Numéro d'Ordre : D.U. 1246

UNIVERSITE BLAISE PASCAL
(U.F.R de Recherche Scientifique et Technique)

ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N^0 : 294

THESE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITE
(Spécialité : PHYSIQUE NUCLEAIRE)

PAR

Dominique THERS
Diplomé d'Etudes Approfondies

Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l'expérience COMPASS

Soutenue publiquement le 07/12/00, devant la commission d'examen

Président :	A. Falvard
Rapporteur:	J.M. Brom
Rapporteur:	J. Feltesse
Examinateur:	G. Charpak
Examinateur:	F. Kunne
Examinateur:	J. Lefrançois
Examinateur:	P. Rebourgeard

Remerciements

La rédaction d'une thèse est un travail exigeant où les doutes s'affrontent pour que les vérités se dévoilent. Dans le domaine scientifique plus particulièrement, une multitude de facteurs viennent bousculer les mécanismes de la compréhension et de la créativité qui en résulte. Etre thésard, c'est aussi pour la première fois avoir accès à un univers scientifique où il existe des moyens techniques permettant de sonder une nature infiniement complexe et accessible à l'homme.
Une thèse, c'est surtout un travail d'équipe qui regroupe les compétences et l'implication de nombreuses personnes.
C'est pour toutes ces raisons que vous trouverez ces quelques remerciements dédiés à ceux qui par leur présence, par leur travail ou par leur confiance ont su transformer mes rêves.

Je remercie avec une profonde sincérité la responsable au Commissariat à l'Energie Atomique de mes travaux de recherche, Fabienne Kunne. Les remerciements les plus courts sont souvent les meilleurs... Il doit cependant être mentionné que ma responsable de recherche m'a appris la quasi-totalité de ce que j'ai bien pu retenir et qu'elle s'est investie à 1000% dans ce travail de thèse: merci Fabienne, j'espère qu'un jour je pourrai te rendre ne serait-ce qu'une petite partie de ce que tu m'as donné.

Pendant ces trois années, j'ai pu apprécier la forte personnalité comprenant un savant mélange de professionnalisme, d'instinct, de courage, de clairvoyence et d'abnégation d'Alain Magnon. Il a pris un rôle majeur dans l'encadrement des travaux rapportés dans cette thèse, je tiens à l'assurer de toute ma reconnaissance.

Je remercie Alain Falvard d'avoir encadré ma thèse au près de l'université Blaise-Pascal de Clermont-Ferrand et d'avoir accepté de présider mon jury.

Jean-Marie Braum a bien voulu accepter d'être rapporteur de ce travail. Sa lecture critique et approfondie du manuscrit m'a permis de mieux présenter les points forts qui y sont exposés. Je l'en remercie et lui sais gré d'avoir accepté de juger ce travail.

Je remercie Joël Feltesse, chef du Département d'Astrophysique, de physique des Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée d'avoir accepté d'être rapporteur de ma thèse, et d'avoir permis que mon travail se déroule dans les meilleures conditions au sein de son département. Je lui suis très reconnaissant de la lecture complète et éclairée qu'il a porté sur ce manuscrit.

Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Georges Charpak, prix Nobel de Physique et directeur de recherche à l'Ecole de Physique et de Chimie de Paris. Je lui sais gré de m'avoir fait l'honneur, en tant qu'inventeur du détecteur Micromégas et expert inconstesté en instrumentation, d'examiner cette thèse.

Je remercie Jacques Lefrançois d'avoir accepté d'examiner ma thèse. L'esprit neuf qu'il a manifesté en lisant mon manuscrit m'ont été d'une précieuse aide pour replacer cette étude dans un contexte international.

J'ai eu le plaisir de travailler pendant trois ans avec Philippe Rebourgeard, chef du projet COMPASS au DAPNIA. Nos nombreuses discussions animées ont été très fructueuses pour l'avancée et la mise au point des travaux qui sont exposés dans cette thèse. J'ai beaucoup apprécié qu'il ait accepté de faire partie de mon jury.

Je tiens à remercier l'ensemble du groupe COMPASS du service de Physique Nucléaire du DAPNIA. Les personnes constituant ce groupe forment une structure complète qui a su répondre à toutes les exigences liées à l'accueil et à l'encadrement d'un thésard. Je remercie donc Jacques Ball, Yann Bedfer, Jean-Claude Faivre, Jean-Marc Legoff, Damien Neyret et Hugo Pereira Da Costa pour m'avoir si bien entouré et orienté dans mes travaux. Je les remercie également d'avoir su agrémenter le quotidien de mes recherches de leur esprit critique, de leurs rires et de leur complicité.

Au sein du Service de Physique Nucléaire du DAPNIA, je dois souligner l'apport de l'ensemble des physiciens tant sur le plan humain que professionel. Dans ce service dirigé de main de maître par Jacques Martino, toute question trouve une réponse en accord avec le temps que l'on peut consacrer à sa compréhension. Quelques experts se révèlent ainsi particulièrement efficaces :
Thierry Pussieux a toujours un moment pour nous montrer comment accorder la dernière version de Latex à notre demande, pour nous inculquer les notions de base au bon fonctionnement de la capricieuse informatique ou pour remettre les pendules à l'heure lorsque la solution est enfouie dans notre cerveau sous un cortège de difficultés.
Pierre Guichon est une encyclopédie des "trucs et astuces" qui font qu'on ne se demande plus "et pourquoi ça ne marcherait pas comme ça déjà ?". Chaque fondement de l'interaction forte trouve ainsi une réponse et finalement, après un nombre certain d'itérations, on se retrouve avec la tête vide de nouvelles idées. Mais je ne désespère pas ...
Je ne peux hélas continuer cette liste. Pour se rendre compte, je crois qu'il faut simplement venir discuter avec Christian Cavata de la structure du nucléon ou avec Frédéric Marie du retraitement des déchets radioactifs... C'est dans cet univers scientifique propice à l'épanouissement intellectuel que j'ai eu la chance d'effectuer mes travaux de thèse. Je dois également saluer le travail de Danielle Coret et d'Isabelle Richard qui m'ont accompagné dans mes démarches administratives tout au long de cette thèse.

Par ailleurs, le développement d'un détecteur gazeux tel que Micromégas pour une expérience de physique comme COMPASS qui regroupe plus de 150 physiciens, est un travail d'équipe propre à la réalisation d'un projet dans un contexte international très concurrentiel. Je remercie l'ensemble des services techniques du DAPNIA d'y avoir participé avec tant de dynamisme.
Je tiens plus particulièrement à remercier le Service d'Etude des Détecteurs, dirigé par Philippe Mangeot, pour les efforts particuliers qu'ils ont du réaliser afin de construire et de qualifier les prototypes testés. Je pense plus particulièrement à l'aide providentielle que nous a apporté le groupe de Ioanis Giomataris ainsi qu'à l'ensemble des ingénieurs et techniciens qui ont travaillé sur ce projet. La construction d'un détecteur de haute précision demande en effet un grand

professionnalisme où la réflexion accompagne minutie et expérience. Je dois tout particulièrement saluer les qualités du travail d'Arnaud Giganon qui allie rigueur, savoir faire, simplicité et convivialité.

Le Service d'Electronique et d'Informatique du DAPNIA a également joué un rôle majeur dans cette thèse. Je salue plus particulièrement l'aide apportée par Stephane Platchkov, Eric Delagnes et Philippe Abon qui ont construit et qualifié l'électronique frontale utilisée sur les chambres Micromégas de l'expérience COMPASS.

Mes remerciements aux services techniques seraient incomplets si je n'y associais pas l'ensemble des acteurs des tests réalisées au CERN. Ainsi, le groupe de l'antenne du CEA dirigé par Emile Pasquetto a apporté un support technique et logistique décisif. Je tiens à remercier l'ensemble des membres de cette équipe pour le travail quelque peu ingrat mais primordial qu'ils ont effectué.

Le travail exposé dans ce manuscrit a également été jugé par l'ensemble de la collaboration COMPASS qui a accepté d'utiliser le détecteur Micromégas au sein de son dispositif expérimental. COMPASS est la première expérience de physique a avoir "osé" parier sur ce détecteur. Je remercie l'ensemble de ses membres d'avoir su prendre cette décision importante pour la précision des mesures qui seront effectuées par la suite mais qui était risquée au moment où ce travail a commencé.

Finalement, cette thèse a également représenté un effort important pour les personnes que j'aime. C'est évidemment à elles que je dois mes plus chers remerciements et je ne pourrais clôturer cette liste non-exaustive sans leur dédier ce travail.

A Armelle, à mes parents, à Germaine, à Catherine, Frédéric et Julie, et à mes amis ...

Table des matières

Introduction

Dans les années 60 les physiciens ont mis en évidence la structure en quarks du nucléon grâce à des expériences de diffusion profondément inélastique de leptons sur des nucléons. De nouvelles théories ont vu le jour pour tenter de décrire les interactions entre quarks au sein du nucléon.

Parallèlement, les expérimentateurs ont développé des techniques permettant de polariser des faisceaux de leptons et des cibles de nucléons. Des mesures de diffusion profondément inélastique polarisée effectuées dans un grand domaine cinématique ont permis d'étudier la structure en spin du proton et du neutron. Les données indiquent qu'en première approximation la contribution du spin des quarks au spin des nucléons est faible ($\approx 20\%$). Cependant l'interprétation des résultats est complexe. Il subsiste une ambiguïté ne permettant pas de séparer la contribution des gluons de celle des quarks. L'un des objectifs principaux de l'expérience COMPASS (COmmon Muon Proton Apparatus for Spin and Spectroscopy) au CERN est la mesure directe de la polarisation des gluons dans le nucléon à partir d'un processus mettant en jeu le mécanisme de fusion d'un photon et d'un gluon lors de la diffusion d'un faisceau de muons polarisés de haute énergie sur une cible de nucléons polarisés.

Pour cette mesure, il a été nécessaire de développer un spectromètre de haute résolution et de grande acceptance. L'équipe de Saclay s'est engagée à construire les détecteurs de particules chargées entre la cible polarisée et le premier aimant d'analyse. Dans cette région, l'inhomogénéité importante du flux de particules impose une segmentation du système de détection en trois parties. La région contenant le faisceau de muons où les flux sont intenses ($r < 2.5$ cm, ϕ=100 MHz) sera équipée de fibres scintillantes. A l'opposé, la région périphérique (20 cm $< r <$ 120 cm, $\phi <$ 10 kHz.cm^{-2}) sera équipée de grandes chambres à dérive possédant des cellules de petite taille. Enfin, la région intermédiaire qui nous intéresse plus particulièrement (2.5 cm $< r <$ 20 cm) devra être équipée de détecteurs de haute résolution ($<$ 100 μm) supportant des flux élevés (jusqu'à 300 kHz.cm^{-2}, le flux intégré sur toute la surface étant de 20 MHz) et introduisant peu de matière dans l'acceptance du spectromètre.

En 1997, il n'y avait pas de solution avec les techniques existantes pour répondre à ces contraintes. Nous avons choisi le détecteur gazeux à plaques parallèles et à micropistes Micromégas (MICRO MEsh GAseous Struture) alors en développement au CEA/DAPNIA pour ses performances prometteuses (excellente résolution spatiale, pas de chute de gain observée dans un haut flux de photons, peu de matière). Jusqu'alors cependant, seuls des prototypes de petite taille équipés d'une électronique lente avaient été testés. Par ailleurs, la tenue au flux dans les conditions d'une expérience de physique de haute énergie restait à étudier.

Nous avons donc entrepris les études nécessaires à la mise au point des détecteurs Micromégas pouvant assurer les performances requises pour leur utilisation dans COMPASS. Ceci impliquait le développement de prototypes de grande taille ainsi que la mise au point d'une électronique suffisamment rapide pour les flux envisagés.

Le chapitre 1 de cette thèse résume les résultats expérimentaux obtenus sur la structure en spin du nucléon. On décrit ensuite la méthode de mesure de la contribution du spin des gluons ΔG au spin du nucléon prévue à COMPASS et le dispositif expérimental.

Le chapitre 2 présente les études montrant l'influence de la résolution spatiale et de la quantité de matière introduite par les détecteurs sur la résolution finale du spectromètre. Ces études ont pour but d'aider au choix de certains paramètres de construction du détecteur.

Le chapitre 3 expose le principe de fonctionnement du détecteur Micromégas. On décrit également les prototypes testés et les mesures de gain effectuées avec une source de ^{55}Fe pour les mélanges gazeux étudiés.

Le chapitre 4 est consacré aux mesures effectuées sur des prototypes de taille 14×14 cm^2 équipés d'une électronique rapide (préamplificateur LECROY MQS104). Des tests ont été effectués en laboratoire avec des sources radioactives puis avec des faisceaux de hadrons et de muons de haute énergie au CERN pour différents mélanges gazeux. Les résultats obtenus sont utilisés pour déterminer les caractéristiques de l'électronique finale développée pour les détecteurs de grande taille (40×40 cm^2). Les mesures mettent en évidence l'importance d'adapter les paramètres de l'électronique, en particulier les constantes de temps et le niveau de bruit, au mélange gazeux et à la taille des détecteurs (capacité).

Le chapitre 5 décrit les études réalisées sur le phénomène des décharges propre à ce type de détecteur. Notre effort pour appréhender au mieux le mécanisme des décharges s'est traduit par deux séries de mesures. Les détecteurs ont été irradiés en laboratoire à l'aide d'une source fortement ionisante (source de particules α) provoquant des décharges. Nous avons optimisé le circuit de polarisation du détecteur afin de limiter l'impact des décharges sur le fonctionnement de Micromégas. Enfin, nous avons mesuré les probabilités de décharge dans Micromégas avec différents mélanges gazeux, en laboratoire avec la source α, et en faisceau avec des hadrons de 10 GeV et dans les conditions de l'expérience COMPASS avec des muons de 190 GeV.

Le chapitre 6 présente l'étude réalisée sur un prototype de conception proche du détecteur final envisagé pour COMPASS. Le détecteur de 26×36 cm^2 est équipé du préamplificateur SFE16 conçu par le CEA/DAPNIA pour les futurs grands détecteurs Micromégas de COMPASS. Les performances obtenues en utilisant différents mélanges gazeux sont décrites. Les observations sont comparées aux résultats d'une simulation. L'ensemble des résultats obtenus converge vers l'utilisation d'une mélange gazeux contenant trois gaz, le néon (Ne), l'éthane (C_2H_6) et le tétrafluorocarbone (CF_4), avec lequel on obtient les performances visées pour l'expérience COMPASS.

Chapitre 1

L'expérience COMPASS.

La structure en spin du nucléon a été étudiée grâce aux expériences de diffusion profondément inélastique réalisées avec des faisceaux d'électrons polarisés ou de muons polarisés et des cibles polarisées au CERN, à DESY et au SLAC. Les données sont en accord avec la règle de somme de Bjorken, une prédiction fondamentale de QCD. Une petite fraction, environ 20 % du spin du nucléon semble être portée par les quarks. Cependant, l'interprétation des résultats est complexe. Il subsiste une ambiguïté ne permettant pas de séparer la contribution des gluons ΔG de celle des quarks.

Dans ce chapitre, on présente un état des lieux des mesures effectuées par les différentes collaborations qui ont étudié la structure en spin du nucléon afin de démontrer la nécessité de mesurer directement ΔG. Ces points sont exposés en détail dans la référence [1]. On montre ensuite comment l'expérience COMPASS [2] propose de mesurer la polarisation des gluons $\frac{\Delta G}{G}$ avec une précision de ≈ 0.10. La mesure de ΔG nécessite la détection du lepton diffusé et de plusieurs hadrons dans l'état final. Elle diffère des mesures inclusives réalisées jusqu'à présent dans les expériences de diffusion profondément inélastique où seul le lepton diffusé est détecté. Le dispositif expérimental de COMPASS comprend donc un appereillage plus complexe (grande acceptance, trigger effectuant un pré-sélection du processus, mesure de l'impulsion des hadrons, identification des particules) adapté à cette mesure. Ce dispositif est décrit à la fin du chapitre.

1.1 La structure en spin du nucléon.

1.1.1 Introduction

Les expériences de diffusion profondément inélastique (DIS) d'électrons non polarisés sur des protons [3] ont révélé que le nucléon était constitué de particules ponctuelles, en vérifiant la propriété d'invariance d'échelle de Bjorken (fonctions de structure indépendantes de la longueur d'onde de la sonde utilisée). Ces données sont maintenant bien interprétées dans le cadre de la chromodynamique quantique (QCD), la théorie fondamentale de l'interaction forte. Dans ce cadre, les degrés de liberté sont des quarks ponctuels q de masse négligeable et des gluons g. Cette théorie est relativiste : la *mer* du nucléon contient des paires de quarks virtuels $q\overline{q}$. La diffusion profondément inélastique d'électrons ou de neutrinos sur des protons a aussi permis de déterminer la distribution et la fraction de l'impulsion transportée par les quarks. Elle a permis d'établir qu'environ 50 % de l'impulsion d'un proton n'est pas portée par les quarks, mais par les gluons.

Initialement, le modèle des quarks constituants avait décrit avec succès de nombreuses propriétés des hadrons telles que leur spectre de masse et leur moment magnétique. Dans ce modèle, les protons (p) et les neutrons (n) contiennent trois quarks constituants, de saveurs différentes, p=UUD et n=UDD. Les quarks constituants ont une charge $Q = \frac{2}{3}$ ou $\frac{-1}{3}$, un nombre baryonique fractionnaire $B = \frac{1}{3}$ et un spin $\frac{1}{2}$. Ils ne sont pas ponctuels contrairement aux quarks de courant de QCD et portent à peu près le tiers de la masse d'un nucléon.

Contrairement aux quarks de QCD qui sont ponctuels et de masse nulle, les quarks constituants sont massifs et habillés par QCD. Ils ont donc une structure très complexe. L'un des buts de la physique hadronique est de comprendre les relations existant entre ces deux descriptions distinctes de la structure du nucléon. Les expériences récentes sur la structure en spin du nucléon ont apporté des informations significatives sur ces deux descriptions.

Dans le modèle des quarks constituants non relativiste, la totalité du spin d'un nucléon est porté par les quarks. Dans le modèle des quarks constituants relativiste, le spin du nucléon est décomposé en 2 parties : la contribution des quarks $\Delta\Sigma$ et celle du moment orbital L_q qui est introduite par le biais d'une correction relativiste [4]. On a donc :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q \tag{1.1}$$

où $\Delta\Sigma$=ΔU+ΔD=0.75. Dans ce modèle, il n'y a pas de quarks de saveur étrange S dans le nucléon.

Dans le cadre de QCD, la situation est plus compliquée. Il faut tenir compte des termes provenant des gluons ΔG, des quarks étranges, et de la contribution L_g du moment orbital des gluons. On a donc :

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \tag{1.2}$$

où $\Delta\Sigma$=Δu+Δd+Δs (QCD). Δu, Δd et Δs sont les contributions au spin du nucléon pour chaque saveur de quark u, d et s (la contribution des quarks plus lourds peut-être négligée).
En utilisant QCD au premier ordre et les hypothèses d'invariance d'isospin, de symétrie de saveur SU(3) et d'une contribution nulle des quarks étranges, Ellis et Jaffe ont pu prédire [5] :

$$\Delta\Sigma \approx 0.60. \tag{1.3}$$

Avec ces approximations, QCD et le modèle des quarks constituants sont donc en assez bon accord.

Les expériences de diffusion de leptons polarisés de haute énergie sur des nucléons polarisés ont fourni de nouvelles données expérimentales sur la structure en spin du nucléon. Des diffusions électron-proton polarisés ont été réalisées initialement par le groupe de Yale/SLAC dans le milieu des années 1970 [6]. La collaboration EMC au CERN a mesuré des asymétries dépendant du spin dans la diffusion profondément inélastique polarisée muon-proton en 1984-1985 [7]. L'interprétation de ces données a conduit au résultat suivant :

$$\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.15 \text{ et } \Delta s = -0.10 \pm 0.03. \tag{1.4}$$

Ces résultats diffèrent de la prédiction d'Ellis et Jaffe d'environ trois déviations standards. Seule une petite fraction du spin des nucléons semble résulter du spin des quarks et des anti-quarks. La *mer* de quarks étranges semble avoir une polarisation négative. Ces conclusions surprenantes, perçues alors comme “la crise du spin”, ont stimulé un vif intérêt pour la compréhension de la structure en spin du nucléon et ont déclenché de nouveaux programmes expérimentaux au CERN (SMC), au SLAC (E142, E143, E154, E155) et à DESY (HERMES).

1.1.2 Diffusion profondément inélastique de leptons polarisés.

Dans les expériences de diffusion profondément inélastique polarisée, les leptons incidents et la cible de nucléons sont polarisés. La quantité mesurée est l'asymétrie de section efficace due au renversement du spin du lepton ou des nucléons de la cible [8]. Lorsque les orientations du spin sont longitudinales, c'est à dire parallèles à la direction du faisceau incident, on mesure :

$$A_{\|} = \frac{\sigma^{\uparrow\downarrow} - \sigma^{\uparrow\uparrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow} + \sigma^{\uparrow\uparrow}} \approx D \times A_1. \tag{1.5}$$

Les sections efficaces $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ et $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ correspondent aux orientations antiparallèles et parallèles du spin de la sonde par rapport au spin des nucléons de la cible. Le facteur de dépolarisation D est la fraction de la polarisation du lepton transférée au photon virtuel échangé. L'asymétrie de section efficace correspondant à l'absorption d'un photon virtuel est :

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \approx \frac{g_1}{F_1}. \tag{1.6}$$

Les sections efficaces $\sigma_{1/2}$ et $\sigma_{3/2}$ correspondent à l'absorption d'un photon virtuel polarisé transversalement par un nucléon polarisé lorsque la composante du moment angulaire total photon-nucléon le long de la direction de propagation du photon vaut 1/2 ou 3/2 respectivement. Les quantités F_1 et g_1 sont la première fonction de structure indépendante du spin et dépendante du spin, respectivement. F_1 est couramment exprimée sous la forme :

$$F_1 = \frac{F_2}{2x(1+R)} \tag{1.7}$$

où la deuxième fonction de structure indépendante du spin F_2, et le rapport entre les sections efficaces de photo-absorption longitudinale et transverse $R = \sigma_L/\sigma_T$ sont des quantités mesurées.

Pour comprendre la signification de g_1, considérons l'absorption d'un photon virtuel échangé au cours de la diffusion profondément inélastique d'un électron ou d'un muon polarisé. Au vertex d'absorption, il y a conservation du moment angulaire. Un photon virtuel avec une hélicité +1 ou -1 peut seulement être absorbé par un quark dont la projection du spin sur l'axe de propagation du photon virtuel est -$\frac{1}{2}$ ou $\frac{1}{2}$ respectivement (si le quark n'a pas de moment orbital angulaire). Si les spins des quarks sont alignés avec le spin des nucléons, on attend $\sigma_{1/2} \neq 0$ et $\sigma_{3/2}=0$, et s'ils sont antialignés avec le spin des nucléons, $\sigma_{1/2}=0$ et $\sigma_{3/2} \neq 0$. Comme le montre l'équation 1.6, $g_1 \propto (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2})$. Pour une orientation du spin des nucléons donnée, g_1 contient donc une information sur l'orientation des spins des quarks.

Dans le modèle des quarks-partons (QPM), les quarks constituants sont assimilés aux quarks de QCD, et l'on suppose une description naïve où la diffusion a lieu sur un parton qui n'interagit pas avec le reste du nucléon (référentiel de Breit). Dans ce cas, les fonctions de structure ne dépendent que de la variable d'échelle de Bjorken x qui peut être interprétée comme la fraction d'impulsion transportée par le quark. En particulier, les interprétations de $F_1 \propto \sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}$ et de $g_1 \propto \sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ sont similaires :

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 q_i(x) \tag{1.8}$$

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 \Delta q_i(x) \tag{1.9}$$

avec

$$q_i(x) = q_i^{\uparrow}(x) + q_i^{\downarrow}(x) + \overline{q}_i^{\uparrow}(x) + \overline{q}_i^{\downarrow}(x) \tag{1.10}$$

$$\Delta q_i(x) = q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x) + \overline{q}_i^{\uparrow}(x) - \overline{q}_i^{\downarrow}(x). \tag{1.11}$$

$q_i^{\uparrow}(\overline{q}_i^{\uparrow})$ et $q_i^{\downarrow}(\overline{q}_i^{\downarrow})$ sont les fonctions de distribution des quarks (ou anti-quarks) de saveur i ($i = u$, d ou s) ayant un spin parallèle et antiparallèle au spin du nucléon, respectivement ; e_i est la charge du quark de saveur i et n_f est le nombre de saveurs mises en jeu (n_f=3). On peut calculer le premier moment de la fonction de structure $g_1(x)$:

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx. \tag{1.12}$$

Dans QPM, cette intégrale fait intervenir les intégrales $\Delta q_i = \int_0^1 \Delta q_i(x) dx$ qui représentent la contribution du spin des quarks et des anti-quarks de saveur i au spin du nucléon (eq.1.11). A partir de l'invariance d'isospin, on obtient pour le proton et pour le neutron :

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{2}(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s),\ \Gamma_1^n = \frac{1}{2}(\frac{1}{9}\Delta u + \frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s). \tag{1.13}$$

Dans le cadre de QCD, l'opérateur"Product Expansion" (OPE) permet de déterminer une expression rigoureuse du premier moment de g_1 en supposant vraie la symétrie d'isospin :

$$\Gamma_1^{p(n)} = \frac{1}{12}[C_{ns}(\pm a_3 + \frac{1}{3}a_8) + \frac{4}{3}C_s a_0]. \tag{1.14}$$

a_3, a_8 et a_0 sont des combinaisons linéaires des trois éléments de matrice de courant axial a_u, a_d et a_s [16] :

$$a_3 = a_u - a_d,\ a_8 = a_u + a_d - 2a_s,\ a_0 = a_u + a_d + a_s \tag{1.15}$$

C_{ns} et C_s sont des corrections d'ordre supérieur de QCD en $1 + O(\alpha_s)$ pour les contributions non-singlet et singlet respectivement. Du fait de l'anomalie axiale de QCD [17], les éléments de matrice a_i incluent une contribution des gluons ΔG :

$$a_i = \Delta q_i - \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G. \tag{1.16}$$

Cette contribution gluonique s'élimine dans les éléments de matrice non singlets de saveur tels que a_3 ou a_8 : $a_3 = \Delta u - \Delta d$ et $a_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s$. Par contre, elle est présente pour l'élément de matrice singlet a_0 :

$$a_0 = \Delta\Sigma - \frac{n_f \times \alpha_s}{2\pi}\Delta G. \tag{1.17}$$

n_f est le nombre de saveurs ($n_f = 3$). La détermination de $\Delta\Sigma$ à partir de la mesure de a_0 nécessite donc la connaissance de ΔG.

La mesure de Γ_1^p (ou Γ_1^n) permet de déterminer une combinaison linéaire de a_0, a_3 et a_8 (eq.1.14). Pour séparer ces trois quantités, il faut ajouter deux autres relations indépendantes.

Il existe des relations contraignant les valeurs des Δq_i (ou des a_i). Par exemple, en utilisant l'invariance d'isospin on montre [4] que la quantité $\Delta u - \Delta d$ est égale à la constante de désintégration faible $\frac{g_A}{g_V}$ du neutron en proton. La règle de somme de Bjorken [11] est une conséquence immédiate de cette relation :

$$\Gamma_1^p - \Gamma_1^n = \frac{1}{6}a_3 \times C_{ns} = \frac{1}{6}(a_u - a_d) \times C_{ns} = \frac{1}{6}(\Delta_u - \Delta_d) \times C_{ns} = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V} \times C_{ns}. \tag{1.18}$$

Plus généralement, dans le cadre de la symétrie SU_3 de saveur, les désintégrations semi-leptoniques dans l'octet des hypérons (p, n, Λ, Σ, Ξ) sont décrites par les deux constantes de couplage F et D [12] avec les deux relations :

$$\Delta u - \Delta d = F + D \equiv a_3 \tag{1.19}$$

$$\Delta u + \Delta d - 2\Delta s = 3F - D \equiv a_8 \tag{1.20}$$

Ainsi, en supposant vraies les symétries de saveur SU_3 et d'isospin, les trois variables indépendantes a_0, a_3 et a_8 (ou a_u, a_d, a_s) sont reliées par les trois équations 1.14 1.19 et 1.20.

En supposant que la contribution des gluons ($\frac{\alpha_s}{2\pi} \times \Delta G$) est négligeable dans l'équation 1.16, les éléments de matrice a_0 et a_s sont égaux à $\Delta\Sigma$ et à Δs respectivement. En supposant de plus que $\Delta s = 0$, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de contribution des quarks étranges au spin du nucléon, on obtient la règle de somme d'Ellis et Jaffe [5] :

$$\Delta\Sigma = a_0 = a_8 = 3F - D \approx 0.6. \tag{1.21}$$

En introduisant ce résultat dans l'équation 1.14 on obtient les valeurs Γ_1^p et Γ_1^n prédites par la règle de somme d'Ellis et Jaffe.

Les mesures de Γ_1^p réalisées par l'expérience EMC (eq.1.4, $\Delta\Sigma$=0.12) ont montré que cette règle de somme n'était pas vérifiée. Rappelons cependant que la règle de somme d'Ellis et Jaffe suppose que $\Delta s = 0$ et que la contribution des gluons ($\frac{\alpha_s}{2\pi} \times \Delta G$) est négligeable devant la contribution des quarks. Ce n'est donc pas une prédiction fondamentale de QCD. La règle de somme de Bjorken (eq.1.18) est obtenue en supposant uniquement l'invariance d'isospin. C'est une prédiction fondamentale de QCD.

Dans les expériences de diffusion profondément inélastique polarisée on mesure avec précision Γ_1^p et/ou Γ_1^n pour obtenir une troisième relation indépendante s'ajoutant aux équations 1.19 et 1.20 permettant de séparer a_0, a_3 et a_8 (ou a_u, a_d et a_s). Pour interpréter a_0 en fonction de $\Delta\Sigma$, on voit qu'il faudra ajouter la mesure de ΔG (eq.1.17).

1.1.3 Résultats expérimentaux récents.

L'un des objectifs principaux des programmes expérimentaux au CERN avec des muons, au SLAC et à DESY avec des électrons est de déterminer précisément la structure en spin du proton et du neutron pour tester la règle de somme de Bjorken (eq.1.18). Dans ces expériences, les électrons ou les muons polarisés diffusent sur des cibles polarisées de proton, de deuton ou de ^{3}He (comme cible de neutron). La limite $Q^2 > 1$ GeV^2 est appliquée dans le cadre de QCD perturbatif. En prenant en compte cette limite, la plus petite valeur de x est atteinte par SMC ($x_{min} = 0.003$). A grand x, les données de SMC et du SLAC ont permis d'étudier la dépendance en Q^2 des asymétries de spin sur plus d'un ordre de grandeur en Q^2. Le tableau 1.1 résume les conditions d'obtention des données existantes.

Les données de SMC et du SLAC pour A_1 obtenues à différents Q^2 sont compatibles dans la limite des barres d'erreur expérimentales. L'asymétrie A_1^d mesurée avec une cible de deutons a tendance à devenir négative à petit x alors que l'asymétrie mesurée avec des protons reste positive. La Fig.1.1 montre l'ensemble des données publiées sur la mesure de g_1 pour $Q^2 > 1$ GeV^2 par les expériences du CERN, du SLAC et de DESY. On observe une différence entre les données de g_1^p de SMC et du SLAC. Elle reflète la dépendance en Q^2 de F_1 car $g_1 \approx A_1 \times F_1$ et A_1 ne dépend pas de Q^2 dans les barres d'erreurs expérimentales.
Des analyses à l'ordre sous-dominant (NLO) de QCD perturbatif ont été effectuées sur les données de g_1 [13] [14]. Les distributions polarisées de quark et de gluon sont paramétrisées à un Q^2 initial Q_i^2. Les équations de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi (DGLAP [15]) permettent de faire évoluer ces distributions au Q^2 de chaque mesure de g_1. Les paramètres des distributions initiales sont ajustés à partir des valeurs de g_1 calculées et mesurées.
Les règles de somme sont définies à une valeur fixe Q_0^2. L'analyse avec QCD perturbatif à été utilisée pour faire évoluer toutes les données mesurées à différents Q^2 au même Q_0^2=5 GeV^2 :

$$g_1^{exp}(x, Q_0^2) = g_1^{exp}(x, Q_{exp}^2) + [g_1^{fit}(x, Q_0^2) - g_1^{fit}(x, Q_{exp}^2)]. \tag{1.22}$$

Le tableau 1.2 donne les résultats de $\Gamma_1^p(Q^2)$, $\Gamma_1^d(Q^2)$ et $\Gamma_1^n(Q^2)$ pour Q^2=5 GeV^2 obtenus à

Expérience	Faisceau	Energie (GeV)$Q^2 > 1$ GeV^2	Plus petit x (GeV^2)	$< Q^2 >$	Cible
E-80/130	e^-	23	0.10	4	p
EMC	μ^+	100-200	0.01	10.7	p
SMC	μ^+	100-190	0.003	10	p,d
E-142	e^-	19-25	0.03	2	(^{3}He) n
E-143	e^-	10-29	0.03	2	p,d
E-154	e^-	48.3	0.014	5	(^{3}He) n
E-155	e^-	48.3	0.014	5	p,d
HERMES	e^+	27.5	0.021	2.3	(^{3}He) n,p

Tab. 1.1 – *Principaux paramètres des différentes expériences de diffusion profondément inélastique polarisée.*

$\Gamma_1(Q^2)$	Q^2= 5 GeV^2
Proton	0.121 ± 0.003 ± 0.005 ± 0.017
Deuton	0.021 ± 0.004 ± 0.003 ± 0.016
Neutron	-0.075 ± 0.007 ± 0.005 ± 0.019

Tab. 1.2 – $\Gamma_1(Q^2)$ *à* Q^2= *5 GeV*^{2} *pour le jeu de données publié.*

partir de toutes les données publiées jusqu'en 1997. La première barre d'erreur est statistique, la deuxième est systématique et la troisième provient de l'extrapolation des données à petit et grand x et de l'évolution en Q^2 des données [1]. Sur la Fig.1.2a, les régions permises pour Γ_1^p, Γ_1^d et Γ_1^n sont comparées à la prédiction théorique d'Ellis et Jaffe. La comparaison montre que la règle de somme est violée. En revanche, cette même figure montre que les premiers moments de g_1 mesurés pour le proton et le neutron sont en accord avec la règle de somme de Bjorken.
A partir des valeurs mesurées de Γ_1, on calcule les valeurs de a_0, a_3 et a_8 (et de a_u, a_d et a_s) (eq.1.14). Les résultats obtenus sont donnés dans le tableau 1.3 avec les prédictions d'Ellis et Jaffe. Dans l'approximation $a_0 = \Delta\Sigma$ (ΔG négligeable dans eq.1.16), on conclut que la contribution du spin des quarks au spin des nucléons est petite.
Cependant cette détermination de $\Delta\Sigma$ est ambigüe. Comme le montre la Fig.1.2b, la valeur expérimentale faible de a_0 pourrait être compatible avec la peédiction naïve, $\Delta\Sigma \approx 0.6$ et Δs=0 si ΔG était grand et positif.
La mesure de ΔG est donc nécessaire à double titre, par elle-même (eq.1.2) et pour extraire $\Delta\Sigma$ des données existentes.

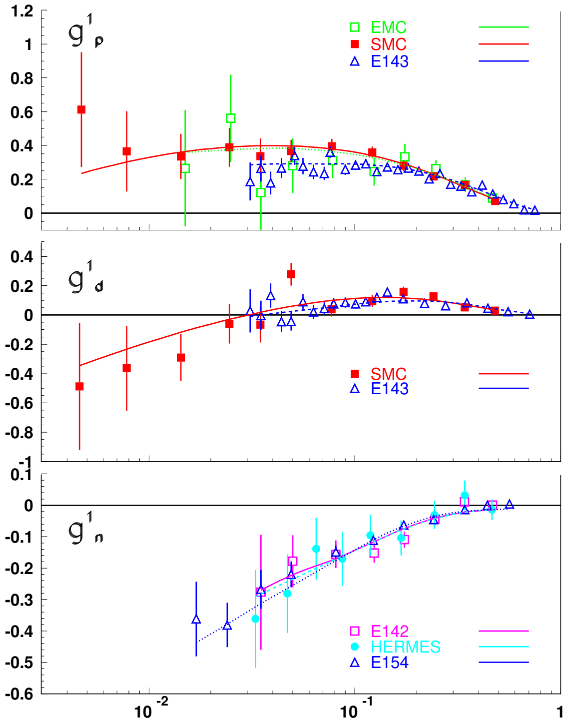

Fig. 1.1 – *Ensemble des données publiées sur la mesure de g_1.*

Q^2=1 GeV^2	Prédiction Ellis-Jaffe
a_0=0.19±0.06	a_0=0,58
a_s=-0.13±0.03	a_s= 0.00
a_u=0.79±0.03	a_u= 0.92
a_d=-0.47±0.03	a_d= -0.34

Tab. 1.3 – *Éléments de matrice obtenus à partir d'un ajustement QCD à Q^2=1 GeV^2.*

Conclusions

La décomposition du spin du nucléon suivant le spin porté par ses constituants est une source d'information importante pour comprendre les relations existantes entre le modèle des partons et QCD. Suite à l'expérience EMC, de nouveaux programmes expérimentaux au CERN, à SLAC et à DESY ont vu le jour pour mesurer précisément la fonction de structure polarisée g_1 en utilisant la diffusion profondément inélastique de leptons polarisés sur des protons, des deutons ou des neutrons polarisés. Les progrès importants réalisés dans l'instrumentation de ces expériences, et l'utilisation d'un faisceau de muons de haute énergie (200 GeV), ont ainsi permis de déterminer g_1 jusqu'à des petites valeurs de x. Les faibles erreurs et le domaine cinématique important couvert par ces expériences ont permis de réaliser une analyse commune de toutes les données, basée sur QCD. Les évaluations du premier moment de g_1, $\Gamma_1=\int_0^1 g_1(x)dx$ pour le proton, le deuton et le neutron sont toutes en désaccord avec la prédiction d'Ellis et Jaffe (3

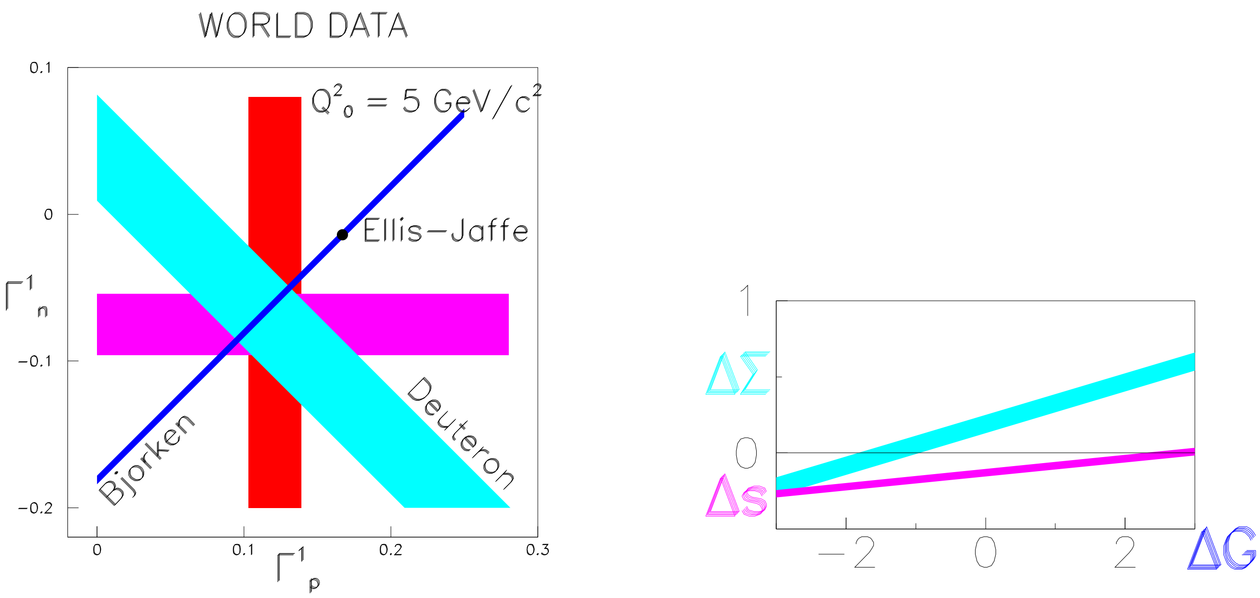

Fig. 1.2 – *a) Résultats expérimentaux pour* Γ_1^p, Γ_1^d *et* Γ_1^n *(*$\pm$ *1* σ*) dans le plan (*Γ_1^p,Γ_1^n*) à* $Q^2 =$ *5* GeV^2 *(*$\Gamma_1^d \propto \Gamma_1^p + \Gamma_1^n$*). La prédiction d'Ellis-Jaffe est représentée par un point tandis que la règle de somme de Bjorken qui concerne* $\Gamma_1^p - \Gamma_1^n$ *est une ligne. b) Valeurs permises pour* $\Delta\Sigma$, Δs *et* ΔG *obtenues à partir d'une analyse QCD des données mondiales de* g_1*.*

déviations standards). Elles ont confirmé les premières mesures réalisées par l'expérience EMC. En revanche, ces données sont en accord avec la prédiction de la règle de somme fondamentale de Bjorken.
L'analyse de toutes les données montre que la contribution du spin des quarks au spin des nucléons est faible. Cependant, il subsiste une ambiguïté ne permettant pas de séparer totalement la contribution du spin des quarks $\Delta\Sigma$ de celle du spin des gluons ΔG. La mesure directe de ΔG dans le domaine cinématique restreint de l'expérience COMPASS devrait permettre une séparation relative de ces deux contributions.

1.2 Mesure de ΔG à COMPASS.

En appliquant les équations d'évolution en Q^2 de DGLAP [15] aux mesures des fonctions de structure F_1 et F_2, on a pu extraire les distributions non polarisées $G(x)$. De la même manière, on pourrait en principe extraire les distributions $\Delta G(x)$ des mesures de $g_1(x, Q^2)$. Cependant, le domaine en Q^2 couvert par les données g_1 est très limité et la précision des mesures insuffisante. A partir de cette détermination indirecte, on ne tire qu'une information indicative sur la valeur de ΔG ($\Delta G \approx 1 \pm 1$). Il s'avère donc nécessaire de faire une mesure directe de ΔG. C'est l'un des objectifs de l'expérience COMPASS au CERN. Pour cette mesure, il faut sélectionner un processus sensible à la contribution des gluons. La diffusion profondément inélastique ne convient pas car le photon virtuel échangé ne peut pas interagir avec les gluons au premier ordre de QCD, les gluons n'étant pas chargés.

La distribution (non polarisée) des gluons a déjà été mesurée à HERA en utilisant le processus de fusion photon-gluon $\gamma g \rightarrow q\overline{q}$ (PGF) représenté sur la Fig.1.3. Dans les expériences

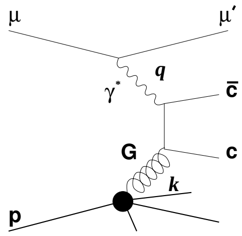

Fig. 1.3 – *Fusion photon-gluon donnant lieu à la création d'une paire $c\overline{c}$.*

de haute énergie, on identifie la paire $q\overline{q}$ par son hadronisation en 2 jets. A l'énergie de COMPASS (faisceau de muons de 100 à 200 GeV), on peut signer cet état final dans plusieurs canaux :

- production de charme ouvert (paire $c\overline{c}$) où le quark $c(\overline{c})$ s'hadronise en un méson D_0 ($\overline{D_0}$) que l'on identifie par ses produits de désintégration. Les nucléons ne comportant pas de charme intrinsèque, la production de charme signe le processus de fusion photon-gluon.
Le flux de photons virtuels étant maximum lorsque Q^2 est petit, il est nécessaire de détecter des muons émis à petit angle.

- production d'une paire de quarks légers $q\overline{q}$ emportant une grande impulsion transverse et s'hadronisant en deux hadrons corrélés [18] :

$$\gamma N \rightarrow q\overline{q}X \rightarrow H^+H^-X \tag{1.23}$$

Pour les deux réactions, il est nécessaire de détecter deux hadrons dans l'état final. Pour la première méthode, il faut aussi identifier les pions des kaons afin de déterminer la masse invariante du D^0 et de rejeter un bruit de fond important. Cela demande une détermination précise de l'impulsion des hadrons. Le dispositif expérimental de l'expérience COMPASS est décrit dans le paragraphe suivant.

1.2.1 Canal du charme ouvert.

L'expérience COMPASS mesurera l'asymétrie de spin longitudinale de production de charme ouvert, par l'intermédiaire du processus de fusion photon-gluon. L'asymétrie mesurée est proportionelle à l'asymétrie élémentaire photon-nucléon :

$$A_{\gamma N}^{c\overline{c}} = \frac{\Delta\sigma^{\gamma p \rightarrow c\overline{c}}}{\sigma^{\gamma p \rightarrow c\overline{c}}} = \frac{\int d\hat{s}\Delta\sigma(\hat{s})\Delta G(\eta,\hat{s})}{\int d\hat{s}\sigma(\hat{s})G(\eta,\hat{s})} \approx < A_{LL} >< \frac{\Delta G}{G} > \tag{1.24}$$

où les sections efficaces dépendantes du spin $\Delta\sigma(\hat{s})$ et indépendantes du spin $\sigma(\hat{s})$ sont intégrées sur le domaine permis pour $\hat{s}$, la masse invariante de la paire de quarks créée. $\eta = \frac{\hat{s}}{2M_N\nu}$

est la fraction du moment du nucléon portée par le gluon, soit l'analogue pour les gluons de la variable de Bjorken x pour les quarks. Les deux sections efficaces augmentent rapidement au seuil de production $\hat{s}_{th}$=4 m_c^2, où m_c est la masse du quark c [19]. L'asymétrie de spin $< A_{LL} >=\Delta\sigma(\hat{s})/\sigma(\hat{s})$ vaut 1 au seuil de production, pratiquement 0 pour $\hat{s}=2\times\hat{s}_{th}$ et -1 lorsque $\hat{s}$ est très grand. Les modèles actuels prédisent une polarisation importante des gluons pour η >0.01, soit pour des énergies de photon comprises entre 30 et 80 GeV [20].

Dans environ 60 % des cas, la fragmentation d'un quark ($c\overline{c}$) produit un état final contenant un méson $D^0(\overline{D^0})$. Le canal le plus propre pour la détection du D^0 est sa décroissance en deux corps, une paire $K\pi$ (rapport d'embranchement : 4%). Ce faible rapport d'embranchement contribue à rendre le bruit de fond combinatoire provenant de K et de π originaires de la fragmentation de quarks légers important. La reconstruction de la masse du D^0 et l'application de coupures cinématiques [1] permettra de rejeter partiellement ce bruit de fond combinatoire.

Estimation de l'erreur statistique sur $\frac{\Delta G}{G}$ dans le canal du charme ouvert :

Dans ce paragraphe, on calcule l'erreur statistique attendue pour le mesure de $\frac{\Delta G}{G}$ à COMPASS avec des muons de 100 GeV en supposant une durée de mesure de 1.5 ans avec une cible de ^{6}LiD (deuton) et de 1 an avec une cible de NH_3 (proton). Chaque année représente 150 jours de faisceau.

L'erreur statistique pour l'asymétrie photon-nucléon dans le canal du D^0 est donnée par :

$$\delta A_{D^0} = \frac{1}{P_T P_B f \overline{D}} \frac{1}{\sqrt{N^S}} \sqrt{1 + \frac{N^B}{N^S}} \tag{1.25}$$

où N^S représente le nombre de D^0 reconstruits et N^B le nombre d'événements de bruit (principalement des paires $K\pi$ non corrélées). P_T est la polarisation de la cible (P_T=0.5 pour le ^{6}LiD et 0.85 pour le NH_3), P_B la polarisation du faisceau ($P_B = 0.8$), f le facteur de dilution (f=0.5 pour le ^{6}LiD et 0.176 pour le NH_3) et $\overline{D} = 0.66$ le facteur de dépolarisation moyen.

On suppose une efficacité globale de fonctionnement de l'ensemble faisceau, cible et spectromètre de ≈50% (valeur minimale atteinte par l'expérience SMC fonctionnant précédemment sur la même ligne de muons), une efficacité de reconstruction des trajectoires d'environ 90% (valeur obtenue par les programmes de reconstruction actuels utilisés sur des données simulées) et une efficacité d'identification des K par le RICH, d'environ 60% (valeurs obtenues avec le RICH de DELPHI par exemple ; notons que l'on espère atteindre une efficacité d'identification de 80% pour le RICH de COMPASS [21]). Ceci correspond à une efficacité globale d'environ 25%.
En prenant en compte les acceptances et le terme d'efficacité globale, on estime à N^S=33×10^3 D^0 reconstruits par an [2].

Il faut ensuite estimer le nombre d'événements de bruit N_B. Dans le canal du D^0, il existe un bruit combinatoire important dû aux paires $K\pi$ non corrélées produites par diffusion profondément inélastique, et ne correspondant pas à la production d'une paire $c\overline{c}$. On calcule la distribution attendue de ces événements en fonction de la masse invariante de la paire reconstruite [2]. N^B est le nombre d'événements pour lesquels la masse invariante est comprise dans une fenêtre de largeur égale à $\pm 2\times\sigma_{M_{D^0}}$ où $\sigma_{M_{D^0}}$ est la résolution du spectromètre sur la reconstruction de la masse du D^0.

On évalue la valeur de $\sigma_{M_{D^0}}$ à partir d'une simulation du dispositif expérimental (présentée dans le chapitre 3). La simulation prend en compte la géométrie actuelle des détecteurs, la quantité de matière représentée par la cible et les détecteurs, la résolution spatiale des détecteurs et l'acceptance diminuée du second spectromètre (repoussé par rapport à la proposition d'expérience afin d'allouer plus d'espace aux détecteurs du premier spectromètre). La simulation conduit à une incertitude $\sigma_{M_{D^0}} = 16 MeV/c^2$ pour des muons de 100 GeV, ce qui correspond à N^B=210$\times 10^3$ événements de bruit par an, soit à un rapport $\frac{N^S}{N^B}$=0.16.
On obtient alors (eq.1.25) $\delta A_{D^0} = 0.074$.

Pour une partie des événements, le bruit présent dans le canal du D^0 peut être significativement réduit en identifiant la décroissance des $D^* \to D^0\pi_s^+ \to K^-\pi^+\pi_s^+$. Les simulations [2] montrent que l'on attend N^S=11$\times 10^3$ D^* reconstruits par an (en supposant une efficacité de reconstrution du π_s^+ de 80%) soit un rapport signal sur bruit de 4.2. Ainsi, l'erreur statistique sur l'asymétrie photon-nucléon dans le canal du D^* sera $\delta A_{D^*} = 0.059$.

Pour combiner le canal du D^* et le canal du D^0, il faut soustraire les D^0 provenant de la décroissance des D^* à la statistique utilisée pour estimer $\delta A^{c\overline{c}}_{\gamma N}$ dans le canal du D^0. Ces événements réprésentent à peu près 20% des D^0 [2] et conduisent à δA_{D^0}'=0.083 pour les D^0 ne provenant pas des D^*. La combinaison de cette asymétrie avec celle mesurée pour le D^* donne alors $\delta A^{c\overline{c}}_{\gamma N}$ pour le canal du charme ouvert :

$$\delta A^{c\overline{c}}_{\gamma N} = 0.048. \tag{1.26}$$

On évalue alors l'erreur statistique sur la polarisation des gluons à partir de l'asymétrie $A_{LL}(\hat{s})$ (eq.1.24). Dans le domaine cinématique accessible en η, on prévoit [2] :

$$\delta(\frac{\Delta G}{G}) \approx 0.10. \tag{1.27}$$

L'identification des D^* devrait également permettre d'utiliser d'autres canaux de désintégration du D^0 pour augmenter la statistique dans le canal du charme ouvert.

1.2.2 Canal des hadrons à grand p_T.

La deuxième réaction qui permet de signer le processus de PGF est la production d'une paire de quarks légers $q\overline{q}$ à grande impulsion transverse p_T (Fig.1.4, graphe c). L'ensemble des diagrammes d'absorption d'un photon sont représentés sur la Fig.1.4. A l'ordre 0 en α_s, c'est l'absorption du photon virtuel par un quark léger qui domine la réaction (graphe a). La diffusion QCD Compton (graphe b) et le processus de PGF (graphe c) contribuent à l'ordre 1. On supprime la contribution de l'ordre 0 en imposant une coupure sur l'impulsion transverse

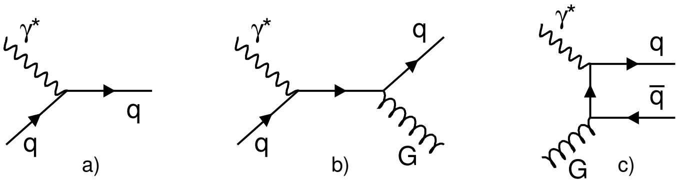

Fig. 1.4 – *Diagrammes pour l'absorption d'un photon virtuel : à l'ordre dominant (a), et au premier ordre, diffusion Compton (b) et fusion photon-gluon (c).*

p_T des hadrons détectés. A l'ordre 1, on considère que l'asymétrie longitudinale de spin A_{LL}^{HH} pour le canal des hadrons à grand p_T a pour ordre de grandeur [1] :

$$A_{LL}^{HH} \approx < A_{LL}^{compton} >< \frac{\Delta u}{u} > \frac{\sigma^{compton}}{\sigma^{tot}} + < A_{LL}^{PGF} >< \frac{\Delta G}{G} > \frac{\sigma^{PGF}}{\sigma^{tot}} \tag{1.28}$$

où $\sigma^{compton}$ et $A_{LL}^{compton}$ sont la section efficace QCD Compton et l'asymétrie de spin du processus de diffusion QCD compton (Fig.1.4b), σ^{PGF} et A_{LL}^{PGF} la section efficace et l'asymétrie de spin pour le processus de fusion photon-gluon, et σ^{tot} la section efficace totale de production d'une paire de quarks légers à grand p_T.
La mesure de l'asymétrie peut être effectuée en sélectionnant des paires $\pi^+\pi^-$ ou des paires K^+K^-. En sélectionnant des paires de hadrons de type K^+K^-, on supprime les termes provenant de la diffusion QCD compton. Pour des muons de 190 GeV ($\eta \approx$0.2), on déterminera ainsi $\frac{\Delta G}{G}$ avec une erreur statistique [1] :

$$\delta(\frac{\Delta G}{G}) \approx 0.05. \tag{1.29}$$

1.3 Dispositif expérimental de l'expérience COMPASS.

On a vu que la mesure de ΔG nécessitait l'utilisation d'un faisceau de leptons polarisés, d'une cible de nucléons polarisées et d'une spectromètre à grande acceptance identifiant les particules. Dans ce chapitre, on décrit le faisceau de muons polarisés, la cible polarisée et le spectromètre qui comporte deux étages pour la détection des particules émises à petit ou à grand angle.

1.3.1 Faisceau de muons polarisés.

L'expérience COMPASS utilise la ligne de faisceau M2 [22] du SPS. La ligne a été dessinée pour fournir des faisceaux intenses de muons polarisés (de 100 à 190 GeV). Les muons sont produits, puis transportés de la manière suivante :
- le Super-Proton-Synchrotron (SPS, Fig.1.5) du CERN accélère 10^{13} protons jusqu'à 450

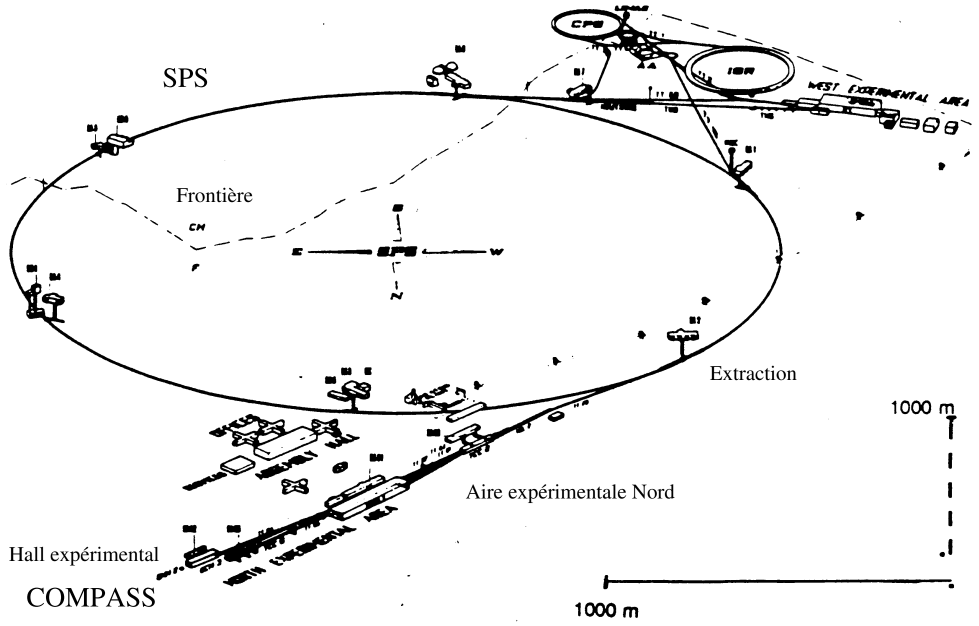

Fig. 1.5 – *Le Super Proton Synchrotron du CERN.*

GeV/c toutes les 14.5 secondes et les déverse sur une cible de béryllium, pendant la durée d'un "spill", soit 2.56 s.

- en diffusant sur la cible, les protons créent de nombreuses particules secondaires, principalement des pions et des kaons. Les hadrons produits [23] sont sélectionnés en fonction de leur impulsion et de leur charge au moyen de dipôles et de collimateurs. Le faisceau secondaire de pions et de kaons (2×10^9 particules/spill pour une cible de béryllium de 50 cm de longueur) entre dans une section droite longue de 600 mètres, où environ 10% des pions et des kaons se désintègrent pour produire les muons du faisceau final.

- à la fin de la section droite, le faisceau traverse un absorbeur composé de béryllium et d'aluminium de 10 mètres d'épaisseur qui arrête les hadrons pour ne laisser passer que les muons avec une contamination en hadrons inférieure à 10^{-6}. Un dipôle sélectionne alors l'impulsion des muons acheminés dans le hall expérimental.

Le flux sur COMPASS est de 2×10^8 muons/spill, soit cinq fois plus que sur l'expérience précédente SMC. Il correspond à l'intensité maximale de protons (10^{13}/spill) que peut supporter la cible de béryllium [2].

Focalisation du faisceau.

Dans l'expérience COMPASS, les muons du faisceau interagissent avec les nucléons polarisés d'une cible fixe. Pour compenser les faibles sections efficaces de l'interaction électromagnétique, la longueur de la cible est importante (> 1 m) afin d'assurer une luminosité suffisante [2]. Le diamètre de la cible doit être réduit pour limiter les réinteractions des fragments hadroniques émis lors de la diffusion des muons sur les nucléons. La taille transverse du faisceau au point

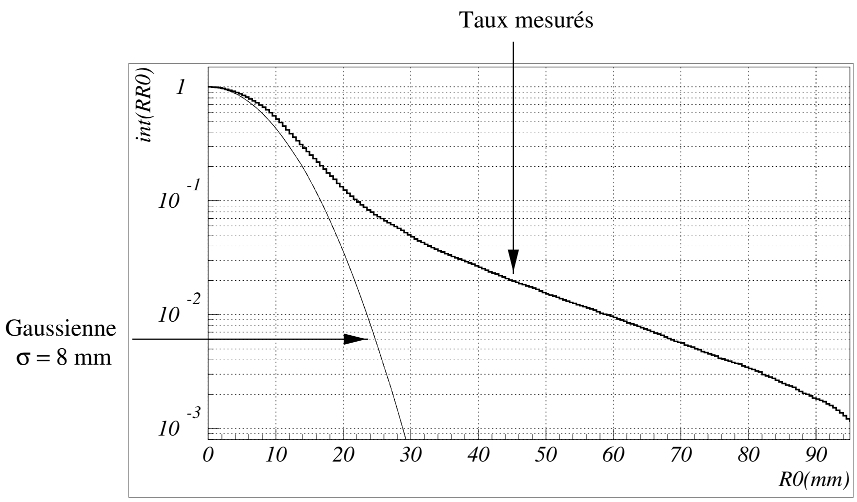

Fig. 1.6 – *Distribution radiale du taux de particules provenant du faisceau, mesurée par une chambre à dérive entre la cible et le premier aimant de l'expérience COMPASS.*

d'interaction avec la cible détermine le diamètre minimum des cibles. Pour COMPASS, le faisceau est focalisé au maximum au niveau de la cible. Dans les deux directions transverses, le profil du faisceau est approximativement gaussien avec un écart type d'environ 8 mm. Cette focalisation permet d'utiliser une cible de 3 cm de diamètre. Par rapport aux expériences antérieures à COMPASS, cette focalisation se traduit par une augmentation d'un facteur 2 de la densité de flux au niveau de la cible. Le flux étant 5 fois plus élevé, le dispositif expérimental de COMPASS doit supporter des densités maximum de 10^8 particules/cm^2/s, soit 10 fois plus que dans SMC.

Profil du faisceau et de son halo à 190 GeV.

Des mesures du profil du faisceau à 190 GeV ont été réalisées en octobre 1999 avec différents détecteurs : des fibres scintillantes couvrant une surface de 4×4 cm^2 centrée sur le faisceau et des détecteurs Micromégas partiellement équipés d'électronique et couvrant une surface de 26×8 cm^2 dans une seule coordonnée, 2.5 cm au-dessus de l'axe faisceau. Pour obtenir un profil dans les deux directions x et y, nous avons réalisé des mesures (à plus bas flux) avec une chambre à dérive couvrant une surface de 16×16 cm^2 centrée sur le faisceau [24]. La distribution radiale des particules du faisceau obtenue est représentée sur la Fig.1.6. Au centre, la distribution suit un profil gaussien d'écart quadratique moyen égal à 8 mm. Cependant, à partir d'une distance de 1 cm du centre du faisceau la distribution ne suit plus cette gaussienne. Elle contient une contribution importante caractéristique du halo de particules de haute énergie générées lors du transport du faisceau [22]. Les profils réalisés avec la chambre à dérive montrent que les particules du halo se répartissent suivant des distributions gaussiennes d'écart quadratique moyen 32 mm et 14 mm dans les directions x et y respectivement [24].

Taux de particules en présence d'une cible.

En absence de cible polarisée, nous avons mesuré les taux de particules produites par l'interaction du faisceau avec une cible de polyéthylène (2.7 longueurs de radiation, soit 2.3 longueurs d'interaction nucléaire). La mesure a été réalisée avec le détecteur Micromégas LC3 (Tab.3.1, p. 47) partiellement équipé d'électronique. Ce détecteur comporte une zone inactivée de 5 cm de diamètre au centre. Au bord de la zone inactivée, là où le taux est le plus important, les comptages atteignent jusqu'à 75 kHz/piste sans cible, et 90 kHz/piste avec la cible (Fig.1.7). A cet endroit, le halo faisceau représente donc 75 kHz/piste, et les particules émises par la cible 15 kHz/piste.

Polarisation naturelle du faisceau.

Du fait de la violation de la parité dans l'interaction faible, les muons provenant de la désintégration en vol des pions ($\pi \rightarrow \mu\nu_\mu$) sont naturellement polarisés.
Considérons le processus $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (Fig.1.8). Dans le référentiel du centre de masse, on choisit de manière naturelle l'axe de propagation des deux particules comme axe de quantification. L'hélicité d'une particule étant définie comme la projection de son spin sur l'axe de propagation, dans ce cas particulier l'hélicité est égale au spin. De plus, le pion étant une particule sans spin, $J = 0$ pour la paire sortante (μ^+,ν_μ) à cause de la conservation du moment angulaire total. Les processus d'interactions faibles ne produisant que des neutrinos ν_μ gauche ou d'hélicité négative, le μ^+ sortant est également dans un état d'hélicité négative (Fig.1.8).

