de Lorentz. Avec ces hypothèses, la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un nucléon a été étudiée. Dans ce processus, le lepton incident interagit avec une partie du hadron par l'intermédiaire d'un boson (fig. 2.6). Ce dernier peut par exemple être un photon virtuel, c'est-à-dire un photon dont la virtualité Q^2 est non nulle.

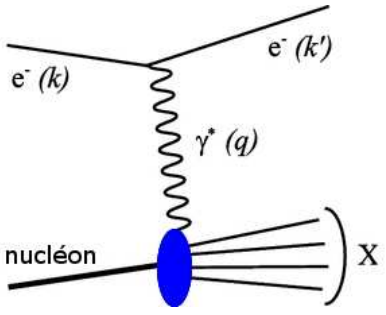


FIGURE 2.6 – Diagramme de Feynman de la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un nucléon dans l'approximation de l'échange d'un seul photon.

La section efficace de la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un nucléon s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2\sin^4(\frac{\theta_e}{2})}\left(W_2\cos^2\frac{\theta_e}{2} + 2W_1\sin^2\frac{\theta_e}{2}\right), \tag{2.7}$$

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

où α est la constante de structure fine, θ_e l'angle de diffusion de l'électron, E (resp. E') est l'énergie de l'électron incident (resp. diffusé), W_1 et W_2 sont appelées fonctions de structure, elles sont introduites pour tenir compte de la structure interne du nucléon. Dans le modèle des partons on peut montrer qu'elles vérifient les relations suivantes :

$$2M_pW_1(Q^2,\nu) \;=\; \sum_j e_j^2 f_j(x) \;\hat{=}\; F_1(x), \tag{2.8}$$

$$\nu W_2(Q^2,\nu) \;=\; \sum_j e_j^2 x f_j(x) \;\hat{=}\; F_2(x), \tag{2.9}$$

où ν est l'énergie du photon, $f_j(x)$ est l'amplitude de probabilité de trouver le parton j avec la fraction de moment longitudinal x et e_j la charge électrique du parton j.

On remarque que F_1 et F_2 ne dépendent que de x, cette propriété est appelée invariance d'échelle. Elle a été vérifiée à grand x sur une plage en Q^2 de 4 ordres de grandeur. Elle est en revanche violée à très grand Q^2 ainsi qu'à petits x. Ce comportement qui n'est pas prévu dans le modèle des partons est reproduit si les partons sont identifiés aux quarks de Gell-Mann. F_1 et F_2 vérifient de plus la relation de Callan-Gross :

$$2xF_1(x) = F_2(x) = \sum_j e_j^2 x f_j(x) \tag{2.10}$$

qui est une conséquence du spin 1/2 des partons. Les mesures de $\frac{2xF_1}{F_2}$ ont permis de valider la nature fermionique des partons, le rapport étant égal à 1 à 10 % près pour $x \in [0,2;0,9]$.

Résultats

La collaboration CTEQ (*Coordinated Theoretical/ Experimental Project on QCD Phenomenology and Tests of the Standard Model*) est une des collaborations dont le but est de déterminer les fonctions de distributions de partons. Toutes les données disponibles de mesures de section efficace en fonction de Q^2 et x sont ajustées en supposant que les amplitudes de probabilités $f_j(x)$ peuvent se mettre sous la forme :

$$A_0(Q^2)x^{A_1(Q^2)}(1-x^{A_2(Q^2)}).$$

Les résultats obtenus sont présentés dans la fig. 2.7. Des détails sur l'analyse et les méthodes récentes peuvent être trouvés dans [39].

2.1.3 Les distributions généralisées de partons

Traditionnellement, les facteurs de forme et les fonctions de distributions de partons étaient considérés comme décorrélés. Mais les travaux, initiés en 1996, par Radyushkin [40] et Ji [41] sur la réaction de diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS pour *Deeply Virtual Compton Scattering*) d'un photon sur un proton ont montré qu'il est possible d'accéder à des fonctions, appelées GPD pour *Generalized Parton Distributions* en anglais, qui permettent de mesurer simultanément l'impulsion et la position du quark dans le nucléon. Ralston et Pire [42] ont d'ailleurs souligné le fait que grâce aux GPD il est possible d'avoir une image dans l'espace réel du nucléon en fonction de la fraction x d'impulsion moyenne portée par les quarks (fig. 2.8). Pour chaque saveur de quark q il y a quatre GPD, notées H^q, $\tilde{H}^q$, E^q et $\tilde{E}^q$. Les GPD

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

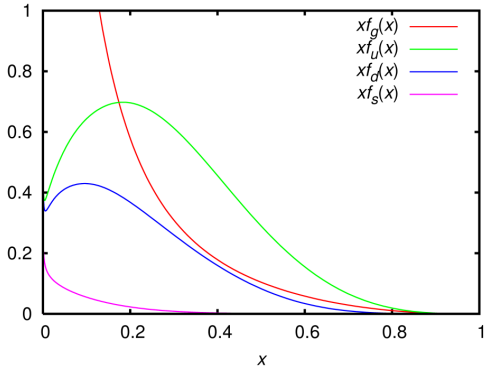


FIGURE 2.7 – Fonctions de distributions de partons et de gluons d'un proton en fonction de la fraction d'impulsion portée par le quark pour Q=2 GeV.

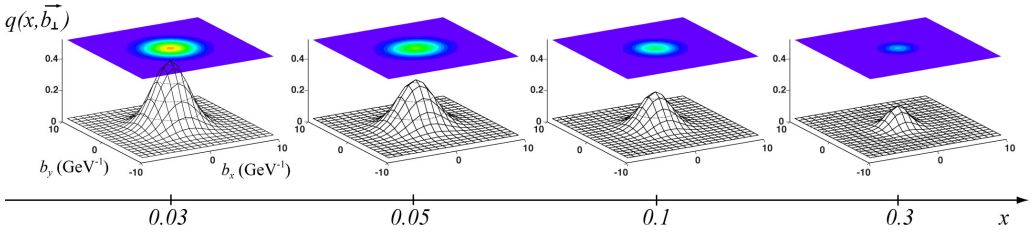


FIGURE 2.8 – Représentation issue de simulations du nucléon dans l'espace réel. Les paramètres d'impact b_x et b_y représentent la distance entre le centre du nucléon et le point considéré [43].

surmontées d'un tilde sont dites polarisées car elle paramétrisent la partie de la section efficace qui fait intervenir la polarisation du nucléon. La polarisation étant définie comme le degré d'alignement du spin avec une direction donnée.

La généralisation apportée par les GPD apparaît plus clairement lorsque l'on remarque que les facteurs de forme et les fonctions de distributions de quarks sont des limites des GPD comme le montre les relations suivantes :

$$\lim_{t\to 0} H^q(x,\xi=0,t) \;=\; f_q(x) \tag{2.11}$$

$$\sum_q e_q \int_{-1}^{1} H^q(x,\xi,t)dx \;=\; F_1(t), \quad \forall\xi \tag{2.12}$$

$$\sum_q e_q \int_{-1}^{1} E^q(x,\xi,t)dx \;=\; F_2(t), \quad \forall\xi \tag{2.13}$$

Les GPD sont également liées à la somme J^q du spin intrinsèque et du moment orbital portés par les quarks par la règle de somme de Ji [44], dont la formulation par saveur de quark est la suivante :

$$\lim_{t\to 0} \frac{1}{2} \sum_q \int_{-1}^{1} x\cdot(H^q+E^q)dx \;\sim\; J^q \tag{2.14}$$

Extraction des GPD

La fig. 2.9 représente le diagramme de Feynman du premier ordre de la réaction DVCS, la plus simple pour extraire les GPD. Un photon virtuel interagit avec un quark qui est alors

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

extrait du nucléon et émet un photon réel avant d'être réabsorbé dans le nucléon. Le photon virtuel est obtenu par l'électroproduction de photon sur le nucléon. Les variables cinématiques de la réaction sont : x, la fraction d'impulsion moyenne portée par le quark, $x+\xi$ et $x-\xi$, les fractions d'impulsion longitudinale portées par le quark, $t \hat{=} \Delta^2 = (p-p')^2$, où Δ est la différence entre les quadri-vecteurs énergie-impulsion entre le nucléon initial et final.

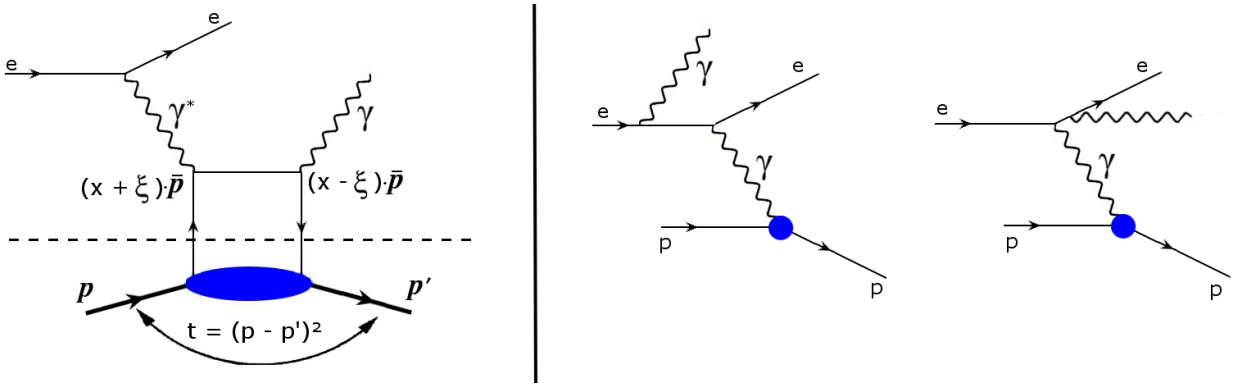


FIGURE 2.9 – Diagramme de Feynman de la diffusion Compton profondément inélastique (DVCS) d'un électron sur un nucléon dans l'approximation de l'échange d'un seul photon (à gauche) et des processus Bethe-Heitler (à droite).

La section efficace de cette réaction se calcule grâce au théorème de factorisation qui s'applique lorsque Q^2 est grand et $t \lesssim 1$ GeV^2. D'après ce théorème, la partie haute et la partie basse du diagramme peuvent se calculer séparément. La partie haute, qui correspond à l'interaction d'un photon de grande virtualité sur un quark, est un processus dit « dur » calculable en QCD. La partie basse du diagramme fait intervenir la structure du nucléon par l'intermédiaire des GPD, c'est la partie non perturbative ou « molle » du processus.

Expérimentalement le processus DVCS ne peut pas être distingué du processus Bethe-Heitler pour lequel le photon réel est émis par l'électron incident ou diffusé (fig. 2.9). Selon l'énergie de l'électron incident, ce processus calculable peut être dominant par rapport aux événements DVCS. Pour pallier ce problème, une cible ou un faisceau polarisés sont utilisés, ils permettent d'extraire plus facilement les GPD par la mesure des asymétries des polarisations opposées. En effet, si l'amplitude totale de la réaction s'ecrit :

$$|\mathcal{T}|^2 = |\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{I}, \tag{2.15}$$

$$\mathcal{I} = \mathcal{T}^*_{DVCS}\mathcal{T}_{BH} + \mathcal{T}_{DVCS}\mathcal{T}^*_{BH}$$

où $\mathcal{T}_{BH}$ et $\mathcal{T}_{DVCS}$ sont respectivement les amplitudes des processus Bethe-Heitler et DVCS, le calcul de l'asymétrie, dans le cas d'un faisceau polarisé, donne :

$$\mathrm{d}\sigma^{\uparrow} - \mathrm{d}\sigma^{\downarrow} = 2 \cdot \mathcal{T}_{BH} \cdot Im(\mathcal{T}_{DVCS}), \tag{2.16}$$

qui est plus sensible au processus DVCS. De la même manière, les réactions DVMP (*Deep Vector Meson Production ou DVMP*) donnent également accès aux GPD. Ces réactions sont similaires au processus DVCS sauf que le quark émet un pion ou un méson ρ, ω etc. avant d'être absorbé par le nucléon.

La détermination des 4 GPD et de leur dépendance aux 4 variables que sont x, t, ξ et Q^2 nécessite l'accumulation de données pour le calcul de sections efficaces, d'asymétries de spin du

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

faisceau, de spin de la cible et de charge, car elles sont chacune sensibles à différentes GPD. Les réactions DVMP permettent également de déterminer la saveur du quark avec lequel le photon virtuel a interagi. À partir de ces mesures et celles des autres expériences, des modèles théoriques sont utilisés pour ajuster les données. Les modèles les plus utilisés sont : VGG [45], KG [46] et le modèle de Mellin-Barnes [47].

Mesures des événements DVCS

La reconstruction d'événements DVCS ou DVMP nécessite de détecter l'électron, le proton, dit de recul, et les résidus de l'interaction photon-proton qui peuvent être un photon, des pions, des mésons ρ, ω ... Des simulations de processus DVCS lorsque l'électron incident a une énergie de 11 GeV, comme ce sera le cas dans CLAS12 au Jefferson Laboratory, prévoient que les particules seront émises dans une large gamme d'énergies et d'angles (fig. 2.10).

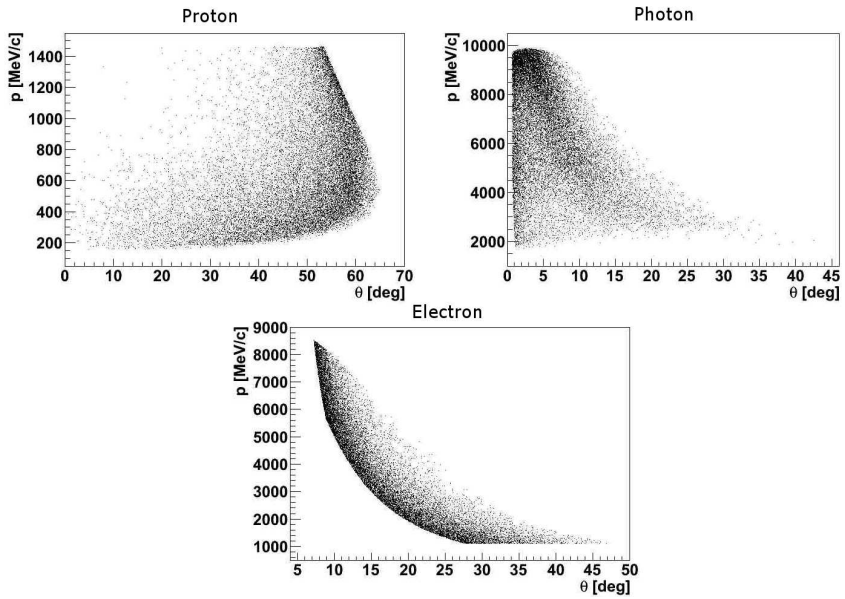


FIGURE 2.10 – Simulation des domaines cinématiques en impulsion et angle polaire de particules émises lors de réactions DVCS à 11 GeV.

Cette grande dispersion nécessite l'utilisation d'un spectromètre de grande acceptance. Afin d'avoir un domaine cinématique le plus étendu possible, il a donc été décidé de poursuivre les mesures de CLAS en construisant CLAS12 pour *CEBAF Large Acceptance Spectrometer at 12 GeV*, où *CEBAF* est le nom de l'accélérateur et 12 GeV fait référence à l'énergie maximale du faisceau d'électrons. Les résultats de CLAS12 permettront alors d'élargir le domaine cinématique de connaissance des GPD afin d'améliorer les modèles de structure du nucléon (fig. 2.11).

Les équipements du Hall B doivent remplir les spécifications suivantes :

- fonctionner à une luminosité de 10^{35} cm$^{-2}\cdot$ s^{-1} ;
- détecter les particules de grande impulsion entre 5° et 125° ;
- identifier les électrons, les pions, les kaons et les protons dans une large gamme en impulsion ;
- distinguer les photons des neutrons lorsqu'une cible de deuterium est utilisée.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

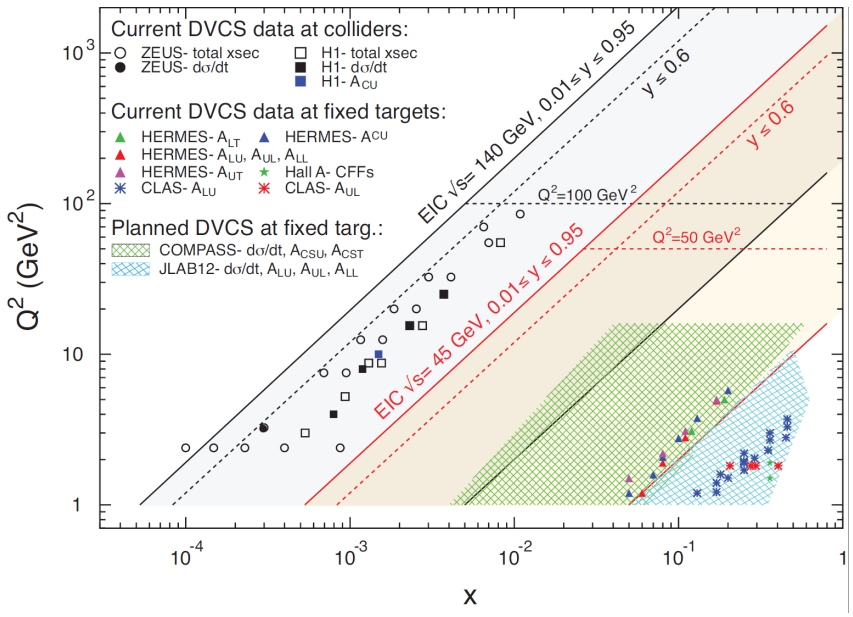


FIGURE 2.11 – Domaines cinématiques des expériences existantes et prévus pour la mesure de réactions DVCS [48].

2.2 Les instruments

Cette section présente dans l'ordre l'accélérateur du Jefferson Laboratory, les cibles, les détecteurs centraux puis vers l'avant du spectromètre CLAS12 pour répondre aux spécifications requises par la physique. Pour plus de détails, le lecteur peut se rapporter au rapport technique préliminaire de CLAS12 [49]. Les détecteurs sont en cours de réalisation et seront installés dans le Hall B avant la fin de l'année 2015. Une vue éclatée générale est présentée dans la fig. 2.12.

2.2.1 L'accélérateur

L'accélérateur fournit un faisceau quasi continu d'électrons, d'où son nom CEBAF pour *Continuous Electron Beam Accelerator Facility* en anglais. Il est constitué d'une source d'électrons polarisés, d'un injecteur et de cryomodules composés de cavités supraconductrices linéaires radio fréquence. Lorsque la mise à niveau sera terminée, il y aura deux sections linéaires de vingt-cinq cryomodules, au lieu de 20 pour le moment, connectées entre elles par des arcs de recirculations contenant des aimants dipolaires et quadripolaires qui courbent et focalisent le faisceau. Quatre halls sont disposés autour de l'accélérateur. Les hall A, B et C déjà existants reçoivent le faisceau après cinq tours et demi dans l'accélérateur à une énergie de 11 GeV. Le hall D, construit dans le cadre de la montée en énergie, reçoit un faisceau de 12 GeV après un passage supplémentaire dans une section linéaire (fig. 2.13). L'accélérateur a un courant maximal de 180 µA.

2.2.2 Les cibles

Le programme expérimental, notamment la mesure d'asymétries de cibles, requiert l'utilisation de cibles polarisées solides ou liquides. Les cibles sont polarisées par la méthode de polarisation nucléaire dynamique [50] (DNP). Cette technique consiste à orienter le spin des électrons célibataires du matériau constituant la cible grâce à un fort champ magnétique et une

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

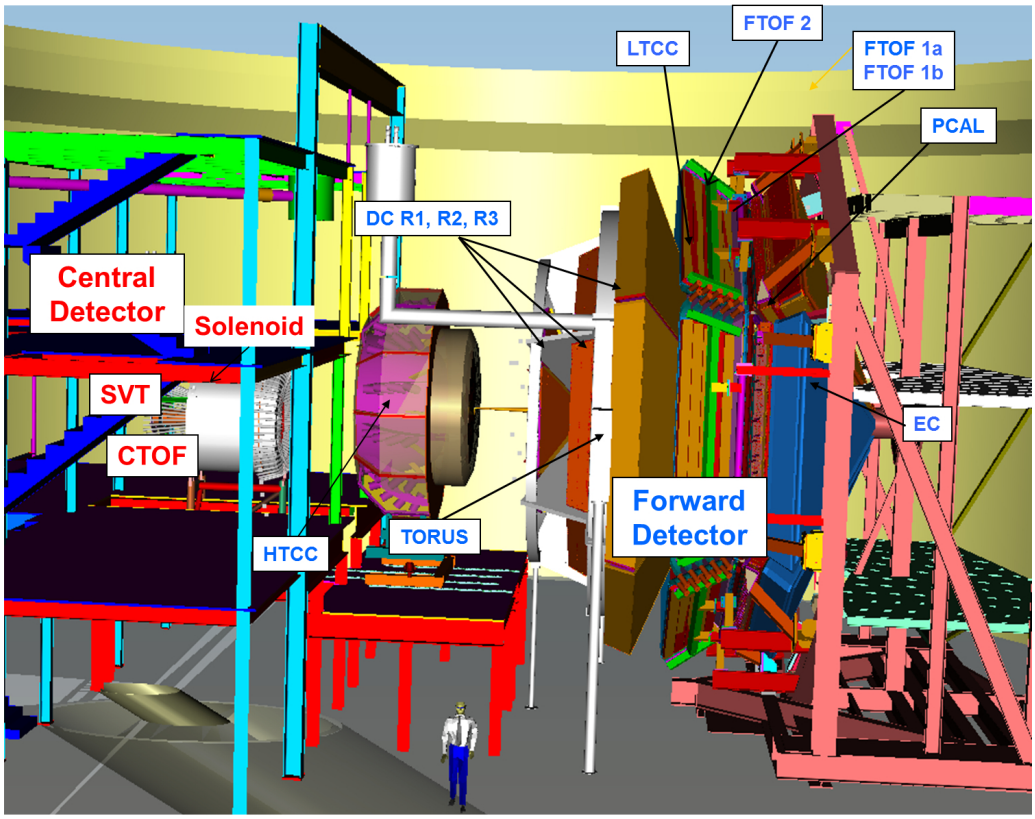


FIGURE 2.12 – Vue éclatée de CLAS12.

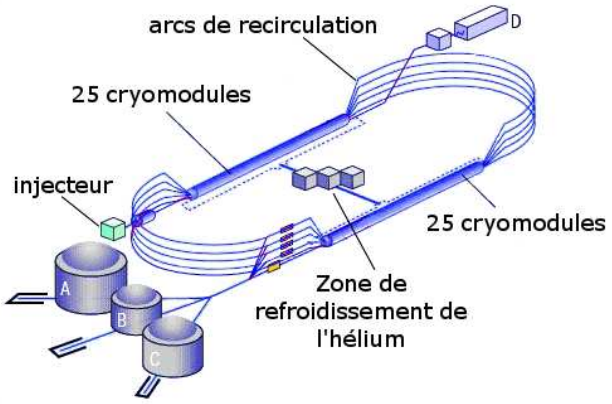


FIGURE 2.13 – Schéma de l'accélérateur du Jefferson Laboratory.

température basse ($\sim$ 1 K). La polarisation des électrons est ensuite transmise dynamiquement aux nucléons en soumettant la cible à une irradiation micro-onde continuelle d'une fréquence proche de celle de résonance de l'électron. Selon la fréquence, la cible peut être polarisée dans le sens du champ magnétique ou en sens inverse. La DNP permet d'obtenir des polarisations d'environ 80-90 % pour une cible de protons (hydrogène) et de 30-40 % pour une cible de deutérons (deutérium). Dans CLAS12, le champ magnétique est produit par un aimant solénoïdal supraconducteur de 1,8 m de long et de 0,78 m de rayon interne (fig. 2.14). Le champ autour du volume de la cible est parallèle à l'axe du solénoïde et de 5 T. Il vérifie également : $\Delta B/B < 10^{-4}$. Dans le reste de l'aimant il est compris entre 2,5 T et 5 T. La polarisation de la cible est maintenue à de basses températures grâce à des réfrigérateurs cryogéniques.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

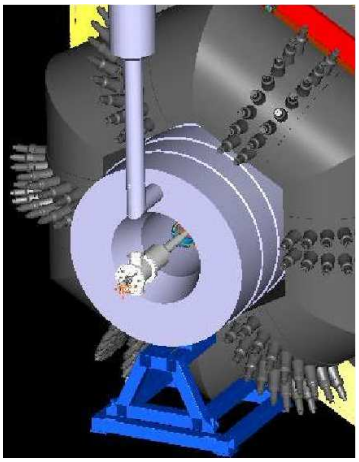


FIGURE 2.14 – Schéma du cryostat de la cible polarisée à l'intérieur de l'aimant (bleu pâle).

2.2.3 Le détecteur central (CD)

Les détecteurs centraux sont placés dans le solénoïde. Ce dernier, en plus de polariser la cible, permet la détermination de l'impulsion des particules émises à des angles supérieurs à 35° et la protection des détecteurs des électrons Möller produits par l'interaction du faisceau avec la cible et ses enveloppes. Le CD se compose :

- d'un trajectographe qui permet de reconstruire la trajectoire et le vertex des particules ainsi que de déterminer leur impulsion ;
- d'un détecteur de temps de vol pour distinguer les protons, les kaons et les pions ;
- d'un détecteur de neutrons.

Le trajectographe central

La trajectographie est assurée par un détecteur cylindrique et un détecteur vers l'avant. Initialement prévu pour être composé de 4 doublets de détecteurs silicium, il a été montré que les résolutions étaient meilleures avec 2 doublets de silicium (SVT) et 3 doublets de détecteurs Micromegas (tableau 2.2). Les performances obtenues ainsi s'expliquent par le fait que les avantages des deux types de détecteurs sont combinés lorsqu'ils sont associés. L'espace disponible permet finalement d'installer 3 doublets de silicium et de Micromegas.

Quantité	4 × 2 MM	4 × 2 SI	2 × 2 SI + 3 × 2 MM
σ_{p_T}/p_T (%)	4,2	1,7	1,4
σ_z [µm]	270	1550	380
σ_θ [mrad]	1,3	11,5	1,5
σ_ϕ [mrad]	9,4	2,5	2,3

TABLE 2.2 – Résolutions pour différentes configurations de silicium (SI) et Micromegas (MM) pour une particule de 1 GeV/c et $\theta = 60°$ [51].

La couche la plus interne du SVT a un rayon de 145 mm et une longueur de 370 mm et la couche la plus externe mesure 440 mm et a un rayon de 225 mm. Le pas choisi est un compromis entre le coût et la résolution spatiale, il est fixé à 156 µm. La couche 1 est divisée en 10 secteurs

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

de 256 voies, tandis que les couches 2 et 3 sont divisées en 14 et 18 secteurs respectivement (fig. 2.15 à gauche). L'angle des pistes d'un secteur varie de 0° à 3° (fig. 2.15 à droite). Le nombre total de voies d'électronique est donc de $2 \times (10 + 14 + 18) \times 256 \; = \; 21504$.

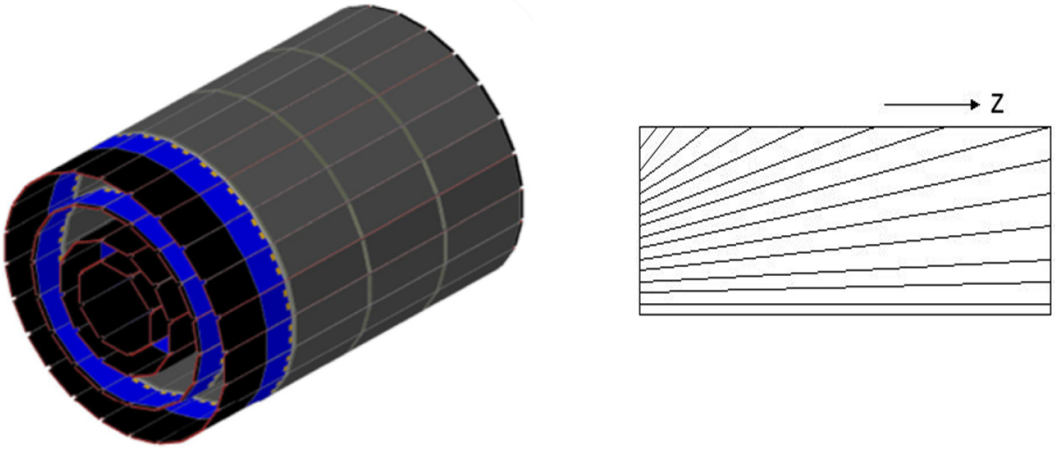


FIGURE 2.15 – Schéma du SVT (à gauche). Arrangement des pistes d'un secteur du SVT (angles exagérés).

Les autres détecteurs du trajectographe central étant des Micromegas, une description détaillée en est donnée dans la section suivante.

Le détecteur de temps de vol central (CTOF)

Le détecteur de temps de vol central est une matrice de 50 scintillateurs plastiques de 66 cm de long et de section $3,35 \times 3,15$ cm^2. Placés dans l'aimant supraconducteur à un rayon de 25 cm, ces scintillateurs seront connectés de chaque côté à des guides de lumière pour transporter la lumière en dehors du solénoïde et ainsi atteindre des zones où le champ magnétique est moins fort (fig. 2.16). Malgré cet éloignement, un blindage magnétique spécifique est prévu pour protéger les photomultiplicateurs du champ résiduel.

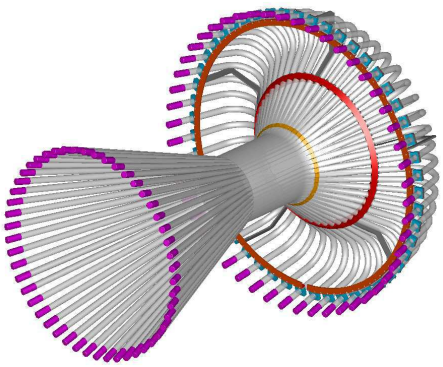


FIGURE 2.16 – Schéma du CTOF de CLAS12.

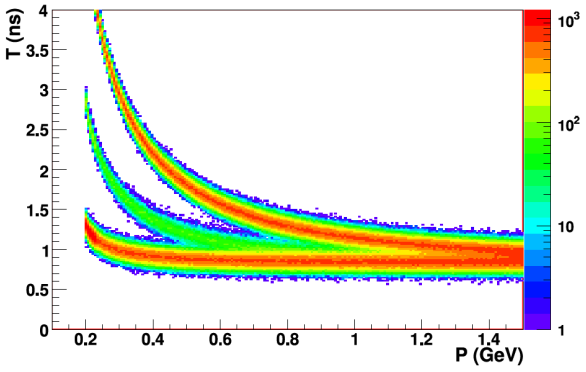


FIGURE 2.17 – Temps de vol des pions, kaons et protons mesurés par le CTOF.

Grâce à la résolution temporelle attendue de 50 ps, les pions et kaons devraient pouvoir être

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

distingués jusqu'à 0,64 GeV et les pions différenciés des protons jusqu'à 1,25 GeV (fig. 2.17). Les caractéristiques permettent également une meilleure réjection du bruit de fond dans le trajectographe.

Le détecteur central de neutrons (CND)

Le détecteur central de neutrons sera essentiellement utilisé pour détecter le passage des neutrons issus des réactions DVCS pour lesquelles le photon virtuel a interagi avec un quark du neutron. Le CND sera situé dans les 10 cm d'espace entre le CTOF et l'aimant. Il sera constitué de trois cylindres de 48 barreaux de scintillateurs plastiques couplés par deux et centrés sur l'axe du faisceau comme pour le CTOF. La lumière collectée sera transportée en-dehors du solénoïde par des guides de lumière de 1,5 m pour atteindre des régions où le champ magnétique est moins fort (fig. 2.18).

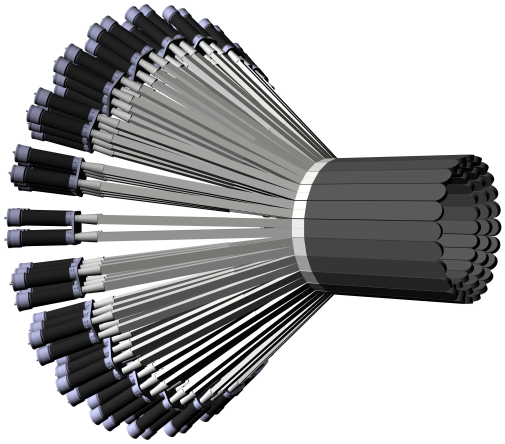


FIGURE 2.18 – Schéma du détecteur central de neutrons de CLAS12.

Un des éléments importants du CND est la distinction des neutrons et des photons. La façon la plus naturelle de le faire avec les scintillateurs est d'utiliser la variable β, définie comme :

$$\beta = \frac{l}{T_{DCN} \cdot c},$$

où l est la distance entre le centre de la cible est la position du signal dans le scintillateur, T_{DCN} est le temps reconstruit et c la vitesse de la lumière. Les simulations ont alors montré que les photons peuvent être différenciés des neutrons jusqu'à 0,7 GeV (fig. 2.19).

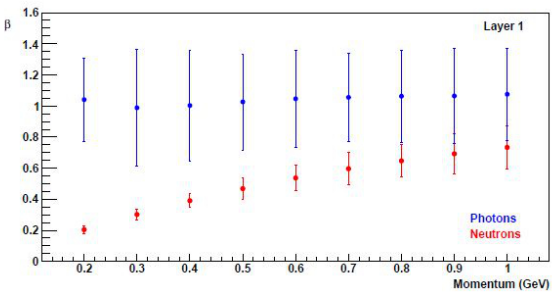


FIGURE 2.19 – β en fonction de l'impulsion pour des neutrons (en rouge) et des photons (en bleu). Les barres d'erreurs sont définies à 3σ où σ est la largeur du pic de la distribution de β.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

2.2.4 Les détecteurs vers l'avant

Les détecteurs vers l'avant ont pour objectif la détermination de la trace et de l'énergie des particules émises entre 5° et 35°. Comme pour la partie centrale, un aimant courbe la trajectoire des particules pour que leur impulsion puisse être déterminée. Le champ produit par 6 bobines est toroïdal d'axe z et il varie entre 0 T et 2,5 T selon la position de la particule. La fig. 2.20 illustre les champs magnétiques radial, azimutal et longitudinal vus par un proton de 1 GeV/c émis à 15°. La particule est d'abord soumise au champ du solénoïde qui est parallèle à l'axe du faisceau, d'où une composante selon z forte. Elle entre ensuite dans l'entrefer du tore d'où une composante élevée selon ϕ.

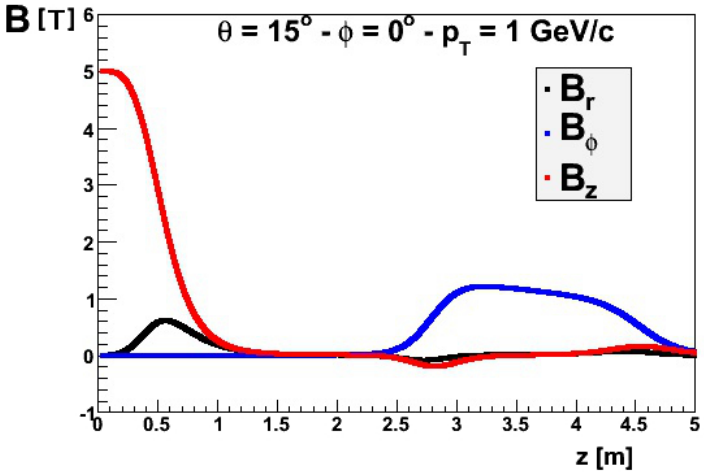


FIGURE 2.20 – Champs magnétiques radial, azimutal et longitudinal en fonction de la coordonnée selon l'axe du faisceau subis par un proton de 1 GeV/c émis de la cible à 15°.

Les autres éléments constituants la partie vers l'avant sont :
- des chambres à dérive (DC) qui permettent de déterminer la trajectoire et l'impulsion des particules chargées ;
- un deuxième trajectographe Micromegas qui est décrit dans la section suivante ;
- un calorimètre électromagnétique (EC) complété par un calorimètre pré-gerbe qui permet l'identification des électrons et des photons ;
- un compteur Tcherenkov à haut seuil qui permet l'identification des électrons et qui combiné à un compteur Tcherenkov à bas seuil permet l'identification des mésons jusqu'à 5 GeV ;
- un détecteur de temps de vol pour mesurer le temps de vol des particules et séparer les kaons des pions ;
- une ligne faisceau blindée.

Les chambres à dérives (DC)

Les caractéristiques des chambres à dérive sont principalement définies par les contraintes sur la résolution en impulsion (entre 0,5 % et 1 % à 5 GeV/c) et sur la luminosité attendue (le taux d'occupation ne doit pas dépasser 3 %). Elles se composent de 3 régions divisées chacune en 6 secteurs (fig. 2.21). La première région se situe juste avant le tore, la seconde à l'intérieur et la dernière juste après.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

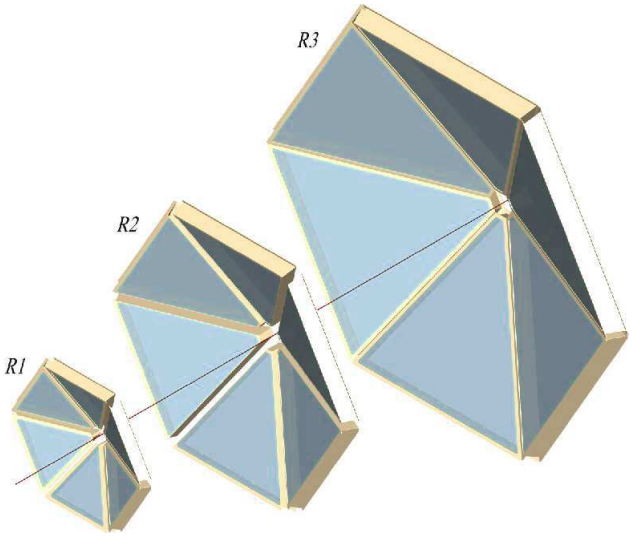


FIGURE 2.21 – Schéma des chambres à dérive de CLAS12.

Chaque secteur est lui-même composé de 12 couches de 112 fils dont les 6 premiers plans ont un angle de +6° par rapport à la verticale et de -6° pour les suivants, les fils de la région 3 étant plus espacés que ceux des régions 1 et 2. Les résolutions obtenues grâce aux chambres à dérive sont présentées dans la fig. 2.22.

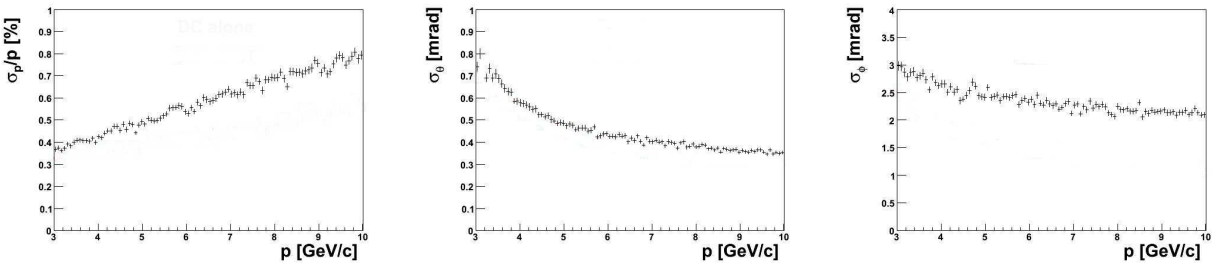


FIGURE 2.22 – Résolutions des chambres à dérive en p, θ et ϕ pour des électrons émis à 15°.

Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EC) de CLAS12 a principalement trois fonctions :
- la détection des électrons à des énergies supérieures à 0,5 GeV ;
- la détection de photons à des énergies supérieures à 0,2 GeV pour reconstruire les π^0 et les η à partir de leur décroissance en deux photons ;
- la détection de neutrons.

Il est complété par un calorimètre pré-gerbe (PCAL) afin d'améliorer l'efficacité de reconstruction des π^0. Les deux calorimètres sont découpés en six régions et se composent d'une alternance de 39 couches de scintillateurs et de plomb pour le EC et de 15 couches pour le PCAL. Ce dernier est situé juste devant le EC qui est derrière les chambres à dérive à environ 6 m de la cible. La position des particules est déterminée grâce à 36 scintillateurs tournés de 120° d'une couche à l'autre (fig. 2.23).

La résolution en énergie et l'efficacité de reconstruction des π^0 sont présentées dans la fig. 2.24.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

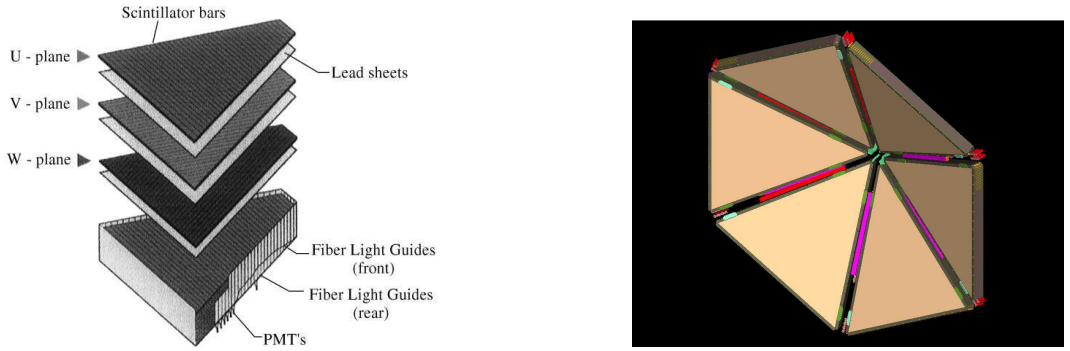


FIGURE 2.23 – Vue éclatée d'un des six secteurs du calorimètre électromagnétique (à gauche). Vue des six secteurs du PCAL (à droite).

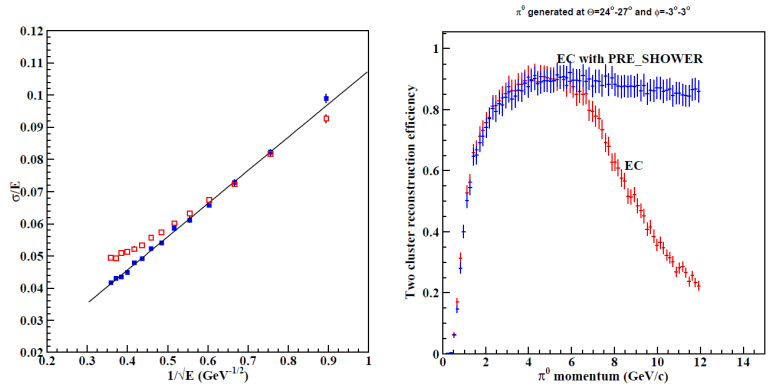


FIGURE 2.24 – Résolution en énergie (à gauche) et efficacité de reconstruction (à droite) des π^0 par les calorimètres. Les symboles rouges correspondent au EC seul.

Les compteurs Tcherenkov

Le compteur Tcherenkov à haut seuil (HTCC) permet l'identification des électrons. Combiné avec un compteur Tcherenkov à bas seuil (LTCC), il rend possible l'identification des π^- jusqu'à 5 GeV/c. Le HTCC est situé entre les détecteurs centraux et les détecteurs vers l'avant. tandis que le LTCC est placé entre la dernière chambre à dérive et le calorimètre pré-gerbe. Le gaz du HTCC est du CO_2 à température et pression ambiantes. Le LTCC, dont le principe est expliqué par la fig. 2.25, contient du C_4F_{10} maintenu à une densité de 9,94 kg · m^{-3}. En-dessous de 4,9 GeV/c, l'efficacité de détection des électrons est proche de 100 % et le facteur de réjection des pions meilleur que 100.

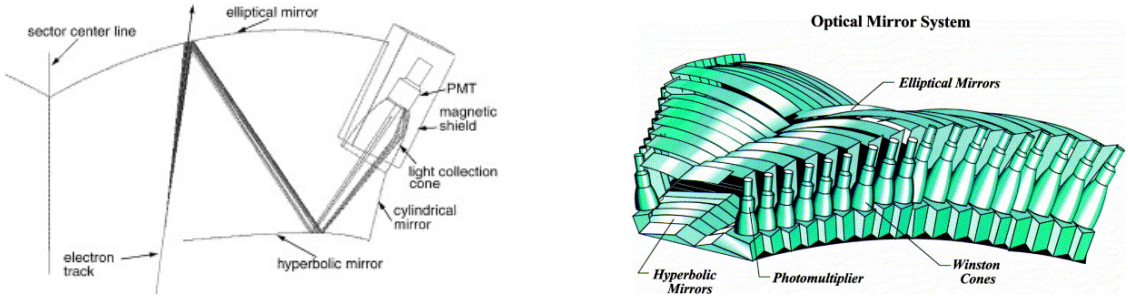


FIGURE 2.25 – Principe de fonctionnement du LTCC (à gauche). Vue générale de deux secteurs du LTCC (à droite).

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Le compteur à temps de vol vers l'avant

Le détecteur de temps de vol vers l'avant (FTOF) est situé entre le LTCC et le PCAL à environ 6 m de la cible sa résolution est de 80 ps aux petits angles et 160 ps aux grands angles. Organisé en 6 régions triangulaires, il est composé de deux plans de barreaux de scintillateurs (fig. 2.26).

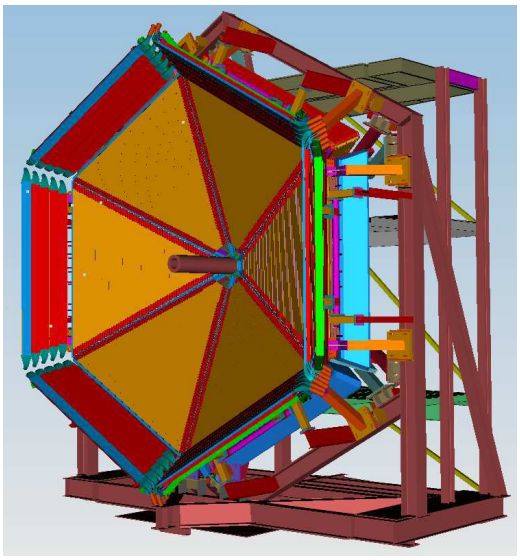


FIGURE 2.26 – Vue des plans du FTOF (en jaune et en rouge).

