

**Université Pierre et Marie Curie
Paris VI**

**Habilitation à Diriger des Recherches
Spécialité Physique des Particules**

Sujet:

Aspects expérimentaux de l'étude de la structure du nucléon

**Damien Neyret
IRFU Service de Physique Nucléaire
CEA Saclay**

Soutenue le lundi 2 juin 2008 devant le jury composé de:

Etienne Barrelet	(président)
Etienne Augé	(rapporteur)
Jean-Louis Faure	(rapporteur)
Frank Maas	(rapporteur)
Fabienne Kunne	

Table des matières

Introduction.....	7
Chapitre I: La structure du nucléon.....	9
I.1 Les facteurs de forme du nucléon.....	9
I.1.a Les facteurs de forme électromagnétiques	9
I.1.b Les facteurs de forme faibles	10
I.1.c La contribution des quarks aux facteurs de forme du nucléon	11
I.1.d L'extraction des facteurs de forme étranges du proton	11
I.2 Les fonctions de structure et le spin du nucléon.....	13
I.2.a Les fonctions de structure polarisées et non-polarisées	14
I.2.b L'invariance d'échelle et le modèle des partons	14
I.2.c Le modèle des partons amélioré par la chromodynamique quantique	15
I.3 La décomposition du spin du nucléon.....	16
I.3.a Modèles théoriques et règles de somme	17
I.3.b La crise du spin et l'anomalie axiale	18
I.4 Conclusion.....	20
Chapitre II: L'expérience HAPPEX et le Polarimètre Compton.....	21
II.1 L'expérience HAPPEX au Jefferson Laboratory.....	21
II.2 Le Polarimètre Compton du Hall A de CEBAF.....	23
II.3 La polarimétrie Compton.....	24
II.3.a L'asymétrie de l'interaction Compton	25
II.3.b La précision de la mesure de la polarisation	26
II.3.c Performances requises pour le polarimètre Compton	27
II.4 Le dispositif expérimental.....	28
II.4.a La source de photons	29
II.4.b Le détecteur de photons	30
II.4.c Le détecteur d'électrons	32
II.5 Le système d'acquisition de données.....	33
II.5.a Lecture des signaux du calorimètre	34
II.5.b Lecture des données du détecteur d'électrons	35
II.5.c Lecture des caractéristiques des faisceaux d'électrons et laser	35
II.5.d Traitement en ligne et enregistrement des données	35
II.6 Performances du polarimètre.....	36
II.6.a L'analyse des données de 1999 prises pendant l'expérience HAPPEX	37
II.6.b L'analyse des données de 2000 (expériences N- Δ et GEp)	39
II.6.c Analyse automatique et analyse en électrons	40
II.7 Les résultats de l'expérience HAPPEX.....	41
II.8 Conclusion.....	43
Chapitre III: La mesure de $\Delta G/G$ dans l'expérience COMPASS au CERN.....	45

III.1 Méthodes de mesure.....	45
III.1.a Production de mésons charmés	45
III.1.b Événements à grande impulsion transverse	46
III.1.c Mesure de $\Delta G/G$ à partir des événements PGF	46
III.2 L'expérience Compass.....	47
III.2.a Le faisceau de muons	48
III.2.b La cible polarisée	49
III.2.c Le spectromètre à grand angle	49
III.2.d Le spectromètre à petit angle	51
III.2.e Les systèmes de déclenchement et d'acquisition de données	51
III.3 Résultats de l'expérience Compass.....	52
III.3.a Mesure de $\Delta G/G$ à partir des événements de production de charme	52
III.3.b Mesure de $\Delta G/G$ à partir des événements à grande impulsion transverse	54
III.4 Conclusion.....	56
Chapitre IV: Les détecteurs Micromégas à Compass.....	59
IV.1 Conception des Micromégas de Compass.....	59
IV.2 L'électronique de lecture des détecteurs Micromégas.....	60
IV.3 Optimisation du mélange gazeux.....	62
IV.4 Performances des Micromégas pendant la prise de données.....	63
IV.5 Modifications apportées en 2006.....	64
IV.6 Conclusion.....	65
Chapitre V: Mise à niveau de l'électronique de lecture du détecteur RICH.....	67
V.1 Le détecteur RICH de Compass avant sa remise à niveau.....	67
V.2 Le projet de mise à niveau du RICH.....	68
V.3 Performances de l'électronique APV en 2006.....	71
V.4 Conclusion.....	74
Conclusion.....	75
Bibliographie.....	77
Annexes.....	79

Introduction

Les nucléons, protons et neutrons, sont des particules composites formées de partons, qui sont les quarks et les gluons. Ce fait découvert dans les années 1960 est à la base d'un important domaine de recherche sur la structure des nucléons. Plusieurs observables mathématiques, tels que les facteurs de forme, les fonctions de structure ou les distributions de partons, ont été créés afin d'étudier cette structure. Ils permettent de décrire le rôle que chaque constituant du nucléon joue dans la formation de ses propriétés, son spin par exemple. La connaissance actuelle du fonctionnement de l'interaction forte ne permet pas encore de déterminer complètement par la théorie ces différents rôles. Il est donc primordial de les déterminer par l'expérience, en sondant le contenu du nucléon à l'aide d'autres particules comme par exemple les leptons. Ce type d'expérience, la diffusion profondément inélastique, permet la mesure de ces observables mathématiques dans les domaines cinématiques accessibles.

Depuis ma thèse, les recherches que j'ai menées ont été consacrées aux études de la structure du nucléon. Ainsi mon travail de thèse au sein du LPNHE de Paris avait pour but principal l'analyse des données de l'expérience H1 auprès du collisionneur électron-proton HERA au centre DESY à Hambourg, afin de mesurer la fonction de structure F_2 du proton dans le domaine cinématique des petites impulsions de partons x jusque là inexploré. J'ai ensuite poursuivi mon travail sur des thèmes similaires: la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton, puis le rôle du spin des gluons dans le spin du nucléon. L'expérience HAPPEX, à laquelle j'ai participé depuis mon arrivée au Service de Physique Nucléaire (SPhN) du CEA en 1996 jusqu'à 2000, a ainsi permis de mesurer la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton, en utilisant le faisceau d'électrons polarisés de l'accélérateur CEBAF, au Jefferson Laboratory de Newport News (USA), et une cible d'hydrogène liquide. Depuis 2000 je travaille sur l'expérience COMPASS au CERN. Cette expérience utilise un faisceau de muons polarisés sur une cible polarisée afin d'étudier la structure en spin du nucléon. Un des objectifs importants de cette étude est de déterminer le rôle du spin des gluons dans le spin du nucléon par la mesure de la distribution polarisée des gluons ΔG . Après avoir introduit les descriptions théoriques utilisées, ce manuscrit propose de faire une revue rapide des expériences HAPPEX et COMPASS, et présente les résultats majeurs obtenus sur ces sujets.

L'autre but de ce manuscrit est de présenter une grande partie du travail que j'ai réalisé pour ces expériences. En effet que ce soit pour HAPPEX ou pour COMPASS je me suis principalement consacré aux aspects expérimentaux: étude et développement de détecteurs et de systèmes électroniques de lecture des données, mise en oeuvre de ces dispositifs, suivi de la qualité de la prise de données, optimisation de l'efficacité de fonctionnement de l'expérience. Ainsi au sein de HAPPEX j'ai travaillé sur le développement du polarimètre Compton qui a été la contribution majeure de notre groupe à cette expérience, et au delà à l'équipement du Hall A du Jefferson Lab. Auprès de l'expérience COMPASS j'ai principalement travaillé sur le développement et la mise en oeuvre des détecteurs Micromégas et de leur électronique de lecture, sur l'électronique de lecture du détecteur RICH, ainsi que sur le suivi de la qualité des données de l'expérience et sur le système d'acquisition de données. Tous ces aspects expérimentaux sont essentiels dans la chaîne qui conduit aux mesures puis aux résultats de physique. Il est donc intéressant de les présenter en parallèle avec les résultats. Je décrirai ainsi plus spécifiquement le polarimètre Compton du Jefferson Lab. en insistant sur la détection des photons et le système d'acquisition sur lesquels j'ai particulièrement contribué. Pour l'expérience COMPASS j'insisterai principalement sur les détecteurs Micromégas et le système de lecture rapide du RICH.

Chapitre I: La structure du nucléon

Les nucléons, protons et neutrons, sont des objets composites. Ce fait, observé depuis longtemps, est à la base d'un domaine de recherche considérable qui vise à décrire comment les constituants du nucléon, les partons, parviennent à se structurer et à associer leurs caractéristiques propres pour former finalement une particule. Nous allons brièvement voir dans ce chapitre comment on peut décrire ce qui se passe à l'intérieur du proton et quels sont les outils développés pour cette tâche. Ces outils permettent en général de décrire l'interaction du nucléon avec une autre particule. La façon de procéder la plus simple est de considérer les interactions entre un nucléon et un lepton (électron ou muon), particule ponctuelle qui permet de sonder le nucléon. Deux descriptions différentes du nucléon sont utilisées, selon que l'on considère les diffusions élastiques ou inélastiques: les *facteurs de forme* décrivent les interactions élastiques lepton-nucléon, tandis que les *fonctions de structure* décrivent les diffusions profondément inélastiques où le lepton interagit directement avec une partie du nucléon. Nous présenterons ici brièvement chacune de ces descriptions, et nous verrons comment les deux expériences HAPPEX et COMPASS permettent d'améliorer leur connaissance.

1.1 Les facteurs de forme du nucléon

Dans cette partie nous allons décrire brièvement la notion de facteurs de forme, paramètres utilisés pour décrire les collisions élastiques lepton-nucléon. Nous verrons ensuite comment séparer grâce à des expériences comme HAPPEX les contributions des différents quarks à ces facteurs.

1.1.a Les facteurs de forme électromagnétiques

Nous allons étudier ici les collisions élastiques lepton-nucléon, et voir comment on peut exprimer leur section efficace. Une collision électron-proton est représentée sur la Figure I.1, où l'on considère que l'électron a initialement un quadri-vecteur énergie-impulsion k et un spin s , puis une énergie-impulsion k' et un spin s' dans l'état final, et de même avec P, P', S et S' pour le proton. Ces deux particules échangent un photon d'énergie-impulsion q . L'électron étant ponctuel, le courant électromagnétique de l'électron peut s'écrire simplement à partir du spineur u :

$$j_\mu = \bar{u}(k', s') \gamma_\mu u(k, s)$$

Le cas du proton est plus complexe. Du fait qu'il n'est pas ponctuel, le courant correspondant ne peut pas s'écrire aussi simplement. On peut montrer [1] qu'en prenant l'expression du courant la plus générale en fonction des matrices de Dirac et en appliquant les conditions de symétrie de l'interaction électromagnétique (conservation du courant, symétrie par parité, hermiticité), le courant électromagnétique du proton peut s'écrire d'une manière générale par:

$$J_\mu = \bar{U}(P', S') \left(\gamma_\mu F_1^{\gamma p}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2m_p} F_2^{\gamma p}(Q^2) \right) U(P, S)$$

Les paramètres indépendants $F_1^{\gamma p}$ et $F_2^{\gamma p}$ sont les deux *facteurs de forme électromagnétiques* du proton, m_p étant sa masse, respectivement appelés facteur de forme de *Dirac* et facteur de forme de *Pauli*. Ils ne dépendent que du paramètre cinématique Q^2 qui est égal à l'opposé du carré de l'énergie-impulsion du photon $-q^2$, ce paramètre donnant en fait l'échelle de l'interaction. De la même façon on définit les facteurs de forme du neutrons $F_1^{\gamma n}$ et $F_2^{\gamma n}$.