Dans le référentiel du centre de masse, l'énergie des muons E_μ et leur impulsion p_μ sont fixées par les relations suivantes:

$$E_\mu = \frac{m_\pi^2 + m_\mu^2}{2m_\pi};\ p_\mu^2 = \frac{m_\pi^2 - m_\mu^2}{2m_\pi}. \tag{1.30}$$

Dans une désintégration à deux corps, les six composantes des impulsions des particules sortantes sont liées par les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion au vertex. Deux paramètres restent indéterminés :

- l'angle θ formé par la direction dans le centre de masse du muon créé et la ligne de vol du pion incident.
- l'angle azimutal ϕ.

En considérant que le faisceau a une symétrique cylindrique par rapport à son axe de propagation, l'angle azimutal ϕ ne contribue pas. Le boost de Lorentz faisant passer du référentiel du centre de masse à celui du laboratoire change la composante longitudinale de l'impulsion des muons :

$$p_\mu^* = \frac{p_\pi^*}{2}((1-b^2)cos\theta + (1+b^2)) \tag{1.31}$$

où b=$m_\mu/m_\pi \approx 0.757$, et p_π^* est l'impulsion du pion dans le laboratoire (nous supposons $m_\pi c << p_\pi^*$). Pour θ compris entre 0 et 180^o, il vient $0.57 \times p_\pi^* < p_\mu^* < p_\pi^*$.
Ce faisant, le boost de Lorentz change la polarisation longitudinale des muons qui dépend alors

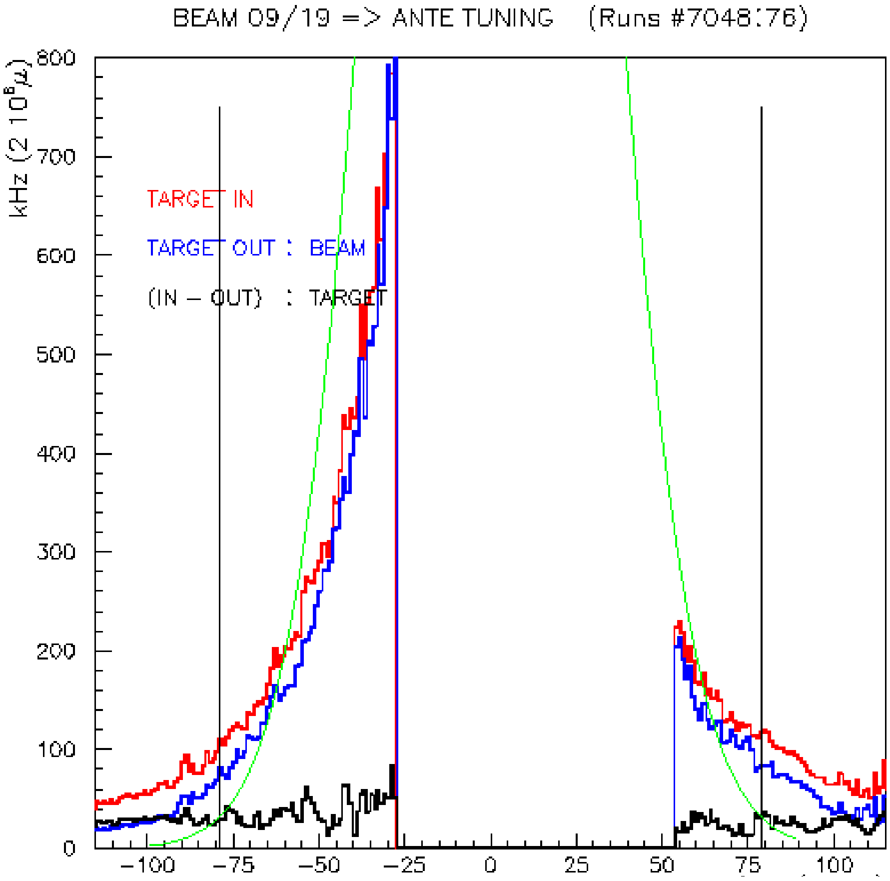

Fig. 1.7 – *Taux de particules par piste mesuré dans Micromégas sur la ligne de faisceau M2. Les distances sont exprimées en nombre de pistes (pas des piste=317,5 μm). Les deux traits verticaux situés à $\pm$ 78 pistes (2.5 cm) représentent l'emplacement de la zone inactive des détecteurs Micromégas (ϕ=5 cm). L'ajustement gris clair représente les taux attendus pour une distribution gaussienne avec σ= 8 mm. La courbe supérieure représente les taux mesurés avec la cible, la courbe intermédiaire les taux mesurés sans cible. Le taux de particules produites dans la cible est calculé à partir de la différence des deux mesures précédentes, et correspond à la courbe inférieure : le taux est pratiquement constant quel que soit la piste touchée.*

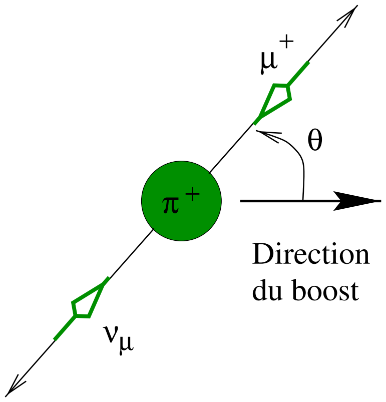

Fig. 1.8 – *Désintégration du pion.*

aussi de θ. L'angle θ est défini en fonction des énergies des particules dans le laboratoire E^*_μ et $E^*_{\pi,K}$ et de leur masse m_μ et $m_{\pi,K}$ par la relation suivante:

$$cos^2\frac{\theta}{2} = \frac{E^*_\mu/E^*_{\pi,K} - (m_\mu/m_{\pi,K})^2}{1-(m_\mu/m^2_{\pi,K})} = u. \tag{1.32}$$

La sélection des impulsions des hadrons parents et des muons fixe donc la polarisation du faisceau [25] :

$$P_\mu = -\frac{u-(m_\mu/m_{\pi,K})^2(1-u)}{u+(m_\mu/m_{\pi,K})^2(1-u)}. \tag{1.33}$$

A partir de l'équation 1.33 et des caractéristiques du faisceau, en particulier de la répartition pions/kaons, on peut calculer par simulation Monte-Carlo la polarisation du faisceau.
Lorsque les muons traversent un champ magnétique, les déviations perpendiculaires à leur direction de propagation induisent une précession relative du spin par rapport à la déviation angulaire de la trajectoire :

$$\phi_p = \phi_m \gamma \frac{g-2}{2} \tag{1.34}$$

où ϕ_m est la déviation angulaire produite par l'aimant, g le facteur gyromagnétique du muon et γ le facteur relativiste. La déviation absolue du spin est $\phi_p + \phi_m$. La précession relative ϕ_p est de 28 mrad pour l'optique de transport du faisceau de muons de COMPASS ; elle ne modifie pratiquement pas la polarisation longitudinale, mais crée une polarisation transverse de 3%.

Pour une sélection des impulsions de 208 GeV/c pour les hadrons parents, et de 190 GeV/c pour les muons de charge positive, le calcul [25] donne une polarisation :

$$P_\mu = -0.785 \pm 0.050 \tag{1.35}$$

Mesure de la polarisation longitudinale.

La collaboration SMC a mesuré la polarisation longitudinale en utilisant deux techniques polarimétriques, l'une basée sur la diffusion élastique des muons sur une cible d'électrons polarisés (polarimétrie "Möller"), l'autre basée sur la décroissance en vol des muons (polarimètre "decay"). La moyenne des deux mesures est :

$$P_\mu = -0.790 \pm 0.040 \tag{1.36}$$

pour des muons de 190 GeV, correspondant à des hadrons de 208 GeV. Cette valeur est compatible avec la valeur calculée (eq.1.35). L'expérience COMPASS ne prévoit donc pas de remesurer la polarisation du faisceau.

Mesure de l'impulsion des muons.

L'impulsion du muon est mesurée par un système d'éléments magnétiques, appelé "Beam Momentum Station"(BMS), qui défléchit le faisceau verticalement juste avant son arrivée dans le hall expérimental. La position des muons est mesurée avant et après la déflection par 4 plans de scintillateurs situés de part et d'autre du système magnétique. La mesure de l'angle de déviation permet de déterminer l'impulsion des muons. Chaque plan d'hodoscopes est constitué de 64 éléments de scintillateurs plastiques couvrant une surface de 10×10 cm^2. Les éléments sont larges de 5 mm, épais de 2 cm et sont lus par des photomultiplicateurs. La précision relative sur la mesure de l'impulsion est en moyenne de 1 %.

1.3.2 Cible de nucléons polarisés.

Description.

La cible est constituée de deux demi-cellules de 60 cm de long polarisées longitudinalement, l'une suivant la direction du faisceau, l'autre dans le sens opposé. La technique employée pour polariser les nucléons est la polarisation dynamique nucléaire (DNP). Cette technique permet d'obtenir des polarisations de protons proches de 100 %. La cible est refroidie par un réfrigérateur à dilution (quelques dixièmes de mK pour "geler" les états de spin des nucléons polarisés) et est maintenue dans le champ d'un solénoïde supra-conducteur (2.5 T).
La cible polarisée est solide afin d'assurer une densité élevée de nucléons avec une bonne homogénéité. Les matériaux choisis sont le ^{6}LiD pour la cible de deutons polarisés et le NH_3 pour celle de protons polarisés. Ces matériaux permettent d'obtenir des valeurs élevées pour la figure de mérite $\mathcal{F}$. $\mathcal{F}$ est inversement proportionnelle au temps de mesure nécessaire à l'obtention d'une erreur statistique donnée, et est définie par :

$$\mathcal{F} = \rho.(P_T f)^2. \tag{1.37}$$

ρ est l'épaisseur de la cible, P_T la polarisation et f le facteur de dilution (tous les nucléons de la cible ne sont pas polarisables, et le facteur de dilution représente la proportion de nucléons polarisés).

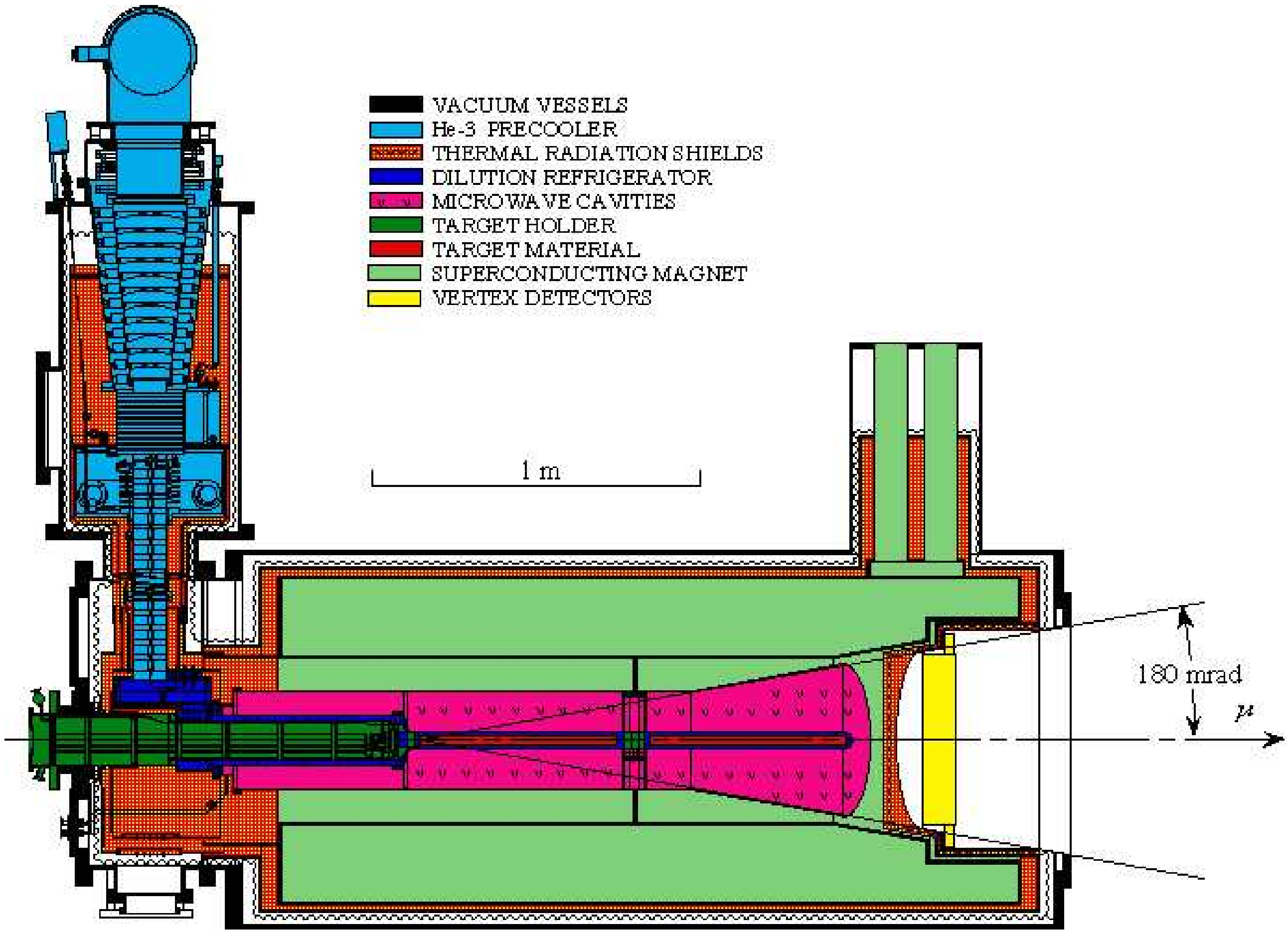

Fig. 1.9 – *Cible polarisée et système cryogénique. Le faisceau traverse la cible de gauche à droite.*

matériau	NH_3	^{6}LiD	
longueur	2×60	2×60	cm
espace inter-cellule	10	10	cm
diamètre des cellules	3	3	cm
épaisseur ρ	61	59	g/cm^2
facteur de dilution f	0.176	0.5	
polarisation P_T	0.85	0.50	
figure de mérite $\mathcal{F}$	1.4	3.6	g/cm^2

Tab. 1.4 – *Propriétés des cellules et des matériaux de la cible [2].*

Les valeurs des figures de mérite sont données dans le tableau 1.4. Grâce aux deux cellules polarisées en sens opposés, les comptages pour chaque orientation de spin sont mesurés simultanément. Les effets systématiques liés aux variations d'intensité du faisceau sont ainsi minimisés dans l'asymétrie des comptages. En outre, les orientations des spins des nucléons présents dans les deux cellules sont régulièrement inversées (toutes les 5 heures) par rotation adiabatique au moyen d'un champ magnétique tournant [8]. Ceci permet de supprimer les effets systématiques liés à la différence d'acceptance entre les deux cellules, et de minimiser les effets des variations temporelles d'efficacité.

Polarisation des nucléons, principe de la DNP.

Les nucléons sont polarisés par la méthode de polarisation dynamique nucléaire (DNP) dont le principe est décrit brièvement ci-dessous.

Le matériau de la cible est un solide diamagnétique contenant des spins nucléaires (venant des protons) et des spins électroniques (venant des électrons célibataires présents dans des impuretés paramagnétiques introduites dans le matériau). Dans un champ magnétique à basse température, où l'effet Zeeman lève la dégénérescence des niveaux d'énergie électroniques, les électrons célibataires sont polarisés à une valeur proche de 100 %, tandis que les protons sont très faiblement polarisés ($\mathcal{P} \approx 0.1\%$). La polarisation dynamique nucléaire consiste à transférer la forte polarisation des électrons aux protons, en profitant du couplage hyperfin électron-proton, l'interaction dipolaire entre spin nucléaire permettant alors de propager la polarisation dans tout le matériau. Pour peupler préférentiellement l'un des deux niveaux d'énergie du proton, on renverse donc simultanément les spins de l'électron et du proton. L'énergie nécessaire à la transition de niveau est apportée par une source extérieure de micro-ondes électromagnétiques. Le temps de dépolarisation est beaucoup plus long pour le proton (plusieurs secondes) que pour l'électron (quelques millisecondes). Le spin du proton reste donc orienté dans le sens choisi, alors que le spin de l'électron revient rapidement à son orientation initiale. Le cycle peut recommencer jusqu'à obtention d'une polarisation suffisante des protons. On réduit alors le flux de micro-ondes et on abaisse la température pour augmenter le temps de relaxation des protons.

Un solénoïde supraconducteur produit un fort champ magnétique de 2.5 T très uniforme ($\frac{\Delta B}{B} < 10^{-4}$) et un réfrigérateur à dilution ^{3}He/^{4}He permet de maintenir la température de la cible à 50 mK en absence de micro-ondes, et à 0.5-1 mK en présence des micro-ondes. La polarisation est mesurée par résonance magnétique nucléaire.

1.3.3 Spectromètre de COMPASS.

Le dispositif expérimental utilisé par COMPASS est représenté sur la Fig.1.10. Il doit permettre de mesurer l'impulsion des particules chargées, d'identifier le muon diffusé et les produits de désintégration du D^0 en séparant en particulier les π des K, et de déclencher l'acquisition sur des événements appropriés.

Il est constitué de deux étages de spectromètre en cascade. Le premier étage couvre le domaine $\Omega < 180$ msrad et 3 GeV/c$< p <$ 65 GeV/c, et le deuxième les faibles angles de diffusion et les grandes impulsions $p >$ 30 GeV/c. La conception des deux étages est similaire et comprend un

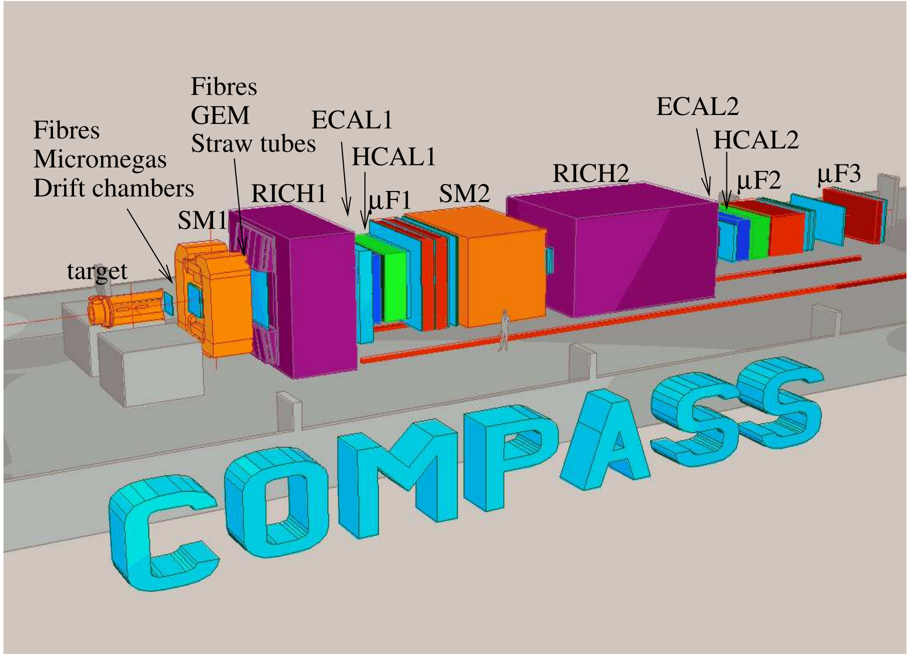

Fig. 1.10 – *Le spectromètre de COMPASS.*

aimant d'analyse SM1/2, un compteur Cerenkov RICH1/2, un calorimètre électromagnétique ECAL1/2, un calorimètre hadronique HCAL1/2 et finalement un filtre à muon μF1/2. Les densités de flux importantes ont conduit à segmenter l'ensemble des détecteurs de position utilisés pour la reconstruction des trajectoires. La région contenant le faisceau de muons (jusqu'à 10^8 particules/s/cm^2) est équipée de fibres scintillantes. La région proche du faisceau, mais l'excluant (jusqu'à 3×10^5 particules/s/cm^2), est équipée de détecteurs gazeux à micropistes (Micromégas et GEM) et la zone périphérique de chambres à dérive et à pailles (straw).

Le spectromètre à grand angle.

Le premier aimant d'analyse (SM1) se situe à 3.64 m du centre de la cible. Il a une ouverture de 2×1.6 m^2 (180 msrad), une profondeur de 1 m et une intégrale de champ de 1 Tm. Le champ est vertical. L'aimant produit un champ de fuite important (jusqu'à 0.3 T à 50 cm).

Entre le solénoïde de la cible polarisée et l'aimant SM1, les détecteurs sont soumis à des flux élevés et sont dans les champs de fuite de SM1 et du solénoïde. La détection des particules chargées est assurée par des fibres scintillantes, des chambres Micromégas et des chambres à dérive (Fig.1.11). Le tableau 1.5 résume la géométrie et les flux auxquels seront soumis ces détecteurs.

- Fibres scintillantes :
La zone couverte par les fibres scintillantes (ϕ=5 cm) contient le faisceau et requiert une mesure du temps de passage des particules avec une résolution de 300 ps. Le spectromètre à grand angle

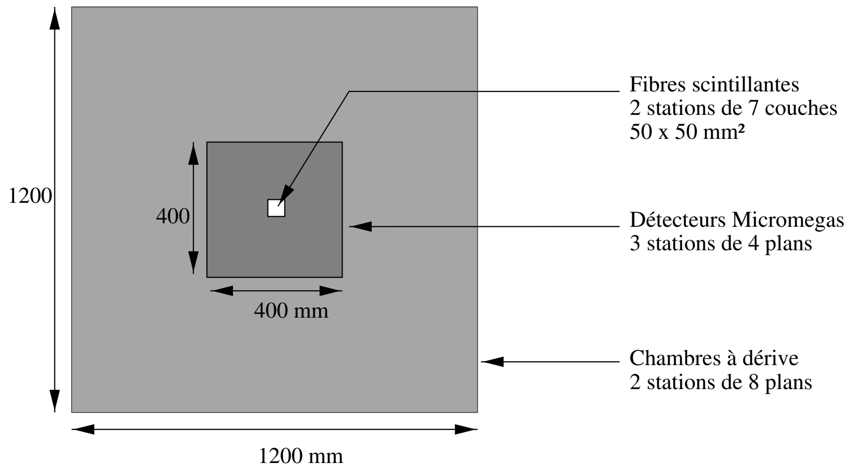

Fig. 1.11 – *Segmentation radiale des détecteurs situés entre la cible et SM1.*

	fibres scintillantes	Micromégas	chambres à dérive
zone active	5×5 cm^2	40×40 cm^2	1.2×1.2 m^2
zone morte		5×5 cm^2	38×38 cm^2
taille cellule	ϕ=700 μm	40 cm $\times$ 400 μm	1.2 m $\times$ 7 mm
flux intégré	100 MHz	20 MHz	20 MHz
flux maximum/cellule	$\approx$ 1 MHz	100 kHz	300 kHz

Tab. 1.5 – *Dimensions et flux dans les détecteurs situés en amont de SM1.*

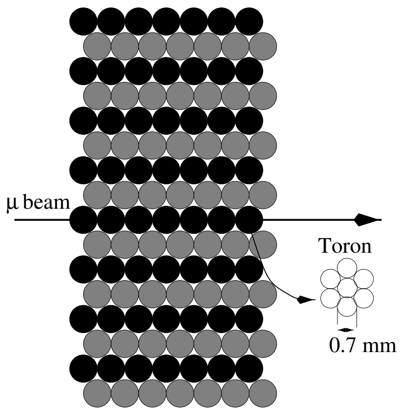

Fig. 1.12 – *Structure des plans de fibres scintillantes.*

contient 6 stations de fibres scintillantes, 2 entre la cible et SM1, 2 entre SM1 et le RICH1 et 2 après le RICH1. Les fibres sont disposées perpendiculairement au faisceau (Fig.1.12) dans les deux coordonnées transverses. Elles ont un diamètre de 700 μm et sont regroupées en torons de 7 fibres. Une couche de 7 torons successifs est nécessaire pour assurer la pleine efficacité. Des guides de lumière transmettent l'information jusqu'aux photomultiplicateurs. Chaque photomultiplicateur amplifie 16 voies de fibres scintillantes (PM multianode).

- Détecteurs Micromégas :
La région intermédiaire exclut le faisceau mais voit un halo important ainsi que les particules produites dans la cible. Dans cette région, la reconstruction des trajectoires est assurée par 3 stations de 4 plans de Micromégas, XYUV, où U et V sont les directions orientées à $\pm$ 15^o de la verticale dans le plan XY.

- Chambres à dérive :
Dans la région périphérique, les chambres à dérive sont disposées en 2 stations de 8 plans XX'YY'UU'VV'. Les plans X'Y'U'V', décalés d'une demi-cellule par rapport à XYUV, permettent de lever l'ambiguïté droite-gauche. Les fils des plans U et V sont inclinés à $\pm$ 20^o. Chaque plan a une résolution spatiale de 150 μm, et une station de 8 plans assure une résolution de 70 μm. La taille réduite des cellules de dérive (distance inter-fil 7 mm), permet de limiter l'occupation par fil à 300 kHz. L'utilisation d'un mélange gazeux rapide (Ar-C_2H_6-CF_4) permet de limiter la perte d'efficacité de détection due à l'encombrement de l'électronique à moins de 2 % par plan.

L'aimant SM1 balaye les particules de basse énergie émises lors de l'interaction du faisceau avec la cible (principalement des électrons). En conséquence, les flux sont moins intenses en aval de SM1.
Entre SM1 et le RICH1, le système de détection est segmenté de manière similaire à celui présent devant l'aimant : fibres scintillantes au centre, détecteurs GEM à micropistes dans la région intermédiaire et chambres à pailles (Straw tube) dans la région périphérique.

- Détecteurs GEM (Gaz Electron Multiplier) :
Ce sont des détecteurs gazeux à plaques parallèles et micropistes comprenant une structure amplificatrice appelée GEM. Le GEM est formé d'un kapton recouvert de cuivre des deux côtés. Cette structure est percée de trous de 70 μm de diamètre espacés de 140 μm. L'épaisseur du kapton est de 50 μm. Une différence de potentiel appliquée de part et d'autre du kapton permet d'amplifier par avalanche les charges pénétrant dans les trous. Chaque chambre comprend deux étages d'amplification GEM distincts pour réduire le taux de décharge et le gain de fonctionnement de chaque GEM. Un détecteur est équipé de pistes horizontales et verticales (XY) au pas de 400 μm (Fig.1.13).
Dans le spectromètre à grand angle, les détecteurs GEM sont disposés en 3 stations de deux plans mesurant 30$\times$30 cm^2, l'un couvrant les directions XY et l'autre UV (à 45^o). 5 autres station de GEM sont prévus dans le second spectromètre. Chaque détecteur assure une résolution spatiale inférieure à 100 μm. Le centre des détecteurs est inactivé sur un diamètre de 5 cm.

- Straw tubes :

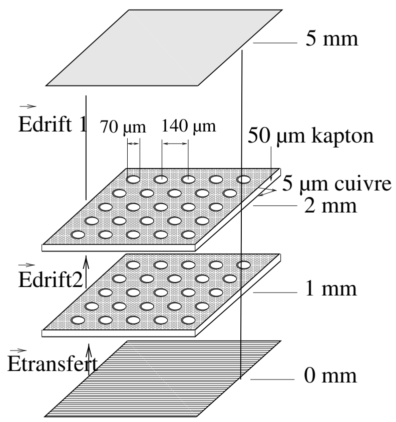

Fig. 1.13 – *Principe d'un détecteur double GEM.*

Les chambres mesurent 3.2×2.4 m^2, et contiennent des pailles de 6 mm de diamètre dans la région centrale et 10 mm dans la région périphérique (Fig.1.14). Les chambres sont disposées en trois stations de 12 plans. Les directions des pailles sont verticales, horizontales et obliques. Chaque direction est doublée pour compenser la perte d'efficacité occasionnée par la géométrie cylindrique des pailles. Chaque station a une résolution spatiale de 100 à 150 μm. Le centre des "straw tubes" est inactivé sur une surface de 30×30 cm^2.

- RICH (Ring-Imaging Cerenkov) :
Le détecteur RICH1 permet d'identifier les hadrons dont l'impulsion est comprise entre 3 et 65 GeV/c. Il est constitué d'un radiateur de C_4F_{10} de 3 mètres de long (Fig.1.15). Ce gaz possède une faible dispersion chromatique et est d'utilisation aisée (conditions normales de température et de pression, non inflammable). Son indice optique est de 1.00153, ce qui correspond à un seuil d'émission de lumière Cerenkov de 2.5 GeV/c pour les pions, de 8.9 GeV/c pour les kaons et de 17.0 GeV/c pour les protons.
Les photons sont focalisés par des miroirs sur des chambres à fils équipées de photocathodes en CsI. La cathode est segmentée en pixels de 8×8 mm^2 et permet une lecture bidimensionnelle de l'information. La lecture des 69000 voies est assurée par une électronique multiplexée (pré-amplificateur GASSIPLEX).

- Calorimètre électromagnétique :
Le calorimètre électromagnétique ECAL1 est formé de modules de verre au plomb provenant du calorimètre GAMS utilisé précédemment dans l'expérience WA102. Il couvre une surface de 4×2.9 m^2 avec un trou central de 0.61×1.07 m^2.

- Calorimètre hadronique :
Le calorimètre hadronique HCAL1 couvre une surface de 3.925×3.170 m^2 avec un trou central de 1.511×0.756 m^2. Il est constitué de 500 cellules mesurant $0.150\times0.150\times1$ m^3. Les cellules contiennent 40 sandwichs fer-scintillateur de 20 et 5 mm d'épaisseur respectivement. Le détec-

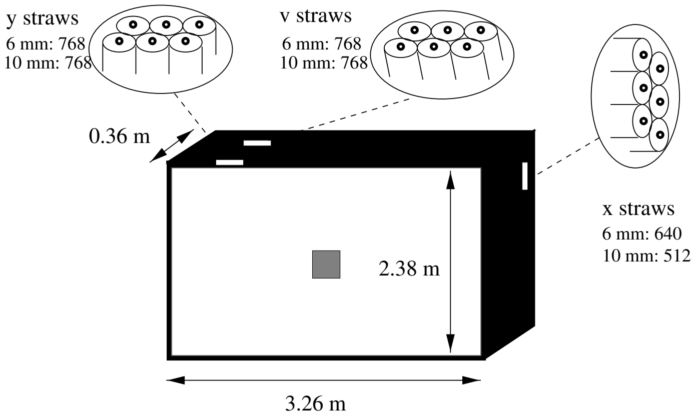

Fig. 1.14 – *Une chambre à pailles de COMPASS.*

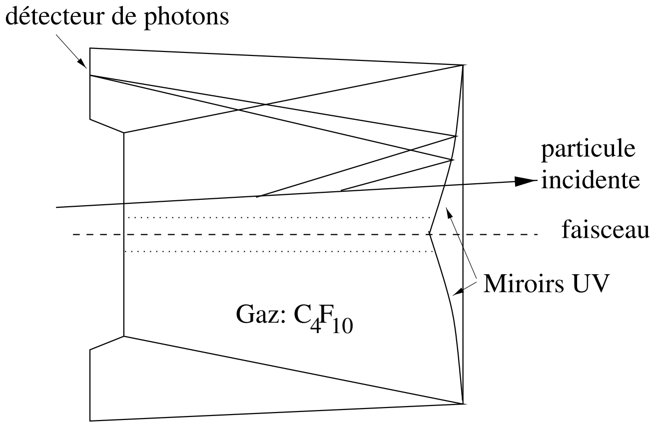

Fig. 1.15 – *Vue schématique du RICH1.*

teur est équipé d'une électronique analogique rapide permettant de déclencher l'acquisition sur des réactions possédant une multiplicité de hadrons importante. Cette information entre dans la logique du trigger.

- Filtre à muon :
Il est constitué d'un mur de fer de 1 m d'épaisseur placé entre une station de chambres proportionnelles et une station de tubes à dérive [2]. Seuls les muons traversent cette quantité de matière (6.5 longueurs d'interaction forte). Le mur de fer couvre une surface de 5×4 m^2 avec un trou au centre de 1.6×0.8 m^2. La résolution spatiale des chambres proportionnelles et des tubes à dérive est de l'ordre du mm, suffisante pour identifier sans ambiguïté la trajectoire incidente des muons.

Spectromètre à petit angle.

Il est situé en aval du spectromètre à grand angle et est conçu de manière similaire. Grâce à l'intégrale de champ importante de l'aimant SM2 et au grand bras de levier apporté par son éloignement, le spectromètre à petit angle permet la détection et l'identification des particules de grande impulsion, en particulier le muon qui a diffusé sur la cible ainsi que les hadrons émis à petit angle avec une impulsion supérieure à 30 GeV/c.
L'aimant SM2 est dipolaire, il mesure 4 mètres de long et a une ouverture de 2×1 m^2. L'intégrale de champ est de 4.4 Tm et la direction du champ est opposée à celle de SM1. 17 mètres séparent l'aimant SM2 de la cible polarisé.
La détection des particules chargées est assurée par des fibres scintillantes (4 stations), des GEM (7 stations) et des chambres à fils (7 stations) [2]. Cette partie de l'appareillage se trouve loin de la cible polarisée, les contraintes de tenue au flux sont donc moins sévères.

Trigger.

Le système de déclenchement de l'acquisition (trigger) de l'expérience COMPASS permettra de sélectionner des événements correspondant à la cinématique de plusieurs canaux [2] : diffusion profondément inélastique inclusive ou semi-inclusive, fusion d'un photon avec un gluon (chapitre 1.2).
Le trigger de diffusion profondément inélastique est semblable à celui utilisé dans l'expérience SMC :

- le spectromètre à grand angle contient deux hodoscopes μHOD1 et μHOD2 situés respectivement à 13 m et à 15 m de la cible en amont et en aval du filtre à muon, pour identifier le passage d'un muon. Ils couvrent une surface de 18 m^2 chacun.

- le spectromètre à petit angle contient trois hodoscopes μHOD3, μHOD4 et μHOD5 pour identifier avec une bonne résolution spatiale les muons après leur déflexion dans le champ de SM2. Les trois hodoscopes sont situés respectivement à 20.5, 40 et 47 m de la cible et couvrent des surfaces de 240×120 cm^2, 400×200 cm^2 et 400×200 cm^2.

Un système basé sur une matrice de coïncidence des signaux des lattes de chacun des hodoscopes permet de sélectionner les événements comportant un muon diffusé. La présence d'un hadron de quelques GeV dans le calorimètre HCAL2 est imposée pour les événements semi-inclusifs.
Pour les triggers ΔG, on signe la production de hadrons par l'information du calorimètre ha-

dronique HCAL1.
Pour le trigger spécifique à l'étude de ΔG dans le canal du D^0, les muons diffusés à très petit angle ($Q^2 \to 0$) sont détectés dans le deuxième spectromètre par deux hodoscopes situés respectivement à 31 m et à 50 m de la cible polarisée et couvrant une surface de quelques dizaines de cm^2 centrée autour du faisceau. Des études sont en cours pour quantifier et optimiser l'efficacité des triggers.
Au total, on estime à 10^4 le taux de triggers par spill.

1.3.4 Electronique de lecture, acquisition des données (DAQ).

L'architecture du système d'acquisition de l'expérience COMPASS collecte, regroupe et stocke les données enregistrées par les détecteurs pour chaque déclenchement de l'acquisition. Le dispositif expérimental de COMPASS comporte des détecteurs de types différents, un grand nombre de voies d'électronique et est conçu pour accepter un taux élevé de triggers. Le système d'acquisition doit donc être modulaire et permettre un traitement rapide des données. Nous décrivons ici le système mis au point pour répondre à ces contraintes.

Electronique frontale.

Le tableau 1.6 présente l'électronique et le nombre de voies utilisées pour chaque type de détecteur [9] et [2]. Les lectures se font en parallèle et en "temps réel". Les données enregis-

Détecteurs	Electronique frontale	Nombre de voies
Chambre à dérive	ASD8+TDC F1	3000
Chambres à fils	MAD4+TDC F1	3000
Fibres scintillantes	Discri+TDC F1	5000
Micromegas	SFE16+TDC F1	12000
Straw tubes	ASD8+TDC F1	45000
GEM	APV6+ADC	27000
Calorimètres	QVC+ADC	10000
RICH	GASSIPLEX+ADC	83000

Tab. 1.6 – *Electronique et nombre de voies pour chaque type de détecteurs.*

trées sont transportées de l'électronique frontale aux modules VME dénommés CATCH [9] via des liaisons "HOTLINK" (40 Mo/s). Ces modules de 1024 voies chacun, ont été spécialement développés pour les besoins de l'expérience COMPASS. On s'attend à enregistrer un volume de données moyen de 35 ko par trigger, chaque mot représentant 4 octets (32 bits). Le système est conçu pour pouvoir traiter 250000 voies.

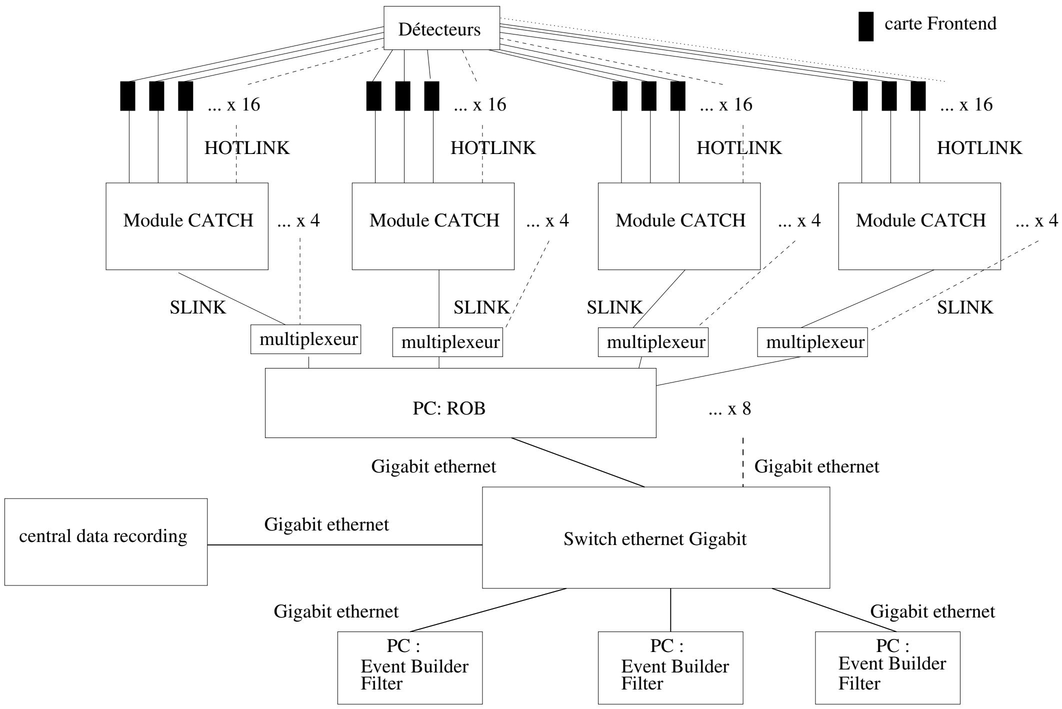

Fig. 1.16 – *Le Super Proton Synchrotron du CERN.*

Acquisition des données.

La chaîne d'acquisition des données est représentée sur la Fig.1.16. Elle comprend 96 modules CATCH fonctionnant en "temps réel". Depuis les CATCH, les données sont transportées jusqu'à des PC appelés "Read-out-buffer" (ROB) par l'intermédiaire de fibres optiques "SLINK" (100 Mo/s). Chaque ROB peut être connecté à 16 CATCH. Au total 8 PC ROB sont nécessaires. Ces PC fonctionnent sous LINUX. Ils compressent les données, les assemblent et les stockent de manière à ce qu'elles puissent être traitées par la suite "en ligne" pour profiter de la totalité du cycle du SPS (11.5 s sur 14 s sans faisceau).
Les ROB sont connectés à un "SWITCH ethernet Gigabit" (100 Mo/s par port) par l'intermédiaire d'une liaison ethernet. Le SWITCH ethernet permet d'orienter le flux de données vers 3 PC "Event Builder" qui filtrent et formattent les données, puis vers le centre de stockage du CERN.
L'ensemble du système d'acquisition est géré par les PC "Event Builder" à l'aide du programme d'acquisition "DATE" [10] développé en C^{++} pour les besoins de la collaboration ALICE.
Avec 10^4 triggers par déversements du SPS, le système d'acquisition traitera jusqu'à 25 Mo/s. On estime à 2 To/jour le volume de données sur bande à analyser.

Puissance de calcul pour l'analyse des données.

Avec un flux de données si important, il devient primordial de réduire le temps de calcul par événement.

Il est prévu d'utiliser une ferme composée de 100 PC LINUX equipés de bi-processeur PENTIUM III cadencés à 700 MHz. Cette ferme doit permettre une analyse en ligne des événements enregistrés. Le programme utilisé à cet effet est écrit en C^{++}. Il traite un événement en 300 ms, ce qui permet d'analyser en ligne pratiquement tous les événements.

Chapitre 2

Choix du détecteur Micromégas : impact sur la résolution du spectromètre

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, on rappelle les motivations qui ont conduit au choix du détecteur Micromégas puis on étudie l'impact de la quantité de matière et de la résolution spatiale des détecteurs Micromégas sur la précision de mesure de ΔG dans un canal particulier. Il s'agit du processus de fusion photon gluon ($\gamma g \to c\bar{c}$), où un quark charmé c ou $\bar{c}$ s'hadronise en un méson D^0 ou $\bar{D}^0$. La précision statistique sur la mesure de ΔG dépend alors de la précision sur la masse invariante du D^0, $\sigma_{M_{D^0}}$. La masse invariante M_{D^0} est calculée à partir des impulsions des produits de décroissance du D^0 (K et π).

2.2 Choix du détecteur Micromégas pour effectuer le tracking entre la cible et le premier aimant d'analyse.

Le spectromètre de COMPASS est décrit dans le chapitre précédent (chapitre 1.3.3). Chaque étage comprend des détecteurs de particules chargées situés de part et d'autre d'un aimant d'analyse. Le premier étage permet de détecter les particules émises à grand angle, et le second les particules émises à petit angle. Pour tenir compte des contraintes de flux et de résolution, on a prévu une segmentation des détecteurs dans la direction radiale par rapport à l'axe du faisceau. Entre la cible et l'aimant SM1, il y aura donc trois types de détecteurs: des fibres scintillantes couvrant une surface de 5×5 cm^2, des détecteurs Micromégas de 40×40 cm ^{2} comportant une zone morte centrale de 5 cm de diamètre, et des chambres à dérive couvrant la zone périphérique soit 1.2×1.2 m^2 avec une zone morte centrale de 40 cm de diamètre. Nous rappelons ici les raisons qui nous ont conduits à choisir le détecteur Micromégas pour couvrir la zone intermédiaire.

Les détecteurs utilisés pour effectuer le tracking à petit angle entre la cible et le premier aimant d'analyse doivent :

- couvrir une surface de 40×40 cm^2 centrée sur le faisceau mais l'excluant.
- fonctionner dans un flux de particules élevé. Le flux intégré sur la surface de la chambre est voisin de 20 MHz (ceci correspond à un flux maximum par piste de 100 kHz si on suppose des pistes au pas de 350 μm).
- avoir une résolution spatiale meilleure que 100 μm.
- avoir une bonne résolution temporelle (de l'ordre de 10 ns) pour faciliter le rejet des événements fortuits, et en conséquence pour améliorer l'efficacité de reconstruction des trajectoires et diminuer le temps de calcul.
- fonctionner en présence de champs magnétiques (champs de fuite du solénoïde de la cible, et du dipôle SM1) allant jusqu'à 0.2 T.
- introduire un minimum de matière dans l'acceptance du spectromètre ; ceci concerne autant la zone active du détecteur, que son infrastructure (cadre, support, électronique frontale, câbles et blindage).

Les contraintes de surface couverte et de quantité de matière nous ont conduits à nous orienter vers le choix de détecteur gazeux.
Les flux attendus ne permettent pas d'utiliser des chambres à dérive : pour des fils au pas de 7 mm, on aurait des taux de $\approx$1.8 MHz/fil. L'utilisation de chambres à fils (MWPC) aurait pu être envisagée. Dans la proposition d'expérience COMPASS [2], il était proposé de réaliser le tracking entre la cible et le premier aimant d'analyse grâce à des chambres à fils d'interfil 2 mm couvrant toute l'acceptance, hormis la région du faisceau. L'utilisation de plusieurs plans de fils et d'un décalage approprié des fils devait procurer un "pitch" effectif de 0.33 mm soit une résolution de $330 \times \frac{1}{\sqrt{12}} \approx 100\mu m$. Il a été montré que ce pitch effectif ne pouvait pas être atteint en présence d'un gap de détection fini (quelques mm) et que la résolution ultime d'un tel système ne pouvait en aucun cas être meilleure que 250 μm [27]. Au vu de la surface à couvrir, il n'était pas envisageable de réduire la valeur de l'interfil. Une surface réduite aurait pu être couverte avec des MWPC de 1 mm d'interfil. Cependant, la construction de chambres à fils de 40×40 cm^2 avec des fils au pas de 1 mm et leur utilisation au flux de COMPASS (jusqu'à 3×10^5 part/cm^2/s) seraient assez délicates. De plus, la présence de cadres de maintien massifs dans l'acceptance du spectromètre aurait posée de très sérieux problèmes et la résolution ultime aurait été d'au mieux $\approx 150\mu$m.

Pour répondre aux contraintes de flux et de résolution spatiale avec un détecteur gazeux, il est nécessaire d'utiliser un détecteur avec une géométrie permettant de compenser les limitations de résolution et de tenue au flux des chambres à fils. Les détecteurs à plaques parallèles et micropistes (MSGC, GEM, Microcat/Well, Micromégas, etc ...) développés ces dernières années semblent être de bons candidats. En effet, la configuration du champ électrique et la segmentation importante de l'anode permet à ces détecteurs de supporter des flux incidents élevés et de fournir d'excellentes résolutions spatiales. La surface importante de la zone à couvrir pour le tracking à petit angle représente cependant une difficulté pour ce type de détecteur, développé jusqu'alors seulement sur des surfaces ne dépassant pas quelques dizaines de cm^2.

Nous avons choisi en 1997 d'utiliser le détecteur Micromégas développé à Saclay au CEA/DAPNIA, pour ses performances prometteuses. En effet, des tests sur des prototypes de petite taille montraient qu'il n'y avait pas de chute de gain en présence d'un haut flux de photons, et que les résolutions spatiales mesurées sur des prototypes possédant des pistes au pas de 317 μm étaient meilleures que 100 μm [26]. Restait encore à démontrer la faisabilité de détecteurs de plus grande taille, la tenue au flux de particules chargées dans les conditions de COMPASS et à confirmer les performances d'efficacité et de résolution spatiale obtenues sur des petits prototypes.

Pour le tracking en aval du premier aimant d'analyse, une segmentation similaire des détecteurs dans la direction radiale par rapport à l'axe du faisceau a été adoptée (chapitre 1.3.3). Les détecteurs couvrant la région intermédiaire ($2.5<r<15$ cm) doivent répondre à des contraintes similaires quoique moins sévères en terme de flux et de dimensions. En effet, les détecteurs sont situés derrière le premier aimant d'analyse qui balaye une grande partie des particules de basse énergie produites dans la cible, et ils ne doivent couvrir que 30×30 cm^2. La collaboration COMPASS a choisi de développer pour cette application un autre détecteur à plaques parallèles et micropistes, le détecteur GEM dont le principe de fonctionnement est décrit dans le chapitre 1.3.3.

Dans la suite de ce chapitre, nous étudions l'impact de la quantité de matière et de la résolution spatiale des détecteurs Micromégas sur la précision de mesure du spectromètre.

2.3 Simulation analytique de la résolution sur la mesure du D^0

Cette étude a été réalisée à partir d'un programme développé par J.M Le Goff [28], permettant de simuler des événements $D^0 \rightarrow K\pi$ dans le spectromètre COMPASS puis de calculer analytiquement, événement par événement, la résolution sur la mesure de la masse reconstruite du D^0.

Les différentes étapes de la génération des coups dans les détecteurs sont les suivantes :

- la position du vertex dans la cible est déterminée aléatoirement.

- le générateur AROMA [30] est utilisé pour obtenir la direction et l'impulsion des produits de désintégration du D^0 au vertex.

- les trajectoires du π et du K dans l'ensemble du spectromètre sont calculées à partir de la carte de champ magnétique et d'une méthode numérique (Runge-Kutta) mise au point par N. Marchal [31].

- les intersections des trajectoires avec chaque plan de détection définissent alors les coordonnées des particules incidentes.

Les etapes suivies pour le calcul de l'erreur sur la masse reconstruite du D^0 pour chaque événement sont alors les suivantes:

- pour chacune des 2 traces (π et K) de l'événement, on détermine la matrice de covariance S des coordonnées dans les n plans. La résolution spatiale des détecteurs apparaît dans les éléments diagonaux ; la diffusion multiple dans la matière et dans l'air introduit une corrélation entre les incertitudes dans les différents plans et fait donc apparaître des éléments non-diagonaux. Cette matrice dépend des zones actives et de la matière traversée par la trace considérée.

- la méthode des moindres carrés donne l'expression [48] de la matrice de covariance V sur les paramètres de la trace ($1/p$, pente et position) $V_{mn}^{-1} = \sum_{jk} f_n(x_j) f_m(x_k) S_{jk}^{-1}$ où les fonctions f, une par paramètre de la trace (m ou n), dépendent de la position (x_j ou x_k) du plan et de l'intégrale de champ.

-à partir de l'expression de la masse reconstruite du D^0 :

$$M_{D^0}^2 = (K + \pi)^2 = M_K^2 + M_\pi^2 + 2E_K E_\pi - 2p_K p_\pi cos(\theta_{K\pi}) \tag{2.1}$$

on calcule pour cet événement l'incertitude $\sigma_{M_{D^0}}$ déterminée analytiquement en fonction des erreurs sur les paramètres des traces :

$$\sigma_{M_{D^0}}^2 = \sum_{i=K,\pi} (\frac{\partial M}{\partial p_i} \delta p_i)^2 + (\frac{\partial M}{\partial cos\theta_{K\pi}} \delta cos\theta_{K\pi})^2 + \sum_{i=K,\pi} \frac{\partial M}{\partial p_i} \frac{\partial M}{\partial cos\theta_{K\pi}} var(p_i, cos\theta_{K\pi}). \tag{2.2}$$

Cette incertitude est ensuite moyennée sur un grand nombre d'événements pour prendre en compte toutes les cinématiques. Dans ce calcul, on a négligé les erreurs sur la mesure de la carte du champ magnétique, la précision sur l'alignement des détecteurs et les erreurs d'associations des coups dans l'algorithme de reconstruction. L'intérêt principal de ce calcul analytique réside dans la rapidité d'exécution des calculs. On a ainsi pu effectuer un grand nombre de simulations dans des conditions différentes.

Paramètres caractérisant les détecteurs dans la simulation.

Dans la simulation, les détecteurs du premier spectromètre sont caractérisés par les paramètres donnés dans le tableau 2.1. z est la position longitudinale du détecteur, θ est l'angle d'inclinaison des fibres, des pistes ou des fils suivant le détecteur concerné, X/X_0 (en %) représente la quantité de matière par plan de détection, et σ la résolution par plan.

Il est important de noter que les résolutions mentionnées dans le tableau et donc utilisées initialement pour les simulations correspondent à des estimations d'origines différentes, certaines étant peu précises.

La résolution proposée pour Micromégas s'avère pessimiste. Des mesures sur un prototype Micromégas de 26×36 cm^2 équipé de l'électronique finale sont décrites dans cette thèse. Elles

Détecteurs	Nbre de plans	Position (z en m)	θ	X/X_0 (en %/plan)	σ (en μm/plan)
FiSci	2×2	1.3 et 2.4	45^o	2	200
Micromégas	3×4	1.5, 1.8 et 2.3	15^o	0.22	70*
Chambres à dérive	2×8	2.0 et 2.5	20^o	0.02	150
FiSci	1×2	5.4	45^o	5	200
GEM	3×4	4.2, 4.7 et 5.4	45^o	0.313	60**
Straw tubes	3×12	4.5, 4.9 et 5.3	10^o	0.082	150**

Tab. 2.1 – *Valeurs utilisées dans la simulation pour les détecteurs du premier spectromètre de COMPASS. Le dipôle SM1 est situé à z=3.64 m. (*) La résolution mentionnée pour Micromégas s'avère a posteriori pessimiste : les mesures actuelles donnent 50 μm. (**) Au contraire, les résolutions indiquées pour les GEM et les Staw tubes correspondent à des objectifs non encore atteints à ce jour.*

montrent qu'on peut atteindre des résolutions de l'ordre de 50 μm. La valeur de 70 μm avait été estimée pour un détecteur ayant des pistes avec un pas plus large (400 au lieu de 317.5 μm). Pour les chambres à dérive, des mesures ont été effectuées dans le faisceau de COMPASS sur des prototypes fabriqués à Saclay. Avec ces prototypes, identiques aux chambres définitives (sauf par leur taille), la résolution est de 150 μm [29].
Par contre, en ce qui concerne les détecteurs GEM et les Straw tubes, les valeurs de résolution données dans le tableau correspondent aux objectifs initiaux. A ce jour, il n'existe aucune mesure, les détecteurs n'ayant pas encore été équipés de leur électronique finale, ni placés dans un dispositif de test permettant de mesurer leur résolution. Dans l'étude qui suit, on étudiera aussi le cas de résolutions de 100 μm pour les GEM et de 300 μm pour les Straw tubes.

Perte d'énergie dans la matière.

Les particules perdent de l'énergie en traversant la matière. Lors de l'analyse des données, la perte d'énergie sera corrigée en moyenne. Il restera cependant une erreur due aux fluctuations de perte d'énergie. Cette erreur n'est pas prise en compte dans le calcul précédent. On peut justifier ce choix par les estimations qui suivent.

La perte d'énergie dans la matière du détecteur est faible (quelques dizaines de keV) par rapport à la résolution du spectromètre (quelques centaines de MeV). Seule la perte d'énergie dans la cible (quelques dizaines de MeV) pourrait éventuellement avoir une importance.
On a déterminé un majorant de cet effet en ajoutant dans le calcul une contribution égale à la perte d'énergie. On a donc calculé l'erreur que l'on ferait en négligeant de corriger la perte

d'énergie. Cette erreur (100 keV/c^2) est négligeable devant l'erreur globale sur la masse du D^0 ($\approx$ 18 MeV/c^2 à 190 GeV).

2.4 Incertitude sur la masse du D^0.

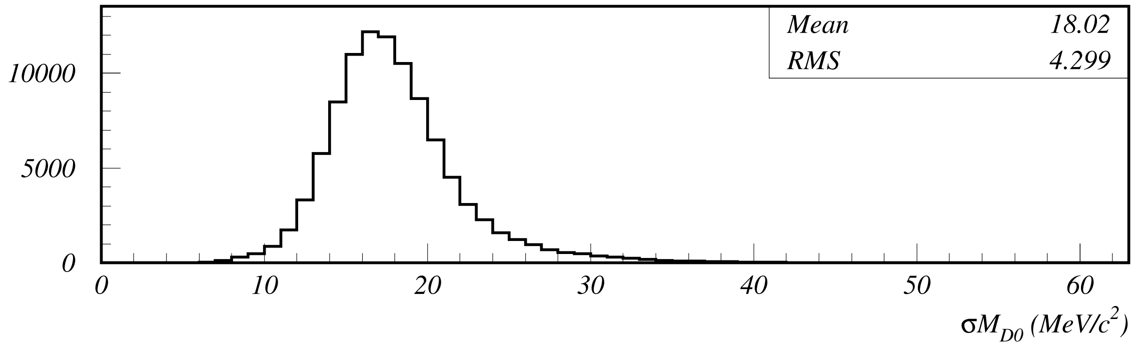

Fig. 2.1 – *Distribution des valeurs d'incertitude sur la masse reconstruite du D^0.*

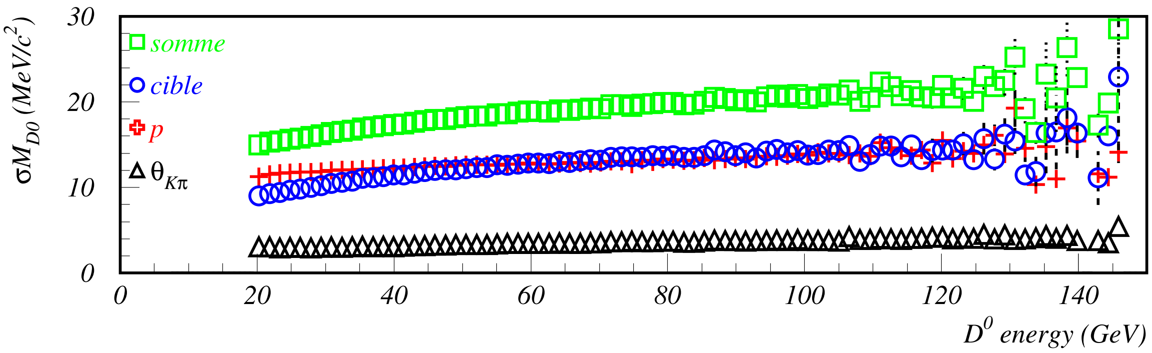

Fig. 2.2 – *Variation de l'incertitude sur la masse reconstruite du D^0, $\sigma_{M_{D^0}}$, en fonction de l'énergie du D^0. On présente la contribution due à la DCM dans la cible, la contribution due à l'incertitude sur la mesure de l'impulsion, l'incertitude sur la mesure de $\theta_{K\pi}$, et le total des trois contributions.*

La simulation est effectuée à partir de 10^5 événements $D^0 \to K\pi$ générés par AROMA pour des muons de 190 GeV. La Fig.2.1 représente la distribution des incertitudes $\sigma_{M_{D^0}}$ pour l'ensemble des événements. En moyenne, $\sigma_{M_{D^0}}$ vaut 18.02 MeV/c^2.
La Fig.2.2 représente la variation de $\sigma_{M_{D^0}}$ avec l'énergie du D^0. On a représenté la contribution

due à la DCM dans la cible, celle due à l'incertitude sur la mesure des impulsions, celle due à l'incertitude sur la mesure de $\theta_{K\pi}$, et la somme des 3 trois contributions. Les deux premières contributions sont du même ordre de grandeur ($\approx$ 12 MeV/c^2) et celle due à l'incertitude sur l'angle $\theta_{K\pi}$ est plus petite ($\approx$ 4 MeV/c^2). Il est important de noter que même avec un spectromètre parfait la limite inférieure de 12 MeV/c^2 donnée par la DCM dans la cible est infranchissable.

On rappelle que la mise en oeuvre de cette méthode numérique nouvelle a permis de montrer que l'erreur de 10 MeV/c^2 sur la masse du D^0, citée dans la proposition était inexacte [2]. La prise en compte correcte des résolutions ainsi que de la quantité de matière introduite par les détecteurs dans l'acceptance a conduit en effet à 18 MeV/c^2.
Nous allons maintenant nous attacher plus particulièrement à l'étude de la contribution des détecteurs Micromégas.

2.5 Répartition des événements $D^0 \rightarrow K\pi$ dans les détecteurs.

Le dispositif expérimental de COMPASS comporte 12 plans Micromégas possédant une zone active de 40×40 cm^2 et une zone morte centrale de 5 cm de diamètre. Les détecteurs sont disposés en 3 stations de 4 plans XYUV, où U et V représentent les directions inclinées de $\pm$ 15^o par rapport à la direction verticale. Les coordonnées des stations dans la direction du faisceau sont z= 1.45, 1.83 et 2.34 m.

La Fig.2.3 montre la distribution radiale des π et des K dans la troisième station de détecteurs Micromégas située à 2.3 m de la cible polarisée juste devant l'aimant SM1. Le tableau 2.2 donne la répartition des particules (K ou π) dans les différents types de détecteurs : fibres scintillantes, Micromégas et chambres à dérive. On remarque l'importance de la couverture des Micromégas pour ce canal de physique : 69% et 91% des produits de désintégration des D^0 à 100 et 190 GeV respectivement, sont détectés par Micromégas.
Le programme de COMPASS comprend l'étude d'autres canaux de physique. En particulier, la mesure de ΔG dans le canal des hadrons à grande impulsion transverse conduit à une répartition différente des événements.

énergie des μ	FiSci	Micromégas	Chambres à dérive
100 GeV	0%	69%	31%
190 GeV	1%	91%	8%

Tab. 2.2 – *Répartition des particules (K ou π dans les différents détecteurs en amont de SM1 pour des muons de 100 GeV et 190 GeV.*

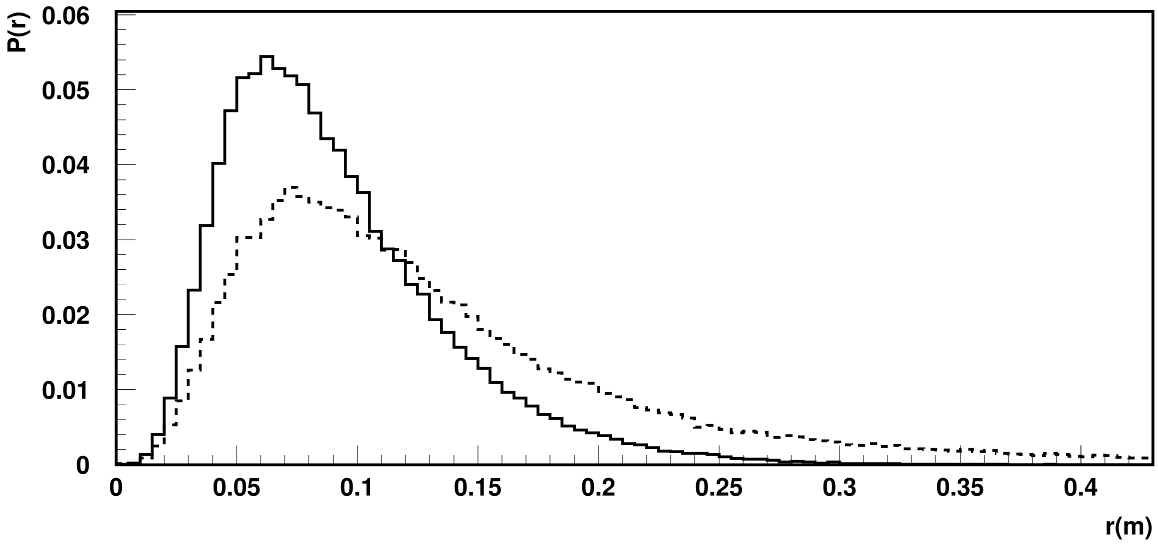

Fig. 2.3 – *Distribution radiale des K (en trait plein) et des π (pointillé) dans la troisième station de détecteurs Micromégas; muons de 190 GeV.*

2.6 Influence de la quantité de matière représentée par Micromégas

L'étude qui suit chiffre la perte de résolution provenant de la quantité de matière introduite dans l'acceptance par les détecteurs Micromégas.

La matière introduite par chaque détecteur Micromégas se répartit entre [32]:
- la partie active de 40×40 cm^2, soit 0.002 X_0.
- l'électronique frontale supposée implantée dans les 5 cm bordant la zone active, soit 0.05 X_0.
- les cables transportant les signaux de l'électronique frontale, soit 0.01 X_0.
Pour chacune de ces parties, on suppose que la matière est uniformément répartie.