Comme indiqué par la fig. 2.27, le FTOF permet de séparer les protons des kaons et des pions jusqu'à environ 4 GeV/c. Les kaons et les pions peuvent quant à eux être séparés jusqu'à environ 2 GeV/c.

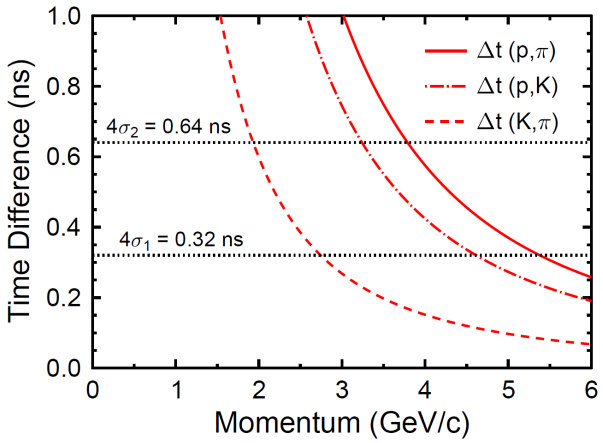


FIGURE 2.27 – Différence en temps entre les protons et les pions, les protons et les kaons, et les kaons et les pions. La ligne noire en pointillés indique une différence en temps correspondant à 4 fois la résolution temporelle du FTOF (80 ps).

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

2.3 Les Micromegas dans CLAS12

2.3.1 Présentation générale

En 2006, le groupe de Saclay a montré que l'utilisation de Micromegas dans le trajectographe de CLAS12 pouvait améliorer de façon significative les capacités de reconstruction de l'expérience. Le développement de la technologie bulk avait en effet rendu possible la fabrication de Micromegas flexibles pouvant être montés sur des tuiles cylindriques. En introduisant de telles tuiles dans le trajectographe central de CLAS12, des simulations ont indiqué qu'une combinaison de deux couches de détecteurs silicium et de trois couches de tuiles Micromegas permettait de combiner les avantages des deux types de détecteurs et ainsi d'améliorer les caractéristiques du trajectographe (tableau 2.2).

Dans ce document, le trajectographe central est donc composé de trois doublets de siliciums, suivis de trois doublets de Micromegas (BMT pour *Barrel Micromegas tracker*). La partie vers l'avant comporte trois doublets de Micromegas (FMT pour *Forward Micromegas Tracker*) (fig. 2.28).

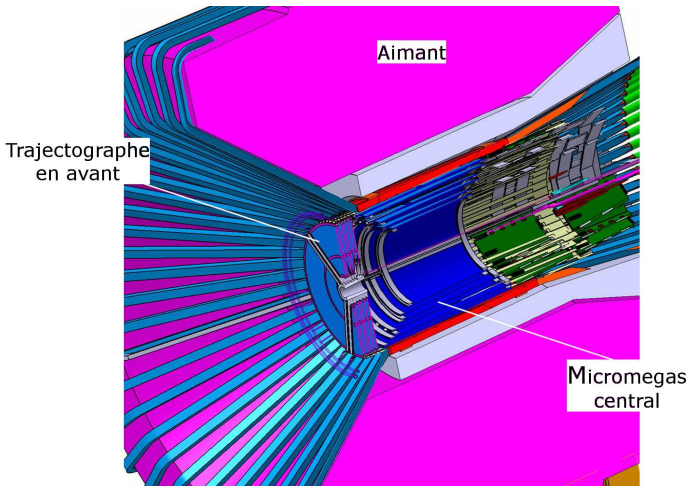


FIGURE 2.28 – Implantation des Micromegas dans CLAS12. Vue en coupe.

Géométrie du barrel Micromegas tracker

Le barrel Micromegas tracker (BMT) est composé de 6 cylindres, chacun divisé en trois. Le rayon, la zone active et la longueur totale de chaque tuile sont résumés tableau 2.3. Les détecteurs sont réalisés avec des PCB de 200 µm. Cette épaisseur est le minimum pour assurer une bonne tenue mécanique de l'ensemble. Comme pour les Micromegas de la partie en avant du trajectographe, la dérive est en kapton cuivré de 200 µm d'épaisseur. L'équivalent en longueur de radiation, X_0, est également de $0,33$ %.

Les pistes des Micromegas les plus proches de la cible suivent la courbure du cylindre (pistes C), les pistes des détecteurs suivants sont orientées selon l'axe du faisceau (pistes Z). Comme pour le FMT, les pistes ont une épaisseur de 5 µm et sont connectées à des limandes qui permettent de déporter l'électronique hors de la zone active. Les connecteurs à l'interface entre les pistes et les limandes sont placés dans le prolongement de la tuile en amont de la cible selon l'axe du faisceau. Les pistes C sont donc reliées aux connecteurs grâce à des pistes, dites de rappel, qui passent dans le PCB et sont parallèles à l'axe z. Les pistes de rappel sont connectées

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

aux pistes de détection par de petits vias situés à peu près au milieu de la piste et couverts de cuivre (fig. 2.29).

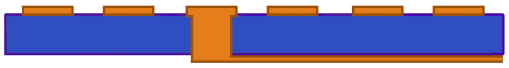


FIGURE 2.29 – Vue en coupe d'un PCB de Micromegas équipé de vias et de pistes de rappel (détecteur C).

Les pistes des détecteurs Z ont un pas constant d'environ 540 µm selon les tuiles. Les détecteurs C ont un pas différent selon la couche concernée mais également selon la position sur la tuile. Cette variation permet de limiter le nombre de pistes touchées par les particules dont les angles d'incidences sont élevés et ainsi d'augmenter le signal par piste. Les tuiles C sont donc divisées en régions de 32 pistes de pas différent, le pas minimal et maximal des pistes est donné tableau 2.3. Les Micromegas de plus petit et plus grand rayons sont des tuiles C afin de maximiser la résolution spatiale en augmentant la distance entre les couches.

Type de tuile	Rayon [mm]	Longueur de la zone active [mm]	pas [µm]
C	150	372	250-935
z	165	372	549
z	180	420	543
C	195	420	295-862
z	210	442	534
C	225	442	250-704

TABLE 2.3 – Caractéristiques principales des tuiles de Micromegas pour le BMT. Le pas minimum et maximum est donné pour les tuiles C.

La structure de mise en forme de la tuile et de maintien mécanique est composée d'arceaux en carbone de section carrée de 3 mm de côté et de longerons creux en carbone également de même section carrée (fig. 2.30). Cet ensemble est auto-porté, aucun autre matériel n'est donc nécessaire pour maintenir la tuile courbe et en position. Les arceaux sont usinés par découpe au jet d'eau. Afin de gagner de l'espace, le gaz devrait être amené dans le détecteur par les longerons.

Géométrie du forward Micromegas tracker

Les Micromegas de la partie vers l'avant du trajectographe sont des disques de 480 mm de diamètre avec un trou central de 30 mm de diamètre pour laisser passer le faisceau (fig. 2.31). La zone active, plus petite a un diamètre externe de 437 mm et un diamètre interne de 45 mm. Il est prévu que pour certaines expériences, le champ du solénoïde soit divisé par deux. Dans ce cas, le flux de particules incidentes au centre du détecteur serait tel que la zone centrale ne pourrait pas fonctionner. La microgrille des détecteurs doit ainsi être séparée en deux parties à

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

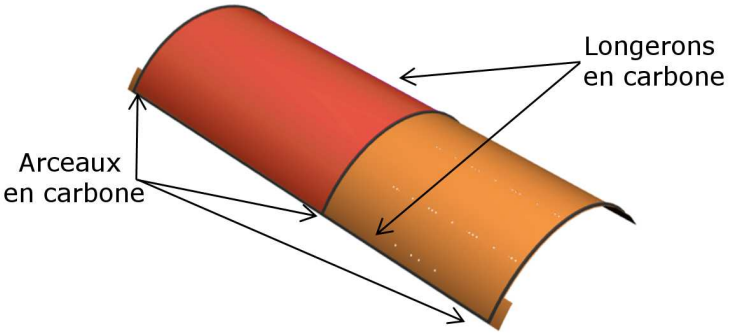


FIGURE 2.30 – Structure d'une tuile. La partie rouge correspond à la zone active du détecteur, la partie orange indique la zone d'emplacement des connecteurs.

un rayon d'environ 60 mm afin de pouvoir limiter la tension seulement dans la région centrale et conserver le reste du détecteur efficace.

La quantité de matière des Micromegas est un élément important car les particules d'énergie modérée doivent être détectées par le reste du spectromètre qui se trouve en aval du FMT. Plusieurs paramètres sont ainsi choisis pour diminuer la quantité de matière introduite dans la zone active. L'épaisseur du PCB de chaque détecteur est de 200 µm et la dérive est en kapton cuivré de 200 µm. Pour assurer que l'ensemble reste uniformément plat, les six disques sont couplés deux à deux et collés sur un plancher de mousse Polymethacrylimide (ROHACELL) de faible densité de 3 mm d'épaisseur. Enfin, les pistes de cuivre ont une épaisseur de 5 µm. Le X_0 par couche est alors de $0,33$ %

Les pistes ont une largeur de 400 µm et sont espacées de 100 µm, chaque détecteur en compte donc 964, soit un total de 5784 voies d'électronique pour le FMT. Les pistes de deux détecteurs couplés forment un angle de 90°. Elles sont connectées à l'électronique par des câbles micro-coaxiaux de 2 m de long, appelés limandes, ce qui permet de déporter l'électronique en-dehors de l'acceptance requise (des détails sur les limandes et l'électronique sont donnés chapitre 5).

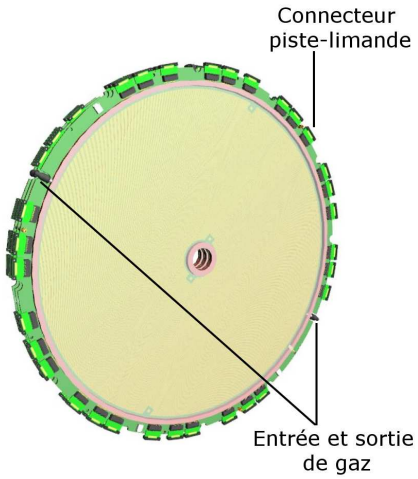


FIGURE 2.31 – Vue de trois détecteurs du FMT.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

2.3.2 Étude de faisabilité

Contraintes liées au champ magnétique

Avant le lancement du projet en 2009, une étude de faisabilité a été effectuée [52]. Un des objectifs principaux a été de montrer qu'un Micromegas pouvait fonctionner dans un champ magnétique transverse fort. En effet, le champ magnétique B de 5 T transverse au champ électrique E du détecteur affecte la trajectoire des électrons qui dérivent dans le gaz avec un angle de Lorentz θ, qui vérifie :

$$\tan(\theta) = \frac{v(E) \cdot B}{E},$$

où v est la vitesse de dérive des électrons.
L'angle de Lorentz étale l'arrivée en temps du signal ce qui dégrade la résolution temporelle des détecteurs. De plus pour les Micromegas Z, le signal est étalé sur un grand nombre de pistes. Dans des conditions standards d'utilisation en particulier si le mélange gazeux contient du néon, l'angle de Lorentz est d'environ 75°, ce qui rend le détecteur inutilisable. En revanche, il ne détériore pas la résolution spatiale des détecteurs C car dans ce cas la dérive supplémentaire est parallèle aux pistes. Des simulations validées par des tests au Jefferson Laboratory (fig. 2.32) ont permis de montrer que selon les conditions d'utilisations, l'angle de Lorentz pouvait être réduit jusqu'à 20°. Le compromis le plus réaliste pour les détecteurs Z a été obtenu pour un Micromegas fonctionnant avec un mélange d'argon-isobutane à 10% et un rapport des champs $E_{ampl}/E_{der} \sim 6$ et une dérive placée à environ 3 mm de la microgrille. Pour les détecteurs C, avec le même gaz, un rapport des champs d'environ 9 convient. L'angle est alors suffisamment

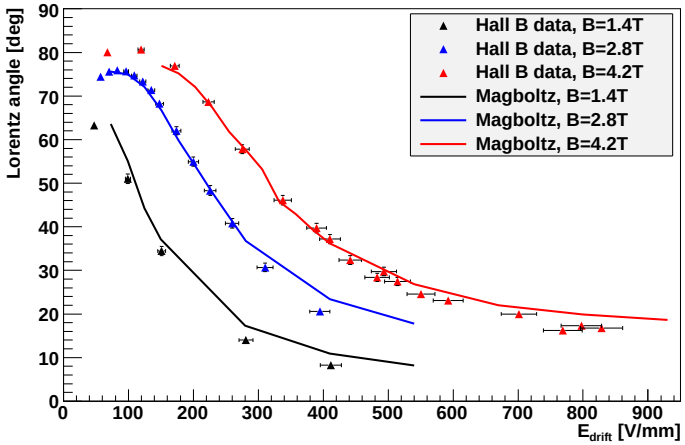


FIGURE 2.32 – Angles de Lorentz en fonction du champ électrique de dérive pour différents champs magnétiques [53]. Magboltz est un programme de simulation de dérive des électrons [54].

faible pour permettre une reconstruction satisfaisante, comme l'ont montré des simulations effectuées avec l'outil de simulation GARFIELD [55] (fig. 2.33).

Cette étude a prouvé qu'il était possible d'opérer un Micromegas dans un champ magnétique transverse élevé. Lorsque les paramètres de fonctionnement du détecteur sont ajustés afin de réduire au minimum l'angle de Lorentz, la résolution du BMT peut atteindre 220 µm en incidence normale. Des études similaires pour les détecteurs du FMT ont également été effectuées, mais dans cette configuration le champ magnétique étant parallèle au champ électrique, la diffusion

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

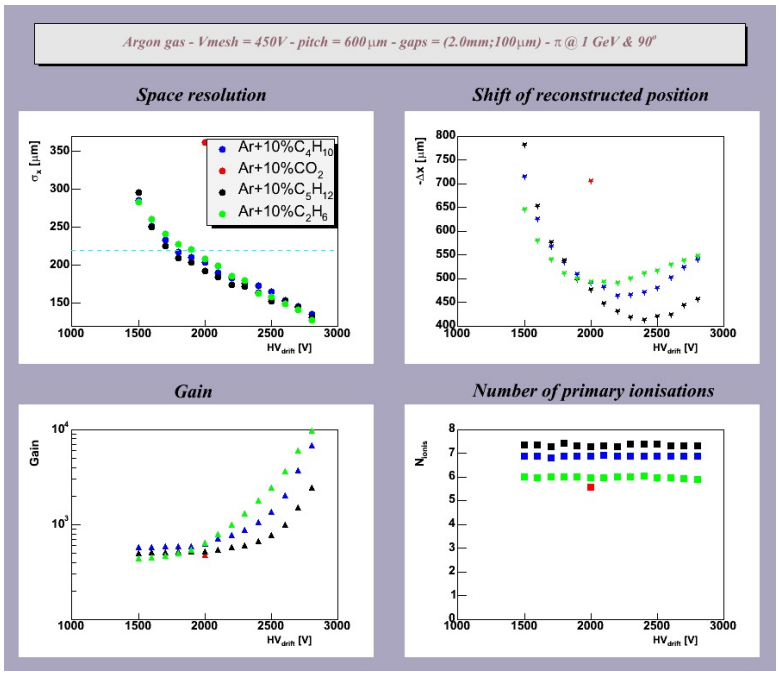


FIGURE 2.33 – De gauche à droite et de haut en bas, résolution spatiale, décalage de la position reconstruite par rapport à la position attendue, gain et nombre d'ionisations primaires créés en fonction de la tension de dérive pour différents mélanges gazeux.

transverse des électrons est quasiment négligeable. L'objectif dans ce cas est principalement de diminuer le nombre de décharges qui augmente avec le champ B. L'optimisation du mélange gazeux pour diminuer le taux de décharges a déjà été effectuée pour les Micromegas de l'expérience COMPASS, le même mélange sera donc utilisé, il s'agit de N_e+CF_4(10 %)+C_2H_6(10 %).

Point de fonctionnement des Micromegas

En plus des paramètres fixés par les contraintes de champ magnétique, trois autres ont pu être déterminés lors de l'étude de faisabilité : le gain, la résolution temporelle et l'efficacité de détection. En début de plateau, il a été montré que le gain des détecteurs du BMT devrait être d'environ 5 000 et autour de 3 000 pour le FMT. Des considérations sur la reconstruction ont ensuite amené à imposer une efficacité plus grande que 90 % pour les Micromegas du BMT et 95 % pour ceux du FMT. Enfin, la résolution temporelle devrait être proche de celle des détecteurs de l'expérience COMPASS, soit 10 ns.

Les solutions techniques apportées par cette étude de faisabilité contraignent fortement les paramètres d'utilisation des Micromegas (tableau 2.4). Néanmoins d'autres aspects nécessitent encore une part conséquente de recherche et de développement. Parmi eux, un point important est le taux de décharges. En effet, pour CLAS12 le flux attendu de particules très ionisantes étant élevé, le taux de décharges prévu est également élevé. Il est donc nécessaire de déterminer précisément la probabilité de décharges pour adapter en conséquence les détecteurs et leur électronique.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Caractéristique	BMT	FMT
Gain effectif	5000	3000
Mélange gazeux	Ar+iC_4H_{10}(10 %)	N_e+CF_4(10%)+C_2H_6(10 %)
Hauteur de dérive	3 mm	5 mm
Champ de dérive	8 kV/cm (Z) et 4 kV/cm (C)	1 kV/cm
Rapport des champs	6 (Z) et 9 (C)	≈ 50
Transparence	$\approx$ 75 % (C) et $\approx$ 60 % (Z)	100 %
X_0	0,33 %	0,33 %
Pas	540 µm (Z) et 270 µm à 704 µm (C)	500 µm
Flux/couche	4 MHz	12 MHz
Efficacité de détection	>90 %	> 95 %
Décharges/microgrille	1 Hz	1 Hz
Temps mort	< 2 %	< 2 %
Résolution temporelle	10 ns	10 ns

TABLE 2.4 – Point de fonctionnement requis pour les Micromegas de CLAS12. Les valeurs en bleu ont été obtenues par les travaux présentés dans cette thèse.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 3

Les Micromegas et les décharges

Comme nous l'avons déjà vu, un des défis majeurs de l'utilisation des Micromegas est la réduction du nombre de décharges ou de leur impact sur le fonctionnement du détecteur. Nous avons donc cherché à réduire le temps mort induit par les décharges et étudié de manière systématique le taux de décharges dans différentes conditions. Nous examinons en particulier l'influence des éléments du filtre haute tension de la microgrille sur ce temps mort. Les études sur les éléments du filtre nous amènent alors à considérer la chute en tension après une décharge et à mettre en place une simulation pour confirmer nos hypothèses ce qui permettra d'optimiser le filtre pour les détecteurs de CLAS12. La deuxième partie présente des tests menés au CERN pour mesurer les taux de décharges dans des faisceaux de hadrons de moyenne énergie pour différentes configurations de Micromegas. De ces résultats et de la première partie du chapitre, le temps mort attendu dans les parties en avant et cylindrique du trajectographe central seront déduits.

3.1 Temps mort dû à une décharge

3.1.1 Mise en place des tests et étude préliminaire

Mise en place des tests

Le filtre (fig. 3.1) est placé entre l'alimentation, V_{alim} sur le schéma, et le détecteur représenté par la capacité C_{mg}. Initialement mis au point afin de filtrer les hautes fréquences responsables de bruit dans le détecteur, il protège également le détecteur lors des décharges. En effet, si un simple montage $R_{hv}C_{filtre}$ suffit pour filtrer les hautes fréquences, l'ajout d'une résistance (R_{filtre}) entre la capacité et le détecteur permet de limiter le courant circulant dans la microgrille et également d'éviter des phénomènes d'oscillations entre le détecteur et la capacité du filtre lors de la recharge du détecteur.

Pour les mesures, une sonde est connectée aux bornes de la microgrille. Pour tester le temps mort dans différentes conditions, deux Micromegas sont utilisés, un détecteur (PY) de surface active $57,6 \times 50$ cm^2 muni de pistes de rappel, c'est-à-dire de pistes perpendiculaires à celles de détection et qui passent sous le PCB pour relier les connecteurs à ces dernières (voir chapitre 2 section 3). Le second détecteur (TF10) a une surface active de $5,76 \times 10$ cm^2. La capacité des deux détecteurs est mesurée avant les tests avec un capacimètre, pour le PY elle est d'environ 25 nF et pour le TF10 d'environ 1 nF. Enfin, sauf indication contraire, les détecteurs sont connectés à l'électronique T2K par des limandes Samtec de 1,5 m de long et dont la capacité totale est de 110 pF.

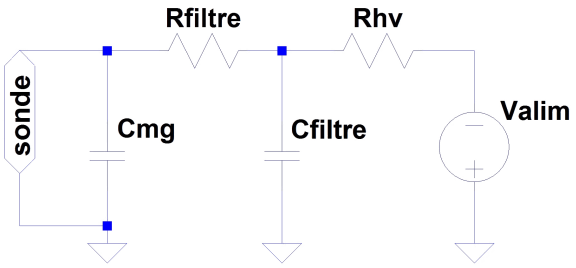


FIGURE 3.1 – Schéma du filtre RC de la microgrille. Les mesures sont effectuées au moyen d'une sonde de tension connectée aux bornes du détecteur.

Étude préliminaire

Une étude intuitive du circuit d'alimentation de la microgrille (fig. 3.1) permet de remarquer que la remontée en tension s'effectue en deux étapes. La microgrille est d'abord rechargée rapidement par la capacité du filtre, puis lorsque l'équilibre entre cette capacité et celle du détecteur est atteint, le détecteur est chargé par l'alimentation haute tension. Cette analyse est confirmée par les mesures (fig. 3.2).

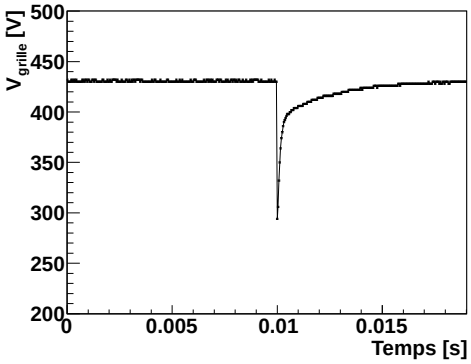


FIGURE 3.2 – Exemple de remontée en tension après une décharge initiée par une source d'alpha sur le TF10. Deux recharges distinctes avec des constantes de temps différentes sont observées.

De façon plus quantitative, si les deux étapes de recharge sont supposées indépendantes, la tension $V(t)$ après la décharge peut se mettre sous la forme :

$$V(t) = V_n + Ae^{-t/\tau_{filtre}} + Be^{-t/\tau_{alim-}} + Ce^{-t/\tau_{alim+}}, \tag{3.1}$$

où :

$$\tau_{filtre} = \frac{R_{filtre}C_{filtre}C_{mg}}{C_{filtre} + C_{mg}}, \tag{3.2}$$

$$\tau_{alim\pm} = \frac{2a}{b \pm \sqrt{b^2 - 4a}}, \tag{3.3}$$

$$a = R_{hv} \cdot C_{filtre} \cdot R_{filtre} \cdot C_{mg},\ b = C_{mg} \cdot R_{filtre} + C_{filtre} \cdot R_{hv} + C_{mg} \cdot R_{hv},$$

τ_{filtre} est la constante de temps de la recharge par la capacité du filtre et $\tau_{alim\pm}$ de la recharge par l'alimentation. V_n est la tension nominale, A, B et C sont des constantes.

Dans la suite ne sera considérée que τ_{alim-}, notée τ_{alim}, car les études détaillées ensuite ont

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

montré que τ_{alim-} dominait le processus de remontée en tension. L'hypothèse de départ sur l'indépendance des deux étapes s'écrit alors sous la forme : $\tau_{filtre} \ll \tau_{alim}$.

Les constantes A et B s'obtiennent en considérant les conditions aux limites. À l'instant initial, la décharge vient juste de se produire, la tension a donc chutée de ΔV, soit $V(t=0) = Vn - \Delta V$. La deuxième équation nécessaire est déduite en considérant l'équilibre des charges après la recharge par le filtre. En supposant à nouveau les étapes de recharge par le filtre et l'alimentation indépendantes, on montre que la tension de la microgrille juste après la décharge est liée à la tension à la fin du rechargement par la capacité du filtre :

$$V_n - \Delta V' = V_n - \frac{C_{mg}}{C_{filtre} + C_{mg}} \Delta V, \tag{3.4}$$

où $V_n - \Delta V'$ est la valeur de la tension du détecteur à la fin de la recharge rapide.

Cette dernière équation met en avant l'influence de ΔV sur le temps de remontée en tension, ce qui est assez intuitif. En effet, si ΔV n'est que de quelques volts, la remontée en tension est très rapide et on peut supposer que choisir une capacité du filtre suffisamment grande pour recharger la microgrille est la meilleure solution pour que la recharge soit rapide. En revanche, si ΔV est grand, la capacité du filtre ne sera pas suffisante pour recharger toute la microgrille, il faudra donc privilégier la recharge par l'alimentation. Nous verrons dans la suite les principaux paramètres dont la chute en tension dépend.

Pour terminer cette étude préliminaire et afin d'avoir une vision plus qualitative de τ_{alim}, il est possible de l'écrire sous forme simplifiée en supposant $R_{filtre} \ll R_{hv}$:

$$\tau_{alim} = (R_{filtre} + R_{hv}) \cdot C_{mg} + R_{hv} \cdot C_{filtre} \tag{3.5}$$

Cette formule simplifiée met en avant les différents systèmes à recharger. Le premier produit correspond au rechargement de la grille par l'alimentation à travers les résistances de la haute tension et du filtre. Le second produit est lié au rechargement de la capacité du filtre par l'alimentation au travers de la résistance de la haute tension.

Dans la suite de cette section, les formules 3.2 et 3.3 sont vérifiées de deux façons. D'une part en mesurant les constantes de temps pour des composants de filtre très différents, d'autre part en modifiant la capacité du détecteur.

3.1.2 Vérification des constantes de temps

Effets des composants du filtre sur τ_{filtre}

La fig. 3.3 représente des remontées en tension après une décharge dans le détecteur PY pour des filtres dont les composants sont très différents. La partie de la courbe correspondant à la constante de temps du filtre est ajustée et la constante de temps est indiquée en noir. La valeur en bleu est la constante de temps prédite par la formule 3.2. Le mélange gazeux est de l'argon-isobutane à 5%. Pour ces tests, il n'y a pas de source sur le détecteur, les décharges sont donc dues au potentiel élevé entre les pistes et la microgrille. D'autres mesures réalisées ensuite avec une source ont montré que les résultats étaient identiques, le mécanisme de remontée en tension est donc le même.

Ces résultats montrent que le mécanisme lié à la remontée rapide est bien compris. Pour toutes les mesures effectuées, l'écart entre la valeur prédite et celle mesurée est de 6% maximum.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

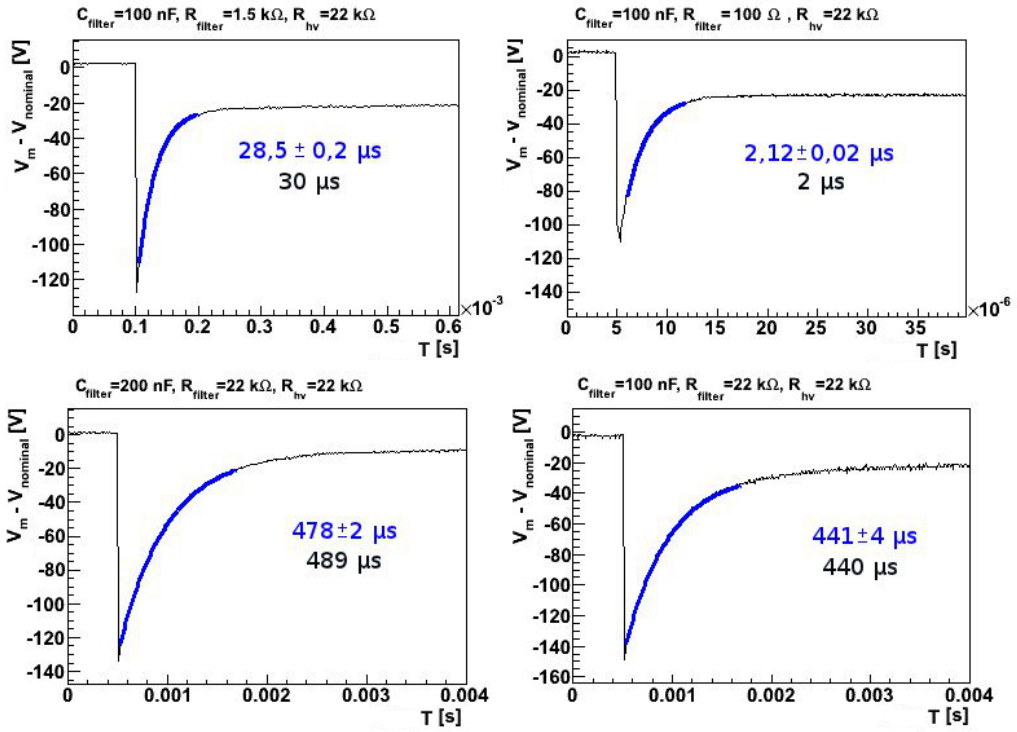


FIGURE 3.3 – Remontées en tension après une décharge dans le PY soumis à des claquages sans source dans un mélange d'argon-isobutane à 5%. La courbe bleue est un ajustement dont la constante est indiquée en bleu avec l'erreur associée. La valeur en noir est la constante de temps prédite par la formule 3.2.

Cet écart est compatible avec les incertitudes sur les résistances et les capacités des filtres. À partir de ces courbes il n'est pas possible d'ajuster la constante de temps longue de façon satisfaisante car les échelles de temps et de tension ne sont pas adaptées. D'autres mesures spécifiques ont donc été nécessaires.

Effets des composants du filtre sur τ_{alim}

Les mesures de la constante de l'alimentation sont réalisées avec une source de ^{241}Am émettant des α de 5,5 MeV. Les particules α déposant beaucoup d'énergie dans le gaz, il est facile d'obtenir des décharges fréquentes à basse tension. Comme nous l'avons expliqué précédemment le choix d'utiliser une source ou non pour obtenir les décharges est indifférent pour ce qui est étudié ici. Le TF10 étant plus simple à mettre en place (moins de connecteurs, volume gazeux plus petit), nous l'avons utilisé pour ces tests. Il contient un mélange argon-isobutane à 10%. La fig. 3.4 présentent les résultats obtenus pour quatre filtres représentatifs des résultats. La valeur en bleu est la constante de temps avec l'erreur associée obtenue par l'ajustement de la courbe. La valeur en noir est la constante de temps prédite par la formule 3.3.

On remarque cette fois qu'il y a deux cas de désaccord entre la mesure et les prédictions. Plus précisément, lorsque R_{hv} est de l'ordre de quelques centaines de kilo-Ohms, la constante prédite est significativement différente de celle mesurée. Nous avons alors décidé pour chaque filtre, d'enregistrer dix remontées en tension afin de voir si cette différence était reproductible. La comparaison de ces dix courbes montre qu'il y a deux intensités différentes de décharge dont les constantes de temps ne sont pas égales (fig. 3.5).

La présence de deux comportements distincts s'explique probablement par le fait que le

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

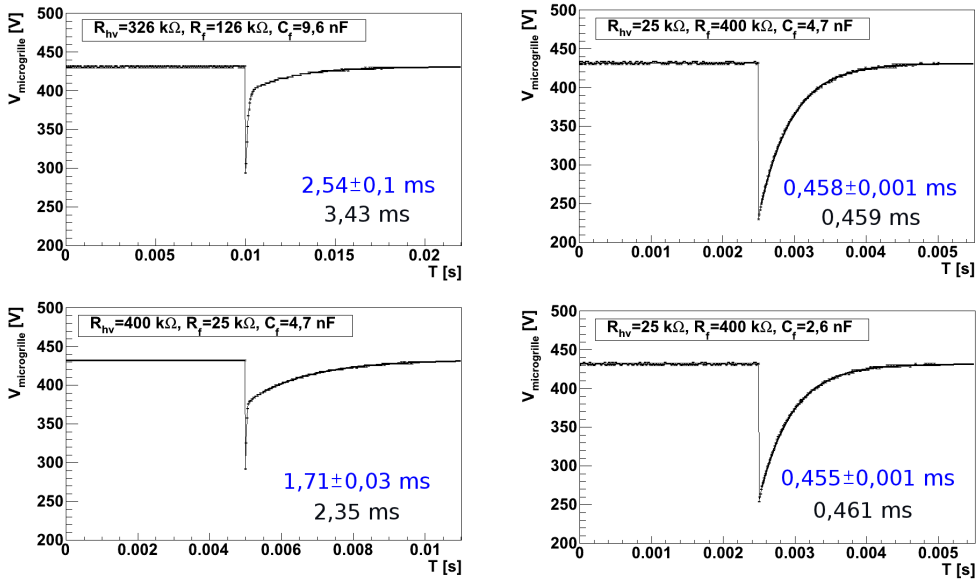


FIGURE 3.4 – Remontées en tension après une décharge dans le TF10 soumis à une source d'alphas. Le gaz est de l'argon-isobutane à 10 %. En bleu, la constante de temps avec l'erreur associée obtenue par ajustement de la courbe. En noir, la constante de temps prédite par la formule 3.3.

nombre de pistes touchées n'est pas le même pour toutes les décharges. La grille perd d'autant plus de charges qu'un grand nombre de pistes est impliqué. Des simulations réalisées avec le logiciel LTSpice (voir partie 3.1.3) ont d'ailleurs confirmé que la chute de tension (ΔV) varie linéairement avec le nombre de pistes impliquées dans une décharge (fig. 3.11).

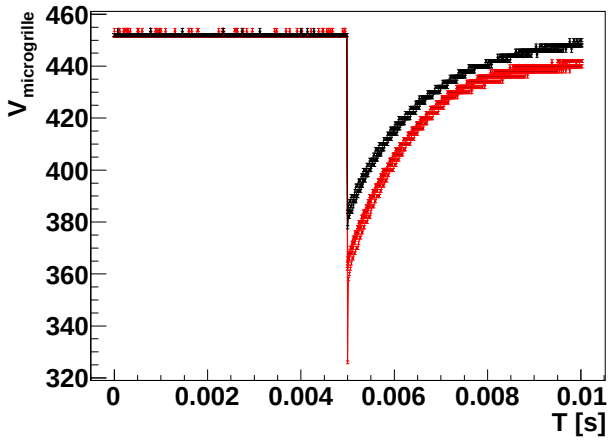


FIGURE 3.5 – Remontées en tension après une décharge dans le TF10. Les courbes dont la constante de temps diffère de plus de 20 % de la constante prédite sont en rouge.

Il semble que lorsque ΔV est trop grand, le courant limite que peut fournir l'alimentation est atteint. Dans ce cas V_{alim} chute, ce qui fausse la comparaison entre la mesure et la formule. La fig. 3.6 permet de comparer les valeurs de τ_{alim} obtenues avec les valeurs prédites. Pour chaque filtre, seul les événements avec le plus petit ΔV sont conservés. Les résultats correspondent à une capacité du détecteur $C_{mg} = 1{,}2$ nF, ce qui est du même ordre de grandeur que la capacité mesurée.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

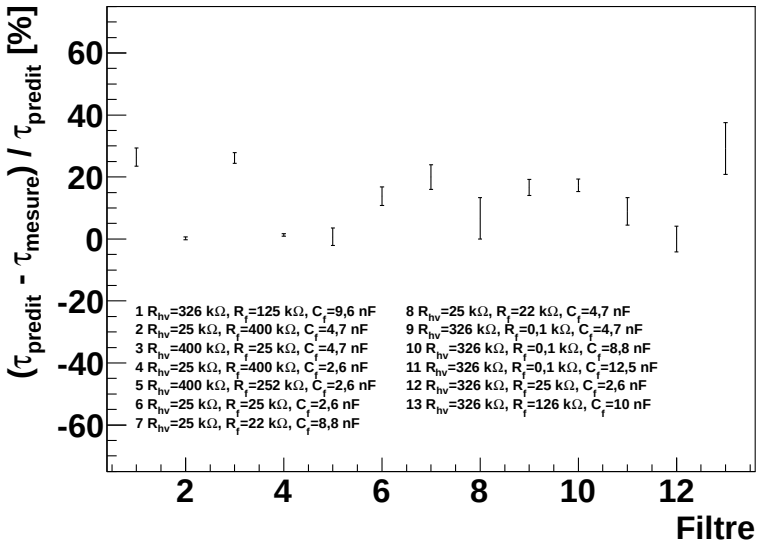


FIGURE 3.6 – Comparaison des constantes longues prédite et mesurée en fonction du filtre. La capacité du détecteur est ajustée à $C_{mg} = 1,2$ nF. Une grande barre d'erreur indique que la constante de temps varie beaucoup d'une mesure à l'autre.

À part pour trois filtres, les résultats correspondent aux valeurs théoriques à 20 % près. Cet écart peut s'expliquer par les incertitudes sur les valeurs des composants et peut-être également par le fait d'avoir négligé τ_{alim+}. Cette dernière remarque est cohérente avec le fait que lorsque l'écart entre la valeur mesurée et prédite est supérieur à 20 %, la constante mesurée est systématiquement plus courte.

Nous venons de vérifier l'influence des éléments du filtre de la haute tension sur les constantes de temps régissant le comportement exponentiel de la remontée en tension de la microgrille après une décharge. Pour compléter cette étude, nous analysons dans la suite l'effet d'un autre paramètre : la capacité du détecteur.

Effet de la capacité du détecteur

Afin d'étudier l'effet de la capacité du détecteur sur la remontée en tension, un nombre croissant de limandes est branché au détecteur PY. Les pistes non connectées ne contribuant pas à la charge effective du détecteur car elles sont au même potentiel que la grille, la capacité ressentie lors d'une décharge augmente avec le nombre de limandes. Ces dernières sont des Samtec ou des Hitachi de 1,5 m. Les deux résistances du filtre sont de 22 kΩ, la capacité du filtre de 100 nF et le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %.

L'objectif de ces tests est donc de tracer la constante de temps rapide, pour laquelle l'accord entre théorie et mesure est bon, en fonction de la capacité du détecteur. Toutes les limandes n'étant pas connectées, la capacité effective du PY est *a priori* inconnue. Il est cependant possible de la déterminer en considérant l'équation 3.4. Connaissant C_{filtre}, les mesures permettent alors de déduire C_{mg}. La capacité du détecteur en fonction du nombre de limandes branchées est présentée dans la fig. 3.7 à gauche. Comme attendu, la capacité effective du détecteur augmente avec la surface du détecteur. La valeur obtenue de capacité du détecteur lorsque toutes les pistes sont connectées correspond à ce qui a été trouvé par des mesures directes : environ 25 nF.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

La correspondance entre le nombre de limandes connectées et C_{mg} étant établie, il est maintenant possible de tracer la constante de décroissance rapide en fonction de la capacité du détecteur (fig. 3.7 à droite). Sur cette figure, la courbe est obtenue avec la formule 3.2.

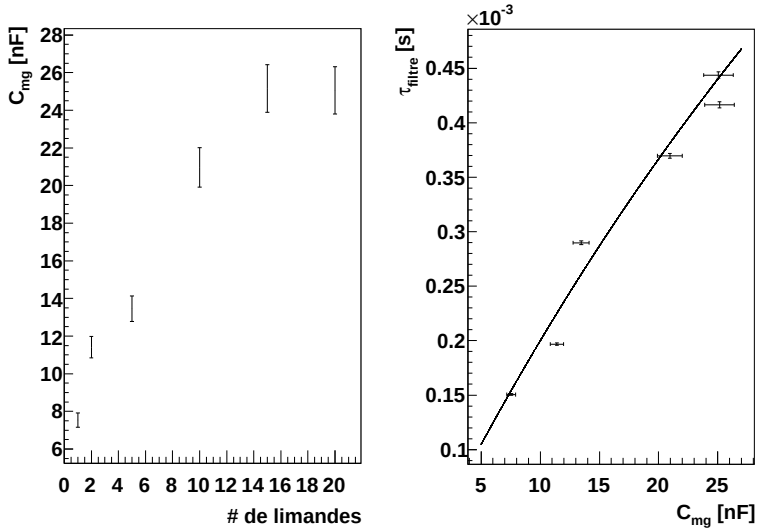


FIGURE 3.7 – À gauche : capacité du détecteur en fonction du nombre de limandes connectées. À droite : constante de décroissance rapide en fonction de la capacité du détecteur, la courbe continue est donnée par l'équation 3.2.

Une nouvelle fois, on remarque que la formule 3.2 ajuste bien les données. L'influence de la capacité du détecteur sur la constante de temps rapide est donc vérifiée. Plus la capacité est grande, plus la constante de temps du filtre est élevée, ce qui correspond au comportement attendu intuitivement, la constante de temps de recharge d'une capacité étant RC.

Nous avons donc vérifié le comportement de la remontée en tension en fonction des éléments du filtre et de la capacité du détecteur. Pour pouvoir déterminer le temps nécessaire pour que la tension revienne à sa valeur nominale à ϵ prêt, la valeur de la chute en tension doit également être connue. Dans la sous-section suivante, nous étudions l'influence de certains paramètres sur ΔV.

3.1.3 Chute en tension

Nous nous intéressons à l'effet de la capacité du détecteur, du potentiel de la grille et du gaz sur la chute en tension ΔV après une décharge.

Effet de la capacité du détecteur

Une décharge est un phénomène local pour lequel seule une petite partie des pistes est impactée, la perte absolue de charges est donc indépendante de la taille du détecteur, donc de sa capacité. Ainsi, on a :

$$\frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta Q}{C \cdot V} \quad \Rightarrow \quad \Delta V \; \alpha \; \frac{1}{C} \text{ si } \Delta Q = cste, \tag{3.6}$$

où ΔQ est la quantité de charges perdue lors de la décharge, Q et V respectivement la charge et le potentiel initial du détecteur et C sa capacité.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Les tests réalisés précédemment sur le PY en modifiant le nombre de limandes connectées au détecteur permettent également d'étudier ΔV en fonction de la capacité du détecteur. Comme le montre la fig. 3.8, le comportement en 1/C attendu n'est pas reproduit car ΔV ne tend pas vers zéro. Plus exactement, la chute en tension est de la forme :

$$\Delta V = \alpha + \frac{\beta}{C}, \tag{3.7}$$

où $\alpha = 120\ V$ et $\beta = 575\ C$ sont les paramètres de l'ajustement.

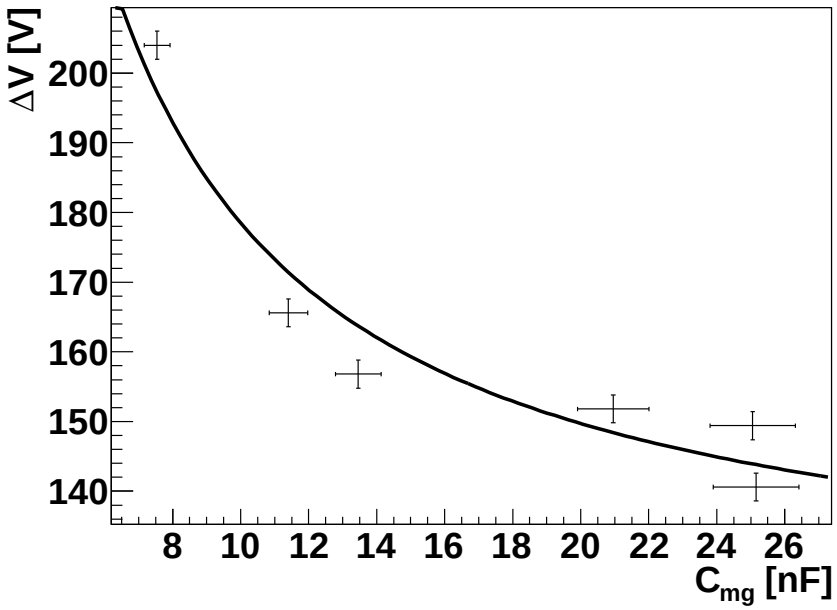


FIGURE 3.8 – Chute de la tension ΔV dans le PY après une décharge en fonction de la capacité du détecteur.

Pour le PY, on a donc $\Delta Q = \alpha C + \beta$. Notre hypothèse est que la présence de pistes de rappel modifie la chute en tension. La section 3.1.4 porte sur des simulations LTSpice réalisées pour expliquer la modification de la perte de charge due aux pistes de rappel.

Effet de la tension de grille, du gaz et de l'amplitude du signal

Trois paramètres pouvant influencer la chute en tension sont examinés avec le Micromegas TF10. ΔV est étudié en fonction de l'amplitude du signal, du gaz et de la tension de la microgrille (tableau 3.9). Afin de rester à amplitude de signal constante lorsque V_{mg} varie, la transparence de la microgrille est ajustée en faisant varier la tension de la dérive, de manière à ce que $G \times T = cste$.

On remarque que $< \Delta V > /V_{mg}$ est indépendant de V_{mg}, en s'appuyant sur l'équation 3.7, on en déduit alors que la perte de charge ΔQ vérifie : $\Delta Q = a \cdot V_{mg}$, où a est une constante qui dans le cas du TF10 vaut : 0,5 nF. Dans le cas du PY, d'après les résultats obtenus lors des tests, $\Delta V/V_{mg}$ est d'environ 35%, soit $a = 8,75$ nF. Ainsi, à tensions égales, le PY perd une plus grande quantité de charges lors d'une décharge, mais étant donné la taille du détecteur la chute de tension de la microgrille est moindre.