L'amplitude de l'interaction peut alors s'écrire à partir des courants de l'électron et du nucléon:

$$-i M_\gamma \propto j_\mu \frac{i g^{\mu\nu}}{Q^2} J_\nu$$

Si l'on ne considère que l'interaction électromagnétique, on peut alors exprimer la section efficace en fonction de cette amplitude:

$$\frac{d\sigma_Y}{d\Omega} \propto \sum_{s,S} \sum_{s',S'} |M_Y|^2$$

On peut aussi définir les *facteurs de forme de Sachs* G_E^{Yp} et G_M^{Yp} qui sont une combinaison linéaire des facteurs de forme présentés ci-dessus:

$$G_E^{Yp} = F_1^{Yp} - \tau F_2^{Yp} \quad \text{où} \quad \tau = \frac{Q^2}{4m_p^2}$$

$$G_M^{Yp} = F_1^{Yp} + F_2^{Yp}$$

Dans le repère de Breit (où $p' = -p$), ces deux derniers facteurs de forme peuvent s'interpréter comme respectivement les transformées de Fourier des distributions de charge électrique et de moment magnétique du nucléon [1]. A Q^2 nul, ils prennent la valeur de la charge et du moment magnétique du nucléon:

$$G_E^{Yp}(0) = 1, \quad G_M^{Yp}(0) = \mu_p = 2,79$$

$$G_E^{Yn}(0) = 0, \quad G_M^{Yn}(0) = \mu_n = -1,91$$

La détermination individuelle des deux facteurs de forme électrique et magnétique peut se faire grâce à la technique de séparation de Rosenbluth. Cette technique utilise le fait que la pondération relative de chaque facteur de forme dans l'expression de la section efficace dépend de

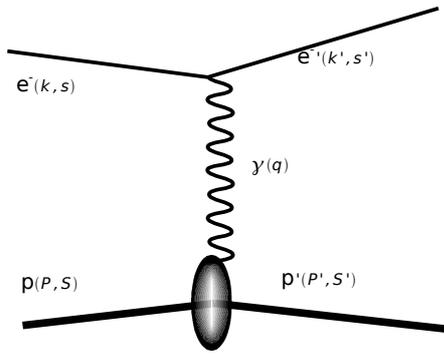


Figure I.1: Collision élastique électron-proton (diagramme d'échange d'un photon)

l'angle de déviation θ . En mesurant la section efficace pour deux impulsions initiales et deux angles choisis de telle sorte que le Q^2 reste inchangé, on obtient deux équations linéaires permettant d'extraire les deux facteurs de forme.

Depuis la fin des années soixante les mesures de section efficace élastiques sur des cibles de proton, de deutérium ou d'hélium sont utilisées pour déterminer la valeur des facteurs de forme. Cependant, les mesures du facteur de forme électrique du neutron sont restées difficiles du fait de sa faible valeur, et ont seulement pu être améliorées en utilisant des faisceaux et cibles polarisées qui évitent d'utiliser la séparation de Rosenbluth (voir [2] et les références citées).

I.1.b Les facteurs de forme faibles

Jusque là nous avons uniquement envisagé les collisions élastiques lepton-nucléon par l'intermédiaire d'un photon virtuel. Cependant, rien n'interdit que cette interaction se fasse par l'intermédiaire d'un Z^0 , boson de l'interaction faible. Le couplage électron- Z^0 étant différent du couplage électron-photon, l'expression du courant de l'électron s'écrit différemment:

$$j_\mu = \bar{u}(k', s') \left(\left(-\frac{1}{\sqrt{2}} + \sin^2 \theta_w \right) \gamma_\mu + \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma_\mu \gamma_5 \right) u(k, s)$$

où θ_w est l'angle de Weinberg.

Du fait de la violation de la parité de l'interaction faible, l'expression du courant du proton s'écrit d'une façon plus complexe:

$$J_\mu = \bar{U}(P', S') \left(\gamma_\mu F_1^{Zp}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2m_p} F_2^{Zp}(Q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 G_1^{Zp}(Q^2) + \frac{q_\mu}{m_p} \gamma_5 G_P^{Zp}(Q^2) \right) U(P, S)$$

Les deux facteurs de forme F_1^{Zp} et F_2^{Zp} sont très similaires à leur contrepartie de l'interaction électromagnétique, et on peut de façon analogue définir des facteurs de forme de Sachs faibles. En

revanche deux autres facteurs de forme, liés à la violation de parité de l'interaction faible, apparaissent: G_1^{Zp} qui est le *facteur de forme axial* et G_p^{Zp} le *facteur de forme pseudo-scalaire*.

I.1.c La contribution des quarks aux facteurs de forme du nucléon

On cherche ici à isoler les contributions des différents constituants du nucléon à ses facteurs de forme. Les gluons étant neutres du point de vue des deux interactions électromagnétique et faible, ils ne peuvent pas contribuer. Les quarks étant des particules ponctuelles, l'opérateur courant correspondant s'écrit simplement pour un quark de saveur i et de charge Q_i , dans le cadre de l'interaction électromagnétique:

$$j_{\mu,i} = Q_i \bar{q}_i \gamma_\mu q_i$$

En utilisant là encore l'expression la plus générale, le courant électromagnétique du proton s'exprime alors par la somme des contributions de chacune des saveurs de quarks au proton:

$$J_\mu^\gamma = \bar{U}(P', S') \left(\sum_{\text{saveurs } i} Q_i \left(\gamma_\mu F_1^{pi}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2m_p} F_2^{pi}(Q^2) \right) \right) U(P, S)$$

Chaque facteur de forme peut donc être vu comme la somme des contributions à ce facteur de forme de chacune des saveurs de quarks présentes dans le proton:

$$F_{1|2}^{\gamma p}(Q^2) = \sum_{\text{saveurs } i} Q_i F_{1|2}^{pi}(Q^2)$$

La même décomposition peut être faite sur les facteurs de forme du neutron:

$$F_{1|2}^{\gamma n}(Q^2) = \sum_{\text{saveurs } i} Q_i F_{1|2}^{ni}(Q^2)$$

Ces contributions F^{pi} et F^{ni} peuvent être reliées grâce à un certain nombre d'arguments. D'une part, on peut considérer que la contribution des quarks lourds c , b et t est négligeable du fait de leur masse, et ne retenir que les quarks u , d et s [3].

D'autre part, la symétrie d'isospin entre le proton et le neutron permet de considérer avec une bonne approximation que la contribution du quark u dans le proton est équivalente à celle du quark d dans le neutron et vice-versa, la contribution du quark s étant la même pour le proton et le neutron [4]. Ceci permet de réduire le nombre d'inconnues aux six contributions des quarks u , d et s aux facteurs de forme du proton $F^{\gamma i}$, les contributions des différentes saveurs pour le neutrons se déduisant par symétrie de celles-ci.

De la même façon que pour l'interaction électromagnétique, on peut exprimer le courant faible du proton en fonction des contributions des quarks aux facteurs de forme:

$$J_\mu^Z = \bar{U} \left(\sum_{\text{saveurs } i} \left(\frac{1}{2} T_i^3 - Q_i \sin^2 \theta_w \right) \left(\gamma_\mu F_1^i + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2m_p} F_2^i \right) - \frac{1}{2} T_i^3 \left(\gamma_\mu \gamma_5 G_1^i + \frac{q_\mu}{m_p} \gamma_5 G_P^i \right) \right) U$$

où T_i^3 est la troisième composante de l'isospin faible du quark i . On peut alors décomposer F_1^Z et F_2^Z suivant les contributions des trois quarks u , d et s :

$$F_{1|2}^{Zp}(Q^2) = \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right) F_{1|2}^u(Q^2) + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_w \right) (F_{1|2}^d(Q^2) + F_{1|2}^s(Q^2))$$

Une relation similaire existe pour les facteurs de forme axial et pseudo-scalaire.

I.1.d L'extraction des facteurs de forme étranges du proton

Un intérêt de la décomposition des facteurs de forme en fonction des contributions de chacune des saveurs de quark est de pouvoir étudier le rôle du quark étrange dans le nucléon. Bien que ce quark ne soit pas de valence, plusieurs mesures indiquent qu'il a une influence non négligeable sur la structure du nucléon. Les résultats de diffusion profondément inélastique (voir la partie correspondante dans ce chapitre) de l'expérience EMC [5] ont ainsi montré des mesures de $\Delta\Sigma$ (contribution du spin des quarks u , d et s au spin du nucléon) en contradiction avec le modèle des partons. Cette contradiction pourrait s'expliquer par une contribution de l'ordre de 10% du spin des

quarks étranges au spin du nucléon. Une autre origine aurait pu être une contribution importante des gluons au spin du nucléon (voir la partie correspondante) mais cette hypothèse a été invalidée par les récents résultats de l'expérience COMPASS, qui suggère aussi une contribution des quarks étranges de 10% [6]. D'autres études [7] suggèrent une contribution non négligeable des quarks étranges à la masse (densité scalaire [8]) du nucléon. Nous allons voir ici comment accéder à la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme.

Lorsque l'expérience HAPPEX a été lancée dans les années 1990, les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon avaient déjà été mesurés avec une bonne précision [2]. Cependant les contributions des quarks u , d , s ne pouvaient pas être extraites de ces mesures. En effet, la mesure des facteurs de forme du proton et du neutron fournissaient quatre relations linéaires entre ces contributions, pour six contributions inconnues. La mesure des facteurs de forme faibles du proton permet de fournir les deux relations manquantes.

On a vu que la section efficace est donnée par le carré du module de l'amplitude de l'interaction. Les diffusions élastiques par l'intermédiaire d'un photon ou d'un Z^0 étant indiscernables, l'amplitude totale de l'interaction est la somme des amplitudes électromagnétique et faible.

$$|M_{totale}|^2 = |M_\gamma + M_Z|^2 = |M_\gamma|^2 + 2 \Re(M_\gamma M_Z^*) + |M_Z|^2$$

Les termes de cette équation présentent des ordres de grandeurs différents. L'amplitude électromagnétique est de l'ordre de $\alpha Q^2 \sim 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-2}$ à 1 GeV^2 , tandis que l'amplitude faible est de l'ordre de la constante de Fermi $G_F \sim 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. Le premier terme $|M_\gamma|^2$ est donc fortement prédominant pour cette cinématique, ce qui rend impossible l'accès direct aux termes faibles, le troisième terme $|M_Z|^2$ étant négligeable par rapport aux deux premiers.

Il est cependant possible d'utiliser une des caractéristiques spécifiques de l'interaction faible, qui est la violation de la symétrie de parité. L'amplitude faible M_Z n'étant pas invariante par renversement de parité, le terme en $M_\gamma M_Z^*$ est alors sensible à l'hélicité du faisceau d'électrons, tandis que le terme en M_γ ne l'est pas. Le terme sensible à l'hélicité peut alors être déterminé par la mesure de l'asymétrie de violation de parité A_{PV} définie ainsi:

$$A_{PV} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L}$$

où R et L précisent l'état d'hélicité de l'électron incident. Cette asymétrie peut s'exprimer en fonction des facteurs de forme faible et électromagnétique [9], ici pris sous la forme de Sachs:

$$A_{PV} = \frac{-G_F Q^2}{\sqrt{2} \pi \alpha \xi} \left(\epsilon G_E^{yp} G_E^{zp} + \tau G_M^{yp} G_M^{zp} - \frac{\delta}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_w) G_M^{yp} G_1^{zp} \right)$$

$$\text{où } \xi = \epsilon (G_E^{yp})^2 + \tau (G_M^{yp})^2, \quad \epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2}} \quad \text{et} \quad \delta = \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)}$$

On peut exprimer cette asymétrie en fonction des contributions du quark étrange aux facteurs de forme vectoriels:

$$A_{PV} = \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2} \pi \alpha} \left((1 - 4 \sin^2 \theta_w) - \frac{1}{\xi} \left(\epsilon G_E^{yp} (G_E^{yn} + G_E^s) + \tau G_M^{yp} (G_M^{yn} + G_M^s) \right) - \frac{2\delta}{\xi} (1 - 4 \sin^2 \theta_w) G_M^{yp} G_1^{zp} \right)$$

La mesure de l'asymétrie de violation de parité permet alors une mesure d'une combinaison linéaire des deux facteurs de forme G_E^s et G_M^s . A Q^2 fixé, cette combinaison linéaire varie en fonction de la cinématique donnée par l'angle de diffusion de l'électron. Le terme du facteur de forme axial peut induire une perturbation de la mesure de l'asymétrie, cependant son influence est diminuée par le terme $1 - 4 \sin^2 \theta_w$ qui est proche de 0. L'expression de A_{PV} ci-dessus ne prend cependant pas en compte l'effet des corrections radiatives électrofaibles, qui contribuent de manière non-négligeable à l'asymétrie de section efficace par rapport à la valeur de l'asymétrie attendue [10].