L'incertitude $\sigma_{M_{D^0}}$ a été évaluée pour différentes épaisseurs de la partie active de Micromégas en supposant une résolution de 70 μm par plan.
La Fig.2.4 montre la variation de $\sigma_{M_{D^0}}$ en fonction de la quantité de matière introduite par les détecteurs Micromégas.

La quantité de matière apportée par la partie active d'une chambre Micromégas provient principalement de l'épaisseur du substrat en époxy utilisé pour réaliser le plan de pistes [32]. Le tableau 2.3 donne la valeur de X/X_0 pour trois épaisseurs de circuit imprimé (100, 400 et 800 μm), et l'incertitude $\sigma_{M_{D^0}}$ correspondante.
Pour des épaisseurs de circuit inférieures à 100 μm, d'autres éléments (cadres, cuivre des pistes, fibre de carbone) peuvent contribuer de façon substantielle [32].

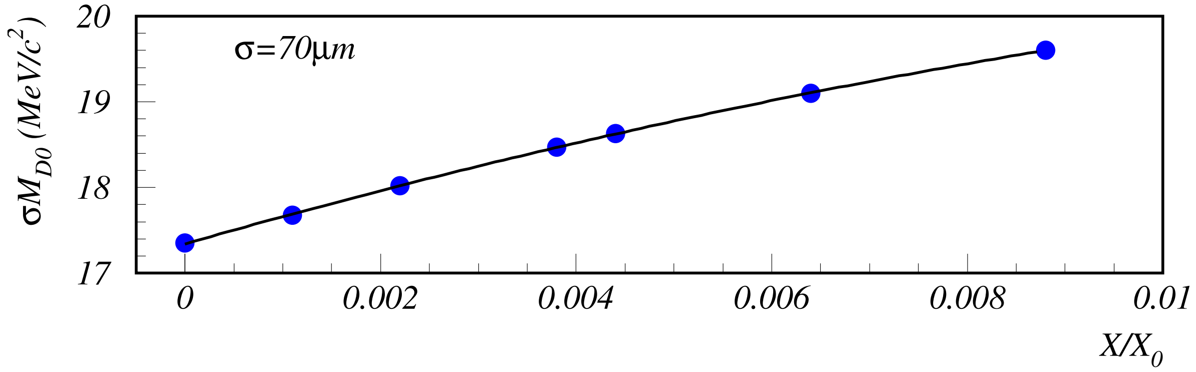

Fig. 2.4 – *Incertitude sur la masse reconstruite du D^0 en fonction de l'épaisseur (exprimée en fraction de longueur de radiation) de la zone active de Micromégas en supposant une résolution spatiale σ=70 μm pour chaque plan (E_μ=190 GeV).*

Épaisseur circuit imprimé (μm)	X/X_0	$\sigma_{M_{D^0}}$ (MeV/c^2)
800	0.0064	19.1
400	0.0038	18.5
100	0.0022	18.0

Tab. 2.3 – *Incertitudes sur la masse du D^0 pour différentes épaisseurs du circuit imprimé.*

Par ailleurs, il est important de réduire la quantité de matière introduite par les détecteurs dans le spectromètre afin de limiter l'apparition de phénomènes parasites (production de δ-rays par exemple) compliquant la reconstruction.

Nous avons donc décidé de réaliser des détecteurs possédant un plancher en matériau composite de faible épaisseur (100 μm d'époxy et 100 μm de fibre de carbone séparés par une structure en nid d'abeille assurant la rigidité et la planéité).

2.7 Influence de la résolution spatiale de Micromégas.

La Fig.2.5 représente la variation de $\sigma_{M_{D^0}}$ en fonction de la résolution spatiale de chaque détecteur Micromégas, celle-ci étant comprise entre 0 et 600 μm. Les résultats sont présentés pour deux séries de valeur relatives aux résolutions spatiales des détecteurs situés en aval de SM1 :

- 60 μm pour les GEM et 150 μm pour les "straw tubes". Ces valeurs sont celles du cahier

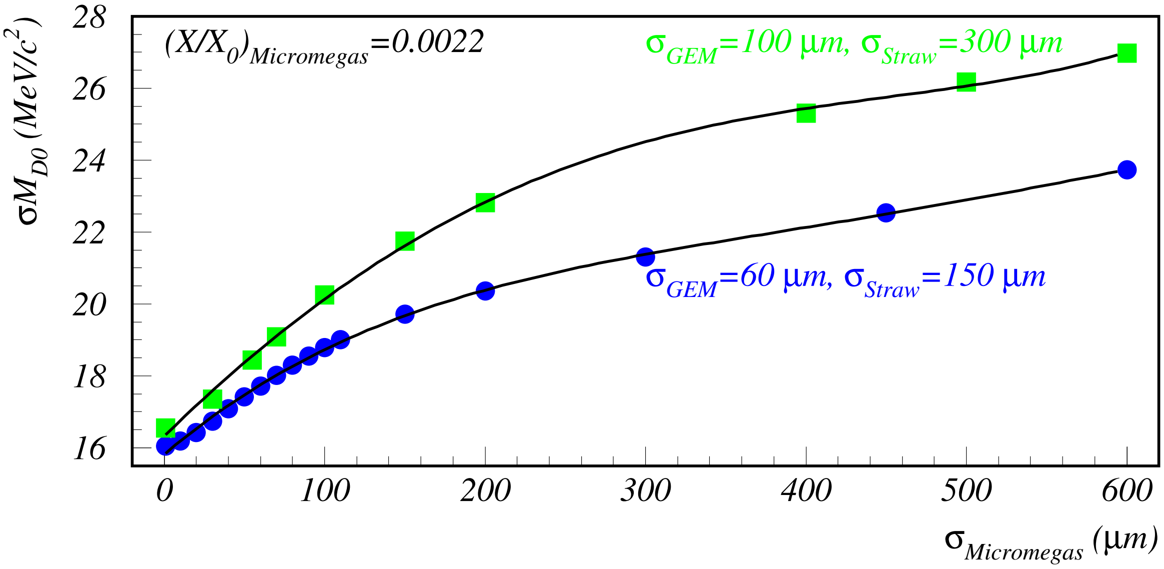

Fig. 2.5 – *Incertitude sur la masse reconstruite du D^0 en fonction de la résolution spatiale de chaque détecteur Micromégas (E_μ=190 GeV). Deux configurations relatives à la résolution spatiale des détecteurs situés en aval de SM1 sont étudiées : 1/ $\sigma_{GEM} = 60\mu m$ et $\sigma_{Straw} = 150\mu m$; 2/ $\sigma_{GEM} = 100\mu m$ et $\sigma_{straw} = 300\mu m$.*

des charges.

- 100 μm pour les GEM et 300 μm pour les “straw tubes”. En absence de mesures, il est intéressant d'utiliser ces valeurs plus pessimistes pour examiner l'impact de la résolution des chambres Micromégas.

Pour une résolution spatiale de Micromégas meilleure que 100 μm, on constate dans les deux cas une forte dépendance de l'incertitude $\sigma_{M_{D^0}}$ avec la résolution spatiale de Micromégas (plus de 1.5 MeV/c^2 par 50 μm). Ainsi pour 0, 50 et 100 μm de résolution, on obtient $\sigma_{M_{D^0}}$=16.1, 17.4 et 18.8 MeV/c^2. L'effet est plus marqué dans le cas du scénario le plus pessimiste.
Pour une résolution spatiale de Micromégas supérieure à 100 μm, $\sigma_{M_{D^0}}$ est supérieur à 19 MeV/c^2 et dépend peu de la résolution des Micromégas. C'est alors la résolution des détecteurs situés en aval de SM1 (GEM+straw tubes) qui est déterminante.

Cette étude montre l'importance de la résolution spatiale de Micromégas sur la résolution finale du spectromètre. Une grande partie de cet effet s'explique par l'importance de la couverture angulaire des Micromégas.

2.8 Conclusion

Afin d'aider au choix de certains paramètres de construction des détecteurs Micromégas, nous avons effectué une simulation du dispositif expérimental de COMPASS. Un calcul analytique de l'erreur statistique sur les observables reconstruites a permis d'étudier l'impact de certaines caractéristiques de Micromégas sur la résolution du spectromètre pour le canal de physique principal qui fait appel au processus de fusion photon gluon ($\gamma g \rightarrow c\bar{c}$), où l'un des quarks charmés c ou $\bar{c}$ s'hadronise en un méson D^0 ou $\bar{D}^0$. La précision statistique sur la mesure de $\frac{\Delta G}{G}$ dépend alors de l'incertitude $\sigma_{M_{D^0}}$ sur la masse reconstruite du D^0 , M_{D^0} étant calculée à partir des impulsions des produits de désintégration du D^0, un K et un π.

L'étude a porté sur deux points : l'influence de la quantité de matière introduite par le détecteur Micromégas dans l'acceptance du spectromètre COMPASS sur la valeur de $\sigma_{M_{D^0}}$, et l'influence de la résolution spatiale du détecteur sur la même quantité.

Les résultats montrent l'importance de réduire la quantité de matière, en particulier l'épaisseur du circuit imprimé où sont gravées les pistes. Pour une résolution spatiale donnée (choisie égale à 70 μm par plan), $\sigma_{M_{D^0}}$ diminue de 0.5 MeV (3 %) si l'épaisseur du circuit est de 100 μm au lieu de 400 μm. Par ailleurs, en réduisant la quantité de matière, on limite le nombre de réinteractions des particules pouvant créer des phénomènes parasites (tels que les δrays) et compliquer l'analyse des événements.

Les résultats des calculs montrent que la résolution sur la masse du D^0 varie rapidement avec la résolution spatiale de Micromégas. Ainsi $\sigma_{M_{D^0}}$ décroît de 1.4 MeV (8%) lorsque la résolution passe de 100 à 50 μm. Il est donc important d'obtenir la meilleure résolution spatiale.

Cette étude a permis d'orienter certains choix techniques dans la construction des détecteurs Micromégas.

Chapitre 3

Le détecteur Micromégas.

3.1 Principe et description du détecteur Micromégas.

3.1.1 Principe de fonctionnement.

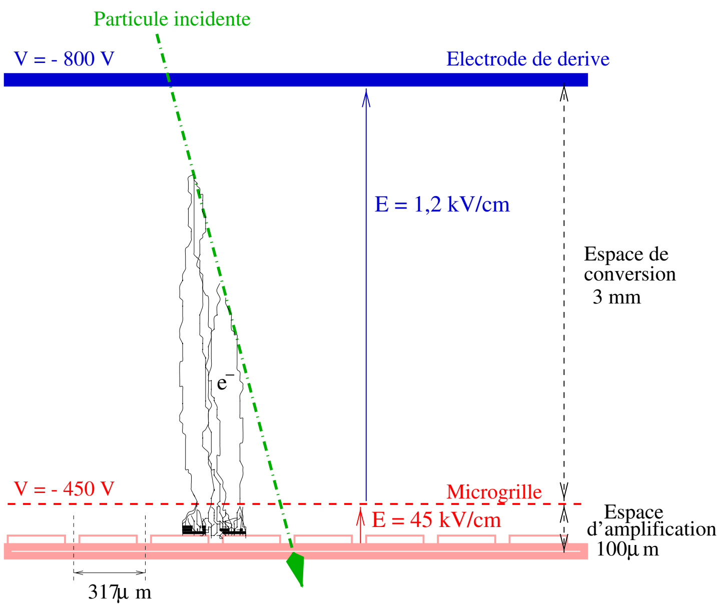

Fig. 3.1 – *Principe de fonctionnement de Micromégas.*

Micromégas (MICRO MEsh GAseous Structure) est un détecteur gazeux à micropistes [26]. Il comprend 3 plans d'électrodes parallèles dont une micro-grille possédant un pas très fin qui sépare le détecteur en deux régions, un espace de conversion de 3 mm d'épaisseur et un espace d'amplification de 100 μm (Fig.3.1). Les charges générées par des particules ionisantes sont collectées dans l'espace de conversion et dérivent sous l'action d'un champ électrique modéré (≈ 1

kV/cm). Les électrons traversent ensuite la micro-grille et pénètrent dans l'espace d'amplication où un champ électrique intense (≈ 40 kV/cm) produit une avalanche et donc un nombre important de paires électron/ion. La configuration du champ électrique interdit aux ions ainsi créés de remonter dans l'espace de conversion, ceux-ci étant collectés par la micro-grille (Fig.3.2). En conséquence, les ions se déplacent sur une distance maximum de 100 μm et la largeur du signal induit sur les pistes ne peut pas excéder le temps de dérive des ions sur ce parcours, soit ≈ 100 ns.
La faible diffusion transverse des électrons (quelques centaines de μm) dans l'espace de conversion limite l'extension des charges dans les deux directions orthogonales au champ électrique. Ainsi dans l'espace d'amplification, l'extension de l'avalanche correspond à un nombre limité de mailles de la grille (une dizaine).
Grâce à l'évacuation rapide des ions positifs, à la diffusion transverse réduite des électrons et à la haute granularité du détecteur, celui-ci peut opérer dans un haut flux de particules.

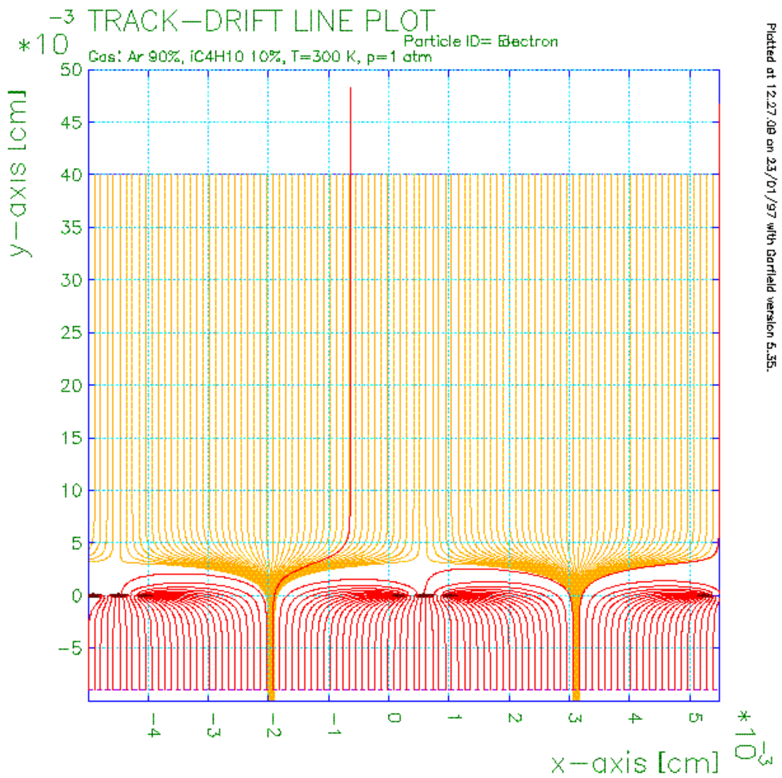

Fig. 3.2 – *Simulation des lignes du champ électrique dans l'espace d'amplification et dans l'espace de conversion [33].*

3.1.2 Description des prototypes.

Nous décrivons ici le prototype LC3. Il s'agit d'un détecteur possédant une surface active de 26×36 cm^2. Ses caractéristiques principales ainsi que celles de deux autres prototypes de plus petite taille C2 et C5 sont résumées dans le tableau 3.1. Les grilles constituant l'électrode de

nom du prototype	C2	C5	LC3
zone active	14×14 cm^2	14×14 cm^2	26×36 cm^2
espace de dérive	e = 2.9 mm	e = 2.9 mm	e = 2.45 mm
espace d'amplification	e=0.1 mm	e=0.1 mm	e=0.1 mm
$R_{polarisation}$	10 MΩ	10 MΩ	10 MΩ
$C_{liaison}$			100 pF
espaceurs, hauteur	0.1 mm	0.1 mm	0.1 mm
espaceurs, ellipse	0.10×0.2 mm^2	0.10×0.2 mm^2	0.10×0.2 mm^2
espaceurs, pas	1.905 mm	1.905 mm	1.905 mm
plancher, verre époxy	e=1.6 mm	e=$2\times$ 0.4 mm	e=0.4 mm
plancher, nid d'abeille	néant	e=5 mm	e=5 mm
plancher, carbone			e=0.25 mm
pistes, pas	0.3175 mm	0.3175 mm	0.3175 mm
pistes, cuivre, e=7 μm	15 cm$\times$0.167 mm	15 cm$\times$0.212 mm	26 cm$\times$0.212 mm
grille, nickel, e=4 μm	500 LPI	500 LPI	500 LPI
dérive, kapton cuivré	e=60 (18) μm	e=60 (18) μm	
dérive, grille, e=4 μm			Ni, 250 LPI

Tab. 3.1 – *Caractéristiques des prototypes C2, C5 et LC3.*

dérive et la micro-grille sont tendues et collées de part et d'autre d'un cadre en fibre de verre (de section 7×2.45 mm^2) définissant l'épaisseur de l'espace de conversion (2.45 mm). La micro-grille est une grille électroformée en nickel de 4 μm d'épaisseur, possédant des trous de 37 μm de côté au pas de 50 μm (500 LPI, Line Per Inch). L'électrode de dérive est similaire mais possède des trous au pas de 100 μm (250 LPI). L'utilisation d'une grille pour l'électrode de dérive permet d'améliorer la circulation du mélange gazeux.

Les anodes du détecteur sont des micropistes en cuivre, de 7 μm d'épaisseur et de 250 μm de large, au pas de 317.5 μm. Elles sont imprimées sur un substrat en verre époxy (plancher) de 400 μm d'épaisseur. Pour améliorer la rigidité et la planéité du plancher, un nid d'abeille de 5 mm d'épaisseur est intercalé et collé entre une feuille de fibre de carbone de 250 μm d'épaisseur et le verre époxy. Des espaceurs définissent avec précision la taille de l'espace d'amplification (100 μm) sur toute la zone active du détecteur. Ils sont déposés par un procédé de photo-lithographie toutes les trois pistes suivant un motif en quinconce. Leur section est elliptique (axes 100 μm et 200 μm).

Une fine feuille de kapton (5×5 cm^2) a été introduite dans l'espace d'amplification pour neutraliser l'amplification au centre du détecteur et éviter une occupation trop importante des pistes par le faisceau de muons de haute intensité.

Le gaz circule à travers la chambre dans un volume (1.2 litres) défini par le plancher et une fenêtre en mylar. Un débit de 2.5 l/h assure le renouvellement du gaz 2 fois par heure.

Pour polariser le détecteur, des hautes tensions (800 et 400-500 V respectivement) sont appliquées sur l'électrode de dérive et sur l'électrode de la micro-grille à travers des filtres R-C-R. Nous avons utilisé un filtre 500 kΩ-10 nF-500 kΩ pour l'électrode de dérive et un filtre 500 kΩ-10 nF-100 Ω pour la microgrille. Les pistes sont reliées à la masse par une résistance de 10 MΩ et couplées au préamplificateur par l'intermédiaire d'une capacité de 100 pF.

Le détecteur LC3 possède un plancher constitué de 400 μm de verre epoxy et de 250 μm de fibre de carbone. Sa surface active représente $\approx$ 0.45% X_0 (longueur de radiation). Cette épaisseur vaut 0.63% et 0.9% X_0 pour les détecteurs C5 et C2 respectivement. L'objectif est de construire des planchers ne contenant que 100 μm d'époxy et 100 μm de carbone correspondant à une épaisseur de $\approx$ 0.2% X_0.

3.2 Ionisation, dérive des électrons et amplification dans Micromegas.

3.2.1 Ionisation.

Une particule chargée traversant l'espace de conversion interagit avec les molécules du gaz et crée des paires électron-ion lors de chaque interaction. Le nombre moyen d'interactions est donné par $n_{int} = \frac{e}{\lambda}$ où e est l'épaisseur de gaz et λ le libre parcours moyen de la particule dans le gaz. La distribution de n_{int} est donnée par la loi de Poisson.

Les électrons éjectés de l'atome possèdent une énergie variable et peuvent ioniser le gaz à leur tour engendrant localement d'autres paires électron-ion. Les interactions secondaires étant très proches les unes des autres, on assimile l'ensemble des électrons secondaires créés à un "cluster" de multiplicité m. Le nombre total moyen d'électrons créés (nombre d'électrons primaires n_e) s'obtient à partir de la convolution des distributions du nombre d'interactions n_{int} et du nombre d'électrons secondaires m_i créés lors d'une interaction i :

$$n_e = \sum_{i=1}^{n_{int}} m_i \tag{3.1}$$

On trouve dans la littérature des estimations des valeurs des nombres moyens d'interactions primaires n_{int} et des nombres moyens d'électrons primaires n_e pour différents mélanges gazeux. En particulier, W.Blum et al.[34] citent différentes valeurs utiles pour notre étude :

gaz	n_{int} (cm^{-1})	n_e (cm^{-1})	W (eV)	I (eV)	$\frac{dE}{dx}$ (keV/cm)
He	4.2	8	41	24.5	0.32
Ne	12	43	36.3	21.56	1.56
Ar	23	94	26	15.7	2.44
CF_4	51	100	54	15.9	7
C_2H_6	41	111	27	11.7	1.15
iC_4H_{10}	84	195	23	10.6	5.93

Tab. 3.2 – *Extrait des mesures de Sharma et al. [35]: nombre moyen d'interactions primaires n_{int}, nombre total moyen d'électrons primaires n_e, énergie moyenne W dépensée pour la création d'une paire électron-ion par ionisation, potentiel d'ionisation I de chaque atome ou molécule, et perte d'énergie moyenne (particule au minimum d'ionisation dans 1 cm de gaz).*

- Les valeurs de libre parcours moyen de particules relativistes dans des gaz purs.

- Les valeurs du nombre total moyen d'électrons primaires n_e, de la perte d'énergie dE/dx de particules α et β provenant de sources radioactives dans différents gaz purs, et les valeurs des énergies moyennes d'ionisation $W = < dE/dx > /n_e$.

- La distribution des tailles de clusters pour plusieurs gaz, dont l'argon mais pas le néon.

Une compilation de plusieurs séries de mesures a été réalisée par Sharma et al. [35]. On y trouve les valeurs moyennes de W, I (potentiel d'ionisation), dE/dx, n_{int} et n_e pour différents gaz (Tab.3.2). Les valeurs de n_{int} et de W sont en bon accord avec celles citées dans Blum[34]. Les valeurs de W seront utilisées plus loin pour déterminer l'ionisation créée par une source de ^{55}Fe lors des mesures de gain du détecteur.

A partir de ces données, on montre qu'une particule au minimum d'ionisation traversant 3 mm d'argon interagit en moyenne 7 fois. Pour 3 mm de néon, ce nombre est égal à 3.6. La distribution de n_{int} étant donnée par une loi de Poisson, les fluctuations sont importantes lorsque n_{int} est petit. Ainsi, pour les mélanges à base d'argon une épaisseur de 3 mm de gaz est suffisante pour que l'efficacité soit voisine de 100% lorsque le gain est élevé. En revanche, pour des applications où l'on veut utiliser des mélanges à base de néon, il convient d'utiliser une concentration suffisante d'un constituant plus lourd (CF_4, C_2H_6, iC_4H_{10} ...) pour augmenter le nombre d'interactions.

3.2.2 Dérive des électrons dans l'espace de conversion.

Vitesse de dérive :

La vitesse de dérive des électrons dans l'espace de conversion (champ $\approx$ 1kV/cm) est déterminée par l'équation de Maxwell-Boltzmann. Des calculs Monte-Carlo [36] ainsi que des mesures [37] fournissent les vitesses de dérive des électrons pour plusieurs mélanges gazeux. Elles varient entre 10 et 100 ns/mm (cas de l'helium pur). La présence d'une proportion même faible de certains gaz (le CF_4 par exemple) peut augmenter fortement la vitesse de dérive des électrons.

Diffusion transverse :

Au cours de leur déplacement les électrons effectuent des diffusions élastiques ou inélastiques sur les atomes et les molécules du mélange gazeux. Les diffusions entraînent un étalement dans la direction transverse. Des mesures de la diffusion transverse ont été réalisées pour plusieurs mélanges gazeux [37]. Elles mettent en évidence l'intérêt d'utiliser des mélanges contenant des gaz pour lesquels la section efficace de diffusion élastique est importante (CO_2, NH_3 ou iC_4H_{10} par exemple). On atteint alors la limite thermique pour laquelle la diffusion transverse est minimale :

$$\sigma_T = \sqrt{\frac{2kTL}{e\epsilon}} \approx 100\mu m/\sqrt{cm} \tag{3.2}$$

Avec d'autres gaz, on mesure des diffusions transverses de l'ordre de plusieurs centaines de $\mu m/\sqrt{cm}$.

Absorption des électrons :

Dans le mélange gazeux, on doit limiter la quantité d'impuretés possédant une grande affinité électronique comme l'eau (H_2O) ou le dioxygène (O_2) capables de capturer les électrons.

Traversée de la microgrille

Lorsque les électrons parviennent à proximité de la microgrille, le champ électrique augmente de 1 à 40 kV/cm. La forte variation du champ dans cette région force les électrons à passer par les trous de la grille. On mesure une transparence électronique proche de 100 % [26].

3.2.3 Amplification

Dans l'espace d'amplification, les électrons acquièrent une énergie cinétique suffisante (> 10 eV) pour ioniser de nouveau les atomes et molécules du mélange. Le processus en chaîne qui en résulte donne lieu à la formation d'une avalanche. Le gain G du détecteur représente le nombre total moyen d'électrons créés par électron incident au cours du processus d'amplification. La théorie de l'amplification par avalanche a été développée par Townsend. Si un électron incident crée α_T nouveaux électrons le long d'une trajectoire de longueur x dans la direction du champ électrique (constant), le nombre dG d'électrons créés sur une distance dx est :

$$dG = \alpha_T G dx. \tag{3.3}$$

Il vient $G=e^{\alpha_T x}$, où α_T est le premier coefficient de Townsend. Les mesures montrent que pour un mélange gazeux donné, α_T ne dépend que du champ électrique et de la pression du gaz.

Plusieurs expressions ont été proposées pour décrire α_T. La formule suivante[38] en donne une approximation simple :

$$\frac{\alpha_T}{p} = Ae^{-Bp/\epsilon} \tag{3.4}$$

A et B sont des constantes propres à chaque mélange gazeux, p est la pression et ϵ le champ électrique. Le nombre d'électrons créés au cours de l'amplification (donc le gain) suit une distribution statistique qui varie suivant le détecteur et le mélange gazeux. La distribution suit une loi de Furry lorsque le gain est faible, et une loi de Polya [39] lorsque le gain est plus important.

Il peut arriver que le processus d'avalanche diverge et conduise à la création d'un arc électrique. Ce phénomène se produit lorsque la limite dite de Raether [40] est atteinte : dans ce cas, $\alpha_T \times$ d $\approx$ 20, et G$\approx 10^8$.

Rôle du mélange gaz noble-quencher dans l'amplification :

Dans les gaz purs inertes et dans un champ électrique élevé, la photo-ionisation est principalement responsable du développement de l'avalanche. En effet les photons interagissent avec les surfaces métalliques (cathodes, anodes) et créent un grand nombre d'électrons. On atteint alors rapidement la limite de Raether.
Afin de limiter le développement divergent des avalanches, on ajoute au gaz noble un gaz "quencher". Il s'agit de gaz ou de vapeurs organiques contenant des molécules plus complexes, comme le méthane, l'éthane, le propane, l'isobutane ou le dioxyde de carbone. L'absorption des photons (ainsi que les collisions d'électrons) par ces molécules provoquent des excitations des états rotationnels et vibrationnels de ces molécules, suivies d'une relaxation (mouvement thermique) en plusieurs étapes où l'énergie est répartie entre un grand nombre de molécules, limitant ainsi le développement de l'avalanche.
Un autre effet bénéfique est la dissociation de ces molécules complexes par photoabsorption et par ionisation [36].
Les processus de photo-ionisation prennent une part importante dans l'amplification : la désexcitation des états métastables des atomes de gaz noble (qui ont le plus grand potentiel d'ionisation) peut ioniser les molécules de quencher (qui ont un potentiel d'ionisation plus faible) par effet photoélectrique (Effet Penning [36]). Les sections efficaces de photo-ionisation sont environ 10 fois plus grandes que les sections efficaces d'ionisation par collision directe avec un électron.
Dans un gaz pur, seule l'ionisation directe d'un atome par le mécanisme de collision avec un électron participe à l'amplification. Dans un mélange gaz noble-quencher on atteint des gains moyens plus élevés, typiquement 10^5 avec des mélanges à base d'argon, quelques 10^5 avec des mélanges à base de néon et 10^6 avec des mélanges à base d'helium. Le tableau 3.2 donne les valeurs du potentiel d'ionisation I pour quelques gaz.
En général on obtient un gain d'amplification moyen important lorsque la différence entre les potentiels d'ionisation du gaz noble et du quencher est importante. Pour des applications nécessitant des gains maximums élevés, on choisira des mélanges helium-isobutane ou néon-isobutane. Dans l'expérience COMPASS, on souhaite utiliser Micromegas à des gains modérés (quelques 10^3) et les mélanges tels que argon-isobutane ou néon-éthane sont de bons candidats.

Transport des ions.

Les ions créés dans l'espace d'amplification dérivent jusqu'à la microgrille où ils sont majoritairement capturés. La vitesse des ions est approximativement proportionnelle au champ [41]. Lors de la dérive des ions, il se produit fréquemment des transferts de charge électrique entre les ions du gaz noble et les molécules neutres du quencher sans perte significative d'énergie. Le processus est irréversible et après un temps relativement court, il reste dans l'espace d'amplification principalement les ions des molécules dont le potentiel d'ionisation est le plus faible, c'est à dire les ions du "quencher".

3.2.4 Formation du signal sur les pistes.

L'impulsion recueillie sur une piste résulte du courant induit par le mouvement des électrons vers la piste et par le mouvement des ions vers la microgrille [42]. La multiplication par avalanche se fait majoritairement très près de la piste et le signal induit sur les pistes de Micromegas par une avalanche comporte deux contributions distinctes :
- une impulsion intense et brève caractérisant le déplacement des électrons au voisinage des pistes.
- une impulsion plus lente caractérisant le déplacement des ions depuis les pistes jusqu'à la microgrille.

Le courant électronique se développe en moins de 1 ns alors que le signal ionique peut durer jusqu'à 100 ns. Le rapport des amplitudes de ces deux courants varie au premier ordre comme le rapport de la mobilité des électrons et des ions (≈ 100).

On peut calculer l'intégrale des courants électronique et ionique [42] pour obtenir la charge Q vue par les pistes. Le rapport des charges résultant du déplacement des électrons et des ions est égal à $1/\alpha_T$d soit 1/ln G. Pour un gain G=3000, 87.5 % de la charge lue sur une piste provient du déplacement des ions. Ce dernier point est particulièrement important. Les détecteurs Micromegas peuvent détecter des particules au minimum d'ionisation à des gains modérés (quelques milliers). De plus, la rapidité avec laquelle les ions sont neutralisés permet d'effectuer l'intégration avec des préamplificateurs suffisamment rapides tout en intégrant la totalité du signal délivré par le détecteur.

3.3 Gain d'amplification.

3.3.1 Principe de la mesure.

Les mesures de gain sont effectuées à l'aide d'une source de ^{55}Fe qui émet des photons X de 5.9 keV. Les photons sont convertis par effet photoélectrique dans l'espace de conversion. Les électrons créés sont alors collectés jusqu'à l'espace d'amplification où ils sont multipliés par avalanche. La mesure du nombre total de charges après préamplifaction permet de déterminer le gain d'amplification à partir du nombre d'électrons primaires créés. Avec une source de ^{55}Fe, le nombre d'électrons primaires créés par effet photoélectrique est proche de celui mis en jeu dans la détection de particules au minimum d'ionisation.

Conversion d'un photon X par effet photoélectrique.

L'effet photoélectrique est un processus qui met en jeu un photon et un atome. Le photon incident est absorbé et transfère son énergie à un électron de l'atome. Lorsque l'énergie absorbée est supérieure à l'énergie nécessaire pour arracher un électron de l'atome, celui-ci est éjecté avec une énergie cinétique égale au surplus d'énergie. Lorsque que l'électron éjecté appartient à une couche profonde de l'atome, ce processus s'accompagne d'une réorganisation du cortège électronique de l'atome. Deux mécanismes de réorganisation peuvent alors se produire :
- Soit un électron d'une couche i transite vers une couche j moins profonde. La transition est alors radiative (fluorescence) et s'accompagne de l'émission d'un photon d'énergie ϵ=ϵ_j-ϵ_i.
- Soit le réarrangement implique plusieurs électrons, et un nouvel électron est émis. Cet électron est appelé électron Auger [43].

Dans le domaine d'énergie de quelques keV et pour des mélanges comportant de l'argon ou du néon, ce sont principalement les électrons des couches K qui sont émis suite à l'effet photoélectrique.

Les mélanges gazeux que nous avons testés contiennent du néon ou de l'argon :
- dans le cas du néon, la totalité de l'énergie du photon X est convertie en paires électron-ion.
- dans le cas de l'argon, l'effet photoélectrique est suivi par l'émission d'un photoélectron d'énergie 2.7 keV (couche K de l'argon, $\epsilon_{liaison}$=3.2 keV) [39]. Dans 85% des cas, la réorganistion du cortège électronique se traduit par l'émission d'un électron Auger, et la totalité de l'énergie du photon X est convertie en paire électron-ion. Dans 15% des cas, la réorganisation est radiative (transition K-L, couche L, $\epsilon_{liaison}$=0.3 keV) et un photon de 2.9 keV est émis. Cette énergie est trop faible pour que le photon interagisse par effet photoélectrique avec les électrons de la couche K de l'argon. Cette énergie est perdue et seuls 3 keV sont convertis en paires électron-ion. Par conséquent, le spectre en énergie obtenu avec un mélange à base d'argon est caractérisé par deux pics : un pic à 5.9 keV correspondant au cas où la réorganisation n'est pas radiative (85%) et un pic à 3 keV lorsque la réorganisation est radiative (15%).

Effet photoélectrique et nombre d'électrons primaires créés :

Les mélanges gazeux sont constitués d'un gaz noble et d'un quencher. L'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion par ionisation par les électrons de conversion du photon X dépend de la concentration de chaque espèce gazeuse dans le mélange. Nous supposerons dans ce qui suit, que l'énergie moyenne nécessaire à la création d'une paire électron-ion suit les proportions stoechiométriques (concentrations volumiques) :

$$< W_{\text{mélange}} >= \sum_{i=1}^{n} [i] W_i \tag{3.5}$$

où i représente chaque espèce gazeuse du mélange. Cette hypothèse conduit à une sous-estimation du nombre d'électrons primaires d'au plus 15% lorsque le mélange contient peu de quencher

mélange gazeux	$<W_{\text{mélange}}>$ (eV)	n_p
$Ar+11\%iC_4H_{10}$	25.9	227
$Ar+20\%C_2H_6$	25.9	228
$Ne+11\%C_2H_6$	35.0	168
$Ne+11\%C_2H_6+10\%CF_4$	36.8	160

Tab. 3.3 – *Evaluation du nombre de paires électrons-ions créées lors de la conversion d'un photon de 5.9 keV pour différents mélanges gazeux en supposant que toute l'énergie du photon est convertie en ionisation.*

[34].

Le tableau 3.3 donne le nombre de paires électron-ion n_p, créées dans l'espace de conversion de Micromegas avec une source de ^{55}Fe pour quelques mélanges gazeux testés. Ce nombre est calculé à partir du tableau 3.2 et de l'équation 3.5.

3.3.2 Dispositif expérimental pour la mesure du gain.

Les mesures de gain sont réalisées à l'aide d'un préamplificateur-intégrateur Ortec 142B. Ce préamplificateur possède une grande constante d'intégration ($T_p \approx 500$ ns), et est adapté au traitement de signaux sur des capacités de plusieurs centaines de pF. Connecté à la micro-grille ou à un groupe de 16 pistes adjacentes, il permet d'intégrer l'ensemble des charges créées lors de la conversion d'un photon de 5.9 keV (émis par la source de ^{55}Fe). La réponse du préamplificateur Ortec est linéaire : pour une capacité donnée, l'amplitude du signal en sortie de pré-amplification est proportionnelle à la charge fournie par le détecteur.

Calibration du gain du préamplificateur Ortec :

La calibration du gain du préamplificateur ORTEC est effectuée à l'aide du dispositif décrit sur la Fig.3.3. On simule le signal du détecteur en envoyant une impulsion négative sur une

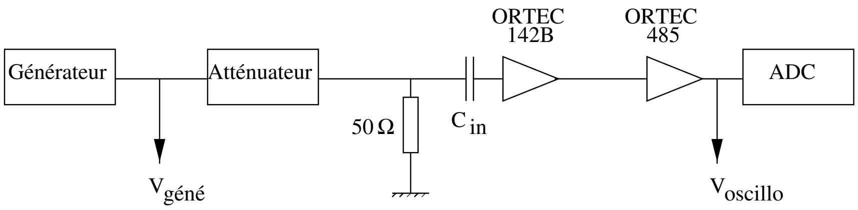

Fig. 3.3 – *Schéma du dispositif de calibration du gain de l'Ortec.*

capacité connue C_{in} représentant la capacité du détecteur. La charge Q_{in} injectée en entrée de chaîne est connue :

$$Q_{in}(pC) = C_{in} \times V_{\text{géné}} \times Att \tag{3.6}$$

où Att est l'atténuation. L'amplitude V du signal mesurée après le préamplificateur sur un oscilloscope ou codée par un ADC (Analog Digital Converter) permet de déduire le gain du préamplificateur :

$$K(V/pC) = \frac{V}{Q_{in}} \tag{3.7}$$

Le gain du préamplificateur est constant quelque soit la charge injectée tant que $Q_{in} < 10$ pC.

Mesure du gain du détecteur :

Soit n_p le nombre de paires électron-ion (Tab.3.3) créées par effet photoélectrique avec la source de ^{55}Fe. L'amplitude du signal V délivré par l'Ortec (connecté à la micro-grille ou un groupe de pistes adjacentes) (Fig.3.4) permet de déduire le gain d'amplification G :

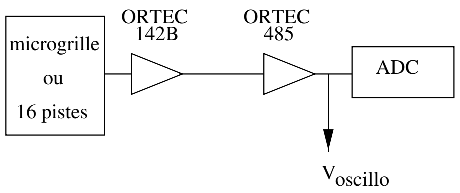

Fig. 3.4 – *Schéma du montage utilisé pour mesurer le gain d'amplification avec le préamplificateur Ortec.*

$$G = \frac{V}{K \times n_p} \tag{3.8}$$

3.4 Résultats des mesures de gain pour différents mélanges gazeux.

Nous présentons dans ce paragraphe une série de mesures de gain effectuées dans le but d'obtenir la relation gain-tension grille pour les différents mélanges gazeux étudiés. On considère que le gain maximum est atteint avec la source de ^{55}Fe lorsque des décharges apparaissent.

3.4.1 Mélanges argon-cyclohexane (Ar-C_6H_{12}) :

Le cyclohexane (C_6H_{12}) est un composant qui n'est pas utilisé habituellement dans les détecteurs gazeux. A température ambiante, le cyclohexane est liquide. On règle sa concentration

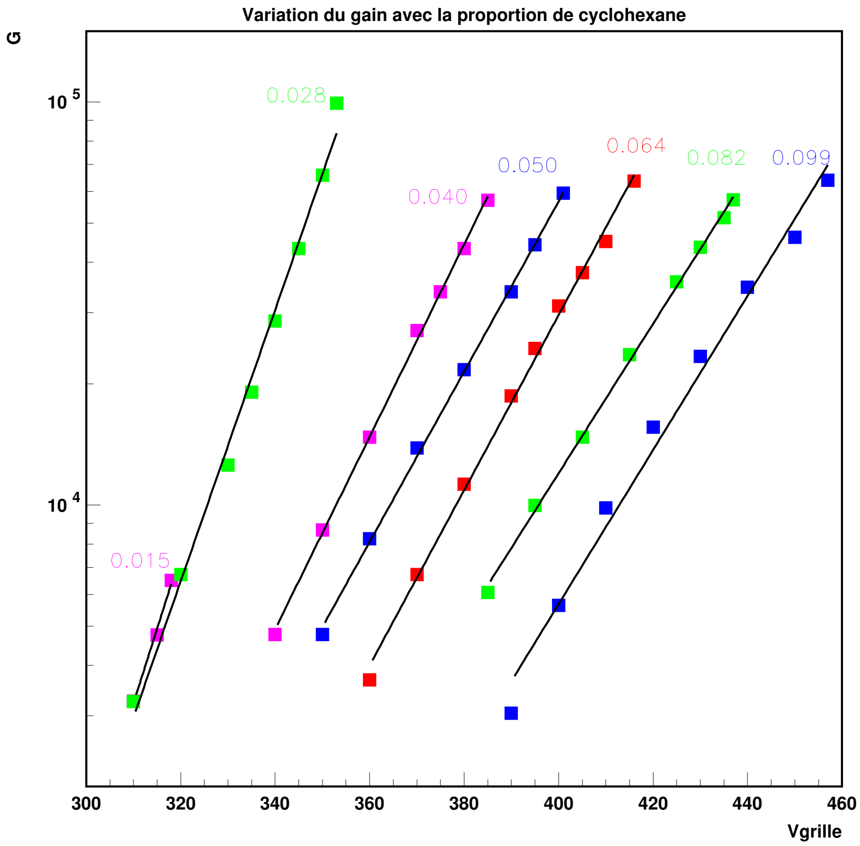

Fig. 3.5 – *Gain (G) de Micromégas en fonction de la tension grille pour différents mélanges Ar-C_6H_{12}. Le chiffre proche de chaque série de points désigne la concentration en C_6H_{12}. Détecteur C2,* $V_{dérive} = 600V$.

en changeant la température du bain de cyclohexane dans lequel circule l'argon [39].
Nous avons mesuré le gain pour différentes tensions grille pour les mélanges à base d'argon contenant 1.5%, 2.8%, 5%, 6.4%, 8.2% et 9.9% de C_6H_{12}. La Fig.3.5 présente les gains mesurés avec le détecteur C2 (Tab.3.1, p. 47) avec une tension de polarisation de l'électrode de dérive égale à 600 V :

- pour chacun des mélanges testés, le gain varie exponentiellement avec la tension grille.
- quand on augmente la proportion de C_6H_{12}, on doit appliquer une tension plus élevée sur la grille pour atteindre le même gain et la variation du gain avec la tension est réduite.

On remarque que :

- le mélange contenant 1.5 % de C_6H_{12} ne permet pas d'atteindre des gains importants. L'explication vraisemblable est qu'un mélange gaz noble-quencher doit contenir une quantité minimale de quencher.
- le mélange contenant 2.8 % de C_6H_{12} permet d'atteindre un gain de 10^5. Pour les autres proportions de C_6H_{12}, le gain maximum est proche de 6×10^4.

3.4.2 Mélanges argon-isobutane (Ar-iC_4H_{10}) :

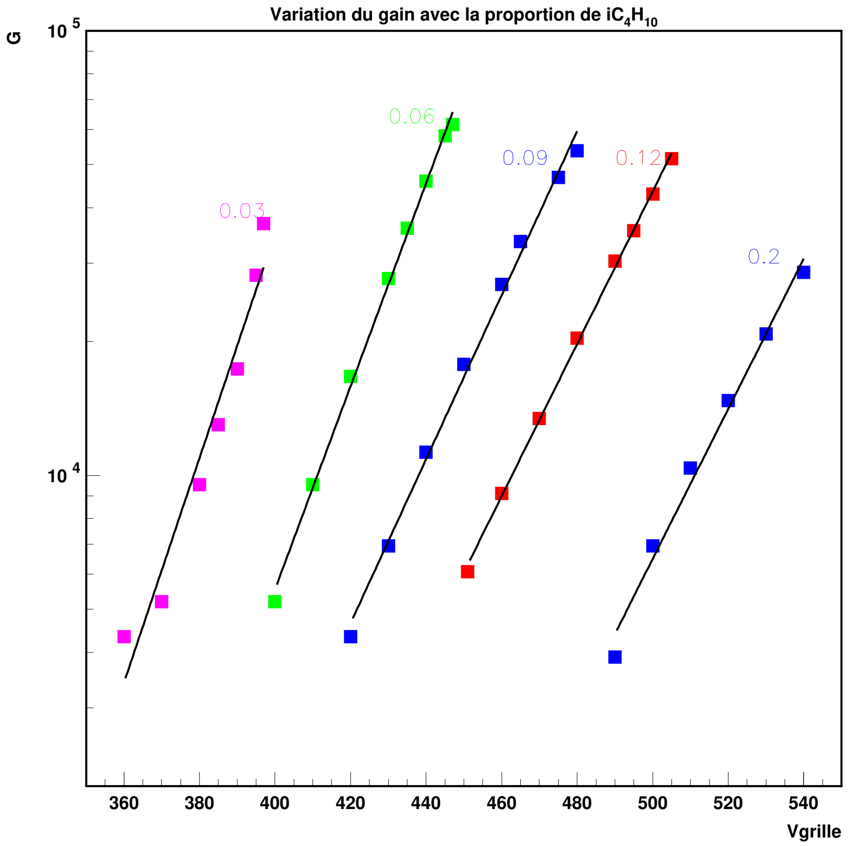

Fig. 3.6 – *Gain (G) de Micromégas en fonction de la tension grille pour différents mélanges Ar-iC_4H_{10}. Le chiffre proche de chaque série de points désigne la concentration en iC_4H_{10}. Détecteur C2, $V_{dérive} = 600V$.*

Le gain a été mesuré en fonction de la tension grille pour le détecteur C2 (Tab.3.1, p. 47) avec différents mélanges argon-isobutane (iC_4H_{10}). Nous présentons les résultats sur la Fig.3.6 pour des mélanges comportant 3, 6, 9, 12 et 20 % de iC_4H_{10} :

- la variation du gain avec la tension V_{grille} est exponentielle pour les différentes proportions de iC_4H_{10} étudiées, tout comme dans le cas précédent.

- pour 3% de iC_4H_{10}, le gain maximum est de 4×10^4. Il atteint 6×10^4 avec 6% de iC_4H_{10}. Ensuite, le gain maximum diminue lorsque la proportion de quencher augmente.

3.4.3 Mélange argon-éthane (Ar-C_2H_6) :

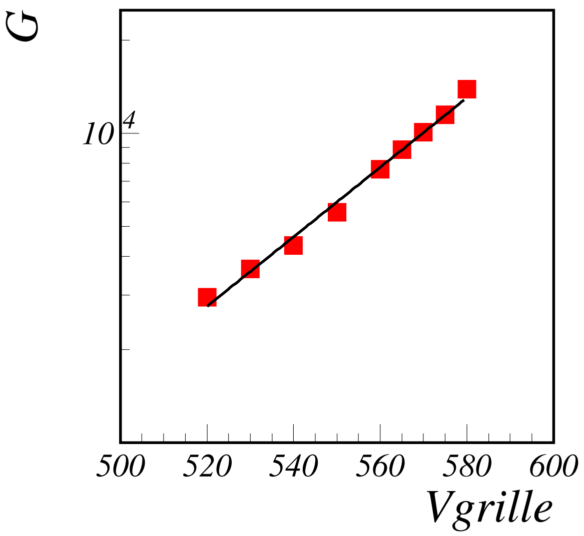

Fig. 3.7 – *Gain (G) de Micromégas en fonction de la tension grille pour le mélange Ar+20%C_2H_6. Détecteur C2,* $V_{dérive} = 700V$.

La Fig.3.7 représente la variation du gain en fonction de la tension grille pour un mélange comportant de l'argon et 20% d'éthane (C_2H_6) pour la chambre C2 (Tab.3.1, p. 47). Le gain maximum est de 13000. Il faut appliquer une tension élevée ($>$ 520 V) pour obtenir un gain supérieur à 3000.

Le gain maximum est inférieur à celui obtenu pour les mélanges contenant de l'isobutane ou du cyclohexane. Le processus d'amplification apparaît donc moins stable.

3.4.4 Mélanges néon-éthane (Ne-C_2H_6) :

La Fig.3.8 présente les variations du gain en fonction de la tension grille pour des mélanges Ne-C_2H_6. Les mesures correspondant aux proportions 5 et 11% ont été obtenues avec le détecteur C5 (Tab.3.1, p. 47), les autres avec le détecteur C2 (Tab.3.1, p. 47) :

- pour chaque mélange Ne-C_2H_6, le gain varie exponentiellement avec la tension grille. Lorsque la proportion de C_2H_6 augmente, le gain diminue pour une tension grille donnée. Ces variations du gain en fonction de la concentration de quencher sont semblables à celles observées avec les mélanges à base d'argon.

- pour les mélanges contenant 5 et 11% de C_2H_6, le gain maximum est supérieur à 10^5. Pour les autres mélanges, il diminue en fonction de la proportion d'éthane, mais demeure élevé.

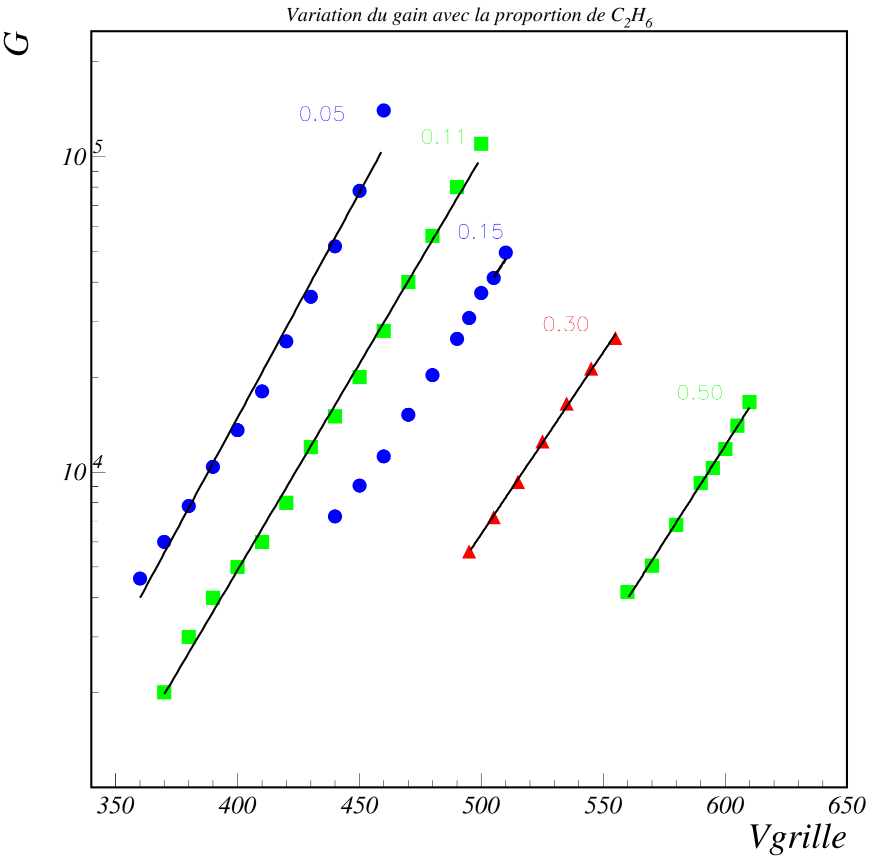

Fig. 3.8 – *Gain (G) de Micromégas en fonction de la tension grille pour différents mélanges Ne-C_2H_6. Le chiffre proche de chaque série de points désigne la concentration en C_2H_6. Détecteurs C2 (15, 30 et 50% de C_2H_6) et C5 (pour 5 et 11% de C_2H_6), $V_{dérive} = 800V$.*

3.4.5 Mélanges néon-éthane-tétrafluorocarbone (Ne-C_2H_6-CF4) :

Des mélanges ternaires contenant du néon, de l'éthane et du tétrafluorocarbone (CF_4) ont été étudiés. Les variations de gain en fonction de la tension grille ont été obtenues avec le même détecteur C5 (Tab.3.1, p. 47), exceptées celle correspondant à 30 % de CF_4 et 11 % de C_2H_6 obtenues avec le détecteur LC3 (Tab.3.1, p. 47). Elles sont représentées sur la Fig.3.9. On remarque que :

- la tension nécessaire à l'obtention d'un gain donné est plus élevée lorsque le mélange contient plus de CF_4.

- pour les mélanges contenant 10 % de CF_4, les gains mesurés avec des proportions de C_2H_6 égales à 3, 5, 8 et 13 % diffèrent peu : le gain dépend peu de la proportion de C_2H_6.

- le gain maximum est proche de 7×10^4 pour le mélange contenant 5% de CF_4 ; il est proche de 5×10^4, 4×10^4 et 2×10^4 pour les mélanges contenant 10%, 20 % et 30 % de CF_4

respectivement. Le gain maximum diminue lorsque le mélange contient plus de CF_4.

3.5 Conclusions sur le principe de fonctionnement de Micromégas.

Micromégas est un nouveau détecteur comportant une structure à plaques parallèles où les zones d'amplification et de conversion sont séparées par une micro-grille. Cette structure permet une collection très rapide des ions issus de l'amplification par avalanche. Elle rend le détecteur moins sensible aux effets de charge d'espace qui se manifestent lorsque le flux de particules incidentes est important. De plus, la rapidité du signal induit par les ions (≈ 100 ns) permet d'envisager l'utilisation d'une électronique qui intègre la totalité du signal. Ceci permet d'obtenir la pleine efficacité de détection à des gains modérés (quelques 10^3) compatibles avec les gains maximum atteints sans décharge qui sont de l'ordre de quelques 10^4 pour tous les mélanges gazeux testés.

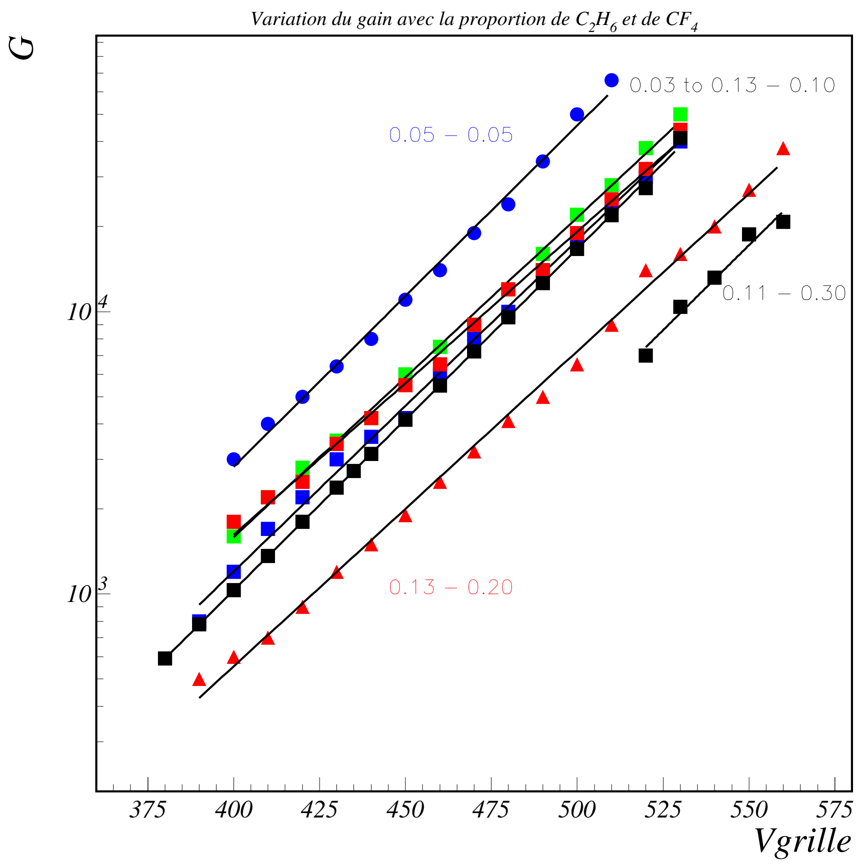

Fig. 3.9 – *Gain (G) de Micromégas en fonction de la tension grille pour différents mélanges Ne-C_2H_6-CF_4. Les deux chiffres proches de chaque série de points désignent les concentrations respectives en C_2H_6 et en CF_4. Détecteurs C5 et LC3 (pour le mélange contenant 11% de C_2H_6 et 30% de CF_4),* $V_{dérive} = 800V$.

Chapitre 4

Les détecteurs Micromégas équipés d'une électronique rapide.

4.1 Introduction

Dans l'expérience COMPASS les détecteurs Micromégas doivent détecter les particules entre la cible et le premier aimant d'analyse, avec une résolution meilleure que 100 μm. Ceci a conduit à choisir un pas de piste de 350μm. Initialement, il était prévu que les détecteurs Micromégas couvrent une surface de 40×40 cm^2, incluant la zone centrale où passe le faisceau de muons (2×10^8 μ/spill de 2s) et où le flux atteint quelques MHz par piste.
Le choix d'un amplificateur rapide (LeCroy MQS104) s'est donc imposé pour les premiers tests de prototypes Micromégas. Le temps de réponse du MQS104 étant de l'ordre de 50 ns, l'occupation moyenne des pistes dans la zone centrale (r<0.8 cm) serait d'environ 15%, et l'occupation maximale (piste centrale) de ≈40%. Il n'était cependant pas envisageable de choisir un amplificateur avec un temps d'intégration plus court sous peine d'être inefficace dans la lecture de signaux de 100 ns de large. Le MQS104 (module à 4 voies) avait aussi l'avantage d'être disponible, et utilisable pour des tests sur un nombre limité de voies (64 voies sur 4 prototypes, soient 256 voies). Il a donc été choisi pour les premiers tests, malgré son niveau de bruit élevé ($\sigma_{ENC} \approx 3000$ e$^-$), conduisant à l'utilisation des détecteurs à un gain élevé (15000-40000) pour garantir un rapport signal/bruit suffisant (S/B ≈ 30).

Dans ce chapitre, on rappelle quelques définitions générales relatives à l'électronique frontale (temps de montée, déficit balistique et sources de bruit d'un préamplificateur). On décrit ensuite le type de lecture choisi (codage des temps) et les mesures de bruit réalisées sur des prototypes Micromégas de 14×14 cm^2 équipés de MQS104. Les détecteurs ont été testés avec une source puis sur le faisceau de muons de 190 GeV au CERN. Les résultats, exposés dans ce chapitre, ont fait apparaître une limitation du gain maximum de fonctionnement de Micromégas sous flux élevé. Cette limitation est due aux décharges de courant qui se produisent dans l'espace d'amplification.

Dans un détecteur gazeux, la durée du signal est définie par le temps de propagation des charges, qui dépend des propriétés des mélanges gazeux utilisés ainsi que des champs électriques appliqués dans le détecteur. Une étude critique de différents mélanges gazeux a donc été réalisée pour trouver la meilleure adéquation du mélange avec les propriétés du détecteur et de son électronique.

Les résultats obtenus sont utilisés pour déterminer les caractéristiques de l'électronique finale développée pour les détecteurs de grande taille (40x40 cm^2) qui assureront la détection de particules dans COMPASS.

4.2 Electronique frontale. Réponse temporelle. Sources et optimisation du bruit. Le préamplificateur MQS104.

4.2.1 Electronique frontale.

Les signaux issus du détecteur représentent une charge faible, de l'ordre du fC. Pour assurer une bonne efficacité, il faut donc éviter les pertes de signal. En particulier il est important d'adapter le temps de réponse de l'amplificateur au temps de réponse du détecteur.

Il faut également réduire le niveau de bruit qui dépend de la capacité de l'élément du détecteur (ici, la piste) auquel se couple l'électronique. Ces dernières contraintes conduisent à rapprocher le circuit d'amplification le plus possible du détecteur malgré les difficultés d'implantation dues à la densité élevée de pistes ($\approx$3 par mm). Par ailleurs, il faut minimiser la quantité de matière introduite en particulier par les composants électroniques, qui pourrait se trouver sur le trajet des particules à détecter. Le choix des paramètres optimum de l'électronique résultera donc de plusieurs compromis.

4.2.2 Temps de montée. Déficit balistique.

Un préamplificateur transforme un signal d'entrée correspondant à une variation temporelle de courant $i(t)$ en un signal de sortie correspondant à une variation de tension $V(t)$. La forme du signal de sortie dépend des caractéristiques temporelles du signal d'entrée et de celles du préamplificateur.

Un paramètre important du préamplificateur est le temps de montée (ou temps de "peaking" T_p), défini ici comme le temps de montée du signal de 5% à 100 % de sa valeur maximum (Fig.4.1). Ce temps de montée est indépendant de l'amplitude du signal dans le domaine de linéarité du préamplificateur. En revanche, le temps de passage à un seuil donné, dépend de l'amplitude du signal : le signal passe plus vite le seuil lorsque l'amplitude est grande. La dispersion des temps correspondante représente le "walk" et dépend du temps de montée T_p et du seuil.

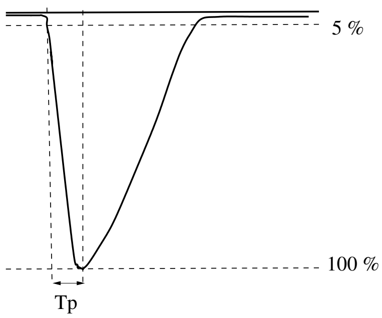

Fig. 4.1 – *Temps de montée (ou de "peaking") T_p d'un préamplificateur.*

Pour mesurer une charge, on réalise une pré-amplification et une mise en forme du signal. La constante de temps d'intégration du filtre dépend du temps de montée du filtre. L'intégration de la totalité du signal sera plus facile si le temps de montée du préamplificateur est plus long. Au contraire si le temps de montée est trop court, le signal sera tronqué. Le déficit balistique D associé à un signal de durée τ est la mesure de l'inefficacité d'intégration (Fig.4.2). Il est défini par le rapport :

$$D = \frac{A(Q_{Dirac}) - A(Q_{\text{dét}})}{A(Q_{Dirac})} \tag{4.1}$$

où $A(Q_{Dirac})$ et $A(Q_{\text{dét}})$ sont les amplitudes en sortie du préamplificateur, pour des signaux de charge Q (signal de Dirac) et $Q_{\text{dét}}$ respectivement, en entrée.

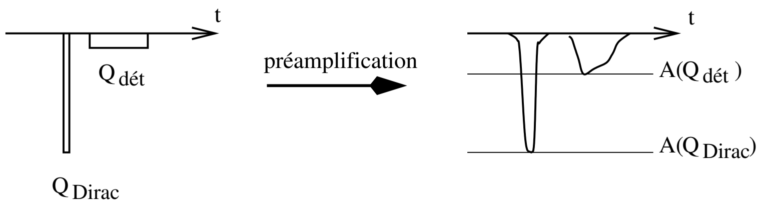

Fig. 4.2 – *Schéma illustratif du déficit balistique : après pré-amplification les signaux larges ont une amplitude plus faible que l'amplitude restituée pour une impulsion de Dirac.*

Lorsque T_p est supérieur à τ, le signal est entièrement intégré par le préamplificateur et $D = 0$. Le déficit balistique se traduit donc par une diminution de l'amplitude des signaux après pré-amplification.

4.2.3 Sources de bruit dans un préamplificateur.

On a vu l'importance de réduire le bruit pour parvenir à un rapport S/B suffisant. Le détecteur Micromégas n'est pas bruyant intrinsèquement. Les principales sources de bruit sont générées par l'électronique frontale et en particulier par le préamplificateur. On verra cependant que certains bruits dépendent de la capacité (et donc de la taille) du détecteur.

On peut modéliser l'ensemble des bruits par une source de courant i et des sources de tension V à l'entrée du préamplificateur (Fig.4.3).