Ces mesures mettent également en lumière le fait que $< \Delta V > /V_{mg}$ varie peu avec le pourcentage d'isobutane dans le gaz et est indépendant de l'amplitude du signal. Ainsi pour

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Taux décharges [min^{-1}]	V_{mg} [V]	$V_{dérive}$ [V]	$<\Delta V_{mg}>$ [V]	gaz	$<\Delta V_{mg}>/V_{mg}$ [%]
~ 22	392	440	204	5%	52%
~ 22	404	535	208	5%	51%
~ 22	412	900	216	5%	52%
~ 25	420	1800	220	5%	52%
~ 22	445	490	224	10%	50%
~ 22	453	500	228	10%	50%
~ 22	463	510	233	10%	50%
~ 50	404	517	209	5%	52%
~ 50	412	617	213	5%	52%
~ 50	420	655	216	5%	51%

FIGURE 3.9 – $<\Delta V>$/V en fonction de la tension de grille à amplitude constante du signal, du mélange gazeux et de l'amplitude du signal. La valeur dans la colonne gaz indique la proportion d'isobutane dans le mélange argon-isobutane. Les mesures sont réalisées avec le TF10.

un détecteur, l'étude d'une décharge à une tension donnée est suffisante pour déduire la valeur de la chute en tension en fonction de V_{mg}.

3.1.4 Simulations LTSpice

Cette partie présente les simulations réalisées avec LTSpice afin de vérifier certaines conclusions tirées de l'étude de la remontée en tension de la microgrille après une décharge. Après une description du logiciel et du schéma électrique utilisé pour simuler les tests, deux points sont étudiés :

- la variation de ΔV en fonction du nombre de pistes impliquées dans la décharge ;
- l'influence des pistes de rappel sur ΔV.

Mise en place de la simulation

LTSpice est un logiciel professionnel de simulation de circuits électroniques analogiques développé par le fabricant de circuits intégrés Linear Technology. C'est un logiciel propriétaire mais qui est totalement gratuit. Il a de plus l'avantage d'être simple d'utilisation ce qui a permis une prise en main rapide. Le point important de la simulation que j'ai développée est que chaque piste est modélisée indépendamment des autres. Le détecteur n'est donc pas représenté comme une seule et unique capacité mais comme la somme des capacités de chaque piste. Le schéma utilisé est présenté fig. 3.10. Il contient les éléments suivants :

- le bloc d'alimentation représenté par une alimentation en tension et courant ;
- le filtre de la haute tension connecté entre le bloc d'alimentation et la microgrille ;

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

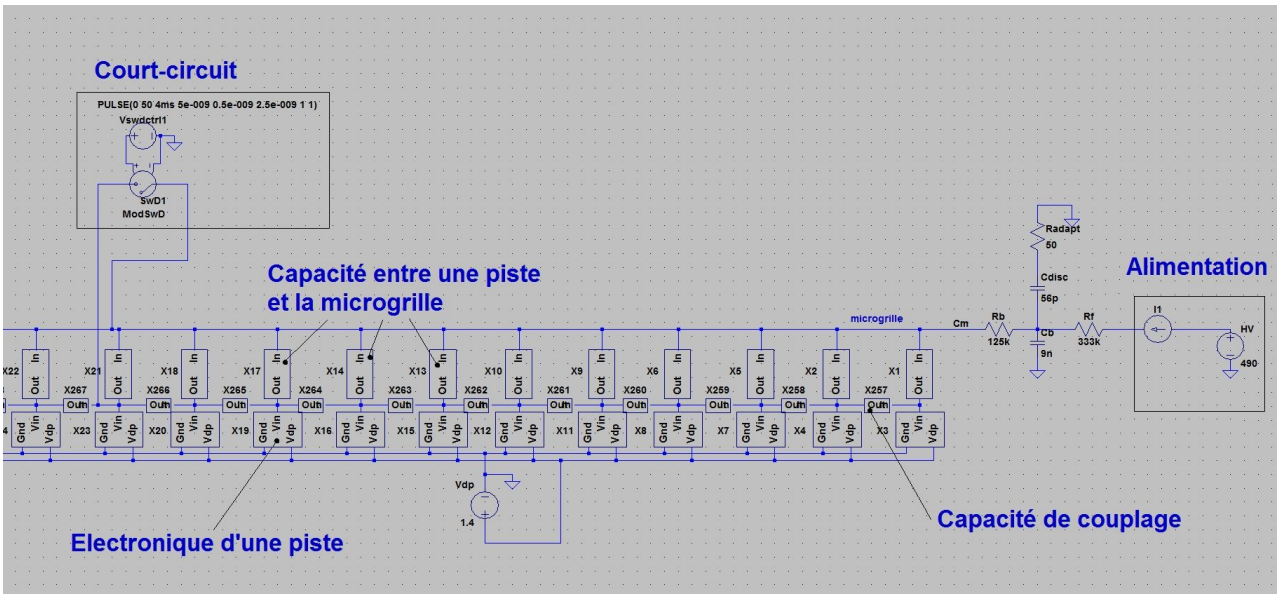


FIGURE 3.10 – Schéma du montage de simulation du détecteur.

- les pistes connectées entre la microgrille et leur électronique (voir chapitre 5 sur l'électronique pour le contenu de ce bloc) par une capacité de 74 pF soit une capacité totale de 10 nF en les ajoutant une à une ;
- une capacité de couplage de 1 pF entre chaque piste ;
- un élément de court-circuit qui connecte directement pendant le temps choisi la microgrille et une piste.

En représentant chaque piste séparément ce schéma permet donc d'apporter les modifications nécessaires au montage pour simuler une augmentation du nombre de pistes touchées lors d'une décharge.

Décharges et pistes touchées

Sur le schéma 3.10 une seule piste est connectée directement à la microgrille, pour augmenter ce nombre il suffit d'ajouter une connexion entre la microgrille et d'autres pistes. Les résultats obtenus (fig. 3.11) ont permis de vérifier l'hypothèse que nous avions formulée concernant l'existence de décharges d'intensités différentes. En effet, la chute en tension augmente avec le nombre de pistes impliquées dans une décharge.

Décharges et pistes de rappel

L'objectif ici est de comprendre pourquoi, pour le PY, l'asymptote de ΔV ne tend pas vers zéro lorsque C_{mg} tend vers l'infini alors que nous avons montré que $\Delta V \ \alpha \ 1/C$. Tout d'abord il faut observer, que pour un détecteur avec des pistes de rappel, le nombre de pistes de rappel que croise la piste touchée par la décharge augmente linéairement avec la taille du détecteur. Supposons par exemple qu'il y ait un seul connecteur de 72 pistes branché. Chaque piste est couplé par effet capacitif aux 71 autres. Lorsqu'un nouveau connecteur est ajouté, la capacité totale du détecteur augmente mais chaque piste est maintenant couplée avec 143 pistes. Ainsi, même si la taille du détecteur tend vers l'infini (donc sa capacité aussi), le nombre de pistes couplées à une piste de lecture devient également infini, la charge perdue par la microgrille augmente donc toujours et ne devient jamais négligeable par rapport à la charge totale du

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

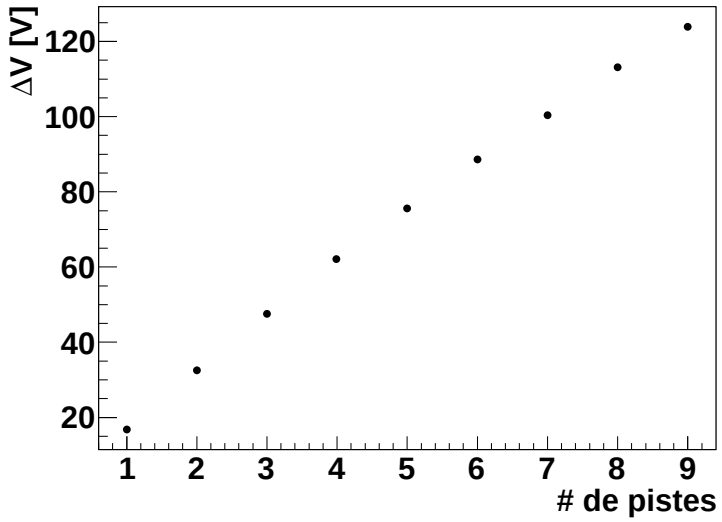


FIGURE 3.11 – ΔV en fonction du nombre de pistes impliquées dans la décharge lorsque la capacité d'une piste est de 74 pF. Les simulations sont réalisées avec LTSpice.

détecteur.

En ajoutant dans la simulation une capacité entre la piste qui ressent la décharge et chacune des autres pistes, le ΔV ne tend plus vers zéro (fig. 3.12, carrés bleus). L'implémentation de cette dernière modification étant assez longue, le nombre de pistes a été limité à 144.

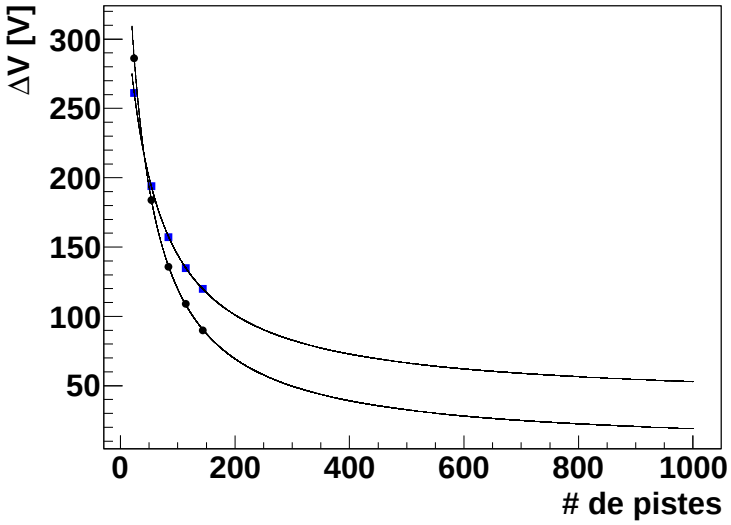


FIGURE 3.12 – Simulation de ΔV en fonction de la capacité du détecteur sans piste de rappel (ronds noirs) et avec pistes de rappel (carrés bleus).

Les ajustements sont de la forme suivante :

$$\Delta V = \alpha + \frac{\beta}{p + \gamma}, \tag{3.8}$$

où α, β et γ sont les paramètres de l'ajustement et p le nombre de pistes du détecteur, γ est un facteur de correction. Dans le cas d'un détecteur sans piste de rappel, la valeur de α est

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

compatible avec zéro, ce qui n'est pas le cas lorsque les pistes de rappel sont présentes. L'influence des pistes de rappel sur ΔV est donc confirmée par les simulations réalisées avec LTSpice.

Les simulations LTSpice ont donc permis de vérifier nos hypothèses sur la variation de ΔV en fonction du nombre de pistes touchées lors d'une décharge et en présence ou non de pistes de rappel. LTSpice ne peut cependant pas être utilisé pour prévoir le temps de remontée après une décharge car il est difficile pour le moment de reproduire la valeur de la chute de tension. Il s'est néanmoins révélé un outil très pratique pour nos tests.

3.1.5 Optimisations des éléments du filtre

Jusqu'à présent nous avons vu que la remontée en tension après une décharge a lieu en deux étapes :

- une recharge rapide de la microgrille par la capacité du filtre ;
- une recharge plus lente par l'alimentation.

Les formules des constantes de temps régissant ces recharges ont été vérifiées à 6 % pour l'étape rapide, 20 % pour la recharge par l'alimentation. De plus, grâce aux tests et aux simulations, nous avons mis en avant le fait que $\Delta V/V_{mg}$ était une quantité constante pour un détecteur donné. Ainsi, lorsque le rapport $\Delta V/V_{mg}$ d'un détecteur est connu, il est possible de déterminer rapidement le filtre le plus adapté. Cette optimisation doit néanmoins tenir compte du fait que :

- la résistance du filtre ne peut pas être trop petite (100 Ω minimum) sinon la tension de la microgrille oscille après une décharge ;
- la capacité du filtre doit avoir une valeur raisonnable (200 nF maximum) ;
- le filtre doit toujours filtrer le bruit haute fréquence, si possible jusqu'à 50 Hz soit $C_{filtre}(R_{filtre} + R_{hv}) > 1/50$.

En prenant en compte ces contraintes, un code permettant de calculer $V(t)$ a été mis au point à partir de la formule complète de remontée en tension. Il possède 3 paramètres : la résistance haute tension, la capacité du filtre et ϵ, où $V_n - \epsilon$ est la tension considérée comme nominale après une décharge. La résistance du filtre n'est pas un paramètre libre car l'analyse a montré que la remontée en tension la plus rapide était toujours obtenue avec la plus petite valeur possible de R_{filtre} pour que la condition $C_{filtre}(R_{filtre} + R_{hv}) > 1/50$ soit respectée. En fonction de ces paramètres le programme détermine alors le temps nécessaire pour que la tension de la microgrille revienne à $V_n - \epsilon$.

Afin d'avoir une idée du temps mort par décharge dans les Micromegas prévus pour CLAS12, le code est utilisé à partir des données acquises sur le détecteur PY. Ainsi, V_n est fixée à 440 V qui devrait être à 10 V près la tension des détecteurs dans CLAS12. La chute en tension est égale à 35 % de cette valeur, comme indiqué par les tests présentés dans ce chapitre. Enfin, ϵ varie entre 1 V et 21 V avec 1 nF $< C_{filtre} <$ 200 nF et 0,1 kΩ $< R_{hv} <$ 120 kΩ. Le temps minimal T_{min} obtenu pour revenir à la tension $V_n - \epsilon$ est tracé en fonction de ϵ dans la fig. 3.13.

On remarque que la diminution de T_{min} est plus rapide après 8 V, ceci correspond au moment où la capacité du filtre est suffisante pour recharger la microgrille jusqu'à la tension souhaitée. Pour les Micromegas de CLAS12, les tensions devraient être choisies de sorte à être au début du plateau d'efficacité, ϵ sera donc plutôt de l'ordre de 5 V. En revanche, les microgrilles devraient certainement être segmentées, leur capacité sera alors d'environ 8 nF, dans ce cas la recharge par la capacité du filtre sera suffisante.

Ainsi nous venons de montrer que si les éléments du filtre de la haute tension sont correctement choisis, le temps de remontée en tension à $V_n - 5$ V après une décharge dans le PY est de l'ordre de 10 ms. On peut donc s'attendre à ce qu'il soit similaire ou moins élevé pour les

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

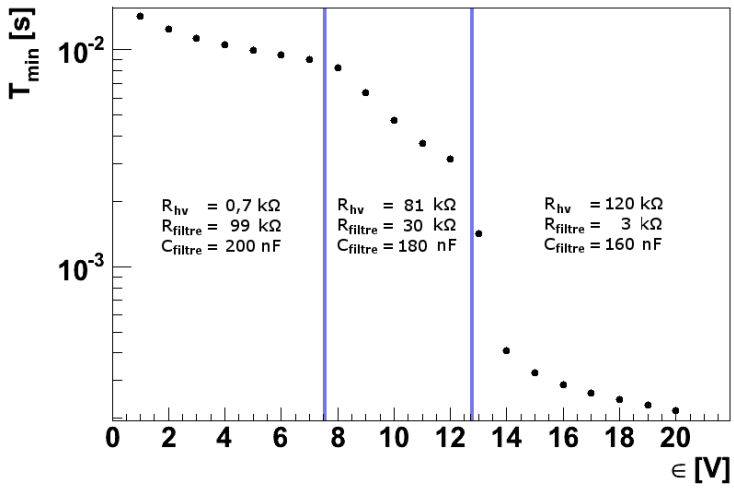


FIGURE 3.13 – Simulation du temps minimal nécessaire au Micromegas PY pour revenir à la tension $V_n - \epsilon$.

détecteurs de CLAS12 si les microgrilles sont segmentées. Pour déterminer le temps mort lié aux décharges, il est nécessaire de connaître le taux de décharges dans les détecteurs, ce qui est le sujet de la seconde partie de ce chapitre.

3.2 Tests en faisceau : montage expérimental

Cette partie présente les tests en faisceau menés au CERN en août 2010. L'objectif principal est d'étudier le taux de décharges pour différents Micromegas dans des conditions proches de celles attendues à CLAS12 car de telles mesures n'ont jamais été réalisées. Des résultats obtenus, le taux de décharges prévu à CLAS12 est déduit.

3.2.1 La ligne faisceau

Les tests ont eu lieu sur la ligne T11 du Proton Synchroton (PS) au CERN. La ligne est constituée d'une cible composée de bérilium et de tungstène sur laquelle interagissent les protons de 24 GeV/c issus du PS. Des dipôles et quadrupôles magnétiques permettent ensuite de sélectionner la charge (négative ou positive) et l'impulsion des pions produit lors de l'interaction des protons sur la cible. Les aimants permettent également de choisir le point de focalisation du faisceau, que nous avons placé au milieu du banc des détecteurs. Les particules sont délivrées par paquet, ou *spill* en anglais, de 0,4 s toutes les 50 s. Lorsqu'un faisceau de π^+ est sélectionné une faible contamination par des protons est attendue. La ligne présente plusieurs avantages dont :

- une luminosité élevée : la probabilité de décharges étant habituellement de l'ordre d'un par million pour des gains standards, un flux supérieur à 10^5 est nécessaire pour des mesures précises ;
- une gamme d'énergie adaptée : l'impulsion du faisceau peut être variée entre 0,2 et 3 GeV/c, couvrant ainsi toute la gamme d'impulsion de CLAS12 ;
- une taille de faisceau de quelques cm^2 qui correspond à la taille des détecteurs.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Pendant les deux semaines de prise de données, plus de 27 000 *spills* ont été enregistrés, correspondant à 3,8 milliards de particules.

3.2.2 Les détecteurs

Douze prototypes ont été installés et testés simultanément sur la ligne faisceau (fig. 3.14), pour les comparer dans les mêmes conditions. Les détecteurs sont tous de type bulk entièrement réalisés par les équipes du Sédi de l'Irfu, à l'exception de deux fabriqués au CERN. Pour tous les détecteurs, l'espace de dérive est de 5 mm et l'espace d'amplification de 128 µm. Une feuille de Mylar aluminisée de 23 microns d'épaisseur sert d'électrode de dérive. Chaque détecteur a 144 pistes et un pas de 400 µm qui couvrent une surface de 5,76 × 10 cm^2. Le même mélange gazeux d'argon-isobutane à 5 % est utilisé pendant tous les tests.

Quatre détecteurs placés aux extrémités du banc de test ont été utilisés comme références. Deux détecteurs sont des Micromegas dans lesquels une feuille de GEM a été placée entre la dérive et la microgrille, une présentation plus complète en est donnée dans la sous section suivante. Deux prototypes ont été assemblés avec une microgrille ayant des fils de 16 (resp. 50) microns espacés de 56 (resp. 256) microns tandis que la microgrille standard a des fils de 18 microns espacés de 46 microns. Enfin, plusieurs détecteurs résistifs (voir chapitre 6) ont été testés alternativement, ils ont fait l'objet d'une analyse par un autre groupe du SPhN. Les caractéristiques des détecteurs sont résumées dans le tableau 3.1.

Détecteur	Position	Particularité
TFV2-01	1	référence X
TFV2-02	2	référence Y
TFV2-03	3	MMGEM, 2 mm d'espace de transfert
TFV2-04	4	MMGEM, 1 mm d'espace de transfert
TFV2-05	5	monté sur un pied pivotable
TFV2-07	6	grille 56/16 (voir texte)
TFV2-08	7	grille épaisse 265/50 et zone d'amplification de 192 µm
TFV1-03	8	résistif
TFV2-09	9	dérive microgrille
TFV1-04	10	bulk CERN
TFV2-06	11	référence X
TFV1-20	12	référence Y

TABLE 3.1 – Tableau récapulatif des propriétés des Micromegas utilisés lors des tests.

Les pistes sont connectées à l'électronique de lecture After [56] développée pour l'expérience T2K par des limandes Samtec de 150 cm et de capacité linéaire de 70 pF/m. Le rapport signal sur bruit est d'environ 30 pour des particules au minimum d'ionisation. Pour chaque trigger 60 échantillons en temps sont enregistrés pour chacun des 144 × 12 canaux. Le signal du trigger est formé par les coïncidences de trois scintillateurs plastiques de 15 × 15 cm^2, deux en amont

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

des détecteurs et un en aval. Cette triple coïncidence permet aussi de déterminer la luminosité du faisceau. Une étude systématique des coïncidences double et triple a permis de conclure que l'efficacité du trigger était très proche de 100 %.

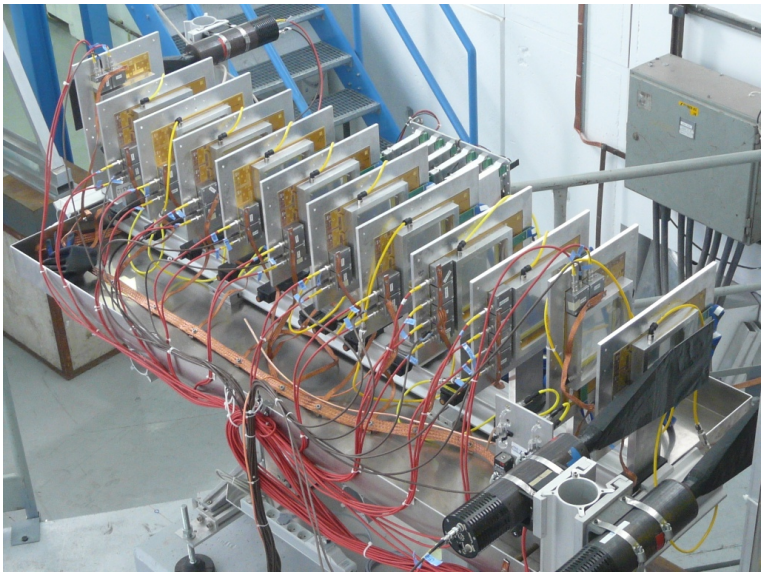


FIGURE 3.14 – Vue du banc de test installé au CERN avec douze Micromegas et trois scintillateurs. Les hautes tensions sont amenées par les câbles rouges, les tuyaux jaunes alimentent les détecteurs en gaz.

3.2.3 Les Micromegas GEM

Pour vérifier l'intérêt d'introduire une feuille de GEM dans un Micromegas, deux détecteurs Micromegas standards ont été couplés avec une feuille de GEM. Le détecteur se décompose alors en quatre zones (fig. 3.15), une zone de conversion entre la dérive et la feuille de GEM, une première zone d'amplification entre les deux faces de la GEM, une zone de transfert entre la feuille de GEM et la microgrille et pour terminer une deuxième zone d'amplification entre la microgrille et les pistes. Cette configuration est supposée diminuer le taux de décharges. En effet, l'amplification étant partagée entre la GEM et la microgrille, la diffusion des électrons réduit la densité électronique dans le détecteur en comparaison avec un Micromegas standard à gain égal. Si, comme nous le supposons, la forte densité d'électrons est responsable d'une décharge, et non seulement un nombre élevé d'électrons lié à la limite de Raether, la probabilité de décharges du Micromegas-GEM devrait être plus faible que pour un Micromegas standard.

3.2.4 Calibration pour les tests en faisceau

Le gain de chaque détecteur a été mesuré avant les tests en faisceau en fonction de la tension de la microgrille. La calibration est effectuée avec une source de ^{55}Fe qui émet des rayons X de 5,9 keV qui créent en moyenne 225 électrons primaires dans le mélange gazeux. Les courbes de gain des détecteurs standards sont présentées fig. 3.16. Tous les détecteurs ont des gains semblables. Seul le TFV2-08 qui est équipé d'une microgrille épaisse se distingue car l'espace d'amplification est de 192 µm.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

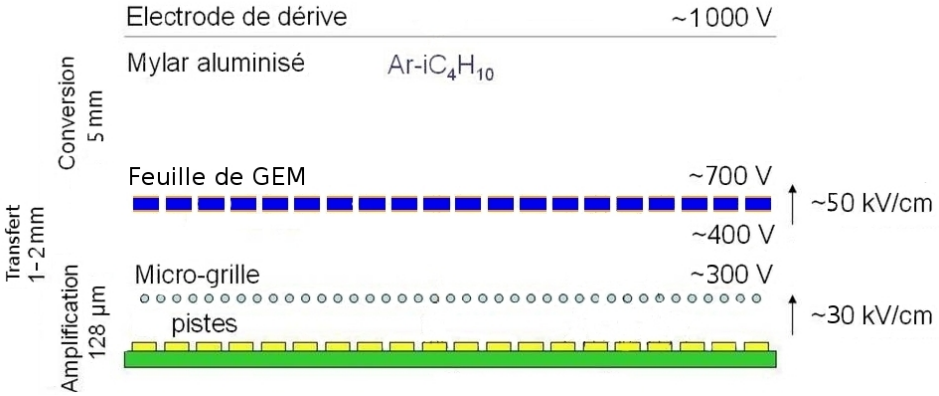


FIGURE 3.15 – Vue en coupe d'un Micromegas avec une feuille de GEM placée entre la dérive et la microgrille.

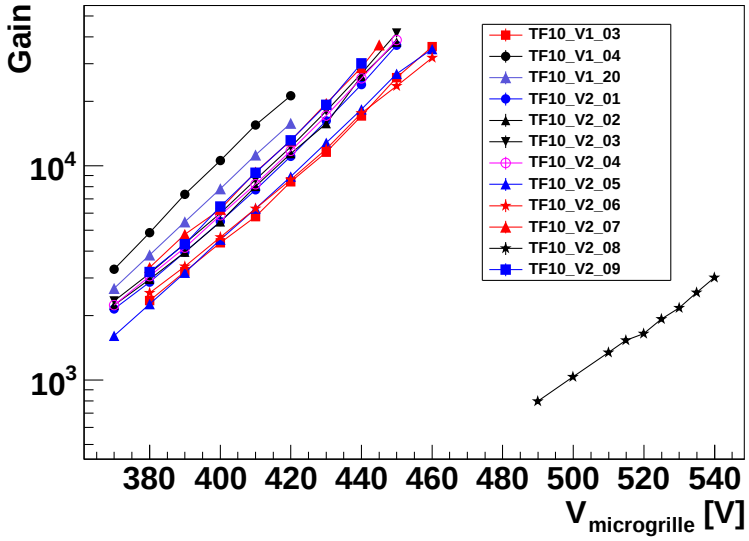


FIGURE 3.16 – Gains en fonction de la tension de la microgrille des détecteurs utilisés lors des tests.

Calibration des Micromegas GEM (MMGEM)

La calibration d'un détecteur Micromegas GEM dépend de trois champs électriques : le champ entre les faces de la GEM E_{GEM}, le champ d'amplification du Micromegas E_{ampl} et le champ de transfert E_{trans}. Pour réduire le nombre de paramètres, le champ de transfert est fixé à 100 ou 300 V/mm. Pour ces deux valeurs, les gains en fonction de la tension de la microgrille et pour différents champs de GEM sont ajustés par des courbes exponentielles. La fig. 3.17 montre les points expérimentaux et les ajustements obtenus pour un champ de transfert de 100 V/mm, et des tensions de GEM et de microgrille variant par pallier de 20 V.

La calibration montre également l'influence du champ appliqué entre les deux faces de la GEM sur le gain total du détecteur. La fig. 3.18 obtenue lors de la mesure du gain d'un MMGEM avec une source de ^{55}Fe met en avant la présence de deux pics principaux dont celui de plus grande valeur moyenne possède un pic d'échappé. De plus, lorsque la tension entre les faces de la GEM est augmentée à tension de microgrille constante, la valeur moyenne de l'un des pics reste constante mais celle du deuxième augmente. Ceci s'explique si l'on considère qu'un MM-

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

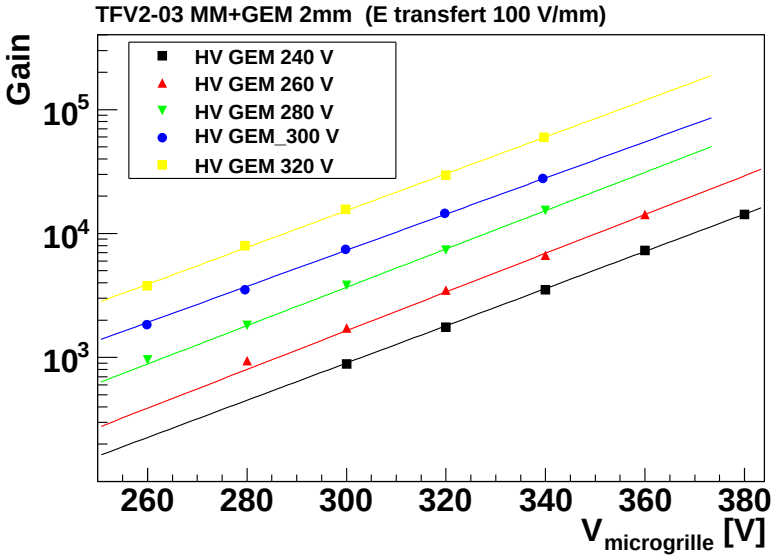


FIGURE 3.17 – Points expérimentaux et ajustements du gain d'un MMGEM pour E_{trans} = 100 V/mm et différentes tensions de GEM en fonction de la tension de la microgrille.

GEM possède deux espaces d'ionisations. Le pic à bas gain est dû aux dépôts d'énergie ayant lieu dans l'espace de transfert, les électrons ainsi créés ne sont amplifiés que par la microgrille. Sa valeur moyenne est constante car il est indépendant du champ dans la feuille de GEM. Le deuxième pic est lié aux dépôts d'énergie dans l'espace d'ionisation au-dessus de la GEM. Dans ce cas le signal est amplifié par la feuille de GEM et par la microgrille d'où l'augmentation du gain moyen de ce pic avec le champ de GEM. Le rapport des deux pics donne donc accès au gain de la GEM (fig. 3.19).

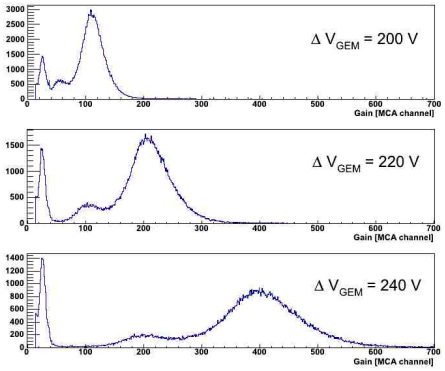


FIGURE 3.18 – Distributions en amplitude en source de ^{55}Fe d'un détecteur MMGEM lorsque la tension entre les faces de la GEM varie, les autres champs étant constants.

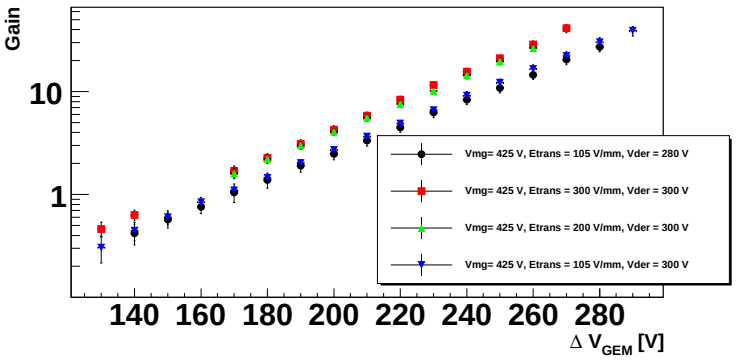


FIGURE 3.19 – Gain de la feuille de GEM en fonction de la différence de tension entre ses deux faces pour différents champs.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

3.2.5 Enregistrement des décharges

Les décharges sont détectées en mesurant à travers une capacité, dite de découplage, les changements rapides du potentiel de la micro-grille. La capacité de découplage se situe dans le boîtier de filtrage de la haute tension et est connectée à une sortie Lemo (schéma 3.20). Le signal obtenu est ensuite amplifié puis envoyé à un discriminateur dont le seuil est adapté afin d'assurer une détection systématique des décharges. Un contrôleur communique ensuite avec un programme LabVIEW dont la sortie est un fichier ASCII contenant le nombre de décharges pour chaque détecteur en fonction du temps et du nombre de triggers. L'écriture dans le fichier ASCII s'effectue à fréquence maximale de 50 Hz.

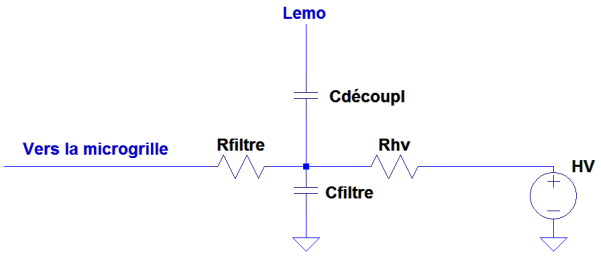


FIGURE 3.20 – Schéma du boîtier du filtrage de la tension de la microgrille lorsqu'une capacité de découplage est connectée.

3.3 Corrections pour les tests en faisceau

L'objectif de ces tests est d'évaluer la probabilité de décharges par particule incidente. Le nombre de particules qui traversent chaque détecteur doit donc être déterminé avec précision. Pour cela une correction en deux temps est nécessaire. Une étape préliminaire consiste à sélectionner les événements en temps pour limiter le recouvrement de signaux et également pour toujours considérer la même particule d'un détecteur à l'autre. La seconde étape est la principale, il s'agit de prendre en compte dans le calcul du flux incident le fait que les scintillateurs sont deux fois plus grands que les détecteurs et que la forme du faisceau varie en fonction de l'énergie, du type de particules et de la position du détecteur sur le banc.

3.3.1 Recouvrements

Pour chaque trigger et chaque piste, 60 échantillons de 60 ns du signal sont enregistrés après mise en forme. La probabilité d'avoir deux événements dans la fenêtre en temps de 60×60 ns est de l'ordre de 90 % puisque 100 000 particules traversent les détecteurs toutes les 0,4 s. Ce phénomène est appelé recouvrement. En traçant pour chaque piste le signal en fonction de l'échantillon en temps, le recouvrement se manifeste par la présence de deux pics (fig. 3.21).

Pour s'affranchir de ce problème une sélection en temps est effectuée. Après le déclenchement du trigger un pic apparaît toujours à peu près au même moment E_M, cela dépend des caractéristiques internes du détecteur et de la chaîne d'acquisition. Les événements dont le maximum se trouve autour dans une fenêtre en temps centrée sur E_M sont donc conservés. Pour le détecteur 2 et des π^- de 3 GeV/c par exemple, la fig. 3.22 montre la distribution de la position temporelle des maxima de charge et la fenêtre en temps sélectionnée (segments rouges).

Cette sélection en temps permet de diminuer le bruit de fond et d'augmenter la probabilité de reconstruire la même particule dans tous les détecteurs.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

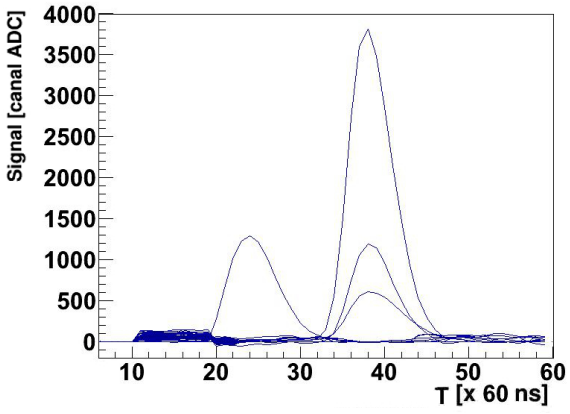


FIGURE 3.21 – Signal sur les pistes en fonction du temps pour un événement en π^+ à 3 GeV/c. Une courbe correspond à une piste pour laquelle le signal a dépassé le seuil.

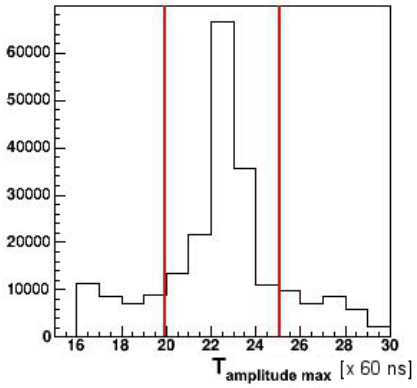


FIGURE 3.22 – Distribution du maximum de charge détecté par les pistes en fonction du temps pour le détecteur 2. Les segments rouges indiquent les bornes inférieure et supérieure de la sélection temporelle.

3.3.2 Correction de la luminosité

L'estimation de la probabilité de décharges par particule incidente requiert la connaissance de la luminosité qui est évaluée grâce aux coïncidences dans les scintillateurs. Cependant, l'aire des scintillateurs étant plus grande que celle des détecteurs, le trigger se déclenche parfois pour des particules qui ne sont pas passées dans les détecteurs. Cet effet est plus important à basse impulsion où le faisceau est beaucoup plus large (fig. 3.23).

On doit donc calculer le nombre de particules ayant réellement traversé les détecteurs en fonction du nombre de coïncidences N_{coin} détectées par les scintillateurs, ces derniers étant environ deux fois plus grands que les détecteurs. Le calcul est en deux étapes. Il faut d'abord connaître le profil du faisceau sur les scintillateurs en amont pour en déduire le nombre de particules par *spill*, N_{spill} grâce à la relation :

$$N_{spill} = N_{coin} \cdot \frac{\iint_{\mathbb{R}} g(\mu_{Sc}, \sigma_{Sc})}{\iint_{Sc} g(\mu_{Sc}, \sigma_{Sc})},$$

avec μ_{Sc} et σ_{Sc} respectivement la valeur moyenne et l'écart-type du profil gaussien du faisceau sur les scintillateurs.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

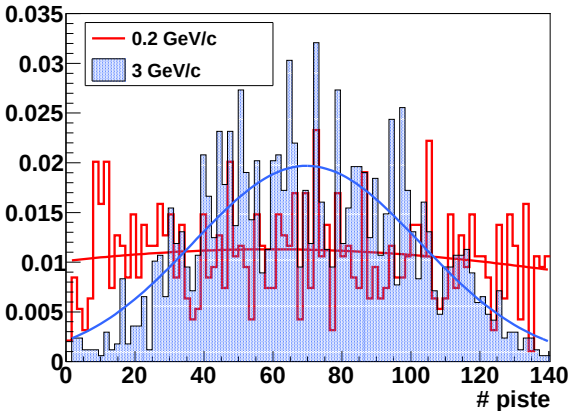


FIGURE 3.23 – Profil du faisceau dans le détecteur 1 pour un faisceau de π^- de 3 GeV/c (bleu plein) et de 0,2 GeV/c (rouge). Les courbes sont des ajustements gaussiens.

Ensuite, à partir du profil faisceau sur chaque détecteur, le nombre de particules du *spill* qui sont passées dans le détecteur i est calculé :

$$N_{det\ i} = N_{spill} \cdot \frac{\iint_{det\ i} g(\mu_{det\ i}, \sigma_{det\ i})}{\iint_{\mathbb{R}} g(\mu_{det\ i}, \sigma_{det\ i})},$$

avec $\mu_{det\ i}$ et $\sigma_{det\ i}$ respectivement la valeur moyenne et l'écart-type du profil gaussien du faisceau sur le détecteur i.
Ces considérations permettent donc de déterminer la relation entre le nombre de coïncidences et le nombre de particules ayant traversé le détecteur i :

$$N_{det\ i} = N_{coin} \cdot \frac{\iint_{\mathbb{R}} g(\mu_{Sc}, \sigma_{Sc})}{\iint_{Sc} g(\mu_{Sc}, \sigma_{Sc})} \cdot \frac{\iint_{det\ i} g(\mu_{det\ i}, \sigma_{det\ i})}{\iint_{\mathbb{R}} g(\mu_{det\ i}, \sigma_{det\ i})} \hat{=} N_{coin} \cdot C,$$

C est appelé facteur de correction de la luminosité.

Les paramètres des gaussiennes selon les axes X et Y sont traîtés séparément, les intégrales doubles dans les formules sont donc découplées. En pratique, pour l'axe X les paramètres de la gaussienne sur les scintillateurs sont déduits à partir d'une extrapolation des valeurs moyennes et de l'écart-type du profil faisceau des trois détecteurs les plus proches du scintillateur le plus en amont (fig. 3.24). Comme annoncé, à basse impulsion le faisceau est très étalé, l'ajustement par une gaussienne comporte donc de grandes erreurs puisque la distribution est pratiquement plate. À haute impulsion en revanche, le faisceau est mieux focalisé et toutes les particules du faisceau passent dans les scintillateurs.

Le calcul des paramètres des gaussiennes selon Y est plus compliqué car seuls deux détecteurs sont disposés avec les pistes perpendiculaires à cet axe et l'un d'eux n'a fonctionné que pour quelques acquisitions. Néanmoins, nous avons eu le temps de constater à différentes énergies que l'axe du faisceau n'était pas aligné avec celui des détecteurs. L'angle θ_y entre l'axe des détecteurs et celui du faisceau vérifie :

$$\tan\ \theta_y = -0.0120\ \pm\ 0.002.$$

Par extrapolation ou interpolation, la position centrale du faisceau sur les scintillateurs et les détecteurs est ainsi obtenue. Pour l'écart-type, celui du détecteur 2 est utilisé. L'erreur est

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

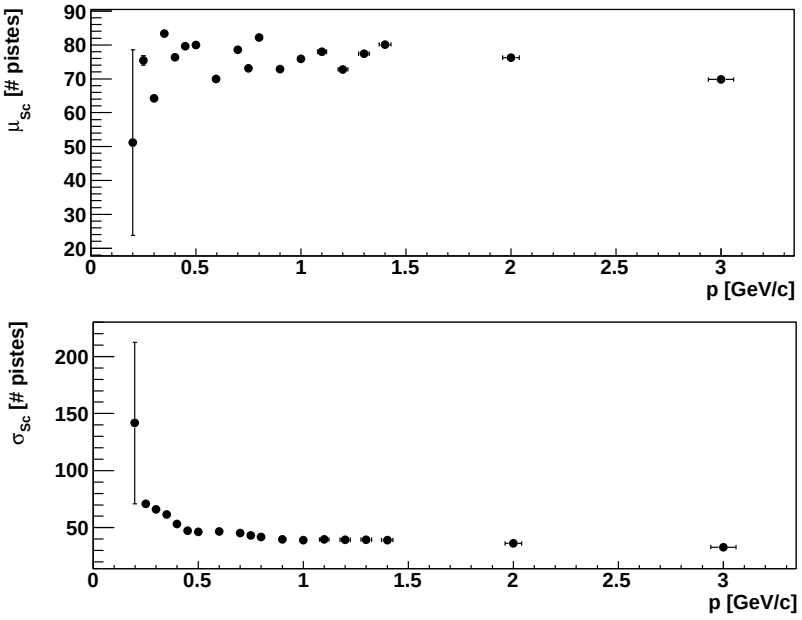


FIGURE 3.24 – Moyenne et écart-type selon l'axe X de la distribution gaussienne sur le scintillateur le plus en amont pour des π^- en fonction de l'impulsion du faisceau.

prise égale à l'erreur sur l'écart-type de l'axe X. Les mêmes grandeurs que pour l'axe X sont alors calculés et on obtient finalement les valeurs du facteur de correction (fig. 3.25).

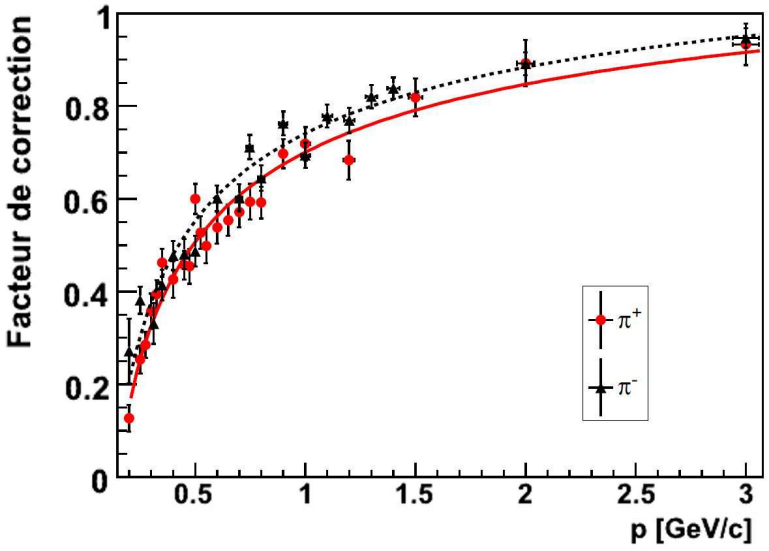


FIGURE 3.25 – Facteur de correction de la luminosité en fonction de l'impulsion d'un détecteur pour des π^+ et des π^-. Les courbes continues sont des ajustements qui sont ensuite utilisés pour les calculs de probabilité de décharges.

Comme prévu à 3 GeV/c le facteur de correction est proche de l'unité, ce qui est cohérent avec le fait que toutes les particules du faisceau traversent les détecteurs. À basse impulsion en revanche, le profil du faisceau est très étendu, d'où une correction importante. La correction étant due à la dispersion du faisceau en fonction de l'impulsion des particules, elle doit être

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

continue, elle est donc ajustée pour chaque détecteur. Comme expliqué dans la partie suivante, cet ajustement bien que nécessaire est source d'erreurs systématiques.

3.3.3 Erreurs systématiques

La première raison d'introduction d'erreurs systématiques est due à l'ajustement du facteur de correction, ce dernier pouvant être ajusté par différentes courbes. Trois équations ont été testées :

- $\alpha - 1/x^{\beta}$ eq. 1 ;
- $\alpha - \beta/x^{0,4}$ eq. 2 ;
- $\alpha + \beta * \log(x)$ eq. 3,

où α et β sont les deux paramètres de l'ajustement et x, l'impulsion en GeV/c.

Les deux premières équations donnent des résultats très similaires tandis que l'expression avec le logarithme est fausse à haute impulsion (fig. 3.26). Les ajustements donnés par les équations 1 et 2 sont égaux à 5 % prêt à haute impulsion et 10 % à basse impulsion. Pour toutes les valeurs au-dessus de 0,2 GeV/c, une erreur systématique égale à 5 % de la correction est donc ajoutée à l'erreur statistique, cette erreur est fixée à 10 % à 0,2 GeV/c. Dans toute la suite l'ajustement par l'équation 2 est utilisé.