Compte tenu de ces corrections, l'asymétrie prend alors l'expression: suivante, où les termes radiatifs ρ' et κ' ont pour valeur respectivement 0,9879 et 1,0029:

$$A_{PV} = \frac{-G_F Q^2 \rho'}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times \left((1 - 4\kappa' \sin^2 \theta_W) - \frac{1}{\xi} (\epsilon G_E^{yp} (G_E^{yn} + G_E^s) + \tau G_M^{yp} (G_M^{yn} + G_M^s)) - \frac{2\delta}{\xi} (1 - 4\sin^2 \theta_W) G_M^{yp} G_1^{zp} \right)$$

A partir de la mesure de A_{PV} , il est donc possible de remonter à la valeur de combinaisons linéaires des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s . Nous verrons dans le chapitre II le travail fait par la collaboration HAPPEX, dont l'objectif est de mesurer A_{PV} pour différentes cinématiques afin d'en extraire la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton.

1.2 Les fonctions de structure et le spin du nucléon

Nous avons étudié jusqu'ici des collisions élastiques, qui faisaient donc participer l'ensemble du nucléon à l'interaction. La problématique des fonctions de structure est différente. Elles interviennent pour les collisions profondément inélastiques, collisions qui aboutissent à un état final plus complexe que les deux particules initiales, avec en général une dislocation du proton. Ces fonctions de structure permettent de décrire la façon dont le lepton interagit avec les constituants internes du nucléon en fonction de l'échelle de l'interaction. Dans le *modèle des partons* qui est décrit plus bas, le lepton incident interagit avec un constituant du nucléon, appelé un *parton* (en pratique il s'agit en général d'un quark), et non pas avec le nucléon dans son ensemble.

Le processus de diffusion profondément inélastique est représenté sur la Figure I.2. Le lepton interagit avec le nucléon par l'intermédiaire d'un boson intermédiaire, un photon virtuel dans le cas de l'interaction électromagnétique. Si l'on ne s'intéresse qu'à l'interaction globale sans étudier le détail des particules hadroniques issues de la diffusion (on parle d'une *mesure inclusive*), pour une énergie initiale donnée du lepton celle-ci est décrite par deux variables cinématiques indépendantes. Les variables utilisées habituellement sont Q^2 et $x = Q^2/(2p \cdot q)$. Cette dernière variable, comprise entre 0 et 1, peut être vue sous certaines conditions (masse du parton et impulsion transverse négligeables par rapport à l'impulsion du nucléon) comme la fraction d'impulsion du nucléon portée par le parton qui interagit avec le photon virtuel.

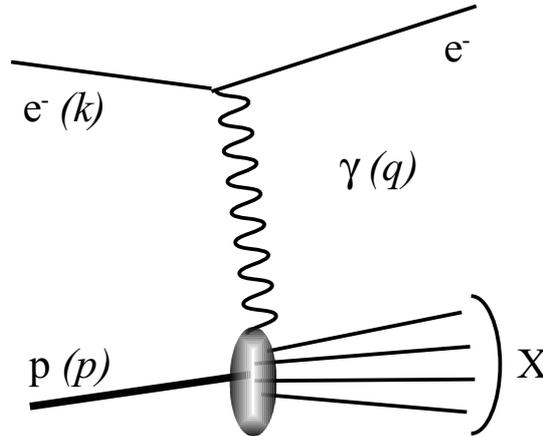


Figure I.2: Diffusion profondément inélastique électron-proton par l'échange d'un photon virtuel

Nous allons définir les fonctions de structure dans les deux cas non-polarisé et polarisé, puis nous étudierons plus particulièrement comment ces fonctions de structure permettent de mieux comprendre l'origine du spin du nucléon.

I.2.a Les fonctions de structure polarisées et non-polarisées

Les fonctions de structure permettent d'exprimer la forme la plus générale possible la section efficace de la diffusion profondément inélastique. Celle-ci peut d'abord s'écrire comme le produit des tenseurs leptoniques et hadroniques:

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

Le tenseur leptonique qui correspond à l'émission d'un photon par le lepton peut se calculer à partir de l'électrodynamique quantique.

$$L_{\mu\nu} = 2 \left(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - g_{\mu\nu} (kk' - m_l^2) + i m_l \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} s^\alpha q^\beta \right)$$

où m_l est la masse du lepton, s est le quadrivecteur spin du lepton et $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$ est le tenseur de Levi-Civita. L'expression du tenseur hadronique n'est pas connue a priori. Cependant, comme dans le cas des facteurs de forme, on peut écrire la forme la plus générale possible à partir des tenseurs dépendants de $g_{\mu\nu}$, p_μ et q_μ , ceci compte-tenu des contraintes liées à l'invariance de Lorentz des coefficients de l'équation, aux symétries de translation et de renversement du temps, à l'hermiticité, et à la conservation du courant. Le tenseur hadronique peut alors s'écrire:

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2}{m_N^2} \left(p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu \right) + i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q^\alpha}{pq} \left(s^\beta g_1 + \left(s^\beta - \frac{sq}{pq} p^\beta \right) g_2 \right)$$

Les quatre coefficients W_1 , W_2 , g_1 et g_2 sont des invariants de Lorentz et dépendent uniquement des paramètres cinématiques x et Q^2 . On définit $F_1 = m_N W_1$ et $F_2 = W_2 p \cdot q / m_N$ qui sont les *fonctions de structure non-polarisées*, tandis que g_1 et g_2 sont les *fonctions de structure polarisées*. Cette dénomination provient du fait que ces derniers coefficients ne jouent un rôle dans l'expression de la section efficace que lorsque le lepton et le nucléon sont polarisés.

Dans le cas non-polarisé, la section efficace s'écrit à partir des fonctions de structure non-polarisées:

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

où $y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$ et $y = \frac{2m_N x}{\sqrt{Q^2}}$

Dans le cas polarisé, on distingue les composantes de la polarisation parallèle et perpendiculaire à l'impulsion du lepton (dans le référentiel du nucléon). Si on définit $\Delta\sigma$ comme la différence de section efficace entre les deux états d'hélicité du lepton, ces deux composantes apparaissent ainsi:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{\parallel} \cos\psi + \Delta\sigma_{\perp} \sin\psi \cos\phi$$

où ψ est l'angle entre l'impulsion initiale du lepton et le spin du nucléon, et ϕ l'angle azimutal entre l'impulsion du lepton diffusé et le spin du nucléon, dans le référentiel du nucléon. Les deux composantes s'expriment ainsi à partir des fonctions de structure polarisées:

$$\frac{d^2 \Delta\sigma_{\parallel}}{dx dQ^2} = \frac{16\pi\alpha^2 y}{Q^4} \left(\left(1 - \frac{y}{2} - \frac{y^2 y^2}{4} - \frac{m_l^2 y^2}{Q^2} \right) g_1 - \frac{y^2 y}{2} g_2 \right)$$

$$\frac{d^3 \Delta\sigma_{\perp}}{dx dQ^2 d\phi} = -\cos\phi \frac{8\alpha^2 y}{Q^4} y \sqrt{1 - y - \frac{y^2 y^2}{4}} \left(\frac{y}{2} \left(1 + \frac{2m_l^2}{Q^2} y \right) g_1 + g_2 \right)$$

I.2.b L'invariance d'échelle et le modèle des partons

Les premières expériences de diffusion profondément inélastique au SLAC (par exemple [11]) ont montré que les fonctions de structure non-polarisées dépendaient peu de la valeur de Q^2 dès que celui-ci atteignait l'ordre de 1 GeV², c'est ce que l'on appelle *l'invariance d'échelle*. Cette invariance a pu être interprétée dans le cadre du *modèle des partons*, qui décrit le nucléon comme

un ensemble de particules ponctuelles indépendantes appelées *partons*. Dans le référentiel dans lequel se place ce modèle, appelé *référentiel de moment infini*, le nucléon est considéré comme ayant une très grande impulsion, permettant de négliger toutes les masses des partons ainsi que leur impulsion transverse. D'autre part l'échelle de temps de l'interaction, de l'ordre de $(Q^2)^{-1/2}$, est bien inférieure au temps propre des fluctuations du nucléon compte-tenu du ralentissement relativiste. Ceci permet donc de négliger toute interaction entre les partons au moment de l'interaction lepton-nucléon, la section efficace de la diffusion lepton-nucléon est alors simplement la somme incohérente des sections efficaces de diffusion élastique du lepton sur chacun des partons [12].

Si on considère que les partons sont les quarks des différentes saveurs portant une charge q et une fraction x de l'impulsion du nucléon, la somme incohérente des sections efficaces élastiques sur les partons pour une cinématique (x, Q^2) donnée s'écrit alors dans le cas non-polarisé:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{Q^4} (y^2 - 2y + 2) \sum_{\text{saveurs } s} q_s^2 f_s(x)$$

où les fonctions $f_s(x)$ sont les *fonctions de distribution de partons* (« pdf ») représentant la probabilité de trouver dans le nucléon un quark de saveur s portant la fraction x de son impulsion. En négligeant les termes en $y^2\gamma^2$, on peut montrer que les fonctions de structure sont directement liées à ces fonctions de distributions et ne sont donc plus dépendantes de l'échelle Q^2 :

$$\sum_{\text{saveurs } s} q_s^2 f_s(x) = F_2(x, Q^2) = 2x F_1(x, Q^2)$$

Les fonctions de structure polarisées s'écrivent de la même façon:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_{\text{saveurs } s} q_s^2 \Delta f_s(x) \quad \text{et} \quad g_2(x) = 0$$

où Δf_s est égal à la différence entre f_s^+ et $-f_s^-$. Ces dernières valeurs sont les *fonctions de distribution polarisées* représentant la probabilité de trouver dans le nucléon un quark de saveur s portant la fraction x de son impulsion, avec un spin parallèle (f_s^+) ou antiparallèle (f_s^-) avec celui du nucléon. Ceci représente aussi la valeur globale du spin porté par les quarks de saveur s et de fraction d'impulsion x (la contribution des antiquarks est incluse dans cette valeur).

I.2.c Le modèle des partons amélioré par la chromodynamique quantique

Le modèle des partons est cependant insuffisant pour décrire plus complètement le nucléon, ne serait-ce que par le fait qu'il ne dit rien des composants neutres, en particulier les gluons. L'existence et l'importance de ces composants ont d'ailleurs été mises en évidence dès les premières mesures de fonctions de structure. En effet la somme de l'ensemble des impulsions des partons xf_s calculées à partir des fonctions de distribution n'atteint que la moitié de l'impulsion du nucléon, l'autre moitié est donc portée par des composants neutres.

L'interaction entre les différents constituants du nucléon, les quarks et les gluons, est décrite par la chromodynamique quantique (QCD), les gluons étant les bosons vecteurs de cette interaction. Le fait que les gluons portent eux-même une charge de couleur, et donc qu'ils peuvent interagir entre eux, modifie fortement le comportement de cette interaction en fonction de l'échelle d'énergie par rapport à des interactions plus « classiques » telles que l'électrodynamique quantique. Contrairement à cette dernière théorie, la constante de couplage effective α_s de QCD est proche de 1, ce qui implique que lorsque l'on considère une interaction entre quarks, les réinteractions entre gluons et quarks ne peuvent pas être négligées. Il n'est alors pas possible d'employer les méthodes d'approximations perturbatives utilisées avec l'électrodynamique quantique. Cependant aux petites échelles d'interaction ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$), cette constante de couplage devient faible et les approximations perturbatives sont alors applicables (on parle de *processus durs*).