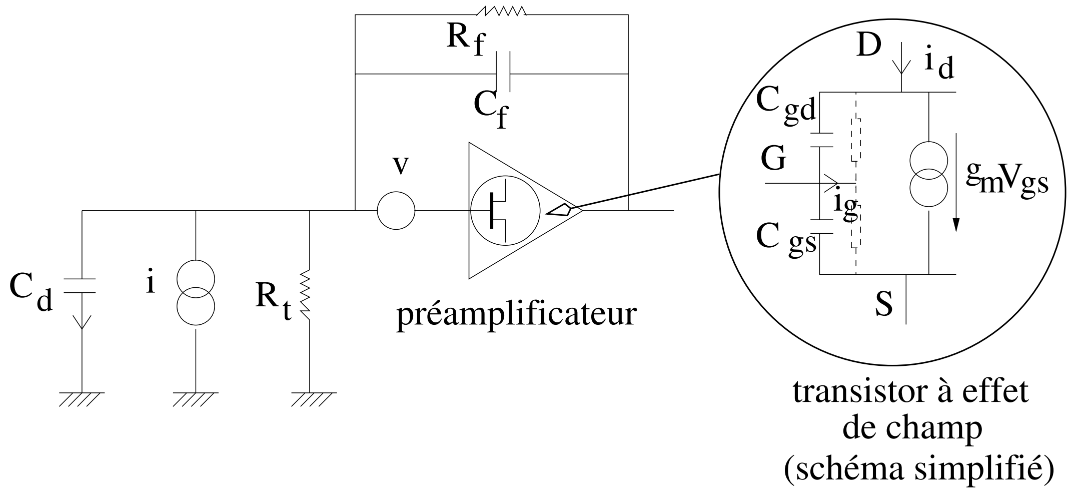

Fig. 4.3 – *Modélisation des sources de bruit dans un préamplificateur.*

Suivant leur localisation, ces bruits peuvent être classés en deux familles, les bruits "série" et les bruits "parallèle" [44]-[45] :

- **bruit série** : une partie provient du bruit "de grenaille" (fluctuation du nombre de charges dans les conducteurs [46]) qui affecte le transistor d'entrée ; sa densité spectrale est plate. Une autre partie est due au bruit "vacillant" (imperfections de fabrication des composants actifs [46]) ; sa densité spectrale est en 1/f (f est la fréquence).

- **bruit parallèle** : il provient du bruit "de Johnson" (ou bruit "thermique" : agitation thermique des charges dans les conducteurs [46]) introduit par les résistances R_t et R_f, ainsi que du bruit de grenaille dû au courant d'entrée i_g du préamplificateur. Tous ces termes ont une densité spectrale plate. Les termes en 1/f sont négligeables.

L'ensemble des composantes de bruit constituent le bruit ENC (Equivalent Noise Charge). Les composantes série, en 1/f et parallèle s'expriment de la manière suivante [46][47] :

$$\sigma^2_{ENC} \quad \propto \quad a_s \frac{C_d^2}{T_p} + a_f C_d^2 + a_p T_p \tag{4.2}$$

où les coefficients a_s, a_f et a_p (pour les bruits série, en 1/f, et parallèle respectivement) dépendent des valeurs des résistances, tensions ou courant à l'origine du bruit. La densité spectrale des bruits induits par des résistances est en 1/R.

On remarque que la capacité du détecteur C_d intervient dans le bruit série et dans le bruit en 1/f, mais pas dans le bruit parallèle. En effet une source de bruit série est une source de bruit en tension qui conduit en première approximation, à une variation de charge ΔQ sur la capacité détecteur ($\Delta Q = C_d\ \Delta V$).

D'autre part, suivant le type de bruit qui domine (série ou parallèle), le temps de peaking T_p contribuera à diminuer ou augmenter le bruit. Par ailleurs, les termes en T_p s'annulent dans la composante de bruit en 1/f.

Dans notre étude, deux types de préamplificateurs ont été utilisés : l'amplificateur rapide MQS104 (déjà mentionné) pour les tests des premiers prototypes Micromégas, et le SFE16 (cf. chapitre 6), développé pour équiper les chambres Micromégas de COMPASS. Dans les deux cas, la valeur de la résistance R_t a été choisie pour que sa contribution soit négligeable (R_t= 1 ou 10 MΩ).

4.3 Le préamplificateur LeCroy MQS104.

Les premiers tests de Micromégas ont été réalisés en utilisant le préamplificateur rapide LECROY MQS104A, conçu pour des chambres à fils, et donc adapté à des faibles capacités de détecteur (quelques pF). Il avait l'avantage d'être disponible et incorporable sur un prototype Micromégas pour équiper une centaine de voies.

Le MQS104 est un préamplificateur 4 voies. Il a un temps de montée T_p de 17ns (pour $C_d = 22pF$), et une mise en forme gaussienne (Fig.4.4). La queue du signal est tronquée et

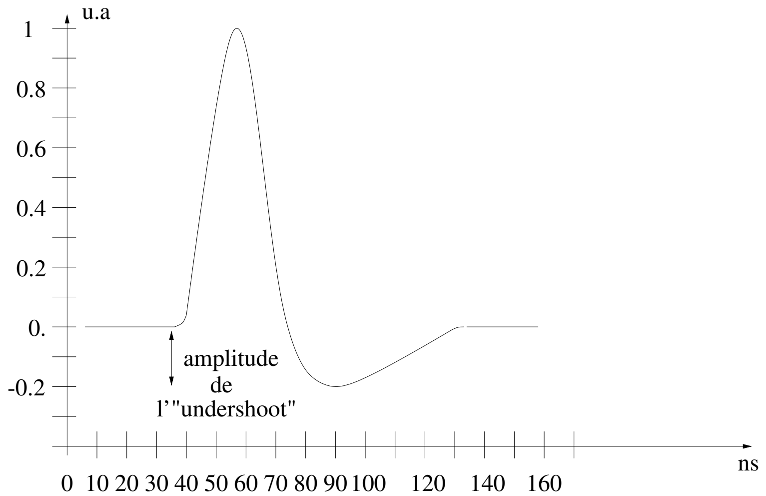

Fig. 4.4 – *Réponse impulsionnelle du MQS104A.*

il en résulte un "undershoot" dont l'amplitude atteint 18% de celle du pic. Ceci entraîne une occupation supplémentaire de $\approx$ 50 ns. Le MQS104 est un préamplificateur à transimpédance, à entrée bipolaire. Le bruit est dominé par le bruit parallèle, provenant essentiellement du courant i_g et de la résistance R_f. Un bruit série résiduel, proportionnel à la capacité du détecteur, subsiste et le bruit en 1/f est négligeable. On peut décrire la valeur de σ_{ENC} par l'approximation linéaire suivante :

$$\sigma_{ENC} = 2000e^- + 50e^-/pF. \tag{4.3}$$

($C_d \approx 20$ pF pour des pistes de 14 cm, et 50 pF pour des pistes de 40 cm).

4.4 Utilisation du MQS104 sur un détecteur Micromégas. Performances de la lecture "logique". Mesures de bruit.

4.4.1 Lecture de 64 pistes à l'aide des MQS104.

Les prototypes Micromégas que nous avons testés possèdent une zone active de 14 $\times$ 14 cm^2, un espace d'amplification de 100 μm et un espace inter-piste de 317.5 μm (440 pistes). Sur chaque prototype, 64 pistes adjacentes ($\approx$ 2 cm) sont équipées de préamplificateurs MQS104A. Une résistance de 10 MΩ relie l'entrée du MQS à la piste. Les signaux différentiels issus des MQS sont transportés (éventuellement sur une longue distance) par des liaisons torsadées sur une ligne d'impédance 50 Ω. Un récepteur adapte le niveau de sortie du MQS, et une capacité de 680 nF supprime le niveau continu résiduel introduit par le récepteur et le MQS, variable d'une voie à l'autre. (Fig.4.5)

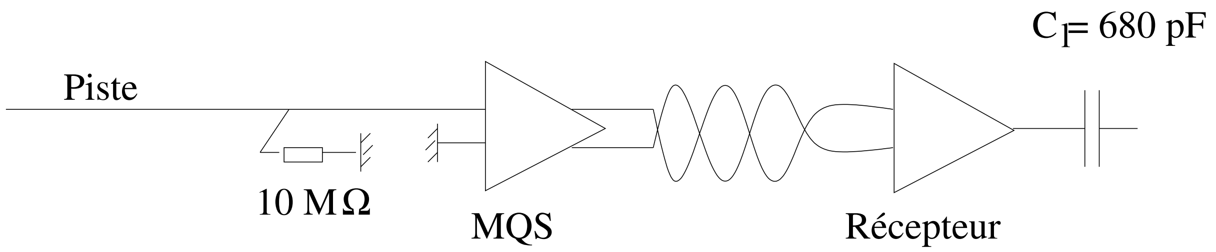

Fig. 4.5 – *Chaîne de lecture des MQS104.*

4.4.2 Lecture digitale (mesure des temps).

Le signal issu d'un préamplificateur peut être traité de manière logique ou analogique. On a choisi de faire une lecture digitale, en ne codant que les temps d'arrivée des signaux, et pas leur amplitude. Cette mesure de temps précise permettra de rejeter des événements fortuits dans les mesures à haut flux.

Les temps de passage au seuil (t_m et t_d) des deux fronts (montée et descente) du signal sont codés et enregistrés par un TDC. La moyenne des 2 temps $t_{moyen} = (t_m + t_d)/2$ donne le temps de passage de la particule détectée. Dans le cas d'un signal asymétrique, on introduit une pondération par un coefficient adapté. La différence des deux temps donne le temps au dessus du seuil (Time Over Threshold) $TOT = t_d - t_m$.

Pour enregistrer les deux temps, il faut deux fois plus de mots, mais l'information est plus riche. D'une part, l'effet du walk (variation du temps de passage au seuil avec l'amplitude) est pratiquement supprimé ; en effet, le walk affecte de manière opposée les temps t_m et t_d, et n'affecte pas t_{moyen}. D'autre part, une information importante est apportée par le TOT dont la valeur est corrélée à l'amplitude donc à la charge du signal (Fig.4.6). Un signal de faible charge correspond à une faible valeur de TOT. L'information du TOT est utilisée pour pondérer le calcul du barycentre de la position de la trace reconstruite lorsque plusieurs pistes du détecteur sont touchées. Ceci est proche d'une pondération par la charge et permet d'améliorer la résolution spatiale.

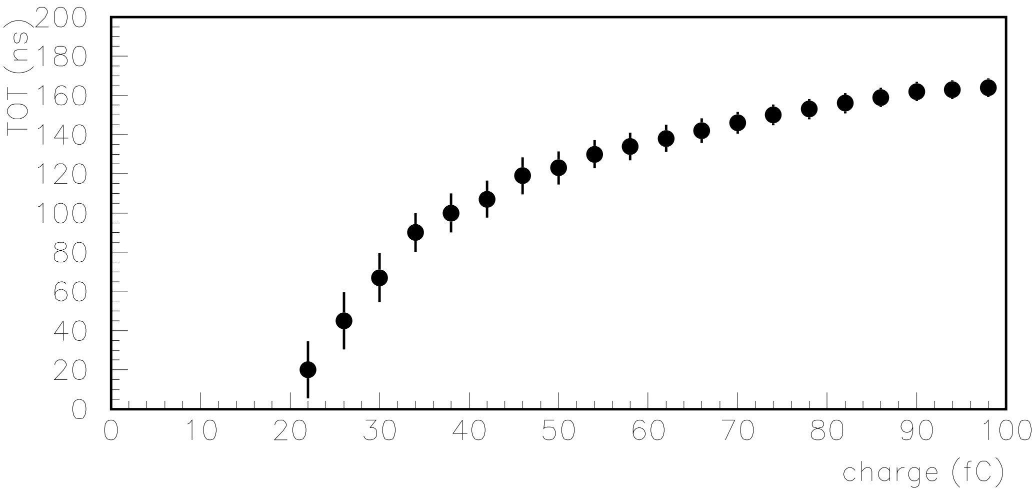

Fig. 4.6 – *Largeur d'un signal (TOT en ns) en fonction de la charge (en fC) [49]; gaz : Ar+2.8% C_6H_{12}, gain = 8000.*

Enregistrement des données :

Les valeurs de t_m et t_d (temps de passage au seuil des fronts de descente et de montée) sont codées dans des TDC fonctionnant en mode "common-stop" : la fin de la porte d'enregistrement est déterminée par le trigger qui définit ainsi le "stop". Les TDC peuvent enregistrer jusqu'à 8 couples de temps (t_m et t_d) par porte (mode "multihits"). Ceci permet de ne pas perdre l'information correspondant au signal corrélé au trigger, malgré le flux élevé de signaux.

Pour les tests préliminaires n'impliquant pas plus de 300 voies, nous avons utilisé les TDC LeCroy 2277 et 3377. Il s'agit de modules CAMAC 16 ou 32 voies ; la largeur de la porte est programmable (choisie ici égale à 512 ns), et la précision de mesure des temps est de 1 ns.

Pour l'expérience COMPASS ($\approx$ 12000 voies), il est prévu d'utiliser des modules ASIC 8 voies (TDC F1) inclus dans un boîtier de quelques cm^2 pouvant être connectés aux préamplificateurs SFE16 sur les détecteurs.

4.4.3 Mesure de bruit avec le MQS104.

Le nombre de déclenchements fortuits dus au bruit présent en sortie d'un préamplificateur varie avec le seuil de discrimination. La distribution des déclenchements fortuits en fonction du seuil de discrimination est gaussienne avec un écart quadratique moyen égal au bruit ENC du préamplificateur [44]. Avec un amplificateur rapide comme le MQS on attend, à seuil nul, un taux de bruit voisin de $1/(2T_p)$, soit près de 30 MHz.
La Fig.4.7 montre les fréquences de déclenchement dues au bruit, pour des seuils variant de 40 à 80 mV. Les mesures sont effectuées sur 16 voies équipées de MQS. Le détecteur mesure 14×14 cm^2 et possède un gap d'amplification de 100 μm.

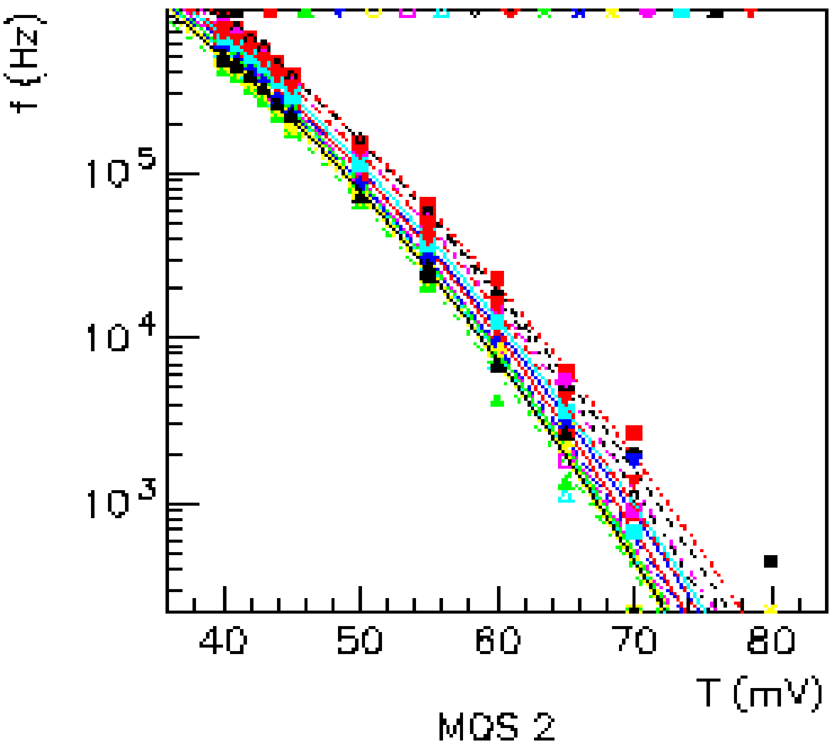

Fig. 4.7 – *Taux de bruit par voie en fonction du seuil (16 voies MQS104). A 47 mV,* $< B >\approx 2 \times 10^5$ *Hz; à 70 mV,* $< B >\approx 10^3$ *Hz.*

Pour chaque voie, la variation du taux de bruit en fonction du seuil est bien décrite par une gaussienne jusqu'au seuil de 70 mV. Au delà, un bruit généré par des fluctuations électromagnétiques captées par le système de mesure (bruit de "pick-up"), augmente légèrement les comptages. On minimise le bruit par un blindage adapté.

La valeur moyenne des écarts quadratiques, mesurée sur 64 voies vaut σ_{ENC}=13.5±1 mV.

Pour convertir le bruit ENC en électrons, il faut connaître la relation entre la tension de sortie et la charge d'entrée pour la chaîne MQS. Cette calibration s'obtient en injectant une charge connue Q dans une capacité connue (représentant le détecteur ; ici C_d=22pF) connectée à la chaîne MQS, et en mesurant la tension de sortie. En moyenne, on obtient 0.0043 mV/e^-, dans la zone de linéarité du MQS ($Q < 5\times10^4 e^-$). Le bruit ENC présent en entrée de la chaîne MQS pour ce prototype est donc :

$$\sigma_{ENC} = 13.5 \pm 1mV = 3140 \pm 230e^-.$$

Le tableau 4.1 récapitule le bruit moyen par voie pour deux seuils différents (exprimés chacun dans 3 unités : mV, nombre d'e^-, et nombre de σ_{ENC}).
Le premier seuil (47 mV) a été choisi pour les tests préliminaires sur des détecteurs de petite taille (14×14 cm^2) avec lecture d'un nombre limité de voies (quelques centaines au total). Le taux de bruit correspondant est très élevé et serait inacceptable dans une expérience en grandeur réelle avec plusieurs milliers de voies. Il conduirait à une occupation importante du système d'acquisition, ainsi qu'à l'écriture d'un grand volume de données inutiles. On verra plus loin que le choix de la lecture digitale avec enregistrement de *deux* temps t_m et t_d par signal, permet de rejeter une grande partie du bruit par un traitement "off-line" des données.

seuil (mV)	seuil (nb e^-)	seuil (nb σ_{ENC})	<bruit/voie> (Hz)
47	11000	3.5	2.10^5
70	16000	5.2	10^3

Tab. 4.1 – *Fréquence de bruit par voie pour deux seuils. Prototype Micromégas de 14×14 cm^2 et MQS104,* $\sigma_{ENC} = 3140e^-$.

Le second seuil (70 mV) est celui qui serait choisi pour un fonctionnement dans l'expérience COMPASS pour ne pas enregistrer trop de bruit. En appliquant un seuil aussi élevé (5.2σ_{ENC}), on rejette définitivement des signaux utiles de faible amplitude, ce qui produit une inefficacité de détection. On peut la compenser en travaillant à un gain plus élevé, mais on sait que des décharges apparaissent dans les détecteurs fonctionnant à haut gain.

4.4.4 Réjection du bruit ; seuil "hardware" et coupures "off-line".

Le seuil "hardware" appliqué aux signaux ayant été choisi d'après le taux maximal de bruit acceptable, il convient d'optimiser le traitement des données "off-line" pour rejeter le plus efficacement possible le bruit.
Le paramètre important dans cette étude est l'amplitude du signal. La lecture digitale choisie ne donne pas accès à l'amplitude, mais au temps de passage au dessus du seuil (TOT) qui lui est corrélé (Fig.4.6).
La Fig.4.8 montre une distribution brute des valeurs de temps au dessus du seuil (TOT en

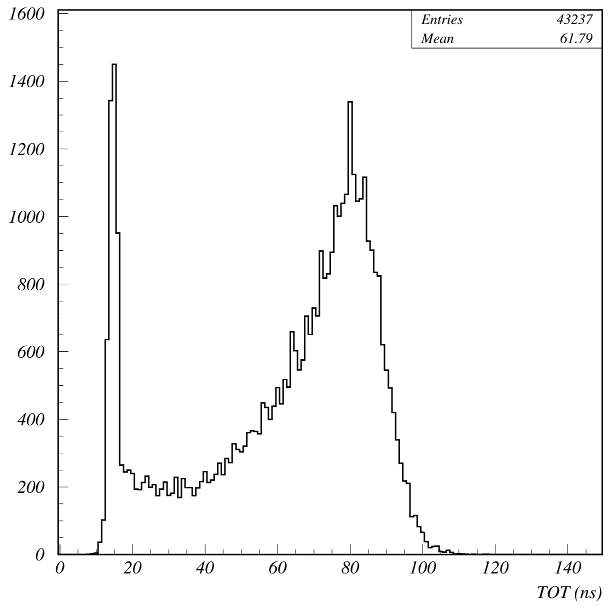

Fig. 4.8 – *Spectre brut des temps au dessus du seuil (TOT en ns), 64 voies MQS104 ; prototype C5, pions de 10 GeV, gaz Ne+11%C_2H_6+10%CF_4, Gain : 14000.*

ns), enregistrées avec un seuil de discrimination de 47 mV lors d'une prise de données avec un faisceau de pions de 10 GeV. Le pic principal dont la valeur la plus probable est 75 ns et la valeur moyenne 60 ns, correspond aux signaux produits par le passage des particules. Les événements de bruit sont regroupés dans un pic étroit centré autour d'une valeur moyenne de ≈18 ns. La coupure franche à 15 ns correspond à la largeur minimum des signaux logiques (discriminateurs LECROY 4413). Pour sélectionner les signaux intéressants et rejeter le bruit, on ne retient que les événements ayant un TOT minimum (20 ns dans cet exemple) dans le traitement "off-line" des données.

L'efficacité du détecteur a été mesurée au début du plateau d'efficacité ($G = 2\times10^4$, mélange gazeux : He+19%C_2H_6+13%CF_4) pour plusieurs valeurs du seuil hardware comprises entre 47 et 85 mV (Fig.4.9). En dessous de 47 mV, le bruit est trop important. La coupure ("off-line") sur le TOT dépend du seuil : on peut accepter des TOT plus bas lorsque le seuil est plus élevé. Le TOT minimum a été choisi tel que :

$$TOT_{min}(ns) = -0.1 \times Seuil(mV) + 24.5(ns). \tag{4.4}$$

On rejette donc les signaux dont la largeur est inférieure à 20 ns (16 ns) lorsque le seuil est de 45 mV (85 mV). On perd environ 1 % d'efficacité en augmentant le seuil de 45 à 85 mV.

En conclusion, on constate que la connaissance de la valeur du TOT est un outil puissant pour la réjection "off-line" du bruit. Ceci est particulièrent vrai avec le MQS, pour lequel les signaux

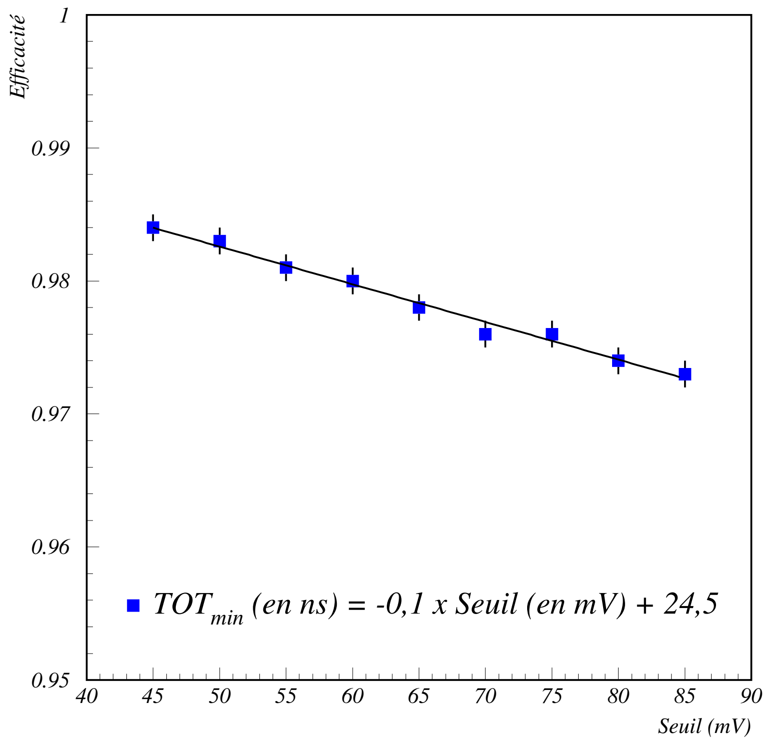

Fig. 4.9 – *Efficacité en fonction du seuil. Chambre C5; source ^{90}Sr; gaz: $He+19\%C_2H_6+13\%CF_4$; V_{mesh}=545 V, V_{drift}=1200V, G=2×10^4.*

de bruit ont une largeur caractéristique (TOT<20ns). C'est en partie grâce à cette technique qu'il a été possible de prendre des données avec le MQS à un seuil aussi bas, donc à un gain plus faible, avec en contrepartie un encombrement de l'acquisition par des données inutiles.

4.5 Test de Micromégas sur le faisceau de muons de 190 GeV

Le but des tests était d'étudier le comportement d'un prototype de petite taille dans un faisceau similaire à celui de COMPASS.

La durée courte ($\approx$ 50ns) du signal issu du MQS104 est adaptée à la détection de flux par piste de l'ordre du MHz. On pouvait donc envisager de placer les détecteurs *dans* le faisceau de muons de haute intensité, là où la densité de particules est la plus élevée. Avec $10^8 \mu/s$ (flux maximum prévu pour COMPASS) on attend dans la région centrale (r<0.8 cm) une occupation moyenne de l'électronique d'environ $\approx$ 15%, et une occupation maximale sur la piste la plus chaude d'environ 40%. Pour les tests avec un flux maximum de $2 \times 10^7 \mu/s$ et une focalisation moins forte que dans COMPASS, on attend une occupation de quelques % seulement.

La rapidité du temps de montée du MQS conduisant à un fort déficit balistique, il fallait compenser la perte d'efficacité de l'amplificateur par un fonctionnement du détecteur à haut gain. Le choix du mélange gazeux pour les tests s'était donc porté sur le mélange ayant permis d'atteindre les gains les plus élevés en laboratoire (G $\approx 10^5$ avec l'argon-cyclohexane).

Les tests ont rapidement mis en évidence plusieurs limitations du dispositif prévu pour les mesures. D'une part, les détecteurs ne fonctionnent pas correctement à haut gain (décharges de courant entre la grille et les pistes). D'autre part, en 1997 seul un prototype avait pu être équipé de préamplificateurs rapides. Les autres étaient équipés d'une électronique lente donc inadaptée à ces flux. Les mesures ont dû être effectuées à des valeurs réduites de flux.

4.5.1 Télescope basé sur des chambres Micromégas dont l'une est équipée de MQS104.

Les premiers tests ont été réalisés en 1997 sur la ligne de faisceau de muons de haute énergie (190 GeV) M2 au CERN. Le dispositif expérimental était constitué d'un télescope comprenant 5 chambres Micromégas similaires possédant une zone active de 14x14 cm^2 (440 pistes au pas de 317 μm, un espace de dérive de 3mm, et un espace d'amplification de 100 μm). Toutes les chambres étaient constituées d'un plan unique, avec des pistes alignées dans la direction verticale.
Sur le prototype étudié (C2), 64 voies ($\approx$ 2 cm) étaient équipées de préamplificateurs rapides MQS104 (seuil 47 mV, soit 3.5 σ_{ENC}). Les caractéristiques de C2 sont décrites dans le tableau 3.1.

Les quatre autres détecteurs étaient utilisés pour reconstruire les traces de référence. Equipés d'une électronique très lente (Gassiplex, T_p = 600 ns), ils ne pouvaient fonctionner qu'à un flux modéré. Les mesures ont donc été effectuées au flux de 2×10^5 muons/s. Ceci conduit à un taux de $\approx$ 1 kHz par voie au maximum. Les dimensions transverses du faisceau étaient de l'ordre de $\sigma_x = \sigma_y$ = 15-20 mm (on prévoit $\sigma_x = \sigma_y$ = 7-8 mm pour COMPASS). Le trigger était constitué par 4 scintillateurs en coïncidence définissant une surface de 1×1 cm^2.

4.5.2 Mélange gazeux argon-cyclohexane(Ar-C_6H_{12}).

L'argon est un gaz noble peu coûteux. Il est assez facile à purifier. C'est un gaz utilisé couramment dans les détecteurs gazeux.

Les mesures effectuées en laboratoire avec une source de ^{55}Fe avaient montré qu'un gain proche de 10^5 pouvait être atteint avec une proportion 2.8 % de cyclohexane mélangée à l'argon (chapitre 3.4.1). En conséquence, le cyclohexane avait été choisi comme "quencher", pour pouvoir fonctionner à un gain d'amplification élevé.

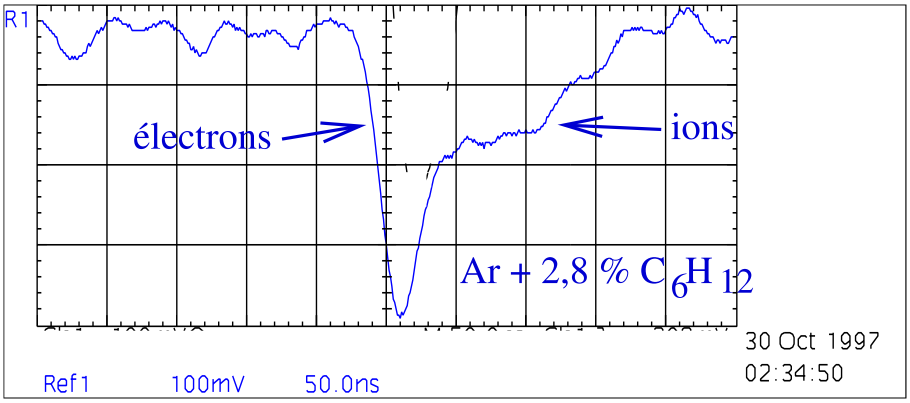

Fig. 4.10 – *Signal après mise en forme par le MQS104 ; gaz : Ar+2.8% C_6H_{12}. Chambre C2, Gain=2× 10^4. Echelles : 50ns/carreau (horiz.) et 100 mV/carreau (vert.).*

La Fig.4.10 montre la forme d'un signal en sortie du MQS104. On remarque un front de montée assez rapide, ≈ 30 ns, et une lente redescente qui s'étend sur ≈ 160 ns. On attribue la partie rapide à la mise en forme du MQS104 et au déplacement des électrons et la partie lente à celui des ions dans l'espace d'amplification.
Ce signal de ≈ 190 ns de large est visiblement mal intégré par le MQS104 dont le temps de montée n'est que de 17 ns. Il y a donc un déficit balistique très important, de l'ordre de 1-17/190 ≈ 0.9, soit 90 %.

La Fig.4.11 montre une distribution de largeurs de signaux (TOT) obtenue avec le mélange Ar+2.8% C_6H_{12}. Pour chaque "cluster" reconstruit, on histogramme uniquement la valeur du plus grand TOT. Les mesures sont faites au gain de 20000, et la chambre n'est pas totalement efficace (ϵ=90 %). A ce gain, le TOT moyen vaut ≈ 150 ns. Au gain de 40000 (pas représenté ici), il vaut ≈ 160 ns. On remarque la contribution importante du bruit (TOT < 20 ns).

4.5.3 Efficacité en fonction du gain.

Des mesures d'efficacité en fonction du gain ont été effectuées dans le faisceau de muons de 190 GeV sur le prototype C2, avec 64 voies équipées de MQS104 et le mélange gazeux $Ar - C_6H_{12}$ (97.2-2.8).

L'analyse des données est effectuée de la manière suivante :
Pour chaque événement acquis, la position des traces dans chacun des 5 détecteurs est déterminée (suivant une coordonnée unique) par le barycentre des positions des pistes adjacentes touchées (pistes d'un même cluster). Des traces de référence sont reconstruites à partir des informations des 4 chambres équipées de Gassiplex. Pour chaque trace de référence déterminant une position X_0 au niveau de C2, on regarde si au moins un coup (position X) a été enregistré dans la chambre C2. On ne considère la chambre comme étant efficace que si $|X - X_0| < 1$ mm.

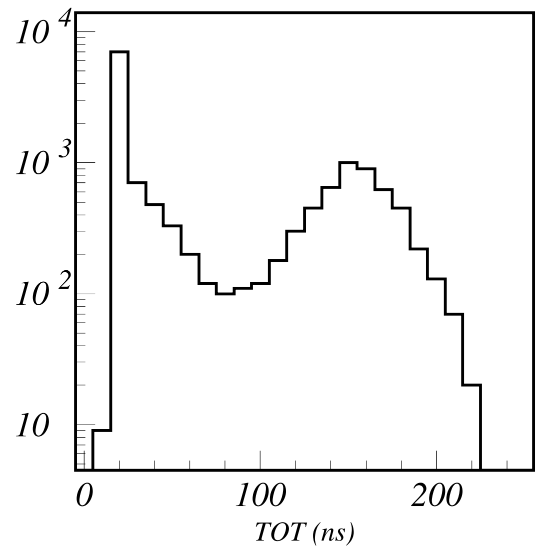

Fig. 4.11 – *Distribution des largeurs de signaux (plus grand TOT de chaque cluster). On remarque le bruit important (TOT < 20 ns). Prototype C2; 64 voies MQS104. Gain 20000; ϵ=90 %. μ 190 GeV, bas flux.*

La Fig.4.12 représente l'efficacité en fonction du gain d'amplification. Les mesures s'arrêtent au gain de 42000. Au-delà, on observe des décharges dans l'espace d'amplification. Le début du plateau d'efficacité est à peine atteint malgré le gain élevé, avec $\epsilon = 98.5\%$. On peut donc déjà conclure que les résultats ne sont pas satisfaisants.

On peut calculer le signal théorique S à l'entrée du préamplificateur. Des particules au minimum d'ionisation déposent en moyenne $\approx 30\ e^-$ primaires dans 3 mm de $Ar - C_6H_{12}$. Les mesures décrites ici sont effectuées avec des particules provenant majoritairement du faisceau de muons de 190 GeV et de son halo, qui déposent environ 1.6 fois plus d'électrons (éq. de Bethe-Bloch [48]). Les signal moyen vaut donc $< S >=30\times1.6\times42000\ e^-$, soit $< S >= 2 \times 10^6 e^-$. Cette valeur élevée tend à confirmer que le déficit balistique est important, comme on a déjà pu l'estimer en comparant la largeur du signal et le temps de montée du MQS104 (80 - 90%).

4.5.4 Résolution temporelle et résolution spatiale.

Résolution temporelle:

La résolution temporelle est donnée par la valeur de l'écart type moyen σ_t de la distribution gaussienne des t_{moyen}. Ce dernier est calculé à partir d'une moyenne pondérée par un coefficient α:

$$t_{moyen} = \alpha t_m + (1 - \alpha)t_d. \tag{4.5}$$

Dans le cas du mélange $Ar - C_6H_{12}$, α=0.7 [49]. La moyenne pondérée permet de supprimer

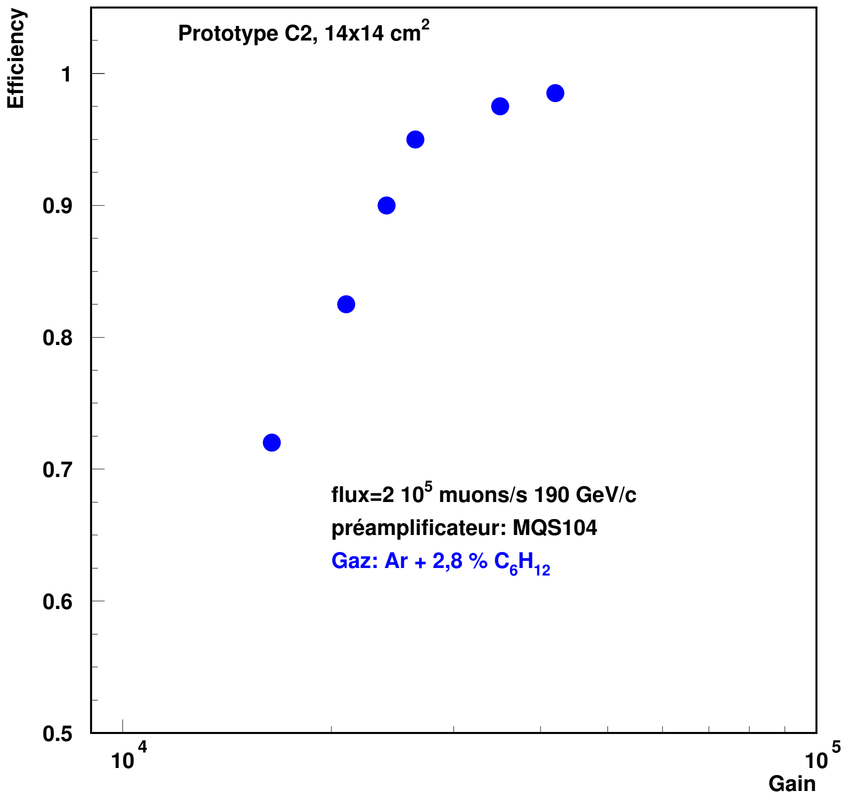

Fig. 4.12 – *Efficacité en fonction du gain; prototype C2; 64 voies MQS104; gaz: Ar+2.8% C_6H_{12}.*

presque totalement l'effet du walk, assez important dans le cas du signal très asymétrique obtenu avec le MQS et le mélange $Ar - C_6H_{12}$. On obtient $\sigma_t =$ 25 ns.

Résolution spatiale :

La résolution spatiale est estimée à partir de la distribution des résidus $X - X_0$, où X est la position reconstruite dans C2, et X_0 la position de la trace de référence déterminée par les 4 autres détecteurs du télescope. L'écart quadratique moyen de la distribution donne la résolution spatiale du télescope ($110\mu m$). Si l'on soustrait quadratiquement la contribution combinée des 4 autres détecteurs ($60\mu m$), on obtient la résolution de C2 : $\sigma_X = 92$ μm.
Le pas des pistes est de 317 μm et l'on a en moyenne 3.1 pistes touchées. On attend une résolution meilleure que, ou de l'ordre de $\approx 317/\sqrt{12} = 91\mu m$. Rappelons que la position X dans C2 est déterminée par le barycentre (pondéré par les valeurs de TOT) des positions des pistes adjacentes touchées. La pondération par le TOT corrélé à l'amplitude du signal, améliore la résolution d'environ $10\mu m$. La résolution obtenue ($92\mu m$) n'est cependant pas excellente, à cause du bruit élevé du MQS, de son inefficacité pour les signaux faibles, et de la taille relativement grande des clusters.

4.5.5 Fonctionnement à haut flux ; limitation due aux décharges.

Le prototype C2 a été soumis pendant quelques heures au flux maximum ($2 \times 10^7 \mu/s$) du faisceau de muons. A ce flux on observe de fréquentes décharges de courant dans l'espace d'amplification.

Le circuit d'entrée du MQS est tel que toutes les pistes sont reliées à la masse par une faible impédance. Lors d'une décharge, c'est donc toute la capacité grille-ensemble des pistes qui intervient. En conséquence le potentiel de la grille chute, et le courant débité est tel que la tension fournie par l'alimentation ne peut être stabilisée. Le détecteur est alors inefficace pendant environ 1 s. Dans ces conditions, il est hors de question de tolérer un taux de décharges $\geq$ 0.01 décharge/s.

Le taux de décharges augmente avec le gain de la chambre. Pour une valeur de gain de 40000, on a compté $\approx$ 0.1 décharge/s pour $2 \times 10^7 \mu/s$. Ce taux a probablement été sous-estimé. La méthode de comptage des décharges étant encore assez rudimentaire à cette époque, elle ne permettait pas de déceler toutes les décharges. De plus, seule une zone restreinte du détecteur, environ 2 cm, était équipée d'électronique, le reste étant peu sensible aux décharges. Les mesures postérieures avec une zone équipée couvrant tout le faisceau et son halo, ont effectivement montré que le taux de décharges dans des conditions expérimentales similaires était environ 10 fois plus élevé.

Le taux de décharges impose donc de travailler à un gain modéré. Pour cela, il faut développer un amplificateur avec un temps de montée plus long. On est donc contraint de limiter le flux maximum par voie afin de réduire les pertes d'efficacité dues à l'occupation de l'électronique. Cette contrainte nous a conduit à désactiver une zone de 5 cm de diamètre au centre des détecteurs Micromégas construits pour COMPASS. La détection des particules dans la région centrale sera assurée par des fibres scintillantes.

Par ailleurs, des études devront être menées pour trouver un mélange gazeux qui conduise à un taux de décharges réduit dans Micromégas. Il faudra aussi assurer l'adaptation de la durée du signal issu du détecteur, au temps de montée du préamplificateur.

4.5.6 Conclusions.

Les premiers tests d'un prototype Micromégas équipé d'une électronique rapide (MQS104), et rempli d'un mélange $Ar - C_6H_{12}$ ont été réalisés dans un faisceau de muons de 190 GeV, à un flux modéré ($2 \times 10^5 \mu/s$). Les principaux résultats obtenus sont résumés ci dessous. Dans le tableau 4.2, on donne :

- la valeur du gain G_0 à l'efficacité maximale
- la valeur de la charge $S=G_0 \times n_e$ calculée en entrée du préamplificateur ; n_e est le nombre d'électrons primaires créés dans l'espace de conversion, calculé pour le mélange $Ar - C_6H_{12}$ (Tab.3.2, p. 49) et des muons de haute énergie.
- la taille moyenne des clusters (en nombre de pistes)
- le coefficient de correction du walk

- la valeur moyenne de la largeur des signaux (TOT moyen)
- les résolutions temporelle et spatiale mesurées.

Gain G_0 à l'efficacité maximale	42000
$G_0 \times n_e$	1.9×10^6
taille des clusters	3.1 pistes
coefficient de correction du walk	α=0.7
TOT moyen	160 ns
résolution temporelle : σ_t	25 ns
résolution spatiale : σ_r	92 μm

Tab. 4.2 – *Résumé des mesures avec le mélange Ar+2.8% C_6H_{12} lorsque l'efficacité est maximale. Prototype C2, 64 voies MQS104 ; 2×10^5 muons/s.*

Les performances sont toutefois décevantes. Il faut travailler à un gain très élevé ($G > 42000$) pour obtenir une bonne efficacité, la raison étant l'inadéquation du MQS104 bruyant et rapide (17 ns), au signal long (160 ns) délivré par Micromégas avec le mélange $Ar - C_6H_{12}$.

Par ailleurs, des décharges de courant dans l'espace d'amplification sont observées en nombre croissant avec le gain et le flux. Au flux de COMPASS, elles génèrent des temps morts inacceptables. Une modification du schéma de polarisation des pistes est nécessaire : nous avons donc envisagé de découpler individuellement les pistes de la masse par des capacités, pour éviter une paralysie de l'ensemble du détecteur lors des décharges.

Enfin, pour ce mélange gazeux, les signaux en sortie du MQS sont larges (<TOT> = 160 ns). Une telle largeur conduirait à une occupation presque totale de l'électronique dans un flux de $2 \times 10^8 \mu/s$.

Les tests réalisés dans le faisceau de muons remettent en cause la possibilité de détecter simultanément dans le même détecteur Micromégas les flux élevés du faisceau (10^8 μ/s, ϕ=5 cm) et les particules émises à plus grand angle (2×10^7 particules/s, ϕ=40 cm). En effet, les hauts flux requièrent une électronique rapide donc bruyante. De plus, le bruit est d'autant plus important que la capacité des pistes (c'est à dire leur longueur) est élevée.

Pour la détection des particules émises à grand angle vues par un détecteur de 40×40 cm^2, les tests mettent en évidence la nécessité de développer un préamplificateur plus lent et à bas bruit afin d'opérer à un gain modéré (quelques 10^3). La constante de temps du préamplificateur conditionne alors le flux maximum par piste pour que l'occupation de l'électronique soit acceptable (quelques pour-cent). Il a ainsi été décidé d'inactiver la zone centrale (ϕ=5 cm) des détecteurs Micromégas. Pour la détection des particules du faisceau, il faudrait une segmentation plus fine du détecteur. Ce problème n'est pas étudié ici.

Les tests ont également montré que le découplage capacitif des pistes est impératif pour réduire le temps mort associé aux décharges.

Par ailleurs, des études mettant en jeu différents mélanges gazeux s'avèrent nécessaires afin d'optimiser les performances (efficacité, résolution spatiale et résolution temporelle), et de réduire la fréquence des décharges.

4.6 Choix d'un mélange gazeux : tests en laboratoire.

Dans le but de trouver un mélange gazeux conduisant à de bonnes performances (efficacité, résolution spatiale et temporelle, fréquence de décharge) pour un gain modéré, une étude critique de différents mélanges gazeux a été réalisée en laboratoire. Les tests précédents avec le mélange $Ar - C_6H_{12}$ ont mis en évidence la nécessité de réduire la largeur des signaux issus du détecteur, afin d'améliorer la collection des charges par le préamplificateur. Guidés par cette idée, nous avons testé des mélanges à base d'argon avec des quencher plus légers ($Ar - iC_4H_{10}$, puis $Ar - C_2H_6$), puis des mélanges à base de néon ($Ne - C_2H_6$ avec différentes proportions d'éthane, puis $Ne - C_2H_6 - CF_4$ avec différentes proportions de CF_4).

La plupart des tests ont été réalisés en laboratoire avec une source de ^{90}Sr, sur des prototypes comportant 64 voies équipées de MQS104. Des mesures comparatives d'efficacité, de résolution spatiale et de résolution temporelle ont été réalisées en fonction du gain pour les différents mélanges gazeux. Des mesures additionnelles ont été réalisées dans un faisceau de hadrons (p/π) de 10 GeV avec un mélange $Ne - C_2H_6 - CF_4$.

4.6.1 Mesures avec une source de ^{90}Sr.

Les mesures ont été réalisées avec une source de ^{90}Sr de 10 mCi. La source émet des e^- avec un spectre continu en énergie s'étendant jusqu'à 2.28 MeV et correspondant aux décroissances β du ^{90}Sr (546 keV) et de l' ^{90}Y (2.283 MeV). Ce type de source est utilisé habituellement pour caractériser les détecteurs de particules car les e^- les plus énergétiques (p> à 1.5 MeV/c) sont proches du minimum d'ionisation. On les sélectionne avec un trigger adéquat : deux scintillateurs de 3 et 5 mm d'épaisseur sont placés en coïncidence derrière le détecteur. Seuls les e^- d'impulsion suffisante (>1.5 MeV/c) parviennent au deuxième scintillateur après avoir traversé le détecteur ($X/X_0 = 0.63$ %) et le premier scintillateur (X=3 mm d'épaisseur=1.60 %X_0).

Un collimateur placé à 2 cm de la source délimite une surface irradiée de ≈ 1 cm ^{2} dans la zone du détecteur équipée de MQS104. Le flux par piste, mesuré par un déclenchement aléatoire de l'acquisition, est de 10 kHz et l'occupation de l'électronique produit une inefficacité de détection inférieure à 0.004 pour des signaux de 200 ns de large.

Les tests ont été réalisés sur le prototype C5 choisi pour la faible épaisseur de son plancher (0.4 au lieu de 1.6 mm pour le prototype C2) afin de minimiser les effets de la diffusion Coulombienne multiple (DCM). Ce prototype de 14×14 cm^2 possède un espace de dérive de 3 mm et un espace d'amplification de 100 μm. Le pas des pistes est de 317.5 μm. Les caractéristiques générales de C5 sont résumées dans le tableau 3.1. Au total, la partie active du détecteur C5 correspond à X/X_0 = 0.63 % (à comparer avec 0.99 % pour C2). On peut calculer l'angle moyen de DCM dans C5 à partir de la formule suivante :

$$\Theta_0 = \frac{13.6MeV}{\beta cp} z\sqrt{X/X_0}[1 + 0.038ln(X/X_0)] \tag{4.6}$$

où p est l'impulsion, βc la vitesse et z la charge de la particule incidente. Cette formule (théorie de Molière [50]) donne la valeur de l'écart type moyen de la distribution gaussienne des angles de diffusion, pour des angles petits. Pour des e^- de 1 MeV/c, Θ_0 = 120 mrad.

Le trigger décrit ci-dessus définit des traces de référence qui sont utilisées pour la mesure de l'efficacité du prototype Micromégas. On détermine également la taille moyenne des clusters, la résolution temporelle (jitter) et le TOT moyen (Temps au dessus du seuil) des signaux. Cependant, à cause de la DCM importante, on surestime la taille des clusters et la valeur de la résolution temporelle.

4.6.2 Mélange argon-isobutane (Ar+11% iC_4H_{10}).

Le mélange Ar-iC_4H_{10} est le mélange le plus utilisé pour les chambres à fil à géométrie classique (MWPC). Il entre dans la composition du "gaz magique" mis au point dans les années 70. La proportion d'isobutane (11%) dans le mélange est choisie pour optimiser la résolution en énergie [51] [52].

La Fig.4.13 montre la forme d'un signal en sortie du MQS104. Le temps de montée est rapide ($\approx$ 30 ns), et la descente s'étend sur $\approx$ 90 ns (au lieu de 160 ns avec le cyclohexane). Le temps de descente est plus rapide avec l'isobutane qu'avec le cyclohexane. Ceci peut être attribué à la plus grande vitesse des ions iC_4H_{10} dans l'espace d'amplification.

La Fig.4.14 montre les performances obtenues en fonction du gain : efficacité, largeur moyenne des signaux (TOT), jitter et taille moyenne des clusters (en nombre de pistes touchées). Le plateau d'efficacité débute au gain G_0=26000. A ce gain, on calcule un signal moyen total $S = G_0 \times n_{e_p} = 26000 \times 31.8 = 8.3 \times 10^5 e^-$. Le plateau s'étend jusqu'au gain G_{max}=40000, où des décharges apparaissent. Le gain maximum atteint en présence de la source de ^{90}Sr est le même que celui atteint en présence de la source de ^{55}Fe. On remarque que la résolution temporelle s'améliore (le jitter diminue) avec le gain, tandis que le TOT et la taille des clusters augmentent.

Les résultats obtenus avec l'isobutane sont meilleurs qu'avec le cyclohexane : le plateau d'efficacité est atteint avec un signal 2.3 fois plus faible, ce qui montre la meilleure adaptation du signal au MQS. Au début du plateau d'efficacité, le TOT moyen est plus court (100 ns), le jitter est de 18 ns et la taille moyenne des clusters de 2.5 pistes. Ces performances sont résumées dans le tableau 4.5.

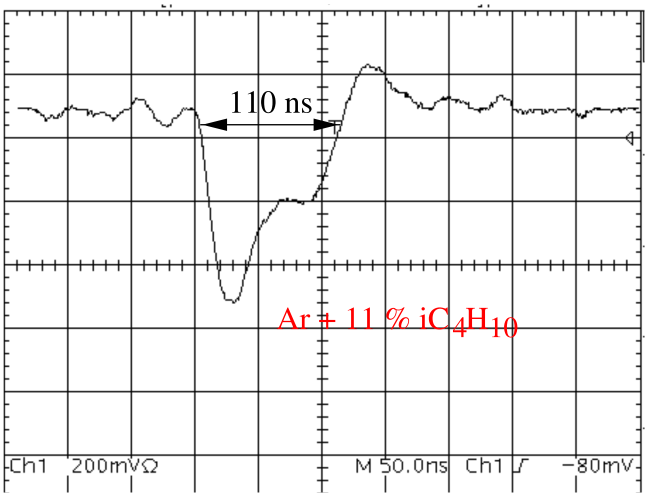

Fig. 4.13 – *Signal après mise en forme par le MQS104 avec le mélange Ar+11% iC_4H_{10}. Prototype C2, Gain= 2×10^4.*

La comparaison des signaux obtenus avec le cyclohexane et l'isobutane montre que l'utilisation d'un quencher avec une masse moléculaire plus faible (l'isobutane) conduit à des signaux plus courts. Pour tenter d'améliorer encore l'adéquation du signal au temps de montée du MQS, il convient d'essayer des mélanges gazeux associés à des "quenchers" plus légers pour lesquels la durée du signal ionique doit encore réduire. L'éthane et le méthane sont deux candidats potentiels.

4.6.3 Mélange argon-éthane (Ar+20% C_2H_6).

La proportion d'éthane (20%) dans le mélange est choisie pour que le nombre moyen d'électrons primaires soit suffisant ($n_e = 29.4$).

Le signal (non représenté ici) en sortie du MQS est symétrique ; il ressemble au signal obtenu avec le mélange Ne-C_2H_6 (Fig.4.16).

La Fig.4.15 montre les performances obtenues pour le mélange Ar+20% C_2H_6 en fonction du gain : efficacité, largeur moyenne des signaux (TOT), jitter et taille moyenne des clusters. Le plateau d'efficacité débute au gain G_0=12000. A ce gain, on calcule un signal moyen total $S = G_0 \times n_{e_p} = 12000 \times 29.4 = 3.5 \times 10^5 e^-$, soit un signal 2.4 fois plus petit qu'avec l'isobutane. Le TOT moyen vaut 80 ns, le jitter 12.5 ns et la taille moyenne des clusters 1.8 (Tab.4.5, p. 95).

4.6.4 Bilan des mesures en argon.

L'ensemble des mesures avec des mélanges à base d'argon montrent que les performances s'améliorent lorsque l'on passe du cyclohexane à l'isobutane puis à l'éthane, c'est à dire lors-

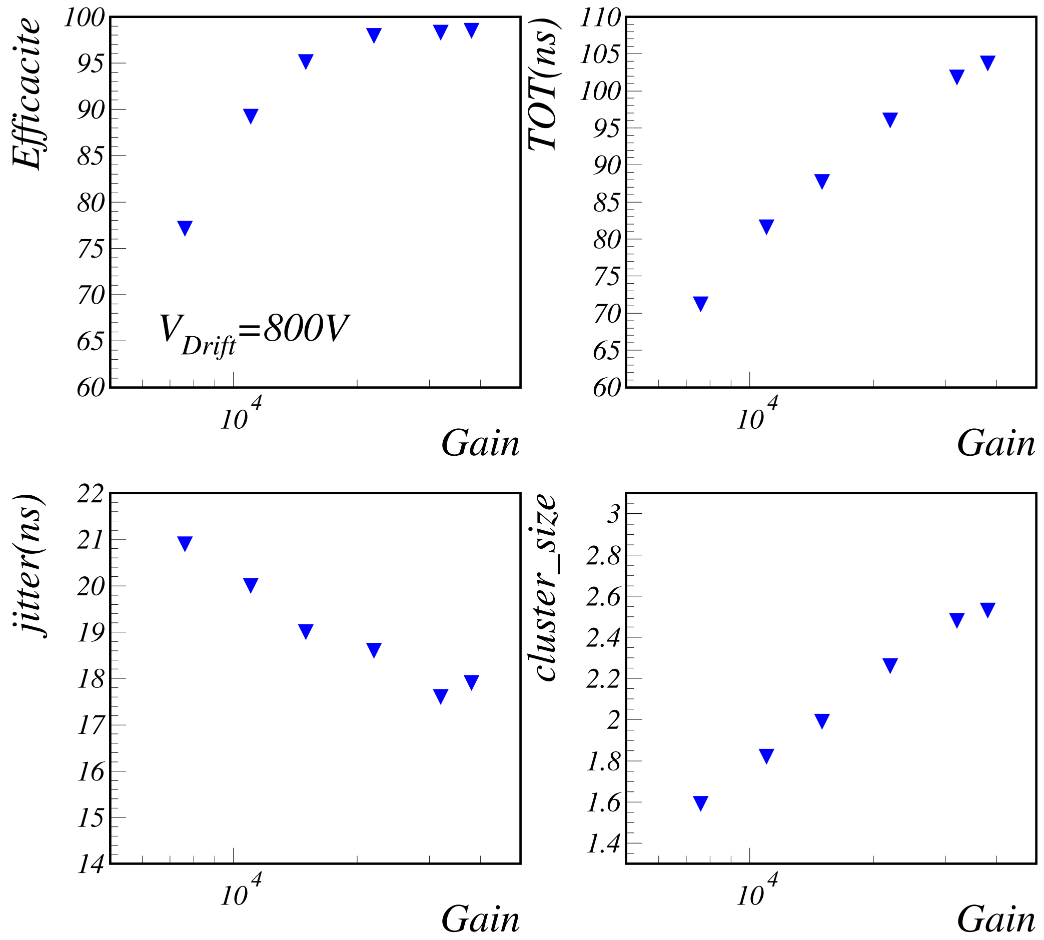

Fig. 4.14 – *Efficacité, largeur des signaux, jitter et taille des clusters en fonction du gain. Prototype C5 : 14 $\times$ 14 cm^2 ; mélange : Ar+11% iC_4H_{10} ; 64 pistes équipées de MQS104 ; source : ^{90}Sr.*

qu'on utilise un quencher plus léger. La durée du signal est plus courte, donc mieux adaptée au temps de montée du MQS. Pour les trois gaz quencher testés, on mesure des largeurs de signaux (TOT) de 160, 100 et 80 ns respectivement.

Des mesures ont été effectuées avec un quencher encore plus léger, le méthane, en utilisant le prémélange "P10" de composition fixée : Ar+10 % CH_4. Ces mesures n'ont pas donné satisfaction, le gain maximum atteint sans décharge (G_{max} = 2000) étant insuffisant pour atteindre le plateau d'efficacité.

Après avoir réduit la masse du quencher, il a semblé naturel de poursuivre les études en testant des mélanges à base de gaz nobles plus légers. Nous avons donc utilisé le néon, gaz noble plus léger que l'argon.

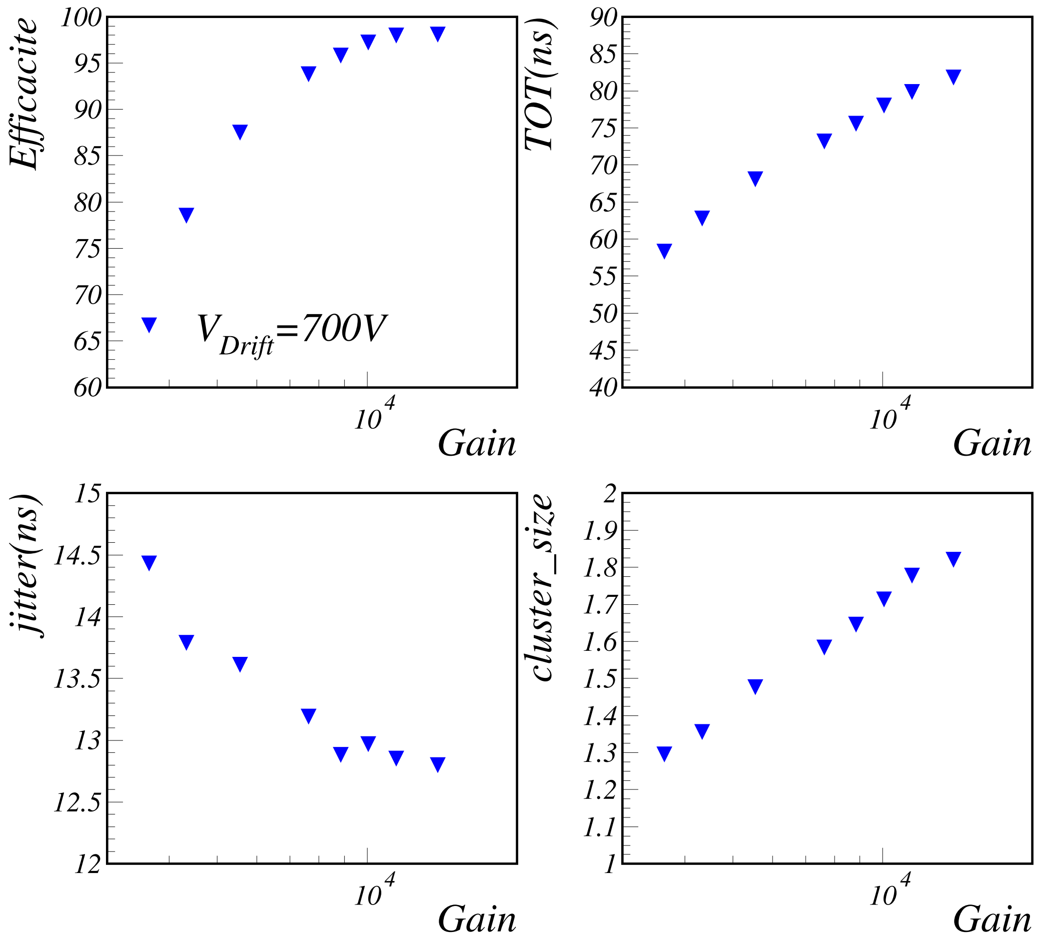

Fig. 4.15 – *Efficacité, largeur des signaux, jitter et taille des clusters en fonction du gain. Prototype C2 : 14 × 14 cm² ; mélange Ar + 20% C_2H_6 ; 64 pistes équipées de MQS104.*

4.6.5 Mélange néon-éthane : Ne-C_2H_6 (15, 30 et 50 %).

Des mesures ont été réalisées avec des mélanges à base de néon comportant différentes proportions d'éthane : 15, 30 et 50 %.

La forme du signal en sortie du MQS est représentée sur la Fig.4.16 pour le mélange avec 15 % d'éthane. Le signal est symétrique, et sa largeur est de 75 ns. Lorsqu'on augmente la proportion de quencher à 30 ou 50 %, la forme du signal ne change pas.

La Fig.4.17 montre la distribution des largeurs de signaux (TOT) obtenue en début de plateau d'efficacité (G_0=21000) avec le mélange Ne+15% C_2H_6. Pour chaque cluster reconstruit, on histogramme seulement la valeur du plus grand TOT. Le TOT moyen vaut ≈ 70 ns. On remarque un excès d'événements avec des grands TOT (> 100 ns), typique des mélanges pour

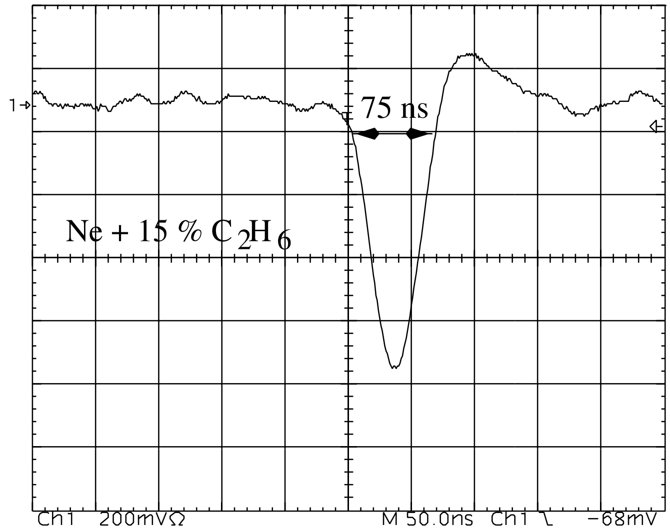

Fig. 4.16 – *Signal après mise en forme par le MQS104; mélange Ne+15% C_2H_6.*

lesquels la vitesse de dérive des électrons n'est pas négligeable ($\approx$ 30 - 40 ns/mm).

La Fig.4.18 montre les performances obtenues (efficacité, largeur moyenne des signaux, jitter et taille moyenne des clusters) en fonction du gain pour trois proportions de quencher 15, 30 et 50 %.

Les trois courbes d'efficacité en fonction du gain sont décalées : lorsque la proportion de C_2H_6 augmente, le gain G_0 de début de plateau diminue : G_0=30000, 18000 et 14000 respectivement pour 15, 30 et 50 % de C_2H_6.

Le gain maximum G_{max} diminue aussi avec le pourcentage de C_2H_6. Les mêmes caractéristiques d'efficacité et de valeur de TOT, ainsi que le jitter minimum sont atteints à un gain plus bas lorsqu'il y a plus de C_2H_6.

Avec 15 % de C_2H_6, l'efficacité maximum n'est que de 98%. Ceci pourrait s'expliquer par le faible nombre d'interactions primaires entre la particule incidente et les molécules de gaz, ou par le faible nombre d'électrons primaires créés, lorsqu'il y a peu de C_2H_6 (n_e= 14, 19 et 23.1 pour 15, 30 et 50 % de C_2H_6 respectivement).