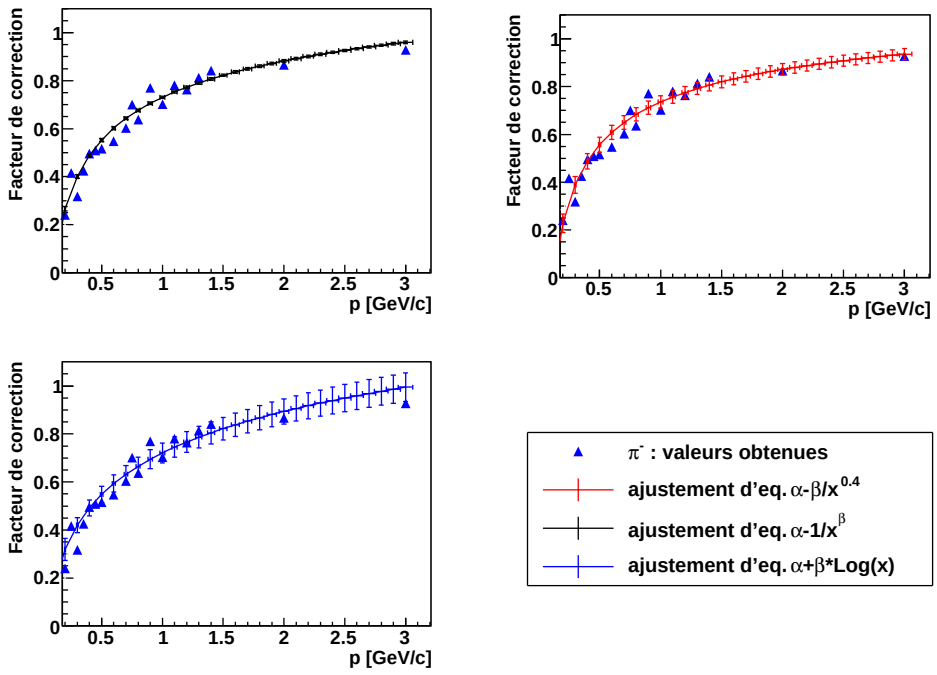


FIGURE 3.26 – Facteur de correction de la luminosité en fonction de l'impulsion pour le détecteur 3. Les deux graphes en haut et celui en bas à gauche superposent le fit et les valeurs de correction.

Une deuxième raison d'introduction d'erreurs systématiques est la différence entre la valeur de la correction pour les π^+ et les π^- (fig. 3.27). En effet, la correction à une énergie donnée pour un détecteur doit être la même pour ces deux types de particules étant donné que les deux faisceaux ne diffèrent que par la direction du champ magnétique dans les aimants.

L'observation de ces courbes montre que les barres d'erreur, qui incluent les systématiques précédentes, ne rendent pas nécessaire l'introduction d'erreurs systématiques supplémentaires.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

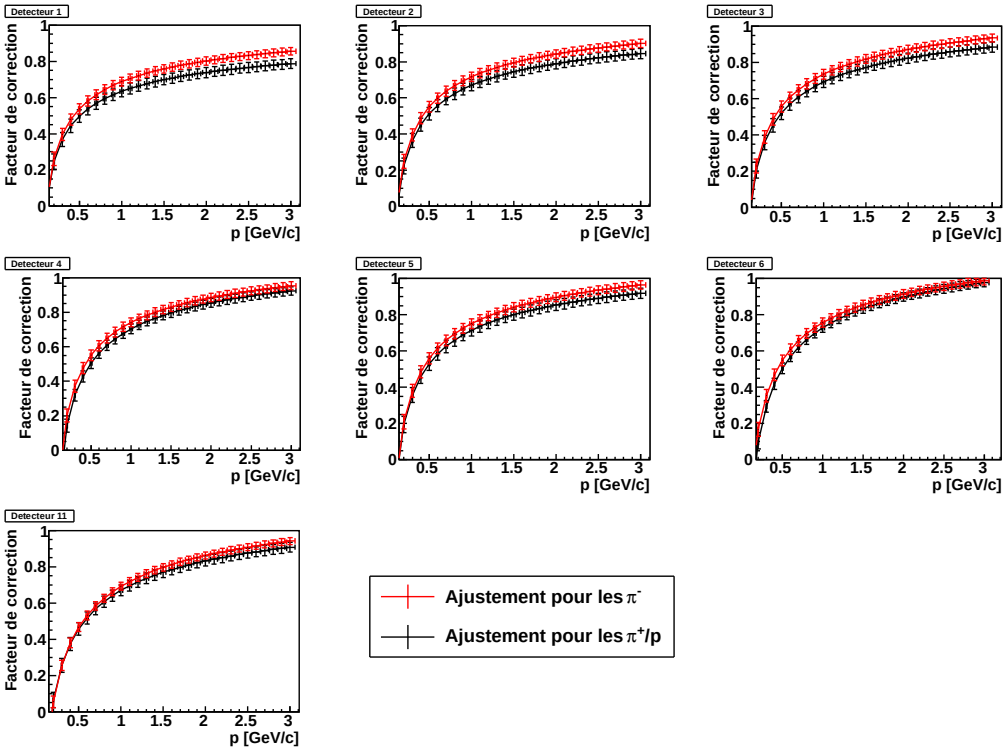


FIGURE 3.27 – Ajustement du facteur de correction de la luminosité en fonction de l'impulsion des particules. Les erreurs systématiques sont incluses. En noir pour les π^+, en rouge pour les π^-.

3.4 Résultats des tests en faisceau

3.4.1 Probabilité de décharges des Micromegas standards

La probabilité de décharges par particule incidente a été mesurée en fonction de l'impulsion du faisceau en utilisant le facteur de correction de la luminosité. Presque tous les détecteurs ont des probabilités de décharges similaires comme l'illustre la fig. 3.28 obtenue pour une tension de microgrille de 430 V, correspondant à des gains supérieurs à 10^4. Au-dessus de 1 GeV/c, la probabilité de décharges est indépendante de l'impulsion et de la charge du pion et est de l'ordre de 2×10^{-5}. Cette valeur est cohérente avec des mesures précédents à 15 GeV/c avec le même mélange gazeux [57]. En revanche, en-dessous de 1 GeV/c la probabilité de décharges diminue lentement sauf pour certaines valeurs spécifiques de l'impulsion pour lesquelles des pics étroits sont présents dans le cas des π^+. Ces pics ne peuvent pas être expliqués par des résonances dans les sections efficaces des pions. En réalité le faisceau de π^+ est légèrement contaminé par d'autres particules, ce qui n'est pratiquement pas le cas pour celui de π^-. Des simulations Geant4 de l'installation ont permis de montrer que les positions des trois pics sont compatibles avec les impulsions pour lesquelles les protons, deuterons et tritons s'arrêtent dans les détecteurs. En s'arrêtant, ce type de particules dépose beaucoup d'énergie dans le détecteur et induit donc une décharge. Cette affirmation est confirmée par le décalage de ces pics d'un détecteur à l'autre due aux pertes d'énergie dans les détecteurs précédents.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

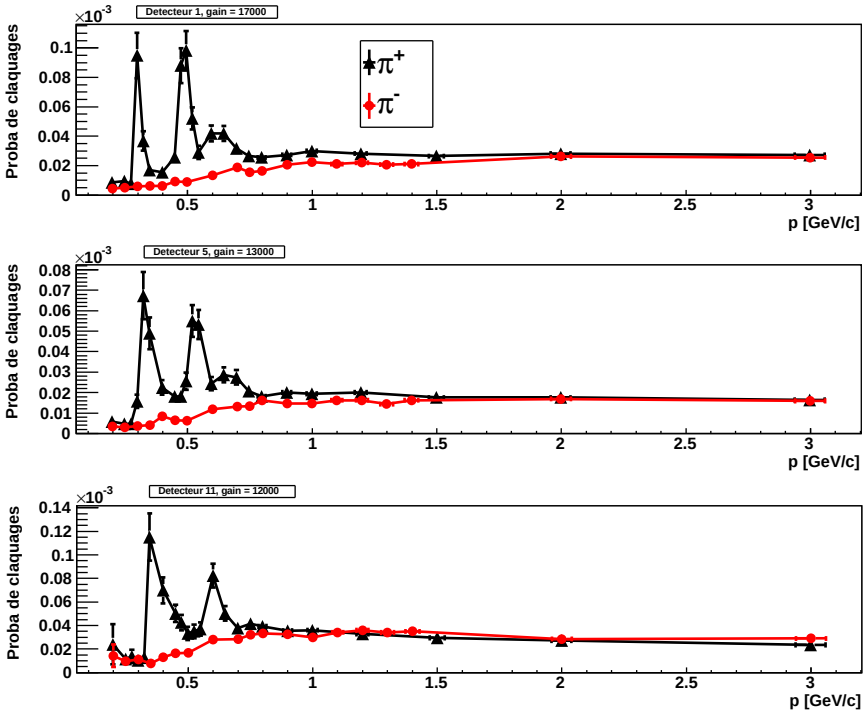


FIGURE 3.28 – Probabilité de décharges par particule incidente en fonction de l'impulsion des π^- (ronds rouges) et des π^+ (triangles noirs) pour les détecteurs 1, 5 et 11. Les erreurs statistiques et systématiques (dû au facteur de correction de la luminosité) sont incluses.

3.4.2 Probabilité de décharges des MMGEM

Des études précédentes ont montré que la probabilité de décharges d'un Micromegas équipé d'une feuille de GEM est réduite d'un facteur 10 à 100 comparé à un Micromegas standard à gain total égal [58, 59]. Cette diminution confirme que le paramètre pertinent dans le développement d'une décharge n'est pas le nombre total d'électrons mais plus probablement la densité locale de charge. Pour mieux comprendre les effets de l'espace de transfert et de la pré-amplification de la GEM, deux MMGEMs avec des espaces de transfert de 1 et 2 mm ont été étudiés pour différentes tensions de la GEM. Les probabilités de décharges mesurées en fonction du gain total sont présentées dans la fig. 3.29 et comparées avec un Micromegas standard pour un faisceau de π^- de 3 GeV/c. Pour chaque figure, la tension entre les faces de la GEM est indiquée. Le champ de transfert est fixé à 300 V/mm.

À des tensions modérées de la GEM ($V_{GEM} < 270$ V), la probabilité de décharges est déjà nettement plus faible que pour un Micromegas standard mais il n'y a pas de différence significative entre les deux MMGEMs. La diffusion transverse dans l'espace de transfert ne modifie donc pas la probabilité de décharges. Ceci suggère que les décharges ayant lieu dans ce régime sont principalement dues à des dépôts d'énergie importants dans l'espace de transfert au voisinage de la microgrille. Ces dépôts étant amplifiés uniquement par le gain du Micromegas, ils sont diminués en transférant une partie du gain à la feuille de GEM.

Pour des gains de GEM plus élevés à gain total constant, la probabilité de décharges est nulle jusqu'à des gains élevés. En outre, elle est plus faible dans le MMGEM qui a l'espace de transfert le plus grand. Ceci signifie que le nombre de décharges provenant de l'espace de transfert a été suffisamment diminué par la réduction du gain du Micromegas pour être sensible aux décharges provenant de dépôts dans l'espace d'ionisation. Dans ce cas, la taille de l'espace de transfert influe sur la probabilité de décharges puisque plus la distance entre la feuille de GEM

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

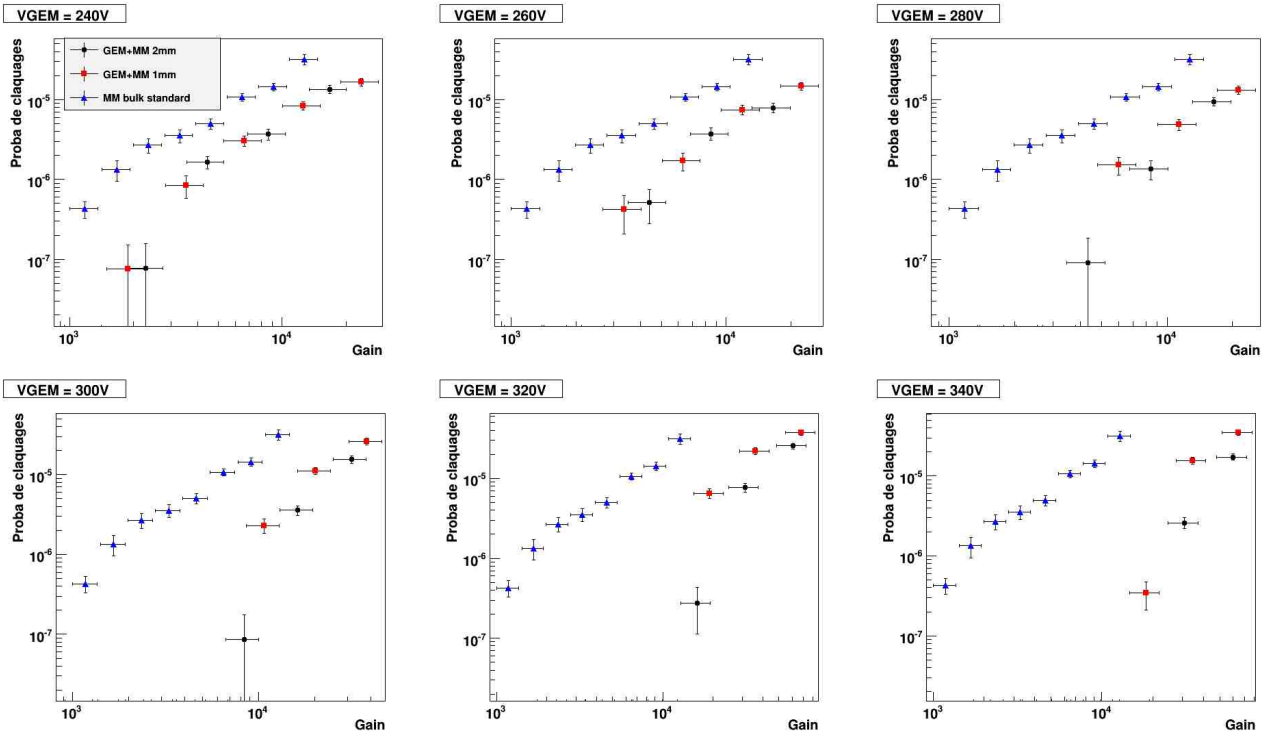


FIGURE 3.29 – Probabilité de décharges en fonction du gain à 3 GeV/c pour les MMGEM de 1 et 2 mm ainsi que pour un détecteur MM standard.

et la microgrille est grande, plus la diffusion est importante, donc la densité locale de charges faible. Ces études ont donc permis de comprendre en détail le comportement d'un détecteur MMGEM soumis à un flux de pions, elles montrent également que le paramètre pertinent dans l'étude des décharges dans un détecteur est la densité locale de charge. Des simulations ont été réalisées et s'avèrent être en accord quantitatif avec nos mesures [60]. Ces simulations ont de plus permis de confirmer que le taux de décharges dans les Micromegas de CLAS12 serait de quelques hertz.

3.5 Conclusions des tests en faisceau

Nous avons étudié la probabilité de décharges dans des Micromegas à des énergies comprises entre 0,2 et 3 GeV/c. Ces tests mettent en évidence différents comportement des détecteurs :

- les probabilités de décharges par particule incidente sont comprises entre 10^{-6} et 10^{-4} selon le gain pour tous les Micromegas standards. Toutefois des variations importantes sont présentes à des valeurs précises d'impulsions. D'après les simulations elles correspondent à l'arrêt de protons, deutérons et de tritons dans les détecteurs ;
- l'introduction d'une feuille de GEM dans un Micromegas permet de réduire la probabilité de décharges d'environ un ordre de grandeur, voire deux, à gain donné. Les mesures à gains modérés de GEM suggèrent que les décharges dans les MMGEMs sont principalement générées par des dépôts d'énergie importants dans l'espace de transfert. Lorsque le gain de la GEM est augmenté à gain total constant, les décharges provenant de dépôts dans l'espace de conversion sont plus fréquentes et dominent le nombre total de décharges. Nous avons ainsi montré que dans cette configuration, la diffusion transverse dans l'espace de transfert joue un rôle important dans la réduction des décharges. La probabilité de

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

décharges est donc liée à la densité électronique.

Les résultats présentés ici ont permis de valider des simulations prévoyant les probabilités de décharges des Micromegas de CLAS12. Les détecteurs vers l'avant du trajectographe central devraient avoir un taux de décharges d'environ 1 Hz, tandis que ce taux devrait être de quelques hertz pour les détecteurs du cylindre central. Dans la première partie de ce chapitre, des calculs et mesures ont permis de montrer que le temps mort dû à une décharge dans un Micromegas pour CLAS12 était estimé à environ 10 ms dans le cas de microgrilles segmentées. Le temps mort serait donc d'environ 1 % pour les détecteurs vers l'avant et de quelques pourcents pour le cylindre central. Toutefois, si des Micromegas-GEM peuvent être utilisés, nous avons vu que la probabilité de décharges peut être réduite d'au moins un ordre de grandeur. L'utilisation d'une feuille de GEM est néanmoins conditionnée à son comportement dans un champ magnétique élevé.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 4

L'électronique de lecture pour les Micromegas

Ce chapitre présente les études menées sur l'électronique de lecture développée pour les Micromegas de CLAS12 et appelée Dream en référence à son ASIC. Dans une première partie, nous expliquons pourquoi il a été nécessaire de mettre au point une nouvelle électronique en introduisant les contraintes de fonctionnement. Nous verrons en particulier que l'électronique étant déportée, des câbles de signal de 2 m connectent les détecteurs à l'électronique. Dans la deuxième partie, nous présentons les tests effectués avec un prototype de Dream pour valider l'utilisation de ces câbles. Cette première version de l'électronique étant encore en cours de développement, la plupart des tests et caractérisations des prototypes de Micromegas étant réalisés avec l'électronique After. Dans la troisième partie du chapitre, Dream et After sont donc comparés afin de quantifier l'augmentation du rapport signal sur bruit avec la nouvelle électronique. Pour terminer, nous présentons les mesures réalisées pour déterminer la résolution temporelle de l'électronique, qui est un élément important à haut flux et valider ainsi le point de fonctionnement prévu pour CLAS12.

4.1 Présentation

4.1.1 Caractéristiques

Le développement d'une nouvelle électronique pour les 24 000 canaux des Micromegas de CLAS12 a été nécessaire pour plusieurs raisons :

- l'électronique frontale est déportée de 1,5 m à 2 m des détecteurs à cause de l'espace disponible restreint et des contraintes de quantité de matière dans l'acceptance. Des câbles, appelés limandes, relient donc les détecteurs à l'électronique ;
- le bruit de fond est de 20 MHz et le taux maximal de 60 kHz par piste. Afin de limiter le taux d'occupation à 1 %, le temps d'intégration est fixé à 200 ns ;
- le taux de trigger attendu est de 20 kHz avec une latence maximale de 16 µs ;
- les détecteurs sont de grande taille ($\approx 0{,}20\ \mathrm{m}^2$) donc de grande capacité (jusqu'à 120 pF/piste). Le rapport signal sur bruit diminuant avec la capacité, ce point est une contrainte forte pour l'électronique ;
- les piédestaux et le bruit de mode commun doivent pouvoir être soustraits en ligne pour minimiser le bruit. L'électronique doit également disposer d'une fonction suppression de zéros pour réduire la quantité d'informations à transmettre ;
- l'électronique doit fonctionner dans un champ magnétique de 1 T ;

En tenant compte de ces contraintes, qu'aucune électronique disponible ne remplissait, une nouvelle électronique appelée Dream pour *Dead-timeless Read-out Electronics ASIC for Micromegas* a donc été développée par les équipes du CEA Saclay (Irfu/Sedi).

4.1.2 Architecture générale

L'architecture générale de l'électronique est assez standard pour ce type d'expérience et de détecteur. Chaque piste est reliée à une *Frontend Unit* (FEU) qui a plusieurs fonctions. Les signaux entrants sont tout d'abord pré-amplifiés puis mis en forme. Le circuit d'échantillonnage de l'ASIC enregistre alors le signal dans une mémoire analogique circulaire contrôlée par un FPGA. Lorsque le signal du trigger est reçu, les données contenues dans les cellules de la mémoire correspondant à ce trigger sont alors numérisées puis envoyées au FPGA qui calcule puis soustrait les piédestaux, le bruit de mode commun et s'il le faut applique une suppression de zéros. Les données sont ensuite transmises à une *Backend unit* (BEU) qui les concentre et les transmet par fibre optique aux fermes de stockage. La BEU transmet également le signal du trigger externe et l'horloge aux FEU de manière synchrone.

Chaque ASIC traite 64 pistes et une FEU gère 8 ASIC, environ 50 FEU sont donc nécessaires pour tous les détecteurs du trajectographe Micromegas de CLAS12. Une BEU peut contrôler 32 FEU. La fig. 4.1 résume les fonctions des différents éléments de l'électronique.

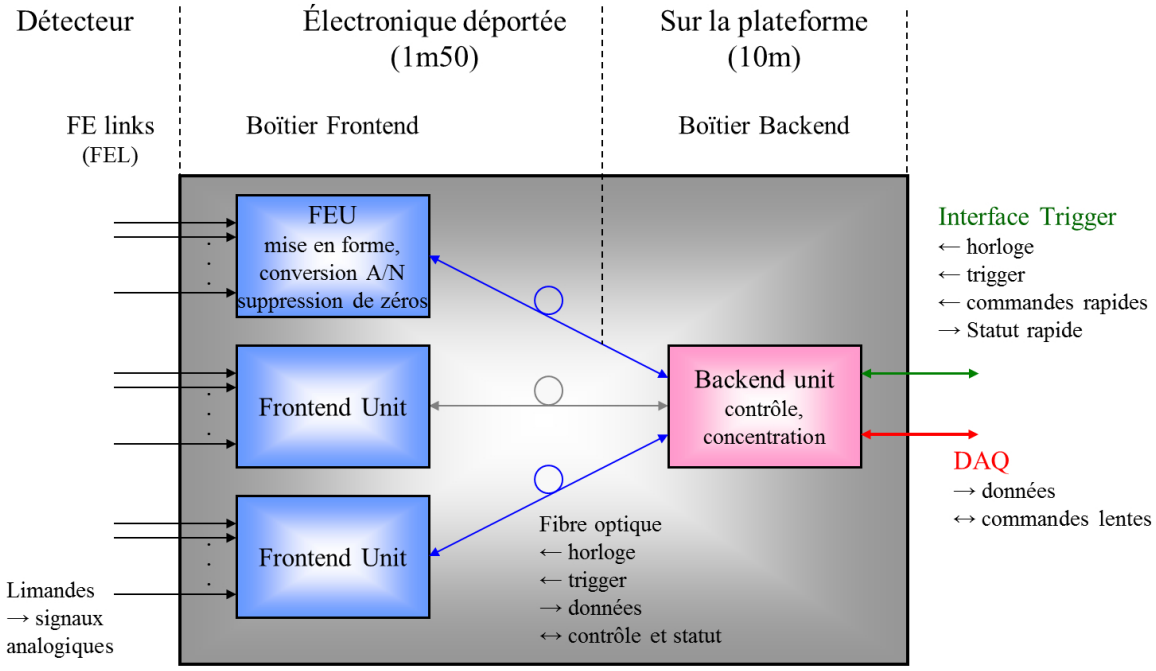


FIGURE 4.1 – Architecture de l'électronique Dream développée pour les Micromegas de CLAS12 [61].

Dans la suite nous introduisons des éléments qui complètent la présentation de l'électronique et permettent d'introduire les tests présentés dans les parties suivantes.

4.1.3 Circuit de polarisation des pistes

Le circuit de polarisation des pistes, le premier pré-amplificateur et la capacité de rétro-action de ce dernier (fig. 4.2) jouent un rôle important dans la dépendance de l'intensité du

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

signal à la capacité d'entrée totale, en particulier à la capacité de la limande qui est liée à sa longueur. Ils constituent de plus un élément important pour la compréhension du mécanisme de décharge. Comme expliqué dans la référence [62], la résistance placée entre la piste et la masse permet en effet au potentiel des pistes de varier, ce qui limite la chute en tension de la microgrille après une décharge. La capacité de liaison permet quant à elle de localiser au voisinage de la décharge les pistes dont le potentiel varie, ce qui réduit la quantité de charges perdues. Il a également été montré que cette capacité réduit le *cross talk* entre les pistes.

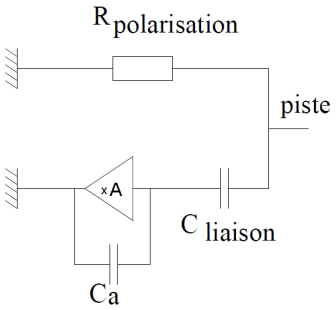


FIGURE 4.2 – Circuit de polarisation des pistes d'un Micromegas [62].

Le choix de la capacité de liaison repose sur deux principes : la transmission du signal et la variation du potentiel de la piste lors d'une décharge. En effet, afin d'avoir la meilleure transmission T possible entre les charges collectées au niveau de la piste et le signal après l'amplification, il est préférable que la capacité soit grande car si $AC_a >> C_{liaison}$ (ce qui est le cas dans Dream), le facteur de transmission T est donné par la formule suivante :

$$T = \frac{C_{liaison}}{C_{liaison} + C_{piste} + C_{rappel} + C_{limande}}, \tag{4.1}$$

où C_{piste} est la capacité de la piste, C_{rappel} la capacité de la piste de rappel le cas échéant et $C_{limande}$ celle de la limande.

Toutefois, pour que le potentiel de la piste puisse varier rapidement $C_{liaison}$ doit être petite. Au moment de la définition des composants de l'électronique les seules limandes utilisées dans les autres expériences avaient une capacité de 220 pF/m mais les premiers contacts avec les industriels ont montré qu'il serait possible d'avoir des limandes d'environ 60 pF/m. Pour assurer une bonne transmission du signal et une variation la plus rapide possible de la tension de la piste, une capacité de 220 pF a été choisie car la capacité des pistes devrait être comprise entre 60 pF et 120 pF, ce qui assure qu'au moins 48 % du signal est transmis avec des limandes de 2 m.

La capacité de liaison est connectée à un circuit de protection composé de diodes dont le but est de limiter la tension dans l'ASIC car il ne supporte pas des valeurs plus élevées qu'une dizaine de volts.

4.2 Tests de limandes

L'objectif de cette partie est de valider l'utilisation de longue limandes et de quantifier l'effet sur le rapport signal sur bruit (S/B). Cette mesure est également nécessaire car lors des tests

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

et caractérisations de détecteurs présentés dans la suite de cette thèse, des limandes de marque Samtec sont généralement utilisées car disponibles en grande quantité après les tests au CERN. Les limandes finales fournies par Hitachi ont une capacité inférieure de 42 pF/m. Après une approche théorique du problèmes, les résultats obtenus pour les différents types de limandes sont décrits.

Approche théorique

Le choix de la limande est important car la transmisson du signal dépend de la capacité de cette dernière mais aussi parce que le bruit est proportionnel à la capacité d'entrée de la voie d'électronique. On peut en effet montrer que la charge équivalente de bruit ENC est proportionnelle à la somme des capacités de la piste C_{piste}, de la piste de rappel C_{rappel} s'il y en a une et de la limande $C_{limande}$:

$$ENC = \gamma + \beta(C_{piste} + C_{rappel} + C_{limande}) = \gamma + \beta C_{tot}, \tag{4.2}$$

où γ et β sont des constantes qui dépendent de la chaîne d'acquisition.

De cette formule et de la formule 4.1, la variation du rapport signal sur bruit en fonction de la capacité totale peut être évaluée :

$$\frac{S}{B} \alpha \frac{S_{piste} \times T}{ENC} = \frac{S_{piste} \times C_{liaison}/(C_{liaison} + C_{tot})}{\gamma + \beta C_{tot}},$$

S_{piste} est le signal collecté au niveau des pistes. Il vient alors :

$$\frac{S}{B} \alpha \frac{1}{A + BC_{tot} + DC_{tot}^2}. \tag{4.3}$$

Où A, B et D sont des constantes.

Cette formule montre l'intérêt de minimiser la capacité d'entrée d'une voie d'électronique, en particulier la capacité des limandes.

Approche expérimentale

Des recherches appronfondies ont été menées et trois types de limandes ont alors été étudiés :
- des câbles proposés par Samtec de capacité 64 pF/m ;
- des câbles de marque Hitachi de capacité 50 pF/m ;
- des câbles plats fabriqués par Hitachi de capacité 42 pF/m.

Ces derniers reposent sur une technologie de câbles coaxiaux tissés à plat (fig. 4.3).

Un banc de test de l'électronique Dream disposant de 4 connecteurs a été utilisé pour quantifier les effets des différentes limandes. Un petit Micromegas TF10 ($5,6 \times 10$ cm^2) est connecté au banc de test de Dream par les limandes de 1,5 m décrites plus haut. Dans le cas des Samtec, le nombre de câbles entre le détecteur et l'électronique a été augmenté de 1 à 7 pour atteindre une longueur totale de 10,50 m. Même s'il s'agit d'un petit détecteur et que le signal est obtenu à partir d'une source de fer, il est remarquable que malgré cette longueur il soit encore possible d'extraire le signal du bruit. Pour les limandes Samtec, l'amplitude du signal, le bruit et le rapport signal sur bruit sont tracés en fonction de la capacité totale des limandes connectées (fig.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

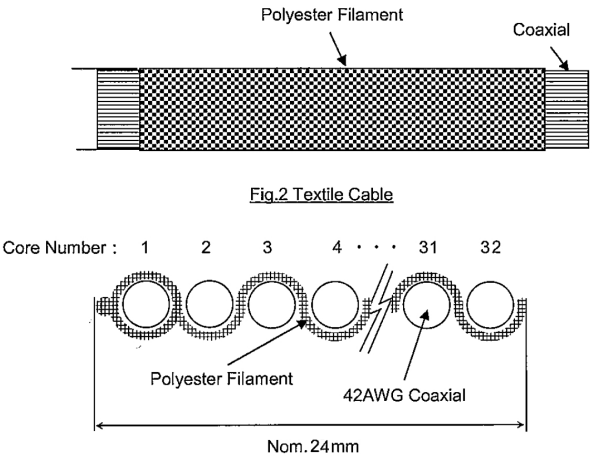


FIGURE 4.3 – Schéma d'une limande coaxiale tissée.

4.4). Les valeurs sont normalisées au rapport $S_{C_{min}}/B_{C_{min}}$ maximum obtenu avec la limande de 1,5 m. Le tableau 4.1 résume les valeurs du rapport signal sur bruit pour différents types de limandes.

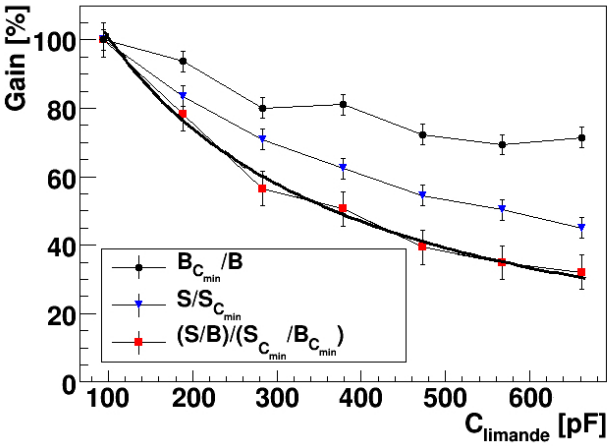


FIGURE 4.4 – Évolution du bruit, du signal et du rapport signal sur bruit, normalisés à la valeur la plus favorable (capacité minimale) en fonction de la capacité de la limande (Samtec).

Limandes	S/B
Samtec de 64 pF/m	335 +/- 3 %
Hitachi de 50 pF/m	350 +/- 3 %
Hitachi de 42 pF/m	360 +/- 3 %

TABLE 4.1 – Valeurs du rapport signal sur bruit mesurées en source de fer pour différentes limandes.

La figure montre que comme attendu, le rapport signal sur bruit décroît avec la capacité. Un ajustement de la courbe de S/B à partir de la formule 4.3 montre que le modèle est correct puisque le χ^2 est de $1,02$. L'ajustement met de plus en avant le fait que le terme en C_{tot}^2 est négligeable. Les courbes indiquent également que la diminution du rapport S/B est liée à l'augmentation du bruit et à la réduction du signal. Si par exemple, des limandes de 220 pF/m étaient utilisées pour CLAS12, le rapport S/B serait environ 25 % inférieur à ce qu'il est avec les limandes Hitachi de 42 pF/m. De plus l'utilisation de limandes Hitachi à la place de limandes Samtec améliore le rapport S/B d'environ 7 %. Cette valeur nous permettra lors des caractérisations des détecteurs de prévoir le rapport signal sur bruit si les limandes Hitachi

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tissées étaient utilisées. De manière plus générale, ces résultats mettent en avant la possibilité de déporter l'électronique de plusieurs dizaines de centimètres, voire de plusieurs mètres, tout en conservant un rapport signal sur bruit suffisant.

4.3 Comparaison de Dream et After

L'objectif de cette partie est de quantifier l'augmentation du rapport signal sur bruit de l'électronique Dream par rapport à After qui est utilisée pour la caractérisation des prototypes de CLAS12. L'ASIC Dream étant optimisé pour les détecteurs de grande capacité, il est attendu que l'amélioration soit plus marquée pour les grands détecteurs et pour les limandes longues. Pour ces tests, le signal est obtenu à partir des particules cosmiques et trois détecteurs sont testés :

- un petit détecteur TF10 ($5,6 \times 10$ cm^2) dont la capacité par piste est d'environ 24 pF ;
- un grand détecteur RDPY (30×30 cm^2) dont la capacité par piste est d'environ 70 pF ;
- un grand détecteur courbe CR6-Z (45×43 cm^2), prototype des détecteurs de CLAS12 dont la capacité par piste est de 92 pF.

Le tableau 4.2 résume les valeurs de bruit obtenues.

Détecteur et limandes	After	Dream	Amélioration
TF10+Samtec 150 cm	5,67	4,94	13 %
PY+Samtec 150 cm	5,94	5,17	13 %
PY+Samtec 2×150 cm	7,23	5,66	22 %
CR6-Z+Samtec 150 cm	10,45	8,06	23 %

TABLE 4.2 – Comparaison du bruit RMS en fonction du détecteur et des limandes utilisées pour les électroniques After et Dream.

Dans les mêmes conditions que ces tests, l'amplitude du signal du CR6-Z a été comparée avec Dream et After (fig. 4.5). Les seuils des amplitudes sont ajustés pour chaque tensions mais identiques pour les deux électroniques. Un ajustement des amplitudes à 430 V suggère une augmentation du signal d'environ $8,4$ % ± 4 % avec Dream. En prenant en compte la diminution du bruit, le rapport S/B est donc environ 25 % meilleur avec Dream qu'avec After. Cette valeur est nécessaire pour la suite de la thèse puisque les tests et caractérisations de prototypes de Micromegas sont effectués avec After. Pour vérifier que le point de fonctionnement est bien atteint il faudra donc tenir compte de cette information.

4.4 Résolution temporelle

L'objectif de cette partie est de vérifier que la résolution temporelle pour CLA12 sera de 10 ns afin de valider un autre paramètre du point de fonctionnement. Nous cherchons dans un premier temps la meilleure méthode de détermination du temps de passage de la particule dans le détecteur. Les conditions des tests n'étant pas exactement identiques aux contraintes de fonctionnement dans CLAS12, nous évaluons ensuite la contribution due à l'électronique et celle due au détecteur afin de prévoir la résolution temporelle pour les détecteurs de CLAS12. Les mesures effectuées avec un détecteur sont présentées ensuite.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

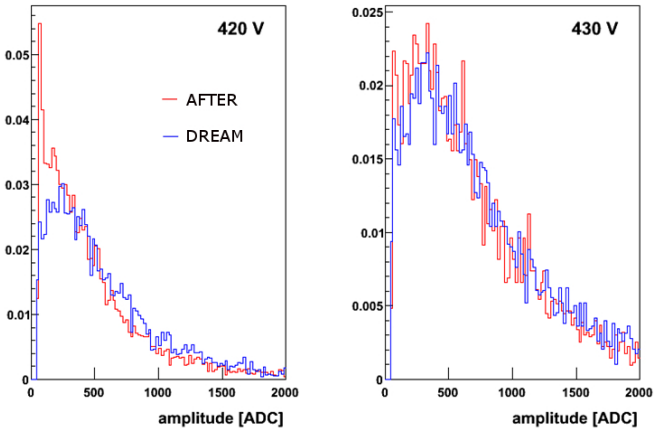


FIGURE 4.5 – Distributions de l'amplitude du signal créé par des particules cosmiques pour le CR6-Z à différentes tensions lorsque le détecteur est connectée à l'électronique Dream ou After. On remarque la différence de bruit entre les deux électroniques sur le graphe de gauche. Le mélange gazeux est de l'argon-isobutane à 5 %.

4.4.1 Différentes méthodes de mesures de la résolution temporelle

La résolution temporelle se détermine à partir de l'écart-type de la distribution des $\Delta t = t_{rec} - t_{trig}$, où t_{rec} est le temps reconstruit à partir du signal du détecteur et t_{trig} est le temps du trigger. La résolution temporelle totale σ_{tot} s'écrit alors :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{trig}^2 + \sigma_{rec}^2}.$$

Or, la résolution temporelle de la reconstruction est la convolution de la résolution de l'électronique (σ_{elec}) et de celle du détecteur (σ_{det}), d'où finalement :

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{trig}^2 + \sigma_{elec}^2 + \sigma_{det}^2}.$$

Dans le cas d'un trigger externe, comme pour CLAS12, σ_{trig} est très petit (quelques nanosecondes) et aucune modification sur les détecteurs ne permet de changer sa valeur. Afin de minimiser σ_{tot}, on cherche donc comment diminuer la valeur de σ_{rec}. Une des possibilités est alors de déterminer la meilleure estimation de t_{rec}. Pour cette étude, nous présentons différentes méthodes qui sont toutes basées sur la mesure du temps au maximum t_M. Il est défini comme le temps pour lequel l'amplitude d'une piste est maximum. Dans ce cas, plusieurs choix sont possibles :

- prendre le t_M de la piste de plus grande amplitude du cluster ;
- prendre la moyenne des t_M des pistes du cluster ;
- prendre la moyenne des t_M pondérés par le signal de chaque piste s_p du cluster ;
- prendre le plus petit des t_M parmi les pistes d'un cluster ;

À partir d'études réalisées avec l'électronique T2K et d'un détecteur TF10 placé entre deux scintillateurs, la résolution temporelle est calculée par ces différentes méthodes. Un seul détecteur est tout d'abord placé dans le banc cosmique avec comme trigger celui de la coïncidence des deux photomultiplicateurs. Afin de déconvoluer les effets du trigger, de l'électronique et du détecteur, un deuxième TF10 est posé sur le premier. La différence des t_M entre ces deux détecteurs permet alors de s'affranchir des résolutions du trigger et de l'électronique. Les résolutions

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

temporelles obtenues pour les différentes méthodes lorsqu'un ou deux détecteurs sont utilisés sont indiquées en ns dans le tableau 4.3.

	t_M	$< t_M >$	$\sum_{cluster} s_p t_M / \sum_{cluster} s_p$	$\min(t_M)$
Un détecteur	27,7	23,5	23,8	26,4
Deux détecteurs	23,6	15,3	16,9	18,7

TABLE 4.3 – Résolutions temporelles en ns pour différentes méthodes de calcul (voir texte).

La meilleure résolution est obtenue pour $t_{rec} = < t_M >$. Par rapport aux méthodes pour lesquelles une seule piste est utilisée, l'information supplémentaire obtenue est donc nécessaire. En revanche, l'utilisation de la moyenne pondérée par le signal sur chaque piste dégrade la résolution, ce qui est assez inattendu puisqu'une plus grande quantité d'information est utilisée dans ce cas. Ceci signifie que les fluctuations sur la collecte de signal par piste sont trop importantes pour les utiliser comme source d'information supplémentaire pour le calcul de la résolution temporelle.

Ces résultats permettent de déterminer la contribution du trigger à la résolution totale. En effet, l'incertitude liée à la période de l'électronique est de 60 ns pour T2K, donc $\sigma_{elec} \approx 60/\sqrt{12} = 17$ ns, après quelques calculs on montre alors que : $\sigma_{trig} \approx 5$ ns qui est la valeur qui avait été estimée à l'oscilloscope. Comme expliqué dans la suite, pour Dream la période de l'horloge est de 8 ns, d'où : $\sigma_{elec} = 8/\sqrt{12} \approx 2$ ns.

4.4.2 Contribution de l'électronique Dream

Dans cette partie, l'objectif est de vérifier la contribution de l'électronique Dream à la résolution temporelle en la mesurant directement. Elle peut être évaluée en simulant un signal avec un générateur d'impulsion que possède l'électronique. L'impulsion est générée sur une seule piste et est d'amplitude constante. Un trigger est ensuite envoyé de façon synchrone avec l'horloge de l'électronique qui a une période de 8 ns alors que celle de la mémoire est de 48 ns. Toutefois l'électronique enregistre le nombre de coups d'horloge entre la réception du trigger et la lecture du signal en mémoire (*fine time stamp*), en théorie il est donc possible de connaître le temps d'arrivée de la particule avec une précision de 8 ns.

Les méthodes de calcul de la résolution temporelle présentée précédemment sont toutes équivalentes puisqu'une seule piste est touchée. Une deuxième méthode est cependant utilisée. La résolution temporelle est calculée à partir de la droite passant par deux points lors de la montée du signal. L'utilisation de cette méthode nécessite un temps au-dessus du seuil (TOT) suffisant pour qu'il y ait deux échantillons lors de la montée du signal.

La fig. 4.6 présente les résultats obtenus avant (en haut) et après (en bas) prise en compte du *fine time stamp* pour la méthode du maximum (à gauche) et de la droite (à droite).

Lorsque le *fine time stamp* n'est pas pris en compte, il y a trois pics qui correspondent chacun à un décalage entre le temps de réception du trigger et la lecture du signal. Comme la période de lecture des données est 48 ns et que celle de l'électronique est de 8 ns, il devrait y avoir six pics. Pour ces mesures ce décalage était forcément un nombre impair de périodes de l'électronique. Une fois que la correction avec le *fine time stamp* est effectuée il n'y a plus qu'un seul pic, qui ajusté par une gaussienne permet d'obtenir la résolution intrinsèque de l'électronique σ_{elec}. Pour

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

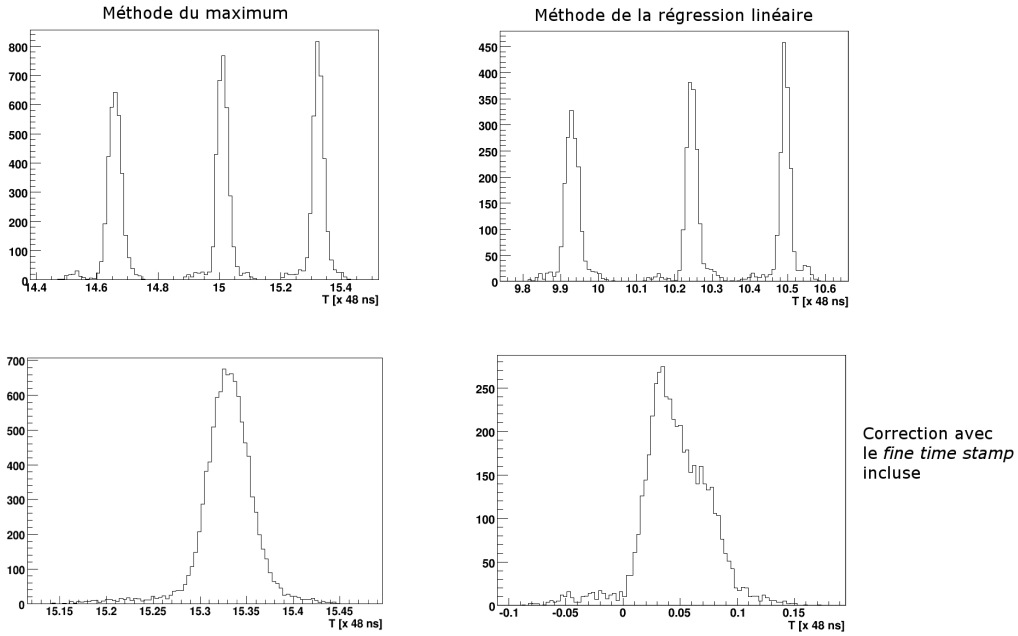


FIGURE 4.6 – Distributions temporelles du signal selon la méthode utilisée pour calculer le temps du signal et avec ou sans correction par le *fine time stamp*. Les signaux sont générés par un pulseur interne à l'électronique.

les deux méthodes de calcul, elle est de $\sigma_{elec} \approx 1$ ns. Cette valeur est deux fois plus faible que ce qui est attendu, il s'agit certainement d'un artefact dû au fait que le signal n'est pas généré totalement indépendamment de l'horloge. Ces tests permettent néanmoins de confirmer que lors de la mesure de la résolution temporelle avec un détecteur, la contribution de l'électronique Dream à la résolution totale est au plus de quelques nanosecondes.

4.4.3 Mesures avec un détecteur

La résolution temporelle (fig. 4.7) est mesurée avec un détecteur placé dans le banc cosmique. Les tests sont réalisées avec Dream, l'espace de dérive du détecteur est de 1 cm et le mélange gazeux est de l'argon-isobutane à 5 %.

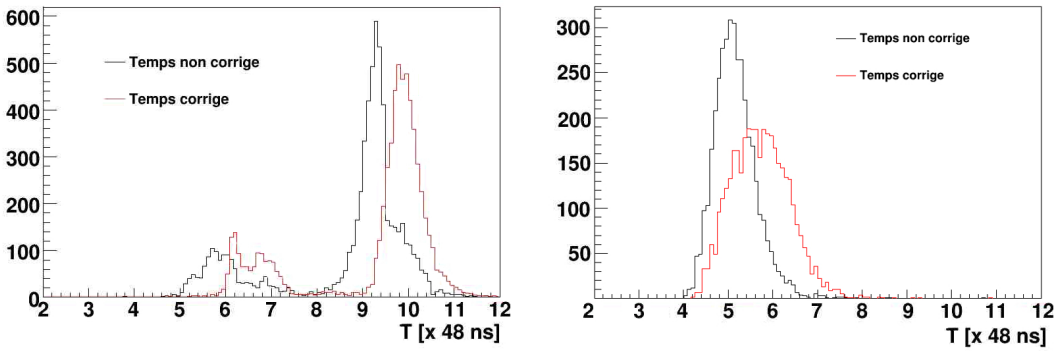


FIGURE 4.7 – Distributions temporelles du signal par rapport au trigger calculées par la méthode du maximum (à gauche) et la méthode de la droite (à droite) lorsque la correction avec le *fine time stamp* est appliquée (en rouge) ou non (en noir).