Le modèle des partons précédemment décrit suppose qu'il n'y a aucune interaction entre quarks au moment de la diffusion, ce qui revient à annuler la constante de couplage QCD et supposer Q^2 infini. Dans la réalité cette supposition est trop forte et il n'est pas possible d'ignorer totalement le rôle de la chromodynamique quantique lors des diffusions lepton-nucléon. Cependant

pour des valeurs de Q^2 suffisamment grandes (supérieures à 1 GeV²), l'action de QCD peut être en partie étudiée dans le domaine perturbatif.

Une amélioration du modèle des partons consiste alors à prendre en compte dans le calcul les possibles interactions QCD qui surviendraient en même temps que la diffusion lepton-proton, telles que le rayonnement d'un gluon par le quark interagissant avec le photon virtuel, l'émission d'une paire quark-antiquark, etc... en se limitant aux ordres les plus bas. La limite entre ces processus et l'ensemble des contributions non-perturbatives, qui seront prises en compte dans les fonctions de distribution, dépend du schéma de renormalisation utilisé, l'expression des fonctions de distributions et de la section efficace dépendant de ce schéma.

La prise en compte des interactions entre quarks et gluons aboutit à une violation de l'invariance d'échelle et donc à une variation progressive des fonctions de distribution en fonction de $\ln Q^2$. Si l'on considère que l'échelle de l'interaction est donnée par Q^2 , la capacité de résoudre par exemple l'émission d'un gluon par un quark dépend de cette échelle, la variation des fonctions de distribution étant liée à la variation de la structure du nucléon telle qu'elle est perçue lors de l'interaction (de « quark seul » à petit Q^2 à « quark + gluon » à grand Q^2). Afin de modéliser les variations des fonctions de distribution en fonction de Q^2 il est nécessaire d'introduire les *fonctions de séparation* (« splitting functions ») P_{qq} , P_{qg} , P_{gq} et P_{gg} , qui représentent la probabilité, par exemple pour $P_{gq}(z)$, qu'un quark émette un gluon qui portera une fraction z de l'impulsion du quark. Les variations des fonctions de distribution en fonction de Q^2 dépendent alors des variations de la probabilité qu'un parton ayant une fraction d'impulsion x apparaisse par interaction forte au cours de la diffusion.

On peut considérer les combinaisons linéaires de fonctions de distributions où la contribution des gluons s'annule (combinaisons non-singlet NS), comme par exemple la différence entre les fonctions de distribution des quarks u et d . Pour ces combinaisons cette variation s'écrit ainsi:

$$\frac{df_{NS}(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{NS}(\xi, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right)$$

Pour les distributions singlet où à la fois les quarks et les gluons interviennent, cette équation s'étend ainsi:

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \begin{pmatrix} \Sigma(x, Q^2) \\ G(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & 2n_s P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Sigma(x, Q^2) \\ G(x, Q^2) \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad [f \otimes g](x) = \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f\left(\frac{x}{\xi}\right) g(\xi)$$

Cette dernière équation est connue comme la loi d'évolution de Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi (DGLAP, voir [13], [14] et [15]). Elle décrit les variations de la somme des distributions de quarks $\Sigma = f_u + f_d + f_s$ et de celle des gluons G en fonction de $\ln Q^2$, n_s étant égal au nombre de saveurs incluses dans Σ .

Les fonctions de distribution polarisées suivent les mêmes lois d'évolution:

$$\frac{d \Delta f_{NS}(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} \Delta f_{NS}(\xi, Q^2) P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right)$$

$$\frac{d}{d \ln Q^2} \begin{pmatrix} \Delta \Sigma(x, Q^2) \\ \Delta G(x, Q^2) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \begin{pmatrix} P_{qq} & 2n_s P_{qg} \\ P_{gq} & P_{gg} \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Delta \Sigma(x, Q^2) \\ \Delta G(x, Q^2) \end{pmatrix}$$

Dans la dernière équation, $\Delta \Sigma = \Delta f_u + \Delta f_d + \Delta f_s$ et ΔG sont respectivement les sommes des fonctions de distributions polarisées pour tous les quarks et pour les gluons à un x et Q^2 donné.

L'un des principaux intérêts de la loi d'évolution de DGLAP est de permettre, à partir d'une mesure des fonctions de distribution à une valeur de Q^2 donnée, de déduire leur valeur à une autre valeur de Q^2 . Ceci est en particulier utilisé pour comparer des mesures des fonctions de distribution faites à des Q^2 différents.

1.3 La décomposition du spin du nucléon

On a vu jusqu'à présent comment le processus de diffusion profondément inélastique permettait de sonder la structure du nucléon. Nous allons étudier plus particulièrement comment la

structure en spin du nucléon peut être comprise à partir des outils tels que les fonctions de distributions polarisées.

Le nucléon est une particule fermionique, son spin étant égal à $\frac{1}{2}$. C'est aussi un objet composé de partons qui ont aussi un spin, $\frac{1}{2}$ pour les quarks et 1 pour les gluons. Ces partons peuvent aussi avoir des mouvements à l'intérieur du nucléon, qui vont induire un moment orbital. Toutes ces contributions s'ajoutent pour donner le spin du nucléon. On peut écrire ceci sous la forme:

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

avec $\Delta \Sigma = \int_0^1 \Delta \Sigma(x, Q^2) dx$ et $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x, Q^2) dx$

L_q et L_g sont respectivement les moments orbitaux des quarks et des gluons. L'intégration sur l'ensemble des valeurs de x de $\Delta \Sigma$ et ΔG se justifie par le fait qu'il faut prendre en compte tous les quarks et gluons, quelle que soit leur impulsion, pour déterminer leur contribution au spin du nucléon.

I.3.a Modèles théoriques et règles de somme

Le premier modèle théorique du nucléon était le *modèle des quarks constituants* [16], qui décrivait le nucléon par trois quarks représentant trois degrés de liberté de spin $\frac{1}{2}$. Dans une première version du modèle dite naïve, le spin du proton était entièrement porté par les spin des quarks, aboutissant à la prédiction que $\Delta \Sigma$ était égal à 1. Cependant la prise en compte de l'impulsion relativiste des quarks modifie cette prédiction à une valeur de l'ordre de 0,75, le reste étant porté par le moment orbital des quarks.

Un autre prédiction peut être faite à partir des liens entre les fonctions de structure polarisées et la chromodynamique quantique. On peut mettre en évidence ce lien à partir des opérateurs courants axiaux des quarks de saveur q définis ainsi:

$$A_\mu^q = \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q$$

Pour un quark libre de saveur q , avec une impulsion p et un spin s , l'élément de matrice correspondant est simplement proportionnel à son spin:

$$\langle p, s | \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q | p, s \rangle = 2 s_\mu$$

Pour un nucléon d'impulsion P et de spin S , l'élément de matrice correspondant sera cette fois:

$$\langle P, S | \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q | P, S \rangle = 2 a_q S_\mu$$

On obtient donc un coefficient a_q sans dimension qui caractérise le rôle joué par le spin des quarks de saveur q sur le spin du nucléon. Ces coefficients peuvent être reliés aux fonctions de structures par le biais du *développement de produits d'opérateurs* (« Operator Product Expansion » OPE, voir [17]). Ceci permet de développer un produit de deux opérateurs locaux en une série d'opérateurs locaux simples pondérés par des coefficients calculables en QCD perturbatif. Ces coefficients sont appelés les coefficients de Wilson. Ce développement peut être utilisé pour relier la fonction de structure g_1 avec les coefficients a_q . A l'ordre 0 en α_s , cette relation est la suivante:

$$\Gamma_1 = \int_0^1 g_1(x) dx = \frac{1}{2} \sum_{\text{saveurs } q} q_q^2 a_q$$

Considérons maintenant uniquement les trois saveurs de quark u, d et s, en supposant que la symétrie du groupe $SU(3)_{\text{saveur}}$ est respectée. Les courants axiaux peuvent être écrits avec les générateurs de ce groupe:

$$A_\mu^j = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \lambda_j \psi \quad \text{avec} \quad \psi = \begin{pmatrix} \psi_u \\ \psi_d \\ \psi_s \end{pmatrix}$$

où les λ_j sont les matrices de Gell-Mann. On peut diagonaliser trois de ces matrices, on choisit en général λ_0 , λ_3 et λ_8 . Il est alors possible d'exprimer a_u , a_d et a_s en fonction de a_0 , a_3 et a_8 . Dans le cas du proton, on obtient:

$$\begin{aligned} a_0 &= a_u + a_d + a_s \\ a_3 &= a_u - a_d \\ a_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}}(a_u + a_d - 2a_s) \end{aligned}$$

L'élément a_0 est un élément singlet, tandis que a_3 et a_8 seront des éléments non-singlets, la contribution des gluons s'annulant dans leur cas. On peut exprimer alors la fonction de structure intégrée Γ_1 en fonction de ces éléments:

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

Dans le cadre de l'asymétrie d'isospin, les éléments du proton et du neutron sont liés:

$$\begin{aligned} a_0^p &= a_0^n = a_0 \\ a_3^p &= -a_3^n = a_3 \\ a_8^p &= a_8^n = a_8 \end{aligned}$$

Les valeurs de a_3 et a_8 peuvent être tirées des mesures de décroissance β des hypérons (qui donne une valeur de a_8 de l'ordre de 0,39) ainsi qu'à partir de la constante de couplage axial g_A qui intervient dans la décroissance du neutron (voir [18]). En particulier cette dernière mesure donne une valeur très précise de a_3 :

$$a_3 = g_A = 1,2573 \pm 0,0028$$

La symétrie d'isospin permet alors de prédire la *règle de somme de Bjorken* entre les fonctions de structure intégrées Γ_1 pour le proton et le neutron:

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

où C_{NS} est le coefficient de Wilson dans le cas non-singlet. L'égalité entre $a_u - a_d$ et g_A est donnée par la symétrie d'isospin (voir [16]). Cette règle de somme a été vérifiée expérimentalement à partir des données de diffusion profondément inélastique polarisées en proton et neutron.

Une autre hypothèse a été faite par J. Ellis et R. Jaffe [19] qui suppose que les quarks étranges ne contribuent pas au spin du nucléon ($a_s = 0$). Cette hypothèse se justifie par la faible contribution des quarks étranges à la fonction d'onde du nucléon, et elle revient à dire que les contributions au spin des quarks et des antiquarks étranges s'annulent. Dans cette hypothèse, la valeur de Γ_1^p peut s'écrire (*règle de somme de Ellis-Jaffe*):

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{12} \left(a_3 + \frac{5}{\sqrt{3}} a_8 \right) \simeq 0,188 \pm 0,004$$

Une conséquence de cette hypothèse est que l'on peut alors prédire une valeur de $\Delta\Sigma$, qui est égal à a_0 , proche de 0,6. On peut noter que cette valeur est proche de celle prédite par le modèle des partons.

I.3.b La crise du spin et l'anomalie axiale

Les relations décrites ci-dessus étaient cohérentes et prédisaient que le spin des quarks jouait un rôle essentiel dans le spin du nucléon. Cependant, en 1988 l'expérience EMC de diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible de protons polarisée a mesuré une valeur de Γ_1^p de l'ordre de 0,128 qui contredisait ces prédictions théoriques [20] [5]. Ces résultats expérimentaux ont été ensuite confirmés et précisés par d'autres expériences au Slac (par exemple [21]), au Cern (expérience SMC) et à Desy. C'est ce que l'on a appelé la *crise du spin*.

Ces résultats infirmant la règle de somme de Ellis-Jaffe, l'hypothèse que les quarks étranges ne contribuaient pas au spin du proton devait alors être abandonnée. Avec la mesure de Γ^p , il a été alors possible de déterminer les valeurs de $\Delta\Sigma$ qui se sont révélées être très différentes des prédictions, les dernières mesures étant de l'ordre de 0,3 pour $\Delta\Sigma$, et de -0,10 pour Δs . Ceci signifiait alors que les quarks dans leur ensemble contribuaient peu au spin du nucléon, et que les contributions des quarks u et d étaient compensées par celle des quarks étranges.