Enfin, les trois courbes de variation de la taille moyenne des clusters avec le gain sont superposées.

Les performances mesurées en début de plateau d'efficacité (gain G_0) sont récapitulées dans le tableau 4.3 pour les trois pourcentages de C_2H_6 des mélanges Ne-C_2H_6, et comparées aux résultats obtenus avec les autres mélanges dans le tableau 4.5.

Le signal total moyen S=$G_0 \times n_e$ et la taille moyenne des clusters cl_{sz} diminuent très légèrement avec le pourcentage de C_2H_6 ; ils restent dans un rapport constant ($G_0 \times n_e/cl_{sz}$ =2.2, 2 et 2 respectivement pour 15, 30 et 50% de C_2H_6. Rappelons que n_e est le nombre (calculé) d'électrons primaires créées dans l'espace de conversion.

La valeur moyenne du TOT augmente très peu avec le pourcentage de C_2H_6 : le signal a

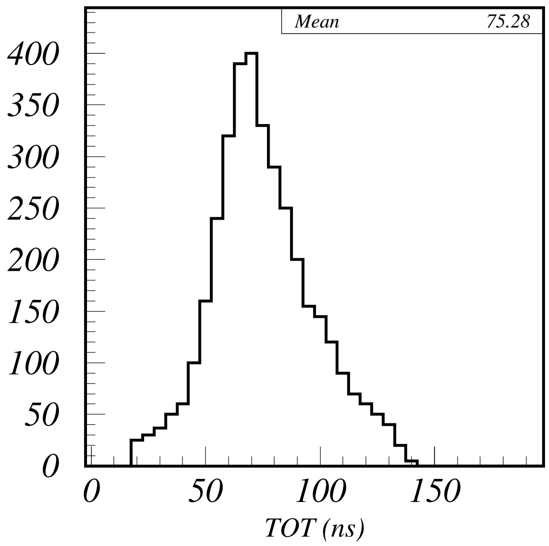

Fig. 4.17 – *Distribution des largeurs de signaux (plus grand TOT de chaque cluster) ; mélange Ne + 15 % C_2H_6 ; gain $G=G_0=21000$. Prototype C5, 64 voies MQS104 ; source ^{90}Sr.*

pratiquement la même forme quelque soit la proportion de C_2H_6.
L'amélioration du jitter est marginale.

On peut conclure que les performances obtenues avec les différentes proportions de C_2H_6 dans le mélange Ne-C_2H_6 sont comparables entre elles, et comparables aussi aux performances obtenues avec le mélange Ar-C_2H_6. Tous ces mélanges gazeux (avec du C_2H_6 pour quencher) produisent un signal de forme semblable, avec un TOT de 75-80 ns.

Proportion d'éthane	15%	30%	50%
Gain en début de plateau : G_0	30000	18000	14000
$G_0 \times n_e$	4.2×10^5	3.4×10^5	3.2×10^5
taille des clusters	1.9	1.7	1.6
TOT moyen	73 ns	76 ns	77 ns
résolution temporelle : σ_t	14.9 ns	14.7ns	14.5ns

Tab. 4.3 – *Tableau comparatif des mesures en début de plateau d'efficacité pour différentes proportions d'éthane dans le mélange Ne-C_2H_6. Prototype C5 ; 64 pistes équipées de MQS104 ; source : ^{90}Sr.*

Les résultats obtenus avec les mélanges Ar-C_2H_6 et Ne-C_2H_6, confirment que la largeur du

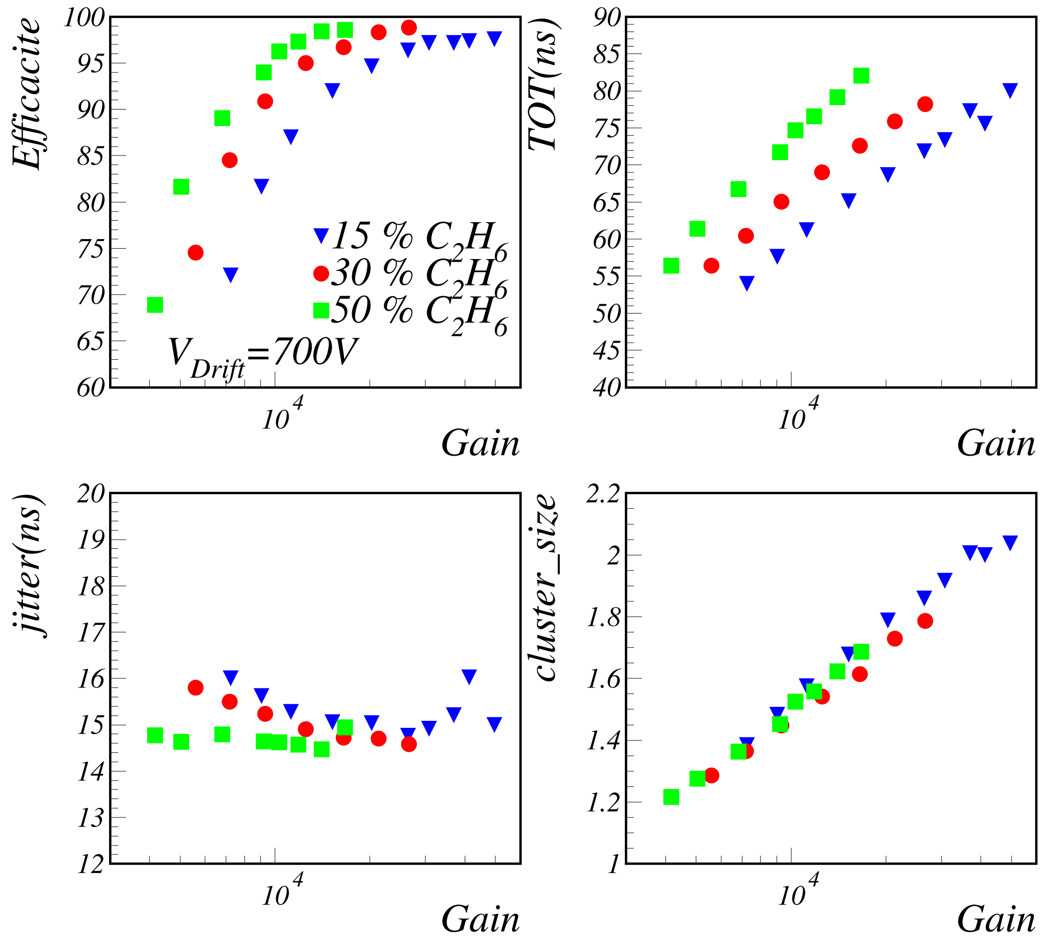

Fig. 4.18 – *Efficacité, largeur des signaux, jitter et taille des clusters en fonction du gain. Prototype C5 : 14 × 14 cm^2 ; mélanges Ne + C_2H_6 (15%, 30% et 50 %) ; 64 pistes équipées de MQS104, source : ^{90}Sr.*

signal qui est liée à la mobilité des ions dans l'espace d'amplification, dépend principalement de la nature du quencher. En conséquence, l'adéquation du signal avec le préamplificateur dépendra du quencher sélectionné. Parmi les quenchers testés, l'éthane est le gaz qui conduit aux signaux les plus courts, donc les mieux adaptés à l'amplificateur rapide MQS104.

Dans le but d'améliorer les performances du détecteur, nous avons étudié la réponse de Micromégas pour des mélanges gazeux triples contenant du CF_4.

4.6.6 Mélange néon-éthane-tétrafluorocarbone : Ne-C_2H_6-CF_4.

La présence de CF_4 dans un mélange gazeux augmente la vitesse moyenne de dérive des électrons. La diffusion transverse des électrons primaires dans l'espace de conversion est réduite.

Ne (%)	C_2H_6 (%)	CF_4 (%)	n_{int}	n_e
85*	15	0	4.91	16.0
70	30	0	6.21	19.0
50	50	0	9.45	23.1
90*	5	5	4.62	14.8
87*	8	5	4.88	15.4
87	3	10	5.03	15.2
85	5	10	5.21	15.6
77	13	10	5.90	17.3
67	13	20	7.07	19.0

Tab. 4.4 – *Nombre d'interactions n_{int} et nombre d'électrons primaires n_e créés par une particule au minimum d'ionisation dans 3 mm d'un mélange Ne-C_2H_6-CF_4 [35]. Les mélanges marqués d'un * sont ceux pour lesquels l'efficacité maximum n'est pas optimale.*

Cette propriété est exploitée dans le but d'améliorer la résolution spatiale et temporelle du détecteur.

Des tests ont été effectués avec un mélange Ne-C_2H_6-CF_4. Différentes proportions de CF_4 (5, 10 et 20 %) ont été testées. Les proportions de C_2H_6 varient entre 3 et 13 %.

Des mesures d'efficacité ont été effectuées en fonction du gain pour les différentes proportions d'éthane et de CF_4. Pour comparer les résultats obtenus, on trace l'efficacité en fonction du produit : $S = G \times n_e$. S représente le signal total moyen en entrée du préamplificateur. n_e est le nombre d'électrons "primaires" créés dans l'espace de conversion. Il dépend du mélange et est déterminé par le produit : $n_e = n_{int} \times m$. Rappelons que n_{int} est le nombre de collisions (ou interactions) entre la particule incidente et les molécules du mélange gazeux. A chaque collision se crée un "cluster" de m électrons.

Le tableau 4.4 récapitule les valeurs moyennes de nombre d'interactions n_{int} et de nombre d'électrons primaires n_e pour une particule au minimum d'ionisation traversant 3 mm de mélange gazeux, pour les différentes proportions de C_2H_6 et de CF_4. Ces valeurs sont calculées à partir des données de la référence [35].

Les Fig.4.19 montrent l'efficacité ϵ en fonction du gain (figure du haut) et en fonction du signal total moyen $S = G \times n_e$ (figure du bas) pour les différents mélanges. Sur la figure du haut ($\epsilon = f(G)$), les courbes se rassemblent en trois séries de points correspondant aux trois proportions de CF_4.

En revanche, sur la figure du bas ($\epsilon = f(G \times n_e)$), les courbes d'efficacité obtenues avec 10 et 20 % de CF_4 sont similaires, avec toutefois une efficacité légèrement plus faible avec 10% de CF_4.

Les courbes correspondant à 5% de CF_4 sont décalées vers des gains plus élevés et l'efficacité maximum est moins bonne ($\epsilon < 97.5$ %).

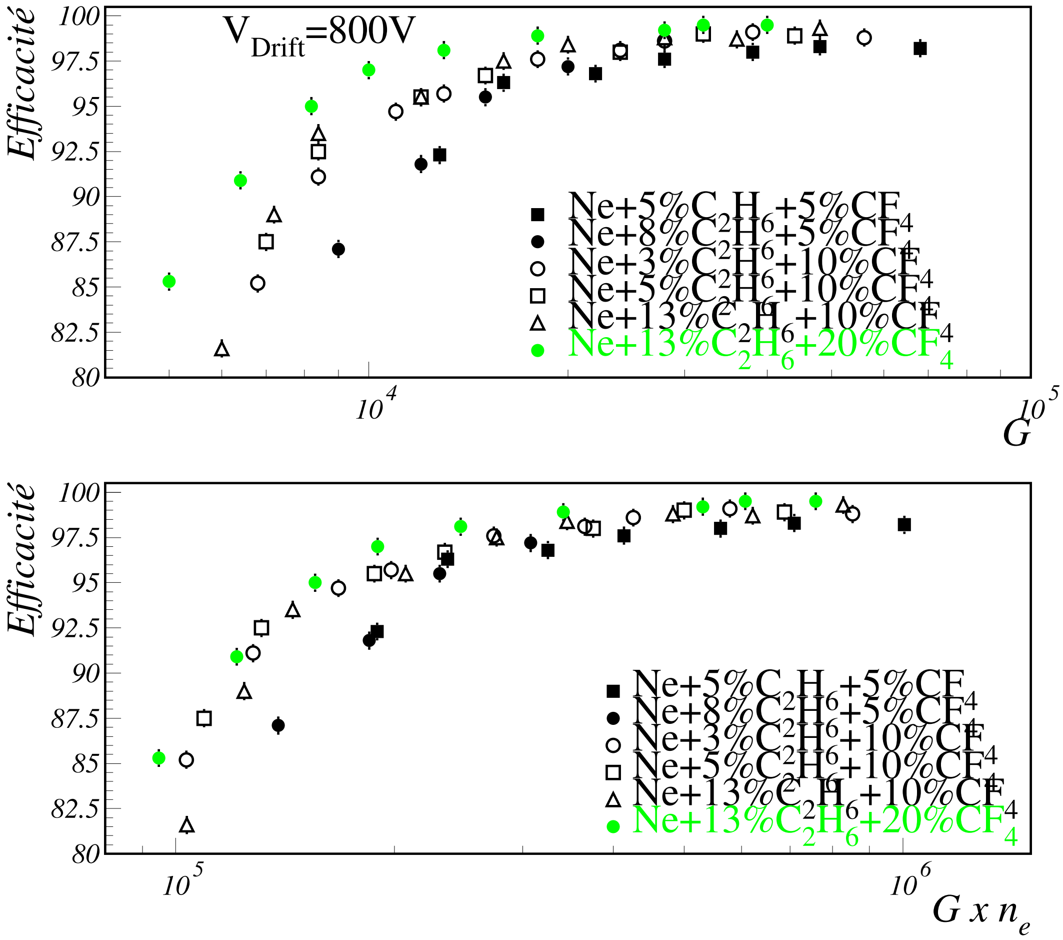

Fig. 4.19 – *Efficacité en fonction du gain d'amplification (en haut), et en fonction du signal total moyen $S = G \times n_e$ (en bas), pour différentes proportions de C_2H_6 et CF_4 dans un mélange Ne-C_2H_6-CF_4. Prototype C5, ^{90}Sr, MQS104.*

On obtient donc de bons résultats ($\epsilon > 99\%$, et S(G=G_0)$\approx$ 3.5 10^5) lorsqu'il y a plus de 10 % de CF_4, quelque soit la proportion de C_2H_6. Cette observation corrélée aux valeurs de n_{int} et n_e du tableau 4.4 suggère qu'il faut un nombre suffisant d'interactions ($n_{int} \geq 5$) pour obtenir une efficacité optimale. En effet, pour les mélanges marqués d'un astérisque (*) dans le tableau, $n_{int} < 5$ et l'efficacité n'est pas optimale.

Les prototypes ont donc été testés avec un mélange comportant 10 % de CF_4 dans un faisceau de hadrons de haute énergie.

4.6.7 Mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4

Mesures avec un faisceau de pions.

Les mesures avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 ont été faites sur le protoype C5 équipé de MQS. Le signal observé en sortie de MQS (non représenté ici) est symétrique et sa largeur est de $\approx$ 70 ns. Il est semblable au signal obtenu sans CF_4.

Le prototype C5 faisait partie du télescope utilisé pour caractériser une chambre de grande dimension équipée d'une électronique différente (SFE16, chapitre 6). Le dispositif de test comportait 3 chambres Micromégas de petite dimension (dont C5) équipées de MQS et une grande chambre. Les résultats concernant C5 ont été obtenus en utilisant les trois autres détecteurs pour déterminer les traces de référence. La procédure d'analyse des données est semblable à celle utilisée avec le mélange Ar+2.8%C_6H_{12} avec le faisceau de muons du SPS. Pour chaque trace de référence, on considère que le détecteur est efficace si les deux conditions suivantes sont remplies :

- à moins de 500 μm de la position donnée par la trace de référence, on trouve un coup dont le TOT est supérieur à 20 ns,
- le temps moyen associé à ce coup se trouve dans une fenêtre de 60 ns de large en coïncidence avec le temps du trigger donné par 4 scintillateurs.

La résolution spatiale du télescope est de 60 μm au niveau de C5, et la résolution temporelle du trigger inférieure à 2 ns. L'erreur statistique sur les mesures d'efficacité est toujours inférieure à 0,5 %.

Les mesures ont été faites dans un faisceau de hadrons qui provoquait un certain nombre de décharges dans l'espace d'amplification des chambres Micromégas (chapitre 5). Les événements retenus pour cette analyse sont ceux pour lesquels il n'y a pas eu de décharge.

La Fig.4.20 montre un exemple de distribution des temps mesurés : temps de passage au seuil du front de montée t_m, de descente t_d, temps au dessus du seuil (TOT) et temps moyen ($t_{moyen}=\frac{t_m+t_d}{2}$). Il s'agit d'événements pour lesquels la chambre C5 est efficace. La mesure des temps de passage au seuil des deux fronts permet d'améliorer le jitter : 99% des temps t_{moyen} sont inclus dans une fenêtre étroite de 40 ns (σ=6.2 ns), alors que les temps initiaux t_m et t_d sont inclus chacun dans des fenêtres de 75 ns. Les données sont enregistrées au gain de 14000 (début du plateau d'efficacité).

La Fig.4.21 montre l'évolution de la distribution des largeurs de signaux (TOT) avec le gain. Aux faibles gains (2800 et 6200), la valeur la plus probable du TOT est petite (50 et 70 ns respectivement), et l'efficacité mesurée est faible (50 et 70 % respectivement). Pour les gains

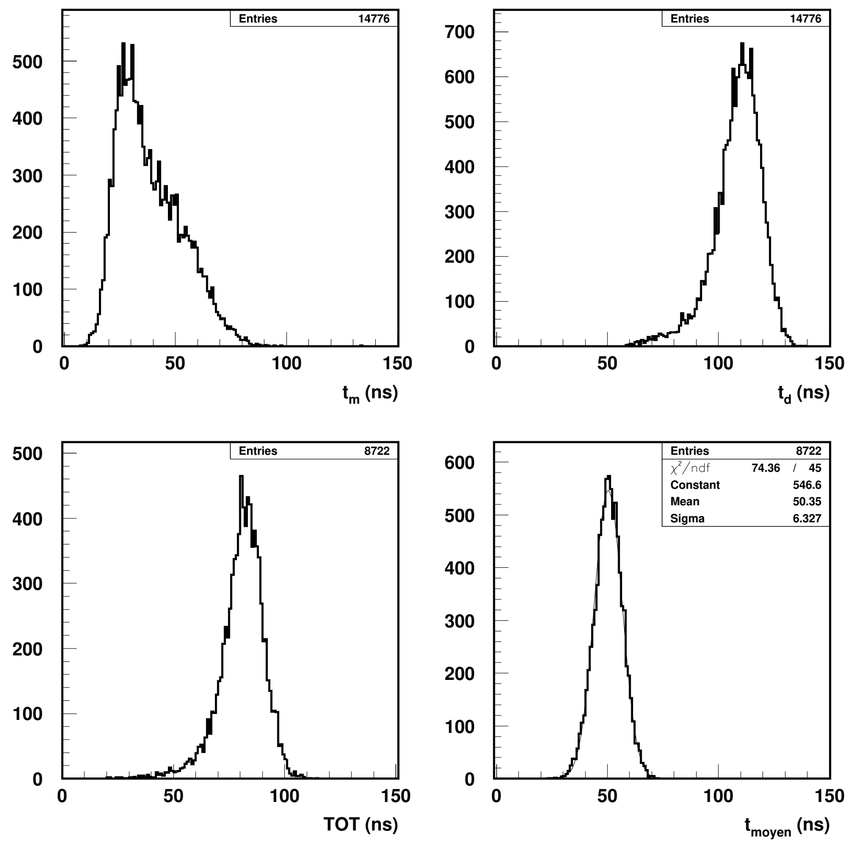

Fig. 4.20 – *Distributions des temps de passage au seuil des fronts de montée t_m et de descente t_d, des temps au dessus du seuil (TOT) et des temps moyens ($t_{moyen} = \frac{t_m+t_d}{2}$). Prototype C5 ; 64 voies MQS104. G_0=14000. π^- 10 GeV, 15 kHz.*

plus élevés (14000 et 41000, $\epsilon > 99\%$), les valeurs les plus probables de TOT changent peu car le TOT varie approximativement comme le logarithme de l'amplitude des signaux. Les deux distributions de TOT sont similaires. Sur la Fig.4.21, on histogramme seulement le plus grand TOT de chaque cluster reconstruit.

La Fig.4.22 montre les performances obtenues en fonction du gain : efficacité, largeur moyenne des signaux (TOT), jitter et taille moyenne des clusters avec un faisceau de pions de 10 GeV (CERN PS).

Le plateau d'efficacité débute au gain G_0=14000. A cette valeur de gain, on calcule un signal moyen total $S = G_0 \times n_e \times corr = 14000 \times 16.9 \times 1.35 = 3.2 \times 10^5 e^-$ (le coefficient *corr* est la correction relativiste pour des pions de 10 GeV). Le plateau s'étend jusqu'au gain G_{max}=40000. On observe une inflexion de la courbe de TOT en fonction du gain lorqu'on atteint le plateau d'efficacité.

Les valeurs mesurées en début de plateau d'efficacité sont résumées dans le tableau 4.5. Le TOT moyen est égal à 67 ns, légérement inférieur à celui obtenu sans CF_4. La résolution

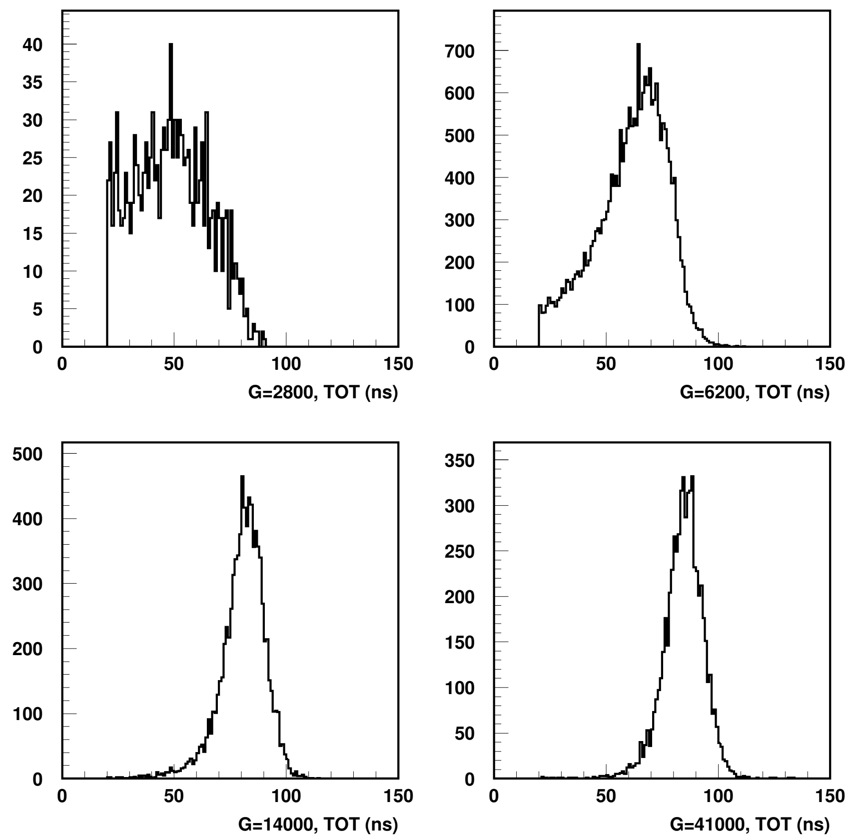

Fig. 4.21 – *Distributions des temps au dessus du seuil (plus grand TOT de chaque cluster) pour 4 valeurs de gain : G=2800, 6200, 14000 et 41000 ; les efficacités correspondantes sont : 50, 90, 99 et 99 %. Prototype C5 ; 64 voies MQS104 ; π^- 10 GeV, 15 kHz.*

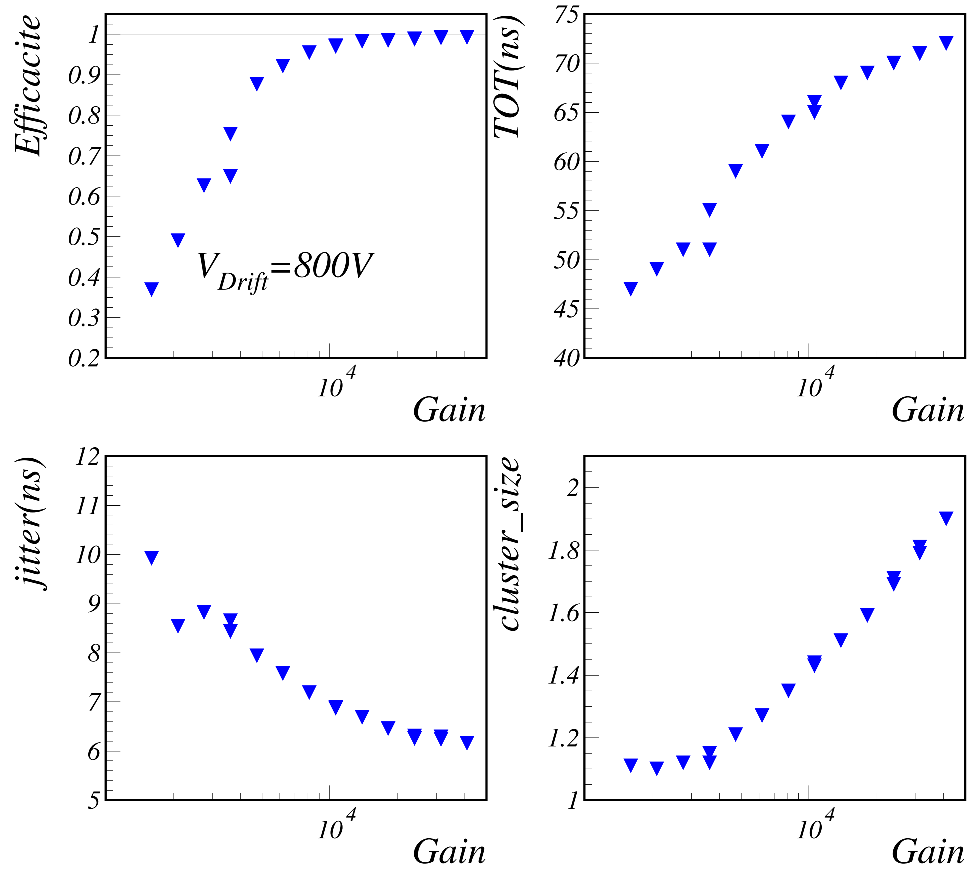

Fig. 4.22 – *Efficacité, jitter, TOT moyen et taille moyenne des clusters en fonction du gain. Prototype C5 : 14 × 14 cm^2 ; mélange Ne+11% C_2H_6+10% CF_4 ; 64 pistes équipées de MQS104 ; Faisceau : π 10 GeV ; flux : 15 kHz.*

temporelle est de 6.3 ns : tous les signaux corrélés au trigger sont inclus dans une porte de 50 ns de large. La taille moyenne des clusters est de 1.5 pistes et la résolution spatiale vaut 80 μm.

Les mesures montrent que l'ajout de CF_4 au mélange Ne-C_2H_6 diminue la valeur moyenne du TOT et améliore la résolution temporelle ainsi que la résolution spatiale. Ces résultats sont compatibles avec une dérive rapide des électrons primaires dans l'espace de conversion, et une faible diffusion transverse en présence de CF_4.

4.6.8 Autres mélanges.

C_2H_6 pur.

Avec de l'éthane pur, le gain d'amplification n'est pas suffisamment stable pour que le détecteur fonctionne en régime proportionnel. On ne parvient pas à amplifier sans décharges occasionnelles.

Mélanges à base d'hélium.

Plusieurs mélanges à base d'hélium ont été testés. Ces mélanges permettent en général d'atteindre des gains maximum élevés (5×10^5 avec le mélange He+20% C_2H_6). Cependant, ils présentent plusieurs inconvénients. Pour compenser la faible densité électronique de l'hélium, il faut ajouter une proportion élevée de "quencher" pour obtenir une bonne efficacité de détection. D'autre part, la dérive des électrons primaires dans l'hélium est très lente [54]. Il faut ajouter un pourcentage élevé de CF_4 (au moins 20 %) pour obtenir une résolution temporelle inférieure à 10 ns. Enfin, l'hélium est un gaz très volatile et doit être utilisé dans des détecteurs parfaitement étanches.

4.7 Conclusion des mesures avec le MQS104.

Le but des études décrites dans ce chapitre était de mettre à l'épreuve des prototypes de détecteurs Micromégas équipés d'une électronique rapide et de trouver un mélange gazeux adapté.

Dans ce paragraphe, on résume les résultats obtenus avec les différents mélanges. Pour comprendre les effets observés, on étudie la relation entre certains paramètres et les performances obtenues :
- nombre d'interactions primaires et efficacité.
- taille des clusters et diffusion transverse.
- nature du quencher et largeur du signal ; déficit balistique, S/B.

Enfin, on montre les limitations du préamplificateur MQS104 rapide et relativement bruyant (T_p = 17 ns, σ_{ENC} = 3140 e^-), pour son utilisation sur un détecteur de type Micromégas.

L'étude des différents mélanges gazeux a été réalisée sur des prototypes Micromégas ayant une surface active de 14×14 cm^2, un espace de conversion de 3 mm et un espace d'amplification de 100 μm. Le pas des pistes était de 317.5 μm, et 64 voies ($\approx$ 2 cm) étaient équipées de MQS104. Les mesures ont été effectuées avec une source de ^{90}Sr ou avec des faisceaux (μ 190 GeV, et π 10 GeV).

4.7.1 Comparaison des différents mélanges gazeux.

Les mélanges testés sont les suivants :
- trois mélanges à base d'argon ; quencher : cyclohexane, isobutane et éthane
- trois mélanges néon-éthane
- un mélange triple néon-éthane-CF_4.

Le tableau 4.5 récapitule l'ensemble des résultats obtenus.

Test	μ 190 GeV	^{90}Sr	^{90}Sr	^{90}Sr	^{90}Sr	^{90}Sr	π 10 GeV
Mélange	Ar-C_6H_{12}	Ar-iC_4H_{10}	Ar-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6-CF_4
Proportion	97.2-2.8	89-11	80-20	85-15	70-30	50-50	79-11-10
G_0	42000	26000	12000	30000	18000	14000	14000
S=$G_0 \times n_e$	$1.9{\times}10^6$	$8.3{\times}10^5$	$3.5{\times}10^5$	$4.2{\times}10^5$	$3.4{\times}10^5$	$3.2{\times}10^5$	$3.2{\times}10^5$
cl_{size}	3.1	2.5	1.8	1.9	1.7	1.6	1.5
α	0.7	0.65	0.55	0.5	0.5	0.5	0.5
TOT(ns)	160	101	80	73	76	77	67
σ_t(ns)	25	18	12.8	14.9	14.7	14.5	6.3
σ_r(μm)	92						80

Tab. 4.5 – *Tableau comparatif des mesures en début de plateau d'efficacité avec différents mélanges gazeux : gain G_0, charge totale $S{=}G_0{\times}n_e$, taille des clusters cl_{size}, coefficient de correction du "walk" α, temps au dessus du seuil moyen TOT, résolution temporelle σ_t et résolution spatiale σ_r. Prototype : 14×14 cm^2 ; 64 voies équipées de MQS104.*

Pour chaque mélange, on rappelle la valeur du gain G_0 au début du plateau d'efficacité (G_0 = quelques 10 ^{4}).

On donne ensuite la valeur de la charge moyenne totale (ou signal moyen total S=G $\times n_e$) en entrée du préamplificateur. Rappelons que n_e représente le nombre total moyen *calculé* d'électrons "primaires" créés dans l'espace de conversion, pour n_{int} collisions (ou interactions) de multiplicité m entre la particule incidente et les molécules du mélange gazeux : $n_e = n_{int} \times m$. Il faut un signal de l'ordre de quelques 10^6 e^- pour les mélanges les plus lents (Ar-C_6H_{12} et Ar-iC_4H_{10}), et de quelques 10^5 e^- pour les 5 derniers mélanges du tableau (mélanges comportant de l'éthane), pour atteindre la pleine efficacité.
La taille moyenne des clusters cl_{size} est donnée en nombre de pistes touchées, et varie entre 3.1 et 1.5 (soit entre $\approx$ 0.5 et 1 mm, les pistes étant au pas de 317.5 μm). On remarque que S et cl_{size} varient très peu (de $\pm$ 15 %) pour les 5 mélanges contenant de l'éthane.

Le coefficient α (correction du "walk" du signal) est utilisé pour déterminer précisément le temps moyen à partir des temps de passage au seuil des fronts de montée et de descente des signaux :

$$t_{moyen} = \alpha t_m + (1-\alpha) t_d. \tag{4.7}$$

Il est égal à 0.5 dans le cas d'un signal symétrique ; il atteint 0.7 dans le cas du signal très asymétrique obtenu avec du cyclohexane (longue traînée ionique).

La valeur moyenne du temps au dessus du seuil ($TOT = t_d - t_m$) dépend surtout de la nature du quencher utilisé. Elle diminue avec la masse du quencher. Cette propriété reflète la mobilité des ions dans l'espace d'amplification du détecteur.

L'ajout de CF_4 dans le mélange réduit aussi légèrement la valeur du TOT, en diminuant la contribution de la vitesse de dérive des électrons.

La résolution temporelle est particulièrement bonne en présence de CF_4.

La résolution spatiale n'a pu être mesurée que lors des tests en faisceau. La valeur de 80 μm obtenue avec le dernier mélange est très bonne: pour un détecteur avec un pas de piste de 317 μm, on attend $\approx 317/\sqrt{12} = 90\mu m$. Cependant, avec plusieurs pistes touchées et une information sur l'amplitude des signaux (via le TOT), la résolution pourrait être meilleure. Le bruit important du MQS limite probablement la résolution.

Les meilleures performances (signal, résolution spatiale et temporelle) sont obtenues avec le mélange Ne + 11% C_2H_6 + 10% CF_4.

4.7.2 Largeur des signaux (TOT) et déficit balistique.

On a vu que la valeur moyenne du TOT dépendait fortement de la nature du quencher, les quenchers les plus légers conduisant à des TOT plus petits. On remarque dans le tableau récapitulatif 4.5, que la valeur du signal moyen total $S=G_0 \times n_e$ dépend aussi de la nature du quencher.
Les variations de S avec le TOT moyen sont illustrées par la Fig.4.23. Chaque point correspond à l'un des mélanges gazeux testés. On remarque une dépendance linéaire pour TOT $>$ 80 ns.

Pour chaque avalanche, le courant induit sur les pistes de Micromégas est la somme de deux contributions, l'une provenant du déplacement rapide des électrons ($\approx$ 1 ns), et l'autre du déplacement plus lent des ions ($\approx$ 100 ns). Le rapport des charges totales correspondant à l'intégrale de ces courants est égal 1/ln M (chapitre 3.2.4 et [42]). Pour des gains compris entre 10^4 et 4×10^4, ce rapport est pratiquement constant et vaut $\approx$ 10 %: c'est donc la charge issue du courant ionique qui domine largement.

Le MQS104 a un temps de peaking de 17 ns, temps très supérieur à la durée du courant induit par le déplacement des électrons ($<$ 1 ns). En première approximation, le déficit balistique caractérisant la collection du signal électronique par le MQS104 est donc nul.
En revanche, la durée du signal ionique est toujours supérieure au temps de peaking du MQS104. Il y a donc un déficit dans la collection des charges provenant du déplacement des ions.

La Fig.4.24 montre le résultat d'une simulation du déficit balistique calculé en fonction de la largeur des signaux pour un préamplificateur avec filtre $CR\text{-}RC^4$ (type de préamplificateur voisin du MQS104 et du SFE16) [62]. La courbe supérieure correspond au MQS104 (T_p=17 ns), et la courbe inférieure à un préamplificateur plus lent (par exemple le SFE16 décrit dans

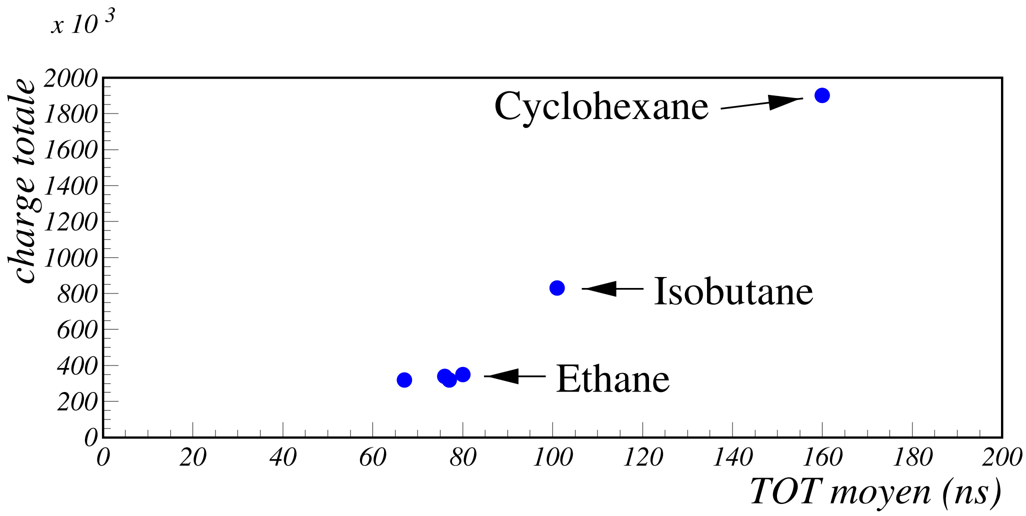

Fig. 4.23 – *Signal moyen total S= $G_0 \times$ n_e (en nombre d'e^-) en fonction du TOT moyen pour différents mélanges gazeux. Les valeurs de TOT=80, 100 et 160 ns, correspondent aux mélanges à base d'argon avec de l'éthane, de l'isobutane et du cyclohexane respectivement pour quencher ; valeurs mesurées au début du plateau d'efficacité (tableau 4.5) ; ampli MQS104.*

le chapitre 6, T_p=85 ns). On remarque une forte dépendance du déficit balistique en fonction de la durée du signal lorsque T_p est petit (cas du MQS104).
En supposant que le TOT moyen est une mesure de la durée du signal ionique, et en tenant compte du déficit balistique estimé, on peut calculer la charge S_{MQS104} collectée par le MQS104 lorsque le détecteur fournit la charge S. Ainsi, pour une charge S délivrée par le détecteur telle que :

$$S = G \times n_e = Q_{\text{électrons}} + Q_{\text{ions}} = Q_{\text{électrons}}(1 + lnG) \tag{4.8}$$

la charge “effective” intégrée par le MQS104 est :

$$S_{MQS104} = Q_{\text{électrons}} + (1 - D_{bal}) \times Q_{\text{ions}} = S \times (1 - D_{bal}\frac{lnG}{1 + lnG}) \tag{4.9}$$

En utilisant les valeurs de déficit balistique D_{bal} données par la Fig.4.24, on calcule S_{MQS104}. Les résultats obtenus pour les mélanges Ar-C_6H_{12}, Ar-iC_4H_{10} et Ar-C_2H_6 figurent dans le tableau 4.6. On obtient des charges S_{MQS104} voisines pour les deux premiers quenchers (C_6H_{12} et iC_4H_{10}). L'estimation du déficit balistique pour ces deux mélanges explique donc bien les différences pour le signal total S. En revanche pour le C_2H_6, la valeur obtenue pour S_{MQS104} est inférieure aux deux précédentes. L'estimation du déficit balistique pour le C_2H_6 n'explique donc pas totalement la valeur de S.
Dans ce calcul, on a supposé que la durée du signal ionique était égale au TOT. En réalité, le TOT comprend aussi une contribution due à la différence des temps d'arrivée des électrons primaires dans l'espace d'amplification (≈ 30-40 ns). La mesure du TOT surestime donc la durée

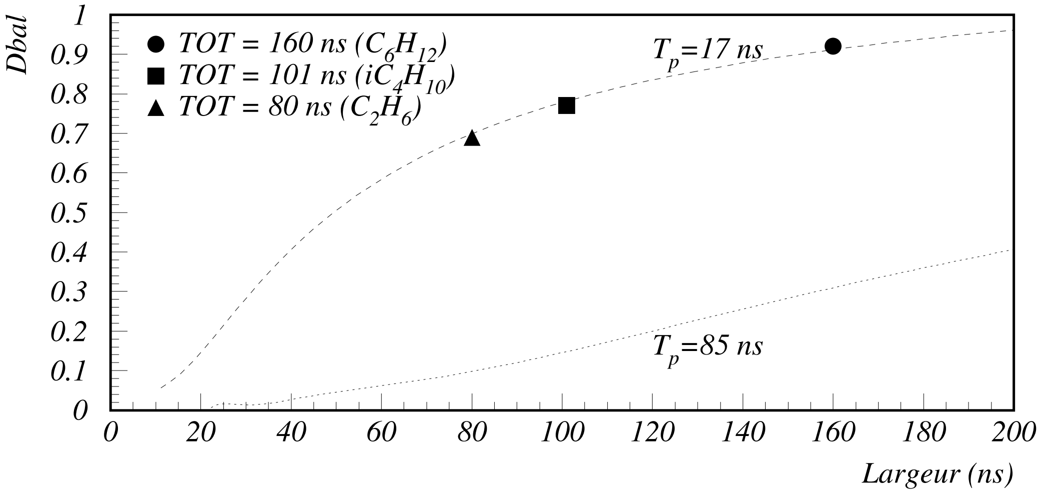

Fig. 4.24 – *Simulation du déficit balistique avec un filtre CR-RC^4 en fonction de la largeur des signaux. La courbe du haut représente le déficit balistique pour le MQS104 (T_p=17 ns), la courbe du bas le déficit balistique pour le SFE16 (T_p=85 ns, chapitre 6).*

du signal ionique particulièrement dans le cas du C_2H_6, ce qui pourrait expliquer la différence subsistant avec les autres quenchers dans la valeur de S_{MQS104}.

On peut conclure que le critère principal d'adaptation du signal au préamplificateur est la durée du signal ionique (connue en première approximation par la mesure du TOT). Sa valeur dépend principalement de la vitesse de dérive des ions dans l'espace d'amplification, qui est fixée par la nature (la masse) du quencher.

4.7.3 Diffusion transverse.

Taille des clusters et diffusion transverse :

La diffusion transverse des électrons dans l'espace de dérive de Micromégas conduit à un étalement de la charge au niveau des pistes. On peut évaluer les coefficients de diffusion transverse pour nos conditions expérimentales à partir des valeurs données dans [55] pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10} et [37] pour les autres. Il n'y a pas d'estimation pour le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4.

Expérimentalement, on détermine la taille des clusters qui dépend de la diffusion transverse et du cross-talk entre voies adjacentes. La Fig.4.25 représente la taille des clusters mesurée en fonction du produit $G \times n_e$ pour 5 mélanges gazeux étudiés avec le MQS104. On remarque que la taille moyenne des clusters augmente avec le produit $G \times n_e$. Ceci est dû au fait que la charge totale, et en particulier la charge vue par les pistes en bord de cluster, augmente avec le gain

quencher	C_6H_{12}	iC_4H_{10}	C_2H_6
TOT (ns)	160	101	80
D_{bal} (%)	92	76	69
$S=G_0\times n_e$ (e^-)	1.9×10^6	8.3×10^5	3.5×10^5
S_{MQS104} (e^-)	3.0×10^5	2.5×10^5	1.3×10^5

Tab. 4.6 – *Variation du TOT moyen, du déficit balistique, du signal $S=G_0\times n_e$ en entrée du MQS104 et du signal "effectif" S_{MQS104} après correction du déficit balistique pour trois quenchers différents.*

Mélange	Ar-iC_4H_{10}	Ar-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6
Proportion	89-11	80-20	70-30	50-50
$\sigma_T(\mu m/\sqrt{(cm)})$	500*	450	320	240

Tab. 4.7 – *Tableau comparatif des coefficients de diffusion transverse [37] (*[55]) des différents mélanges gazeux.*

et franchit plus souvent le seuil.
La contribution du cross-talk entre voies adjacentes à la taille des clusters est peu importante. Elle est inférieure à 2% avec le MQS104 (pas de couplage capacitif avec les pistes), et elle est identique pour tous les mélanges. La variation de la taille des clusters entre les différents mélanges, pour $G\times n_e$ constant, est donc attribuée à la diffusion transverse des électrons.

Pour tous les mélanges, lorsque le signal est faible ($G\times n_e < 10^5$), il y a fréquemment une seule piste touchée et la taille des clusters dépend peu du mélange gazeux utilisé. Pour des valeurs de $G\times n_e$ plus grandes, des différences entre mélanges gazeux apparaissent. Ces différences sont en accord avec les variations des coefficients de diffusion transverse calculés (Tab.4.7).

Signal par piste et diffusion transverse :

On a noté des différences importantes dans les valeurs de $S = G_0\times n_e$ suivant les quenchers utilisés (Tab.4.5, p. 95) que l'on a attribuées au déficit balistique (chapitre 4.6.2). Pour un même quencher (donc à déficit balistique constant), on peut se demander si l'étalement de la charge par la diffusion transverse peut contribuer à augmenter la valeur de $S = G_0\times n_e$. On observe que pour les mélanges contenant de l'éthane, les valeurs de S sont très voisines ($\approx 3\times10^5$). Le tableau 4.8 montre les valeurs de S, de cl_{size} et de S/cl_{size} mesurées pour les mélanges contenant de l'éthane comme quencher. Pour les 4 mélanges, S et cl_{size} varient très peu ($\pm$ 15 %). En supposant naïvement que les charges se répartissent uniformément sur l'ensemble des pistes touchées, le rapport S/cl_{size} représente la charge totale répartie sur une piste. On constate que les valeurs S/cl_{size} restent stables dans la limite de $\pm$ 7%. Ces résultats montrent qu'à déficit balistique constant, l'étalement de la charge contribue très légérement à augmenter

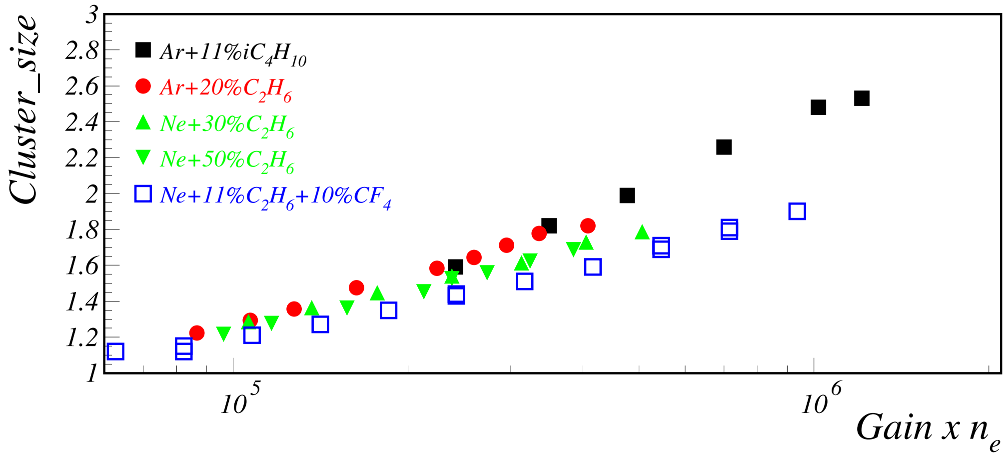

Fig. 4.25 – *Taille des clusters en fonction du produit* $G{\times}n_e$ *pour les mélanges gazeux* $Ar{+}11\%iC_4H_{10}$, $Ar{+}20\%C_2H_6$, $Ne{+}30\%C_2H_6$, $Ne{+}50\%C_2H_6$ *et* $Ne{+}11\%C_2H_6{+}10\%CF_4$.

le signal nécessaire pour atteindre la pleine efficacité.

Mélange	Ar-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6-CF_4
Proportion	80-20	70-30	50-50	79-11-10
$S{=}G_0 \times n_e$	$3.5{\times}10^5$	$3.4{\times}10^5$	$3.2{\times}10^5$	$3.2{\times}10^5$
cl_{size}	1.8	1.7	1.6	1.5
S/cl_{size}	1.9	2	2	2.1

Tab. 4.8 – *Tableau comparatif des rapports* S/cl_{size} *mesurés pour les mélanges à base d'éthane.*

4.7.4 Efficacité et nombre d'interactions.

La relation entre l'efficacité maximum obtenue et le nombre moyen d'interactions n_{int} a été discutée dans le cas des mélanges Ne-C_2H_6-CF_4 (avec 0, 5, 10 et 20 % de CF_4). On avait conclu qu'il fallait un nombre suffisant d'interactions (de l'ordre de 5 en moyenne) pour atteindre l'efficacité maximum. Cette observation est confirmée par les résultats obtenus avec le mélange Ne-C_2H_6 (70-30) pour lequel n_{int} vaut 6.2, et avec les trois mélanges à base d'argon pour lesquels n_{int} est toujours supérieur à 5.

Lorsque n_{int} est trop faible, on observe un décalage du gain de début de plateau, et une perte d'efficacité globale d'environ 1 à 2 % sur le plateau. Une partie de cette inefficacité peut être attribuée à la fluctuation du nombre d'interactions (distribution de Poisson).

4.7.5 Conclusions ; limitations du MQS104.

Les études menées sur des prototypes Micromégas de petite taille équipés de préamplificateurs MQS104, ont permis de déterminer un mélange gazeux adapté.

Pour être efficace avec un préamplificateur rapide, il faut minimiser le déficit balistique. Les signaux issus du détecteur doivent être courts. La largeur des signaux est essentiellement déterminée par la masse du gaz quencher. Un quencher léger comme l'éthane convient bien au MQS104.

Par ailleurs, l'ajout de CF_4 dans le mélange gazeux, augmente la vitesse de dérive des électrons, et donc la résolution spatiale et temporelle du détecteur.

De bons résultats ont été obtenus avec un mélange Ne-C_2H_6-CF_4 : efficacité de 99% au gain G_0=14000, résolution spatiale 80 μm et résolution temporelle 7 ns.

On remarque cependant que le gain en début de plateau d'efficacité est élevé. Ceci est dû au niveau de bruit élevé du MQS (σ_{ENC} = 3140 e^- avec un détecteur de taille modeste : pistes de 14 cm$\times$0.317 μm, capacité 20 pF).

Ce préamplificateur ne pourra donc pas être utilisé sur des détecteurs de grande taille couvrant à la fois la région du faisceau (10^8 μ/s, $\phi < 5$ cm) et la région périphérique (2×10^7 particules/s, $\phi < 40$ cm), et devant fonctionner à des gains modérés pour limiter le taux de décharges. Les hauts flux du faisceau requièrent une électronique rapide donc bruyante, et éventuellement une segmentation fine du détecteur. Pour la région périphérique, il faut un détecteur de grande taille comportant des pistes longues de 40 cm représentant une capacité élevée en entrée du préamplificateur. Il est donc nécessaire de développer un préamplificateur plus lent à bas bruit permettant d'utiliser le détecteur à un gain modéré.
Le préamplificateur SFE16 a été construit à cet effet. Les caractéristiques du SFE16 ainsi que les performances obtenues sur des prototypes équipés de ce préamplificateur seront décrites dans le chapitre 6. Auparavant, nous décrivons les études réalisées pour appréhender le problème des décharges.

Chapitre 5

Les détecteurs Micromégas et les décharges.

5.1 Introduction.

Les détecteurs Micromégas sont utilisées dans COMPASS pour détecter un flux important de particules au minimum d'ionisation (jusqu'à 3×10^5 part/cm^2/s). Les détecteurs gazeux utilisés jusqu'à maintenant (chambres proportionelles à fils, chambres à dérive) ne sont efficaces que pour des flux incidents limités. Dans le cas des chambres à fils, par exemple, lorsque le flux est supérieur à 10^5-10^6 part/cm^2/s, les ions créés près du fil écrantent le champ électrique et limitent la valeur du gain. Au contraire, dans le cas de détecteurs à électrodes parallèles de type Micromégas, les ions dérivent sur une distance limitée (100 μm) et sont évacués rapidement (100 ns). Le gain n'atteint pas la saturation et le détecteur peut fonctionner à haut flux (quelques 10^8 part/cm^2) [26] [56].

L'absence de saturation fait que le processus d'amplification peut diverger pour des particules très ionisantes car la charge déposée est importante. Lorsque la densité de paires électrons-ions est trop élevée, le gaz se transforme localement en plasma [40], et les charges circulent librement entre les électrodes du détecteur provoquant une décharge.

Les chambres Micromégas sont sensibles à ce processus de décharge. Nous avons réalisé des études pour comprendre les mécanismes à l'origine des décharges, et opérer des choix techniques visant à diminuer leur nombre et leur effet.

Expérimentalement, les décharges s'observent par l'augmentation rapide du courant délivré par l'alimentation de la tension grille. Elles provoquent une chute de la tension appliquée sur la grille et donc une diminution du gain d'amplification. La charge totale mise en jeu dans une décharge est élevée ($\approx 1\mu$C), il faut donc prévoir une protection de l'électronique frontale. L'effet des décharges est visible et audible. Il produit une perturbation importante du détecteur.

Cependant, nous n'avons pas observé de vieillissement du détecteur à long terme sous l'effet d'un grand nombre de décharges : aucune diminution du gain n'a été observée, et aucune voie d'électronique n'a été détruite suite aux tests intensifs réalisés.

Afin de minimiser l'impact des décharges, nous avons réalisé des tests en laboratoire pour différents circuits de polarisation du détecteur. Nous avons également testé Micromégas avec différents mélanges gazeux, en laboratoire avec une source α, en faisceau avec des hadrons de 10 GeV et dans les conditions de l'expérience COMPASS avec un faisceau de muons de 200 GeV.
Pour identifier et comptabiliser les décharges, nous avons mis au point un système d'étiquetage. Nous avons ainsi pu mesurer la probabilité de décharges dans différentes conditions expérimentales ainsi que le temps mort associé à chaque décharge.

5.2 Caractéristiques des décharges : mesures avec une source α.

5.2.1 Dispositif expérimental.

Les études ont été réalisées avec une source α de ^{241}Am (5.4 MeV). Ces particules sont très ionisantes (β=1.3$\times10^{-3}$c, typiquement $\frac{dE}{dx} \approx$ 400 keV dans 3 mm de gaz), elles provoquent un nombre important de décharges alors que le détecteur fonctionne à bas gain : 1 décharge pour 100 α incidents au gain de 3000 , pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10}.
Les tests ont été effectués avec le prototype C1. Il s'agit d'une chambre comportant un espace de conversion de 3 mm et un espace d'amplification de 100 μm ; elle mesure 14$\times$14 cm^2 et est semblable au prototype C2 (Tab.3.1, p. 47). Pour permettre aux α de pénétrer dans le détecteur, la fenêtre extérieure en mylar a été remplacée par une fenêtre plus fine (4 μm au lieu de 15 μm). La source d'^{241}Am est placée contre le détecteur C1. Dans ces conditions, les particules α traversent au plus 5 mm d'air (distance source-fenêtre en mylar), 4 μm de mylar (épaisseur de la fenêtre) et 3 mm de mélange gazeux (épaisseur résiduelle séparant l'électrode de dérive de la fenêtre d'étanchéité à l'intérieur du détecteur). La quantité d'ionisation créée par les α est estimée à partir de la mesure de l'amplitude du signal observée sur la grille à l'aide du préamplificateur ORTEC (chapitre 3.3.2) Un collimateur placé devant la source α permet de faire varier le flux de particules incidentes [57].

Suite à la décharge, l'alimentation haute tension restitue l'ensemble des charges évacuées lors du processus. La mesure de l'intégrale du courant I_{alim} débité par le circuit d'alimentation fournit la charge Δq mise en jeu :

$$\Delta q = \int I_{alim} dt \tag{5.1}$$

5.2.2 Mécanismes à l'origine des décharges.

Lorsqu'une décharge survient, il se produit un mécanisme caractéristique d'une rupture des propriétés isolantes du gaz. Il apparaît localement dans l'espace d'amplification un nombre important de charges qui rendent le gaz conducteur. Un des problèmes majeurs de la physique des décharges dans les gaz est d'expliquer l'apparition de cette conductivité importante. Aujourd'hui, deux mécanismes sont connus [40] :

- un mécanisme lent avec formation d'une centaine d'avalanches au même endroit. Cet effet est appelé mécanisme de Townsend : le gaz devient localement conducteur à cause des ions créés par l'amplification de plusieurs électrons primaires. Les premières observations de ce mécanisme ont été réalisées dans les années 30 [58].

- un mécanisme rapide où la divergence du développement d'une seule avalanche suffit pour produire la rupture des propriétés isolantes du gaz. Ce mécanisme est appelé effet "Kanalaufbau" ou encore mécanisme à flamme "streamer mechanism".

5.2.3 Circuit de polarisation des pistes : cas du MQS104 et cas du SFE16.

Des études réalisées avec différents composants électroniques ont montré que la charge Δq mise en jeu dans une décharge dépend fortement du schéma de polarisation des pistes. Des mesures ont été réalisées pour deux types de schémas. Dans le premier cas, les pistes sont toutes reliées à la masse à travers une faible impédance (cas du MQS104, Fig.5.1), dans le deuxième, les pistes sont découplées individuellement de la masse par des capacités (cas du SFE16, Fig.??).

Décharges dans le cas de pistes reliées à la masse via une faible impédance (cas du MQS104).

Lorsque le détecteur est équipé de préamplificateurs MQS104 (paragraphe 5.2.2), les pistes sont polarisées à la masse via une résistance de 50 Ω (résistance équivalente du MQS104) (Fig.5.1a).
A l'endroit où la décharge se produit, les charges circulent depuis la grille vers les pistes. Le potentiel des pistes étant fixé à celui de la masse par une faible impédance, il ne peut pas varier. Les charges circulent donc directement jusqu'à la masse, et la décharge ne s'arrête que lorsque le potentiel grille devient proche de zéro. Le processus de décharge induit donc une décharge complète de la capacité grille-plan de pistes C_d, et la valeur mesurée de Δq est compatible avec la valeur attendue lors de la décharge d'une capacité C_d :

$$\Delta q = \int I_{alim} dt = C_d \times \Delta V_{grille} \tag{5.2}$$

avec $C_d \approx 2$ nF pour le détecteur C1.
Il faut alors attendre quelques dixièmes de seconde avant que la tension originale de la grille soit rétablie par le circuit d'alimentation. Pendant ce temps, l'ensemble du détecteur est inefficace. C'est pourquoi ce schéma de polarisation a été abandonné au profit du schéma avec découplage individuel des pistes, décrit ci-dessous.

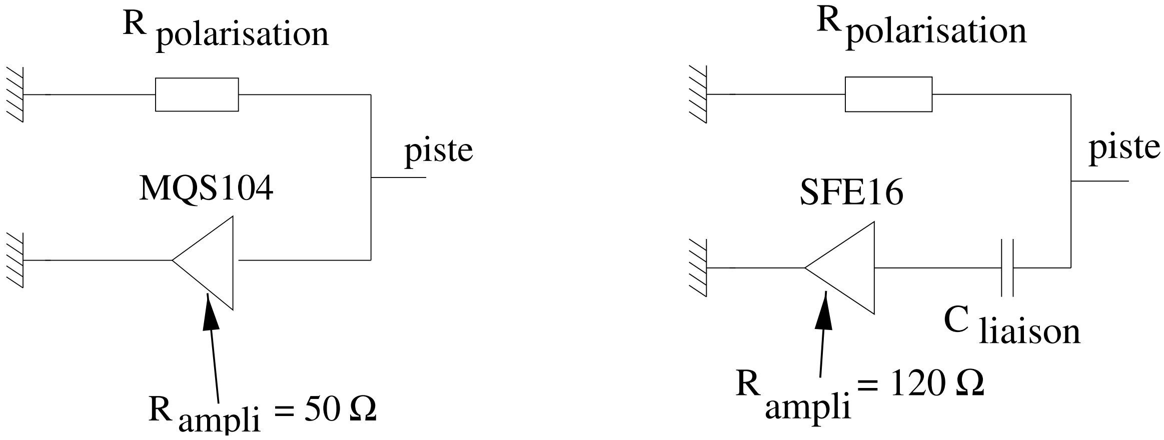

Fig. 5.1 – *a) Schéma de polarisation des pistes d'une chambre Micromégas équipée de préamplificateurs MQS104. $R_{polarisation}$=1 ou 10 MΩ. b) Schéma de polarisation des pistes d'une chambre Micromégas équipée de préamplificateurs SFE16 et de capacités de découplage. $R_{polarisation}$=1 ou 10 MΩ, $C_{liaison}$=100 ou 470 pF.*

Décharges dans le cas de pistes découplées individuellement de la masse via une capacité de liaison (cas du SFE16).

Pour limiter le nombre de pistes concernées par la décharge, on a choisi de les découpler individuellement de la masse (Fig.5.1b). Ce schéma de polarisation a été adopté pour l'implantation du préamplificateur SFE16 (chapitre 6.2.2 et 6.3). Toutes les mesures de Δq présentées par la suite sont faites dans ces conditions, les pistes étant équipées soit avec le SFE16, soit avec des cartes sans préamplificateur simulant l'impédance d'entrée du SFE16 (120 Ω).
Avec ce schéma de polarisation, on s'attend à ce qu'un nombre limité de pistes soit concerné par la décharge puisque la différence de potentiel grille-pistes peut s'annuler à l'endroit où le gaz est conducteur sans variation importante du potentiel de la grille.

5.2.4 Étude de la charge totale Δq mise en jeu dans une décharge en fonction de différents paramètres de polarisation.

Les valeurs de capacités et de résistances des circuits de polarisation de la grille (Fig.5.2) et des pistes modifient la charge Δq évacuée vers la masse lors d'une décharge.
Nous avons mesuré les valeurs de Δq correspondant à différents circuits de polarisation. Les valeurs de Δq données dans les tableaux ci-dessous correspondent à des moyennes obtenues sur

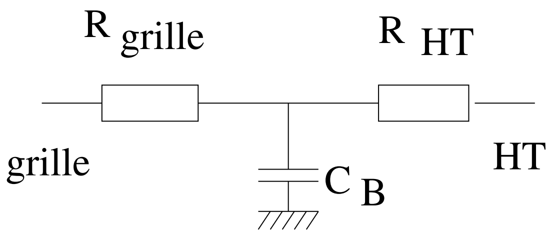

Fig. 5.2 – *Schéma de polarisation de la grille d'une chambre Micromégas. R_{grille}=0 à $\times 10^5$ Ω, C_B=10 à 100 nF, R_{HT}=5 $\times 10^5$ Ω.*

une vingtaine de mesures.

Effet de la Capacité "ballast".

Le tableau 5.1 représente les valeurs de Δq mesurées pour deux capacités "ballast" C_B=40 et 10 nF, en l'absence de résistance R_{grille}. Dans ces conditions, Δq est presque proportionnel à C_B : une partie des charges emmagasinées dans C_B avant la décharge est évacuée vers la masse lors de la décharge. Pour diminuer Δq, il faut isoler cette capacité du détecteur par une résistance.