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

La distribution temporelle obtenue avec la méthode du maximum présente deux pics. Le plus petit est en réalité un artefact dû à l'électronique. En ajustant alors par une gaussienne le plus grand lorsque la correction est incluse, on obtient $\sigma_{tot} = 16$ ns. Dans les mêmes conditions, la résolution par la méthode de la droite est de 29 ns. En plus d'être moins précise, les résultats obtenus avec cette méthode sont anormaux puisque la résolution est dégradée par la correction. Ce phénomène n'est pas encore expliqué mais confirme qu'il est plus simple de déterminer la résolution temporelle avec le temps au maximum.

Le deuxième point de ces mesures est d'évaluer si cette résolution correspond au point de fonctionnement requis de 10 ns. Pour cela il faut tenir compte des différences entre ces tests et les conditions dans lesquelles les détecteurs seront dans CLAS12. Pour les détecteurs cylindriques, l'espace de dérive est de 3 mm, contre 10 mm pour le détecteur utilisé lors de ces tests, cette différence est suffisante pour qu'une résolution temporelle de 10 ns soit obtenue. Pour les détecteurs vers l'avant, l'espace de dérive est de 5 mm et le gaz utilisé est plus léger (mélange $Ne + CF_4(10\%) + C_2H_6(10\%)$) donc plus rapide. La combinaison de ces deux effets permet d'être confiant sur la possibilité d'atteindre également une résolution temporelle d'environ 10 ns.

4.5 Conclusion

Les études sur l'électronique nous ont permis de valider plusieurs points. Nous avons tout d'abord montré la possibilité d'utiliser des limandes de 2 m entre l'électronique et les détecteurs tout en conservant un rapport signal sur bruit élevé. Ces résultats devraient ouvrir la possibilité pour d'autres expériences de déporter leur électronique afin d'avoir plus de flexibilité dans la positionnement des unités frontales. La comparaison entre Dream et After a ensuite montré l'amélioration du rapport signal sur bruit apporté par la nouvelle électronique, la quantification de cette augmentation sera nécessaire lors de la caractérisation des prototypes avec After. Enfin, nous avons vérifié que la résolution temporelle de Dream est en accord avec le point de fonctionnement requis pour CLAS12. L'électronique étant caractérisée, il est maintenant possible de vérifier le point de fonctionnement des détecteurs.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 5

Tests de prototypes et améliorations des électrodes des Micromegas pour CLAS12

Dans le chapitre 2 de cette thèse, nous avons indiqué qu'une étude de faisabilité a permis de déterminer le point de fonctionnement et les caractéristiques mécaniques des Micromegas pour CLAS12. Un banc permettant la reconstruction des trajectoires de particules cosmiques a été mis au point pour caractériser des prototypes. Nous verrons qu'il se compose d'un nouveau type de Micromegas développé afin de satisfaire les contraintes liées au nombre de voies d'électroniques disponibles. Une fois caractérisés, ils servent de référence pour le banc. Deux prototypes de détecteurs de grande taille sont alors étudiés. Le premier est un détecteur plat muni de pistes de rappel, testé avec l'électronique de T2K, il permet de vérifier la possibilité d'atteindre le point de fonctionnement. Le second est un prototype courbe Z à l'échelle 1 utilisé pour valider les choix concernant le processus de fabrication, la structure mécanique et l'alimentation en gaz du détecteur. Afin d'atteindre un point de fonctionnement plus confortable, nous avons examiné la possibilité de segmenter et d'utiliser un nouveau type de microgrille. Enfin, une étude est menée sur les dérives afin de réduire leur épaisseur pour diminuer l'équivalent en longueur de radiation (X_0) du détecteur.

5.1 Le banc cosmique de CLAS12

5.1.1 Introduction

Le premier objectif du banc cosmique est d'offrir un dispositif pour la mesure de l'efficacité d'un détecteur à l'aide des particules cosmiques. Ces dernières étant au minimum d'ionisation elles sont les particules chargées les plus difficiles à détecter, d'où leur utilisation pour caractériser des prototypes. Elles représentent de plus la majorité des particules qui traverseront les détecteurs dans CLAS12. Lorsqu'il est complété par des détecteurs de référence, le banc permet également de mesurer les caractéristiques (efficacité, amplitude du signal, résolutions spatiale et temporelle...) en fonction de la position dans le prototype. Dans cette introduction, nous présentons les éléments qui le composent : les scintillateurs utilisés pour le signal du trigger, l'électronique de lecture et les détecteurs de référence développés spécifiquement pour ces tests.

Les scintillateurs et le trigger

Le trigger est constitué de deux scintillateurs de 60×60 cm^2 placés au-dessus et en-dessous du détecteur testé. Étant donné leur taille, le trigger est attendu avec une fréquence de 10 Hz

environ. Le signal des photomultiplicateurs (PM) liés aux scintillateurs est envoyé à un discriminateur dont les sorties sont connectées à un module de coïncidences. Les signaux des PM ont une durée de quelques nanosecondes et la fenêtre en temps pour une coïncidence est fixée à 30 ns. Dans ces conditions, même si le seuil des discriminateurs est bas et que les scintillateurs transmettent un signal à la fréquence de 1 kHz, le taux de déclenchement dû au bruit électronique est de 0,03 Hz. Deux scintillateurs suffisent donc pour s'assurer que les triggers ne sont pas dus à du bruit de fond. La tension des PM est choisie de sorte à ce que le plateau du taux de coïncidences soit atteint (fig. 5.1). Enfin, un convertisseur NIM vers TTL transforme le signal pour qu'il puisse être reçu par l'électronique de lecture. Le plateau devrait se situer

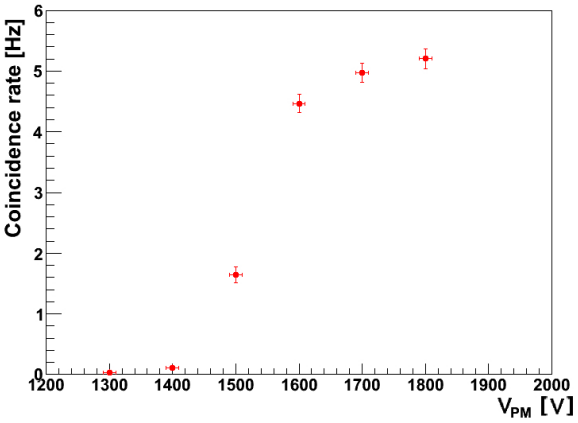


FIGURE 5.1 – Taux de coïncidences dans les deux scintillateurs en fonction de la tension des PM.

autour de 10 Hz au lieu des 5 Hz mesurés. Cette différence peut s'expliquer par le fait que 200 kg de plomb complètent le banc pour arrêter les particules de basse énergie qui ne sont pas au minimum d'ionisation et qui biaisent les mesures. Cela permet également de réduire le nombre d'événements à plusieurs particules.

L'électronique de lecture

L'électronique développée pour l'expérience T2K est utilisée lors de pratiquement tous les tests. Elle permet de lire simultanément jusqu'à 1 728 voies et d'enregistrer 32 échantillons de 60 ns pour toutes ces voies à chaque coïncidence. Le banc peut également être équipé du banc de test de Dream, mais ne possédant pour le moment que 4 connecteurs son utilisation est réservée à des mesures spécifiques.

Les détecteurs de référence

La caractérisation des prototypes en fonction de la position dans le détecteur nécessite l'installation de détecteurs de référence permettant la reconstruction des trajectoires. Afin d'obtenir une information en deux dimensions, deux détecteurs dont les pistes sont orthogonales sont placés au-dessus du détecteur en test et deux en-dessous. Lors de certaines acquisitions, le nombre de détecteurs de référence est porté à six dont quatre sont placés en-dessous du prototype. En supposant le groupe de quatre détecteurs parfaitement aligné, le décalage avec les deux détecteurs au-dessus du prototype peut être déterminé. Les détecteurs de référence, appelés *CosMultis* et spécialement développés pour les tests en cosmiques, sont présentés dans la sous-section suivante.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Une alimentation haute tension et un système de gaz composé d'un mélangeur, de débitmètres et de bulleurs complètent le banc cosmique (fig. 5.2).

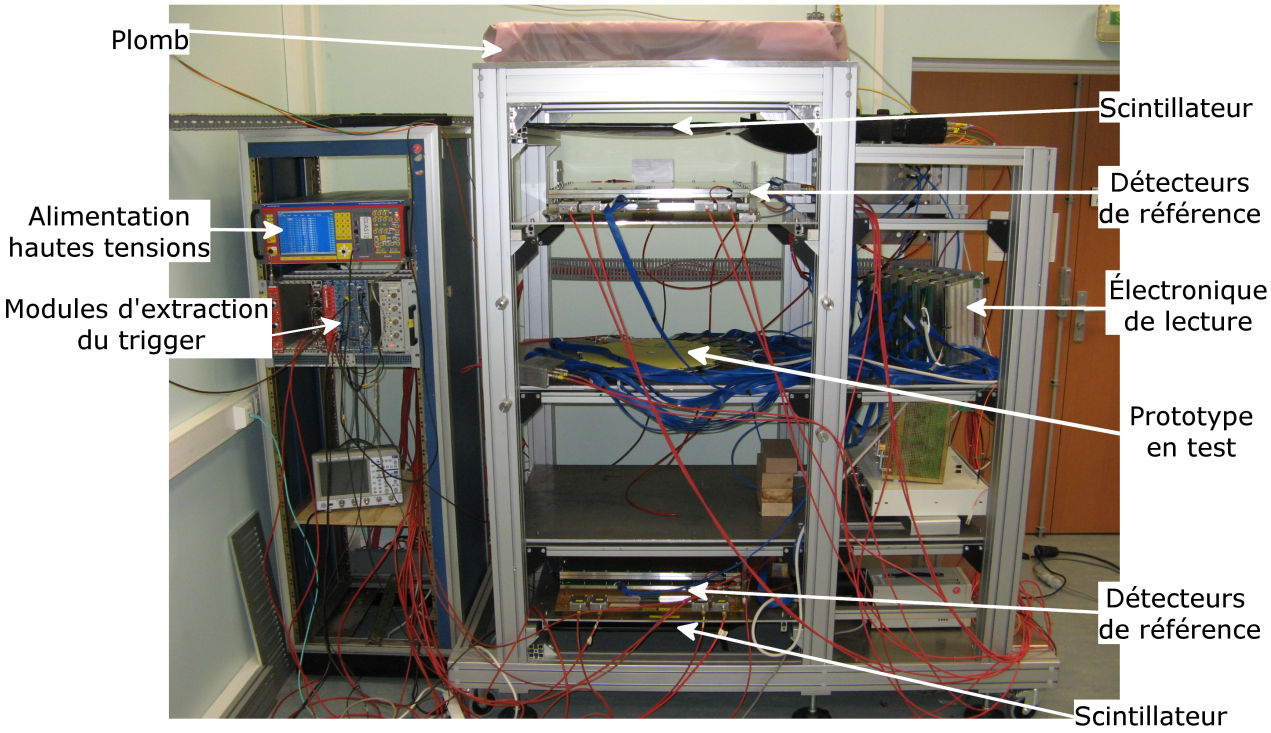


FIGURE 5.2 – Banc cosmique.

5.1.2 Les détecteurs *Cosmultis* et *Multigen*

Les Micromegas *Cosmultis*

Une des difficultés de ce banc cosmique est le nombre de voies d'électronique limité à 1 728. En utilisant des Micromegas standards, il ne serait donc pas possible de tester de grands prototypes. En effet, pour obtenir une résolution et une taille suffisantes, il faudrait utiliser un détecteur de 50×50 cm^2 d'environ 1 000 pistes. Les détecteurs de référence nécessiteraient ainsi à eux seuls déjà 4 000 pistes. De nouveaux Micromegas ont donc été développés pour multiplexer les pistes avec les voies d'électroniques. Ils sont appelés *Cosmultis* pour *cosmique* et *multiplexage*. Le principe de ces détecteurs est expliqué ici. Un Cosmulti est composé de deux Micromegas montés de chaque côté d'un même PCB. Sur une des faces, il y a $d \times n$ pistes fines connectées de telle sorte que la piste $p \in [1; d]$ est connectée à la piste $p + d$, $p + 2d$, ..., $p + (n - 1)d$, formant ainsi n groupes de d pistes lues par seulement d voies. Sur l'autre face, n pistes larges sont gravées, leur largeur est telle qu'elle couvre exactement un ensemble de d pistes (fig. 5.3). Ainsi lorsqu'une particule traverse le détecteur sa position est déterminée en deux étapes. D'abord le groupe de pistes fines touché est déterminé grâce au signal laissé sur une piste large, puis sa position exacte est obtenue en identifiant parmi ce groupe quelles sont les pistes fines touchées. Ainsi avec seulement $n + d$ voies d'électronique une résolution comparable à un détecteur équipé de $d \times n$ pistes est obtenue.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013



FIGURE 5.3 – Schéma d'un Micromegas Cosmulti avec $n = 7$ et $d = 6$.

Ces détecteurs sont limités à des applications à relativement bas flux. En effet, si deux particules traversent le détecteur dans la même fenêtre en temps, il n'est plus possible de déterminer quel groupe de pistes fines correspond à quelle piste large. Seuls les événements où une seule piste large est touchée et un seul *cluster* de pistes fines est identifié sont utilisables. Dans le cadre de ce banc cosmique, pour lequel le taux de coïncidence dans les scintillateurs est d'au maximum 5 Hz, les mesures montrent que pour la majorité des événements une seule particule traverse le détecteur.

La version de Cosmulti développée pour le banc cosmique possède $n = 32$ pistes larges, chacune en correspondance avec $d = 32$ pistes fines dont le pas est 488 µm. Ainsi avec seulement 64 voies d'électronique, il est possible de lire 32×32 pistes. Avant de les installer comme détecteurs de référence sur le banc cosmique, les courbes d'efficacité de quatre Cosmultis ont été mesurées (fig. 5.4).

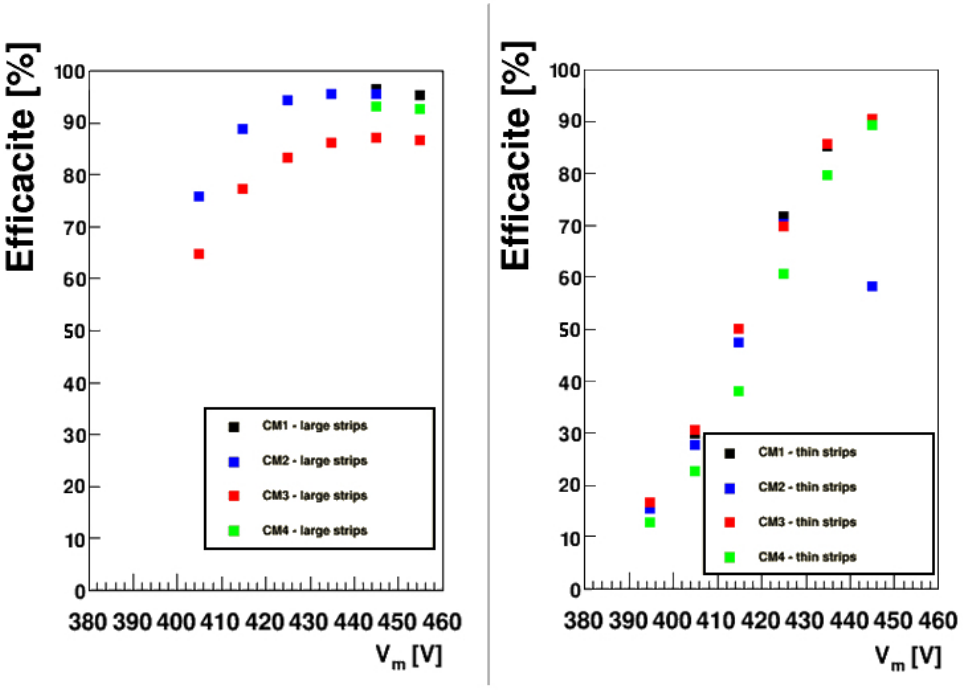


FIGURE 5.4 – Courbes d'efficacité des deux faces des Micromegas Cosmultis des pistes larges (à gauche) et des pistes fines (à droite).

Les résultats montrent que les pistes larges atteignent un plateau d'efficacité proche de 100 %. En revanche, l'efficacité des pistes fines est assez basse et le plateau n'est atteint pour aucun détecteur. Ces valeurs s'expliquent si l'on considère les capacités des pistes. La capacité d'une piste large est de 1,3 nF et celle d'une piste fine de 2 nF, auxquelles il faut ajouter 100 nF pour la limande. La capacité de découplage étant de 220 pF, 17 % du signal déposé sur une piste large est transmis à l'électronique et seulement 10 % pour une piste fine (voir chapitre 4 sur l'électronique). Toutefois, ces faibles transmissions sont compensées par deux phénomènes dans le cas des pistes larges :

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

– l'espace de dérive est de 1 cm, ce qui est environ 3 fois plus grand qu'un détecteur standard ;
– dans la majorité des cas tout le signal est déposé sur une seule piste, on peut estimer que cet effet permet d'augmenter le signal sur une piste d'un facteur 2 environ par rapport à un Micromegas standard.

Le signal transmis à l'électronique est donc faible mais il est compensé par le signal plus élevé collecté au niveau de la piste. Le plateau d'efficacité peut donc être atteint pour les pistes larges. En revanche, pour les pistes fines seul le grand espace de dérive permet d'augmenter le signal, ce qui n'est pas suffisant, le plateau d'efficacité n'est donc pas atteint.

De plus, lors des acquisitions il n'a pas été possible d'alimenter les microgrilles des pistes fines à des tensions supérieures à 420 V. Ceci est certainement dû à un problème lors de la fabrication. En effet, les deux faces d'un PCB sont *bulkées* l'une après l'autre en commençant par les pistes fines. Il est donc fort possible que le second bain de rinçage ait endommagé les plots de soutien de la microgrille, rendant ainsi les détecteurs moins performants. Par manque de temps, ces problèmes nous ont contraints à ne pas utiliser les pistes fines. Toutefois, cela ne nous a peu pénalisé car, comme présenté ensuite, la résolution spatiale obtenue pour la position dans le détecteur en test est d'environ 0,5 cm, ce qui est suffisant pour vérifier que le détecteur fonctionne correctement. En revanche, cela ne permet pas de mesurer une résolution spatiale.

Les inconvénients de cette première version de Micromegas multiplexés sont donc multiples :
– les petites pistes ne sont pas efficaces ;
– il y a des ambiguïtés même avec une seule particule (effet de bord) ;
– deux bulks par PCB doivent être réussis.

Une nouvelle méthode de multiplexage a alors été mise au point pour résoudre ces problèmes.

Le Micromegas Multigen

Comme un Cosmulti, le dispositif *Multigen* a également pour objectif de connecter une même voie d'électronique à plusieurs pistes. Le principe de ce détecteur repose sur le fait que lorsqu'une particule passe à travers un Micromegas, elle touche au moins deux pistes adjacentes, ce qui est une hypothèse raisonnable du fait de la diffusion.

L'idée est de relier les pistes à des voies d'électronique de sorte que deux voies d'électronique ne soient consécutives qu'une seule et unique fois dans tout le détecteur, la localisation du couple permet alors de connaître la position de la particule. Le nom du détecteur tire d'ailleurs son origine de cette caractéristique, chaque séquence codant de façon unique la position dans le détecteur, comme les gênes pour l'ADN, d'où le nom de *MULTIplexage GENétique*. Par exemple avec 11 voies d'électronique il est possible de créer un détecteur d'au maximum 56 pistes si elles sont connectées à l'électronique comme indiqué dans le tableau 5.1. Dans ce tableau chaque case représente une piste et le nombre indique la voie d'électronique à laquelle elle est connectée, il se lit de gauche à droite puis de haut en bas.

Il a été montré qu'avec ce type de multiplexage, la probabilité d'ambiguïtés peut être inférieure à 1 % pour des flux jusqu'à 500 Hz $\cdot$ cm^{-2} avec 61 voies d'électronique et 1 024 pistes [64].

Un Micromegas Multigen a été fabriqué par les équipes du CEA Saclay. De surface active 50×50 cm^2, il est composé de 61 voies d'électroniques reliées à 1024 pistes (fig. 5.5). Le pas est de 488 µm.

Des tests en cosmiques ont permis de démontrer plusieurs points. D'une part, moins de 2 % des événements ne laissent un signal que sur une seule piste, la position de la particule est donc

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	3	5	7	9	11	2	4	6	8	10
1	4	7	10	2	5	8	11	3	6	9
1	5	9	2	6	10	3	7	11	4	8
1	6	11	5	10	4	9	3	8	2	7
1	X	X	X	X	X	X	X	X	X	X

TABLE 5.1 – Exemple de multiplexage génétique avec 11 voies d'électronique.

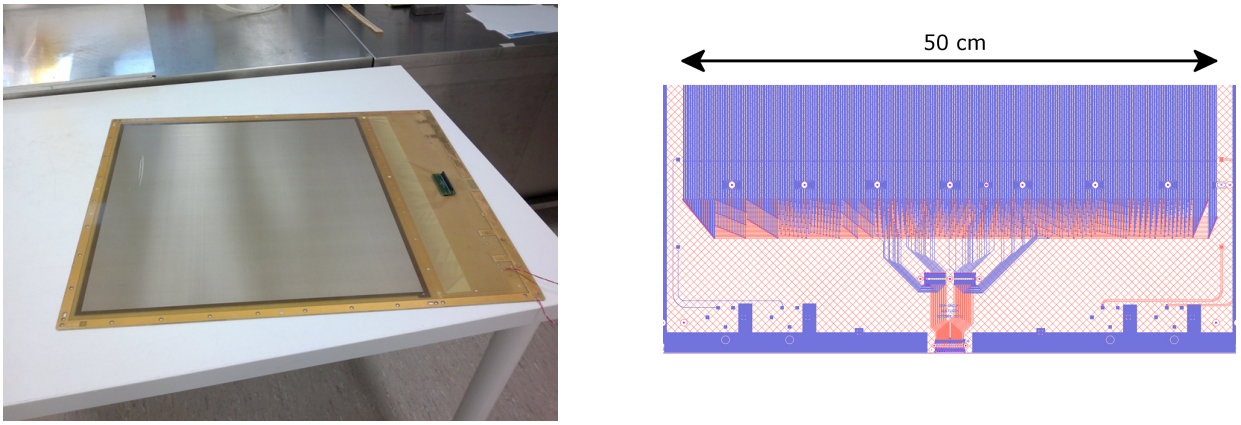


FIGURE 5.5 – Photographies du Micromegas Multigen. À gauche vue générale, à droite, détail de la connexion des pistes.

correctement déterminée dans 98 % des cas. De plus, le détecteur a une efficacité d'un peu plus de 80 % (fig. 5.6). Cette valeur s'explique par le bruit élevé car une voie d'électronique est liée en moyenne à 16 pistes de 50 cm, sa capacité est alors d'environ 1 nF. De plus, lors de ces tests, le courant maximal de l'alimentation haute tension était assez bas. Après une décharge la microgrille revenait alors à sa tension nominale après presque 1 seconde. Avec un claquage toutes les 20 s environ, si le courant maximal avait été plus haut, l'efficacité aurait pu atteindre 85 %.

Dans la suite de cette partie, nous présentons les codes écrits pour réaliser les courbes d'efficacité comme celle présentée pour ce détecteur.

5.1.3 Méthode d'analyse

L'analyse des données acquises avec le banc cosmique consiste à déterminer les caractéristiques du détecteur, telles que l'efficacité et le gain, en fonction de la position à partir des données acquises avec le banc cosmique. Pour la première étape les données issues de l'électronique T2K sont traîtées afin de soustraire les piédestaux et le bruit de mode commun et créer un fichier root utilisé ensuite pour calculer les grandeurs souhaitées. À partir de ce fichier les coupures sur le bruit de fond sont affinées et les efficacités en deux dimensions sont tracées.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

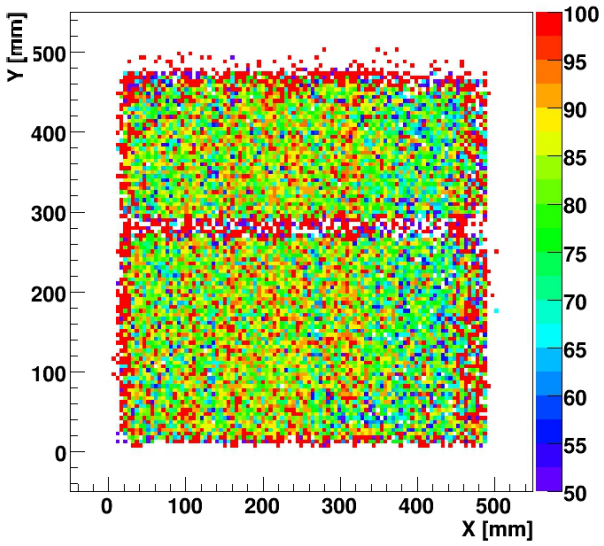


FIGURE 5.6 – Efficacité du Micromegas Multigen à 440 V dans un mélange d'argon-isobutane à 5 %. La présence d'une bande d'inefficacité au centre est due au fait qu'une piste large d'un des cosmultis utilisé comme détecteur de référence ne fonctionnait pas (voir la sous-section *Méthode d'analyse* de cette partie).

Du fichier d'acquisition au fichier d'analyse

Une étape préliminaire à tout travail avec les données et qui est spécifique à chaque détecteur consiste à associer à chaque voie d'électronique la piste correspondante. Ce premier code détermine également pour chaque piste l'amplitude du signal en fonction de l'échantillon en temps. Ensuite quatre autres codes, également spécifiques à chaque détecteur, sont appliqués successivement dont les fonctions sont :

- calculer puis soustraire les piédestaux du signal (fig. 5.7) ;
- calculer puis soustraire le bruit de mode commun qui est le bruit commun à toutes ou une partie des pistes. Il est dû essentiellement à l'électronique et à la microgrille. Pour le calculer les pistes sont regroupées par groupe de 16 ou 32 suivant la configuration de l'électronique ;
- calculer la valeur moyenne du bruit restant (bruit RMS) ;
- associer les pistes voisines pour rechercher les *clusters* en ne conservant que les pistes dont le signal est au-dessus du seuil défini comme un multiple de la valeur RMS, généralement 4 ou 5. En plus de sa position et de son amplitude, le code définit pour chaque *cluster* le temps au-dessus du seuil (TOT), l'échantillon et l'amplitude du maximum de la piste dont le signal est le plus élevé.

Lors des tests de prototypes, pour une acquisition classique, soit environ 300 000 événements, le temps nécessaire pour traiter les données est d'environ 10 heures. Ceci réalisé, les coupures en fonction du temps du maximum, du temps au-dessus du seuil et si nécessaire de l'amplitude totale du *cluster* sont ajustées spécifiquement pour chaque acquisition. Une fois cette étape réalisée, l'efficacité peut être déterminée.

Du fichier d'analyse à l'efficacité

Le code permettant de déterminer l'efficacité d'un détecteur en fonction de la position dans ce dernier peut alors être utilisé. Dans une première phase, la position de la particule incidente

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

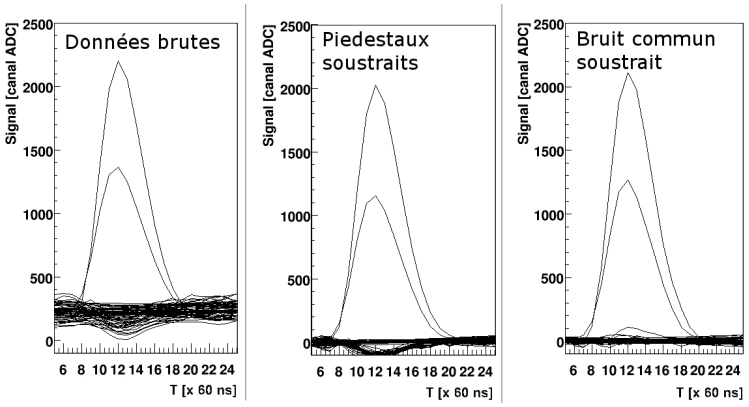


FIGURE 5.7 – Exemple de signal lu sur chaque piste en fonction de l'échantillon en temps de l'électronique pour différentes étapes du traitement des données.

dans le prototype est déterminée à partir des détecteurs de référence. Lorsqu'un unique *cluster* est reconstruit dans les deux Cosmultis du haut et dans au moins un des deux couples consécutifs du bas, la position est interpolée dans le détecteur en test. Le pas des pistes larges des Cosmultis étant de 1,5 cm, la résolution attendue est de :

$$\sigma^2 = \frac{(1,5/\sqrt{12})^2 + (1,5/\sqrt{12})^2}{2^2} \approx 0,4^2.$$

La résolution obtenue expérimentalement est donc acceptable puisqu'elle est d'environ $\sigma = 0,5$ cm (fig. 5.8).

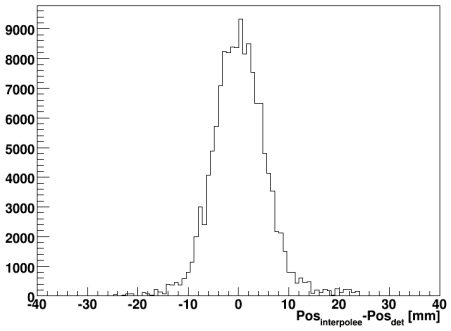


FIGURE 5.8 – Résolution spatiale typique obtenue en cosmiques en utilisant seulement les pistes larges des Cosmultis, dans cet exemple $\sigma = 5$ mm.

L'efficacité et le gain peuvent alors être calculés avec une granularité de l'ordre du cm^2. Un événement est dit reconstruit si un *cluster* du prototype en test se trouve autour de la position interpolée par les détecteurs de référence à 5σ prêts. L'efficacité est alors définie comme le rapport entre le nombre d'événements reconstruits et le nombre de particules interpolées.

5.2 Tests de deux prototypes

Cette partie porte sur les résultats des tests de deux prototypes Micromegas bulk pour CLAS12. Le premier détecteur est un prototype plat de 50×50 cm^2 muni de pistes de rappel. Les mesures d'efficacité et de gain ont pour but de vérifier que le point de fonctionnement prévu pour les détecteur C du trajectographe cylindrique peut être atteint. Ces mesures sont

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

également l'occasion d'étudier le bruit en fonction de la longueur de la piste (de rappel). Le deuxième détecteur est une tuile Z à l'échelle 1 qui est utilisée pour valider les choix techniques (structure mécanique, alimentation en gaz et en tension...).

5.2.1 Micromegas muni de pistes de rappel

Description du prototype et premiers tests

Le premier détecteur testé est appelé PY, c'est le premier Micromegas de grande taille muni de pistes de rappel et fabriqué sur un PCB de 100 µm. De surface active 0,29 m^2, il est légèrement plus grand que les Micromegas requis pour CLAS12. Il possède 1 440 pistes de 50 cm au pas de 400 µm. La longueur des pistes de rappel varie de quelques centimètres à la largeur de la zone active soit environ 60 cm. L'objectif des tests est double :

- vérifier le point de fonctionnement d'un tel détecteur ;
- étudier l'effet des pistes de rappel sur le bruit de fond.

Lors des premiers tests, nous avons essayé de lire le signal induit par une source de fer sur la microgrille. Malgré un travail long et minutieux pour mettre à la masse toutes les éléments (détecteur, cadre de gaz, électronique, alimentation haute tension, banc cosmique...), cela n'a été possible que lorsque les pistes ont été branchées directement à la masse et non à l'électronique. Ce comportement est typique d'un détecteur dont le bruit de la microgrille est assez élevé, cependant, le bruit sur les pistes est quant à lui bien inférieur et permet tout de même de lire les signaux cosmiques sur les pistes.

Lors des acquisitions avec le banc de tests les pistes sont connectées à l'électronique T2K par des limandes Samtec ou Hitachi de 1,5 m.

Gain et efficacité

Le gain du détecteur est mesuré avec une source de ^{55}Fe placée au-dessus du centre du détecteur lorsque les connecteurs sont directement branchés à la masse (fig. 5.9, courbe rouge). Ces valeurs sont mises en relation avec l'efficacité du détecteur mesurée en cosmiques (fig. 5.9, courbe noire). L'efficacité est donnée intégrée sur tout le détecteur.

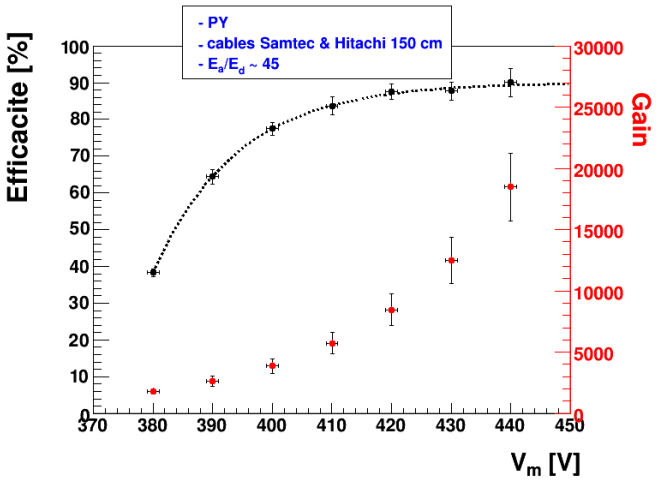


FIGURE 5.9 – Gain et efficacité mesurés en cosmiques du détecteur PY en fonction de la tension de la microgrille. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %.

Le gain du détecteur est similaire à celui obtenu pour les Micromegas TF10 utilisés lors des

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tests au CERN. L'efficacité en revanche atteint un plateau situé autour de 90 % seulement. Ces résultats s'expliquent par le fait qu'au moment de ces tests, le banc cosmique n'était équipé que d'un seul Cosmulti, d'où des effets d'acceptance. Le point de fonctionnement de ce détecteur peut alors être comparé à celui indiqué dans le deuxième chapitre de cette thèse : $G \times T = 6\ 200$ (95 % du plateau d'efficacité), or d'après les spécifications on souhaite pour les détecteurs C : $G \times T = 5\ 000$. Toutefois, plusieurs points doivent être pris en compte :

- l'utilisation de l'ASIC Dream plus adapté aux grands détecteurs permet d'obtenir un rapport S/B ≈ 25 % meilleur (voir chapitre 4 sur l'électronique) ;
- le (plus grand) Micromegas requis pour CLAS12 est plus petit, ce qui entraîne une augmentation de 10 % du rapport S/B ;
- les limandes Hitachi qui seront utilisées ont une capacité plus faible que les Samtec utilisées lors de ces tests, ceci permet d'améliorer le rapport S/B d'environ 10% (voir chapitre 4 sur l'électronique) ;
- le gaz utilisé est un mélange d'argon-isobutane à 5 % alors que le gaz final composé d'argon-isobutane à 10 % est plus ionisant et permet d'améliorer le rapport S/B de 5 %.

L'augmentation totale du rapport S/B est donc d'environ 40 %. Dans les conditions de l'expérience, le début du plateau sera donc à $G \times T = 6\ 200/1.4 = 4\ 400$. Les spécifications requises peuvent donc être atteintes. Quelques points devront malgré tout être améliorés :

- il n'est pas possible de monter l'électrode de dérive au point de fonctionnement prévu pour CLAS12. Une décharge se produit entre la dérive et les bords du détecteur lorsque celle-ci atteint 1 000 V ;
- le taux de décharges naturelles est élevé (fig. 5.10). Dans un détecteur standard, les toutes premières décharges naturelles apparaissent lorsque la tension est environ de 440 V.

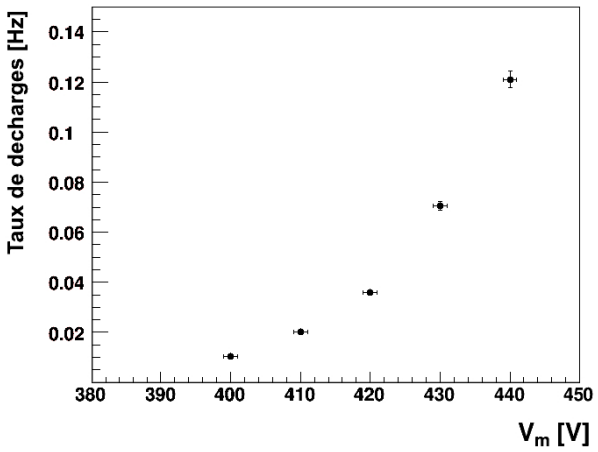


Figure 5.10 – Taux de décharges en fonction de la tension du PY. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %.

Dans la mesure où il s'agit d'un détecteur plus grand que nécessaire, ce taux de décharges devrait être plus faible pour des détecteurs plus petits. En effet, des décharges se produisant à de basses tensions sont généralement dues à des défauts de fabrication qui sont plus rares pour des détecteurs de plus petite taille. La deuxième étape de ces tests a consisté à examiner le bruit en fonction de la piste.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Bruit en fonction de la position

Le bruit est tracé en fonction du numéro de la piste lorsque les piédestaux et le bruit de mode commun sont soustraits (fig. 5.11).

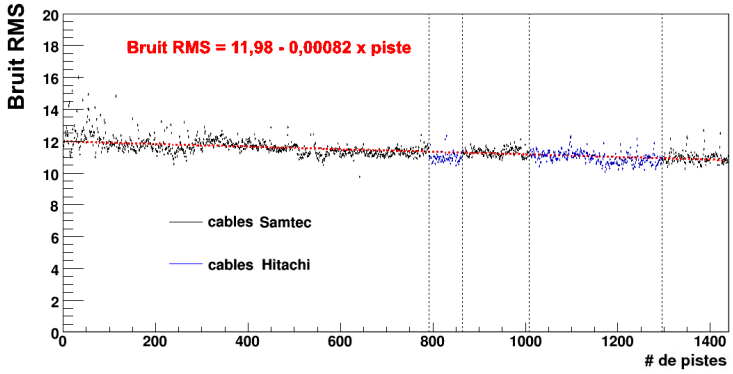


FIGURE 5.11 – Bruit en fonction du numéro de la piste dans le PY lorsque les piédestaux sont soustraits. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %.

On remarque que le bruit diminue linéairement lorsque le numéro de piste augmente. Ce comportement est celui attendu car les pistes de rappel sont plus courtes pour les pistes de numéro élevé, la capacité totale en entrée de la voie d'électronique est donc plus faible. On constate de plus que l'évolution est linéaire et régulière, la soustraction du mode commun par groupe de 32 pistes fonctionne donc correctement, malgré les différences de capacités.

Ces tests sur un détecteur de 50×50 cm^2 équipé de pistes de rappel ont permis de montrer que le point de fonctionnement des Micromegas de type C pour CLAS12 pouvait être atteint. Toutefois des progrès doivent être réalisés pour diminuer le taux de décharges. Nous avons également montré que le bruit augmente linéairement avec la longueur de la piste, il faudra donc avoir suffisamment de marge sur l'efficacité pour s'assurer d'être efficace sur toute la surface du détecteur

5.2.2 Tuile Z

Description du prototype

Ce détecteur, appelé DMZ, est le premier prototype de Micromegas bulk courbe pour CLAS12 réalisé à l'échelle 1 et intégré avec sa structure auto-porteuse en carbone. Il s'agit d'un détecteur Z (pistes parallèles à l'axe du faisceau) de 720 pistes de 45 cm. Le pas est de 555 µm et le rayon de courbure de 225 mm.

La microgrille est segmentée en trois, l'objectif étant de vérifier si une segmentation orthogonale aux pistes est envisageable. Les résultats concernant ce point sont détaillés dans la section suivante de ce chapitre. Pour l'étude présentée ici, l'important est de noter que la microgrille centrale n'a pas pu être reliée à la haute tension car le planché de PCB n'était pas prévu pour trois microgrilles.

Pendant toute la durée des tests, le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %. Pour ce premier détecteur équipé de la mécanique en carbone, de la colle a débordé sur les pistes situées le plus près des longerons, par conséquent ces zones ne peuvent pas être mises en tension, deux connecteurs ne sont pas branchés. Les autres pistes sont connectées à l'électronique par

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

des limandes Samtec de 1,5 m. Dans ces conditions, l'amplitude du signal, le bruit RMS et l'efficacité du détecteur ont été mesurés afin de caractériser le détecteur.

Rapport signal sur bruit

L'amplitude du signal est mesurée en cosmiques. Elle est définie comme le signal de la piste d'amplitude maximale du *cluster* reconstruit. Cette grandeur est utillisée car c'est elle qui intervient dans le calcul du rapport signal sur bruit. Elle est de plus proportionnelle au gain. Deux acquisitions de données ont été effectuées :

- une acquisition longue ($\approx$ 800 000 événements) avec 445 V sur les microgrilles et 745 V sur la dérive pour étudier les caractéristiques en deux dimensions du détecteur ;
- une acquisition courte ($\approx$ 100 000 événements) avec 460 V sur la microgrille et 760 V sur la dérive pour laquelle étant donné la faible statistique seules les valeurs intégrées sont pertinentes.

L'amplitude maximale moyenne en fonction de la position se trouve fig. 5.12. La microgrille centrale n'est pas alimentée.

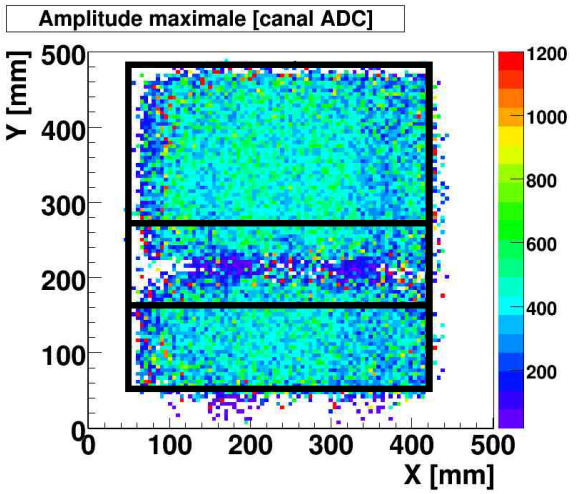


FIGURE 5.12 – Amplitude maximale du signal du détecteur DMZ en cosmiques lorsque la tension de la microgrille est 445 V et celle de la dérive 745 V. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %. Le cadre noir indique les différentes microgrilles du détecteur.

L'amplitude maximale moyenne à 445 V est de 446 électrons et de 817 électrons à 460 V. Cette augmentation est compatible avec un gain doublant tous les 15 V environ. Le calcul du bruit RMS pour ces deux acquisitions montre que le rapport signal sur bruit est d'environ 70 à 445 V et de 130 à 460 V, ce qui est élevé. Toutefois, il faut relativiser cette valeur puisque le dépôt d'énergie des particules au minimum d'ionisation suit une loi de Landau. Cette valeur ne garantit donc pas *a priori* une excellent efficacité. On observe qu'excepté sur les bords le gain est homogène sur toute la surface du détecteur.

Efficacité du détecteur

Le rapport signal sur bruit étant mesuré nous avons déterminé l'efficacité à partir des mêmes acquisitions que celles utilisées pour le calcul du rapport signal sur bruit. Les résultats sont donnés dans la fig. 5.13.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

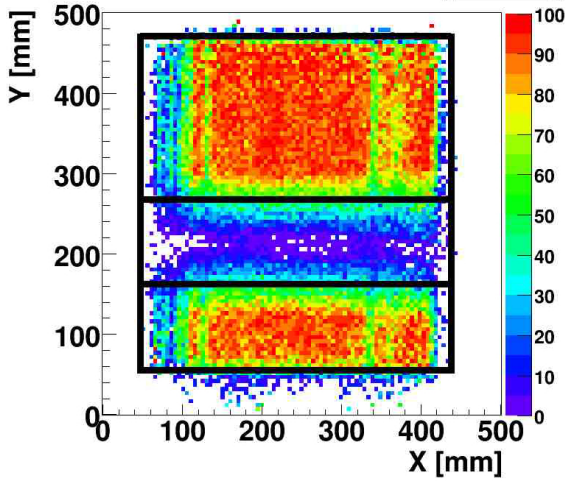


FIGURE 5.13 – Efficacité du détecteur DMZ mesurée en cosmiques lorsque la tension de la microgrille est 445 V et celle de la dérive 745 V. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %. Les pistes sont verticales. Le cadre noir marque les différentes microgrilles du détecteur.

On remarque que les zones d'inefficacités correspondent à celles identifiées précédemment et pour lesquelles l'amplitude du signal est faible. Il y a cependant deux nouvelles zones verticales qui correspondent à des pistes qui ont été coupées pour que la tension de la microgrille puisse atteindre une valeur satisfaisante.

L'efficacité intégrée dans les zones de fonctionnement du détecteur et éloigné des bords du détecteur est de 91 % à 445 V est de 93 % à 460 V. Ces efficacités ne laissent que peu de marge, nous verrons dans le chapitre suivant comment la technologie résistive permet d'améliorer les performances des détecteurs. Toutefois, ces résultats sont relativement bons, compte tenu du fait que ce détecteur était le premier prototype courbe à l'échelle 1, assemblé avec sa structure autoporteuse et testé avec des limandes de 1,5 m. La dernière étape de validation de la production de ce type de détecteur sera la mesure de sa cylindricité.

5.3 Optimisation des caractéristiques de la microgrille

Afin d'augmenter la transparence électronique des Micromegas du BMT, nous avons testé des microgrilles de transparences optiques plus importantes. L'optimisation de la microgrille concerne également sa segmentation dont le but est de diminuer le temps mort moyen après une décharge.