Une autre origine a cependant été proposée pour expliquer ces résultats, liée à une prise en compte incomplète du rôle des gluons dans l'expression de a_0 , pour les ordres supérieurs à 0 en α_s . En effet à partir de l'ordre 1, les diagrammes en triangle tels que ceux montrés dans le Figure I.3 provoquent un couplage gluonique au courant axial $A_\mu^q = \bar{\psi}_q \gamma_\mu \gamma_5 \psi_q$. Ce couplage induit alors une non-conservation du courant axial, y compris dans l'approximation où l'on néglige la masse des quarks. C'est ce que l'on appelle *l'anomalie axiale*. Cette non-conservation s'écrit [18]:

$$\partial^\mu A_\mu^q = \frac{\alpha_s}{4\pi} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_a^{\mu\nu} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \text{Tr} [G_{\mu\nu} \tilde{G}^{\mu\nu}]$$

où les $G_{\mu\nu}^a$ sont les champs des gluons. L'expression de a_0 est alors sensiblement modifiée, avec un terme supplémentaire, lié au spin des gluons, qui dépend de Q^2 :

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

On peut ici remarquer que le terme en $\alpha_s \Delta G$ ne disparaît pas à la limite des Q^2 infini, la décroissance de $1/\ln Q^2$ de α_s étant compensée par une croissance en $\ln Q^2$ de ΔG . On a donc ici affaire à un terme qui subsiste même dans le cadre des hypothèses du modèle des partons.

Le découplage entre a_0 et $\Delta\Sigma$ permet alors de réinterpréter les résultats de l'expérience EMC. La Figure I.4 montre la variation de $\Delta\Sigma$ et Δs en fonction de ΔG compte-tenu des résultats de EMC et dans le cadre du schéma de renormalisation de Adler-Bardeen [22], où ces fonctions $\Delta\Sigma$ et Δs ne dépendent pas de Q^2 . Pour des valeurs de ΔG suffisamment grandes, de l'ordre de 2 ou 3, on peut donc obtenir une valeur de Δs nulle et une valeur de $\Delta\Sigma$ compatible avec les prédictions du modèle des partons. Ces valeurs de ΔG (et de $\Delta\Sigma$) doivent cependant être compensées par une valeur importante et opposée des moments orbitaux des quarks et des gluons afin d'obtenir le spin $1/2$ du nucléon.

Ce scénario pourrait donc permettre de résoudre la crise du spin, en prédisant une contribution importante du spin des gluons au spin du nucléon tout en validant les prédictions du modèle des partons. Il est donc nécessaire de mesurer ΔG , afin de clarifier le rôle que jouent les gluons dans le spin du nucléon. L'expérience COMPASS se propose d'effectuer cette mesure, nous reviendrons plus particulièrement sur cette expérience et ses résultats à partir du chapitre III. D'autres expériences telles que STAR et PHENIX auprès du collisionneur proton-proton RHIC travaillent dans le même but.

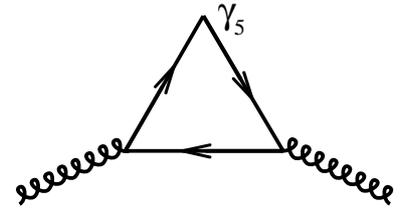


Figure I.3: Diagramme en triangle responsable du couplage des gluons au courant axial des quarks

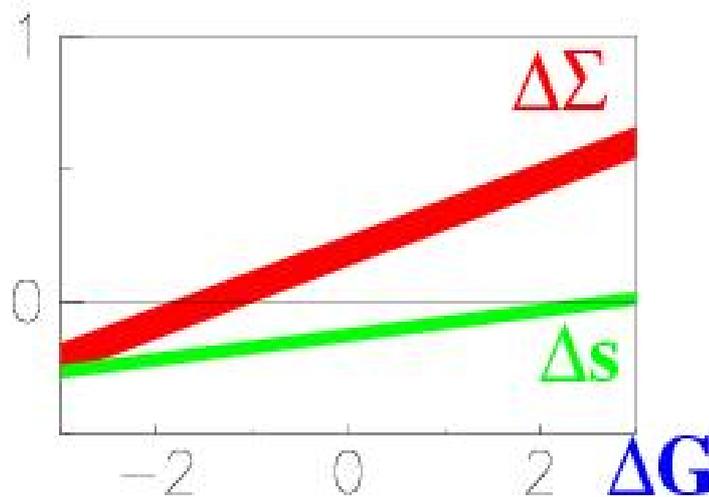


Figure I.4: Valeurs de $\Delta\Sigma$ et Δs compatibles avec les résultats de l'expérience EMC en fonction de la valeur de ΔG

1.4 Conclusion

Nous avons abordé dans ce chapitre deux façons différentes de décrire les interactions lepton-nucléon, qui donnent des informations différentes sur la structure du nucléon. Les facteurs de forme sont sensibles à la distribution spatiale des charges et des moments magnétiques à l'intérieur du nucléon, tandis que les fonctions de structure permettent de mesurer la répartition des composants du nucléon et de leur spin en fonction de la fraction d'impulsion qu'ils portent. Dans chacun des cas l'enjeu est de séparer les contributions de chaque type de composant (quark étrange, gluon, etc...) afin d'avoir une meilleure compréhension de la façon dont ces composants interagissent pour construire un nucléon. Les expériences HAPPEX et COMPASS que nous allons aborder dans les prochains chapitres participent chacune à ce travail, en donnant accès l'une à la répartition des charges et des moments magnétiques des quarks étranges dans le nucléon, et l'autre au rôle du spin des gluons dans le spin du nucléon.

Il est intéressant de noter que de nouveaux outils sont apparus au milieu des années 1990, les distributions de partons généralisées. Ces outils permettent de combiner dans une même description plus générale [23] les deux aspects de la position transverse des partons, donnée par leur transfert t transverse, et leur fraction d'impulsion x . Ces outils pourront probablement être utilisés afin d'extraire le moment angulaire global porté par les partons.

Chapitre II: L'expérience HAPPEX et le Polarimètre Compton

Ce chapitre présente le polarimètre Compton sur lequel j'ai travaillé entre 1996 et 2000, en insistant sur mes principales contributions, le détecteur de photons et le système d'acquisition rapide. Mais avant d'entrer dans le vif du sujet, je ferai une description du contexte expérimental, et principalement de l'expérience HAPPEX qui a constitué le cadre dans lequel nous avons conçu ce polarimètre. Cette description permet de souligner l'importance du lien entre l'aspect « physique » de l'expérience, ici la mesure de la contribution des quarks étranges dans les facteurs de forme du nucléon, et l'aspect « technique » comme la construction d'un instrument de mesure de haute précision tel que ce polarimètre.

II.1 L'expérience HAPPEX au Jefferson Laboratory

Le Jefferson Laboratory est un centre de recherche en physique des particules situé à Newport News aux États-Unis (Virginie), qui exploite l'accélérateur d'électrons CEBAF¹. Cet accélérateur permet de délivrer vers trois halls expérimentaux (voir Figure II.1) des faisceaux d'électrons d'énergie entre 0,5 et 6 GeV avec des intensités allant de 0,1 nA à 100 μ A et avec un cycle utile de 100%. Le faisceau peut en effet être vu comme continu, les paquets d'électrons étant très proches, délivrés dans chacun des halls à une fréquence de 499 MHz. En plus d'une source d'électrons non-polarisés thermo-ionique, il comporte une source polarisée utilisant un cristal d'arséniure de gallium (AsGa) illuminé par un faisceau laser polarisé circulairement. Cette source [24] permet d'obtenir une polarisation de faisceau de 75 à 86%, grâce à une technique de contrainte de cristal (couche fine de AsGa sur un substrat de AsGaP de maille différente) qui permet de dépasser la limite théorique de 50% [25]. L'hélicité du faisceau peut être renversée très rapidement. En pratique elle est renversée à une fréquence de 30 Hz, synchrone avec la fréquence de 60 Hz du secteur, afin de diminuer les fausses asymétries de mesure liées à l'influence du courant d'alimentation. De plus une composante aléatoire à ce schéma de renversement peut être ajoutée pour limiter les asymétries résiduelles.

La collaboration HAPPEX s'est donnée pour but de mesurer les facteurs de forme faibles du proton pour en déduire la contribution des quarks aux facteurs de forme, en particulier celle des quarks étranges. Comme cela est décrit dans le chapitre I, les facteurs de forme faibles sont déterminés à partir de l'asymétrie de section efficace des diffusions élastiques électron-proton entre les deux états d'hélicité du faisceau d'électrons. Dans HAPPEX les électrons diffusés sont mesurés à un angle de diffusion précis avec une faible acceptation angulaire. L'expérience HAPPEX exploite dans ce but une cible d'hydrogène liquide de 15 cm de longueur et les deux spectromètres de haute résolution (HRS) installés dans le Hall A de CEBAF (Figure II.2). Ces spectromètres permettent de mesurer l'impulsion des particules diffusées à un angle de diffusion donné avec une acceptation angulaire de 28 mrad horizontalement (angle de diffusion) et de 60 mrad verticalement (angle azimutal), avec une résolution de l'ordre de 10^{-4} . Ceci signifie qu'une seule cinématique bien précise est mesurée à HAPPEX. En fait depuis 1998 plusieurs phases de l'expérience HAPPEX se sont succédées, qui ont toutes utilisé des techniques expérimentales très similaires, les principales différences se limitant aux cinématiques étudiées (énergie de faisceau et angle de diffusion mesuré) et aux différentes cibles utilisées (hydrogène liquide ou hélium). Nous nous concentrerons ici sur la première de ces expériences, qui utilisait un faisceau d'électrons de 3,35 GeV et mesurait les particules diffusées à un angle de $12,5^\circ$, angle minimum accessible aux deux spectromètres placés de part et d'autre de la ligne de faisceau.

Avec cette cinématique fixée, il n'est pas possible de séparer les mesures des facteurs de forme G_E^s et G_M^s par la méthode de Rosenbluth. Le résultat mesuré sera donc une combinaison

¹ Continuous Electron Beam Accelerator Facility

linéaire de ces deux facteurs. Cette combinaison est donnée par l'expression de A_{PV} indiquée dans la section I.1.d, où τ est égal à 0,136 et ϵ à 0,97. La contribution du facteur de forme axial G_I sera est réduite par la présence de deux facteurs proches de 0 qui sont $1 - 4 \sin^2\theta_W$ et δ .

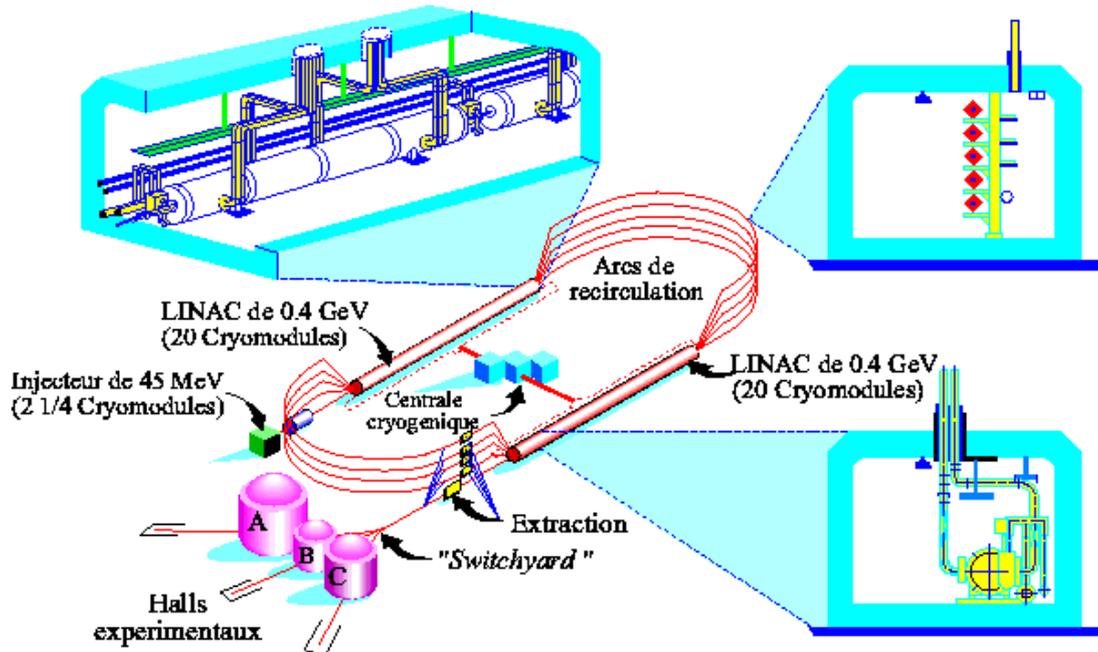


Figure II.1: schéma de l'accélérateur CEBAF constitué de deux accélérateurs linéaires et de deux arcs de recirculation. Trois halls expérimentaux A, B et C accueillent les expériences.