R_{HT} (MΩ)	C_B (nF)	R_{grille} (Ω)	$R_{polarisation}$ (MΩ)	$C_{liaison}$ (pF)	R_{ampli} (Ω)	Δq(μC)
0.5	40	0	10	470	120	3.2
0.5	*10*	0	10	470	120	1.2

Tab. 5.1 – *Mesure de Δq pour différentes valeurs de capacités "ballast" C_B avec R_{grille}=0. Prototype C1 (14×14 cm^2), V_{grille}=456 V, $V_{dérive}$=800 V.*

R_{HT} (MΩ)	C_B (nF)	R_{grille} (Ω)	$R_{polarisation}$ (MΩ)	$C_{liaison}$ (pF)	R_{ampli} (Ω)	Δq(μC)
0.5	10	0	10	470	120	1.2
0.5	10	*100*	10	470	120	0.6
0.5	10	*500 000*	10	470	120	0.45

Tab. 5.2 – *Mesure de Δq pour différentes valeurs de R_{grille} avec C_B=10 nF. Prototype C1 (14×14 cm^2), V_{grille}=456 V, $V_{dérive}$ = 800 V.*

Le tableau 5.2 représente les valeurs de Δq mesurées pour trois valeurs de résistance R_{grille} 0, 100 et 500000 Ω et pour une capacité "ballast" C_B=10 nF.
Lorsque la capacité détecteur est isolée de la capacité C_B par une résistance R_{grille}, Δq est plus faible. Pour une forte valeur de R_{grille} (0.5 MΩ), Δq n'est que de 0.45 μC. On voit aussi qu'une

valeur faible de la résistance (R_{grille}=100 Ω) suffit à écranter la capacité "ballast" (Δq=0.6 μC). La constante de temps caractéristique de la décharge de C_B est donc suffisamment élevée lorsque R_{grille}>100 Ω ($\tau = R_{grille} \times C_B > 1$ μs).

Effet de la capacité de liaison.

Le tableau 5.3 montre les valeurs de Δq mesurées pour deux capacités de liaison $C_{liaison}$=470 et 100 pF. La charge évacuée lors d'une décharge augmente avec la capacité de laison $C_{liaison}$. L'utilisation d'une capacité de liaison de 100 pF au lieu de 470 pF permet de diviser Δq par deux. Cependant, la valeur de $C_{liaison}$ intervient également de façon critique dans la transmission du signal à l'électronique frontale. Une faible capacité de liason conduit à une atténuation du signal et un cross-talk entre voies adjacentes plus important (chapitre 6.7.2).

R_{HT} (MΩ)	C_B (nF)	R_{grille} (Ω)	$R_{polarisation}$ (MΩ)	$C_{liaison}$ (pF)	R_{ampli} (Ω)	Δq(μC)
0.5	40	100	10	100	120	0.35
0.5	40	100	10	*470*	120	0.7
0.5	*10*	100	10	100	120	0.3

Tab. 5.3 – *Mesure de Δq pour différentes capacités de liaisons. Prototype C1 (14×14 cm^2), V_{grille}=456 V, $V_{dérive}$=800 V.*

Effet de la résistance de polarisation et de la résistance HT.

Le tableau 5.4 montre les valeurs de Δq mesurées pour différentes résistances R_{HT} et $R_{polarisation}$. On ne voit pas d'effet des résistances R_{HT} et $R_{polarisation}$ sur la valeur de Δq.

R_{HT} (MΩ)	C_B (nF)	R_{grille} (Ω)	$R_{polarisation}$ (MΩ)	$C_{liaison}$ (pF)	R_{ampli} (Ω)	Δq(μC)
0.5	10	100	10	100	120	0.3
5	10	100	10	100	120	0.3
0.5	10	100	*1*	100	120	0.3

Tab. 5.4 – *Mesure de Δq pour différentes résistances de polarisation et différentes résistances HT. Prototype C1 (14×14 cm^2), V_{grille}=456 V, $V_{dérive}$=800 V.*

Conclusion.

La charge caractéristique d'une décharge est sensible aux valeurs de certains composants électroniques choisis pour polariser le détecteur. En découplant les pistes de la masse par une capacité de liaison de 100 pF, et en assurant une polarisation de la grille à travers une capacité "ballast" de 10 nF découplée du détecteur par une résistance de valeur au moins égale à 100 Ω, la charge minimale mise en jeu dans une décharge avec le prototype C1 est de ≈ 0.3 μC.

5.2.5 Variation du potentiel d'une piste lors d'une décharge.

Une source α permet de localiser l'endroit où l'on provoque la décharge. Nous allons, dans un premier temps, observer la variation du potentiel d'une piste située en face de la source. Nous verrons ensuite que le potentiel des pistes situées loin de la décharge varie différemment.

Variation du potentiel des pistes proches de la source α.

La Fig.5.3 représente la variation de potentiel en fonction du temps, mesurée en aval de la capa-

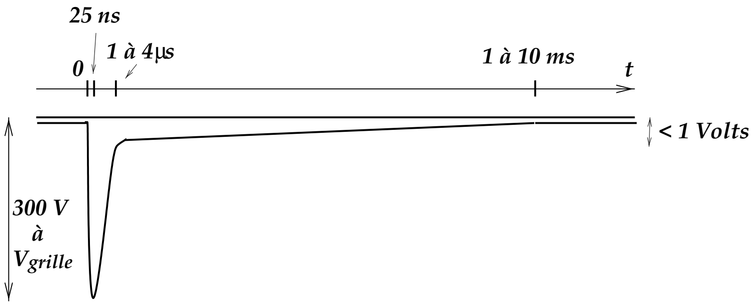

Fig. 5.3 – *Variation du potentiel d'une piste directement concernée par la décharge. C_B=10 nF, $C_{liaison}$=470 pF, R_{grille}=100 Ω. Prototype C1 (14×14 cm^2), V_{grille}=456 V, $V_{dérive}$=800 V.*

cité de liaison sur une piste située en face de la source α pour les valeurs suivantes $C_{liaison}$=470 pF, C_B= 10 nF et R_{grille}= 100 Ω.
Suite à une décharge, le potentiel varie rapidement (en ≈ 25 ns) jusqu'à une valeur pouvant atteindre la tension nominale de la grille (quelques centaines de volts; la variation dépend de la distance à la décharge, et il apparaît que le potentiel des pistes directement impliquées dans la décharge s'approche de la tension de polarisation de la grille). La durée de la variation brutale du potentiel est du même ordre de grandeur que le temps nécessaire au chargement de la capacité de liaison par la résistance équivalente du préamplificateur ($C_{liaison} \times R_{ampli}$=470 pF×120Ω=56.4 ns). Après ≈ 25 ns, la variation de tension s'inverse. La décharge est terminée et la piste revient progressivement à 0 V. Lors de la remontée à 0 V, on distingue deux régimes : une variation rapide du potentiel de -V_{grille} à -1 V, puis une variation lente de -1 à 0V étalée sur quelques ms.
Les durées de ces régimes dépendent du circuit de polarisation de la grille et des capacités inter-piste. Une variation de la résistance de polarisation de 10 à 1 MΩ change la constante de temps du régime rapide d'accroissement du potentiel (quelques centaines de ns au lieu de quelques μs) sans changer la durée du régime lent.

Variation du potentiel des pistes éloignées de la source α.

La variation du potentiel des pistes éloignées de la source α est différente (Fig.5.4). Après

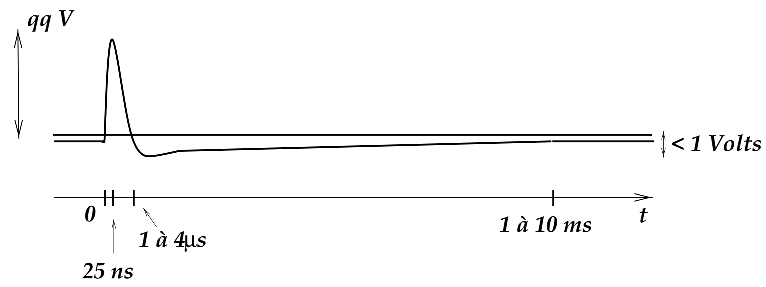

Fig. 5.4 – *Variation du potentiel d'une piste non concernée par une décharge.* C_B=*10 nF,* $C_{liaison}$=*470 pF,* R_{grille}=*100* Ω*. Prototype C1 (14×14* cm^2*),* V_{grille}=*456 V,* $V_{dérive}$=*800 V.*

une décharge, le potentiel d'une piste se trouvant loin (typiquement à plus de 2 cm) de l'endroit où la décharge se produit augmente de quelques volts. L'augmentation dure 25 ns, et correspond au temps au bout duquel le processus de décharge est terminé. Cette variation positive du potentiel des pistes reflète l'augmentation du potentiel de la grille. Les pistes étant découplées de la masse, lorsque le potentiel de la grille varie aux bornes de la capacité grille-piste, le potentiel de l'ensemble des pistes (non concernées par la décharge) varie avec la même vitesse puisque τ_{piste}=$C_{liaison}$ $\times R_{ampli}$=470 pF×120Ω est plus petit que τ_{grille}=(C_d+C_B)×R_{HT}=(C_d+10 nF)×0.5 kΩ. Suite à la décharge, les pistes ne retrouvent un potentiel nul qu'au bout de quelques ms.

Conclusion.

Le découplage capacitif des pistes permet de limiter le nombre de pistes pour lesquelles la variation de potentiel est importante. Seule la tension des pistes proches de la décharge varie de quelques centaines de volts. Elle peut atteindre la valeur de la tension grille nominale. La tension des pistes éloignées de la décharge suit la variation (de quelques volts) de la tension grille. Dans les deux cas, le potentiel d'une piste ne retrouve une valeur nulle qu'après plusieurs ms, pendant lesquelles le circuit amplificateur est très perturbé.

5.2.6 Étiquetage des décharges.

Les décharges sont étiquetées en détectant la variation du potentiel de la grille à travers une capacité de 10 pF (Fig.5.5). Le seuil de discrimination est ajusté pour que toute augmentation anormale du potentiel de la grille soit détectée. Ce système permet de compter les décharges

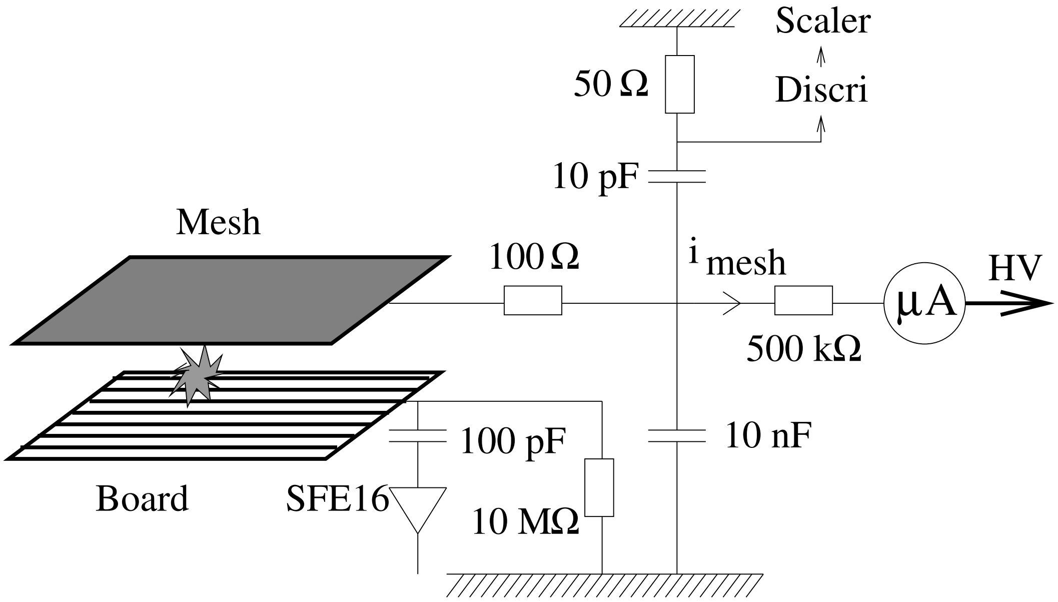

Fig. 5.5 – *Schéma du dispositif d'étiquetage des décharges.*

et de déterminer précisément le moment (à ± 10 ns) auquel la décharge a lieu. Il permet ainsi d'étudier les propriétés du détecteur (gain, efficacité, ...) suite à une décharge. Des mesures de la probabilité de décharges avec ce système d'étiquetage ont été réalisées avec des sources radioactives en laboratoire et des faisceaux de particules au CERN pour différents mélanges gazeux.

5.2.7 Variation du potentiel de la grille suite à une décharge.

Lorsqu'une décharge se produit et que les pistes sont découplées de la masse par une capacité de liaison, la tension grille ne chute que de quelques volts avant que la décharge ne s'arrête. La variation de tension sur la grille induit cependant une chute du gain et provoque une diminution de l'efficacité du détecteur.
Nous avons mesuré la variation du gain suite à une décharge. Pour cela, on mesure la variation de l'amplitude du signal sur la grille, en présence d'une source de ^{55}Fe, en fonction du temps écoulé après une décharge (T-T_0). On déduit de cette mesure le temps nécessaire pour que le gain du détecteur revienne à sa valeur nominale. La correspondance gain-tension (cf. mesure du gain, chapitre 3.4) permet alors de déterminer la chute correspondante du potentiel de la grille.
La Fig.5.6 montre la variation du potentiel de la grille en fonction du temps écoulé après une décharge. La chute de potentiel mesurée sur la grille est représentée en fonction du temps pour trois circuits de polarisation de la grille [59]. Les mesures sont faites sur le grand prototype SAT0 (40×40cm^2, $C_{liaison}$=470 pF, $R_{polarisation}$=1 MΩ). Pour cette mesure, la source de ^{55}Fe irradie environ 16 pistes adjacentes, tandis que des décharges sont provoquées par une source α à un autre endroit du détecteur.

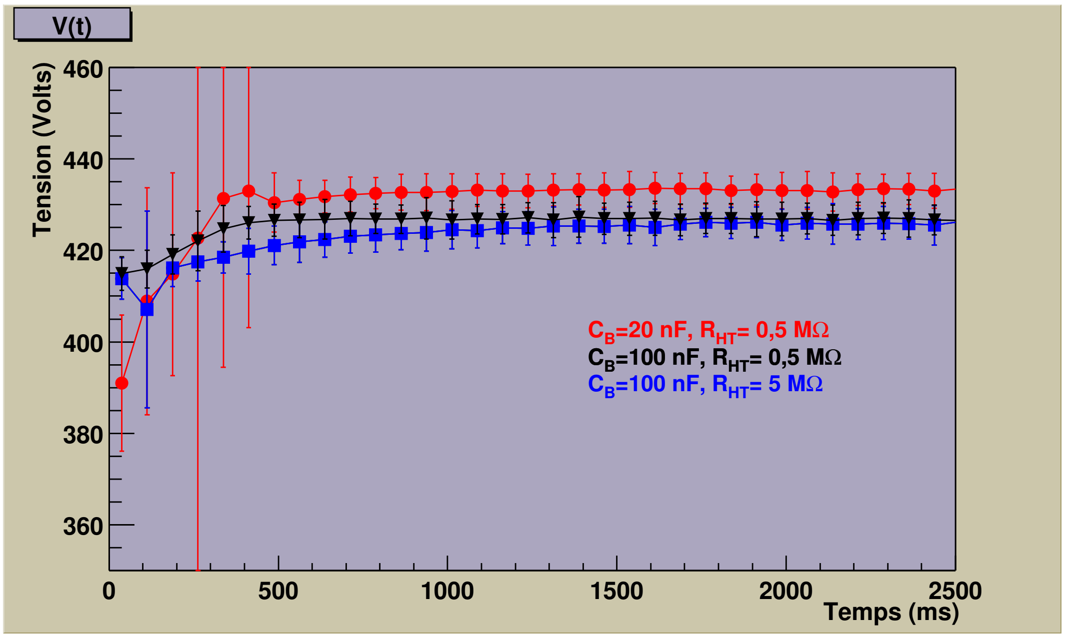

Fig. 5.6 – *Variation du potentiel de la grille suite à une décharge pour différentes polarisations de l'électrode de grille. Prototype SAT0 (40×40 cm²), gaz : Ne+13%C_2H_6+10%CF_4 [59].*

Influence de la capacité ballast.

En augmentant la capacité ballast C_B, on réduit la chute du potentiel sur la grille ΔV. Cependant, on ne peut pas dépasser C_B=100 nF ; au-delà, l'alimentation HT n'arrive plus à stabiliser le potentiel grille assez rapidement.

C_B (nF)	ΔV (V)
20	40
100	15

Influence de la résistance en série avec l'alimentation HT.

R_{HT} (MΩ)	Δt (ms)
0.5	400
5	1000

Plus la résistance en série avec l'alimentation HT R_{HT} est élevée, plus le temps de récupération Δt est long, indépendamment de C_B.

Influence de la capacité de liaison.

Avec une capacité de liaison de 100 pF, une capacité "ballast" de 100 nF et une résistance R_{HT} de 0.5 MΩ, le temps de récupération de la tension de la grille est de 25 ms, soit 16 fois plus court qu'avec une capacité de liaison de 470 pF.

Mesures avec des prototypes de taille différente.

Le tableau 5.5 montre les valeurs de Δq obtenues pour des détecteurs de différentes surfaces équipés de capacités de liaison de 100 ou 470 pF lorsque la tension grille est comprise entre 440 et 460 V.
La valeur de Δq augmente avec la dimension des chambres. Δq varie toujours avec la capacité de liaison, quelque soit la surface du détecteur comprise entre 14$\times$14 cm^2 et 40$\times$40cm^2.
Notons de plus qu'avec un détecteur mesurant 14$\times$14 cm^2, le Δq mesuré sans découplage capacitif des pistes par rapport à la masse (cas du MQS104) était de 0.9 μC pour une tension grille de 450 V. Avec un détecteur mesurant 26$\times$36 cm^2, il est égal à 4.3 μC. L'augmentation est donc dans le rapport des surfaces. La présence de la capacité de liaison découplant le potentiel de la piste de celui de la masse permet de diminuer la dépendance de Δq en fonction des dimensions du détecteur. En effet, avec des capacités de liaison de 100 pF, les Δq mesurés ne diffèrent pas pour des détecteurs mesurant 14$\times$14 cm^2 ou 26$\times$36 cm^2 (Tab.5.5). Ces observations confirment le fait que seules quelques pistes participent à la décharge.

Taille du détecteur (cm^2)	$C_{liaison}$(pF)	Δq (μC)
14$\times$14	100	0.3
14$\times$14	470	0.6
26$\times$36	100	0.3
26$\times$36	470	1.0
40$\times$40	100	0.5
40$\times$40	470	1.6

Tab. 5.5 – *Charge Δq mise en jeu dans une décharge pour différentes tailles de détecteurs et différents valeurs de capacités de liaison $C_{liaison}$.*

Mesures pour différentes tensions grilles.

L'amplitude des décharges individuelles est montrée sur la Fig.5.7 en fonction de la tension grille. Les valeurs sont quantifiées. Les deux séries de point correspondent aux valeurs les plus probables mesurées dq1 et dq2 en nC [60]. Les mesures ont été faites avec toutes les pistes de la chambre C1 équipées de barrettes de 470 pF avec le mélange Ne+12.5%C_2H_6+12.5%CF_4. L'amplitude des décharges augmente avec V_{grille}, linéairement lorsque V_{grille} >430 V. La quan-

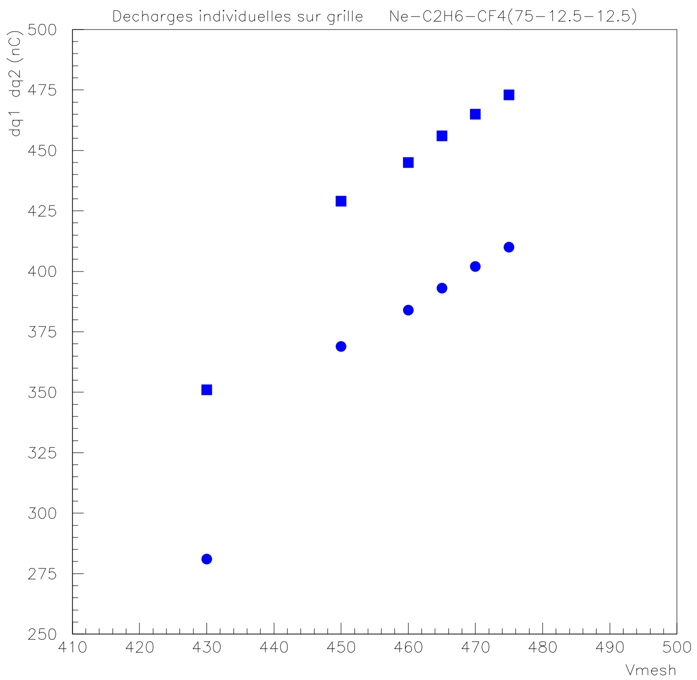

Fig. 5.7 – *Variation de l'amplitude des décharges en nC avec la tension grille. Les valeurs sont quantifiées. Les deux séries de points correspondent aux deux valeurs les plus probables mesurées. Prototype C1 : 14×14 cm². R_{HT}=0.5 MΩ, R_{grille}=0.5 MΩ, C_B=10 nF, décharges provoquées par une source α de ^{241}Am.*

tification des Δq en deux séries de valeurs n'est aujourd'hui pas comprise.

5.2.8 Mesure des probabilités de décharge avec une source α pour différents mélanges gazeux.

Parallèlement aux études menées en laboratoire avec la source α de ^{241}Am pour optimiser les circuits de polarisation de la grille et des pistes, nous avons mesuré les taux de décharge en fonction du gain pour différents mélanges gazeux.

La Fig.5.8 représente les probabilités de décharges par α incident en fonction du gain d'amplification pour quatre mélanges gazeux. Les différences entre mélanges sont très marquées :

- à gain égal, les probabilités de décharge mesurées avec les mélanges à base d'argon sont beaucoup plus élevées que celles mesurées avec les mélanges à base de néon.

- pour les mélanges Ne-C_2H_6, le taux de décharge croît avec la proportion de C_2H_6. Avec 5% de C_2H_6, le gain ne doit pas dépasser 2×10^4 si on veut une probabilité inférieure à 10^{-4}.

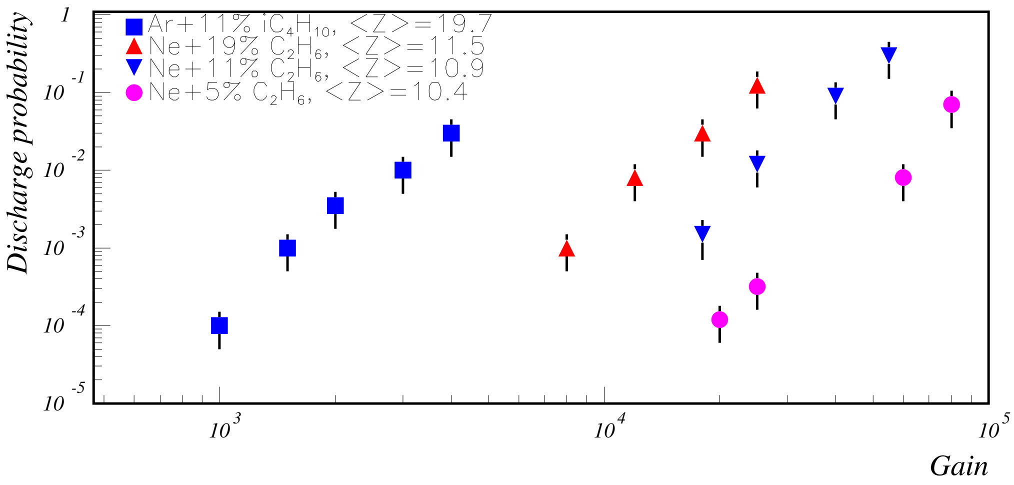

Fig. 5.8 – *Probabilités de décharges en fonction du gain. Mesures en laboratoire avec une source α (^{241}Am). Prototype C1 : 14×14 cm^2, $V_{dérive}$=700 V, Flux=20 α/s.*

Autres dépendances des probabilités de décharge en α.

- à gain constant, la probabilité de décharge est systématiquement plus faible lorsque le champ électrique dans l'espace de dérive est plus élevé, quelque soit le mélange gazeux utilisé. Cet effet n'a été observé qu'avec des α ; il n'a pas été reproduit lors des mesures des probabilités de décharge avec un faisceau de hadrons.

- la probabilité de décharge dépend du flux d'α incidents. Les probabilités sont 10 fois plus élevées avec un flux incident de 200 α/s que celles mesurées avec 20 α/s. A nouveau, cet effet n'a pas été observé lors des mesures de probabilités de décharge en faisceau de hadrons.

- l'ajout de CF_4 à un mélange Ne-C_2H_6 conduit à des probabilités de décharge plus élevées pour un gain donné.

5.2.9 Conclusion des études sur les décharges avec une source α.

La source α est bien adaptée à l'observation du phénomène de décharge en laboratoire. Elle permet de produire et d'observer des décharges avec Micromégas pour des faibles gains d'amplification.
Nous avons montré l'intérêt d'un système de découplage des pistes par rapport à la masse, permettant au potentiel des pistes concernées pas la décharge de varier rapidement et de limiter ainsi à quelques volts la chute de potentiel de la grille. En utilisant un système d'étiquetage des décharges basé sur la mesure de la variation du potentiel de la grille, nous avons pu étudier l'influence de différents paramètres (capacité ballast, résistances du circuit d'alimentation, capacité de liaison des pistes, longueur des pistes) sur l'amplitude des décharges. Une optimisation des

valeurs des composants a ainsi conduit à réduire la chute du potentiel de la grille et le temps nécessaire à la récupération.
Par ailleurs, des différences importantes suivant le mélange gazeux ont été mises en évidence. Elles montrent qu'il est préférable d'utiliser un mélange dont la densité est la plus faible possible et en particulier d'utiliser du néon plutôt que de l'argon.

5.3 Mesure du temps mort associé aux décharges (prototype LC3 26×36 cm^2, préamplificateur SFE16).

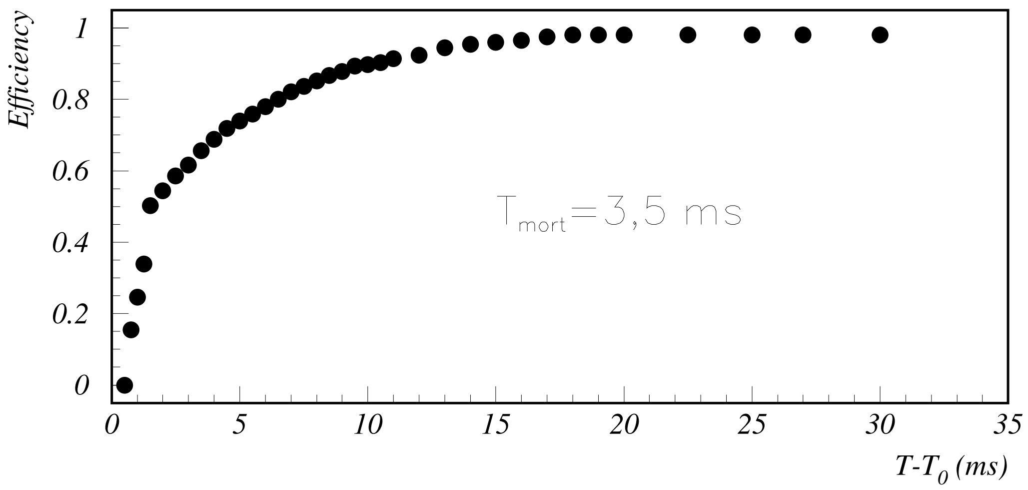

Fig. 5.9 – *Efficacité en fonction du temps T-T_0 écoulé après une décharge. Prototype LC3: 26×36 cm^2, mélange: Ne+11%C_2H_6+10%CF_4, gain: 7000, faisceau: protons 15 GeV, 5 MHz, temps mort effectif: 3.5 ms.*

Le système d'étiquetage des décharges (Fig.5.5, p. 111) permet d'enregistrer l'instant T_0 où une décharge s'est produite. La mesure de l'efficacité en fonction du temps écoulé après une décharge permet de calculer le temps mort associé à la décharge.
La Fig.5.3 représente l'efficacité en fonction du temps T-T_0 où une particule traverse le détecteur alors qu'une décharge est survenue à l'instant T_0. Les mesures ont été réalisées avec un faisceau de protons au début du plateau d'efficacité (gain=7000) avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. L'efficacité maximale n'est que de 95.5 % à cause de l'occupation des pistes, les mesures ayant été réalisées à haut flux (100 kHz/voie, voir chapitre 6.6.7).
On constate qu'à la suite d'une décharge, l'efficacité tombe à zéro: l'électronique de toutes les pistes est occupée. Après 7 ms, l'efficacité est de 80 %; après 20 ms, elle redevient nominale.
La valeur du temps mort mesuré dans ces conditions (C_{liason}=100 pF, C_B=10 nF, R_{HT}=0.5 MΩ) est de 3.5 ms.
Comme nous le verrons à la fin de ce chapitre, la perte d'efficacité occasionnée dans les condi-

tions de COMPASS par les décharges est négligeable (< 0.001) pour un tel temps mort. Rappelons que sans découplage des pistes, le temps mort serait de l'ordre d'une fraction de seconde.

5.4 Taux de décharge des chambres Micromégas dans un faisceau de hadrons de haute énergie.

5.4.1 Dispositif expérimental.

Les mesures des taux de décharge ont été réalisées sur la ligne de faisceau T9 du CERN PS. Le faisceau est constitué d'un mélange de hadrons (pions et protons) dont l'énergie peut atteindre 15 GeV. La durée d'un déversement est de 300 ms ; les mesures ont été effectuées avec des énergies variant de 10 à 15 GeV avec un flux de hadrons incidents intégré sur la surface du détecteur, variant entre 0.1 et 6 MHz.

Le détecteur testé (LC3) possède une zone active de 26×36 cm^2 et est équipé du dispositif d'étiquetage de décharges décrit précédemment. Les caractéristiques du détecteur figurent dans le tableau 3.1.

Pour des flux totaux de particules incidentes ϕ variant entre 0.1 et 2 MHz, le taux de décharge normalisé au flux est indépendant du flux. On définit donc une probabilité de décharge par particule incidente : $\mathcal{P} = \frac{N}{\phi}$ où N est le nombre de décharges.

5.4.2 Mesure des probabilités de décharge pour différents mélanges gazeux.

La Fig.5.10 montre les probabilités de décharge mesurées en fonction du gain pour différents mélanges gazeux. On remarque que :

- pour un mélange gazeux donné, la probabilité de décharge est une fonction de puissance du gain (de 1.6 à 2.3 suivant le mélange).
- la probabilité dépend de la densité électronique moyenne $< Z >$ ou de la masse atomique moyenne $< A >$ du mélange. La dépendance observée des probabilités de décharge suit une loi de puissance en $G \times Z^{\alpha}$ avec $\alpha \approx 4$. Rappelons qu'un comportement voisin a été observé avec des α (chapitre 5.2.8)

Pour les mélanges étudiés on constate que les données mesurées avec des mélanges ayant le même $< Z >$ se superposent. Sur la figure, les points sont regroupés en trois différents jeux de données. Le premier jeu de données correspondant aux probabilités de décharge les plus grandes (à un gain donné), est obtenu avec les mélanges Ar+11%iC_4H_{10}, Ar+4%iC_4H_{10} et Ne+11%C_2H_6+30%CF_4 pour lesquels $< Z >$ vaut respectivement 19.7 et 18.6 et 20.3.

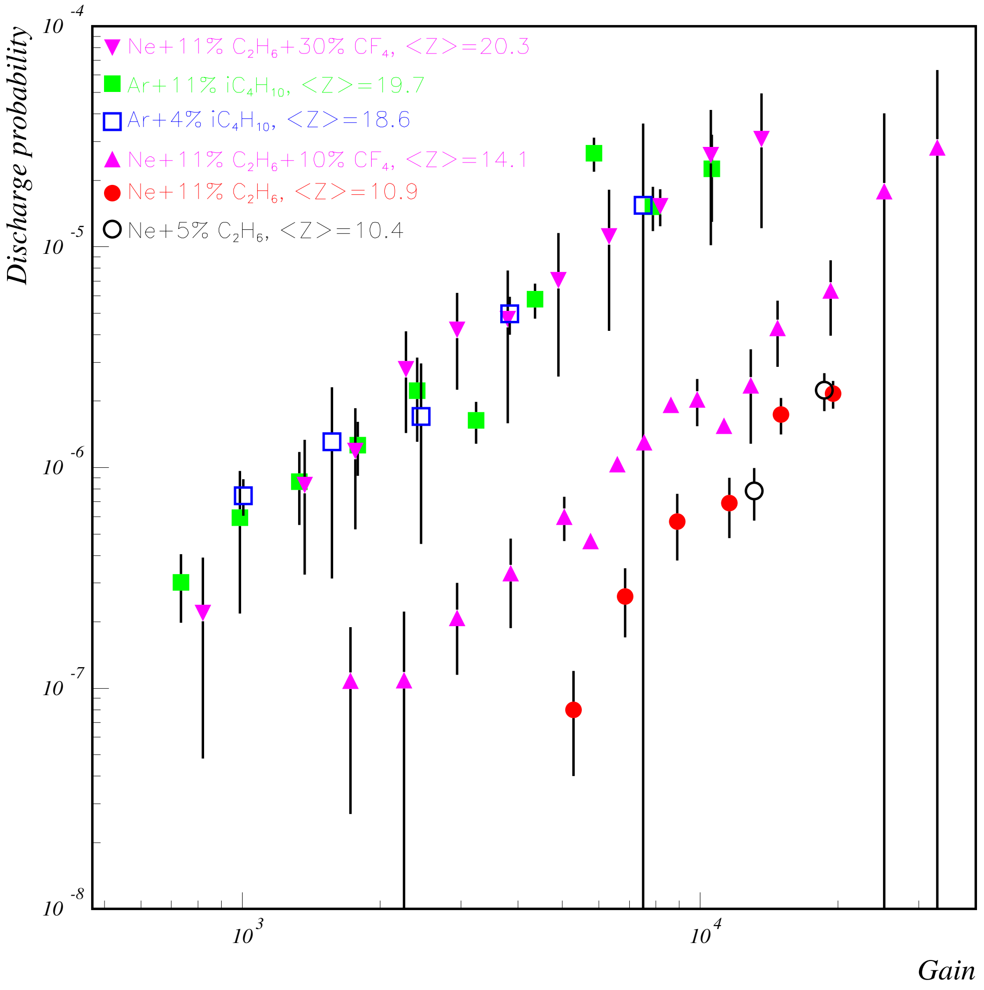

Fig. 5.10 – *Probabilité de décharge en fonction du gain pour différents mélanges gazeux. Faisceau : hadrons de 10 à 15 GeV, flux compris entre 0.1 et 2 MHz.*

Le deuxième jeu de données correspond au mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 pour lequel $< Z > = 14$. Le dernier jeu de données correspondant à la plus faible probabilité de décharge est obtenu avec les mélanges Ne+11%C_2H_6 et Ne+5%C_2H_6 pour lesquels $< Z >$ vaut respectivement 10.4 et 10.9.

La similitude des résultats obtenus pour les probabilités de décharges avec des hadrons de haute énergie (Fig.5.10) et avec des α (Fig.5.8, p. 115) suggère que les décharges sont produites par le même type de particules dans les deux cas, des particules fortement ionisantes. La dépendance des probabilités avec $< Z >$ semble donc refléter les différences de pouvoir d'arrêt dans les gaz.

Avec le préamplicateur SFE16, le plateau d'efficacité est atteint aux gains G_0=3650 et G_0=6400 pour les mélanges Ar+11%iC_4H_{10} et Ne+11%C_2H_6+10%CF_4, respectivement (les variations d'efficacité en fonction des probabilités de décharge sont données dans le chapitre 6). La Fig.5.10

montre que les probabilités de décharge à ces valeurs de gain sont de 4×10^{-6} et 9×10^{-7} pour les mélanges à base d'argon et de néon respectivement. Ceci indique que :

- les mélanges ayant un plus petit $< Z >$ produisent moins de décharges pour une même charge totale moyenne déposée par une particule au minimum d'ionisation.
- les mécanismes à l'origine des décharges sont différents des mécanismes mis en jeu dans la détection de particules au minimum d'ionisation.

On observe que, dans nos conditions de mesure, les probabilités de décharge sont indépendantes, dans la limite des erreurs de mesure, des paramètres qui caractérisent habituellement l'efficacité de détection pour des particules au minimum d'ionisation. La vitesse de dérive des électrons primaires, la vitesse de dérive des ions et la diffusion transverse des électrons primaires n'expliquent pas les différences de probabilités de décharge.

Les mesures des probabilités de décharge ont aussi été réalisées pour des énergies comprises entre 3 et 15 GeV. Elles ont été trouvées indépendantes de l'énergie.

5.5 Étude des décharges dans les conditions expérimentales de COMPASS.

5.5.1 Flux de particules dans Micromégas.

Dans l'expérience COMPASS, les chambres Micromégas permettront de détecter des particules chargées à proximité du faisceau de muons de haute énergie juste après la cible (polarisée). Des mesures du flux de particules dans les chambres Micromégas ont été réalisées sur la ligne de faisceau M2 dans des conditions semblables à celles de COMPASS, pour des flux incidents variant de 0.16×10^8 à 1.4×10^8 μ par cycle du SPS (2.4 s) avec une cible de 1.3 m de $(CH_2)_n$ correspondant à 2.7 (2.3) longueurs de radiation (d'interactions nucléaires).

Au niveau de la cible, les dimensions transverses du faisceau sont $\sigma_x = \sigma_y \approx 8$ mm (paragraphe 2.4.1). Le faisceau est accompagné d'un halo intense s'étendant loin de l'axe central. La fraction du halo comprise à l'extérieur de la zone morte de Micromégas (ϕ >5cm) dépend de l'énergie du faisceau et du réglage des aimants de transport. Elle est proche de 20% et 10% de l'intensité du faisceau incident pour des énergies de 100 GeV et 200 GeV respectivement (paragraphe 2.4.3). De plus, un flux important de particules est généré par les interactions du faisceau de muons avec la cible et produit une occupation supplémentaire du détecteur. Les particules de basse énergie produites dans la cible sont ensuite balayées par le champ du dipôle SM1 ($\approx$ 1 Tm) [61].

Le flux total de particules arrivant sur le détecteur a été estimé d'une part à partir du comptage des événements sur les pistes, et, d'autre part, à partir du courant débité par l'alimentation haute tension de la grille. Le détecteur n'étant que partiellement équipé d'électronique (64 voies, $\approx 2\times26$ cm^2), les mesures sur les pistes ont été réalisées en plaçant le détecteur à différentes positions par rapport à l'axe du faisceau. A partir des comptages sur les pistes, on obtient un

flux total de 20 MHz avec la cible de $(CH_2)_n$ et de 10 MHz sans la cible, pour un flux incident normalisé à 2×10^8 μ par cycle SPS de 2.4 s.
Le flux maximal au bord de la zone morte est de 3×10^5 part/cm^2/s ce qui correspond à 10^5 particules/s pour la piste la plus occupée.
Les estimations du flux à partir du courant grille conduisent à des valeurs supérieures de 20 à 30%, probablement à cause de la présence de particules qui ne sont pas au minimum d'ionisation et de particules ultrarelativistes qui créent des "δ rays".

5.5.2 Taux de décharge dans les conditions de COMPASS.

Le nombre de décharges par cycle du SPS (2×10^8 μ/2.4 s) a été mesuré en fonction du gain de la chambre pour deux mélanges gazeux, Ar+11%iC_4H_{10} et Ne+11%C_2H_6+10%CF_4, avec et sans la cible de $(CH_2)_n$ (Fig.5.11). On remarque que :
- le nombre de décharges augmente d'un facteur 2 à 4 en présence de la cible.
- le nombre de décharges est environ 10 fois plus faible pour le mélange à base de néon que pour celui à base d'argon. La même observation avait été faite avec le faisceau de hadrons (Fig.5.10, p. 118) ainsi qu'avec des α (Fig.5.8, p. 115).

5.5.3 Efficacité et taux de décharge.

Il est intéressant de comparer les taux de décharges pour différents gaz à un même point de fonctionnement du détecteur : le début de plateau d'efficacité défini par les mesures avec un faisceau de hadrons et avec l'électronique SFE16 (chapitre 6.6.8).
Avec le SFE16, l'efficacité est maximale pour des gains de 3600 en Ar+11%iC_4H_{10} et 6400 pour

Gaz	Ar-iC_4H_{10}	Ar-iC_4H_{10}	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6-CF_4	Ne-C_2H_6-CF_4
proportion	96-4	89-11	95-5	89-11	79-11-10	59-11-30
$\mathcal{P}_{hadrons}$	5×10^{-6}	4×10^{-6}	10^{-6}	1.5×10^{-6}	9×10^{-7}	5×10^{-6}
décharges/cycle						
avec cible		2.6			0.4	
sans cible		1.3			0.1	

Tab. 5.6 – *Probabilité de décharge mesurée sur T9 avec des hadrons, en début de plateau d'efficacité avec le SFE16 et nombre de décharges par déversement du SPS (2×10^8 μ/2.4 s) sur la ligne de muons M2 avec et sans cible (2.7 longueurs de radiation).*

le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. A ces gains, le nombre de décharges par déversement dans les conditions de COMPASS en présence de la cible est de 2.6 pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10} et de 0.4 pour le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. Ces deux valeurs sont récapitulées dans le

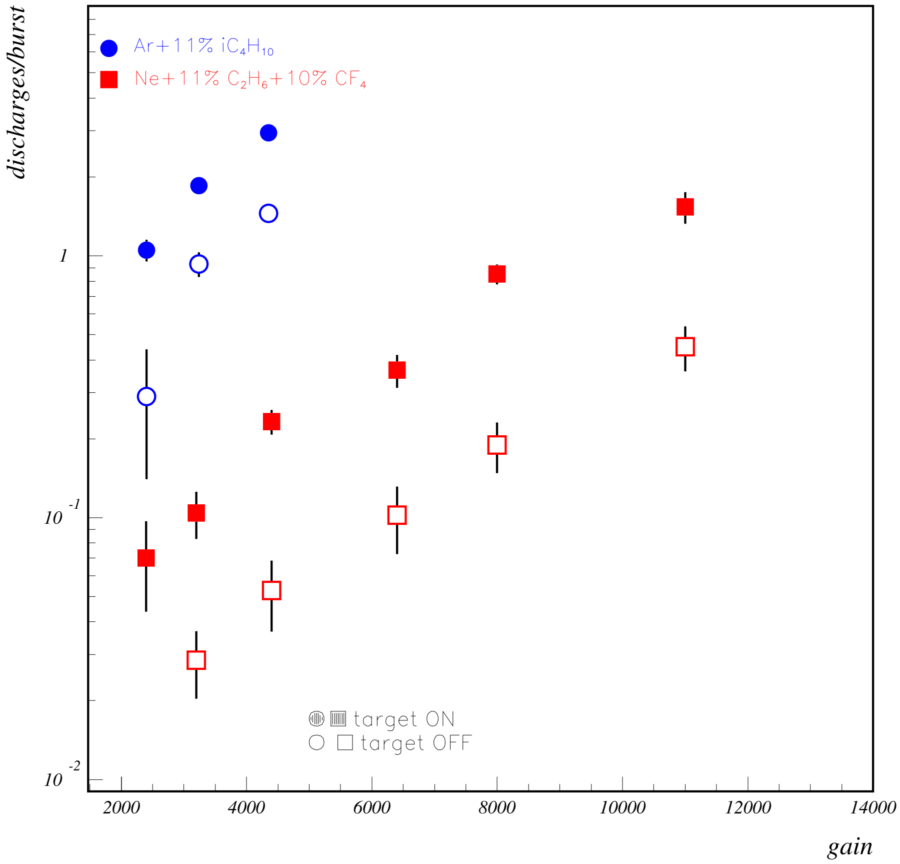

Fig. 5.11 – *Nombre de décharges par déversement du SPS (2.4 s), en fonction du gain pour les mélanges gazeux Ar+11%iC_4H_{10} et Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. Faisceau : muons de 200 GeV, flux 2×10^8 μ/déversement, faisceau centré dans la zone morte de LC3 (ϕ=5cm). Les points en noir sont ceux obtenus avec un cible de 2.7 longueurs de radiation, ceux en blanc ont été obtenus sans cible.*

tableau 5.6 avec les probabilités de décharge (en début de plateau d'efficacité) mesurées avec un faisceau de hadrons avec les autres mélanges gazeux.
Les mesures effectuées avec le faisceau de muons de COMPASS confirment les observations réalisées avec un faisceau de hadrons : le taux de décharge à efficacité donnée dépend de la densité électronique moyenne du mélange $< Z >$ (ou $< A >$).
Les mesures sur la ligne de muons M2 dans les conditions de COMPASS confirment l'avantage d'utiliser un mélange léger pour réduire le taux de décharge.

Avec 0,4 décharge par cycle SPS et 3.5 ms de temps mort associé à chaque décharge, la perte d'efficacité due aux décharges est inférieure à 0.1 %.

5.5.4 Nature de la particule incidente et probabilité de décharge.

Pour mesurer la probabilité de décharge des chambres Micromegas dans un faisceau de muons, nous avons déplacé la chambre LC3 de manière à ce que le faisceau intercepte la zone active du détecteur : la chambre a été translatée de 8 cm par rapport à sa position habituelle (faisceau dans la zone inactivée dont le diamètre est 5 cm). Décalée de 8 cm, la chambre voit la totalité du flux de particules incidentes, soient 2×10^8 particules/s. Dans ces conditions, le nombre de décharges par déversement (0.1) est identique à celui mesuré lorsque le faisceau est centré sur la zone morte. La probabilité de décharge par particule incidente est donc de $\frac{0.1}{2\times10^8} = 5\times10^{-10}$.

Particules	$\mathcal{P}$
α (^{241}Am)	$>10^{-3}$
hadrons 3-15 GeV (T9)	$\approx10^{-6}$
muons 190 GeV (M2)	$<5\times10^{-10}$

Tab. 5.7 – *Probabilité de décharge pour le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 à G=7000 en fonction de la nature de la particule incidente.*

Les probabilités de décharges mesurées avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 à un gain de 7000 pour des flux de particules incidentes de différentes natures sont données dans le tableau 5.7 (la probabilité en α est celle mesurée avec le mélange Ne+12.5%C_2H_6+12.5%CF_4).
La probabilité mesurée avec le faisceau de muons dans LC3 est faible, la majorité des décharges étant provoquées par les particules du halo faisceau. Avec des hadrons, la probabilité de décharge est supérieure de 3.5 ordres de grandeur.
Les mécanismes produisant des décharges dans Micromegas sont donc liés aux probabilités de création de fragments de fission et au pouvoir d'arrêt des gaz pour ces fragments de basse énergie.

5.5.5 Probabilités de décharge pour les particules du faisceau, du halo et issues de la cible.

Les mesures des taux de décharge sur la ligne de faisceau de COMPASS avec et sans cible, faisceau centré ou non dans la zone morte, permettent d'estimer les différentes probabilités de décharge mesurées avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 à un gain de 7000. Celles-ci sont récapitulées dans le tableau 5.8. Les particules provenant de la cible génèrent des décharges avec une probabilité de 1.5×10^{-8}. Si l'on suppose que toutes les particules qui génèrent des décharges et qui proviennent de la cible sont des hadrons, on trouve que 1.5% des particules produites par l'interaction du faisceau avec la cible sont des hadrons.

Particules incidentes	nbre de décharges/particule	$\mathcal{P}$
Faisceau de muons + halo	$0.1/(2\times10^8)$	5×10^{-10}
halo faisceau	$0.1/(2\times10^7)$	5×10^{-9}
halo faisceau + cible	$0.4/(4\times10^7)$	10^{-8}
cible	$0.3/2\times10^7$	1.5×10^{-8}

Tab. 5.8 – *Probabilités de décharge pour le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 à G=7000 mesurées pour LC3 dans différentes conditions expérimentales.*

5.6 Conclusion

Les tests en laboratoire à l'aide d'une source α ont permis d'étudier l'impact des décharges sur le fonctionnement des chambres Micromegas. Ils ont montré que les mécanismes de création des décharges sont liés à une forte ionisation et que le taux de décharge dépend fortement de la masse du mélange gazeux.

Les tests ont montré que le découplage capacitif individuel des pistes par rapport à la masse permet d'annuler rapidement la différence de potentiel aux bornes du canal de gaz conducteur en limitant la chute de potentiel de la grille à quelques volts. Pour des pistes de 26 cm de long, la charge mise en jeu lors d'une décharge est limitée à 0.3 μC et le temps mort qu'elle occasionne à 3.5 ms.

Avec des hadrons d'énergie comprise entre 3 et 15 GeV, le nombre de décharges est proportionnel au nombre de hadrons incidents. Des décharges ont donc lieu sans qu'il y ait de superposition spatiale ou temporelle des charges mises en jeu dans la détection de plusieurs particules.

La probabilité de décharge dépend de la nature des particules incidentes. Avec des particules α provenant d'une source d'^{241}Am, elle est supérieure à 10^{-3}, avec des hadrons de quelques GeV, elle vaut 10^{-6} et avec des muons de haute énergie, elle est inférieure à 5×10^{-10} en début de plateau d'efficacité pour le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4.

A gain donné, dans un faisceau de haute énergie, les mélanges de même densité électronique moyenne $< Z >$ (ou $< A >$) ont les mêmes probabilités de décharge. Ce comportement est observé aussi bien avec une source α que dans un faisceau de hadrons ou de muons de haute énergie. Ceci suggère que les hadrons ou les muons créent des particules secondaires fortement ionisantes qui provoquent des décharges comme les α en s'arrêtant dans le gaz. Le taux de décharge est alors dépendant du pouvoir d'arrêt des gaz.

Les plus faibles taux de décharge (en début de plateau d'efficacité) sont obtenus avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 : dans les conditions de l'expérience COMPASS il y a 0.4 décharge par déversement du SPS. Le temps mort associé à chaque décharge est 3.5 ms, et la chute d'efficacité occasionnée par les décharges dans ces conditions est négligeable ($\approx 10^{-3}$).

Chapitre 6

Les détecteurs Micromégas équipés du préamplificateur-discriminateur SFE16.

6.1 Introduction

Les études précédentes (chapitres 4 et 5) réalisées sur des prototypes Micromégas de petite taille, ont montré que les détecteurs devaient fonctionner à un gain aussi réduit que possible afin de limiter le taux de décharge. Le fonctionnement à bas gain conduit à des signaux de faible charge. Il a donc été nécessaire de développer un circuit préamplificateur adapté aux signaux de Micromégas, le SFE16. Pour assurer une pleine efficacité à bas gain, le rapport signal sur bruit doit être optimisé: la constante de temps du module assurant la pré-amplification et la mise en forme du signal doit être suffisamment longue pour permettre l'intégration de tout le signal et le bruit doit être faible. D'autre part, pour limiter l'occupation de l'électronique lors de l'utilisation des détecteurs Micromégas dans COMPASS, il a été décidé de laisser une zone morte de 5 cm de diamètre au centre de la chambre. Dans ces conditions, le flux maximum par piste sera inférieur à 100 kHz.

Le SFE16 est un module ASIC 16 voies, préamplificateur-discriminateur à bas bruit, conçu par le service d'électronique du CEA/DAPNIA pour équiper l'ensemble des pistes des grands détecteurs Micromégas (environ 12000 pistes au total).

Dans ce chapitre, nous rappelons comment les contraintes expérimentales (fonctionnement du détecteur à bas gain, et dans un flux de particules élevé) ont conduit au choix des paramètres caractérisant le SFE16. Nous décrivons ensuite les tests réalisés sur un prototype Micromégas de 26×36 cm^2 (prototype LC3, Tab.3.1, p. 47) dont 64 voies étaient équipées de SFE16 et d'une lecture digitale. Des mesures avec différents mélanges gazeux ont permis de sélectionner un mélange conduisant à de bonnes performances (efficacité, résolution temporelle et résolution spatiale) pour des gains inférieurs à 10 000. Enfin, des mesures ont été réalisées à des flux élevés, comparables à ceux de COMPASS (jusqu'à 100 kHz par voie).

6.2 Choix des paramètres du SFE16.

Les choix qui ont guidé la conception du SFE16 ont été dictés par un ensemble de contraintes liées à son utilisation sur les chambres Micromégas de COMPASS. Le SFE16 doit assurer

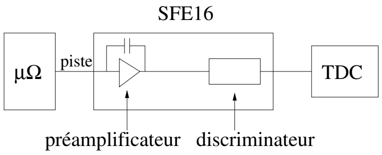

Fig. 6.1 – *Schéma de principe de l'électronique frontale.*

le traitement (pré-amplification - discrimination) des signaux délivrés par chaque piste du détecteur, avant leur enregistrement dans des modules TDC (Time Digital Converter) (Fig.6.1). Dans l'étage de pré-amplification, le signal est intégré, amplifié et mis en forme. Les contraintes discutées ci-dessous influencent le choix des paramètres du SFE16.

6.2.1 Choix du temps de peaking.

On a vu dans le chapitre 4.2 que la valeur du temps de peaking (temps de montée de 5 à 100% de l'amplitude du signal) du préamplificateur conditionne à la fois la fraction du signal collectée par l'électronique (donc le déficit balistique), la durée du signal après pré-amplification (temps au dessus du seuil ou TOT) et l'amplitude du bruit.

Pour minimiser le taux de décharge dans les détecteurs Micromégas lors de leur utilisation dans l'expérience COMPASS, on a choisi initialement de travailler à un gain modéré (3000 pour 3 mm de $Ar - iC_4H_{10}$) [32]. Il est donc important de minimiser le déficit balistique et le bruit du préamplificateur pour maximiser le rapport signal/bruit.

Temps de peaking et déficit balistique.

Lorsque le temps de peaking est plus grand que la largeur moyenne du signal délivré par un détecteur Micromégas, tout le signal est intégré par l'étage de mise en forme; la pré-amplification est optimale et il n'y a pas de déficit balistique (chapitre 4.2.2). Pour assurer une parfaite collection des charges, le valeur du temps de peaking devra donc être proche de la largeur moyenne des signaux délivrés au préamplificateur, soit de l'ordre de 100 ns pour l'isobutane.

Temps de peaking et bruit.

L'utilisation de Micromégas à un gain de quelques milliers conduit en moyenne à un courant sur les pistes de $\approx 10^5$ électrons en 75 ns. Pour assurer la pleine efficacité, il faut pouvoir détecter les signaux de plus faible charge, et pour cela fixer le seuil à quelques milliers. En conséquence, nous avons choisi de limiter le bruit ENC à 1500 électrons [32].

Dans le domaine où l'on souhaite travailler ($T_p < 500$ ns) le bruit série est dominant. Il est de la forme: $ENC^2 \propto \frac{C_d^2}{T_p}$ (chapitre 4.2.3). Si la capacité détecteur est $C_d \approx 50$ pF (capacité mesurée pour des pistes de 40 cm au pas de 350 μm), le temps de peaking doit être supérieur à 85 ns [62] pour que le bruit ENC reste inférieur à 1500 électrons.

Temps de peaking et occupation de l'électronique.

Les détecteurs Micromegas utilisés dans COMPASS possèderont une zone inactive de 5cm de diamètre au centre. Dans ces conditions, le flux maximum attendu par piste est de 100 kHz (chapitre 2.2). Pour que l'inefficacité provoquée par l'occupation de l'électronique soit acceptable ($< 4\%$), la largeur des signaux après préamplification ne doit pas excéder 200 ns. Pour cela, le temps de peaking du SFE16 doit être inférieur à 100 ns.

Le temps de peaking optimum adapté aux conditions de fonctionnement des chambres Micromegas dans l'expérience COMPASS est donc compris entre 85 et 100 ns. Si l'on utilise un mélange gazeux suffisamment rapide, le déficit balisitique peut être réduit. C'est alors principalement la nécessité de limiter le bruit qui impose la valeur du temps de peaking.

6.2.2 Encombrement et modularité du SFE16.

Dans l'expérience COMPASS, les chambres Micromegas doivent assurer la détection des particules chargées sur une surface de 40×40 cm^2 avec une résolution inférieure à 100 μm. Ceci conduit à un grand nombre de voies ($\approx$ 1000 voies par plan) réparties avec une densité élevée (le pas des pistes est voisin de 400 μm). Chaque piste devant être équipée d'une voie d'électronique, l'espace alloué à l'implantation de l'électronique est limité.

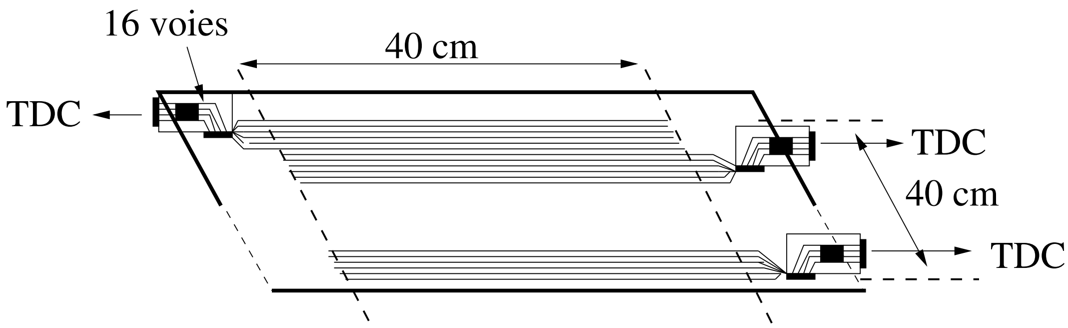

Fig. 6.2 – *Schéma d'implantation des SFE16 sur le plancher des chambres Micromegas de COMPASS.*

Le SFE16 comprend 16 voies intégrées dans une puce de faible dimension. Le boitier contenant la puce est implanté sur une carte connectée perpendiculairement au plancher du détecteur (Fig.6.2). Les cartes sont disposées alternativement d'un côté et de l'autre du détecteur. Ceci permet d'espacer les connecteurs reliant le plancher aux cartes frontales d'une distance de 1.25 cm.

6.2.3 Lecture digitale.

Les chambres Micromegas doivent mesurer la position des particules incidentes. Pour chaque trace enregistrée, on détermine aussi le temps de passage de la particule. Dans le chapitre 4.3.2, nous avons montré l'intérêt d'utiliser une lecture digitale et d'enregistrer les temps de passage au seuil des fronts de montée t_m et de descente t_d des signaux. Ce procédé permet de déterminer avec précision à la fois le temps moyen t_{moyen} (défini comme la moyenne de t_m et t_d, et donnant une bonne représentation du temps de passage de la particule) et le temps au dessus du seuil ou TOT (TOT $=t_d$-t_m, représentant la largeur du signal) (Fig.6.3).

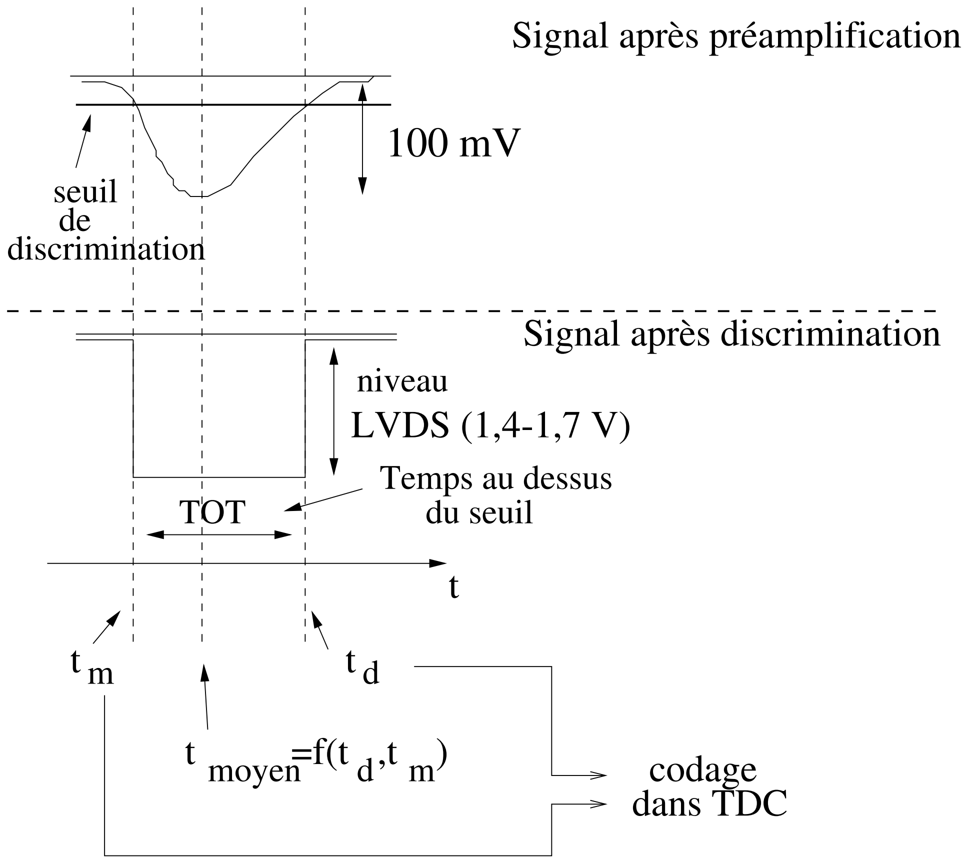

Fig. 6.3 – *Traitement du signal par le SFE16 : signal analogique après préamplification et mise en forme, et signal logique après discrimination ; détermination des temps de passage au seuil des fronts de montée et de descente.*

Le signal logique en sortie du SFE16 a une amplitude suffisamment importante (niveau LVDS) pour être transporté (éventuellement sur une distance de plusieurs mètres) jusqu'au TDC où les temps t_m et t_d sont codés.

6.3 Caractéristiques du SFE16.

Le SFE16 comporte 16 voies d'électronique réalisant la préamplification, la mise en forme et la discrimination des signaux. C'est un préamplificateur de charge inclus dans un module ASIC BiCMOS en technologie 0.8 μm mesurant 20×20 mm^2. Par construction, le bruit série domine fortement et les bruits parallèle et en 1/f sont négligeables (chapitre 4.2.3). Tous les circuits SFE16 ont été contrôlés en laboratoire et leurs principales caractéristiques mesurées sur un banc de tests (Tab.6.1).

Gain (impulsion de Dirac en entrée)	110 mV/fC
Dispersion du gain (voie à voie)	±5%
Domaine de linéarité	0-80 fC
Temps de peaking	85 ns
Bruit ENC	220 e^-+21 e^-/pF
Dispersion de la ligne de base	± 400 e^-

Tab. 6.1 – *Principales caractéristiques du SFE16.*

La charge équivalente de bruit (ENC) mesurée est σ_{ENC} = 220 e^-+ 21 e^-/pF, soit 1370 e^- pour une capacité de 50 pF (pistes de 40 cm × 400 μm). Dans ce terme de bruit série, on distingue une partie qui dépend des capacités parasites (220e^-) et une partie qui dépend de la capacité du détecteur (21 e^-/pF).
Le seuil de discrimination est commun pour les 16 voies d'un même préamplificateur. La dispersion non négligeable de la ligne de base entre voies (dispersion $d = 2 \times 400e^-$) d'un même préamplificateur se traduit par un décalage des seuils de discrimination (± 7 mV) [63]. Sur chaque voie, un seuil de discrimination fixé à 4×σ_{ENC} conduit à un taux de bruit < à 1 kHz. Pour l'ensemble des voies d'un même préamplificateur, il faut fixer le seuil à s = 4×σ_{ENC} + d, soit 6280 e^-, pour tenir compte de la dispersion des lignes de base.

Le SFE16 doit gérer un certain nombre de fonctions logiques. Cette gestion est assurée par un système de contrôle-commande qui permet d'effectuer les opérations suivantes:
- réglage du seuil de discrimination à des valeurs multiples de 125 e^- comprises entre -0.3 fC et 4.5 fC (1 fC=6250 électrons)
- "OU" logique des 16 voies d'un même circuit
- visualisation de la sortie analogique de la seizième voie de chaque circuit
- mise en service d'un filtre plus complexe augmentant le temps de peaking à 105 ns et réduisant le bruit ENC.

Le codage des temps est réalisé par un TDC. Chaque circuit possède une sortie série (signaux de niveau LVDS) adaptée au protocole de lecture du TDC F1 [64] (Module ASIC comprenant 8 voies TDC "multihits", utilisé dans l'expérience COMPASS).

Protection contre les décharges.