5.3.1 Transparence de la microgrille

Jusqu'à présent les microgrilles des Micromegas bulks étaient composées de fils d'acier inoxydable tissés de 18 µm de diamètre espacés de 45 µm, appelée 45/18. Ce choix était guidé par une question de coût et de disponibilité de produit. L'objectif ici est donc d'étudier la transparence électronique sur des petits détecteurs Micromegas ($5,6 \times 10$ mm^2) pour différentes microgrilles. Initialement une première microgrille 56/16 a été comparée avec une 45/18, mais l'entreprise ne fournissant plus ce modèle, des tests supplémentaires avec un modèle 60/18 ont été effectués. Le dispositif expérimental est le même dans les deux cas. Les deux détecteurs sont alimentés en série au gaz (mélange argon-isobutane à 10 %) et une source de ^{55}Fe est placée successivement au-dessus des deux détecteurs. Le signal de la microgrille est lu par le MCA,

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

puis toutes les 30 secondes environ, la tension de la dérive est modifiée pour que le rapport champ d'amplification sur champ de dérive varie. Les mesures sont réalisées jusqu'à ce qu'une décharge se produise au niveau de la dérive. Les effets de variation de température et de pression du gaz sont supposés négligeables étant donné que toutes les données sont acquises en moins de 20 minutes. Les courbes de transmission électronique en fonction du rapport des champs sont présentées dans les fig. 5.14.

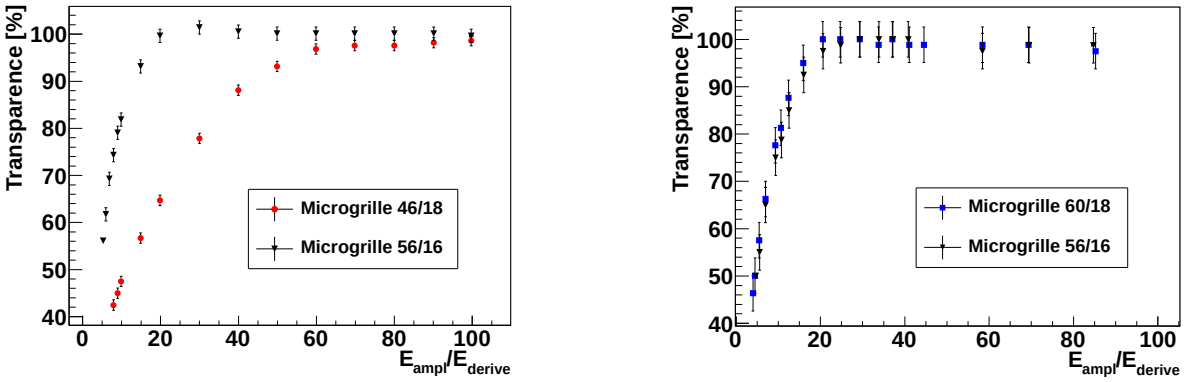


Figure 5.14 – Transparence électronique en fonction du rapport champ d'amplification sur champ de dérive pour des microgrilles différentes.

Les courbes montrent que la transparence électronique de la 56/16 atteint plus rapidement un plateau et est plus élevée pour pour des rapports des champs inférieurs à 60, les transparences étant proche de 100 % ensuite. De plus, les microgrilles 60/18 et 56/16 ont des transparences équivalentes. Ce qui est cohérent avec le fait que les transparences optiques sont respectivement de 51 %, 59 % et 60 % pour la microgrille 45/18, 60/18 et 56/16. Toutefois, on remarque que l'augmentation de la transparence électronique est plus importante que celle de la transparence optique. Ce dernier point est particulièrement intéressant pour les détecteurs du BMT car le rapport des champs prévu est d'environ 8 pour les Micromegas C et 5,5 pour les Z.

Ces tests ont ainsi permis de montrer que dans les conditions d'utilisation prévues pour le trajectographe central de CLAS12 une microgrille 60/18 est préférable à une microgrille 45/18. La transparence est en effet améliorée de 76 % et 38 %, respectivement pour les détecteurs C et Z. Des tests de tenue mécanique ont par ailleurs été réalisés pour vérifier que cette microgrille peut effectivement être utilisée sur un détecteur courbe.

5.3.2 Segmentation de la microgrille

Nous étudions ici la segmentation de la microgrille dont le but est de localiser l'inefficacité liée au temps mort dû à une décharge sur une partie du détecteur. De plus, nous avons vu dans le chapitre 3 sur les décharges que le temps de recharge diminue avec la capacité. L'intérêt de segmenter la microgrille est donc double. Deux directions de segmentations sont possibles (fig. 5.15). Une segmentation parallèle aux pistes est plus naturelle mais pour les détecteur C la segmentation perpendiculaire est intéressante car elle évite d'introduire de nouvelles zones mortes pour alimenter les différentes microgrilles en tension.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

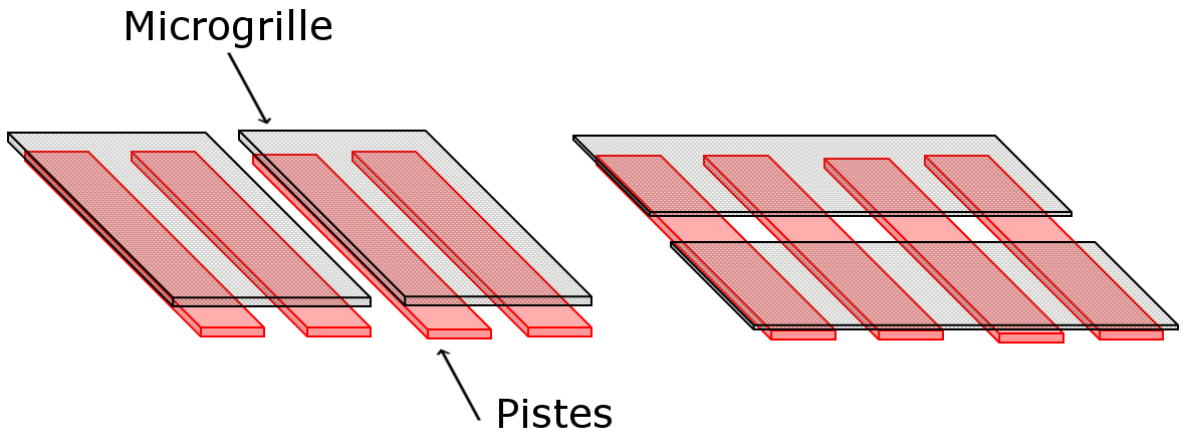


FIGURE 5.15 – Schéma de segmentations de la microgrille longitudinalement (à gauche) et orthogonalement (à droite) aux pistes.

Segmentation perpendiculaire

Un détecteur dont la microgrille est segmentée perpendiculairement aux pistes a été testé. Pour cela le courant sur les deux microgrilles (M1 et M2) est mesuré lorsque M2 est en décharges (fig. 5.16).

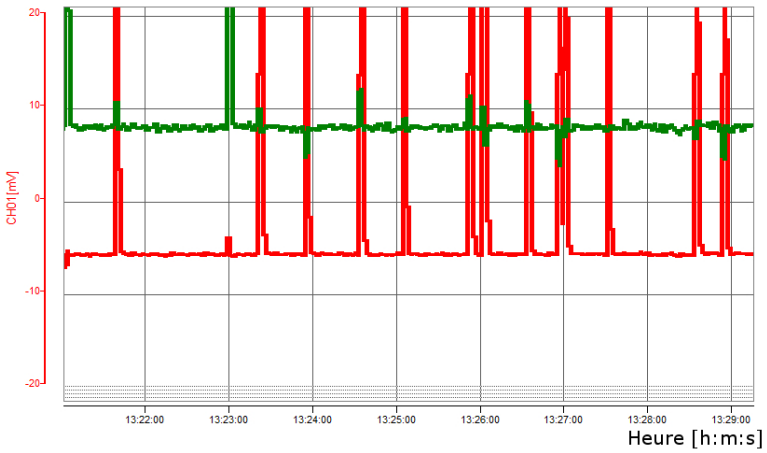


FIGURE 5.16 – Courant (en µA) sur de la microgrille M2 (en rouge) et M1 (en vert) lorsque la microgrille est segmentée perpendiculairement aux pistes. Chaque décharge sur une microgrille induit une petite variation du courant sur l'autre.

Comme on le voit, le courant sur M1 est également modifié ce qui signifie que la décharge est « ressentie »également par cette microgrille. Cette solution n'est pas bonne puisqu'une fluctuation du courant sur la microgrille entraîne une augmentation du bruit sur les pistes. En fait, la variation de tension des pistes impliquées dans la décharge induit un courant sur la microgrille qui n'a pas subi de décharge. Nous avons quantifié cet effet en mesurant l'efficacité du détecteur lorsqu'une des deux microgrilles était en décharge (fig. 5.17).

Les résultats montrent donc que lorsque M2 est en décharge, l'efficacité de M1 à 450 V correspond à son efficacité à 5 V de moins. Cette perte d'efficacité de quelques pourcents est équivalente à la perte d'efficacité due à l'introduction de la zone morte pour alimenter les différentes microgrilles. Elle ne présente donc pas un grand intérêt pour les Micromegas de

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

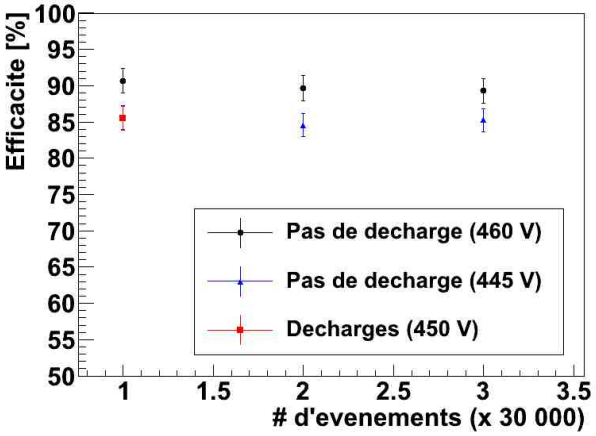


FIGURE 5.17 – Efficacité de la microgrille M1 qui n'est pas en décharge calculée en fonction du numéro de trigger pour différentes configurations de la microgrille M2.

CLAS12.

Segmentation longitudinale

Un petit détecteur ($5,6 \times 10$ cm^2) a été monté avec une microgrille segmentée en deux longitudinalement aux pistes. Lors des tests, une source de fer est d'abord placée sur une des deux microgrilles, les deux microgrilles étant à 430 V, tension nominale de fonctionnement pour ce type de petit détecteur. Le signal et le taux de comptage de la source de fer sont alors lus avec un MCA. La deuxième étape consiste à poser une source d'americium sur l'autre microgrille pour qu'une décharge se produise à chaque particule incidente. La mesure au MCA du taux de comptage et du signal d'une source de fer lus sur la microgrille qui ne subit pas de décharges montre qu'aucun changement ne se produit. Les deux microgrilles ne s'influencent donc pas.

Conclusion sur la segmentation

Ces tests ont montré que la segmentation perpendiculaire n'est pas intéressante pour les détecteurs de CLAS12. Dans le cas de la segmentation longitudinale, les deux microgrilles sont parfaitement indépendantes, il n'y a donc aucune contrainte à son utilisation lorsque cela est nécessaire.

5.4 Optimisation de l'épaisseur de l'électrode de dérive

Nous avons déjà mentionné que la quantité de matière introduite dans l'acceptance de CLAS12 est un élément critique. Le support mécanique et le PCB ont été optimisés afin de satisfaire cette contrainte. Dans cette section, nous présentons les tests réalisés avec différentes dérives afin de minimiser son épaisseur. Pour cela une dérive en kapton comportant 4 zones différentes est installée sur un détecteur. Il s'agit d'un détecteur résistif courbe fabriqué par le CERN (DR2) de type C. Le dépôt sous le kapton est composé des 4 zones suivantes (fig.5.18) :

- Zone A1 : plan de chrome avec un grillage de cuivre (pas : 1 cm, pistes de 100 µm) ;
- Zone A2 : dérive de référence, plan de chrome et de cuivre ;
- Zone B : plan de chrome avec un grillage de cuivre (pas : 300 µm, largeur des pistes 150 µm) ;

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

– Zone C : plan de chrome avec un grillage de cuivre (pas : 300 µm, largeur des pistes 100 µm).

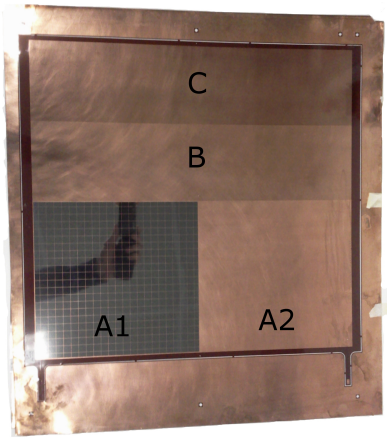


FIGURE 5.18 – Dérive du détecteur résistif courbe DR2.

Plusieurs grandeurs peuvent être influencées par la composition de la dérive :
– le champ électrique pourrait par exemple ne pas être homogène et être suffisamment faible dans certaines régions pour que des électrons se recombinent, diminuant ainsi l'amplitude du signal ;
– la transparence électronique pourrait également être affectée si les lignes de champs dans la zone de dérive aboutissent sur la microgrille au lieu de la traverser ;
– si ces deux grandeurs sont modifiées, l'efficacité pourrait également être affectée par le choix de la dérive.

Amplitude du signal en fonction de la dérive

La fig. 5.19 présente les courbes d'amplitude du signal lorsque la source est placée au centre de chaque zone de la dérive.

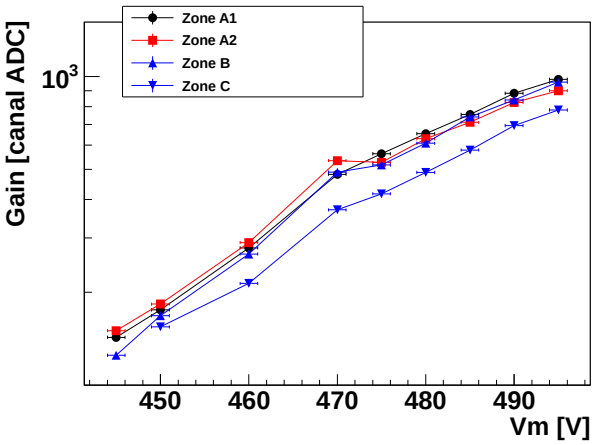


FIGURE 5.19 – Amplitude du signal en fonction de la tension de la microgrille pour différentes dérives (voir texte).

On remarque que l'amplitude du signal de la zone C est sensiblement inférieure à celle des autres zones. Cette variation est probablement due à une mauvaise circulation du gaz ou à

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

une inhomogénéité de l'espace d'amplification et non pas à la composition de la dérive puisque l'amplitude du signal sous la dérive qui possède le moins de matière (zone A1) est similaire à celle de référence (zone A2). Toutes les dérives testées semblent donc ne pas affecter le signal du détecteur.

Transparence électronique en fonction de la dérive

La fig. 5.20 (à gauche) présente les courbes de transparence pour les zones A1, A2 et B, la figure de droite est un agrandissement dans la zone $E_{ampl}/E_{derive} < 13$.

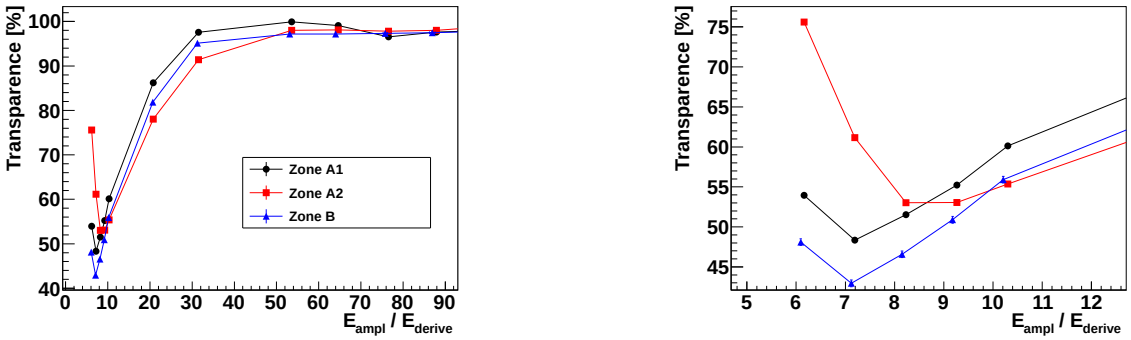


FIGURE 5.20 – Transparence électronique en fonction du rapport champ d'amplification sur champ de dérive pour différentes dérives.

Les résultats semblent contradictoires. En effet, le plateau de la zone de référence commence après celui de la zone B qui arrive lui-même après le plateau de la zone A1 qui est celle où le maillage est le plus lâche. Ces résultats inattendus montrent en fait que la hauteur de la dérive n'est pas la même sur toute la surface du détecteur. Ceci est d'ailleurs confirmé par la fig. 5.20 (à droite) car l'augmentation de la transparence, artefact dû à l'amplification dans la zone de dérive, ne se produit habituellement qu'à des rapports de champs proches de 5 pour ce mélange gazeux. Compte tenu de ces observations il est prévu d'améliorer le processus d'installation de la dérive sur le détecteur mais ce point est indépendant du type de dérive. L'utilisation d'un grillage de cuivre sur les dérives et donc validée, le X_0 des Micromegas pour CLAS12 est ainsi un peu réduit et est au total de $0,29$ % au lieu de $0,33$ % avec l'ancien type de dérive.

5.5 Conclusions

La mise en place d'un banc cosmique équipé de Micromegas multiplexés a permis des études détaillées de prototypes pour CLAS12. Les mesures de gain et d'efficacité sur un grand détecteur muni de pistes de rappel ont validé le point de fonctionnement des détecteurs C. La caractérisation d'une tuile Z a montré que la fabrication de ces détecteurs était bien maîtrisée, validant ainsi les choix techniques retenus. Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, nous avons prouvé qu'une microgrille dont l'ouverture optique est plus grande permettait d'augmenter la transparence de 38 % et 76 %, selon la configuration. Nous avons ensuite montré que la segmentation de la mcirogrille longitudinalement aux pistes est un choix pertinent, en revanche la segmentation orthogonale est moins intéressante car les microgrilles s'influencent. Enfin, nous avons établi qu'une dérive avec un maillage de cuivre très espacé était suffisante, ce qui permet de réduire la quantité de matière du détecteur. Toutes ces remarques et améliorations seront

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

prises en compte dans la fabrication des prochains prototypes de CLAS12. Au-delà de cette expérience, l'utilisation d'une microgrille différente et d'une dérive comportant moins de cuivre sont des éléments pouvant intéresser d'autres collaborations.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 6

Les Micromegas résistifs

Développés à l'origine pour étaler la charge sur un plus grand nombre de pistes afin d'augmenter la résolution spatiale, les premiers détecteurs gazeux résistifs furent des GEM mises au point en 2004 [65]. En plaçant un film résistif au-dessus du plan de lecture, Dixit et ses collaborateurs ont en effet montré que pour un pas similaire les détecteurs résistifs permettaient d'obtenir une meilleure résolution spatiale. La possibilité d'utiliser cette technologie pour réduire le temps mort dû aux décharges dans les Micromegas ne fut découvert que quelques années plus tard [66]. La première partie de ce chapitre est une présentation de la technologie résistive qui permet de comprendre son intérêt pour les Micromegas de CLAS12. Afin d'avoir un premier aperçu des performances des Micromegas résistifs, un petit prototype a été caractérisé. En plus de permettre la vérification de la réduction du temps mort dû aux décharges, ces tests ont montré que ces détecteurs peuvent atteindre des gains très élevés et qu'ils ne sont pas détériorés par un taux de décharges élevé pendant une longue période. En s'appuyant sur ces résultats, nous avons décidé de tester des prototypes pour la partie cylindrique et vers l'avant de CLAS12. Les études sont détaillées dans les sections 4 et 5 de ce chapitre. La section 4 présente la caractérisation d'un prototype pour le BMT qui est le premier Micromegas résistif courbe fabriqué. La section 5 concerne la comparaison de deux prototypes pour le FMT dont l'un est fabriqué par un industriel.

6.1 La technologie résistive

Un Micromegas résistif se distingue d'un Micromegas bulk standard par l'ajout d'une couche résistive au-dessus du plan de lecture. Les deux plans étant séparés par une couche d'isolant, le signal sur les pistes ou pixels de lecture se forme par effet capacitif. Cette technologie permet de réduire le temps mort dû aux décharges. En effet, comme expliqué précédemment lorsqu'une décharge se produit, la tension de la microgrille chute et celle des pistes augmente jusqu'à ce que les deux atteignent un potentiel proche. Pour un détecteur équipé d'un plan résistif, le potentiel de ce dernier augmente très rapidement étant donné qu'il est résistant, la chute en tension de la grille est alors généralement inférieure à 1 V. Cette propriété est très intéressante pour les Micromegas de CLAS12 puisque comme indiqué en conclusion du chapitre 3, le taux de décharges attendu est d'environ 1 Hz. Toutefois, dans le cas de flux de particules important, le plan résistif se charge ce qui limite le gain car le potentiel des pistes n'est alors plus nul. Afin de réduire ces effets de charge, le plan résistif est généralement remplacé par des pistes ou pixels résistives placés en correspondance des éléments de cuivre.

Les Micromegas résistifs possèdent également un autre avantage. Le courant circulant entre la microgrille et les pistes étant très faible lors d'une décharge, il n'est *a priori* plus nécessaire

de protéger l'électronique par des diodes. La suppression du circuit de protection entraînerait un gain de place non négligeable dans l'environnement très contraint de CLAS12 et une augmentation du rapport signal sur bruit.

Dans la suite de cette introduction, les principaux types de Micromegas résistifs utilisés pour réduire le temps mort dû aux décharges sont décrits ainsi que les spécificités de fabrication. Pour terminer, quelques mesures de résistances des pistes résistives sont présentées.

Les Micromegas équipés de pixels ou pistes résistifs

Les Micromegas résistifs les plus stables et les plus performants ont été obtenus lorsque les éléments résistifs sont séparés de ceux de lecture par une couche d'isolant. Si le détecteur est équipé de pistes résistives, ces dernières sont connectées à la masse via une résistance de quelques MΩ (fig. 6.1) afin d'éviter les effets de bords. En revanche, pour des pixels résistifs il n'est pas possible de connecter chacun des pixels à la masse, ils sont donc liés au pixel de lecture correspondant, généralement via une résistance, afin que les charges puissent s'évacuer. Le terme de *résistifs à résistances enterrées* est alors employé (fig. 6.2). Dans la suite, nous nous intéressons uniquement au Micromegas équipés de pistes résistives puisque c'est la technologie qui correspond aux besoins de CLAS12, les Micromegas équipés d'un plan résistif n'étant pas envisageable à cause des effets de charges observés et les pixels n'ayant pas été retenus.

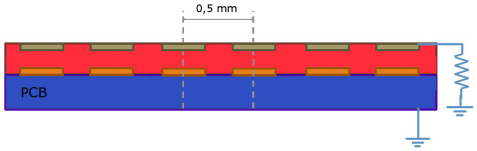


FIGURE 6.1 – Vue en coupe d'un Micromegas résistif sur pistes.



FIGURE 6.2 – Vue en coupe d'un Micromegas à résistances enterrées.

Fabrication

La fabrication d'un Micromegas résistif repose sur le même principe que celle d'un Micromegas bulk mais nécessite toutefois quelques étapes supplémentaires :

- une couche d'un matériau similaire à celui du PCB (prepreg) est déposée sur le plan de pistes de cuivre ;
- sur ce matériau des pistes de cuivre sont gravées dans les zones qui ne devront pas comporter de pâte résistive ;
- la pâte résistive est déposée. Pour éviter les effets de bords, les pistes résistives sont connectées à la masse par une résistance qui est réalisée avec la pâte résistive ;
- la pâte en excès est retirée avec une raclette puis par ponçage manuel. Pour les détecteurs de CLAS12, cette dernière étape nécessite le travail de plusieurs personnes pendant plusieurs heures. Plus l'épaisseur est importante plus la résistance des pistes est faible ;
- les pistes de cuivre sont retirées par une réaction d'oxydo-réduction.

Le plancher résistif est alors terminé : il ne reste que les pistes résistives en correspondance des pistes de lecture. Le détecteur est ensuite *bulké* par la méthode standard (voir chapitre 1). Afin d'éviter de poncer manuellement le détecteur, des techniques de lithographie utilisées dans l'industrie sont en cours de développement. Les premiers résultats sont encourageants (fig. 6.3) mais pour le moment aucun détecteur utilisant cette technologie n'a été fabriqué pour CLAS12.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

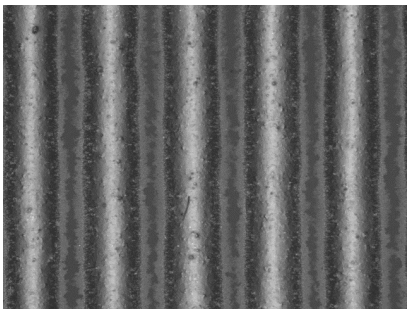


FIGURE 6.3 – Photographie réalisée au microscope de pistes résistives fabriquées par lithographie.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Mesure de résistivités

Le choix de la résistance R_p des pistes résistives repose sur un compromis entre la diminution du temps mort dû aux décharges et le courant sur les pistes. Plus la résistance est élevée, plus la tension de la piste varie rapidement lors d'une décharge. Les potentiels de la microgrille et de ces pistes arrivent ainsi en un temps très court à une tension suffisamment proche pour interrompre la décharge. Le temps mort décroit donc lorsque R_p augmente. Mais plus cette dernière est grande, plus le flux maximal que peut supporter le détecteur est faible. En effet, lorsque le flux incident est important, le courant sur les pistes résistives induit un potentiel non nul de ces dernières. Par exemple, pour un courant de 50 nA sur des pistes de 100 MΩ la tension est de 5 V. La connaissance de la résistivité des pistes est donc importante pour prévoir le comportement du détecteur à haut flux. Des mesures sur un prototype de FMT non *bulké* fabriqué par le CERN ont été réalisées. La résistance est mesurée au centre de la piste lorsque celle-ci parcourt tout le détecteur ou au bout de la piste si cette dernière est située au niveau du trou central. Le détecteur étant segmenté en deux zones concentriques, la résistance de deux pistes est mesurée dans la zone centrale. Les points blancs de la fig. 6.4 (à gauche) indiquent les points de mesure dont les valeurs se trouvent sur la même figure à droite.
De manière générale, on remarque que la résistance n'est pas homogène. La raison la plus probable est que le ponçage manuel n'a pas été effectué avec la même intensité sur toute la surface du détecteur. Ces inhomogénéités, difficilement évitables, ne devraient pas poser de problème si la résistance par piste reste comprise entre quelques MΩ et quelques centaines de MΩ. Il est possible de calculer la tension induite sur les pistes si ce prototype était utilisé pour CLAS12. En considérant le cas extrême où le flux de 20 MHz est homogène et concentré sur les 300 pistes centrales du détecteur, le courant par piste est au maximum de 3 nA, soit une tension d'environ 0,2 V si la résistance est de 50 MΩ. Cette valeur est faible mais dans ce cas le courant sur la microgrille est d'environ 1 µA. Il faut donc s'assurer que l'alimentation haute tension peut délivrer un tel courant. Ces calculs simples mettent également en avant le fait qu'au-delà de quelques centaines de MΩ si le flux est mal évalué, la tension des pistes pourrait dépasser 5 V. Pour diminuer ce risque, les prochains détecteurs résistifs seront fabriqués avec des résistances plus faibles. Un autre moyen de limiter ces effets dû au flux est de segmenter la microgrille ou les pistes résistives du détecteur. Ces calculs montrent qu'il est plus intéressant

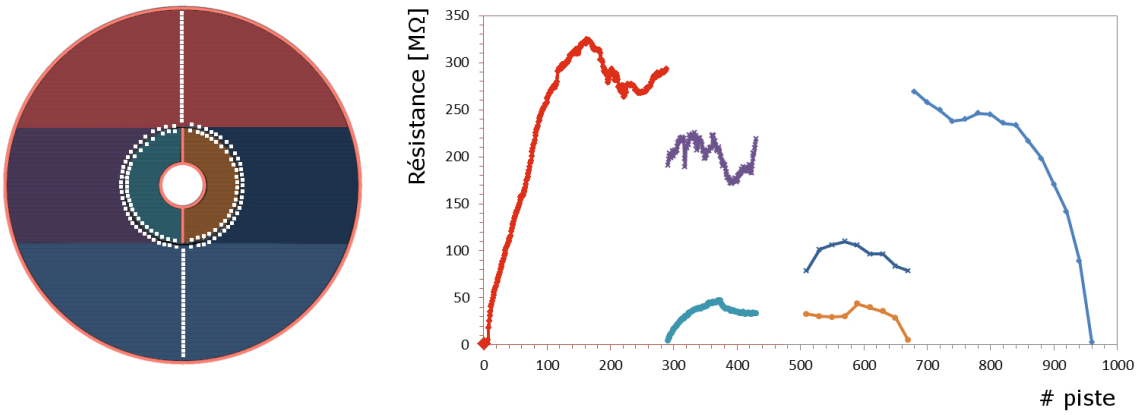


FIGURE 6.4 – Résistances mesurées des pistes résistives en fonction de la piste (à droite). Les couleurs sont en correspondance avec le schéma du prototype FMT (à gauche) où les points blancs indiquent les points de mesure. Les pistes sont horizontales.

de segmenter les pistes car dans ce cas le courant est réparti sur plusieurs pistes, ce qui évite la tension de ces dernières ne soit trop élevée.

6.2 Description des prototypes

Quatre prototypes de Micromegas résistifs ont été testés ; un petit détecteur de type TF10 qui a servi de première approche pour comprendre le fonctionnement et les caractéristiques de ces détecteurs ; un prototype pour le BMT, c'est-à-dire un détecteur résistif courbe de grande taille qui est le premier Micromegas résistif courbe jamais construit et testé ; deux prototypes pour le FMT, dont un fabriqué par une entreprise privée. Ce point est important car jusqu'à présent seul le CERN pouvait fournir des Micromegas résistifs. La demande étant forte, les délais de livraison sont longs, ce qui constitue un risque pour la production des détecteurs pour CLAS12. C'est pourquoi une collaboration avec ELVIA, une entreprise baséee en France et spécialisée dans la fabrication de circuits imprimés, a été mise en place pour transférer la technologie de fabrication de Micromegas bulks. Le projet est d'ailleurs soutenu par un financement de l'ANR. À terme cette collaboration devrait également permettre de diminuer le coût et d'augmenter considérablement les capacités de production d'un détecteur résistif. Avec ce prototype ELVIA est le premier industriel à livrer un détecteur résistif de grande taille.
Une photographie des trois prototypes se trouve dans la fig. 6.5 et les caractéristiques de ces détecteurs sont détaillées dans le tableau 6.1.

6.3 Premiers tests avec un petit prototype résistif TF10

Les premiers essais avec le RTF10 ont consisté à déterminer sa courbe de gain en source de fer. Après ces premiers tests très instructifs nous avons alors étudié le vieillissement du détecteur lorsqu'il est soumis à un taux de décharges élevé. En s'appuyant sur la méthode développée pour ces mesures nous avons ensuite déterminé le temps mort maximal induit par une décharge. Le dernier élément examiné avec ce prototype est la comparaison du rapport signal sur bruit

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

	RTF10	DR2	PFCe	PFCi
espace d'amplification [µm]	128	128	128	128
espace de dérive [mm]	5	5	5	5
résistance des pistes résistives	560 MΩ	non mesurée	voir texte	non mesurée
pas [µm]	400	575	500	500
dimensions de la zone active	$5,6 \times 10\,\mathrm{cm}^2$	$43 \times 45\ \mathrm{cm}^2$	disque $R_{ext} = 22$ cm, $R_{int} = 2,2$ cm	disque $R_{ext} = 22$ cm, $R_{int} = 2,2$ cm
nombre de pistes	144	720	1024	1024
particularité		Prototype BMT courbe C de rayon de courbure 225 mm	Prototype FMT fabriqué par le CERN	Prototype FMT fabriqué par ELVIA

TABLE 6.1 – Principales caractéristiques des prototypes de Micromegas résistifs testés.

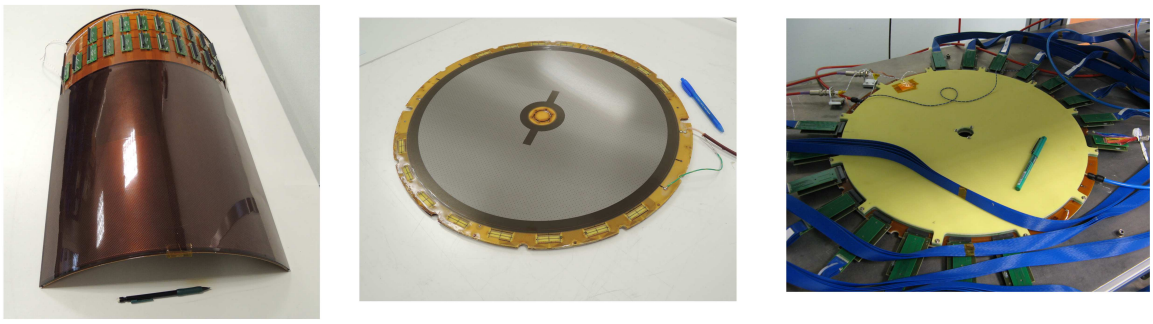


FIGURE 6.5 – De gauche à droite, le prototype pour le BMT, le prototype pour le FMT fabriqué par ELVIA (sans dérive sur la photo), le prototype pour le FMT fabriqué par le CERN.

lorsque l'électronique de lecture n'est pas équipée d'un circuit de protection.

6.3.1 Gain

La méthode utilisée pour la mesure du gain du RTF10 repose sur le fait qu'un courant proportionnel au flux incident apparaît sur les pistes donc également sur la microgrille. Sans calibrer la chaîne d'acquisition, il est alors possible de déduire le gain du détecteur. En effet, on a :

$$i\Delta T = \Delta q,$$

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

où i est le courant et Δq la charge collectée pendant un temps ΔT. En considérant alors qu'il y a τ particules incidentes par seconde, il vient :

$$i = \tau \times N_p \times G \times e$$

où N_p est le nombre de paires électron-ion primaires créées par particule incidente et $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ C la charge élémentaire. D'où finalement :

$$G = \frac{i}{\tau \times N_p \times e} \tag{6.1}$$

Comme le montre la fig. 6.6, la tension maximale de ce prototype est d'environ 470 V pour un gain d'environ 50 000, ce qui correspond à environ $50\,000 \times 225 \approx 10^7$ électrons collectés par les pistes. Si la tension est encore augmentée, le courant sur la microgrille oscille légèrement car l'amplification est suffisante pour que des décharges soient induites par les rayons X émis par la source de fer. Afin de ne pas détériorer le détecteur nous ne sommes donc pas allés au-delà de cette valeur. En revanche, sans source, la tension maximale est de 480 V.

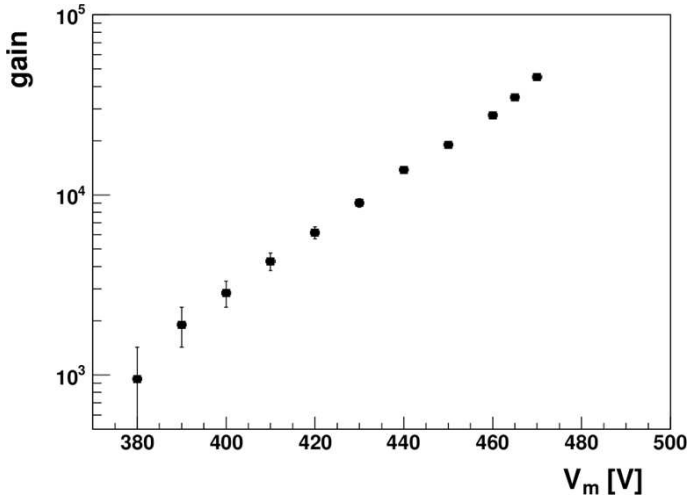


FIGURE 6.6 – Gain du RTF10 en fonction de la tension de la microgrille mesuré avec une source de ^{55}Fe. Le mélange gazeux est de l'argon-isobutane à 5 %.

Des tests [68] ont montré que grâce au gain maximal élevé qu'il peut atteindre ce Micromegas résistif peut détecter des particules cosmiques avec une efficacité de 40 % lorsqu'il est rempli d'air (fig. 6.7)..

6.3.2 Vieillissement en source α

Les détecteurs résistifs étant une technologie récente, il est important d'étudier leur vieillissement dans des conditions extrêmes. Des tests à hauts flux peuvent se trouver dans les références [70, 71] mais jamais des tests n'avaient eu pour objectif d'étudier le vieillissement dû aux décharges. Ceci est particulièrement important pour CLAS12 puisque le taux de décharges attendu est d'environ 1 Hz. Avec le petit prototype RTF10, nous avons donc réalisé une étude de vieillissement aux décharges avec l'électronique Dream, en présence du circuit de protection

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

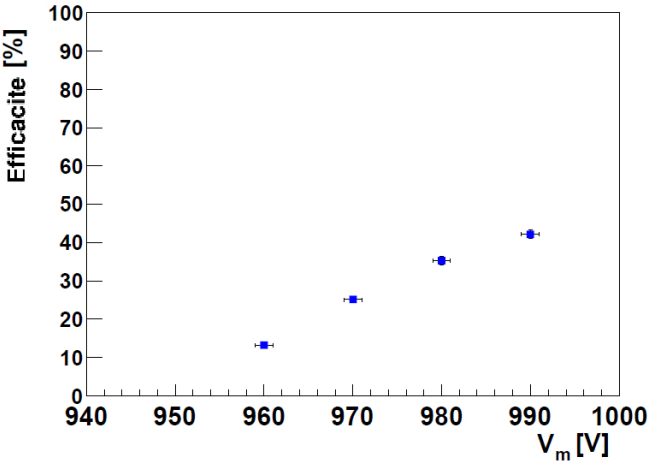


FIGURE 6.7 – Efficacité en cosmique du RTF10 fonctionnant avec de l'air en fonction de la tension de la microgrille.

ou non.

La méthode est la suivante. Le taux d'émission de α d'une source de ^{241}Am posée au-dessus du détecteur est tout d'abord mesuré à bas gain (environ 250 V) . Le potentiel de la microgrille est ensuite augmenté jusqu'à 430 V. D'après les mesures précédentes, le gain est d'environ 10 000. Le nombre d'électrons créés dans les 5 mm (entre 25 000 et 30 000) de l'espace de dérive est tel qu'après amplification la limite de Raether est atteinte pour chaque particule incidente. Afin de produire un signal non saturé et ainsi mesurer le gain, une source de ^{55}Fe est placée au-dessus des mêmes pistes. Grâce à la couche résistive qui limite la chute en tension lors d'une décharge, ce signal peut être lu par une électronique alors même que le détecteur subit des décharges. Le signal de la microgrille peut alors être utilisé comme trigger. La source de ^{241}Am ayant un taux de 350 Hz et celle de ^{55}Fe de 2 500 Hz la majorité des triggers sont dus à la source de fer. Il est donc possible d'évaluer le gain du détecteur pendant qu'il est soumis à un taux de décharges élevé.

Le RTF10 a été placé dans ces conditions pendant 120 h, ce qui correspond à environ 5 ans de décharges dans CLAS12. Le test a été effectué 60 h avec l'électronique protégée puis 60 h sans les protections. Le gain du détecteur en fonction du temps est donné dans la fig. 6.8. Chaque point correspond au gain moyen calculé pour environ 2 000 événements.

Le gain reste stable pendant toute la durée des tests, que l'électronique soit protégée ou non. Le détecteur n'est donc pas dégradé après $350 \times 60 \times 60 \times 120$ décharges. La différence de gain entre les deux études est expliquée dans la sous-section suivante.
Ces tests ont également été réalisés en utilisant une configuration particulière du Micromegas résistif : il est en effet possible de le faire fonctionner avec la microgrille à la masse et en polarisant les pistes résistives. Nous avons alors remarqué que pour des champs égaux, le gain était un peu plus élevé dans cette configuration. Après un peu moins de 4 jours de test dans cette configuration et en respectant le même protocole que lorsque les pistes ne sont pas polarisées, aucune dégradation du détecteur n'a été constatée (fig. 6.9).

Ces études montrent donc que le gain d'un Micromegas résistif n'est pas dégradé après plus de 150 millions de décharges, ce qui correspond à environ 5 ans de fonctionnement dans CLAS12.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

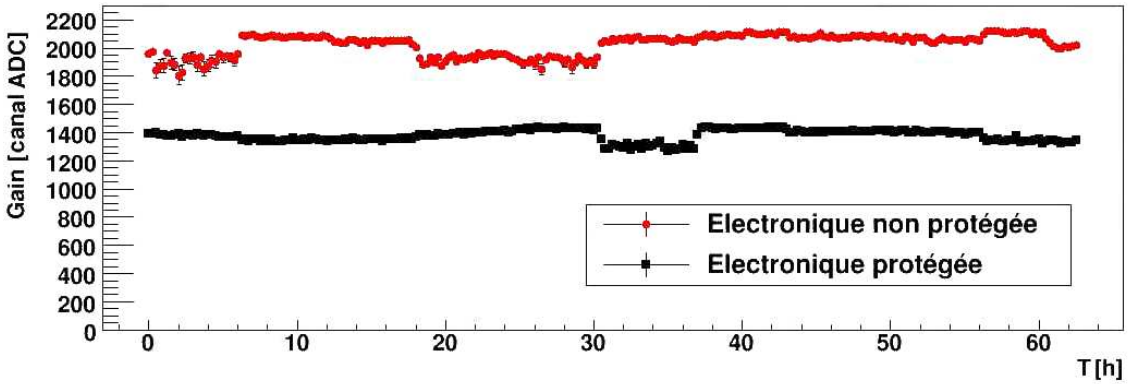


FIGURE 6.8 – Gain en fonction du temps pour le RTF10 soumis à des décharges permanentes.

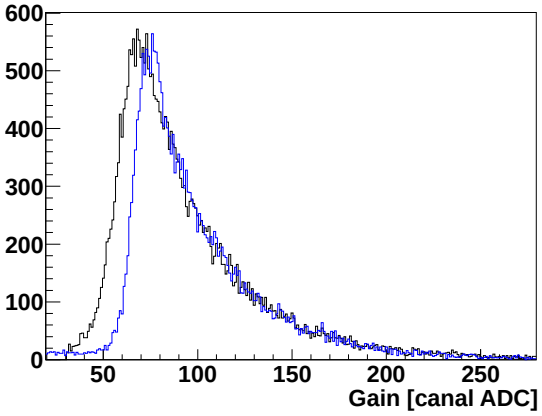


FIGURE 6.9 – Spectre du signal lu sur la microgrille en source d'americium du RTF10 lorsque la microgrille est à la masse et les pistes résistives à un potentiel positif. En noir, avant les tests, en bleu après 3,75 jours de décharges à environ 350 Hz.

6.3.3 Temps mort lié aux décharges

La technologie résistive ne réduit pas la probabilité de décharges mais limite la diminution de la tension de la microgrille. Il est donc nécessaire de connaître le temps mort que peut induire une décharge. Ainsi avons nous effectué des tests pour l'évaluer. L'efficacité du détecteur est d'abord déterminée en cosmiques pour différentes tension du détecteur. Ensuite, avec la même installation, l'efficacité est à nouveau déterminée mais cette fois la source d'americium est posée sur le détecteur. Le rapport des efficacités ainsi obtenues, est alors tracé (fig. 6.10). Si le temps mort dû aux décharges est important, le rapport devrait être inférieur à l'unité.

Comme le montre la figure, le rapport des efficacités est constant et est au maximum 10 % inférieure lorsqu'il y a la source. En supposant que cette diminution est uniquement due aux effets des décharges, le temps mort maximal induit par les décharges peut être évalué. La source d'americium émet en moyenne 350 particules en 1 s, lors de cette seconde le détecteur est inefficace pendant 1 s $\times 10\% = 0,1$ s, soit un temps mort par décharge inférieur à $0,1/350 \approx 0,3 =$ ms. Ce qui est deux ordres de grandeur inférieur aux valeurs obtenues avec un Micromegas standard. Pour CLAS12 avec un taux de décharges de quelques hertz, le temps mort associé serait donc inférieur à $0,1$ %, ce qui est totalement négligeable et confirme l'intérêt de la technologie résistive pour les Micromegas de l'expérience.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

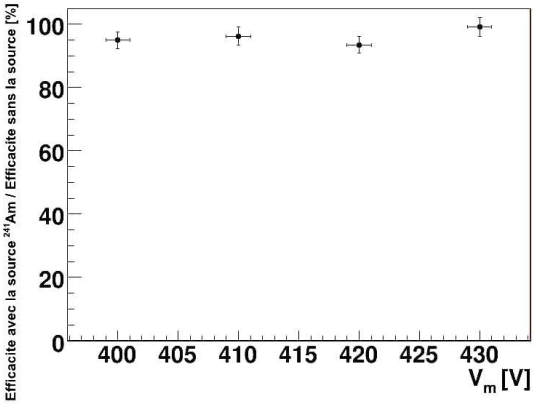


FIGURE 6.10 – Rapport des efficacités du RTF10 lorsqu'une source est posée ou non sur le détecteur en fonction de la tension de la microgrille.

6.3.4 Dream versus Dream non protégée

Comme expliqué précédemment, un des points intéressants des Micromegas résistifs est qu'il est possible de les utiliser sans circuit de protection pour l'électronique puisque lors du phénomène de décharge le courant qui circule dans le détecteur est très limité. Ainsi, le rapport signal sur bruit a été étudié avec l'asic Dream qui possède un connecteur pour lequel le circuit de protection n'a pas été installé. Comme l'indique la fig. 6.11 lorsque le circuit de protection est supprimé le signal est 1,6 fois plus élevé. Ceci est dû au fait que la capacité de découplage est retirée avec le circuit de protection. Il y a donc moins de perte de signal mais également plus de bruit puisque les RMS sont environ 1,4 fois plus élevés dans ce cas. L'augmentation du rapport S/B est donc de 17 % lorsqu'il n'y a pas de circuit de protection.