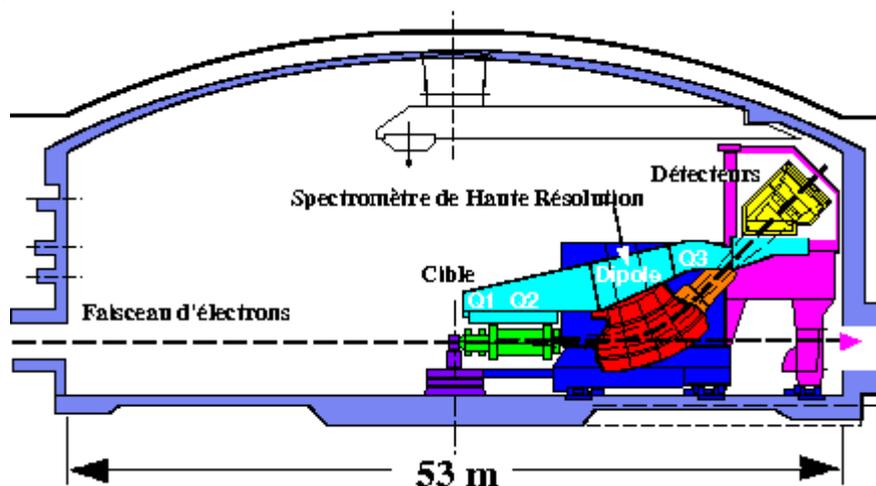


Figure II.2: schéma du Hall A du Jefferson Lab. Ce hall est équipé de deux spectromètres de haute résolution constitués chacun d'un dipôle et de trois quadrupôles, ainsi que d'un dispositif de détection des particules. Le polarimètre est situé dans le tunnel du faisceau avant le hall.

Les deux spectromètres utilisent une optique magnétique identique, formée d'un dipôle et de trois quadrupôles qui dirigent les particules qui entrent dans le spectromètre vers un plan focal x - y , la position d'arrivée dans le plan dépendant pour x de l'impulsion de la particule et pour y de l'angle de diffusion. Dans l'interaction élastique l'impulsion des électrons diffusés est uniquement fonction de leur angle de diffusion, le lieu de leur point de passage dans le plan focal est donc distinct de celui des interactions inélastiques. Il suffit alors de placer un détecteur couvrant uniquement cette région pour ne mesurer que les interactions élastiques (voir Figure II.3). Ce détecteur est un

calorimètre formé d'un sandwich de plaques de plomb et de lucite² (Figure II.4). Le rayonnement Cherenkov émis dans la lucite par les particules détectées est ensuite converti en signal électrique par un tube photomultiplicateur. Le signal est alors intégré par le système électronique de lecture pendant 33 ms, période pendant laquelle la polarisation du faisceau est stable. Une fois intégré ce signal est numérisé par un ADC de 16 bits. Cette valeur est proportionnelle à l'énergie déposée, et comme les électrons ont tous une impulsion équivalente, elle est en fait proportionnelle au nombre d'électrons détectés. Cette mesure est divisée par l'intensité du faisceau afin d'en extraire une valeur proportionnelle à la section efficace de l'interaction pour chaque état de polarisation du faisceau d'électrons.

Les principales difficultés de l'expérience sont liées à la faible asymétrie de section efficace attendue, de l'ordre de 10 parties par million (ppm). La mesure peut alors être sensible à des effets de fausse asymétrie qui doivent être contrôlés, en particulier ceux liés à la corrélation de l'intensité, la position et l'énergie du faisceau avec l'hélicité. Dans ce but ces paramètres sont enregistrés simultanément avec la réponse des deux calorimètres. De plus, pour pouvoir calibrer ces corrections, des modulations des courants des dipôles de la ligne de faisceau sont appliquées toutes les trois minutes. En modifiant la position et l'énergie du faisceau elles permettent de mesurer la corrélation entre ces paramètres et la réponse des détecteurs. Enfin, une asymétrie importante de l'intensité faisceau peut entraîner des fausses asymétries de second ordre dues aux possibles non-linéarités de la détection en fonction de l'intensité. Pour minimiser ces effets, l'asymétrie d'intensité est réduite grâce à un système de rétroaction utilisant l'effet PITA³, originellement développé pour l'accélérateur MIT Bates [26]. A partir des mesures de l'asymétrie de l'intensité du faisceau faites à l'entrée du Hall A, ce système agit sur la polarisation du laser de la source d'électrons polarisés, afin de moduler l'asymétrie de puissance laser délivrée sur le cristal d'arséniure de gallium et donc l'asymétrie de la production d'électrons. Le système a permis d'obtenir une asymétrie de courant moyenne de l'ordre du ppm sur l'année 1999. Afin de contrôler toutes les sources de fausse asymétrie, pendant la moitié du temps de prise de données une lame quart-d'onde a été introduite dans le faisceau laser de la source d'électrons, pour polariser le faisceau dans le sens opposé au sens original toutes choses égales par ailleurs. La valeur absolue de l'asymétrie de taux de comptage mesurée avec cette lame doit être compatible avec celle sans lame.

L'autre source d'erreur principale provient de la mesure de la polarisation du faisceau d'électrons. En effet, l'asymétrie de taux de comptage n'est pas directement égale à l'asymétrie de violation de parité A_{PV} , mais au produit de cette asymétrie par la polarisation du faisceau. Pour déterminer A_{PV} , il est donc nécessaire de connaître la polarisation du faisceau. Celle-ci est fortement dépendante des conditions de production des électrons dans la source polarisée, et il n'est pas possible de la déterminer a priori. Elle doit donc être mesurée par un polarimètre, avec une précision meilleure que la précision voulue pour la mesure de A_{PV} . Le reste de ce chapitre est ainsi consacré au polarimètre Compton qui permet de répondre à ce besoin. Les résultats de HAPPEX sont présentés en fin de chapitre.

II.2 Le Polarimètre Compton du Hall A de CEBAF

Le polarimètre Compton est l'une des contributions importantes du DAPNIA à l'équipement du Hall A du Jefferson Lab. Il a pour but de mesurer la polarisation du faisceau d'électrons de CEBAF sans perturber le faisceau, afin que cette mesure puisse se faire en parallèle avec la prise de données de physique. L'objectif concernant la précision de mesure est de l'ordre du pour-cent pour un temps de mesure court, inférieur à une heure pour un courant de 100 μ A du faisceau d'électrons.

D'autres équipements permettent aussi de mesurer cette polarisation. Un polarimètre Mott [27] est présent au niveau de l'injecteur après la source d'électrons polarisés de CEBAF. Il permet de mesurer la polarisation du faisceau à faible énergie (5 MeV) et à faible courant (quelques μ A). Un polarimètre Möller situé dans le Hall A permet de mesurer la polarisation du faisceau à condition de réduire le courant à des valeurs typiques de 0,5 μ A. Contrairement au polarimètre

² Acrylique Bicron BC-800 UVT Lucite

³ Polarization Induced Transport Asymmetry

Compton, ces deux polarimètres effectuent leurs mesures de manière destructive et à faible intensité de faisceau, du fait de l'utilisation de cibles solides, il n'est alors pas possible de faire fonctionner ces équipements en même temps que les expériences principales. De plus la mesure par le polarimètre Mott est sensible aux erreurs dues au transport de la polarisation de l'injecteur jusqu'au hall expérimental.

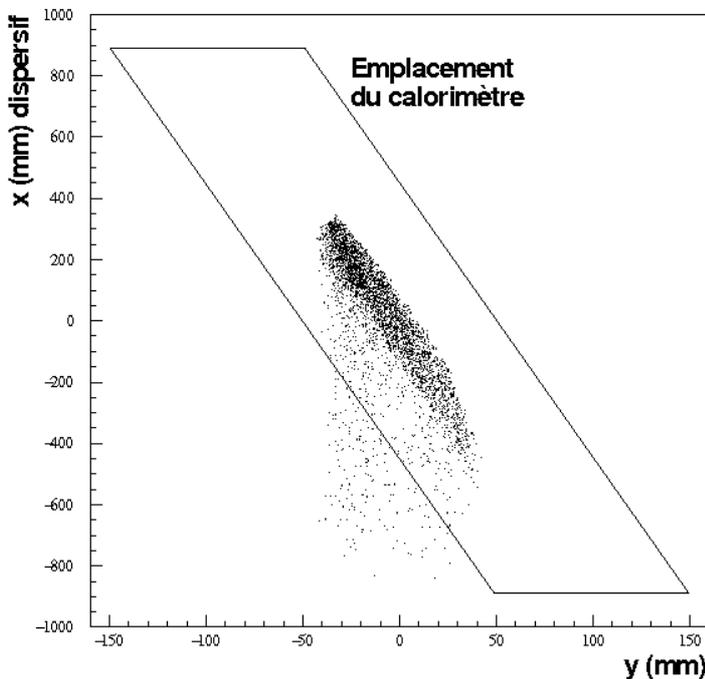


Figure II.3: Distribution des points de passage des électrons dans le plan focal des spectromètres à haute résolution, le nuage central étant dû aux événements d'interaction élastique, la queue à x négatif est due aux événements radiatifs. Le parallélogramme montre la position du détecteur Cherenkov

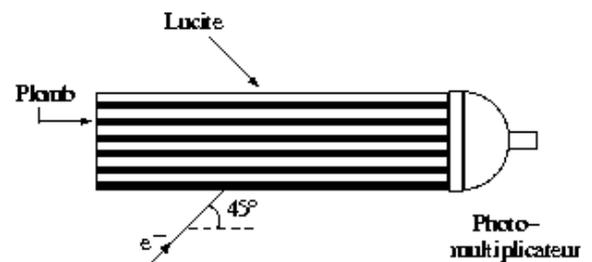


Figure II.4: Schéma des calorimètres utilisés pour détecter les électrons issus d'interactions élastiques. Le rayonnement Cherenkov émis dans la lucite est détecté par le tube photo-multiplicateur

L'intérêt de la polarimétrie Compton est de pouvoir opérer de manière non destructive, la section efficace de l'interaction Compton étant suffisamment faible pour que la quasi-totalité des électrons du faisceau ne soient pas perturbés par la cible de lumière. Cette mesure peut ainsi être faite pour des courants de faisceau importants, requis pour la plupart des expériences du Hall A de CEBAF. La principale difficulté pour la conception de ce polarimètre est liée à la faible asymétrie de l'interaction Compton, due à la faible énergie du faisceau de CEBAF. La mesure de la polarisation requiert alors une luminosité importante afin de compenser la faible asymétrie, et nécessite une source de lumière de grande intensité. Une solution originale, couplant un laser de faible puissance et une cavité Fabry-Perot, a été retenue pour ce polarimètre. La conception et la construction du polarimètre a débuté en 1995, et son installation s'est déroulée en plusieurs étapes de 1998 jusqu'en 2000. La majeure partie de mon travail a porté sur le détecteur de photons Compton diffusés, ainsi que sur le système d'acquisition des données du polarimètre; c'est pourquoi ces deux éléments seront traités ici plus en profondeur.