La charge totale mise en jeu dans la détection d'une particule au minimum d'ionisation est de l'ordre d'une dizaine de fC. Dans le chapitre précédent, nous avons vu que lors d'une décharge, cette charge atteignait des valeurs de quelques dixièmes de μC (chapitre 5.2.4). En conséquence, le courant circulant entre la grille et les pistes lors d'une décharge est 10^7 fois plus fort que celui présent lors de la détection d'une particule au minimum d'ionisation.

Pour éviter tout endommagement du SFE16 lors des décharges, nous avons choisi de découpler le potentiel de chaque piste de celui de la masse en implantant une capacité de liaison entre l'électronique frontale et le préamplificateur. Cette capacité limite la charge totale mise en jeu dans une décharge et protège ainsi le SFE16. De plus, des protections internes ont été incorporées au circuit [63]. Des tests de résistance des SFE16 aux décharges ont montré que le préamplificateur n'était pas endommagé lorsqu'il était protégé par une capacité de liaison ou par les protections internes.
Cependant des protections externes ont dû être ajoutées sur chaque piste du détecteur pour éviter des déprogrammations de la mémoire interne du circuit. Il s'agit de diodes tête-bèches insérées à l'entrée du SFE16 et reliant la piste à la masse. Elles limitent les variations de potentiel à $\pm$ 6V (Fig.6.4).

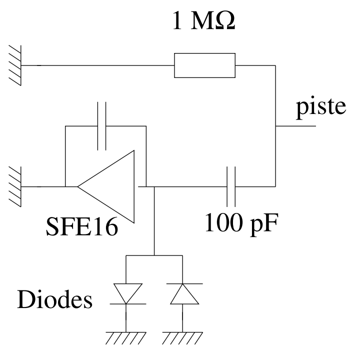

Fig. 6.4 – *Diodes de protection implantées sur chaque voie.*

Nous avons réalisé une irradiation du détecteur C1 équipé de 64 voies SFE16, à l'aide d'une source de particules α (dose: 5×10^5 α; durée 12 heures) provoquant 5×10^4 décharges. Ceci correspond au nombre de décharges attendues dans un détecteur pendant 15 semaines de fonctionnement dans les conditions nominales de l'expérience COMPASS, en supposant qu'il y a une décharge par déversement du SPS. Le mélange gazeux utilisé était Ar $+20\%C_2H_6$ $+10\%CF_4$, et la tension grille V_{grille}=530 V, soit un gain de 6000. Au cours de ces tests, aucune voie n'a été endommagée et les mémoires internes n'ont pas été déprogrammées.

6.4 Mesure de bruit sur un prototype Micromegas de 26×36 cm^2 équipé de SFE16.

Des mesures de bruit ont été effectuées pour différentes valeurs du seuil de discrimination sur le détecteur LC3 (pistes de 26 cm, Tab.3.1, p. 47) équipé de 4 SFE16 (64 voies). La Fig.6.5 représente le nombre de déclenchements par seconde dus au bruit pour des seuils de discrimination variant entre -3500 et 5500 électrons (ou 61.6 mV à -96.8mV compte tenu du facteur de conversion de 110 mV/fC). Sur chacune des figures sont représentés les comptages de 16 voies d'un même SFE16. Chaque distribution est ajustée par une gaussienne : la moyenne des écarts quadratiques moyens de toutes les distributions détermine la valeur du bruit [44] σ_{ENC}=825 électrons.

Le bruit ENC d'une voie SFE16 mesuré en laboratoire est de 220 e$^-$+21 e$^-$/pF, et la capacité équivalente d'une piste du prototype LC3 (26 cm×317.5 μm) est de 30 pF. Le bruit attendu sur LC3 est donc de 850 e$^-$. La mesure effectuée sur LC3 (σ_{ENC}=825 e$^-$) est compatible avec cette valeur.

On constate sur la figure que les fréquences de déclenchements ne sont pas toutes maximum pour le même seuil. Ceci reflète une dispersion des lignes de base entre voies ($d \approx \pm$ 500 e$^-$) légèrement supérieure à celle mesurée sans détecteur ($d = \pm$400 e$^-$), le SFE16 étant couplé à une capacité connue (Tab.6.1, p. 129).

Un seuil de 5240 électrons (5.2 $\sigma_{ENC} + d$) assure une fréquence de déclenchement dans le bruit inférieure à 1 kHz sur toutes les voies, et conduit à 100 Hz de bruit par voie en moyenne. C'est ce seuil qui est choisi pour la suite des mesures.

6.5 Tests avec un faisceau de hadrons ; acquisition et traitement des données.

6.5.1 Acquisition des données.

Des tests du détecteur Micromegas LC3 équipé de 4 préamplificateurs-discriminateurs SFE16 (64 voies) ont été réalisés dans un faisceau de π^- de 10 GeV (ligne T9 du CERN/PS). Des mesures d'efficacité, de résolution spatiale et de résolution temporelle, ont été effectuées à différents gains d'amplification en utilisant différents mélanges gazeux. Des données à haut flux (jusqu'à 100 kHz/piste) ont permis de mesurer l'occupation de l'électronique attendue dans l'expérience COMPASS.
Le faisceau utilisé est un faisceau secondaire composé principalement de pions et de protons dont l'énergie s'étend de quelques centaines de MeV à 15 GeV et dont l'intensité peut atteindre 2×10^6 hadrons par "spill" du PS (300 ms). Le diamètre du faisceau est de 3 cm au point de focalisation.

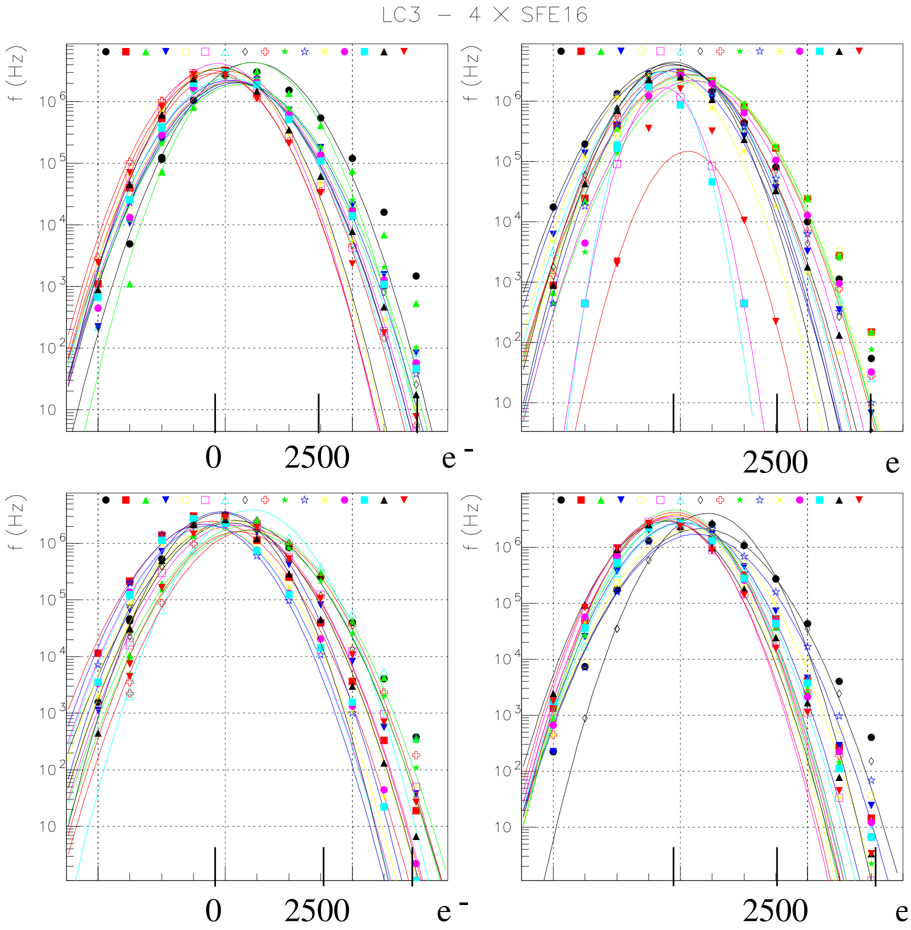

Fig. 6.5 – *Fréquence de bruit en fonction du seuil ; LC3, 4 × 16 voies SFE16. Pour un seuil de 5240 e^-, Le bruit est inférieur à 1 kHz sur toutes les voies.*

Le détecteur LC3 est placé au centre d'un télescope composé de 3 autres détecteurs Micromegas de 14×14 cm^2 (Fig.6.6) équipés de préamplificateurs MQS104 (64 voies). Les détecteurs sont disposés tous les 20 cm et les pistes sont orientées dans la direction horizontale. La résolution spatiale du télescope suivant la coordonnée verticale est de $\approx 75\ \mu$m.

Le "trigger" est constitué de 4 scintillateurs en coïncidence définissant une zone de ≈ 1 cm^2. Le codage des temps est assuré par des TDC fonctionnant en mode "Common-Stop" (chapitre 4.3.2): seuls les temps des fronts de montée et de descente de chaque signal, présents dans une porte de 512 ns dont l'ouverture est déclenchée par le trigger sont enregistrés.
Un scintillateur de grande dimension (S5) mesure le flux incident sur les détecteurs.

L'acquisition des données consiste à enregistrer pour chaque chaque trigger les valeurs des temps t_m et t_d et ceci pour les quatre détecteurs Micromegas C4,C5,C8 et LC3.

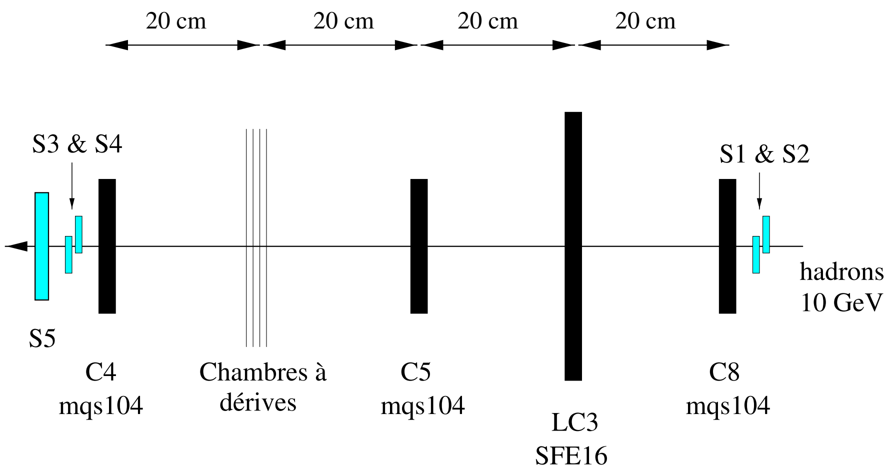

Fig. 6.6 – *Dispositif expérimental.*

6.5.2 Traitement des données

Les petits détecteurs C4, C5 et C8 (3x 64 voies MQS104) sont utilisés pour définir des traces de référence que l'on projette sur le détecteur LC3 (64 voies SFE16). Les données de chaque événement sont analysées suivant la séquence suivante :

- 1- Détermination de la position des traces dans toutes les chambres:
  - Détermination des pistes touchées:
    - Association des temps t_d et t_m par paires.
    - Calcul de t_{moyen} et TOT. Coupure sur t_{moyen}
  - Regroupement des pistes adjacentes en "clusters"
  - Calcul des barycentres des clusters Y_{LC3}, Y_{C4}, Y_{C5} et Y_{C8}
- 2- Définition d'une trace de référence à l'aide de C4,C5 et C8:
  - Fit de Y_{C4}, Y_{C5} et Y_{C8}
  - Intersection de la trace avec LC3: $Y_{C4,C5,C8}$
- 3- Efficacité, résolution temporelle et résolution spatiale de LC3

Les différentes étapes de l'analyse sont expliquées ci-dessous sur un exemple. Il s'agit d'un échantillon de données obtenu avec un faisceau de π^- de 10 GeV. Le mélange gazeux utilisé est le $Ne + 11\% C_2H_6 + 10\% CF_4$.

Pour chaque événement (trigger), tous les temps de passage au seuil des fronts de montée (t_m) et de descente (t_d) des signaux présents sur chaque piste sont histogrammés (Fig.6.7).

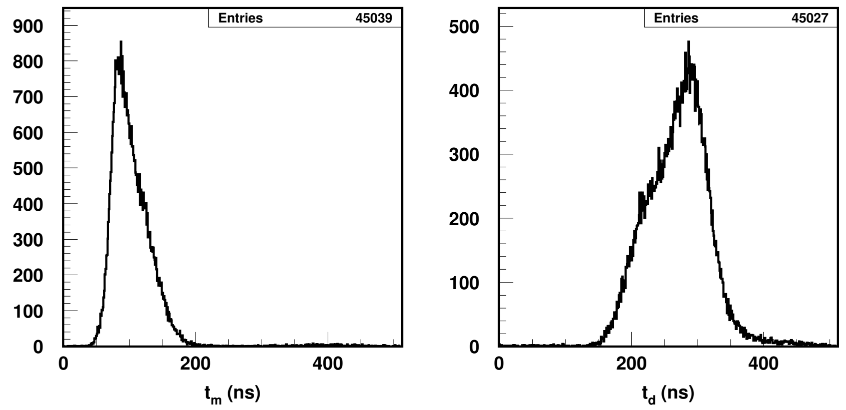

Fig. 6.7 – *Distributions des temps de passage au seuil des fronts de montée t_m (leading) et de descente t_d (trailing); LC3, 64 voies SFE16. π^- 10 GeV, 15 kHz. Gaz : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. Gain : 3800. 25000 événements.*

Association des temps t_m et t_d par paires :

Les temps mesurés suivent une séquence logique : le front de montée du signal passe le seuil avant le front de descente. Sur chaque piste touchée, il y a un ou plusieurs couples de temps (t_m,t_d) avec t_m<t_d. Si l'un des deux temps t_m ou t_d tombe en dehors de la porte de 512 ns du TDC, une information est manquante et le signal correspondant n'est pas retenu. A bas flux, ceci correspond à 1.4% des temps, en accord avec ce que l'on attend. A haut flux, le rejet est plus fréquent (empilements de signaux). Nous montrerons dans le paragraphe “Flux et occupation de l'électronique” que ce rejet affecte l'efficacité du détecteur. Un couple (t_m,t_d) définit une piste touchée.

Calcul du temps au dessus du seuil (TOT) et du temps de l'événement (t_{moyen}) :

Pour chaque piste touchée on calcule le temps au dessus du seuil : TOT=t_d-t_m. La Fig.6.8 représente la distribution des TOT. La valeur du TOT dépend de la mise en forme (temps de peaking) du préamplificateur et du mélange gazeux utilisé (vitesse des ions).
Dans le cas du SFE16, la contribution du temps de mise en forme domine (2$\times T_p$=170 ns). En conséquence, même les signaux de bruit sont relativement larges, et on ne peut pas les discriminer lors de l'analyse par une coupure sur les valeurs de TOT comme c'était le cas avec le MQS104.

On cherche ensuite à déterminer le temps de l'événement ou temps moyen t_{moyen} de façon à ce qu'il ne dépende pas de l'amplitude. Dans le cas d'un signal symétrique, une simple moyenne arithmétique entre t_m et t_d supprime l'effet du walk (variation du temps de passage au seuil avec l'amplitude) (chapitre 4.3.2).

Au contraire, dans le cas du SFE16, dont la mise en forme n'est pas symétrique (Fig.6.9),

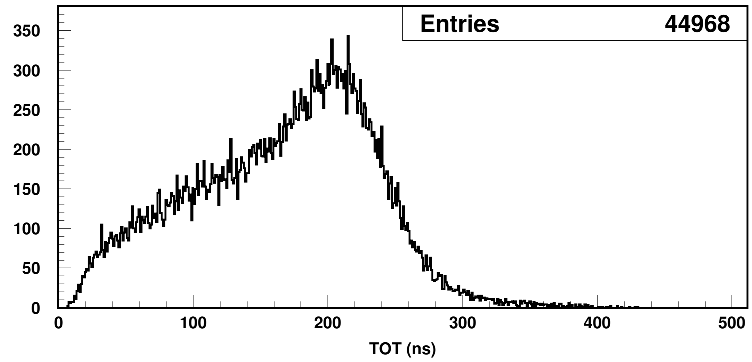

Fig. 6.8 – *Distribution brute des temps au dessus du seuil (TOT en ns). π^- 15 kHz, 10 GeV. Gaz: Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. Gain: 3800.*

il faut définir une procédure permettant de calculer un temps t_{moyen} ne dépendant pas de l'amplitude du signal.

Détermination des corrections du walk :

Le but de cette procédure, effectuée une seule fois pour chaque mélange gazeux, est de déterminer la correction $t_m{}^{correction}$ à appliquer au temps mesuré t_m, telle que

$$t_m^{\text{corrigé}} = t_m + t_m^{correction}$$

ne dépende plus de l'amplitude du signal (suppression de l'effet du walk). On cherche une relation du type $t_m{}^{correction}$=f_m(TOT) (et de même $t_d{}^{correction}$=f_d(TOT)).
Les deux histogrammes bidimensionnels de la Fig.6.10a montrent la forte dépendance de t_m et t_d avec le TOT. Cette dépendance résulte des dépendances de t_m et t_d avec l'amplitude. Un ajustement des valeurs moyennes de t_m et de t_d avant correction par un polynôme (en TOT) permet de déterminer f_m(TOT) et f_d(TOT) (Fig.6.10b). Le temps moyen est alors donné par :

$$t_{moyen} = \frac{t_d^{\text{corrigé}} + t_m^{\text{corrigé}}}{2} \tag{6.1}$$

La distribution des t_{moyen} obtenus est présentée sur la Fig.6.11-a. Pour la suite de l'analyse des données, on ne retient que les temps t_{moyen} inclus dans une fenêtre restreinte (de 100 à 130 ns de large suivant les mélanges gazeux). Dans notre exemple, $\approx$ 98.5% des événements de la distribution sont compris dans une fenêtre de 100 ns. Les événements distribués uniformément en dehors de cette fenêtre sont dus au bruit et aux particules en coincidence fortuite ($\approx$ 1%). On remarque également sur la figure, un petit excès d'événements ($\approx$ 0.5%) à des temps élevés ($t_{moyen} \approx$ 430 ns). Ces temps sont corrélés à un premier déclenchement dans la fenêtre de coïncidence, et correspondent à un redéclenchement du SFE16 250 ns plus tard.

Sur l'histogramme bidimensionnel de la Fig.6.11-b, on voit que la valeur de t_{moyen} après correction de t_m et t_d est bien indépendante du TOT.

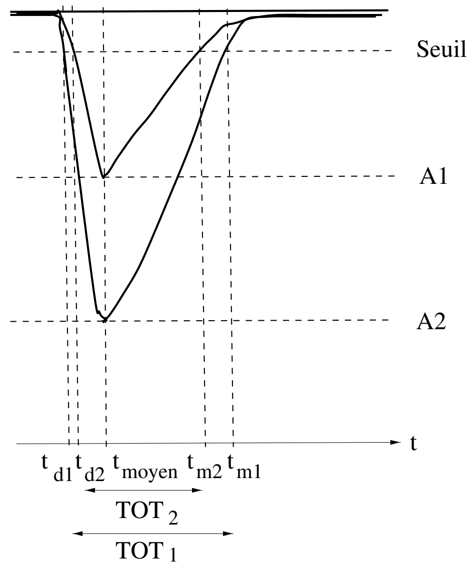

Fig. 6.9 – *Effet du walk ; décalage de t_m et t_d pour deux signaux dissymétriques (t_{moyen}-t_d < t_m-t_{moyen}) d'amplitudes différentes A1 et A2 ayant un même temps t_{moyen} : On observe des décalages différents de t_m et de t_d avec l'amplitude ($t_{d1} - t_{d2} < t_{m2} - t_{m1}$).*

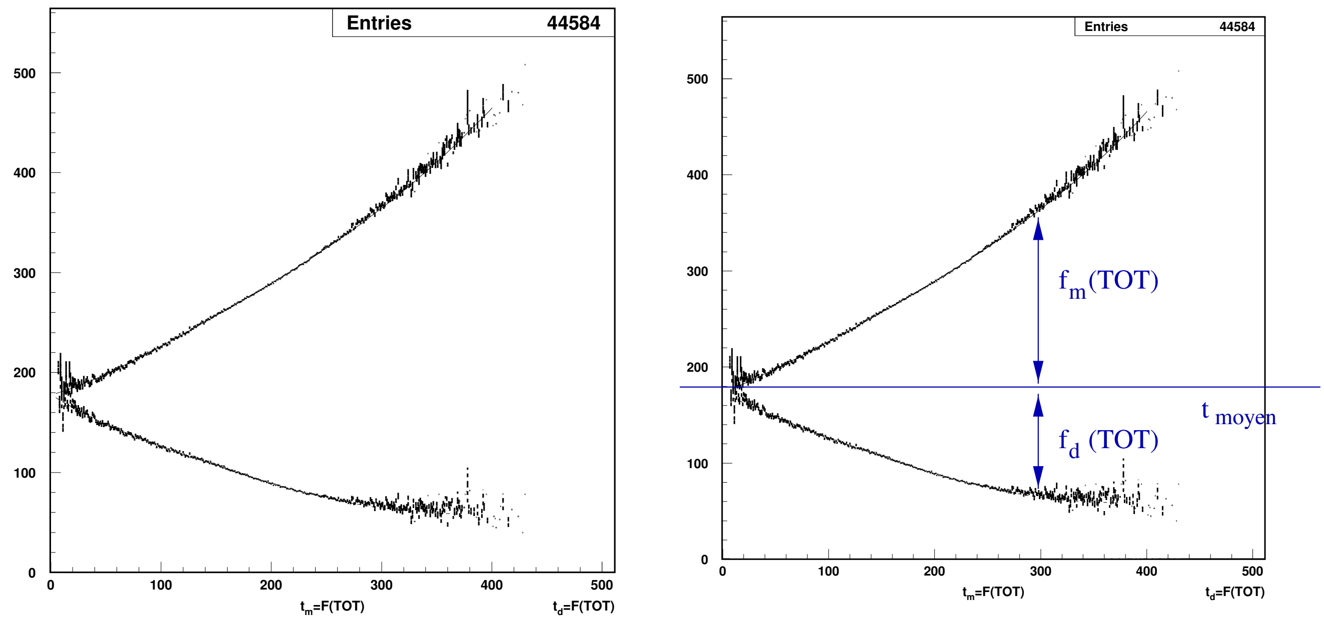

Fig. 6.10 – *a) Histogrammes bidimensionnels des temps t_m et t_d en fonction du TOT. – b) Fit des valeurs moyennes de t_m et de t_d par un polynôme (en TOT), pour déterminer les corrections $f_m(TOT)$ et $f_d(TOT)$.*

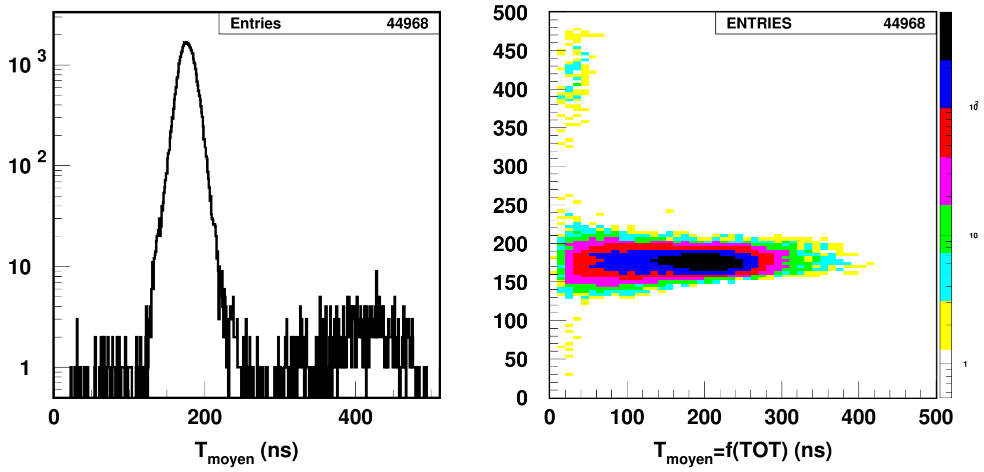

Fig. 6.11 – *a)- Distribution des temps moyens : tous les signaux sont inclus dans une fenêtre de 100 ns. –b)- Histogramme bidimensionnel t_{moyen}=f(TOT) ; t_{moyen} ne dépend plus du TOT : l'effet du walk est supprimé. π^- 10 GeV, 15 kHz ; Gaz : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. Gain : 3800.*

Regroupement des pistes adjacentes en "cluster" :

Lors du passage d'une particule incidente, plusieurs pistes adjacentes peuvent répondre, déterminant ainsi un "cluster". On tolère qu'une piste manque au milieu d'un cluster afin de tenir compte des espaceurs présents dans l'espace d'amplification. Ceci affecte peu le résultat. Un événement correspondant à un trigger peut donner lieu à la détection de plusieurs clusters. La Fig.6.12 représente les distributions du nombre de clusters par événement, et de la taille des clusters (en nombre de pistes touchées).

Une précision plus grande peut être obtenue sur le temps et la position associés au passage d'une particule en utilisant l'information de plusieurs pistes d'un cluster [65].

On détermine la position d'un cluster en calculant le barycentre des positions des pistes du cluster avec une pondération par la valeur du TOT. On obtient une bonne précision en n'utilisant que l'information des deux pistes ayant la plus grande amplitude (plus grand TOT) :

$$Y_{LC3} = \frac{\sum\limits_{i=p_1,p_2} y(i)TOT(i)}{\sum\limits_{i=p_1,p_2} TOT(i)} \tag{6.2}$$

L'indice p_1 correspond à la piste ayant le TOT le plus grand dans le cluster, et l'indice p_2 à la piste ayant le deuxième TOT le plus grand (si elle existe). y représente la position de chaque piste.

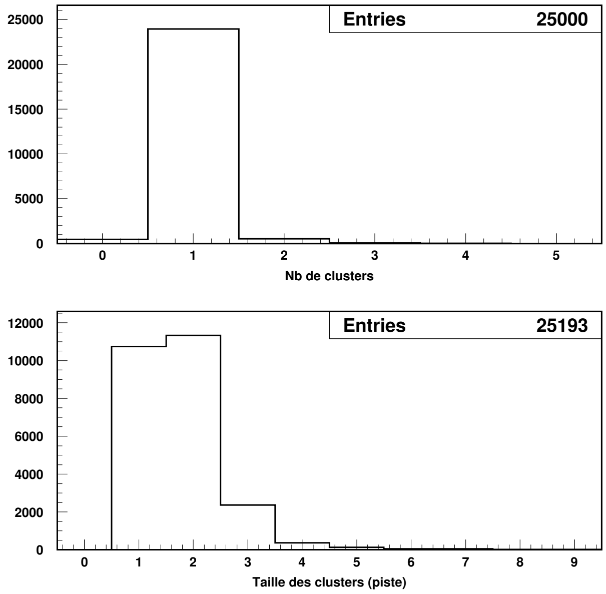

Fig. 6.12 – *Distribution des nombres de clusters par trigger, et de la taille des clusters (en nombre de pistes touchées); π^- 10 GeV, 15 kHz; Gaz: Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. Gain: 3800. Dans cet exemple, il y a en moyenne $\approx$1 cluster/trigger, et la taille moyenne d'un cluster est de 1.80 pistes.*

De même on détermine un temps moyen T_{LC3} pour chaque cluster:

$$T_{LC3} = \frac{\sum_{i=p_1,p_2} t_{moyen}(i) TOT(i)}{\sum_{i=p_1,p_2} TOT(i)} \tag{6.3}$$

Y_{LC3} et T_{LC3} représentent la position et le temps de passage de la particule incidente mesurés par LC3.

Détermination de la position des détecteurs:

L'obtention d'une résolution spatiale de l'ordre de 100 μm nécessite de connaître la position relative de chaque détecteur avec précision. On utilise pour cela une procédure itérative. Cette opération n'est effectuée qu'une seule fois avant le traitement de l'ensemble des données. Pour chacun des détecteurs, on utilise la trace reconstruite par les 3 autres pour calculer le décalage entre la position mesurée et la position estimée. On itère l'opération jusqu'à l'obtention d'un accord à mieux que 5 μm.

Détermination de la trajectoire de référence définie par C4, C5 et C8.

Les événements enregistrés dans LC3 doivent être comparés aux trajectoires de référence reconstruites par C4, C5 et C8. Ces trajectoires sont des droites déterminées par la méthode des moindres carrés [66] : on minimise le χ^2 associé à chaque droite et défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=C4,C5,C8} \frac{\mathrm{r}_i^2}{\sigma_i^2} \tag{6.4}$$

où r_i est la distance qui sépare la droite reconstruite de la position mesurée dans le détecteur i, et σ_i la résolution spatiale du détecteur i. Les résolutions σ_i ont été déterminées par ailleurs en utilisant pour chaque détecteur des traces de référence définies par les 3 autres détecteurs du télescope. Dans notre exemple, elles valent 100, 90 et 110 μm pour C4, C5 et C8 respectivement. Ces chiffres comportent une erreur de l'ordre de 5 μm. La Fig.6.13 représente la distribution des χ^2 de l'ensemble des trajectoires reconstruites par C4, C5 et C8. Les événements compris dans la queue de la distribution avec des valeurs de χ^2 élevées, ne correspondent pas à des trajectoires réelles et doivent être rejetés.

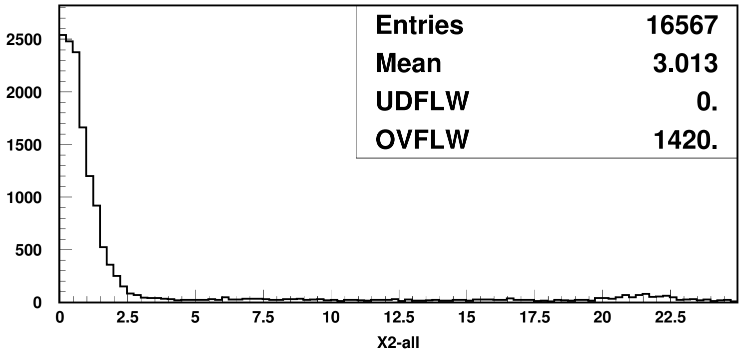

Fig. 6.13 – *Distribution des χ^2 des traces de référence reconstruites par C4, C5 et C8. π^- 10 GeV ; gaz : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4.*

Pour estimer la valeur maximale acceptable du χ^2, on a étudié l'efficacité de LC3 en fonction de ce χ^2. La Fig.6.14. montre que l'efficacité de LC3 est constante pour $\chi^2 < 4.5$ (70% des cas). Pour les χ^2 plus grands, les traces de référence sont probablement mal reconstruites. Ceci est dû à la qualité moyenne du télescope constitué par les 3 prototypes C4, C5 et C8. Ces détecteurs équipés d'une électronique rapide et bruyante n'étaient pas totalement efficaces, générant par la même des traces non physiques. On convient donc de ne garder que les trajectoires ayant un χ^2 inférieur à 4.5.

Pour chaque trace reconstruite, on détermine son interception $\mathrm{Y}_{\{C4,C5,C8\}}$ avec LC3. La zone de coïncidence des scintillateurs délimite une zone de 1 cm dans la direction verticale alors que la zone équipée d'électronique s'étend sur 2 cm (64 pistes) dans chaque chambre Micromegas.

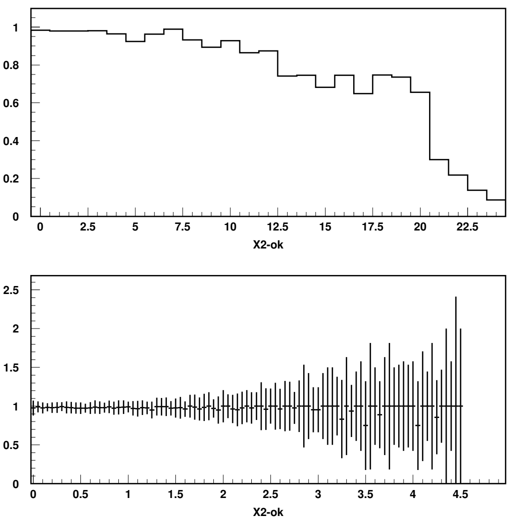

Fig. 6.14 – *Efficacité de LC3 en fonction du χ^2 des traces reconstruites par C4, C5 et C8. L'efficacité de LC3 est constante pour $\chi^2 < 4.5$ (soit $\approx$ 70% des cas). La figure du haut comprend toutes les trajectoires incidentes ; sur la figure du bas (abscisse dilatée), on n'a gardé que les trajectoires avec $\chi^2 < 4.5$.*

Lorsque dans l'une des chambres C4, C5 ou C8, la trajectoire reconstruite passe en dehors de la zone délimitée par les scintillateurs, la trace est rejetée.

Mesure de l'efficacité, de la résolution spatiale et de la résolution temporelle :

Pour chaque événement, LC3 est considéré comme efficace si un cluster est reconstruit à moins de 1 mm de la trace de référence définie par C4, C5 et C8.

Pour calculer la résolution spatiale de LC3, on utilise la distribution des résidus Y_{LC3}-$Y_{\{C4,C5,C8\}}$ (Fig.6.15). L'écart quadratique moyen $\sigma_{\text{résidu}}$ de la distribution, dépend de la résolution de LC3 et de celle de l'ensemble {C4,C5,C8}:

$$\sigma^2_{\text{résidu}} = \sigma^2_{YLC3} + \sigma^2_{Y\{\text{C4,C5,C8}\}} \tag{6.5}$$

Connaissant la résolution du télescope $\sigma_{Y\{\text{C4,C5,C8}\}}$, on calcule σ_{YLC3} à partir de l'équation 6.5. Dans notre exemple, le télescope a un résolution de 73 μm et la distribution des résidus est ajustée par une gaussienne d'écart quadratique moyen 88 μm. La résolution de LC_3 vaut donc 50 μm. On constate que la résolution du télescope n'est pas adaptée à la mesure de résolutions aussi faibles.

Pour chaque cluster reconstruit, on a calculé un temps T_{LC3} (éq. 7.9). L'écart quadratique moyen de la distribution des valeurs de T_{LC3} représente la résolution temporelle du détecteur σ_t (Fig.6.16). La contribution de la résolution du trigger ($\approx$ 1 ns) est négligeable.

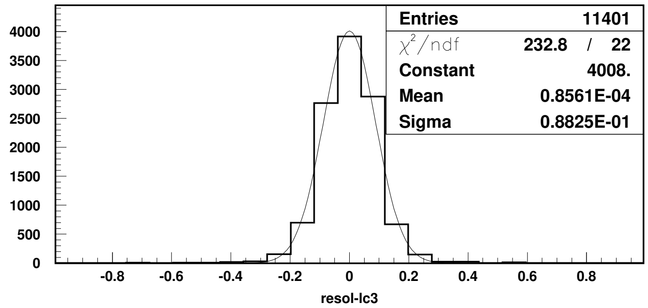

Fig. 6.15 – *Distribution des résidus* Y_{LC3}-$Y_{\{C4,C5,C8\}}$. $\sigma_{résidu}$ *= 88* μm, $\sigma_{Y\{C4,C5,C8\}}$ *= 73* μm *et* σ_{YLC3} *=50* μm. π^- *15 kHz, 10 GeV. Gaz: Ne+11%*C_2H_6*+10%*CF_4*. Gain: 3800.*

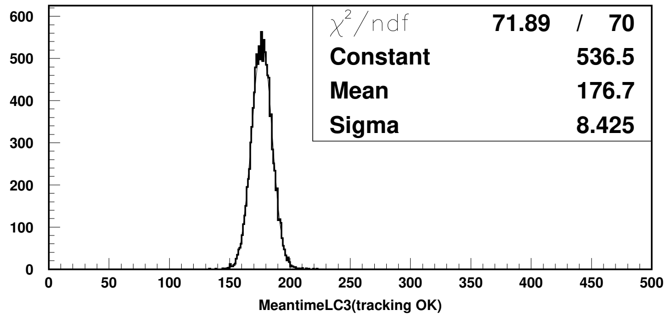

Fig. 6.16 – *Distribution des temps* T_{LC3} *de chaque cluster (un temps par cluster);* σ_t*=8.4 ns.* π^- *15 kHz, 10 GeV. Gaz: Ne+11%*C_2H_6*+10%*CF_4*. Gain: 3800.*

6.6 Comparaison des performances obtenues avec différents mélanges gazeux

6.6.1 Choix des mélanges gazeux

Quelques idées de base ont orienté le choix des mélanges gazeux testés.

- Les caractérisques du préamplificateur SFE16 ont été optimisées pour un fonctionnement du détecteur à bas gain. Pour assurer une collection efficace du signal, il faut que la constante de temps du préamplificateur soit adaptée à la largeur des signaux. Celle du SFE16 a été choisie pour le traitement de signaux de $\approx$ 100 ns de large. Ceci doit convenir pour l'utilisation de Micromegas avec des mélanges gazeux utilisant de l'isobutane, ou mieux, de l'éthane comme quencher.
- Les études portant sur les décharges incitent à utiliser un mélange gazeux léger.
- Enfin, le nombre total moyen d'interactions primaires dans le mélange doit être suffisant.

Sur cette base nous avons sélectionné plusieurs mélanges gazeux. Le tableau 6.2 présente les proportions utilisées dans chaque mélange, ainsi que l'estimation du nombre total moyen d'électrons primaires n_e créés dans 2.5 mm de gaz, pour des particules au minimum d'ionisation (MIP), et pour les conditions expérimentales des tests de Micromegas.

Les valeurs de n_e présentées dans le tableau 6.2 pour les différents mélanges ont été déterminées à partir des valeurs mesurées pour des gaz purs par Sharma et al.[35].

Les tests ont été effectués avec un faisceau de hadrons (p/ π) de 10 GeV. Pour les mélanges Ar-iC_4H_{10} (89-11) et Ne-C_2H_6-CF_4 (79-11-10), le faisceau était constitué de particules de charge négative, principalement des π^-. Les π de 10 GeV déposent plus d'énergie que les MIP (Le rapport est donné par le facteur de correction relativiste, soit $c_{rel} = 1.4$ [48]), et en conséquence le nombre total moyen d'électrons primaires n_e créés est plus grand. Pour les 4 autres mélanges testés, le faisceau était constitué de particules de charge positive, principalement des protons. Le facteur de correction relativiste pour des protons de 10 GeV est $c_{rel} = 1.16$.

Gaz	Ar-iC_4H_{10}	Ar-iC_4H_{10}	Ne-C_2H_6	Ne-C_2H_6	NeC_2H_6-CF_4	NeC_2H_6-CF_4
%	96-4	89-11	95-5	89-11	79-11-10	59-11-30
n_e (MIP)	24.5	26.35	11.66	12.61	14.07	16.9
n_e (cond. exp.)	28.4	36.9	13.5	14.6	19.7	19.6

Tab. 6.2 – *Mélanges gazeux étudiés. Estimation du nombre d'électrons primaires n_e (d'après Sharma et al.[35]) dans 2.5 mm de gaz, pour des particules au minimum d'ionisation (MIP), et pour les conditions expérimentales de mesure : π^- ou π^+/p, 10 GeV.*

6.6.2 Mesures d'efficacité en fonction du gain

La Fig.6.17 présente l'efficacité mesurée en fonction de la tension grille V_{mesh} et en fonction du gain pour les six mélanges gazeux. Rappelons que les courbes de gain en fonction de la tension sont données dans le chapitre 3.4 pour tous ces mélanges. On remarque que les plateaux d'efficacité commencent toujours à des gains de quelques 10^3, ce qui était l'objectif à atteindre avec le SFE16. Le décalage des courbes en fonction de la tension s'explique simplement par les correspondances gain-tension des différents mélanges.

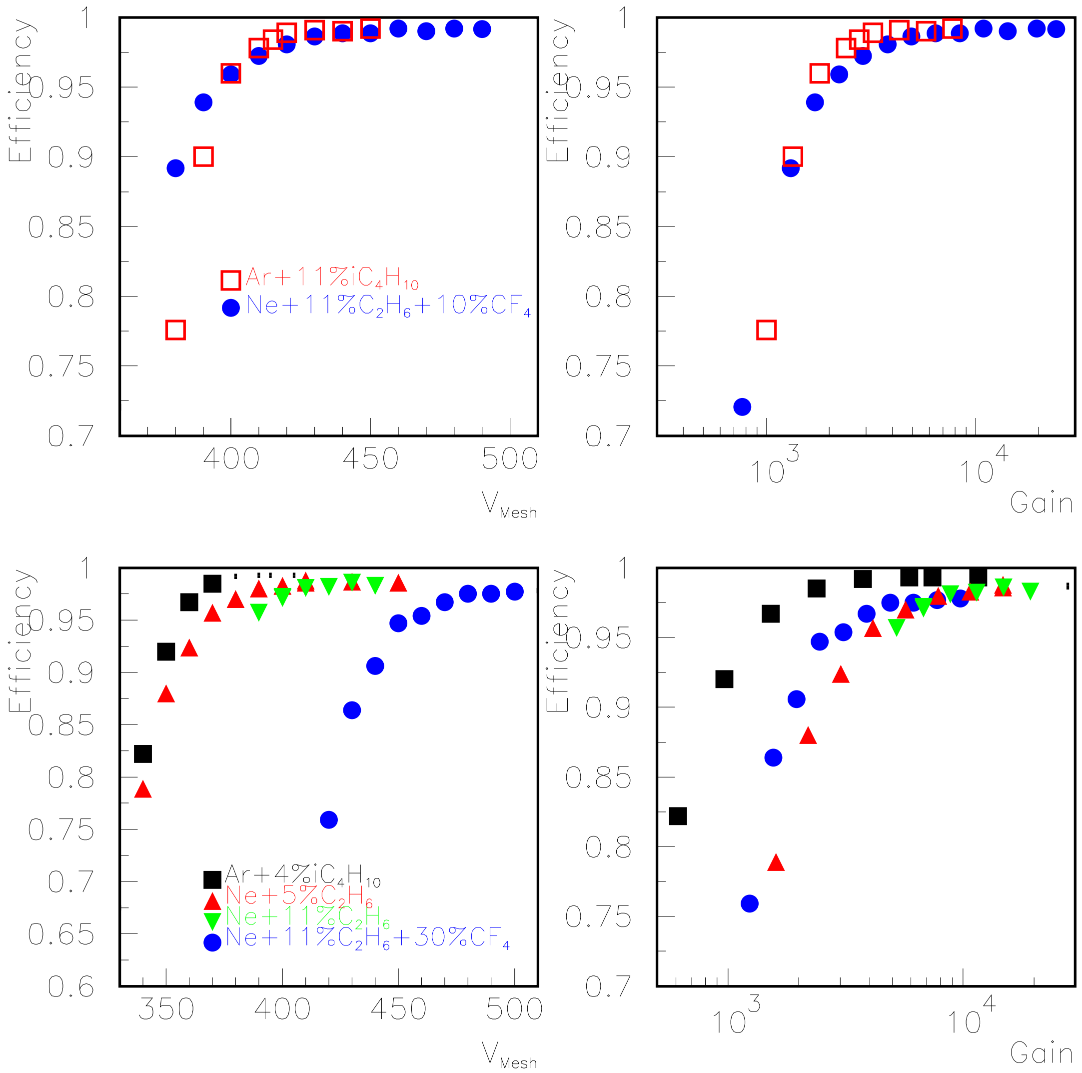

Fig. 6.17 – *Efficacité en fonction de la tension grille (à gauche) et du gain (à droite) pour les six mélanges gazeux étudiés ; LC3, 64 voies SFE16 ; π^- ou π^+/p 10 GeV, 50 kHz.*

Le mélange Ne-C_2H_6-CF_4 (79-11-10) présente un plateau très long (plus de 50 V). L'efficacité maximum mesurée est de 99% pour ce mélange ainsi que pour les deux mélanges à base d'argon. Elle ne dépasse pas 98% pour les deux mélanges Ne-C_2H_6. Rappelons que le nombre d'interactions primaires n_{int} est faible pour ces deux mélanges (Tab.4.4, p. 88).

6.6.3 Taille des clusters, résolution temporelle et largeur des signaux en fonction du gain

Pour chacun des mélanges gazeux, différentes quantités ont été mesurées en fonction du gain : la taille moyenne des clusters, la largeur moyenne des signaux et la résolution temporelle.

La taille moyenne des clusters représente le nombre de pistes adjacentes touchées en moyenne. Elle caractérise l'étalement des charges dans l'espace, et influence donc la résolution spatiale. Elle dépend du gain, de la diffusion transverse des électrons dans le gaz et du "cross-talk" entre voies adjacentes.

La largeur moyenne des signaux est donnée par la mesure du temps de passage au dessus du seuil (TOT). Rappelons qu'avec le SFE16 le déficit balistique est minimum pour des signaux de largeur inférieure à $\approx$ 170 ns ($2\times T_p$). Par ailleurs, le TOT déterminera l'occupation de l'électronique du détecteur pour un flux donné.

Taille moyenne des clusters (Fig.6.18 et Fig.6.19 à gauche) :

La taille moyenne des clusters est donnée en nombre de pistes (le pas des pistes est de 317 μm). On remarque que la taille moyenne des clusters augmente avec le gain (avec log(G) pour $G > 1000 - 3000$). Deux effets peuvent expliquer cette augmentation. La charge totale étant répartie sur plusieurs pistes, la charge vue par les pistes situées en bord de cluster franchit plus souvent le seuil lorsque le gain augmente. De plus, le cross-talk entre voies adjacentes qui favorise l'étalement des charges, augmente aussi la taille des clusters avec le gain.

Pour s'affranchir de la dépendance avec le gain et déterminer l'influence des autres paramètres sur la taille des clusters, on peut comparer les tailles de clusters mesurées pour différents mélanges gazeux en début de plateau d'efficacité.

La taille des clusters diminue lorsque le pourcentage de quencher (isobutane ou éthane) augmente ; elle diminue aussi fortement avec l'ajout de CF_4 dans le mélange : le quencher et le CF_4, en particulier, réduisent la diffusion transverse des électrons. A des gains de quelques 10^3 les tailles moyennes des clusters sont de 2 ou 3 pistes, soit de 0.6 à 1 mm.

Résolution temporelle (Fig.6.18 et Fig.6.19 à droite) :

La résolution temporelle (ou jitter σ_t) est calculée pour le temps moyen du cluster. Pour tous les gaz, on observe que la résolution temporelle est optimale lorsque le détecteur est pleinement efficace (gains de quelques 10^3). Cependant les valeurs mesurées diffèrent suivant les mélanges gazeux, et sont comprises entre 8 et 18 ns.

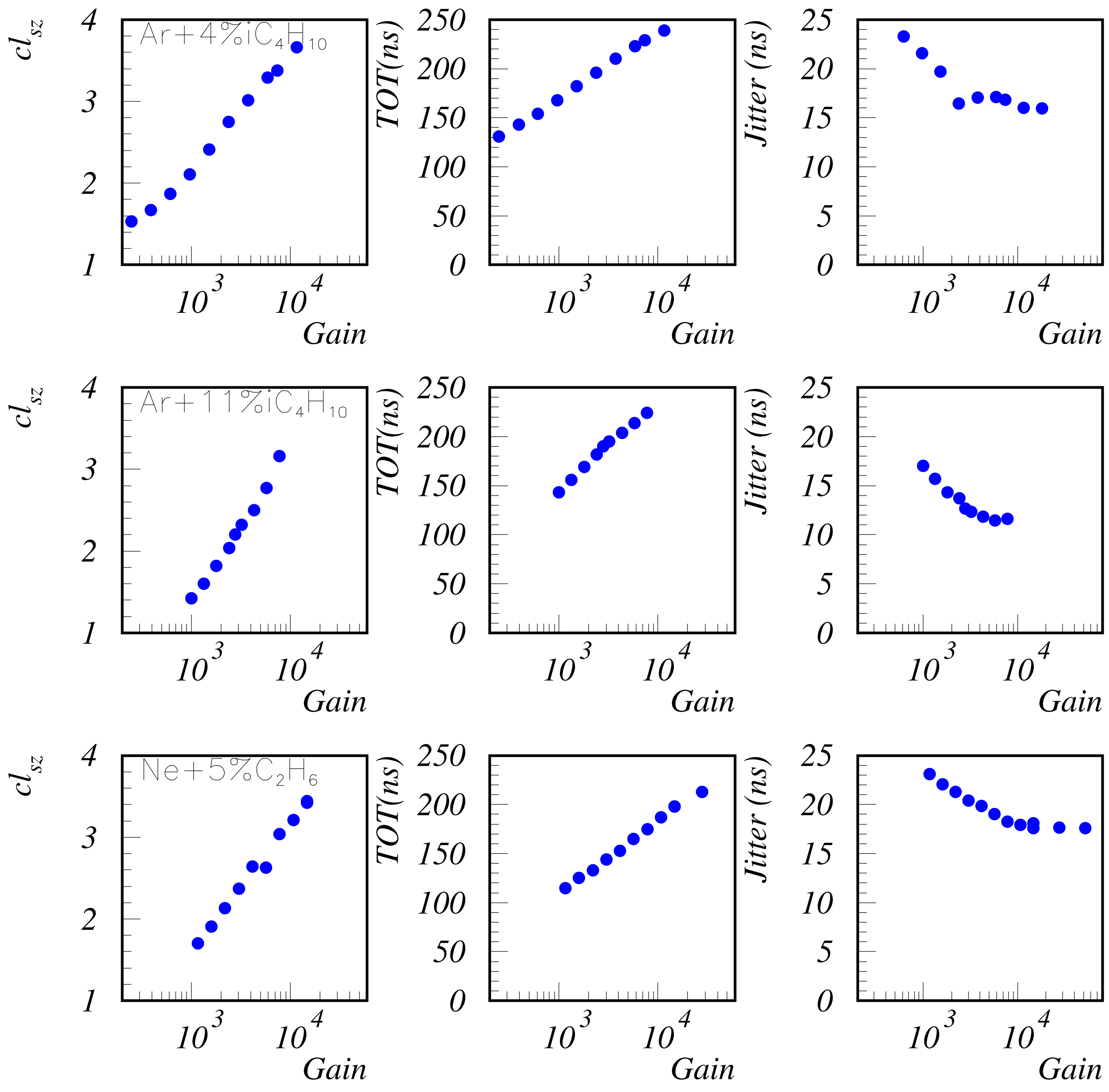

Fig. 6.18 – *Taille moyenne des clusters (cl_{sz} en nombre de pistes touchées), temps au dessus du seuil (TOT en ns) et résolution temporelle (jitter en ns) en fonction du gain. Gaz: Ar+4%iC_4H_{10}, Ar+11%iC_4H_{10},Ne+5%C_2H_6.*

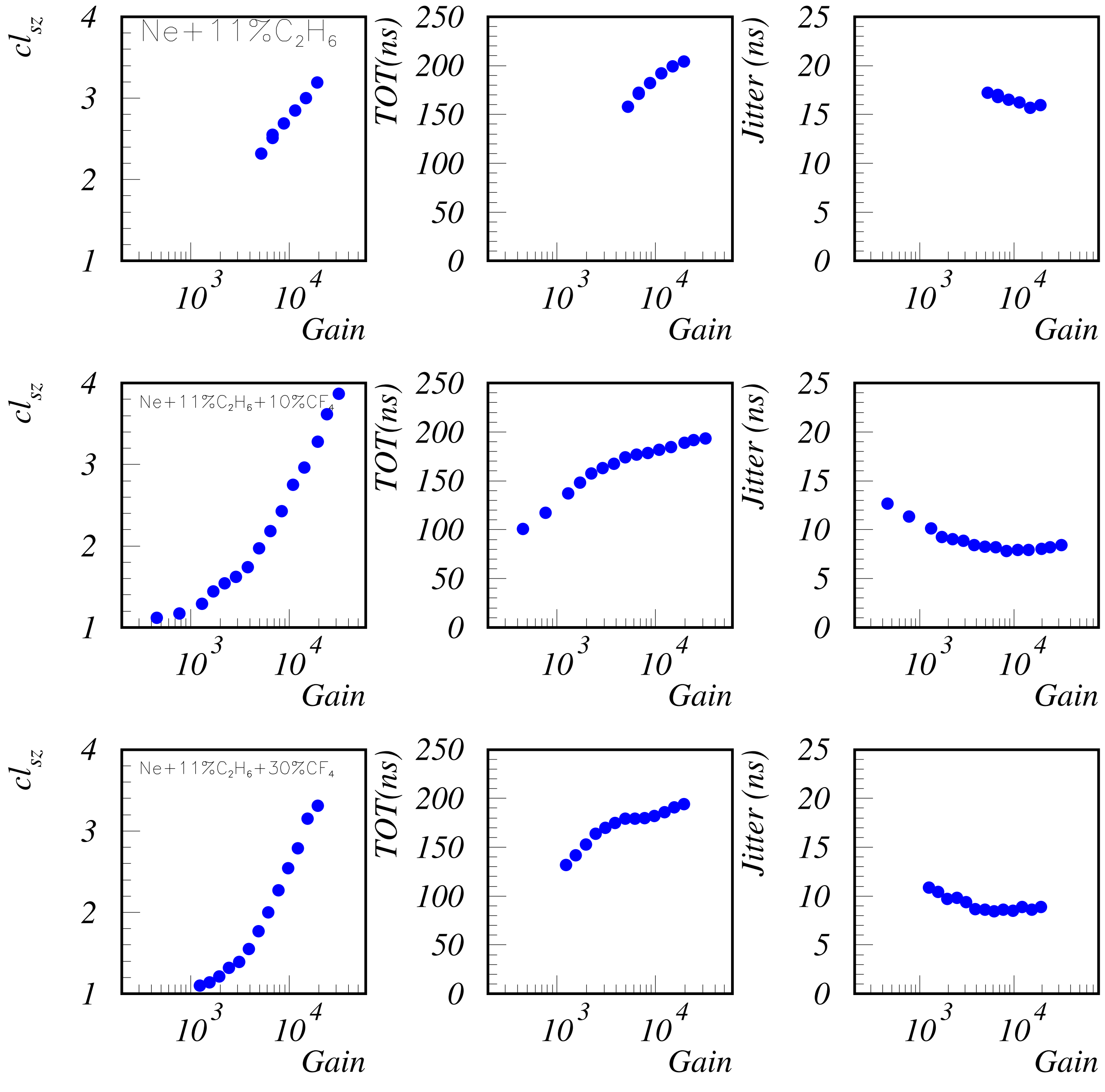

Fig. 6.19 – *Taille moyenne des clusters (cl_{sz} en nombre de pistes touchées), temps au dessus du seuil (TOT en ns) et résolution temporelle (en ns) en fonction du gain. Gaz: Ne+11%C_2H_6, Ne+11%C_2H_6+10%CF_4, Ne+11%C_2H_6+30%CF_4.*

Pour les mélanges Ar-iC_4H_{10} et Ne-C_2H_6, on remarque que la résolution temporelle est meilleure lorsque le pourcentage de quencher est plus grand.

Pour des pourcentages comparables de quencher, on atteint de meilleures résolutions en utilisant l'Ar-iC_4H_{10} plutôt que le Ne-C_2H_6.

Cependant l'effet le plus important sur la résolution est obtenu par l'ajout de CF_4 dans le mélange gazeux. En ajoutant 10% de CF_4 dans le mélange Ne-C_2H_6, la résolution σ_t passe de 17 à 8 ns. Ceci s'explique par le fait que la vitesse de dérive des électrons est plus grande en présence de CF_4.

Lorsqu'on augmente le pourcentage de CF_4 jusqu'à 30 % la résolution temporelle ne s'améliore plus. Dans ce cas, c'est la contribution de l'électronique qui domine.

Largeur des signaux (Fig.6.18 et Fig.6.19 au centre) :

Pour tous les gaz, on remarque que les valeurs moyennes de TOT augmentent avec log(G), donc avec le log de l'amplitude du signal, ce qui était attendu (chapitre 4.3.2). Pour les deux mélanges contenant du CF_4, on note une rupture de pente autour de G $\approx$ 3000-4000.

Les valeurs moyennes de TOT à des gains de quelques 10^3 varient entre $\approx$ 170 et 210 ns.

Sur la Fig.6.20, on présente les distributions complètes de TOT mesurées pour les six mélanges gazeux en début de plateau d'efficacité. On remarque qu'à ces gains fixes, chaque distribution de TOT s'étend sur une large plage (0 à 400 ns). La forme des distributions est assez semblable pour les 4 premiers mélanges, les valeurs les plus probables étant piquées vers 250 et 220 ns pour les mélanges Ar-iC_4H_{10} et Ne-C_2H_6 respectivement. Comme avec le MQS104, on remarque que les valeurs de TOT dépendent de la nature du quencher. Pour les deux derniers mélanges (Ne-C_2H_6-CF_4), on note une augmentation du nombre de signaux de faible amplitude (TOT$\approx$ 100 ns).

Afin de comprendre les formes des distributions de TOT ci-dessus, on a étudié pour deux mélanges gazeux Ne-C_2H_6-CF_4 (79-11-10) et Ar-iC_4H_{10} (89-11) les cas particuliers suivants :

- **clusters de taille 1** : Une seule piste est touchée. Les distributions de TOT correspondantes sont piquées autour de 220 et 240 ns respectivement pour les deux mélanges (Fig.6.21 en haut). Il n'y a presque pas de signaux de faible aplitude (TOT $<$ 150 ns), ce qui confirme que le détecteur est parfaitement efficace à ce gain.

- **clusters de taille $>$ 1, piste ayant reçu la charge la plus grande** (plus grand TOT du cluster): les distributions de TOT correspondantes sont piquées à 240 et 260 ns (Fig.6.21 au milieu). On note la présence de grandes valeurs de TOT ($>$ 350ns) correspondant à de fortes charges ($>$ 80 fC).

- **clusters de taille $>$ 1, piste ayant reçu la deuxième charge la plus grande**: les distributions de TOT correspondantes sont piquées à 150 et 200 ns (Fig.6.21 du bas). Les charges sont donc en moyenne plus faibles que dans les deux cas précédents. L'effet est particulièrement marqué pour le mélange Ne-C_2H_6-CF_4.

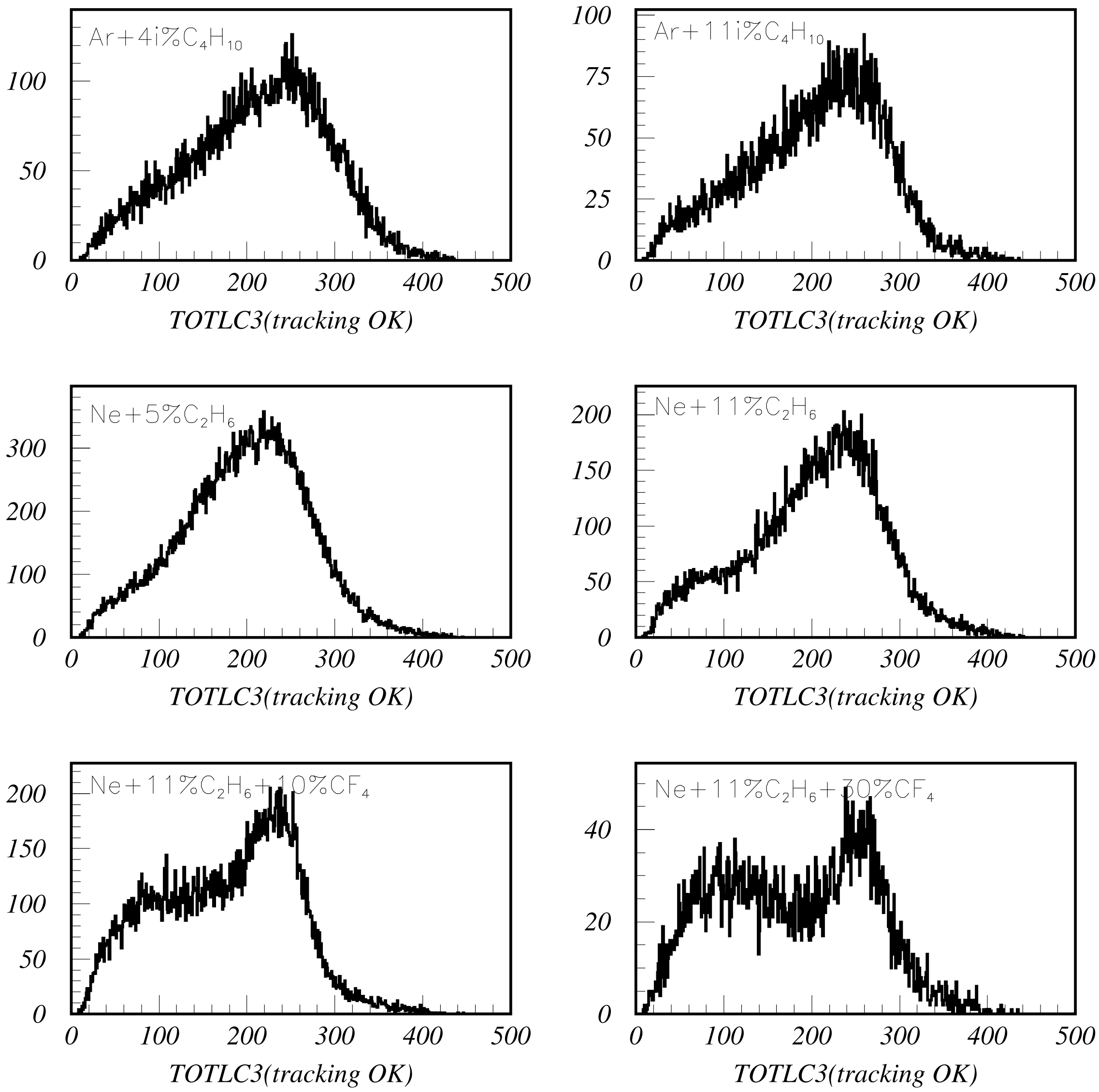

Fig. 6.20 – *Distributions des largeurs de signaux (TOT en ns) en début de plateau (G=G_0) pour les six mélanges gazeux.*

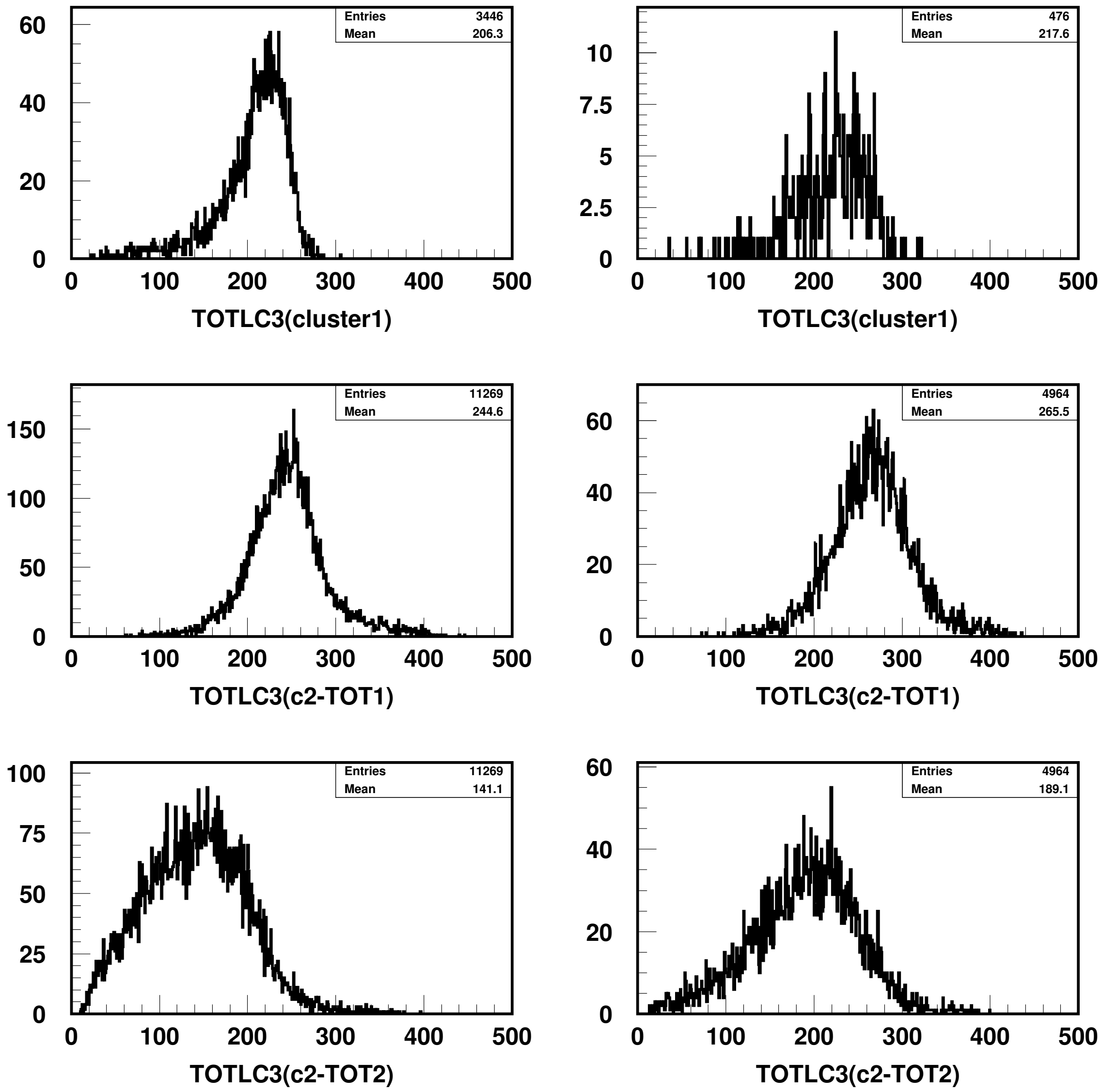

Fig. 6.21 – *Distributions des largeurs de signaux (TOT en ns) pour deux mélanges Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 (à gauche) et Ar+11%iC_4H_{10} (à droite) en début de plateau (G=G_0). Clusters de taille 1 (en haut) ; TOT de la piste ayant plus grand TOT pour les clusters de taille > 1 (au milieu) ; deuxièmes plus grands TOT pour les clusters de taille > 1 (en bas).*

Ces observations montrent que lorsque deux pistes sont touchées, la charge est répartie inégalement sur les deux pistes. La différence est plus importante pour le mélange Ne-C_2H_6-CF_4 pour lequel la diffusion transverse est plus faible (taille moyenne des clusters plus faible).