Ainsi en plus d'être intéressant du point du vue du gain d'espace, la suppression du circuit de

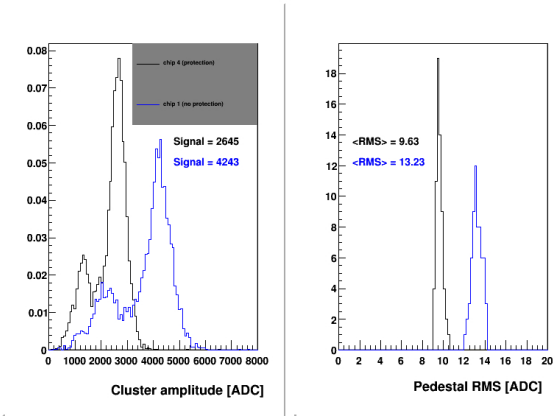


FIGURE 6.11 – Amplitude du signal (à gauche) et bruit (à droite) du RTF10 lorsqu'une source de ^{55}Fe est posée sur le détecteur selon que l'électronique est équipée d'un circuit de protection (courbe noire) ou non (courbe bleue).

protection permet également d'augmenter le rapport S/B.

6.3.5 Conclusion des tests du prototype résistif RTF10

Ces tests nous ont apporté des résultats très instructifs sur le fonctionnement d'un Micromegas résistif. Nous avons en effet vu que ce prototype est stable jusqu'à des gains de 50 000. Ceci

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

augure de la possibilité d'obtenir des gains suffisamment élevé pour des détecteurs de grande taille afin d'avoir un rapport signal sur bruit confortable. Nous avons de plus montré que le détecteur ne sera pas détérioré par le taux de décharges attendu à CLAS12 et que le temps mort associé à ces décharges sera inférieur à 1 %. Enfin, nous avons établi que l'électronique d'un détecteur résistif peut être utilisée sans protection. Ces résultats étant prometteurs, nous avons testé un prototype de BMT et deux prototypes de FMT.

6.4 Test d'un Micromegas résistif courbe

L'objectif principal des tests présentés ici est de vérifier le bon fonctionnement du premier Micromegas résistif courbe jamais construit. Le détecteur, appelé DR2, est un prototype de la dernière couche du BMT. Il représente le cas le plus défavorable en terme de rapport signal sur bruit car ses pistes sont les plus longues : 45 cm de pistes C et des pistes de rappel de 46 cm maximum. La capacité des pistes les plus longues est alors d'environ 100 pF. Le détecteur a été fabriqué au CERN et courbé puis intégré par les équipes du CEA Saclay (Irfu/Sédi). Les études portent d'abord sur l'homogénéité du signal et de l'efficacité du détecteur en source de fer. Si des inhomogénéités apparaissent, il sera difficile d'identifier leur origine car les mesures convoluent : la circulation du gaz, la taille de la zone d'amplification, l'épaisseur de l'isolant entre les pistes de cuivre et résistives et enfin l'épaisseur de pâte résistive. Nous présentons ensuite l'amplitude du signal et l'efficacité mesurée en cosmiques du prototype.

6.4.1 Mesures avec une source de fer

Lors des tests, la tension de la microgrille du DR2 est de 470 V et celle de la dérive de 770 V. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 % dont le débit est d'environ 5 L/h. La source de fer est déplacée tous les 11° le long des pistes en trois endroits du détecteur : proche des connecteurs, puis au centre et à l'extrémité du détecteur (fig. 6.12). L'angle nul correspond au sommet du détecteur. Pour chacune des 24 positions, l'amplitude du signal est mesurée avec le MCA. Les valeurs obtenues sont résumées dans la fig. 6.13.

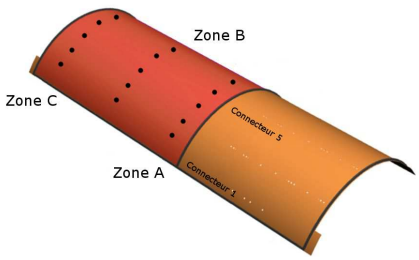


FIGURE 6.12 – Les points noirs représentent la position de la source de fer lors des tests sur la tuile.

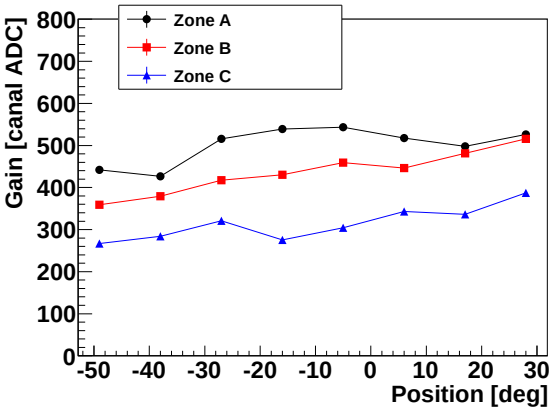


FIGURE 6.13 – Amplitude en source de ^{55}Fe en fonction de la position sur la tuile

Les données indiquent deux tendances différentes. L'amplitude du signal augmente avec l'angle du point de mesure et diminue lorsque la source est éloignée des connecteurs. Ces

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

résultats sont compatibles avec une mauvaise circulation du gaz dans le détecteur puisque le gaz entre par la zone de signal élevé et sort par celle où il est le plus faible. Suite à ces tests, deux fuites ont été bouchées dans les arceaux du support mécanique. Par ailleurs, pour prévenir tout problème de circulation du gaz ou de dégazage des éléments du détecteur qui pourraient polluer le gaz, des simulations par éléments finis en utilisant le logiciel *OpenFoam* sont en cours pour optimiser le circuit de gaz. L'utilisation de zones tampons semble être la solution permettant la meilleure répartition du gaz dans tout le détecteur (fig. 6.14). Des tests plus longs avec un autre prototype seront réalisés afin de vérifier s'il est nécessaire de mettre en place ces zones tampons. Cependant, le gain est élevé puisque le signal de la source de fer peut être lu sur toute la surface active du détecteur.

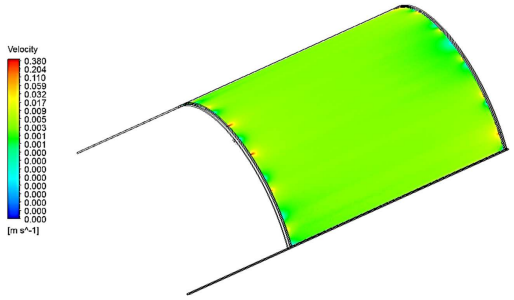


FIGURE 6.14 – Simulation par éléments finis avec le logiciel *OpenFoam* de la vitesse de déplacement du gaz dans un détecteur courbe, lorsque ce dernier est équipé d'une zone tampon [69].

6.4.2 Amplitude du signal et efficacité du DR2 en cosmiques

L'homogénéité des détecteurs peut également être testée avec le banc cosmique en mesurant l'amplitude moyenne du signal et l'efficacité de détection en fonction de la position. Pour ces études, seules les pistes larges des Cosmultis étant utilisées, la résolution spatiale obtenue au niveau du détecteur est d'environ 5 mm. Le mélange gazeux est de l'argon-isobutane à 5 % dont le débit est d'environ 5 L/h. Le détecteur est connecté à l'électronique T2K par des limandes Samtec de 1,5 m. La tension de la microgrille est de 470 V et celle de la dérive de 770 V. L'amplitude du signal et l'efficacité obtenus sont présentés dans la fig. 6.15.

Ces deux graphes mettent en avant l'existence de plusieurs zones. Tout d'abord les zones 1 et 3 ne sont pas efficaces et ont un signal faible car leurs pistes ne sont pas connectées, toutes les voies d'électroniques étant déjà occupées. Les zones 2 et 4 ont un gain et une efficacité faibles. Un contrôle du détecteur a mis en évidence l'oxydation de certains connecteurs qui pour des raisons de coût n'ont pas été passivés. L'amplitude du signal permet également de remarquer que des zones situées aux abscisses les plus grandes ont un gain plus élevé que le reste du détecteur. Il y a deux raisons à ce phénomène. D'une part, sur les bords les particules traversent une zone de dérive plus grande du fait de la courbure du détecteur donc déposent plus d'énergie. D'autre part, ces zones correspondent aux entrées du gaz par les trous dans les longerons du détecteur. Ce point met d'ailleurs en évidence le fait que les variations de l'amplitude du signal n'ont pas le même comportement que ce qui a été obtenu avec les mesures en sources de fer, les fuites qui ont été bouchées étaient donc bien responsables des variations observées alors.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

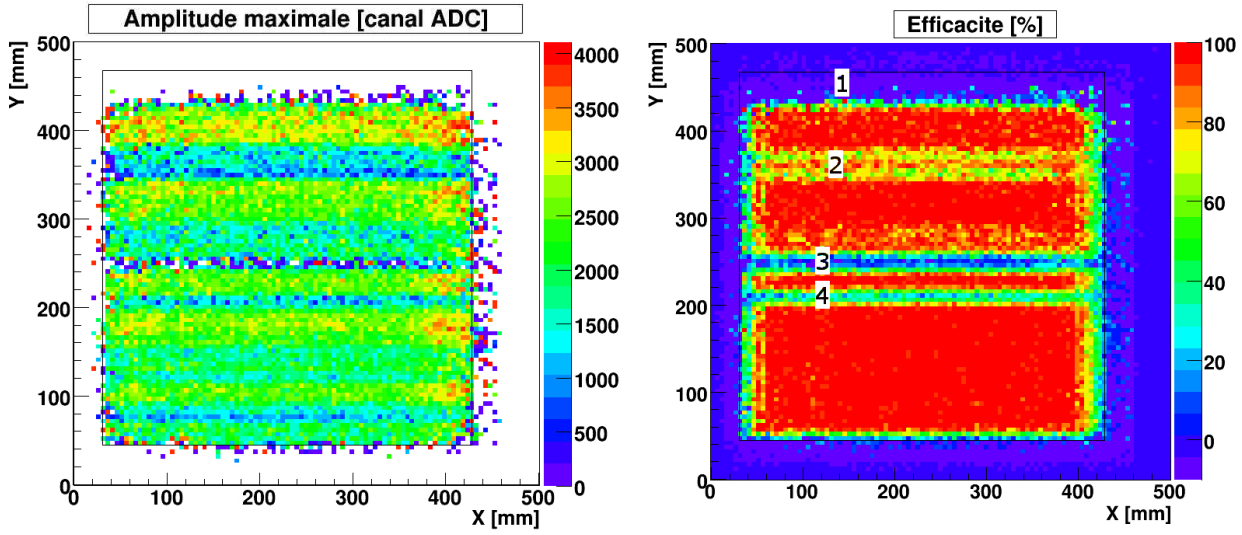


FIGURE 6.15 – Amplitude maximale du signal et efficacité du DR2 dans un mélange d'argon-isobutane à 5 % dont le débit est d'environ 5 L/h. Le gaz est amené par les longerons situés à droite sur le graphe. La tension de la microgrille est de 470 V et celle de la dérive de 770 V.

En dehors des zones décrites plus haut, l'efficacité du détecteur est d'environ 98 %. Les tests sur ce premier Micromegas résistif courbe montrent ainsi que si un soin particulier est porté à la circulation du gaz, la technologie résistive est applicable et fonctionnelle pour des Micromegas courbes. Afin de confirmer ces résultats, un détecteur identique à celui-ci devrait être testé.

6.5 Comparaison de deux prototypes du FMT résistifs

Le taux de décharges attendu dans les Micromegas du FMT étant élevé, la technologie résistive est également envisagée pour ces détecteurs. Deux prototypes ont été testés. Le premier (PFCe) a été fabriqué par le CERN et sert de référence puisque d'autres Micromegas résistifs de grande taille y ont déjà été produits. Le second (PFCi) est fabriqué par une entreprise de PCB basée en France, ELVIA, il s'agit du premier Micromegas résistif de grande taille produit par un industriel. Il sert de point de référence pour vérifier la possibilité d'industrialiser la production de ce type de Micromegas résistifs de grande taille. Dans la suite, nous présentons le gain puis l'efficacité en fonction de la position. L'amplitude du signal des deux détecteurs a ensuite été étudiée en fonction de la tension de la microgrille.

6.5.1 Amplitude du signal

La mesure du gain en source de fer n'est pas possible avec ces détecteurs car ils sont équipés d'une dérive en PCB qui permet d'assurer leur rigidité une fois installés dans CLAS12. Ainsi, l'amplitude du signal des prototypes est mesurée en cosmiques par deux acquisitions distinctes. Les tensions des deux microgrilles sont de 450 V et celles des dérives de 750 V. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %. Une partie des pistes se situant au niveau du trou central n'est pas lue. De plus la zone centrale du PFCi n'est pas connectée car le premier cadre de dérive n'était pas entièrement adapté au nouveau détecteur. Pour le PFCe, le cadre de la dérive a été percé pour que les pistes résistives de la zone centrale puissent être connectées à la masse. Les amplitudes maximales du signal obtenues dans ces conditions sont présentées dans la fig. 6.16.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

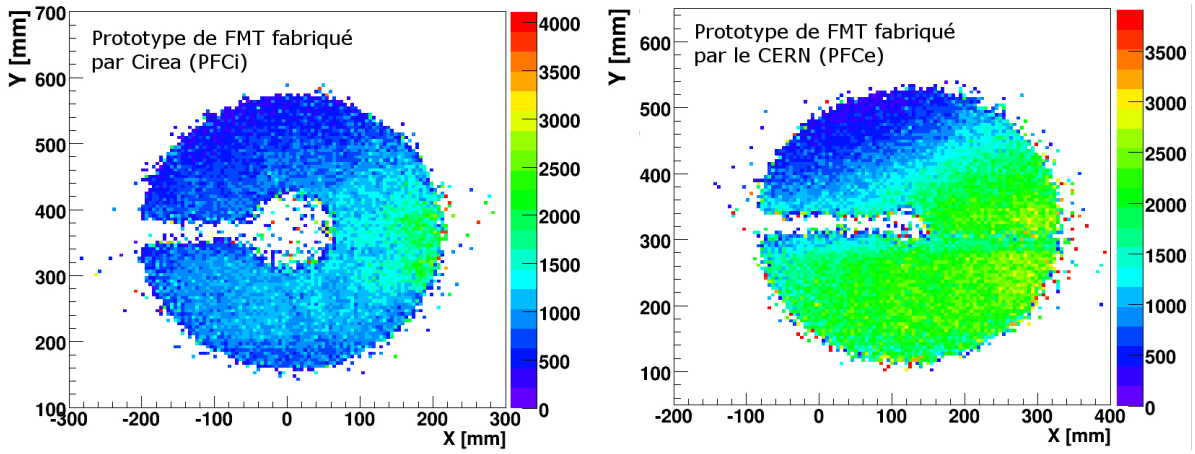


FIGURE 6.16 – Amplitude maximale du signal des deux prototypes de FMT dans un mélange d'argon-isobutane à 5 % dont le débit est d'environ 2 L/h. La tension de la microgrille est de 450 V et celle de la dérive de 750 V.

Dans les zones où elle est homogène, l'amplitude du signal des deux prototypes n'est pas similaire car les espaces d'amplification n'ont pas les mêmes dimensions. Celui du PFCe est en effet de 128 µm tandis que celui du PFCi est de 100 µm. Pour les deux détecteurs, le gain diminue progressivement lorsque l'on se rapproche de la zone située en haut à gauche et l'effet est plus marqué pour le PFCe. Dans ce cas, il semble difficile de mettre en cause la circulation du gaz dans le détecteur puisque le phénomène n'est pas symétrique par rapport à l'axe entrée sortie du gaz, mais le fait que les deux détecteurs aient un problème au même endroit semble être plus qu'une coïncidence. Afin de mieux comprendre ce phénomène, l'entrée et la sortie du gaz ont été inversées sur le PFCe, le débit a été mieux contrôlé et fixé à 5 L/h ou 2 L/h. Les résultats obtenus alors se trouvent dans la fig. 6.17, les flèches indiquent le sens, l'entrée et la sortie du gaz.

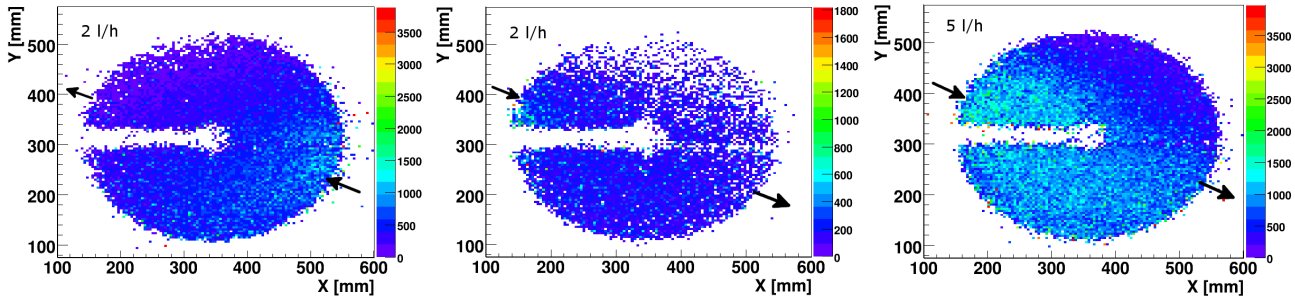


FIGURE 6.17 – Amplitude maximale du signal (exprimé en ADC) du PFCe pour différentes débits et sens de circulation du gaz.

Les figures montrent bien que la zone d'inefficacité se déplace lorsque l'entrée et la sortie sont inversées. De plus lorsque le débit de gaz est augmenté, la taille de cette zone diminue. Le problème ne vient donc pas du détecteur lui-même mais de la circulation du gaz. Une sonde de gaz a permis de détecter des fuites dans la partie haute du détecteur, c'est-à-dire à l'endroit où les gains mesurés sont effectivement les plus faibles quand il n'y en avait pratiquement pas dans le reste du détecteur. Dans la version finale du détecteur le cadre de la dérive sera collé assurant ainsi une meilleure étanchéité alors que pour ces prototypes elle est vissée pour que le démontage soit possible. Toutefois, afin d'améliorer les résultats, les fuites ont pu être partiel-

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

lement colmatées. Dans ce cas l'amplitude maximale du signal est beaucoup plus homogène et plus élevée sur tout le détecteur (fig. 6.18).

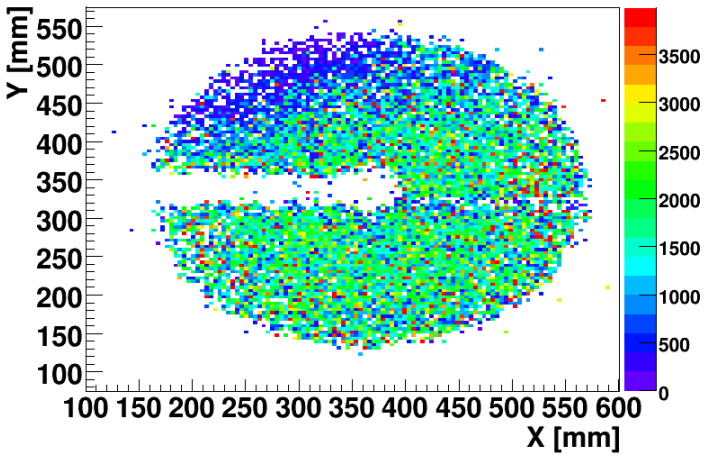


FIGURE 6.18 – Amplitude maximale du signal du PFCe après un meilleur colmatage des fuites de gaz.

Après ses études de gain, l'efficacité des prototypes a été déterminée en fonction de la position tout d'abord puis en fonction de la tension de la microgrille.

6.5.2 Efficacité

L'objectif de ces tests est d'étudier les effets éventuels des inhomogénéités du gain sur l'efficacité. Les acquisitions utilisées pour obtenir les efficacités sont les mêmes que celles précédentes. Les efficacités du PFCe et PFCi sont présentées dans la fig. 6.19.

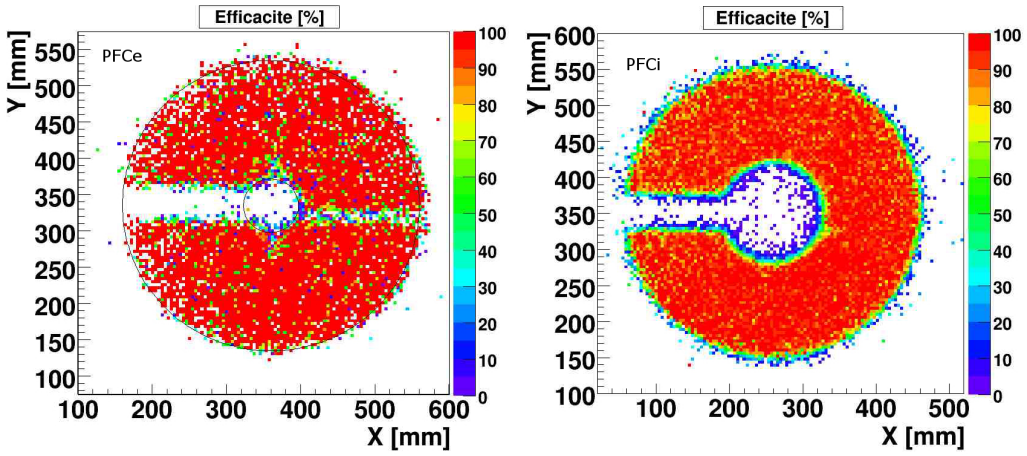


FIGURE 6.19 – Efficacité des deux prototypes de FMT. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %, la tension de la microgrille est de 440 V et celle de la dérive de 740 V.

L'efficacité est homogène sur tout le détecteur ce qui montre que malgré les quelques problèmes de fuites persistants, l'amplitude du signal est suffisamment élevée sur toute la surface active du détecteur. On remarque que le PFCe est inefficace sur une bande horizontale. Après investigation, nous avons remarqué que ce connecteur était mal branché car la limande était trop tendue entre le détecteur et l'électronique. Pour corriger cela, le détecteur a alors été déplacé et

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

de nouveaux tests réalisés dans cette configuration sans que cela n'apporte d'amélioration. Des tests complémentaires seront donc nécessaires pour comprendre l'origine du problème. Les inefficacités au centre du détecteur sont dues à la masse des pistes résistives centrales (cet élément est plus visible sur la photographie du détecteur sans dérive de la fig. 6.5).

Nous avons ensuite mesuré l'efficacité en fonction de la tension de la microgrille pour connaître plus précisément le point de fonctionnement des détecteurs. Ces résultats permettront en effet de déterminer la tension de début du plateau d'efficacité et la taille de ce dernier.

Nous avons réalisé une courbe d'efficacité pour le PFCe et le PFCi en calculant l'efficacité dans le quart inférieur droit des détecteurs afin de s'affranchir des éventuelles fuites de gaz (fig. 6.20).

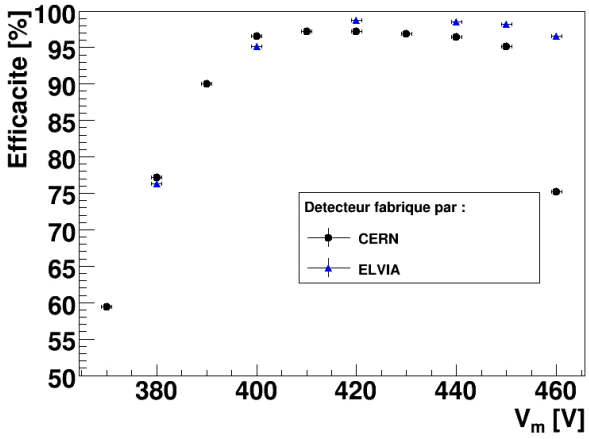


FIGURE 6.20 – Efficacité en cosmiques en fonction de la tension pour les deux prototypes de FMT. Le gaz est un mélange d'argon-isobutane à 5 %.

Les deux détecteurs ont des efficacités excellentes. Le PFCe a un plateau à 97 % tandis que celui du PFCi est d'environ de 98 %. Les deux plateaux commencent pour les deux détecteurs vers 410 V et restent au-dessus de 95 % jusqu'à 450 V. Ceci démontre bien la stabilité du détecteur. De plus, le détecteur pourra fonctionner à une tension assez basse afin de se prémunir des décharges et des effets de saturation dus au courant sur les pistes. On remarque que l'efficacité diminue lorsque la tension augmente. Ce comportement est probablement dû au fait qu'à partir d'une certaine tension l'électronique sature pour presque tous les événements. Pour des raisons qui restent à ce jour inexpliquées, il est alors plus difficile de distinguer les bons événements du bruit.

6.6 Conclusions sur les Micromegas résistifs

À partir d'un petit prototype de Micromegas résistif nous avons montré que la technologie résisitive permettait de diminuer de façon significative le temps mort dû aux décharges par rapport à un Micromegas standard. Nous avons de plus montré pour la première fois qu'un taux de décharges soutenu pendant une longue période ne dégrade par les performances du détecteur. Ces observations nous ont amené à considérer la technologie résistive pour CLAS12. Des prototypes résistifs de BMT et FMT ont alors été étudiés. Nous avons mis en évidence des problèmes de fuites et de circulation du gaz dans les détecteurs. Toutefois, dans les zones où

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

les fuites n'influencent pas le comportement du détecteur, le gain et l'efficacité sont très bons. Le plateau d'efficacité est suffisamment large pour assurer un fonctionnement confortable des détecteurs. Enfin, la comparaison d'un prototype fabriqué par ELVIA avec un détecteur identique fournit par le CERN a permis de valider le transfert technologique à un industriel. Une nouvelle méthode de fabrication par lithographie est en cours de développement afin de supprimer l'étape de ponçage manuel. Lorsque cette technique sera également validée, la production industrielle des Micromegas résistifs de CLAS12 sera possible. L'installation de 1 200 m^2 de Micromegas dans l'expérience ATLAS repose d'ailleurs sur les capacités d'ELVIA à fournir ce type de détecteur en grande quantité. ELVIA devrait également être en mesure de produire les nouveaux Micromegas de COMPASS.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Chapitre 7

Forward Tagger

L'expérience CLAS12 sera caractérisée par une bonne résolution en énergie, une bonne identification des particules ainsi qu'une grande acceptance angulaire. Ces propriétés rendent possible la détermination des nombres quantiques $\boldsymbol{J^{PC}}$ des hadrons créés. Le modèle en quarks des hadrons, qui contraint ces nombres quantiques, a prouvé sa solidité en prédisant et reproduisant une grande variété de comportements du spectre hadronique. Toutefois, on sait aujourd'hui que la masse des hadrons ne peut pas être expliquée seulement par la masse des quarks, mais qu'elle est principalement due à la dynamique des gluons, les bosons porteurs de l'interaction forte. Une des méthodes utilisées pour comprendre le rôle des gluons dans les hadrons est la spectroscopie de mésons exotiques. Une courte introduction en est donnée dans la première partie de ce chapitre. Les nouveaux détecteurs nécessaires à sa mise en œuvre dans CLAS12 sont ensuite présentés. Plus particulièrement, les simulations que j'ai réalisées pour définir les spécifications du trajectographe de cette expérience. La suite porte sur ma contribution principale qui est le code de reconstruction du Forward Tagger dont les résultats permettent de valider les choix techniques et montrent la faisabilité du programme de mésons exotiques à CLAS12.

7.1 Spectroscopie de mésons exotiques

Dans le modèle en quarks des hadrons, seuls les quarks de valence étant considérés, les mésons sont décrits comme des états liés, composés d'un quark et d'un antiquark, noté $\boldsymbol{q\bar{q}}$. Les mésons, constitués seulement d'une paire quark-antiquark, constituent donc le moyen le plus naturel d'étudier le rôle des gluons dans les hadrons. Leurs nombres quantiques sont contraints, le moment angulaire total J, la parité P et C la conjugaison de charge d'un hadron doivent en effet vérifier :

$$|L - S| \leq J \leq L + S$$
$$P = (-1)^{L+1}$$
$$C = (-1)^{L+S}$$

où L et S sont respectivement le moment angulaire orbital et le spin du méson.
Le tableau 7.1 résume les valeurs de ces nombres quantiques pour S=1 et S=2.

Ainsi les états $\boldsymbol{J^{PC}} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}$ *etc.* qui ne sont pas autorisés par le modèle en quarks, sont-ils appelés mésons *exotiques*. D'autres états ne sont pas possibles dans le modèle en quarks mais ne sont néanmoins pas interdits par la chromodynamique quantique (QCD), ce sont par exemple les mésons hybrides qui seraient constitués de deux quarks et d'un gluon, les tetraquarks ($\boldsymbol{q\bar{q}q\bar{q}}$) ou encore les boules de glu qui seraient composées uniquement de gluons. Ces dernières

S	L	J	P	C	J^{PC}
0	0	0	-	+	0^{-+}
	1	1	+	-	1^{+-}
	2	2	-	+	2^{-+}
1	0	1	-	-	1^{--}
	1	0,1,2	+	+	$0^{++}, 1^{++}, 2^{++}$
	2	1,2,3	-	-	$1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$

TABLE 7.1 – États autorisés dans le modèle en quarks des mésons pour $L = 0$, 1,2.

possèderaient les mêmes nombres quantiques que les états standards prédits mais pourraient se désintégrer en une plus grande diversité de mésons que les hadrons standards, dont des mésons exotiques. La découverte d'un de ces états, sans remettre en cause le modèle, serait une preuve solide de la présence de degrés de libertés gluonique. La recherche de ces mésons constituent donc un domaine actif de la physique des particules.

7.2 Des mésons exotiques à CLAS12

MesonEx (JLab Exp-11-005) est un programme expérimental du Hall B dont l'objectif est l'étude de la spectroscopie des mésons par la photoproduction quasi-réelle, c'est-à-dire la production de mésons lors de l'interaction d'un photon quasi-réel avec des quarks.

Des modèles phénoménologiques [72] suggèrent qu'utiliser un photon comme sonde du proton conduit à une production non négligeable de mésons exotiques. Le programme principal de CLAS12 nécessitant un faisceau d'électrons, l'idée est d'utiliser des photons de faible virtualité produits par la diffusion d'un électron sur un proton et dont les caractéristiques sont proches des photons réels (fig. 7.1). L'avantage de cette méthode est qu'elle permet à MesonEx de fonctionner en parallèle des expériences déjà prévues à CLAS12, ce qui lui permettra de bénéficier d'un temps de faisceau conséquent.

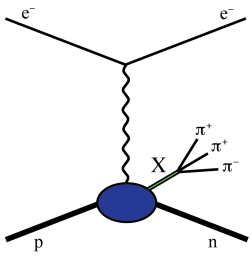


FIGURE 7.1 – Diagramme de Feynman d'une des réactions étudiées pour la production de mésons exotiques.

Pour s'assurer de la faible virtualité Q^2 du photon émis lors de la diffusion, il est important de détecter l'électron à de petits angles polaires θ puisque les deux sont liés par la formule

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

suivante :

$$Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$$

Où E et E' sont respectivement l'énergie de l'électron incident et diffusé.

De plus, afin de reconstruire toutes les variables nécessaires il est important de mesurer :
- l'énergie de l'électron diffusé E' car l'énergie du photon est donnée par $E_\gamma = \nu = E - E'$ et sa polarisation linéaire par $P_\gamma = 1 + \nu^2/(2EE')$;
- l'angle azimutal ϕ de l'électron diffusé afin de déterminer le plan de polarisation ;
- l'angle polaire θ pour déterminer la virtualité du photon.

Ainsi, alors que les fragments de la réaction seront reconstruits par les détecteurs prévus pour CLAS12, le Forward Tagger (FT) aura pour rôle la mesure des grandeurs ci-dessus pour l'électron. Il sera composé d'un calorimètre (FT-Cal) pour identifier l'électron diffusé et mesurer son énergie, d'un trajectographe (FT-Trck) pour déterminer les angles de diffusion ainsi que d'un compteur à scintillation (FT-Hodo) pour différencier les électrons des photons. Tous ces éléments sont prévus pour détecter des électrons émis entre 2,5° et 4,5°. Les caractéristiques performances dans cette acceptance sont résumées dans le tableau 7.2.

	Performance requise
Acceptance en énergie	[0,5 GeV ; 9,0 GeV]
Acceptance angulaire	[2,5° ; 4,5°]
Acceptance sur Q^2	[0,01 GeV^2 ; 0,6 GeV^2]
Résolution en énergie	$\leq 2\ \% \ / \ \sqrt{E\ [\text{GeV}]} \oplus 1\ \%$
Seuil en énergie	10 MeV
Résolution angulaire σ_θ/θ	1,5 %
Résolution angulaire σ_ϕ	3°

TABLE 7.2 – Spécifications du FT.

7.3 Géométrie du Forward Tagger

Cette partie présente les caractéristiques principales des trois éléments composant le Forward Tagger : le calorimètre, l'hodoscope et le trajectographe Micromegas, . Une présentation plus précise et plus complète de chacun des détecteurs peut être trouvée dans la référence [74].

7.3.1 Le calorimètre

Le calorimètre (FT-Cal) a pour rôle de déterminer l'énergie des électrons ou des photons émis entre 2,5° et 4,5°. Les simulations effectuées par le groupe de l'INFN de Gênes en charge de la fabrication du FT-Cal ont montré que pour atteindre une résolution meilleure que $2\%/\sqrt{E}$, les cristaux devaient satisfaire les spécifications listées ci-dessous.
- Les cristaux sont composés de PbWO Type-II (cristaux de PbWO optimisés par la collaboration PANDA) ;

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

- Tous les cristaux sont des parallélépipèdes de dimensions 200 × 15 × 15 mm^3 ;
- Plus de 13 photo-électrons par MeV doivent être collectés à 18°C ;
- Environ 90 % du signal doit être collecté après 100 ns ;
- Chaque cristal est lié directement à un APD (photodiode à avalanche) de grande surface, lui-même connecté à un pré-amplificateur développé par l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

De plus, la résistance aux radiations des cristaux étant meilleure à température ambiante qu'à basse température (fig. 7.2), le calorimètre fonctionnera à température ambiante mais un système de refroidissement permettra de porter les cristaux à 0°C au cas où la collecte de signal serait inférieure aux attentes. La disposition des cristaux autour de l'axe du faisceau est présentée dans la fig. 7.3.

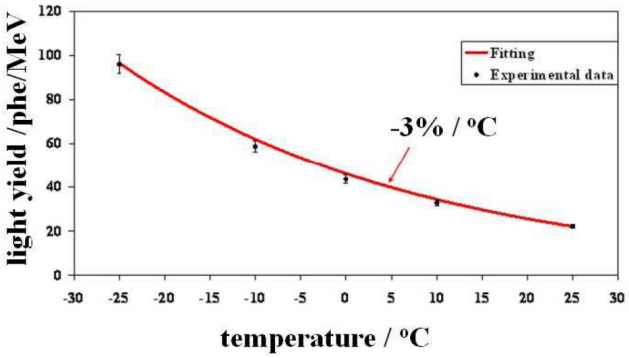


FIGURE 7.2 – Lumière collectée par photo-électron par MeV en fonction de la température pour une cristal de PbWO-II. L'ajustement en rouge correspond à une diminution de l'intensité lumineuse de 3%/°C.

7.3.2 L'hodoscope

L'hodoscope (FT-Hodo) développé par l'Université d'Edinburgh permet de distinguer les électrons des photons. Cette séparation repose sur le fait que les photons ont une section efficace d'interaction plus faible avec les cristaux de l'hodoscope que les électrons. Ainsi, afin de minimiser la mauvaise identification de photons, l'hodoscope est composé de deux couches. La première, de 7 mm d'épaisseur, est fine pour que les photons aient une probabilité très faible de laisser un dépôt d'énergie. La seconde couche est plus épaisse (15 mm) pour optimiser les autres paramètres tels que la résolution temporelle. Les deux couches sont composées chacune de 44 tuiles de plastique scintillant de section 15 × 15 mm^2 et 72 de sections 30 × 30 mm^2, comme indiqué par la fig. 7.4.

Le signal de chaque scintillateur est collecté par 2 ou 4 fibres à décalage de fréquence (WLS pour *wavelength shifting* en anglais) intégrées dans le plastique (fig. 7.5). Ces fibres absorbent la lumière UV produite par les cristaux et l'émettent à une longueur d'onde plus grande (vert) qui correspond à l'efficacité maximum des photomultiplicateurs en silicium utilisés pour transformer le signal lumineux en signal électrique. Ces fibres sont nécessaires car elles permettent de déporter le signal dans une zone où le champ magnétique est plus faible.

Des simulations ont montré que dans ces conditions, les particules chargées et au minimum d'ionisation sont détectées avec une efficacité proche de 100 % et une résolution temporelle

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

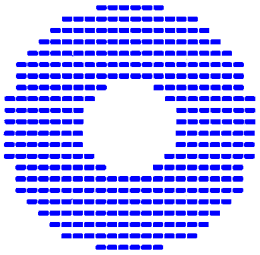


FIGURE 7.3 – Disposition des cristaux du FT-Cal.

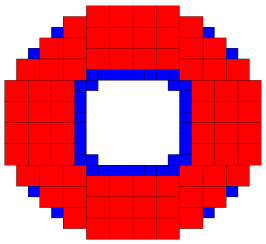


FIGURE 7.4 – Disposition des cristaux du HT-Cal.

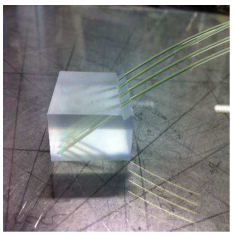


FIGURE 7.5 – Un élément de l'hodoscope et les fibres WLS.

comprise entre 0,5 et 0,7 ns. L'identification fortuite d'un photon en électron est d'environ $1,2$ %.

7.3.3 Le trajectographe (FT-Trck)

L'objectif principal du FT-Trck est la reconstruction de la trace des électrons émis entre 2,5° et 4,5°. La première solution investiguée consistait à augmenter l'acceptance du FMT en équipant la zone interne de pixels. Cette solution présentait deux inconvénients majeurs. D'une part, le bruit de fond dû aux électrons Möller est très important dans cette zone (jusqu'à quelques centaines de kHz/mm^{-2}), d'autre part cela augmentait considérablement le nombre de voies d'électroniques alors que l'espace disponible est déjà très restreint. Des simulations Monte Carlo simplifiées ont alors montré qu'une autre solution plus simple était possible dans la configuration suivante :

- quatre disques de détection placés à environ 1,5 m de la cible ;
- une résolution spatiale par détecteur de 100 µm.

Cette proposition a plusieurs avantages. À cette distance, le bruit de fond est moindre et l'espace disponible plus important. Les géométries et contraintes physiques de ce trajectographe et du FMT sont très similaires, ce qui a permis à l'Irfu d'être le candidat naturel pour équipper cette zone de détecteurs Micromegas en s'appuyant sur la R&D déjà réalisée.

Ainsi, le trajectographe du Forward Tagger est composé de quatre Micromegas situés dans l'espace entre le calorimètre et le détecteur Tcherenkov à haut seuil (HTCC). L'utilisation de quatre détecteurs est un minimum pour atteindre un rejet du bruit de fond satisfaisant et de bonnes résolutions angulaires, mais c'est un maximum si l'on considère l'espace disponible (environ 5 cm). Les détecteurs sont regroupés par doublet de Micromegas dont les centres sont espacés de 2 cm et qui sont strictement identiques. Ils sont chacun composé d'un seul PCB de 1,2 mm d'épaisseur sur lequel des pistes sont gravées de chaque côté (comme pour les cosmultis du banc cosmique). Le PCB est ensuite *bulké* des deux côtés avec un espace d'amplification de 128 µm et les dérives posées sur un cadre de carbone à 5 mm de la microgrille complètent le détecteur. Le gaz est un mélange $\mathrm{Ne} + \mathrm{CF_4}(10\%) + \mathrm{C_2H_6}(10\%)$, comme pour le FMT. Les pistes des deux faces sont perpendiculaires de telle sorte que la position en deux dimensions d'une particule peut être déterminée. Chaque Micromegas possède environ 1000 pistes et le pas est de 500 µm. Le premier et le second doublet sont situés respectivement à 1 771 mm et 1 791 mm de la cible et centrés sur l'axe du faisceau. Les détecteurs étant conçus pour couvrir les angles polaires entre 2,5° et 4,5°, les surfaces actives des détecteurs sont en forme de disques. Le rayon interne est de 80 mm et le rayon externe de 142 mm.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

La géométrie étant définie, elle a été implémentée dans Gemc (fig. 7.6) en définissant pour chaque élément du détecteur (PCB, pistes, microgrille, volume gazeux, dérive) ses rayons interne et externe, sa composition et sa position. Gemc permet alors de simuler les dépôts d'énergies laissés par les particules incidentes dans les détecteurs. À partir de ces dépôts, un code qui prend en compte la diffusion transverse, permet d'identifier les pistes touchées et l'énergie déposée sur chacune d'elle. La sortie de ce code peut alors être traitée comme s'il s'agissait d'un fichier de données réelles. Ce fichier est alors analysé pour calculer la position de la particule incidente à partir des données sur chaque piste.

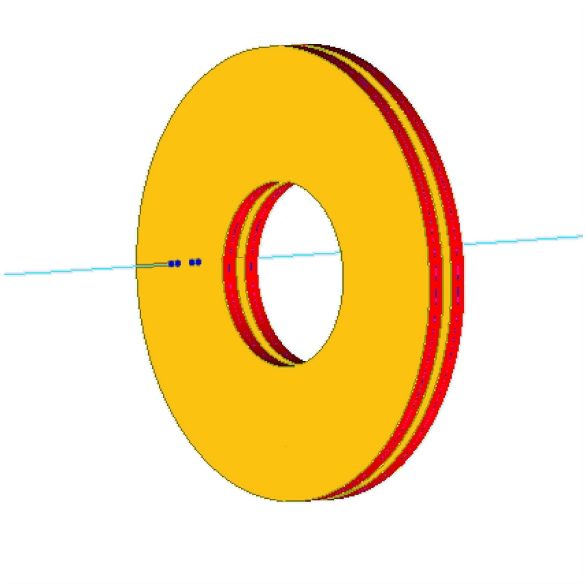


FIGURE 7.6 – Vue Gemc du passage d'une particule chargée dans les deux doublets du FT-Trck.

Les premières simulations ont montré que les électrons émis à basse impulsion et petit angle ne passaient pas dans la zone active du détecteur à cause du champ magnétique qui focalise les particules chargées vers le faisceau. Il a donc été décidé de diminuer le rayon interne et de le fixer à 65 mm, qui est la valeur minimale si l'on tient compte du rayon du tube du faisceau et de la mécanique de support placée entre la zone active et ce tube. Dans cette configuration seuls les électrons de très basse impulsion et proches de 2,5° ne sont pas identifiés (fig. 7.7).

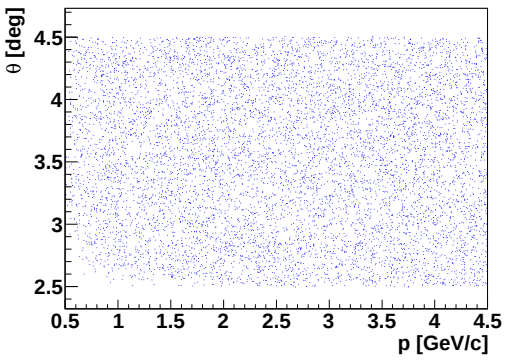


FIGURE 7.7 – Électrons reconstruits par le FT-Trck dans le plan impulsion-angle polaire. Les électrons sont générés uniformément entre 2,5° et 4,5°, 0,5 GeV/c et 4,5 GeV/c.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

7.4 Reconstruction avec le FT

Le code de reconstruction doit permettre de déterminer les angles et la position d'émission des électrons tout en éliminant les événements dus au bruit de fond. Il est divisé en trois parties successives. Dans un premier temps, la position des particules ayant traversé les détecteurs est calculée et, par correspondance entre les deux doublets de Micromegas, des traces candidates sont identifiées. La seconde partie du code consiste à comparer ces candidates à la position de la particule reconstruite par le calorimètre [1]. Dans la dernière étape, les traces pour lesquelles il y a correspondance entre le calorimètre et le trajectographe sont rétro-propagées jusqu'à la cible pour déterminer les angles et la position d'émission. Les sections qui suivent présentent l'estimation du bruit de fond attendu dans les Micromegas, puis le code de reconstruction mis au point.

7.4.1 Bruit de fond dans le FT-Trck

L'étude du bruit de fond dans les Micromegas est la première simulation réalisée. Elle permet de vérifier que le flux incident n'est pas trop élevé pour qu'un Micromegas puisse être placé dans la zone considérée. Ne nécessitant pas de reconstruction, elle est également un moyen simple de s'assurer que le FT-Trck est correctement implémenté dans Gemc.

En supposant une fenêtre en temps de 100 ns pour les Micromegas et la luminosité nominale de CLAS12 (10^{35} cm$^{-2}\cdot$ s^{-1}), environ 50 000 électrons provenant du faisceau doivent être simulés pour chaque trigger. Dans ces conditions, les simulations Gemc ont montré que les taux de comptage des détecteurs dus au bruit de fond sont d'environ 30 MHz sur toutes les couches, ce qui signifie qu'en moyenne 3 particules sont attendues par détecteur pour chaque événement. La répartition de ces coups est homogène sur toute la surface active, comme le montre la fig. 7.8.

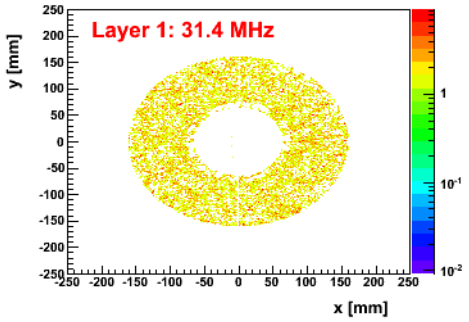


FIGURE 7.8 – Taux de bruit de fond par détecteur à la luminosité nominale de CLAS12.

Ces simulations montrent que le bruit de fond attendu dans les Micromegas du FT est assez élevé mais grâce à la rapidité des Micromegas, pour chaque trigger seulement 3 événements dus au bruit de fond sont attendus sur toute la surface du détecteur dans les 100 ns de la fenêtre en temps. Néanmoins, le code de reconstruction présenté dans les sous-parties suivantes doit permettre la suppression de ce bruit de fond.

1. Il n'y a pas de correspondance avec l'hodoscope car au moment des simulations, il n'était pas implémenté dans Gemc.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

7.4.2 Clustering, association de points et premières coupures

Cette première partie du code de reconstruction a pour objectif de définir les traces candidates uniquement à partir des dépôts d'énergies identifiés dans les Micromegas.