Après une brève introduction sur la polarimétrie Compton, nous verrons les performances du polarimètre qui sont nécessaires pour atteindre l'objectif de mesure. Les éléments du polarimètre seront présentés, en particulier la source de photons ainsi que les dispositifs de détection et leur système électronique de lecture. Enfin une revue des performances du polarimètre sera faite.

II.3 La polarimétrie Compton

La diffusion Compton [28] est une interaction élastique électron-photon, qui présente donc un électron et un photon dans l'état final. Cette interaction est entièrement décrite par l'électro-

dynamique quantique (QED), qui permet de calculer la section efficace. Celle-ci dépend de l'énergie des particules initiales, de leur angle de croisement, de la cinématique de l'interaction, mais aussi de la polarisation des faisceaux. L'énergie du photon diffusé k' varie entre 0 et une valeur k'_{max} , suivant de la cinématique de l'interaction. Cette valeur s'exprime de la façon suivante pour un angle de croisement nul:

$$k' = \frac{k'_{max}}{1 + a \left(\frac{\theta_\gamma E}{m} \right)^2} \text{ avec } a = \frac{1}{1 + \frac{4kE}{m^2}} \text{ et } k'_{max} = 4ak \frac{E^2}{m^2}$$

où E est l'énergie initiale de l'électron, k celle du photon, m la masse de l'électron, et θ_γ l'angle de diffusion du photon par rapport à la direction de l'impulsion totale dans le repère du laboratoire, dans l'approximation où cet angle est faible. L'énergie du photon diffusé par l'interaction Compton est maximale pour un angle de diffusion nul, ce que l'on appelle le front Compton. Elle baisse rapidement en fonction de cet angle, et devient négligeable pour des angles de diffusion supérieurs à 2 mrad. L'énergie de l'électron issu de la diffusion Compton a une énergie égale à $E - k'$.

II.3.a L'asymétrie de l'interaction Compton

Dans le cas où les faisceaux sont polarisés longitudinalement (polarisation circulaire pour le faisceau de photons) la section efficace s'exprime ainsi en fonction de $\rho = k'/k'_{max}$ [29]:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_c^\pm(\rho)}{d\rho} &= \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} \pm P_e P_\gamma \frac{d\sigma_L(\rho)}{d\rho} \\ \text{où } \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} &= 2\pi r_0^2 a \left[1 + \frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + \left(\frac{1-\rho(1+a)}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right] \\ \text{et } \frac{d\sigma_L(\rho)}{d\rho} &= 2\pi r_0^2 a \left[(1-\rho(1+a)) \left(1 - \frac{1}{(1-\rho(1-a))^2} \right) \right] \end{aligned}$$

P_e et P_γ sont les polarisations respectivement du faisceau d'électrons et du faisceau de photons, et $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-13}$ cm le rayon classique de l'électron. Les signes + et - représentent l'hélicité du faisceau d'électrons. On définit alors l'asymétrie longitudinale Compton comme:

$$A_L(\rho) = \frac{\frac{d\sigma_L(\rho)}{d\rho}}{\frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho}}$$

qui est maximale pour $\rho = 1$. Dans le domaine d'énergie des électrons et des photons qui nous intéresse, on peut considérer que la section efficace moyenne ne dépend pas de ces énergies, tandis que l'asymétrie maximale est proportionnelle au produit $k.E$. Considérons le cas du polarimètre Compton du Hall A: si l'on considère une énergie du faisceau d'électrons de 3,2 GeV, et une énergie de photons de 1,165 eV (infra-rouge), on obtient des valeurs de section efficace de l'ordre du barn avec une asymétrie maximale de l'ordre de 5,5%. La Figure II.5 montre les valeurs des sections efficaces non-polarisée et polarisée longitudinalement et la valeur de l'asymétrie en fonction de ρ , pour les valeurs indiquées ci-dessus.

L'asymétrie expérimentale entre les deux états de polarisation dépend de l'asymétrie longitudinale Compton exprimée ci-dessus, mais aussi des polarisations des faisceaux d'électrons et de photons. On a alors:

$$A_c(\rho) = P_e P_\gamma A_L(\rho)$$

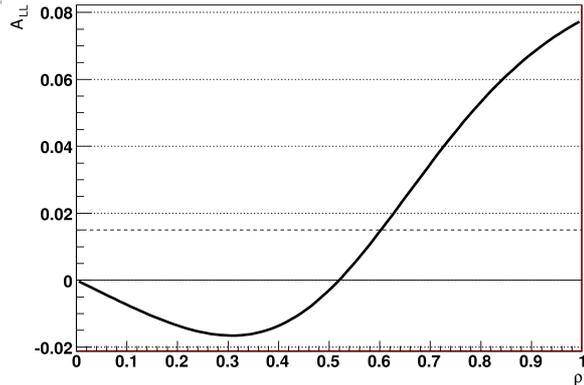
La mesure de la polarisation du faisceau d'électrons peut alors se faire en mesurant l'asymétrie expérimentale ainsi que la polarisation du faisceau de photons.

L'asymétrie Compton dépendant de l'énergie du photon diffusé, la méthode optimale est donc de mesurer l'asymétrie expérimentale en fonction de ρ . Cette méthode est appelée *méthode*

différentielle. En répartissant les événements Compton en fonction de leur valeur de ρ sur des intervalles $[\rho_i, \rho_{i+1}[$, on mesure une asymétrie de section efficace sur chacun de ces intervalles. L'asymétrie peut être extraite à partir des nombres d'événements observés dans chaque état de polarisation, pour une luminosité intégrée équivalente dans chacun des deux états. En effet, le nombre d'événements observés est égal au produit de la luminosité instantanée L , du temps de mesure T , et de la section efficace intégrée sur cet intervalle:

$$N_{\pm}^i = L^{\pm} T^{\pm} \int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} (1 \pm P_e P_y A_L(\rho)) d\rho$$

Figure II.5: A gauche section efficace Compton différentielle non-polarisée (trait plein) et polarisée longitudinalement (trait pointillé) en fonction de l'énergie relative du photon diffusé $\rho = k'/k'_{max}$, à droite asymétrie théorique de l'intera



L'asymétrie expérimentale sur l'intervalle peut se calculer à partir du nombre d'événements détectés normalisé à la luminosité intégrée. Si l'on considère que la luminosité est identique dans les deux états de polarisation, on a:

$$A_{\text{exp}}^i = \frac{N_+^i - N_-^i}{N_+^i + N_-^i} = P_e P_y \langle A_L \rangle_i \quad \text{où} \quad \langle A_L \rangle_i = \frac{\int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} A_L(\rho) d\rho}{\int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} d\rho}$$

On obtient un ensemble de mesures indépendantes de la polarisation P_e^i . En calculant la valeur moyenne pondérée par les erreurs statistiques on extrait la valeur finale de la polarisation du faisceau d'électrons:

$$P_e = \frac{\sum_i \frac{P_e^i}{\Delta P_e^{i2}}}{\sum_i \frac{1}{\Delta P_e^{i2}}} \quad \text{avec} \quad P_e^i = \frac{A_{\text{exp}}^i}{P_y \langle A_L \rangle_i} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta P_e^i}{P_e^i} = \frac{\Delta A_{\text{exp}}^i}{A_{\text{exp}}^i}$$

où $\langle A_L \rangle_i$ est la valeur moyenne de l'asymétrie Compton sur l'intervalle $[\rho_i, \rho_{i+1}[$, ce que l'on appelle aussi *pouvoir d'analyse*.

Une autre possibilité est de compter le nombre de photons diffusés dont l'énergie est au dessus d'un seuil donné ρ_s , ce qui revient à ne prendre qu'un unique intervalle $[\rho_s, 1[$. Cette méthode est la *méthode intégrée*.

II.3.b La précision de la mesure de la polarisation

Dans le cas de la méthode différentielle, la précision statistique de la mesure de P_e s'exprime par:

$$\Delta P_e = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \frac{1}{\Delta P_e^2}}}$$

Dans le cas limite où la taille des intervalles tend vers 0, cette précision devient [30]:

$$\left(\frac{\Delta P_e}{P_e}\right)_{diff} = \frac{1}{\sqrt{L T P_e^2 P_y^2 \sigma_t \langle A_L^2 \rangle}} \quad \text{avec} \quad \langle A_L^2 \rangle = \frac{\int_{\rho_s}^1 \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} A_L^2(\rho) d\rho}{\int_{\rho_s}^1 \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} d\rho} \quad \text{et} \quad \sigma_t = \int_{\rho_s}^1 \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} d\rho$$

Pour la méthode intégrée, la précision statistique s'exprime d'une façon légèrement différente:

$$\left(\frac{\Delta P_e}{P_e}\right)_{integ} = \frac{1}{\sqrt{L T P_e^2 P_y^2 \sigma_t \langle A_L \rangle^2}} \quad \text{avec} \quad \langle A_L \rangle = \frac{\int_{\rho_s}^1 \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} A_L(\rho) d\rho}{\int_{\rho_s}^1 \frac{d\sigma_0(\rho)}{d\rho} d\rho}$$

La Figure II.6 montre la dépendance de $\Delta P_e/P_e$ en fonction de la valeur de seuil ρ_s , pour un faisceau d'électrons de 1 GeV et une valeur de la luminosité intégrée de 10^6 barn, et pour des valeurs typiques de la polarisation des faisceaux d'électrons et de photons. La méthode différentielle est toujours meilleure que la méthode intégrée; et le temps nécessaire pour faire une mesure à 1% ne dépend pratiquement plus de la valeur du seuil en dessous de $\rho_s \sim 0,6$. Cependant la méthode intégrée nécessite de connaître précisément la résolution de mesure du détecteur qui a un effet de dilution sur la valeur de l'asymétrie, alors que cet effet n'influe que marginalement sur la méthode intégrée.

II.3.c Performances requises pour le polarimètre Compton

Pour atteindre la précision statistique de mesure de 1%, une luminosité intégrée importante doit être accumulée. Dans le cas le plus défavorable des faibles énergies du faisceau d'électrons, à 1 GeV par exemple, une luminosité intégrée de l'ordre de 10^9 barn⁻¹ devra être obtenue. Pour pouvoir faire la mesure dans un temps limité, de l'ordre d'une heure, la luminosité instantanée doit être suffisamment élevée, de l'ordre de $3 \cdot 10^5$ barn⁻¹s⁻¹ à 1 GeV.

La luminosité instantanée dépend des paramètres des faisceaux d'électrons et de photons. Lorsque les deux faisceaux se croisent parfaitement, la luminosité s'exprime ainsi:

$$L_0 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{I_e P_\gamma \lambda}{e h c^2} \frac{1}{\sqrt{\sigma_{ey}^2 + \sigma_{yy}^2}} \frac{1 + \cos \alpha_c}{\sin \alpha_c}$$

où e est la charge de l'électron, I_e l'intensité du faisceau d'électrons, P_γ la puissance du faisceau de photons, λ sa longueur d'onde, α_c est l'angle de croisement des deux faisceaux, σ_{ey} l'écart-type du profil vertical du faisceau d'électrons (les faisceaux se croisent horizontalement), et σ_{yy} celui du faisceau de photons.

Les paramètres du faisceau d'électrons I_e et σ_{ey} sont déterminés par les performances de l'accélérateur CEBAF ainsi que par les besoins de l'expérience principale. Le courant maximum accessible est de l'ordre de 100 μ A, et l'expérience HAPPEX a fonctionné à une intensité de l'ordre de 40 μ A. L'écart-type vertical est déterminé par l'optique magnétique du faisceau, il peut être réduit à des valeurs de l'ordre de 100 μ m.

La luminosité décroît rapidement en fonction de l'angle de croisement α_c , le dispositif expérimental doit être conçu avec un angle le plus petit possible.