6.6.4 Résolution spatiale

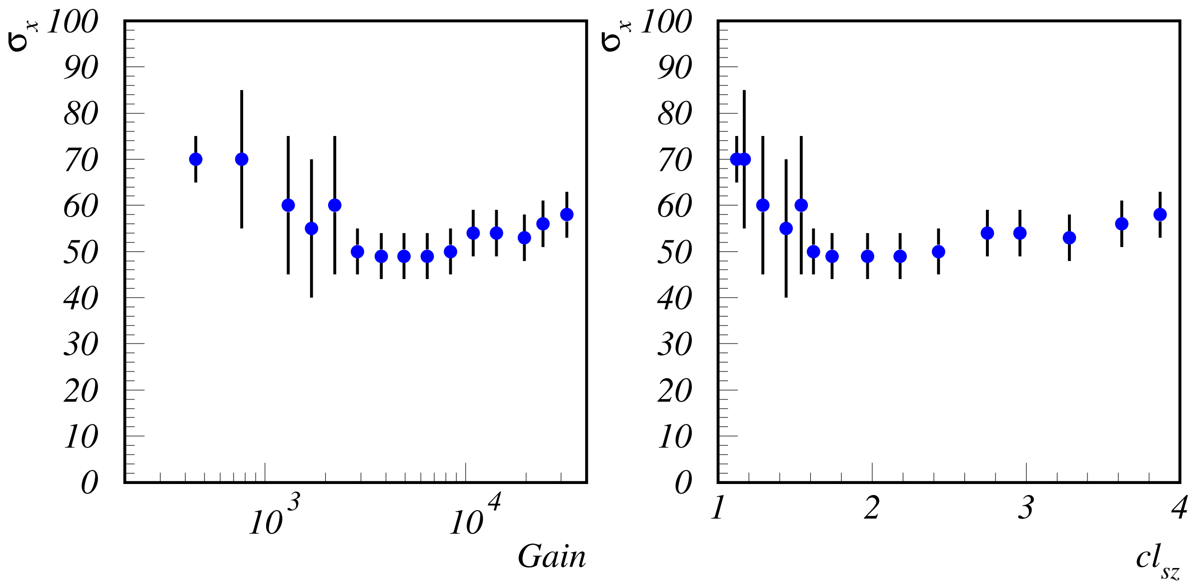

Fig. 6.22 – *a) Résolution spatiale (en μm) en fonction du gain; b) Résolution spatiale en fonction de la taille moyenne des clusters. π^- 15 kHz, 10 GeV. Gaz : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4.*

La résolution spatiale du détecteur LC3 est obtenue à partir de l'écart quadratique moyen de la distribution des résidus entre la position donnée par LC3 et celle déterminée par la trace de référence définie par d'autres détecteurs.

La Fig.6.22a montre la résolution spatiale mesurée à différents gains pour le mélange Ne-C_2H_6-CF_4 (79-11-10). La résolution est optimale ($\approx 50\ \mu m$) pour des gains compris entre 3000 et 10000 (soit en début de plateau d'efficacité). Cette observation confirme la pertinence de la résolution ainsi mesurée. On a représenté sur la Fig.6.22b les mêmes valeurs de résolution en fonction de la taille moyenne des clusters cl_{sz} au gain correspondant. Rappelons que cl_{sz} augmente avec le log du gain. On observe que la résolution est minimale pour $1.5 < cl_{sz} < 2.5$.

6.6.5 Inefficacité locale : effet des espaceurs.

L'efficacité de LC3 a été mesurée en fonction de la position de la particule incidente dans le détecteur. La Fig.6.23 montre l'inefficacité correspondante au tout début du plateau d'efficacité. Chaque canal de l'histogramme représente une piste du détecteur. On constate un accroissement de l'inefficacité toutes les trois pistes, précisément sur les pistes supportant les espaceurs ou "plots" destinés à maintenir la distance de 100 μm entre la microgrille et le plancher. Les plots sont disposés en quinconce, tous les 2 mm, une piste sur 3. Leur section est de 0.1×0.2 mm^2 et ils représentent $\approx$ 8% de la surface d'une piste, soit $\approx$ 2% de la surface du détecteur.

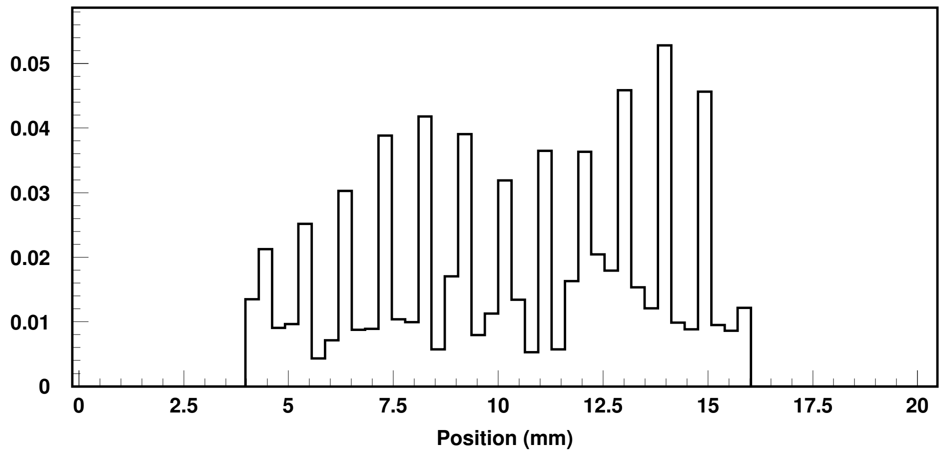

Fig. 6.23 – *Inefficacité de LC3 en fonction de la position de la particule incidente. Chaque canal de l'histogramme correspond à une piste. Mélange gazeux : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4, G=3800. π^- 15 kHz, 10 GeV.*

Sur la Fig.6.24, on a représenté l'efficacité moyenne mesurée sur les pistes contenant ou non des plots, pour 3 mélanges gazeux différents. On constate que le début de plateau est atteint à des gains plus élevés pour les pistes comportant des plots, avec toutefois des variations suivant les mélanges gazeux utilisés:

- Pour l'Ar-iC_4H_{10}, les deux séries de points (pistes avec ou sans plots) sont assez proches.

- Pour le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 les efficacités moyennes de 97%, 98% et 99% sont obtenues pour des gains de 2900, 3800 et 6400 respectivement (pistes avec plots) ; les mêmes efficacités sont obtenues pour des gains de 2000, 2500 et 3800 pour les pistes sans plots.

- Pour le mélange Ne+11%C_2H_6+30%CF_4, l'effet des plots est particulièrement marqué : l'efficacité des pistes contenant des plots n'atteint que 95 %.

On sait que la présence de CF_4 dans le mélange réduit la diffusion transverse des électrons primaires (chapitre 3.2.2). On remarque que l'effet des plots est plus important lorsque la diffusion transverse est plus faible.

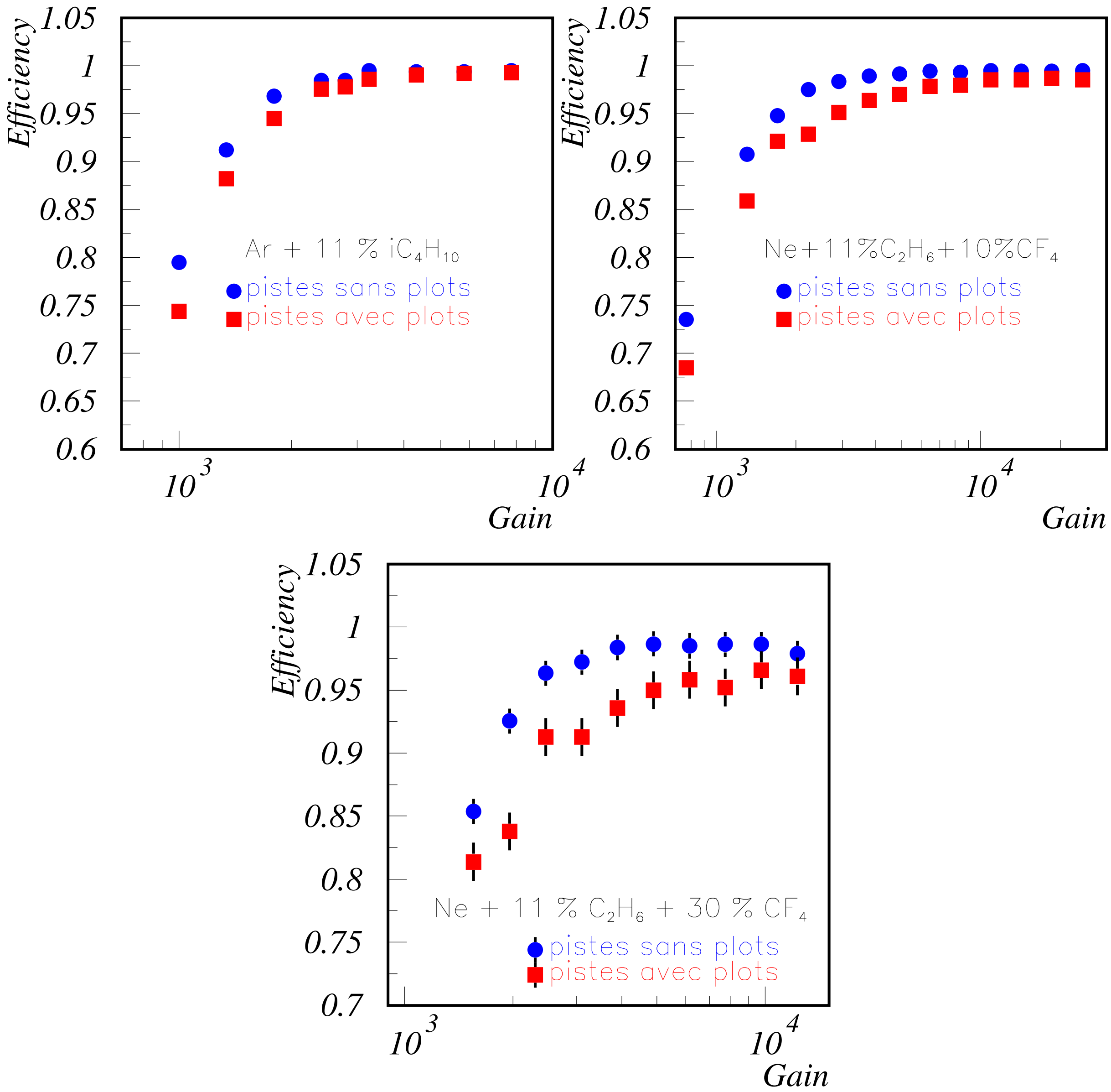

Fig. 6.24 – *Effet de la présence des plots sur l'efficacité pour trois mélanges gazeux. Les ronds correspondent aux pistes sans plot, les carrés aux pistes avec plots.* π^+ *et p 50 kHz, 10 GeV.*

6.6.6 Efficacité et seuil de discrimination.

Toutes les données présentées auparavant ont été prises avec un seuil de discrimination constant égal à 5250 e^-, correspondant à 100 Hz de bruit par voie en moyenne. La Fig.6.25

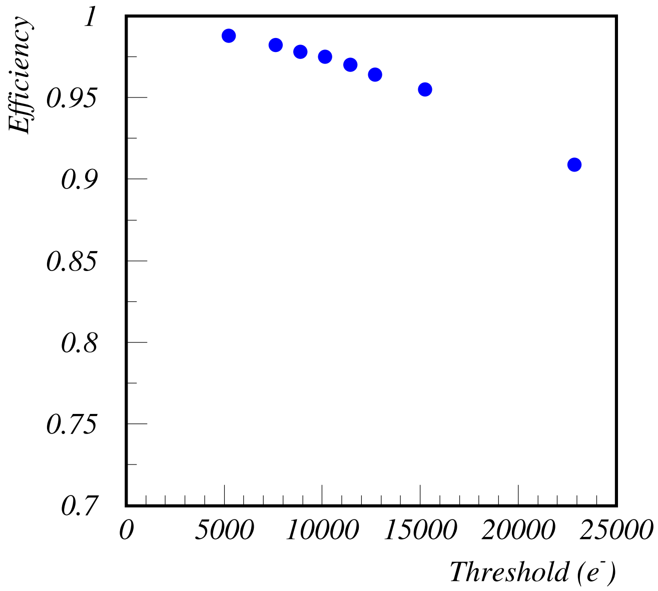

Fig. 6.25 – *Efficacité de détection en fonction du seuil de discrimination. LC3, 64 voies équipées de SFE16. Mélange gazeux : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. V_{mesh}=435 V, G=5500. π^- 15 kHz, 10 GeV.*

présente la variation de l'efficacité en fonction du seuil de discrimination à un gain fixe. L'efficacité chute lentement avec le seuil. Ceci s'explique par le fait que l'amplitude des signaux se détache largement du bruit (Fig.6.21 au centre). Pour un seuil de 23000 e^-, l'efficacité vaut encore 91 %.
Pour un mélange gazeux donné, l'efficacité dépend principalement du gain et du seuil. Dans le tableau 6.3, on compare les efficacités mesurées à différents gains et différents seuils. On voit que pour des rapports gain/seuil donnés, l'efficacité est constante.

6.6.7 Efficacité et flux ; occupation de l'électronique.

Des mesures d'efficacité ont été effectuées avec des faisceaux secondaires de hadrons (π^+ et p de 10 GeV) à des intensités variant entre 10^3 et 1.2x10^5 particules par seconde et par piste (pistes de 26 cm au pas de 317 μm). Le mélange gazeux était Ne+ 11%C_2H_6+10%CF_4 et la tension grille de 430-440 volts.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Fig.6.26. On observe une chute d'efficacité lorque le flux augmente. La ligne en trait plein représente un ajustement des données par une droite.

Seuil (en e^-)	Gain	rapport $\frac{Gain}{seuil}$	efficacité
5250	5500	1.05	98.7%
10500	5500	0.52	97.5%
5250	2750	0.52	97.4 %
21000	5500	0.26	92.5 %
5250	1375	0.26	92 %

Tab. 6.3 – *Efficacité en fonction du rapport gain/seuil. Mélange gazeux : Ne+11%C_2H_6+10%CF_4. π^- 15 kHz, 10 GeV.*

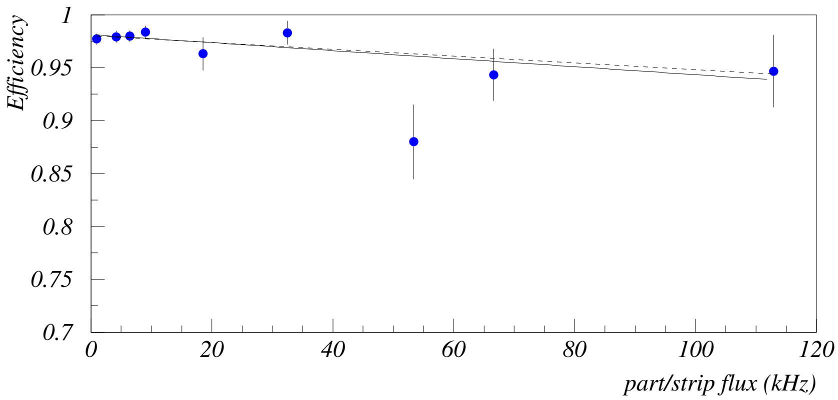

Fig. 6.26 – *Efficacité en fonction du flux dans un faisceau de hadrons de 10 GeV. La ligne en trait plein représente un fit des données, la ligne en pointillée la chute d'efficacité attendue à partir de l'occupation de l'électronique.*

Gas	Ar-iC_4H_{10}	Ar-iC_4H_{10}	NeC_2H_6	NeC_2H_6	$NeC_2H_6CF_4$	$NeC_2H_6CF_4$
%	96-4	89-11	95-5	89-11	79-11-10	59-11-30
n_e	28.4	36.9	13.5	14.6	19.7	19.6
G_0	4100	3700	14500	14000	6400	7400
cluster size cl_{sz}	3.0	2.4	3.4	2.9	2.1	2.2
TOT (ns)	210	195	187	182	171	179
Résolutions :						
$\sigma_x(\mu\text{m})$	70	62	80	80	50	50
$\sigma_t(\text{ns})$	17.1	12.3	17.9	16.5	8.0	8.6

Tab. 6.4 – *Résumé des performances au début du plateau d'efficacité (gain G_0) pour différents mélanges gazeux ; prototype LC3, 64 voies SFE16 ; faisceau π ou p 10 GeV.*

La statistique à haut flux est faible et l'erreur sur la pente de la droite est de 100 %. La ligne en tirets représente la chute d'efficacité attendue à partir de l'occupation :

$$\epsilon = \epsilon_{max} - 2 \times TOT \times \phi \tag{6.6}$$

où TOT est le temps moyen au dessus du seuil (170 ns), et ϕ le flux de particules par piste. Le facteur 2 est dû à la lecture de 2 temps (fronts de montée *et* de descente du signal). En effet on ne peut pas mesurer le front de montée et de descente lorsque 2 signaux se recouvrent.
Les deux courbes sont compatibles. L'inefficacité mesurée peut donc être expliquée par l'occupation de l'électronique.
D'autre part, nous avons observé que le courant débité par l'alimentation de la grille restait proportionnel au flux. Ceci confirme qu'il n'y a pas de chute de gain jusqu'à ces valeurs de flux ($\approx 10^6$ hadrons/cm^2).
Notons que les données ont été corrigées de l'effet de la baisse d'efficacité (du même ordre de grandeur) due au temps mort provoqué par les décharges (chapitre 5.3).

6.6.8 Résumé des caractéristiques obtenues avec le SFE16 pour différents mélanges gazeux.

L'ensemble des mesures décrites dans ce chapitre permet de comparer les performances obtenues avec les différents mélanges gazeux. Pour cela, on définit pour chaque mélange le gain G_0 correspondant au début du plateau d'efficacité, qui constitue le point de fonctionnement optimal du détecteur. Les courbes d'efficacité de la Fig.6.17 permettent de déterminer G_0. Les valeurs vont de quelques 10^3 à 15×10^3.

Le tableau 6.4 résume les caractéristiques principales mesurées au gain G_0 avec les six mélanges gazeux étudiés. Pour chaque mélange on donne les proportions de gaz du mélange, une estimation du nombre total moyen d'électrons primaires n_e créés dans l'espace de dérive, le gain G_0, la taille moyenne des clusters cl_{sz} en nombre de pistes touchées, la largeur moyenne des signaux (TOT) et les valeurs des résolutions spatiales σ_x et temporelles σ_t.

La taille moyenne des clusters varie entre 2.1 et 3.4 pistes touchées. Elle diminue avec le pourcentage de quencher dans le mélange, ainsi qu'avec l'ajout de CF_4. La contribution du cross-talk entre voies adjacentes, à la taille des clusters est peu importante. On l'estime à $\approx 7\%$ (chapitre 6.7.2), et elle est semblable pour tous les mélanges. La variation de taille des clusters entre les différents mélanges peut donc être attribuée à la diffusion transverse des électrons dans l'espace de dérive. Ces données confirment donc que l'ajout de CF_4 dans un mélange réduit la diffusion transverse. L'augmentation de la proportion de quencher réduit également la diffusion transverse.

La dépendance de la largeur des signaux (TOT) avec la nature du quencher n'est pas aussi marquée qu'avec le préamplificateur rapide MQS104. C'est en effet la contribution de la mise en forme du SFE16 ($2xT_p$=170 ns) qui domine dans la valeur du TOT.

Pour tous les mélanges, la contribution du déficit balistique est faible, comprise entre 10% (pour les mélanges à base de C_2H_6) et 20 % (pour les mélanges à base de iC_4H_{10}) (Fig.4.24, p. 98 avec T_p=85 ns). Avec le SFE16, c'est le nombre d'électrons primaires n_e et la diffusion transverse des électrons qui sont les critères prédominants pour expliquer les différences observées entre mélanges gazeux pour la valeur de $S=G_0\times n_e$. Le déficit balistique a été réduit à une valeur faible, et la largeur du signal (donc la nature du quencher) ne joue plus un rôle aussi déterminant que dans le cas du MQS104.

Les résolutions spatiales mesurées varient entre 50 et 80 μm. Les meilleures résolutions sont obtenues avec les mélanges Ne-C_2H_6-CF_4 pour lesquels la taille moyenne des clusters est minimale et voisine de 2.

On note une amélioration de la résolution temporelle lorsqu'on augmente la proportion de quencher. L'effet est plus important lorsqu'on ajoute du CF_4. Avec 10 % de CF_4 on atteint des résolutions de 8 ns. Avec 30 % de CF_4, il n'y pas d'amélioration supplémentaire, contrairement à ce qui avait été observé avec le préamplificateur rapide MQS104. Ceci indique que la contribution intrinsèque du SFE16 à la résolution, domine.
Les meilleures performances (efficacité, résolution spatiale et résolution temporelle) sont obtenues avec le mélange Ne-C_2H_6-CF_4 (79-11-10).

Pour être complet, il faut aussi comparer les probabilités de décharge obtenues avec les différents mélanges gazeux. Elles sont résumées dans le tableau 5.8 en début de plateau d'efficacité (avec le SFE16). Rappelons qu'on a mesuré les probabilités de décharge en fonction du gain (Fig.5.10, p. 118) et les efficacités correspondantes (Fig.6.17, p. 143). A partir de ces données, on obtient les variations d'efficacité en fonction des probabilités de décharge (Fig.6.27). On constate que les deux mélanges Ne+11%C_2H_6 et Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 donnent à efficacité

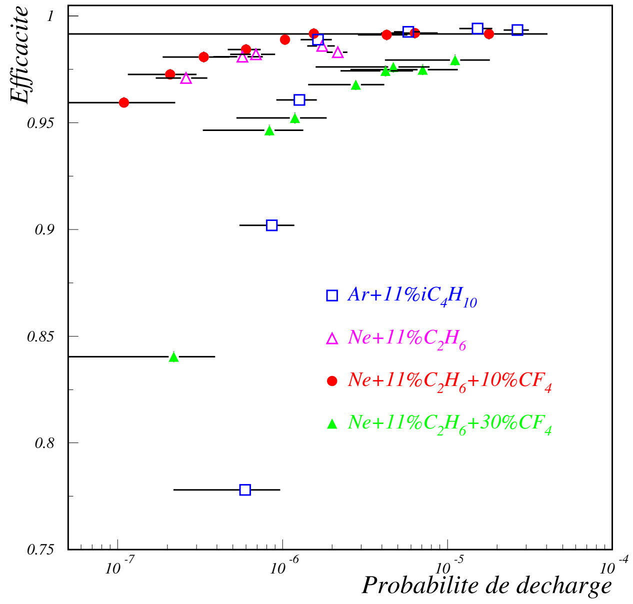

Fig. 6.27 – *Efficacité en fonction de la probabilité de décharge dans un faisceau de hadrons de 10 GeV.*

donnée les probabilités de décharge les plus faibles.
Les différences relatives de probabilités de décharge entre mélanges gazeux ayant été reproduites avec le faisceau de muons (Fig.5.11, p. 121), il apparaît que le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 est celui qui est le mieux adapté aux conditions de fonctionnement des chambres Micromegas dans l'expérience COMPASS.

6.7 Calcul de simulation Monte-Carlo.

6.7.1 Introduction

Nous avons écrit un programme de simulation du fonctionnement de Micromegas dans le but de reproduire les mesures d'efficacité, et de prédire la réponse du détecteur pour de petites variations des paramètres affectant la géométrie, ou encore la composition du mélange gazeux étudié. Le but est de calculer l'efficacité théorique du détecteur à un gain donné G.

Les principales étapes de la simulation sont les suivantes :
- Description des paramètres du détecteur :
mélange gazeux utilisé
géométrie (longueur de l'espace de conversion, pas des pistes, configuration des espaceurs)
modélisation du schéma électrique (déficit balistique, capacités, bruit, etc..)
- Tirage aléatoire dans une distribution de Poisson, du nombre d'interactions primaires n_{int}

- Tirage aléatoire dans une distribution uniforme, de la position d où a lieu l'interaction primaire dans l'espace de conversion.

- Pour chaque interaction, tirage aléatoire de la multiplicité m du cluster d'électrons, suivant la distribution donnée par W.Blum [34].

- Pour chaque électron du cluster, tirage aléatoire d'un écart à la trajectoire dans la direction transverse au champ électrique de dérive : f(σ_T,d).

- Traitement de l'amplification : tirage aléatoire d'une valeur de gain. On utilise une distribution représentative du gain, dont la valeur moyenne est G.

- Traitement du signal (déficit balistique, cross-talk, seuil de discrimination, bruit, etc...)

Les différentes étapes de la simulation sont décrites ci-dessous en détail. Nous comparons ensuite les résultats de la simulation avec les mesures d'efficacité à différents gains, pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10}.

6.7.2 Description de la méthode

Nombre d'interactions primaires n_{int} :

On a vu dans le chapitre 3.2.1 qu'une particule chargée traversant l'espace de conversion interagissait avec les molécules du gaz et créait des paires électron-ion lors de chaque interaction. On considère que le mélange gazeux est constitué par des épaisseurs équivalentes représentant la concentration volumique de chaque gaz du mélange. Le nombre moyen d'interactions primaires n_{int} dans chaque gaz est tiré aléatoirement dans la distribution de Poisson correspondante [35] (Tab.4.4, p. 88 pour des particules incidentes au minimum d'ionisation).
Dans cette étude, nous devons tenir compte du fait que les mesures d'efficacité ont été effectuées en utilisant un faisceau de pions de 10 GeV. Ceux-ci produisent 40 % d'ionisation de plus que des particules au minimum d'ionisation [48].
Les distribution de n_{int} utilisées pour l'Ar, l'iC_4H_{10} et le mélange Ar+11%iC_4H_{10} sont présentées sur la Fig.6.28. En moyenne, pour un espace de conversion de 2.45 mm, il y a 10.4 interactions primaires.

Nombre d'électrons primaires n_e:

Pour chaque interaction primaire i, on tire aléatoirement le nombre m_i d'électrons créés en supposant que l'ionisation correspondante est locale. Les distributions de tailles de cluster m_i sont connues pour quelques gaz nobles, dont l'argon [34]. Pour un mélange donné, on suppose que la distribution du mélange est proche de celle du gaz noble utilisé.
Les distributions de taille de clusters m_i et de nombre d'électrons primaires $n_e=\sum_{i=1}^{n_{int}} m_i$ obtenues pour l'Ar sont présentées sur la Fig.6.29.

Diffusion transverse :

Rappelons que dans les détecteurs Micromegas les espaces de conversion et d'amplification

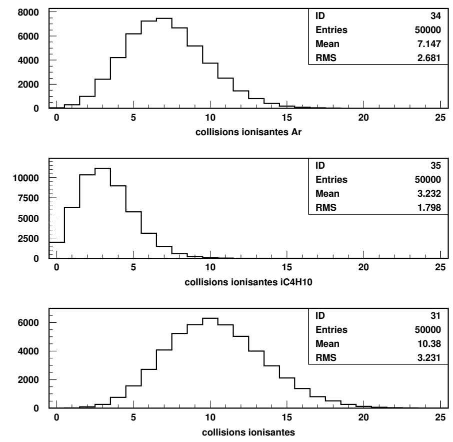

Fig. 6.28 – *Distribution du nombre d'interactions primaires n_{int} dans l'Ar, l'iC_4H_{10} et le mélange Ar+11%iC_4H_{10}. Calcul d'après [35] pour 2.45mm de mélange; π 10 GeV.*

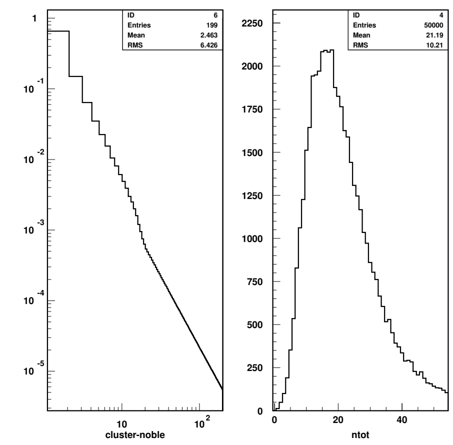

Fig. 6.29 – *Distributions de la taille des clusters m (à gauche) et du nombre d'électrons primaires (à droite) $n_e = n_{int} \times m$; 2.45 mm d'Ar; π 10 GeV.*

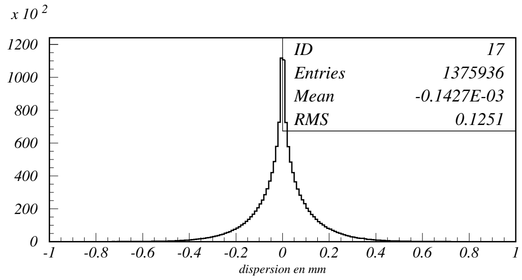

Fig. 6.30 – *Distribution des distances parcourues dans la direction perpendiculaire aux pistes par les électrons primaires dans l'espace de conversion. 2.45 mm d'Ar+11%iC_4H_{10}, σ_T=500 μm; π 10 GeV.*

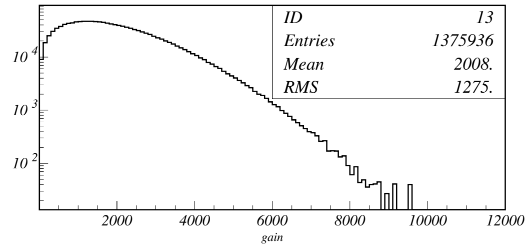

Fig. 6.31 – *Distribution des valeurs de gain d'amplification pour <G>=2000.*

sont distincts. Les électrons dérivent sur une distance maximum de 2.45 mm, et l'amplification est localisée dans un espace de 100 μm d'épaisseur. L'étalement du signal sur les pistes est donc dominé par la diffusion transverse des électrons dans l'espace de conversion.

On tire aléatoirement la distance parcourue par les électrons dans la direction transverse lorqu'ils traversent l'espace de conversion. On utilise pour cela une distribution gaussienne d'écart quadratique moyen $\sigma = \sigma_T \times \sqrt{d}$ où d est la distance de dérive (longitudinale) de l'électron primaire (entre 0 et 2.45 mm) et σ_T le coefficient de diffusion transverse du mélange gazeux [36]. Pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10} et un champ de $\approx$ 1.5 kV/cm, $\sigma_T = 500$ μm/$\sqrt{cm}$ [55]. La distribution des distances parcourues par les électrons dans la direction perpendiculaire aux pistes est montrée sur la Fig.6.30. L'écart quadratique moyen de la distribution vaut 125 μm.

Amplification :

On ne peut pas décrire le gain par une valeur unique, car le processus d'amplification comporte des fluctuations statistiques. On tire donc aléatoirement les fluctuations du gain autour du gain moyen $< G >$. Pour cela, on utilise une distribution simplifiée [67] proche d'une distribution de Polya [39], dont la valeur moyenne est $< G >$. La Fig.6.31 représente la distribution obtenue pour un gain moyen $< G >= 2000$. On remarque une dispersion des valeurs de G entre 0 et 8000.

Calcul du signal mis en forme par le préamplificateur :

La charge totale créée après ionisation et amplification est S = $\sum_{j=1}^{n_e} G_j$. Elle se répartit en un signal électronique S_e et un signal ionique S_i:

$$S = G \times n_e = S_e + S_i \tag{6.7}$$

On a vu précédemment (chapitre 3.2.4, [42]) que

$$S_e/S_i = 1/lnG. \tag{6.8}$$

On peut donc calculer S_e et S_i à partir de G et n_e.

Connaissant la largeur du signal déterminée par l'amplificateur rapide MQS104 (TOT_{MQS104}=101 ns pour le gaz quencher iC_4H_{10}, chapitre 4.5.2) et le temps de montée du préamplificateur SFE16 (T_p=85 ns), on estime le déficit balistique D_{bal} associé à l'intégration du signal ionique par le SFE16 à $\approx 16\%$ (Fig.4.24, p. 98). La charge effective mise en forme par le SFE16 est donc

$$S_{SFE16} = S_e + D_{bal} \times S_i \tag{6.9}$$

Enfin, on considère que le signal est nul lorsqu'un électron primaire arrive sur un espaceur. Rappelons que les espaceurs qui maintiennent fixe la distance entre la grille et les pistes, sont disposés suivant un motif régulier toutes les 3 pistes, et qu'ils représentent environ 2 % de la surface active du détecteur (Tab.3.1, p. 47).

Polarisation des pistes et transmission du signal :

Le préamplificateur SFE16 est connecté aux pistes via une capacité de liaison $C_{liaison}$=100 pF (chapitre 6.3). Nous avons mesuré la capacité équivalente d'une piste du détecteur LC3 et trouvé C_{piste}=33 pF. On estime donc que le facteur de transmission du signal est

$$T = \frac{C_{liaison}}{C_{liaison} + C_{piste}} \tag{6.10}$$

soit T = 75%.

Cross-talk entre voies adjacentes :

Nous avons mesuré la capacité interpiste et trouvé $C_{interpiste}$=11 pF. On peut donc estimer le cross-talk capacitif entre voies adjacentes à :

$$C_X = \frac{C_{interpiste}}{C_{liaison} + C_{piste}} \tag{6.11}$$

Ce dernier est aussi atténué par un facteur de transmission. Au total, on estime que le cross-talk contribue à répartir 7% du signal en entrée du SFE16 des deux pistes adjacentes.

Efficacité et seuil de discrimination :

Le seuil de discrimination du préamplificateur est supposé égal à 4125 e^-. Pour simuler l'effet du bruit bruit ENC, on fait varier le seuil suivant une distribution gaussienne d'écart quadratique moyen égal à σ_{ENC}=650 e^-.

On considère que le détecteur est efficace lorsque la charge sur une piste est plus grande que le seuil de discrimination. Le nombre de pistes adjacentes touchées définit la taille des clusters.

6.7.3 Résultats des simulations et comparaison avec les données.

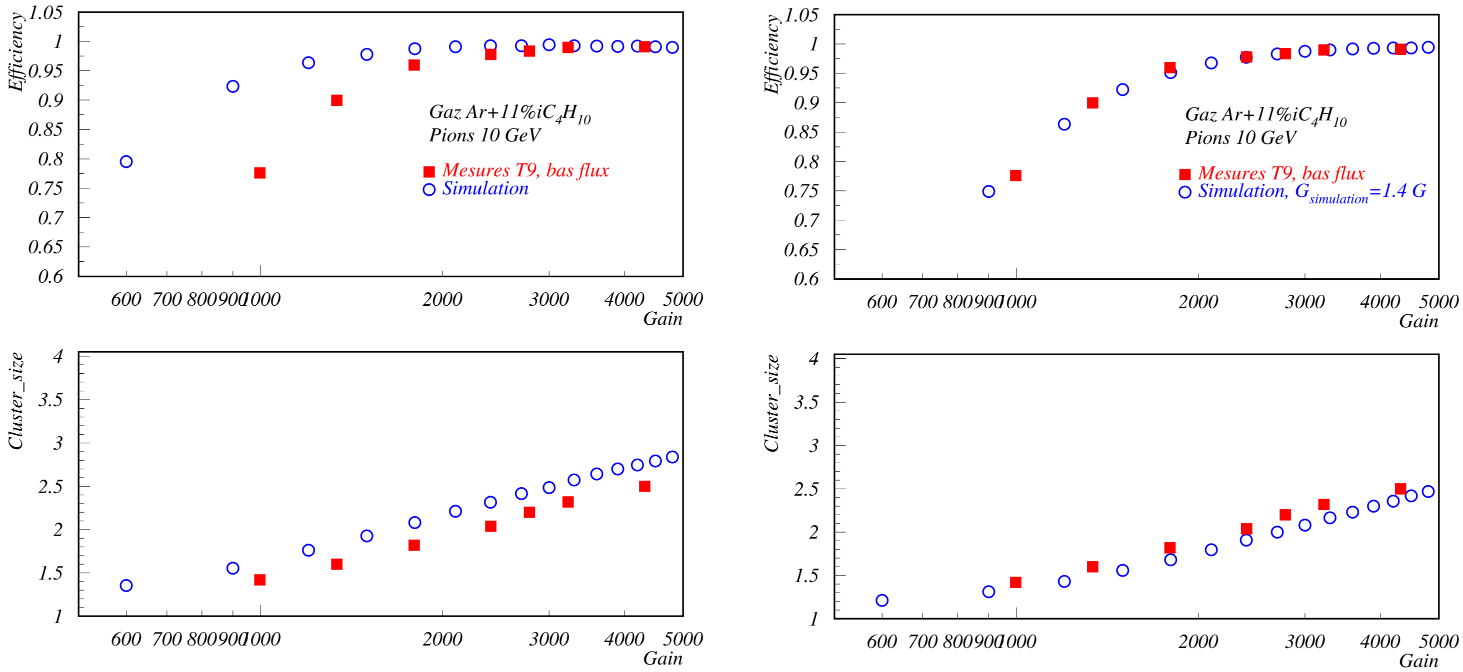

Fig. 6.32 – *a) Efficacité et taille des clusters en fonction du gain. Comparaison des mesures avec la simulation Monte-Carlo pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10}. b) idem avec des gains simulés normalisés par un facteur 1.4.*

La Fig.6.32a présente l'efficacité en fonction du gain pour les valeurs simulées et mesurées. Il s'agit du détecteur LC3 (Tab.3.1, p. 47). Le mélange gazeux utilisé était Ar+11%iC_4H_{10}. Les mesures ont été effectuées dans un faisceau de pions de 10 GeV.

Compte tenu des simplifications dans la simulation, et des incertitudes importantes dans la description de certains paramètres, l'accord entre la simulation et les données est satisfaisant. En particulier, on a vu que l'estimation du nombre d'électrons primaires créés n_e=$n_{int}\times$m reposait sur plusieurs hypothèses simplificatrices. De même, on a donné une description des fluctuations statistiques du gain d'amplification qu'on ne peut pas vérifier aisément. Rappelons aussi que le gain moyen du détecteur, déterminé d'après des mesures avec une source de ^{55}Fe, est affecté d'une incertitude de l'ordre de 15% (chapitre 3.3.1). Toutes ces raisons peuvent expliquer un décalage entre les valeurs d'efficacité et de tailles de clusters simulées et mesurées. Les résultats de la simulation font apparaitre un début de plateau d'efficacité à un gain voisin de 2600, et les mesures indiquent un début de plateau à un gain de 3700. L'écart est donc de 30%.

Si dans la simulation, on normalise les valeurs de gain par un facteur 1.4, les résultats décrivent bien les variations de l'efficacité et de la taille des clusters mesurées en fonction du gain (Fig.6.32b).

Effet des espaceurs :

La Fig.6.33 montre l'efficacité en fonction du gain pour les pistes comportant ou non des espaceurs (plots). Les valeurs simulées (avec un gain normalisé par un facteur 0.7) sont en très bon accord avec les valeurs mesurées. La simulation décrit bien la perte d'efficacité due aux espaceurs.

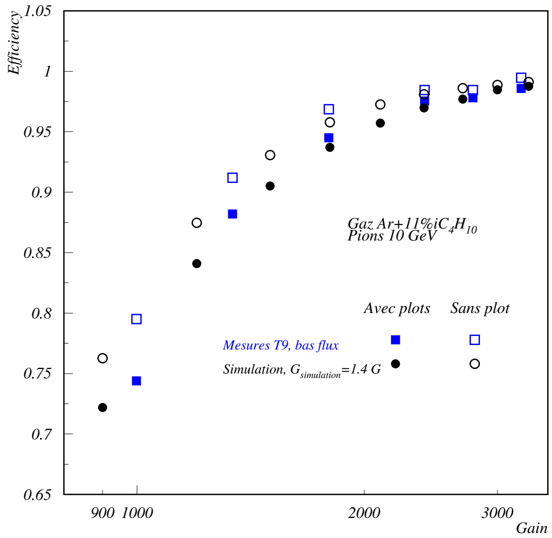

Fig. 6.33 – *Efficacité en fonction du gain pour les pistes comportant ou non des plots. Comparaison des valeurs mesurées et simulées.*

6.8 Conclusion des mesures avec le SFE16

Un prototype Micromegas avec 64 voies équipées du préamplificateur-discriminateur SFE16 développé pour les détecteurs Micromegas de COMPASS a été testé dans un faisceau de hadrons de 10GeV. Le prototype de 26×36 cm^2 possédait une espace de dérive de 2.45 mm, un espace d'amplification de 100 μm et des pistes au pas de 317.5 μm.

Le choix des caractéristiques du SFE16 a été guidé par la nécessité d'atteindre une efficacité optimale pour un faible gain d'amplification (quelques 10^3) et une grande surface de détection (40×40 cm^2). Ceci a entrainé un certain nombre de contraintes pour le préamplificateur :
- bas bruit pour permettre la détection des faibles courants associés au passage d'une particule au minimum d'ionisation sur des pistes de grande dimension (40 cm) donc de grande capacité.
- temps de montée suffisamment lent pour intégrer l'ensemble des charges délivrées par le détecteur. Les signaux délivrés par Micromegas durent plus de 20 ns, et en moyenne entre 75 et 100 ns.
- signaux suffisamment courts pour limiter l'ocupation de l'électronique sur les pistes détectant de hauts flux (jusqu'à 10^5 particules/s/voie).

Le préamplificateur-discriminateur SFE16 a été conçu pour répondre à ces exigences. Il possède un temps de peaking de 85 ns conduisant à un bruit σ_{ENC}=220e$^-$+21e$^-$/pF, soit 825 e$^-$ pour des pistes de 26 cm au pas de 317.5 μm. Les tests ont été réalisés en utilisant un codage des temps de passage au seuil des fronts de descente et de montée de chaque signal.

Les performances du détecteur équipé de cette nouvelle électronique ont ainsi été mesurées pour plusieurs mélanges gazeux. Comme prévu, l'efficacité maximale est atteinte à des gains modérés, de l'ordre de quelques 10^3.

Avec un mélange Ar+11%iC_4H_{10}, l'efficacité est de 99%, la taille moyenne des clusters de 2.4 pistes, le temps au dessus du seuil de 195 ns, la résolution temporelle de 12 ns et la résolution spatiale de 65 μm, pour un gain d'amplification égal à 3700.

Les meilleurs résultats sont obtenus avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 : le plateau d'efficacité est atteint au gain de 6400. A ce point de fonctionnement, la taille moyenne des clusters vaut 2.1, le temps au dessus du seuil 171 ns, la résolution temporelle 8 ns et la résolution spatiale 50 μm. Avec ce mélange à base de néon le nombre de décharge dans les conditions de fonctionnement de l'expérience COMPASS est limité (chapitre 5.5.2).

Ces tests ont montré qu'en utilisant le SFE16 et un mélange Ne-C_2H_6-CF_4, on obtient les performances visées de résolution spatiale et temporelle, et d'efficacité, pour l'utilisation de Micromegas dans l'expérience COMPASS.

Conclusion

Les travaux décrits dans cette thèse constituent une contribution à la conception et à la mise au point d'un détecteur gazeux à micropistes de haute précision, de type Micromegas ainsi que de l'électronique de lecture associée, pour l'expérience de physique des particules COMPASS, au CERN. Dans cet environnement, les détecteurs sont soumis à plusieurs contraintes. Ils doivent couvrir une surface de plusieurs décimètres carrés et assurer une résolution spatiale meilleure que 100 μm. L'efficacité doit être excellente afin de faciliter la reconstruction des multiples trajectoires. Par ailleurs, les détecteurs sont soumis à un flux intense de particules dû, d'une part au faisceau de muons (100 MHz dans un rayon r<2.5 cm), et d'autre part au halo du faisceau et aux particules produites dans la cible ($\approx$ 20 MHz dans un rayon $2.5 < r < 20$ cm). Ces particules sont de nature différente et couvrent un large spectre en énergie. Enfin, les détecteurs ainsi que leur structure de support et l'électronique frontale, doivent comporter peu de matière afin de minimiser le nombre de réinteractions des particules et la diffusion coulombienne multiple.

En 1997, il n'y avait pas de solution pour répondre à ces contraintes avec les techniques existantes. Nous avons choisi d'utiliser les détecteurs gazeux à plaques parallèles et à micropistes, Micromegas, alors en développement au CEA/DAPNIA, pour leur performances (excellente résolution spatiale, pas de chute de gain observée sous des hauts flux de photons, peu de matière). Jusqu'alors cependant, seuls des prototypes de petite taille équipés d'une électronique lente avaient été réalisés, et la tenue au flux dans une expérience de physique de haute énergie n'avait pas été testée. Nous avons donc entrepris une série d'études comportant des tests en laboratoire et sur des faisceaux de haute énergie pour mettre à l'épreuve des détecteurs Micromegas, définir et mettre au point une électronique de lecture et choisir un mélange gazeux approprié. Ce travail a abouti à la réalisation d'un détecteur assurant toutes les performances requises, et testé avec succès dans les conditions expérimentales de COMPASS. Les résultats principaux obtenus au cours de cette étude sont résumés ci-dessous.

Les études ont été menées initialement sur des prototypes de 14×14 cm^2 équipés d'une électronique rapide (MQS104, T_p=17 ns) convenant aux conditions de flux élevé, avec une lecture digitale (et non analogique) des signaux. Le type de lecture choisi permet de déterminer avec précision à la fois le temps de passage de la particule et la largeur de chaque signal. Cette dernière donne une information indirecte sur l'amplitude du signal. Les mesures ont permis de bien appréhender le fonctionnement du détecteur et en particulier le rôle du mélange gazeux. Pour être efficace avec un préamplificateur rapide, il faut minimiser le déficit balistique. Les signaux issus du détecteur doivent donc être courts. Nous avons établi que la largeur des signaux est essentiellement déterminée par la masse du gaz quencher et qu'un quencher léger comme l'éthane convient bien au MQS104. Par ailleurs, l'ajout de CF_4 dans le mélange gazeux, améliore les résolution spatiale et temporelle du détecteur. Des mesures systématiques ont été effectuées avec différents mélanges gazeux. De très bons résultats sont obtenus avec un mélange triple (Ne-C_2H_6-CF_4) pour lequel l'efficacité de 99% est atteinte au gain G_0=14000, la résolution spatiale est de 80 μm et résolution temporelle de 7 ns. En moyenne, la charge est étalée sur 1.5 pistes soient $\approx$ 475 μm. On remarque cependant que le niveau de bruit important du MQS104 oblige à opérer à un seuil élevé, donc à un gain G_0 élevé. Pour un prototype de plus grande taille, donc de plus grande capacité, le bruit sera plus important, et le gain de fonctionnement G_0 encore plus élevé. A des gains aussi élevés, ce type de détecteur est sujet à l'apparition de décharges de courant qui perturbent le fonctionnement du détecteur.

Les tests avec le MQS104 ont donc montré l'inadéquation d'un amplificateur rapide pour cette application. Ils ont mis en évidence la nécessité de poursuivre les études dans deux directions: 1/ étude du phénomène des décharges afin de réduire leur nombre et leur impact, 2/ développement d'un préamplificateur peu bruyant (SFE16) pouvant fonctionner à un seuil bas, et possédant une constante de temps suffisamment longue pour intégrer la totalité des charges.

Des tests en laboratoire à l'aide d'une source α ont permis d'étudier le phénomène des décharges dans le but de réduire leur impact sur le fonctionnement des chambres Micromegas. Des mesures systématiques des probabilités de décharge ont été réalisées en fonction de différents paramètres (nature de la particule incidente, mélange gazeux, gain). On remarque que les probabilités de décharge varient de plusieurs ordres de grandeur suivant la nature de la particule incidente. Par exemple, avec un mélange Ne-C_2H_6-CF_4, on mesure (au gain G_0=6400, soit en début de plateau d'efficacité avec le préamplificateur SFE16) une probabilité de 10^{-3} avec des α, de 10^{-6} avec des hadrons de quelques GeV et inférieure à 5×10^{-10} avec des muons de haute énergie. Ces résultats montrent que les décharges sont liées aux fortes ionisations dans le gaz. Les mesures effectuées avec des hadrons et des muons de haute énergie, montrent que le nombre de décharges est proportionnel au nombre de particules incidentes.

Une autre observation importante concerne la relation entre le type de mélange gazeux utilisé et la probabilité de décharge. Les mélanges gazeux de même densité électronique moyenne $< Z >$ (ou $< A >$) ont conduit aux mêmes probabilités de décharge à un gain donné dans un faisceau de hadrons de haute énergie. Un comportement similaire a été observé avec la source α et avec des muons de haute énergie. Ceci suggère que les hadrons ou les muons créent des particules secondaires fortement ionisantes qui provoquent des décharges comme les α en s'arrêtant dans le gaz. Le taux de décharge est alors dépendant du pouvoir d'arrêt des gaz.

Enfin, une amélioration essentielle a été apportée à la tenue du détecteur aux décharges, par l'utilisation d'un découplage capacitif individuel des pistes par rapport à la masse. Celui-ci permet au potentiel des pistes concernées par la décharge de varier très rapidement (plus rapidement que le potentiel de l'électrode de grille). En conséquence lors d'une décharge, la chute de potentiel de la grille est limitée à quelques volts. Par ailleurs une optimisation des valeurs des composants électroniques des circuits d'alimentation de la grille et de polarisation des pistes a permis de réduire l'amplitude des décharges à 0.3 μC (pour des pistes de 26 cm de long), et le temps mort qu'elles occasionnent à 3.5 ms.

Ces études montrent que si le détecteur fonctionne à un gain de quelques milliers, le taux de décharges est acceptable et la perte d'efficacité correspondante négligeable. Pour que l'efficacité soit voisine de 100 % à ce gain, il faut pouvoir détecter de faibles courants et donc travailler à seuil bas. Le préamplificateur doit donc être peu bruyant. Ceci est d'autant plus difficile que les pistes à équiper sont de grande dimension (40 cm) donc de grande capacité. Pour cette dimension de piste, le bruit du SFE16 est 4 fois plus faible que le bruit du MQS104. De plus, le temps de montée est suffisamment lent pour intégrer l'ensemble des charges délivrées par le détecteur. Ainsi le déficit balistique est faible, compris entre 0 et 20% pour des signaux ioniques de 70 à 100 ns. L'occupation de l'électronique sur les pistes détectant de hauts flux (jusqu'à 10^5 particules/s/voie) reste toutefois limitée à moins de 4%.

Les performances du détecteur équipé de cette nouvelle électronique ont été mesurées pour plusieurs mélanges gazeux. Comme prévu, l'efficacité maximale est atteinte à des gains modérés, de l'ordre de quelques 10^3 (3700 pour le mélange Ar+11%iC_4H_{10}).

Les meilleurs performances sont obtenues avec le mélange Ne+11%C_2H_6+10%CF_4 : le plateau d'efficacité est atteint au gain de 6400. A ce point de fonctionnement, 2.1 pistes (soit 670 μm) sont touchées en moyenne. La largeur moyenne des signaux est de 170 ns, la résolution temporelle de 8 ns et la résolution spatiale de 50 μm. Avec ce mélange, Le taux de décharge est limité à 0.4 décharge par déversement du SPS dans les conditions de l'expérience COMPASS et la chute d'efficacité occasionnée par les décharges dans ces conditions est négligeable ($\approx 10^{-3}$).

Ces études, réalisées sur des prototypes de 26×36 cm^2, montrent qu'en utilisant le SFE16 et un mélange Ne-C_2H_6-CF_4, on obtient les performances visées d'efficacité et de résolution spatiale et temporelle pour l'utilisation de Micromegas dans l'expérience COMPASS, et que les décharges sont maintenues à un taux réduit.

Les résultats encourageants exposés dans cette thèse nous ont conduits à construire des détecteurs respectant les dimensions finales prévues pour COMPASS, soit une zone active de 40x40 cm^2. Ces détecteurs sont actuellement les plus grands détecteurs gazeux à microstrips existants. Ils possèdent un plancher de très faible épaisseur (100 μm) et de grande surface (0.7x1.1 m^2). Les pistes sont prolongées de 30 cm hors de la zone active afin de déporter l'électronique frontale hors de l'acceptance du spectromètre, limitant ainsi la quantité de matière. Les détecteurs équipés de préamplificateurs SFE16, ont été testés dans le faisceau de COMPASS : les performances obtenues avec le mélange gazeux sélectionné précédemment sont excellentes et satisfont largement aux exigences du cahier des charges. On peut donc envisager pour la première fois l'utilisation de détecteurs Micromégas dans une expérience de haute énergie.

Plus généralement, l'ensemble des travaux exposés dans cette thèse permettent d'envisager d'autres applications de Micromégas, mais mettent également en évidence la limitation principale du détecteur liée à l'apparition de décharges en présence de particules fortement ionisantes. En effet, bien que non destructrices, les décharges paralysent momentanément le détecteur. La composition du flux de particules détectées est donc un paramètre important à examiner. Les résultats actuels suggèrent que Micromégas pourrait être un détecteur parfaitement adapté aux expériences réalisées avec des faisceaux de photons ou d'électrons, par exemple à CEBAF pour des mesures où une résolution de 100 μm ou mieux est requise. Par ailleurs, le taux de décharges peut encore être réduit par un compromis sur certaines performances (efficacité et peut-être dans une moindre mesure résolution) en choisissant d'autres paramètres de fonctionnement (gain, géométrie, mélange gazeux).

Pour toute autre application, en particulier pour une utilisation du détecteur dans des flux élevés, les présentes études pourront guider les choix à faire en matière de géométrie (dimension, segmentation des pistes ou cellules), et d'adéquation du mélange gazeux à l'électronique de lecture. En particulier pour COMPASS, un détecteur Micromégas de taille réduite avec une segmentation appropriée aurait pu être compétitif avec les fibres scintillantes pour la détection des muons du faisceau. Enfin, le problème des décharges ne se posant pas ou peu pour certaines particules de basse énergie, on peut envisager des applications au domaine médical ou industriel.

Bibliographie

[1] A. Magnon, Nucl. Phys. A654 (1999) 55c-72c.

[2] COMPASS proposal CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P297, CERN/SPSLC 96-30.

[3] E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23, 930 (1969); M. Breidenbach et al., Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969).

[4] N. Isgur dans "The Spin Structure of Nucleons", edited by B. Frois, V. W. Hughes and N. de Groot, World Scientific, Singapore 1997.

[5] J. Ellis and R. Jaffe, Phys. Rev. D9, (1974) 1444; ibid. D10 (1974) 1669.

[6] M.J Alguard et al., Phys. Rev. D9 (1974) 1258; Phys. Rev. Lett. 37(1976) 1261; Phys. Rev. Lett. 41(1978) 70; G. Baum et al., Phys. Rev. Lett. 51(1983) 1135; V.W. Hughes et al., "High Energy Physics with Polarised Targets", edited C. Joseph and J. Soffer, Berkhauser Verlag, Lausanne 1981.

[7] EMC, J. Ashman et al., Phys. Lett. B206 (1988) 364; J. Ashman et al., Nucl. Phys. B328, 1 (1989).

[8] SMC, D. Adams et al., Phys. Rev. D56 (1997) 5330.

[9] http://wwwcompass.cern.ch/compass/detector/daq/welcome.html

[10] http://aldwww.cern.ch

[11] J. D. Bjorken, Phys. Rev. 148 (1966) 1467; ibid. D1 (1970) 1376.

[12] Z. Dziembowski et J. Franklin, Nucl. Part. Phys., 17:213 (1991).

[13] G. Altarelli, R.D. Ball, S. Forte et G. Ridolfi, Nucl. Phys. B496 (1997) 337.

[14] SMC, D. Adams et al., Phys. Rev. D58 (1998) 112001-1 - 112001-17.

[15] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 438; 15, (1972) 675; G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B216 (1977) 298; Yu. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46, (1977) 641.

[16] F. Halzen and A. Martin, Quarks ans leptons.

[17] G. Altarelli et G. G. Ross, Phys. Lett. B212 (1988) 391.

[18] A. Bravar et al., Phys. Lett. B412 (1998) 349.

[19] A.D. Watson, Z. Phys. C12 (1982) 123.

[20] T. Gehrmann, W.J. Stirling, Z. Phys. C65 (1995) 461 et Phys. Rev. D53 (1996) 6100.

[21] S. Dalla Torre, communication personnelle.

[22] N. Doble et al., The Upgraded muon beam at the SPS, CERN/SL/93-26.

[23] W. Kalbreier et al. Design principles of the target stations for the slow extracted proton beams of the SPS, CERN-Lab. II/BT/74-6.

[24] H. Pereira Da Costa, Tests sur le faisceau M2 au CERN (Sept. 1999), analyse des données chambre à dérive. Rapport interne DSM/DAPNIA/SPhN.

[25] L.M Lederman and M.J. Tannenbaum, Advances in Particle Physics, Vol. 1, New York 1968, p.11.

[26] Y. Giomataris, Ph. Rebourgeard, J.P Robert, G. Charpak, NIM A376 (1996) p29.

[27] A. Magnon, Resolution of the MWPC telescope upstream of the COMPASS SM1 spectrometer magnet, Note interne 1997 .

[28] J.M. Le Goff, An analytical evaluation of D0 mass resolution, Compass note 2000-13.

[29] H. Pereira Da Costa, Tests sur le faisceau M2 au CERN (juillet 2000), analyse des données chambre à dérive, Rapport interne DSM/DAPNIA/SPhN.

[30] G. Ingelman, J. Rathsman, Computer Physics Communication 101 (1997) 135-142

[31] N. Marchal, Une simulation de Large Angle Spectrometer pour l'expérience COMPASS, Rapport de stage de l'école centrale de Paris, 1997-1998.

[32] Rapport pour le comité de réaisation du DAPNIA, 11/98.

[33] G. Barouche et G. Puill, Description of Micromegas, studies with "Garfield", http://consult.cern.ch/writeup/garfield/mm/Welcome.html.

[34] W. Blum, L. Rolandi, Particule Detection with Drift Chambers, STMP, 1993.

[35] A. Sharma, SLAC-J-ICFA-16-3, July 1998; ICFA Instr. Bull., Vol 16. Nucl. Instrum. Methods A 424 (1999)321.

[36] B.Siter, G.I. Merson, V.A. Chechin, Yu.A. Budagov, Ionization Measurements in High Energy Physics, STMP 124, 1993.

[37] F. Sauli, Prep. CERN 77-09, Sects. 2.2-5 (1977).

[38] Rose H.E., Korff S.A., Phys. Rev. 59, 850. Sect. 2.5 (1941).

[39] Gael Puill, Le développement de Micromegas, un nouveau détecteur de position à micro-grille, thèse de l'université de Caen (2000).

[40] H. Raether, Z. Phys. 112(1939) 464.

[41] S.C. Brown, Basic Data of Plasma Physics, Wiley, New York, Sects. 2.2,3,5 (1959).

[42] V. Radeka, Detector signal processing, Trieste 1987, Proceedings, Instrumentation in elementary particle physics 174-283.

[43] W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Ed: Springer-Verlag (1987).

[44] J.S. Bendat. Principles and applications of random noise theory, Chapman & Hall (1958).

[45] A. Van der Ziel, Noise, Chapman & Hall (1955).

[46] P.W. Nicholson, Nuclear Electronics, John Wiley & Sons, 1974.

[47] A. Van Der Ziel, Proc. I.R.E., 50, 1808(1962) and 51, 461 (1963).

[48] C. Caso et al., the Review of Particle Physics.

[49] J.C Faivre et F. Kunne, Tests de Micromegas avec le faisceau de muons, analyse des signaux logiques, Novembre 1997, Rapport interne SPhN.

[50] H.A. Bethe, Phys. Rev. 89, 1256 (1953).

[51] E. Poisson, Rapport de Stage ISMRA : Etude des chambres Micromegas dans le cadre de l'expérience COMPASS, 1998.

[52] E. Poisson, Etude de différents mélanges gazeux pour une chambre Micromegas dans le cadre de l'expérience COMPASS, Note interne SPhN 1998.

[53] P.J. Datskos, J.Appl.Phys. 71(1) January 1992.

[54] http://consult.cern.ch/writeup/garfield

[55] Fehlmann et al., Viertel G. 1983b: "WIRCHA" Program Package to simulate Drift Chambers, ETH Zürich. Sect. 4.1(1983).

[56] D. Thers et al., preprint SPhN 0037, à paraître dans NIMA.

[57] C. Carasco, Rapport de Stage ISMRA: Détecteur Micromegas, 1999.

[58] A. Hippel and J. Franck, Z. Phys. 1929, 57, 696.

[59] A. Miéville, Rapport de Stage ISMRA: Tests de détecteurs gazeux à micropistes Micromegas pour l'expérience COMPASS, 2000.

[60] F. Kunne, Tests de Micromegas avec source - SED janvier-mai 1999, document interne SPhN.

[61] A. Magnon et al., COMPASS internal note 1998.

[62] E. Delagnes, Simulation d'un préamplificateur bas bruit pour Micromegas, Document interne SEI-DAPNIA, 1998.

[63] E. Delagnes et al., SFE16, a low noise front-end integrated circuit dedicated to the read-out of large Micromegas detectors, Nuclear Science, IEEE Transactions on , Volume: 47 Issue: 4 Part: 1 , Aug. 2000.

[64] http://products.analog.com/products/info.asp?product=AD8842.

[65] F. Kunne, Analyse des données Micromegas, tests faisceau T11 Oct-Nov 1998, Rapport interne SPhN.

[66] Y.V. Linnik, Méthode des moindres carrés, Ed: Dunod, 1963.

[67] P. Rebourgeard, communication personnelle.