La première étape, appelée *clustering*, consiste à associer les pistes touchées par une même particule en un *cluster* afin de déterminer sa position. Si plusieurs pistes contigües enregistrent un signal, le barycentre des charges déposées est calculé pour déterminer la position de la particule. Étant donné qu'il n'y a que quatre Micromegas, seuls les événements où au moins un *cluster* est présent dans chaque détecteur sont conservés. Ensuite, pour chaque doublet toutes les associations possibles de coordonnées des deux détecteurs sont vérifiées. Un couple de coordonnée (x,y) n'est retenu que lorsque le rayon R correspondant est dans la zone active. Dans ce cas, les angles ϕ et θ du couple (x,y) sont calculés grâce aux formules suivantes :

$$\phi = \tan(\ \frac{y}{x}\ ) \tag{7.1}$$

$$\theta = \tan(\ \frac{\sqrt{x^2+y^2}}{z}\ ), \tag{7.2}$$

où z est la coordonnée selon l'axe du faisceau, x et y respectivement les coordonnées selon les axes horizontal et vertical dans le plan perpendiculaire à z.

À ce stade pour chaque (x,y), un triplet (ϕ, θ, R) est gardé en mémoire. Les traces candidates sont ensuite construites comme une association des positions dans le premier doublet et dans le deuxième. Pour garantir un bon rejet du bruit de fond et des mauvaises associations, des coupures sont appliquées dès cette étape. Tout d'abord, le rayon associé au couple (x,y) de la première couche doit être plus petit que celui associé à la deuxième couche, car dans le cas contraire la trace ne peut pas provenir de la cible, même sous l'influence du champ magnétique. Ensuite, pour chaque couple de la seconde couche, une surface de correspondance en θ et ϕ est définie sur la première couche (fig. 7.9). Les coupures sont sélectionnées indépendamment et à partir d'événements générés sans bruit de fond. L'aire maximale ainsi définie représente moins de 0,01 % de l'aire totale, la probabilité qu'un événement dû au bruit ait laissé un signal dans cette zone est donc négligeable.

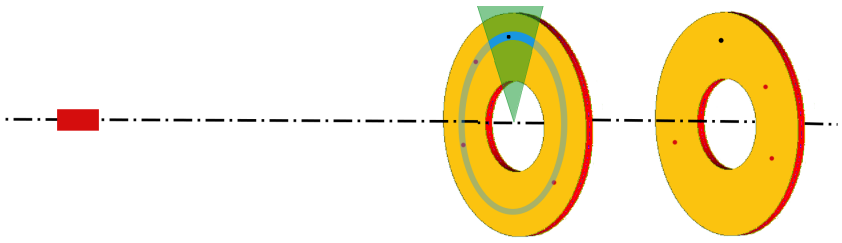


FIGURE 7.9 – Illustration des coupures du FT-Trck. Le cône vert représente la coupure en ϕ et la section de disque en bleu pâle la coupure en θ. Sur la première couche une surface de correspondance (en bleu) est alors définie par la position du cluster (point noir) de la seconde couche.

Si un *cluster* est trouvé dans cette zone, les deux *clusters* sont associés pour former une trace candidate. Lorsqu'une candidate est identifiée, l'angle ϕ correspondant est conservé. Il est défini comme la moyenne des angles ϕ des deux couches de Micromegas. Pour des raisons qui apparaîtront plus tard, seul l'angle θ du second doublet est gardé.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Critère	Coupure [mm, deg]
Centre du *cluster* de la première couche	$65 < R_1 < 142$
Centre du *cluster* de la seconde coucher	$65 < R_2 < 142$
Différence entre les deux rayons	$-2,75 < R_1 - R_2 < 0,0$
Différence entre les deux θ	$\mid \theta_1 - \theta_2 \mid < 0,05$
Différence entre les deux ϕ	$\mid \phi_1 - \phi_2 \mid < 1,0$

TABLE 7.3 – Résumé des coupures appliquées pour la sélection des événements avec le FT-Trck seul.

7.4.3 Correspondance avec le calorimètre

Le calorimètre détermine l'énergie de la particule mais permet également de rejeter des événements de bruit de fond ou de mauvaises associations. Une procédure similaire à celle utilisée pour la correspondance entre les deux couches de Micromegas est appliquée : pour une position obtenue avec le calorimètre, le code vérifie s'il y a ou non une trace correspondante dans le FT-Trck. Les coupures pour la correspondance sont résumées dans le tableau 7.4. Il n'y a pas de coupure sur ϕ car les deux autres coupures sont déjà suffisamment contraignantes.

Critère	Coupure [mm ou deg]
Différence entre les deux rayons	$-15 < R_2 - R_{calo} < 0.0$
Différence entre les deux θ	$-0.25 < \theta_2 - \theta_{calo} < 0.2$

TABLE 7.4 – Résumé des coupures appliquées pour la sélection des événements en correspondance entre le FT-Trck et le calorimètre.

Lorsqu'il existe une trace en correspondance, l'algorithme de rétro-propagation est appelé.

7.4.4 Rétro-propagation

L'objectif de l'algorithme de rétro-propagation est de déterminer les paramètres de l'électron au niveau du vertex en extrapolant la ou les traces reconstruites par le calorimètre et le trajectographe. Ce code repose sur les équations du mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique. Ces paramètres principaux sont : la direction et l'impulsion de la particule au niveau du trajectographe et la condition d'arrêt de la rétro-propagation.

La façon la plus naturelle de définir les valeurs initiales est d'utiliser la direction définie par les couples (x,y) sélectionnés des deux doublets. Mais la distance entre les doublets étant très faible comparée à la distance entre le FT-Trck et la cible (1,7 m), cette méthode ne peut pas être retenue car elle ne fournit pas une estimation suffisamment précise de θ. C'est pourquoi il a été décidé de prendre comme angle polaire initial, l'angle θ_f défini par la formule 7.2 et qui suppose que la particule est venue du centre de la cible en ligne droite. Cette approximation est raisonnable à des impulsions modérées mais conduit à une erreur significative en-dessous de 1 GeV/c, car la déviation dans le champ magnétique du solénoïde est trop importante.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Toutefois, l'erreur commise, $\Delta\theta = \theta_f - \theta_{inc}$, où θ_{inc} est l'angle d'incidence exact de l'électron au niveau des Micromegas, ne dépend que de l'impulsion et de θ_f. De plus, pour un électron émis avec un angle et une impulsion donnés, il y a une bijection entre θ_f et θ_{inc}. L'erreur liée à cette approximation peut donc être corrigée. Un fichier contenant la valeur de $\Delta\theta$ (fig. 7.10) en fonction de θ_f et de l'impulsion de l'électron est ainsi créé puis appelé par le code de rétro-propagation.

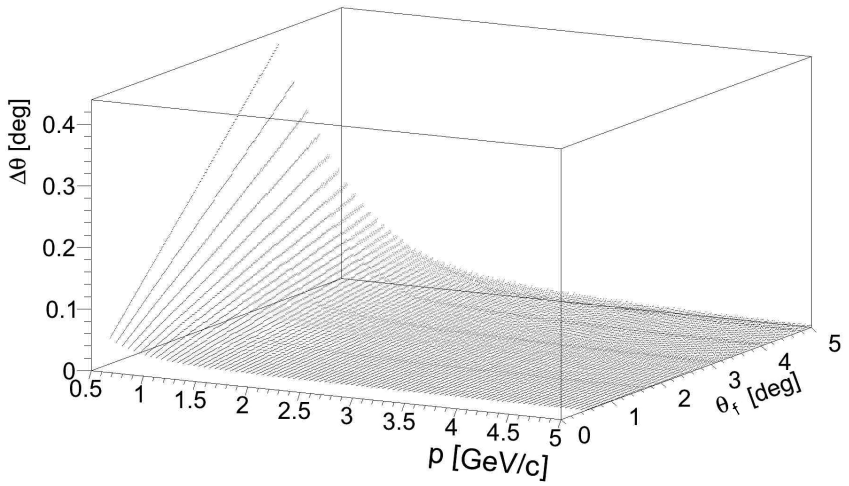


FIGURE 7.10 – Différence entre l'angle θ_f et l'angle réel de l'électron au niveau des détecteurs en fonction de l'impulsion et de l'angle θ_f mesuré de ce dernier.

La deuxième difficulté concerne la fin de la rétro-propagation. C'est un point important car le champ étant très fort à proximité de la cible, une erreur sur la condition d'arrêt change la valeur des angles obtenus. Il a été trouvé que le meilleur critère d'arrêt de la propagation consiste à définir l'origine de la particule comme la position pour laquelle la distance entre la trace reconstruite et l'axe du faisceau est la plus petite. Lorsque le code de reconstruction de CLAS12 sera terminé, la condition d'arrêt devrait être modifiée. La prise en compte d'autres traces permettra en effet de déterminer la position du vertex, la condition d'arrêt pourra alors être définie comme le point le plus proche de ce vertex, ce qui devrait améliorer la résolution.

7.5 Validation des choix techniques

Dès le début du projet de spectroscopie de mésons exotiques à CLAS12, des simulations Monte Carlo ont été faites afin de vérifier la faisabilité du programme. Ces simulations étaient néanmoins simplifiées. Elles ne prenaient pas en compte le bruit de fond, ni même les autres détecteurs de CLAS12. L'objectif des simulations présentées ici est de valider les choix techniques en montrant que les résultats obtenus avec le Monte Carlo simplifié peuvent être reproduits dans des conditions réalistes. Trois points sont présentés : les résolutions angulaires, les critères d'alignement et la reconstruction complète d'une réaction de référence.

7.5.1 Résolutions angulaires

Pour obtenir les résolutions angulaires, des électrons sont simulés entre 2,5° et 4,5° avec une impulsion comprise entre 0,5 GeV/c et 4,5 GeV/c. Ils sont générés dans toute la cible et en

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

présence de bruit de fond correspondant à la luminosité nominale de CLAS12. La résolution moyenne pour l'angle θ (resp. ϕ) en fonction de l'impulsion de l'électron incident et par intervalle de 0,25 GeV/c est donnée à gauche (resp. droite) de la fig. 7.11.

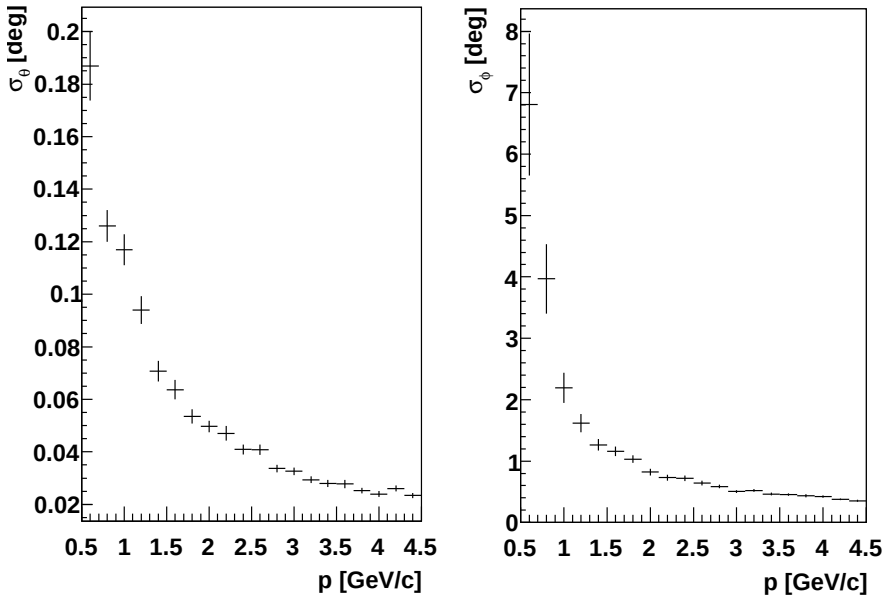


FIGURE 7.11 – Resolutions en θ (à gauche) et ϕ (à droite) en fonction de l'impulsion de l'électron.

Comme l'indiquent les résultats, les performances requises sont atteintes pour les électrons dont l'impulsion est supérieure à 1 GeV/c. En-dessous de cette valeur la résolution en ϕ dépasse les 3° attendus. Ces résultats s'expliquent en considérant la formule 7.3 qui relie la résolution totale σ_{phi} à la résolution intrinsèque du détecteur σ_{det} et qui tient compte de la diffusion multiple :

$$\sigma_{phi}^2 = K \cdot \sigma_{det}^2 + \frac{L}{p^\beta}. \tag{7.3}$$

où K et L sont des constantes,$\beta = v/c$ et p l'impulsion de la particule considérée

Ainsi, à haute impulsion le second terme est négligeable, la résolution totale est donc proche de la résolution intrinsèque du trajectographe. En revanche, lorsque l'impulsion diminue la contribution du terme de diffusion augmente, d'où une dégradation de la résolution. Des simulations pour lesquelles le spectromètre était placé dans le vide sans aucun autre élément ont d'ailleurs montré que dans ce cas la résolution était pratiquement constante en fonction de l'impulsion. Ces résolutions angulaires sont obtenues lorsque les détecteurs sont parfaitement alignés. La partie suivante étudie la résolution lorsque les Micromegas sont légèrement désalignés, ce qui correspond à une situation plus réaliste.

7.5.2 Alignement

Les simulations réalisées dans cette partie ont deux objectifs :

– évaluer les performances de l'algorithme de reconstruction lorsque les détecteurs ne sont plus parfaitement alignés ;

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

– déterminer la précision avec laquelle la position des différents détecteurs du FT devra être connue.

Étant données les résolutions intrinsèques de chacun des constituants, le trajectographe Micromegas est pour cette étude l'élément le plus sensible. Ses performances sont donc évaluées par la simulation lorsque les Micromegas sont désalignés par rapport au champ magnétique ou désalignés entre eux, les autres détecteurs du FT restant parfaitement alignés par rapport au champ magnétique du solénoïde. Le paramètre retenu pour l'étude est la résolution de l'angle θ lorsque l'impulsion de l'électron reconstruit est de 1 GeV/c. Ce point est pris comme repère car il correspond à la limite de la résolution angulaire requise.

Alignement par rapport au champ magnétique

Le désalignement par rapport au champ magnétique des deux couches de Micromegas qui restent parfaitement alignées entre elles est traité ici. La résolution lorsque les deux couches sont déplacées de Δx et Δy de leur position nominale dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (fig. 7.12 à gauche) montre que pour garder une résolution inférieure à 3° la position des deux couches dans le champ magnétique doit être connue à mieux que 500 µm près. Cette valeur est anormalement élevée puisqu'elle est environ égale au pas du détecteur. Elle s'explique encore une fois par l'effet de la diffusion multiple qui est important à cette énergie.

En revanche, un décalage Δz de quelques millimètres le long de l'axe du faisceau (fig. 7.12 à droite) n'implique pas de dégradation de la résolution. Ceci s'explique par le fait que la trajectoire des électrons est quasiment parallèle à l'axe du faisceau.

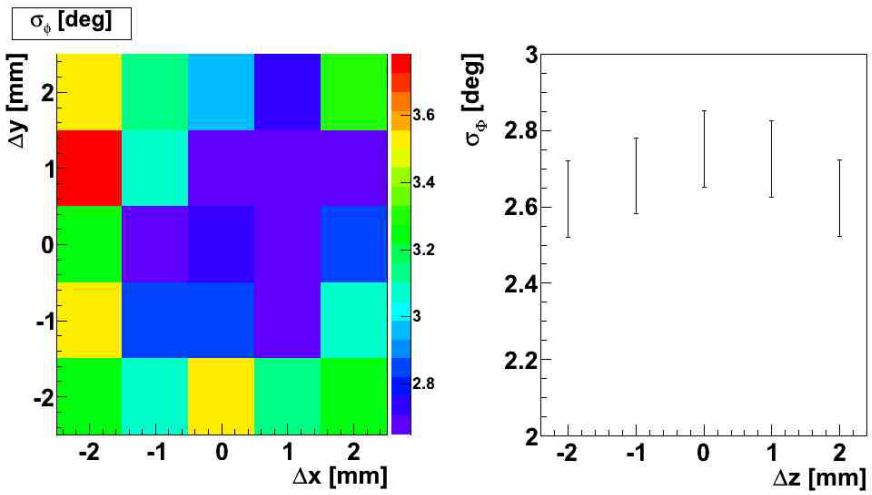


FIGURE 7.12 – Résolution en ϕ pour un désalignement dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (à gauche) et selon l'axe du faisceau (à droite).

Alignement relatif

Les deux doublets de Micromegas seront maintenus par une structure mécanique commune ce qui devrait permettre un alignement très précis. Malgré cela, il est important de connaître la tolérance sur les positions relatives des doublets. La fig. 7.13 présente les résultats obtenus lorsque l'un des deux doublets est déplacé.

Ces résultats montrent que l'efficacité chute lorsque le désalignement est supérieur à 500 µm. Ce comportement est lié au fait que les coupures sont inchangées entre les simulations où les

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

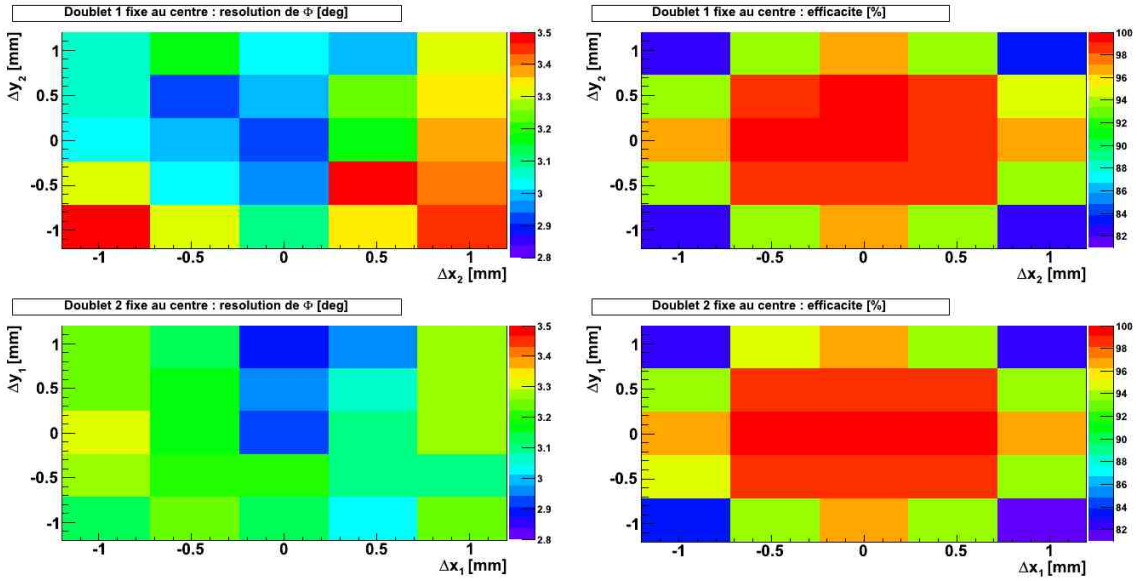


FIGURE 7.13 – Résolution en ϕ et efficacité en fonction du désalignement. Les figures du haut concernent la résolution en ϕ et l'efficacité en fonction du déplacement du deuxième doublet, le premier doublet étant fixe et aligné avec le champ magnétique. Les figures du bas présentent les mêmes paramètres en inversant les rôles des doublets.

détecteurs sont alignés et lorsqu'ils ne le sont plus. Cette situation correspondrait donc au cas où les détecteurs bougeraient pendant une prise de données. La mécanique de support devra donc être suffisamment stable pour ne pas se déplacer de plus d'un demi millimètre lorsque des données seront acquises. Les résultats sur la résolution en ϕ montre eux qu'un désalignement de 500 µm entraîne une détérioration significative de la résolution.

Suite à ces études, il a été prévu de vérifier en cosmique l'alignement des différents éléments du FT avant son installation dans le hall en positionnant l'ensemble verticalement. Les précisions ainsi obtenues devraient être inférieures aux 500 µm requis.

7.5.3 Reconstruction d'événements

Le mode de décroissance en 3π est un moyen intéressant de montrer l'intérêt du FT puisqu'il s'agit d'un des canaux où des preuves de l'existence d'un $\pi_1(1600)$ exotique ont été avancées [76]. Lors de cette réaction le photon virtuel interagit avec le proton pour produire un neutron et un méson, noté X, qui se désintègre en trois pions, deux π^+ et un π^- (fig. 7.14). Ce canal permet également de vérifier s'il est possible de distinguer expérimentalement les événements à trois pions de ceux à quatre pions. Au-delà de l'étude pour la spectroscopie de mésons exotiques, cette réaction est la première jamais analysée par les codes de reconstruction de CLAS12.

La reconstruction complète de la réaction implique l'utilisation du FT et du reste de CLAS12 pour reconstruire les pions. De plus, seules les réactions où une seule particule est identifiée dans le calorimètre sont utilisées car il n'est pas possible de différencier les électrons des pions (et des autres particules chargées en général) avec le FT. En effet, lorsque deux particules chargées sont reconstruites dans le FT, il n'est pas possible de déterminer quelle est celle correspondant à l'électron. Les trois pions chargés sont ainsi reconstruits dans la partie vers l'avant de CLAS12, c'est-à-dire dans les chambres à dérive.

L'analyse de cette réaction est caractérisée par trois grandeurs : l'efficacité de reconstruction,

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

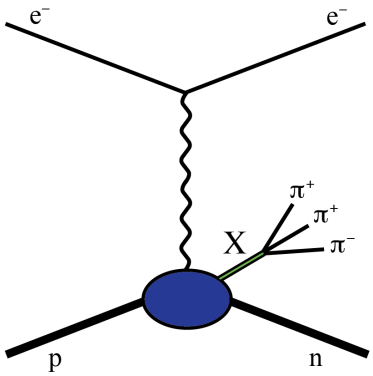


FIGURE 7.14 – Diagramme de Feynman de la réaction $\gamma p \to n\pi^+\pi^+\pi^-$.

les résolutions sur les masses du neutron et du méson.

Efficacité

Par définition, l'efficacité est le rapport du nombre d'événements reconstruits et du nombre d'événements générés. Pour la réaction étudiée, l'efficacité dépend principalement de la masse du méson créé car les distributions angulaire et en impulsion des pions y sont fortement corrélées. Comme le montre la fig. 7.15, lorsque la masse du méson est petite, l'efficacité est faible ce qui s'explique par le fait que dans ce cas les pions ont une impulsion et un angle θ faibles. Ils ne sont donc pas tous reconstruits dans les chambres à dérive dont l'acceptance est moindre à petit angle.

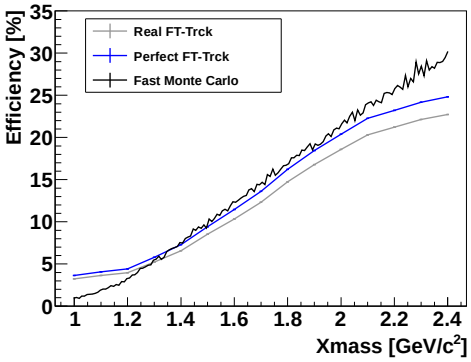


FIGURE 7.15 – Efficacité de reconstruction pour la réaction $\gamma p \to n\pi^+\pi^+\pi^-$ en fonction de la masse du méson X créé, obtenue par différentes simulations et configurations (voir texte).

La figure permet également de comprendre l'influence de l'efficacité des détecteurs. La courbe noire est baséee sur une simulation Monte Carlo simplifiée qui suppose les détecteurs parfaitement efficaces. Les deux autres courbes sont obtenues en utilisant les codes de propagation et de reconstruction de CLAS12. Afin de décorréler les inefficacités dues aux chambres à dérive de celles dues au FT, deux courbes supplémentaires sont tracées. La courbe bleue est obtenue en supposant que l'électron est toujours reconstruit par le FT-Trck et la courbe grise en utilisant le code de reconstruction développé pour le FT. La comparaison des courbes montrent que la simulation réaliste est en assez bon accord avec les simulations Monte Carlo simplifiées. Les écarts lorsque la masse du méson est élevée sont dues aux inefficacités de reconstruction et d'acceptance des chambres à dérive et du FT. Lorsque la masse est faible, les simulations

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

réalistes donnent une efficacité meilleure que les simulations simplifiées, ceci car le rayon interne initialement prévu pour le FT-Trck était plus grand que celui finalement retenu.
En prenant en compte les 118 jours de faisceau prévus pour l'expérience, l'efficacité attendue devrait permettre à l'expérience d'accumuler plus de statistique que l'expérience précédente qui a eu lieu à CLAS et qui, en plus d'avoir une plus faible acceptance, avait bénéficié d'un mois de faisceau [73]. De plus, ces simulations, les premières portant sur la reconstruction complète d'une réaction, ont permis de valider le code de reconstruction de CLAS12.

Reconstruction de la masse manquante

Lorsque les trois pions et l'électron sont reconstruits, la différence des normes des quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules émises et des particules incidentes est égale à la masse du neutron, aussi appelée masse manquante puisque le neutron n'est pas détecté dans CLAS12. En revanche, si la réaction a conduit à la production d'un plus grand nombre de pions, la masse manquante diffère de celle du neutron. Pour cette raison la masse manquante est un critère de rejet du bruit de fond. L'étude de la résolution de la masse manquante (fig. 7.16) n'a de sens que si les distributions des événements 3π et 4π se distinguent facilement (fig. 7.17).

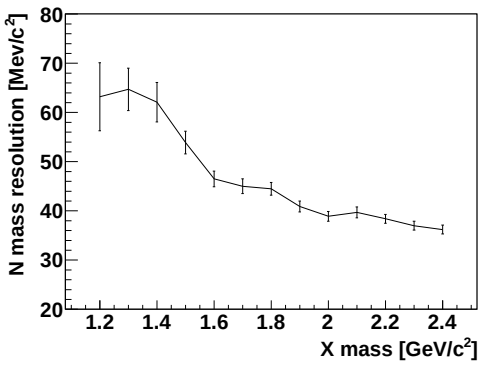


FIGURE 7.16 – Résolution sur la masse manquante en fonction de la masse du méson X.

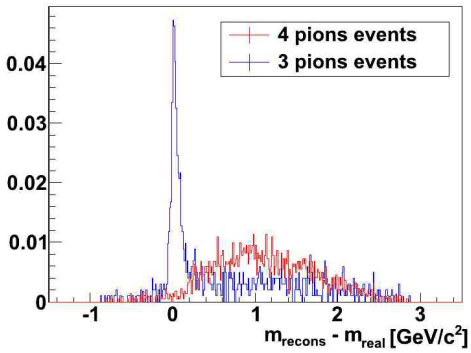


FIGURE 7.17 – Spectre de la masse manquante pour des événements 3π pour une masse du méson fixée à 1,4 GeV/c^2 (en bleu) et des événements 4π (en rouge). Les sections efficaces de ces deux types d'événements sont prises égales.

L'observation de ces deux graphes montrent que la résolution sur la masse manquante, même lorsque la masse du méson est petite, est suffisante pour distinguer nettement les événements à 3π de ceux à 4π. Cette affirmation est même renforcée par le fait que les sections efficaces des

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

deux types d'événements ont été prises égales, ce qui surestime probablement la section efficace à 4 π.

Résolution sur la masse du méson X

Finalement la résolution de la masse du méson X est tracée en fonction de sa masse (fig. 7.18). Ce graphe permet de vérifier qu'il sera possible de distinguer les mésons dont les masses diffèrent de quelques MeV, à condition d'avoir suffisamment de statistique.

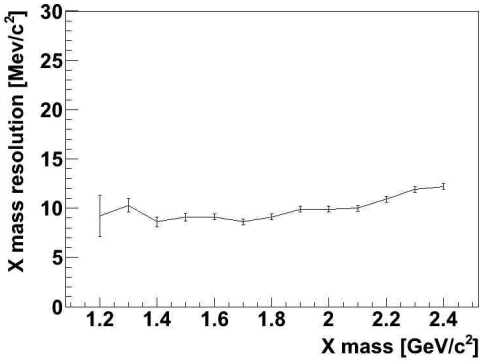


FIGURE 7.18 – Résolution sur la masse du méson X en fonction de sa masse.

7.6 Conclusions

À partir de simulations d'une réaction permettant la création des mésons exotiques, nous avons vu que le spectromètre CLAS12 permettra de reconstruire de tels événements à condition qu'au moins un calorimètre et un trajectographe soient ajoutés pour détecter les électrons émis à petit angle. Des simulations Monte Carlo simplifiées ont alors permis de définir la géométrie de ces détecteurs. Fort de son expérience pour les Micromegas du trajectographe de CLAS12, le groupe de Saclay a été sollicité pour réaliser celui du *Forward Tagger*. Les éléments de ce dernier ont alors été implémentés dans le code de simulation de CLAS12, Gemc, puis le code de reconstruction écrit. Grâce à ce code, il a été montré que les Micromegas pourront fonctionner dans le flux de particules attendu. Les besoins en terme d'alignement relatif et par rapport au champ magnétique du trajectographe ont ensuite été déterminés. Enfin, l'étude du canal $\gamma p \to n\pi^+\pi^+\pi^-$ a mis en avant la possibilité de reconstruire des événements complets grâce aux codes de reconstructions de CLAS12 et du FT, et ce pour la première fois. La résolution en masse et l'efficacité globale attendue pour ce type d'analyse ont de plus été estimées. Les conclusions de chaque partie ont toutes montré la faisabilité du programme de mésons exotiques.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Conclusions et perspectives

Cette thèse présente les travaux effectués pour la mise au point de détecteurs Micromegas pour le futur spectromètre CLAS12 au laboratoire Jefferson. Des expériences dont l'objectif est de mieux comprendre la structure du nucléon via l'étude des GPD y seront conduites à partir de 2016. Une présentation des enjeux de cette physique et des instruments nécessaires à sa mise en œuvre ont mis en avant l'intérêt pour l'expérience de disposer d'un trajectographe proche de la cible. Initialement envisagé pour n'être composé que de détecteurs silicium, des études menées au CEA Saclay ont alors montré que l'ajout de Micromegas permettait d'améliorer notablement les performances du spectromètre. Il est donc prévu que le CEA Saclay fournisse des Micromegas pour la partie cylindrique et la partie vers l'avant du trajectographe. Une étude de faisabilité à révéler que les défis à relever étaient nombreux : présence d'un champ magnétique fort, éloignement de l'électronique, fonctionnement avec un taux de hadrons élevé, nécessité de courber les détecteurs, espace disponible restreint. Des recherches ont été conduites pour répondre à chacun de ces points. Nécessaires pour le développement des Micromegas de CLAS12, ces études présentent également un intérêt pour d'autres expériences. Les principaux résultats obtenus durant cette thèse sont rappelées ci-dessous.

Lorsque le projet a commencé, la technologie résistive n'avait pas encore donné de résultats convaincants pour réduire le taux de décharges tout en étant compatible avec de hauts flux de particules, nous avons donc évalué le temps mort dû aux décharges dans l'hypothèse où les Micromegas de CLAS12 seraient non résistifs. Le temps mort induit par une décharge à tout d'abord été déterminé grâce à une étude théorique appuyée par des simulations et des mesures. Le filtre de la haute tension a ainsi pu être optimisé et nous avons établi que le temps minimal de remontée de la tension de la microgrille après une décharge pour les Micromegas de CLAS12 est d'environ 10 ms. Ces tests ont également été l'occasion de comprendre l'influence des pistes de rappel sur la chute en tension. Ensuite, grâce à des tests en faisceau, le taux de décharges attendu pour CLAS12 a été déterminé. La combinaison de ces résultats a alors permis de déduire que le temps mort dû aux décharges dans CLAS12 serait de quelques pourcents.

Une nouvelle électronique de lecture pour les Micromegas étant nécessaire pour CLAS12, nous l'avons caractérisée afin de vérifier différents aspects de son fonctionnement. Le rapport signal sur bruit est environ 20 % meilleur qu'avec l'électronique de T2K utilisée pour les tests. La résolution temporelle mesurée lors des premiers tests permet d'être confiant sur le fait qu'une résolution de 10 ns sera atteinte dans CLAS12. Nous avons également montré que l'utilisation de nouvelles limandes de basses capacités rend possible le déplacement de l'électronique frontale à plusieurs mètres du détecteur. Ces résultats ouvrent de nouvelles possibilités pour d'autres expériences de déporter l'électronique des détecteurs, ce qui à terme autorise une plus grande flexibilité dans l'aménagement de l'espace d'une expérience.

Des prototypes de Micromegas pour CLAS12 ont ensuite été testés grâce à un banc cos-

mique installé au CEA Saclay. Ce banc est équipé de détecteurs Micromegas multiplexés que nous avons tout d'abord caractérisés puis utilisés comme détecteurs de référence. Grâce à ce banc, un premier grand prototype munis de pistes de rappel a alors été testé. Il a permis de valider le point de fonctionnement des détecteurs C du trajectographe de CLAS12. Nous avons ensuite caractérisé un prototype Z courbe à l'échelle 1. Une fois encore les résultats se sont avérés très positifs et le point de fonctionnement a été validé. Toutefois pour s'assurer une marge confortable sur l'efficacité, des optimisations concernant la microgrille ont été réalisées. Nous avons montré qu'une microgrille de plus grande transparence géométrique possède une transparence électronique nettement meilleure lorsque le rapport champ d'amplification sur champ de dérive est bas, ce qui est particulièrement intéressant pour les Micromegas cylindriques. Nous avons également mené les premières études sur la segmentation de la microgrille et montré qu'une segmentation longitudinale aux pistes permettait aux microgrilles d'être totalement indépendantes. Enfin des études ont prouvé que des dérives composées d'un grillage de cuivre et d'une couche de chrome donnaient des résultats identiques à des dérives standards. Ces résultats dépassent le cadre de CLAS12 et pourraient être mis à profit pour d'autres expériences.

Parallèlement à nos travaux, la technologie des pistes résistives s'est développée et des équipes ont réussi à mettre au point un détecteur pour lequel le temps mort dû aux décharges est nettement atténué, les autres caractéristiques restant identiques à Micromegas standard. Nous avons alors décidé de considérer cette technologie et testé des prototypes de Micromegas résistifs. Dans un premier temps, nous avons montré que l'utilisation de ce type de détecteur dans CLAS12 améliorait les performances du trajectographe grâce à la diminution du temps mort et au gain élevé qu'ils peuvent atteindre. Ils permettent de plus d'enlever le circuit de protection de l'électronique, ce qui augmente le rapport signal sur bruit et diminue l'encombrement. Nous avons ensuite testé le premier prototype de Micromegas résistif courbe. Les résultats sont excellents et prouvent que cette technologie peut être utilisée dans les conditions de CLAS12. Un transfert technologique vers un industriel pour la production de Micromegas résistif a été validé en comparant les performances d'un détecteur résistif produit par cet industriel et un détecteur identique fabriqué par le CERN, spécialiste dans la fabrication de ces détecteurs. D'autres expériences envisagent de faire produire les Micromegas dont ils ont besoin par cette entreprise.

Les recherches menées pour la réalisation des Micromegas de CLAS12 ont permis d'initier une collaboration avec un groupe de l'INFN souhaitant faire de la spectroscopie de mésons exotiques à CLAS12. Ils nous ont contactés pour développer un trajectographe Micromegas pour détecter des électrons à petit angle. Afin de vérifier la faisabilité du projet, nous avons effectué des simulations montrant que les Micromegas permettent d'obtenir les résolutions angulaires requises. Nous avons ensuite développé le code de reconstruction de cette expérience, avec ce dernier et celui spécifique à CLAS12, nous avons étudié une réaction de référence pour la découverte de mésons exotiques. Les résultats ont confirmé les possibilités de découvertes de cette expérience. Les premiers prototypes de Micromegas pour cette expérience seront testés dans les mois qui viennent.

Nous avons déjà mentionné dans cette thèse des projets intéressés par les développements réalisés pour les Micromegas de CLAS12. D'autres valorisations pourraient également voir le jour pour des projets à moyen et long termes. Des négociations sont par exemple en cours avec une collaboration japonaise (ASACUSA) qui étudie la constante d'anti-gravitation. L'expérience qui aurait lieu au CERN pourrait avoir recours à des Micromegas courbes de faibles rayons. Des Micromegas sont également envisagés pour le projet d'accélérateur électron-ion

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

(EIC) aux États-Unis pour lequel un trajectographe pouvant soutenir des hauts flux et placé dans un champ magnétique est également prévu. Ce trajectographe présenterai une difficulté supplémentaire par rapport à celui de CLAS12 puisque les détecteurs auraient une longueur d'environ 1 m. L'électronique Dream intéresse également d'autres groupes, des études de faisabilités sont en cours pour vérifier si elle peut être utilisée par le RICH de CLAS12. Ainsi, la R&D innovante réalisée pour la mise au point des détecteurs Micromegas pour le spectromètre CLAS12 permet à d'autres projets d'envisager l'utilisation de Micromegas. De plus, grâce au transfert technologique des applications à plus grande échelle peuvent être considérées, elles ouvriraient alors une nouvelle phase dans le développement des MPGD.

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Bibliographie

[1] C. T. R. Wilson, conférence du Prix Nobel, 1927

[2] P. M. S. Blackett, conférence du Prix Nobel, 1948

[3] C. F. Powel, conférence du Prix Nobel, 1950

[4] Rochester, G.D. ; Butler, C.C., Nature 160 (1947) 855

[5] D. A. Glaser, conférence du Prix Nobel, 1960

[6] B. Volochine, Le Journal de Physique et le Radium, 23, (1962) 901

[7] Collaboration OPERA, Experiment proposal, 2000

[8] J. Duplissy et al., Atmos. Chem. Phys., 10, (2010) 1635-1647

[9] G. Charpak, conférence du Prix Nobel, 1992

[10] G. Charpak, D. Rahm et H. Steiner, Nucl. Instrum. Methods 80 (1970) 13-35

[11] D. Francher et al., Nucl. Instrum. Methods Vol. 161 (1979) 383-390

[12] R. Santonico et R. Cardarelli, Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 187 (1981) 377–380

[13] Y. Giomataris, Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 376 (1996) 29-35

[14] Y. Giomataris *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A 560 (2006) 405-408

[15] F. Sauli, Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 386 (1997) 531–534

[16] J.S. Townsend, *Electricity in Gases*, Clarendon Press, Oxford (1915)

[17] U. Fano, Phys. Rev. 72 (1947) 26

[18] G.D. Alkhazov et al., Nucl. Instr. and Meth. 48 (1967) 1

[19] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, second ed., Wiley, New York, 1989, p. 176

[20] T. Zerguerras et al., Nucl. Instr. and Meth. A 608 (2009) 392-402

[21] C. Bernet et al., Nucl. Instr. and Meth. A 536 (2005) 61-69

[22] F. Paschen, Annalen der Physik, 273 (1889), 69-96

[23] H. Raether, Zeitschirft für Physik 112 (1939) 464

[24] P. Fonte et al., Nucl. Instr. and Meth. A 416 (1998) 23

[25] M. Guidal, H. Moutarde et M. Vanderhaeghen, http ://arxiv.org/pdf/1303.6600.pdf

[26] R. Hofstadter, H.R. Fechter, J.A. McIntyre, Phys. Rev. 91 (1953) 422-423

[27] R. Hofstadter, R.W. McAllister, Phys. Rev. 98 (1955) 217-218

[28] E. Tomasi-Gustafsson, Arxiv 0907.4442

[29] QCD Bound States Workshop, Presentation by John Arrington (2009)

[30] A. I. Akhiezer et M.P. Rekalo, Sov. Phys. Dokl., 572 (1968) 13

[31] P. A. M. Guichon et M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. Lett., 91 (2003) 142303

[32] P. G. Blunden et al., Phys. Rev. C, 72 (2005) 034612

[33] A. V. Afanasev et al., Phys. Rev. D, 72 (2005) 013008

[34] J. Arrington et al, Phys. Rev. C, 76 (2007) 035205

[35] J. Carlson, M. Vanderhaegen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 57 (2007) 171

[36] R.W. McAllister, R. Hofstadter, Phys. Rev. 102 (1956) 851-856

[37] J. Arrington, Phys. Rev. C, 69 (2004) 032201(R)

[38] J. Kelly, Phys. Rev. C, 66 (2002) 065203

[39] J. Pumplin et al., JHEP 0207 (2002) 012

[40] A. V. Radyushkin, Phys. Rev. Lett. B, 380 (1997) 610

[41] X. Ji, arXiv :hep-ph/9603249

[42] J.P. Ralston et B. Pire, Phys. Rev. D, 66 (2002) 111501

[43] P. Kroll et al., Eur. Phys. J. C73 (2013) 2278

[44] X. Ji, Phys. Rev. D, 55 (1997) 7114-7125

[45] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon et M. Guidal, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 5064

[46] S.V. Goloskokov et P. Kroll, Eur. Phys. J. C 42 (2005) 281

[47] D. Mueller et A. Schafer Nucl. Phys. B 739 (2006) 1

[48] Aschenauer et al., arXiv :1304 :0077

[49] CLAS12, Preliminary Technical Design Report

[50] A.Abragam, M.Goldman, Reports on Progress in Physics 41 (1978) 395

[51] S. Procureur, CLAS-Note 2007-004

[52] Note interne : CLAS12 Micromegas Vertex Tracker Feasibility, 2009

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

[53] P. Konczykowski et al., Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 612 (2010) 274–277

[54] S.F. Biagi, Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 421 (1999) 234

[55] R. Veenhof, http ://garfield.web.cern.ch/garfield/

[56] P. Baron *et al.*, IEEE Trans.Nucl.Sci.55 :1744-1752 (2008)

[57] D. Thers *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A 469 (2001) 133

[58] B. Moreno *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 654 (2011) 135-139

[59] S. Procureur *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A 659 (2011) 91-97

[60] S. Procureur *et al.*, JINST 7 C06009 (2012)

[61] I. Mandjavidze, communication privée

[62] Thèse de D. Thers, Bibliothèque Clermont Université

[63] E. Delagnes, communication privée

[64] S. Procureur, présentation lors du meeting de collaboration RD51, 07/2013

[65] M.S. Dixit et al., Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 518 (2004) 721

[66] T. Alexopoulos et al., Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 640 (2011) 110–118

[67] I. Giomataris, Proceedings du symposium SNIC, avril 2006

[68] S. Procureur et al., Nucl. Instrum. Methods A, Vol. 688 (2012) 75–79

[69] N. Sellami (CEA Saclay/Irfu/SIS) Communication personnelle

[70] F. Jeanneau et al., arXiv :1201.1843 (2012)

[71] J. Galan et al., arXiv :1111.5998 (2011)

[72] A. V. Afanasev and P. R. Page, Phys. Rev. D, 57 (1998), 6771

[73] C. Bookwalter, arXiv :1108.6112v1 [hep-ex] (2011)

[74] MesonEx Collaboration, *Technical Design Report for CLAS12 Forward Tagger*

[75] PANDA Collaboration, *Technical Design Report for PANDA electromagnetic calorimeter*, arXiv :0810.1216

[76] A. V. Afanasev and A. P. Szczepaniak, Phys. Rev. D, 61 (2000), 114008

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

tel-00873381, version 1 - 15 Oct 2013

Résumé

Cette thèse présente mon travail de recherche accompli depuis 2010 pour développer les détecteurs Micromegas du spectromètre CLAS12 qui sera installé dans le hall B du laboratoire Jefferson aux États-Unis. Les Micromegas sont des détecteurs gazeux robustes, rapides et bon marché. Ils doivent cependant être adaptés à l'environnement spécifique de CLAS12 car les défis sont nombreux : présence d'un champ magnétique fort, éloignement de l'électronique, fonctionnement avec un taux de hadrons élevé, nécessité de courber les détecteurs, espace disponible restreint. Ma thèse a commencé par des tests de détecteurs en faisceau au CERN qui ont permis d'estimer que le taux de décharges dans les Micromegas de CLAS12 serait de quelques Hertz. Une part importante de ce document est ainsi consacrée à l'étude de plusieurs méthodes innovantes dont l'objectif est de minimiser le temps mort dû aux décharges. J'ai donc mené des tests intensifs portant sur l'optimisation du filtre haute tension de la microgrille, l'introduction d'une feuille de GEM dans un Micromegas ou encore l'utilisation de Micromegas dits résistifs. Ces derniers donnant d'excellents résultats, des prototypes à l'échelle 1, dont l'un fabriqué par un industriel, ont été testés. La mécanique et le point de fonctionnement (gaz, tensions, géométrie...) des détecteurs ont ensuite été validés par des tests en laboratoire. Toutefois, afin de s'assurer un meilleur rapport signal sur bruit, des optimisations de la microgrille du détecteur ont été menées. Le CEA Saclay étant également responsable du développement de l'électronique des Micromegas pour CLAS12, j'ai comparé ses performances avec une autre électronique, vérifier sa résolution temporelle et déterminer le rapport signal sur bruit lorsque des limandes de 2 m connectent le détecteur à l'électronique. Les progrès réalisés dans le cadre de CLAS12 ont par ailleurs initié d'autres projets. J'ai ainsi effectué des simulations basées sur des pseudo-données pour valider la faisabilité d'une expérience portant sur les mésons exotiques pour laquelle nous avons proposé un trajectographe composé de Micromegas.

This thesis presents my work performed since 2010 to develop Micromegas detectors for the CLAS12 spectrometer that will be installed in the Hall B of Jefferson Laboratory (USA). The Micromegas are robust, fast and cheap gaseous detectors. Nevertheless, they must be adapted to the specific CLAS12 environment as there are many challenges to face : presence of a strong magnetic field, off-detector frontend electronics, high hadrons rate, necessity to curve the detectors, few space available. My PhD started by beam tests at CERN that allowed to evaluate the spark rate in CLAS12 Micromegas at a few Hertz. An important part of this document is therefore devoted to the study of several innovative methods to minimize the dead time induced by sparks. Thus, I have performed intensive tests on the optimization of the micromesh high voltage filter, with on Micromegas equipped with a GEM foild or on resistive Micromegas. The latter giving excellent results, full scale prototypes, one of which built by a company, have been tested. The mechanics and the working point (gas, voltages, geometry...) of the detectors have then be validated by laboratory tests. However, to ensure a better signal over noise ratio, the micromesh has been optimized. The CEA Saclay being also responsible for the development of the electronics for CLAS12 Micromegas, I have compared its performance with another electronics, verify its time resolution and determine the signal over noise ratio when 2 m long cables are connecting the electronics to the detector. The progress realized in the context of CLAS12 have furthermore triggered other projects. So, I have carried out simulations based on pseudo-data to validate the feasibility of a meson spectroscopy experiment for which we have proposed a Micromegas based tracker.