Lorsque les deux faisceaux ne se croisent pas parfaitement, la luminosité décroît en fonction de l'écart Δy :

$$L = L_0 e^{\frac{-(\Delta y)^2}{2(\sigma_{ey}^2 + \sigma_{yy}^2)}} \quad \text{où } \Delta y = y_e - y_y$$

Il est donc aussi essentiel de maintenir cet écart le plus petit possible, ce qui suppose de pouvoir maintenir stable la position des faisceaux sur de longues périodes de temps.

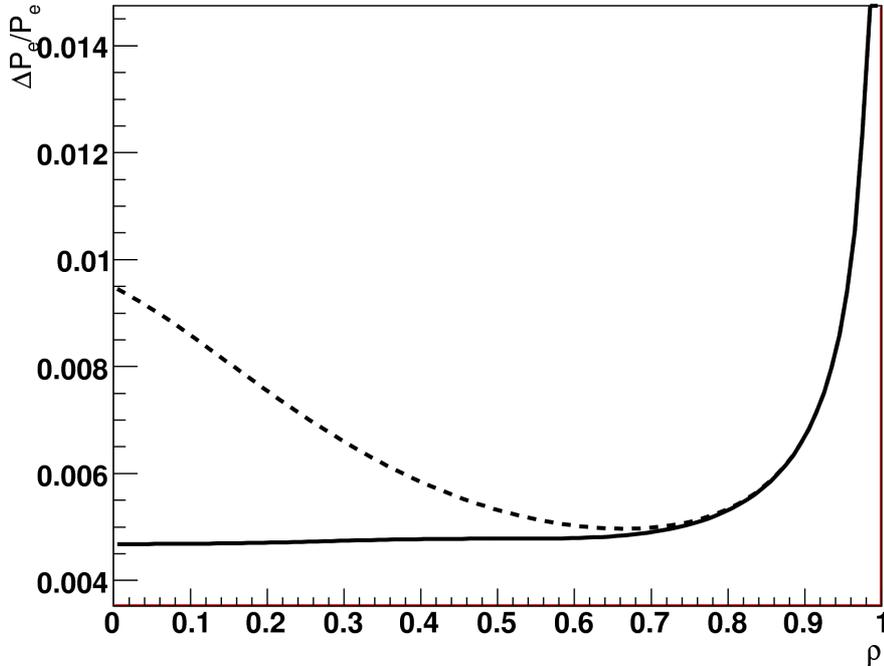


Figure II.6: Dépendance de la précision relative de la mesure de la polarisation $\Delta P_e/P_e$ par la méthode différentielle (trait plein) et par la méthode intégrée (trait pointillé) en fonction de la valeur du seuil ρ pour un faisceau d'électrons de 1 GeV (cas le plus défavorable) et une luminosité intégrée de 10^6 barn^{-1}

Avec les caractéristiques du faisceau d'électrons mentionnées ci-dessus et en supposant que le faisceau laser a une section transverse similaire, la luminosité instantanée nécessaire peut être obtenue avec une puissance de faisceau laser de l'ordre du kW. La source de photons qui permet d'atteindre cette puissance est décrite dans la section suivante. Une telle puissance génère un flux de photons qui doivent être détectés par un calorimètre, dans le cadre de la méthode différentielle. En fonction du seuil ρ , appliqué, le taux de photons diffusés peut atteindre 100 kHz, ce qui nécessite de concevoir un dispositif de détection capable de mesurer et de numériser ce flux de particules.

II.4 Le dispositif expérimental

La mesure de la polarisation du faisceau d'électrons est basée sur la détection et la mesure des particules diffusées par l'interaction Compton. Ces particules étant diffusées dans l'axe du faisceau d'électrons, il est nécessaire de courber le faisceau afin d'en extraire les photons Compton. En courbant le faisceau par un champ magnétique, il est aussi possible de mesurer l'impulsion des électrons diffusés.

Le polarimètre Compton est conçu autour d'une chicane magnétique verticale, composée de quatre dipôles identiques alimentés en série, qui assure la séparation électrons-photons (voir Figure II.7). L'intégrale de champs vue par le faisceau lors du parcours du polarimètre est nulle, le polarimètre ne modifie donc pas l'orientation du spin des électrons. Le faisceau d'électrons peut

passer en ligne droite lorsque le polarimètre n'est pas actif, ou passer à travers la chicane, le courant dans les dipôles dépendant de son énergie. La source lumineuse de haute puissance décrite plus loin est placée entre les deuxième et troisième dipôles. Un calorimètre et un détecteur d'électrons sont chargés de détecter les particules issues de la diffusion Compton.

Deux moniteurs de position (BPM) placés de part et d'autre de la source lumineuse vérifient le bon positionnement du faisceau d'électrons, ils permettent de mesurer les décalages systématiques de la position du faisceau entre les deux états de polarisation. Ces BPM ont une plage de fonctionnement pour des courants de 100 nA à 200 μ A. A 100 μ A la résolution de mesure est de 10 μ m. Un troisième BPM placé devant le détecteur d'électrons est utilisé pour connaître la position du faisceau par rapport à ce détecteur. Des systèmes de mesure de l'énergie et du courant du faisceau sont aussi présents sur la ligne de faisceau du Hall A [31]. Afin de réduire au mieux l'influence du bruit de fond de bremsstrahlung sur le gaz résiduel présent sur le parcours du faisceau, la pression résiduelle est maintenue à un niveau très bas de 10^{-9} torr grâce à quatre pompes ioniques, ainsi qu'à un étuvage préalable des éléments de tube à vide.

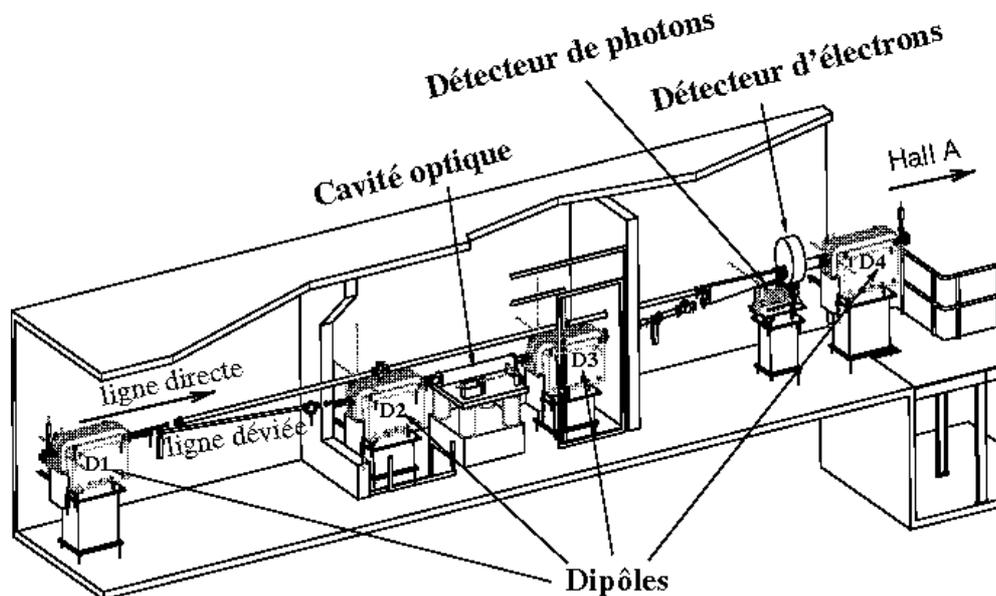


Figure II.7: Vue isométrique du polarimètre Compton. Le faisceau d'électrons peut passer soit en ligne directe lorsque le polarimètre n'est pas actif, soit par la cavité optique grâce aux quatre dipôles de la chicane.

II.4.a La source de photons

Le polarimètre Compton du Hall A du Jefferson Laboratory est basé sur une source lumineuse originale. Au lieu de produire la puissance voulue en utilisant un laser de forte puissance, qui aurait posé d'importants problèmes d'installation et de transport du faisceau laser jusqu'au polarimètre, nous avons décidé d'étudier une solution plus élégante. Elle associe un laser de basse puissance avec une cavité Fabry-Perot amplifiant le faisceau laser et qui est traversée par le faisceau d'électrons. La résonance à l'intérieur de la cavité est assurée par un système électronique qui maintient la fréquence du laser à la fréquence de résonance de la cavité. Le faisceau est polarisé circulairement avant d'entrer dans la cavité. Sa puissance et sa polarisation sont mesurées en sortie de cavité.

Après études, le choix du laser s'est porté sur un laser infra-rouge NdYAG de 1064 nm de longueur d'onde, à fréquence réglable. Il avait aussi été envisagé d'utiliser un laser vert de 532 nm de longueur d'onde qui aurait permis de bénéficier d'une plus grande asymétrie Compton, mais cette solution aurait posé des problèmes de performance des composants optiques adaptés à cette longueur d'onde. Les lasers réglables en fréquence disponibles à l'époque avaient une puissance de quelques centaines de mW, le laser finalement retenu dispose d'une puissance de 300 mW. Le réglage en fréquence se fait de deux façons différentes: un module Peltier permet de changer la

température et donc la longueur de la cavité laser, il permet de couvrir un grand domaine en fréquence laser mais avec des variations lentes; un module piezo-électrique applique une pression sur la cavité laser pour modifier rapidement sa fréquence, mais sur de petits domaines.

La cavité est formée de deux miroirs espacés de 85 cm (Figure II.8), elle forme un angle de 23,5 mrad avec le faisceau d'électrons, qui s'approche à 5 mm des miroirs. La cavité optique est du type monolithique, c'est-à-dire que la position des miroirs est fixée par le système mécanique, leur position n'est donc pas réglable. Ce système maintient les miroirs parallèles avec un angle meilleur que 300 μ rad, en réduisant au maximum les vibrations mécaniques. Les miroirs, construits par l'IPN de Lyon, sont constitués d'un substrat de silice recouvert de 13 ensembles successifs de couches de Ta_2O_5 et de silice. Ces couches d'indices optiques différents permettent d'atteindre par effet interférométrique un coefficient de réflexion de 0,99987 à 1064 nm, avec une transmission de 121 ppm, un coefficient de diffusion de 6 ppm et de pertes de 2 ppm [32].

Afin de réduire la taille du faisceau laser au point d'interaction au centre de la cavité tout en maximisant le gain dans la cavité, les miroirs sont sphériques avec un rayon de courbure de 50 cm. Les centres de ces sphères sont alignés avec l'axe de la cavité. Cette géométrie permet d'obtenir un faisceau au centre de la cavité d'une taille de 123 μ m, proche de celle du faisceau d'électrons, tout en étant peu sensible aux perturbations mécaniques.

L'asservissement de la fréquence laser à la fréquence de résonance de la cavité se fait par un système électronique, utilisant la méthode Pound-Drever [33], qui commande les modules de réglage du laser. Le principe est de moduler le faisceau laser en envoyant un signal sinusoïdal à 928 kHz dans l'entrée du module piezo-électrique. En plus de sa fréquence de base ω , le spectre du rayonnement laser comporte alors deux bandes latérales $\omega + 928$ et $\omega - 928$ kHz. Lorsque la fréquence du laser est proche de la résonance de la cavité, les deux bandes latérales sont réfléchies sans déphasage, tandis que la bande centrale est déphasée en fonction de l'écart $\omega - \omega_r$ avec la fréquence de résonance. L'intensité du faisceau réfléchi comporte alors une composante à 928 kHz dont l'amplitude dépend du déphasage. En mesurant cette intensité à l'aide d'une photodiode et en le démodulant à l'aide d'un signal de même fréquence que le signal d'entrée, on obtient un « signal d'erreur » proportionnel au déphasage du faisceau réfléchi. Après filtrage et intégration, les composantes rapides et lentes de ce signal sont appliquées respectivement aux modules piezo-électrique et Peltier du laser.



Figure II.8: Photos de la cavité. La photo à gauche montre le corps de la cavité ainsi que les supports des miroirs à chaque bout (cercle rouge). La photo de droite montre une vue de face de support du miroir (petit cercle central) et du passage du faisceau d'électrons (forme oblongue verticale).

Le faisceau laser est polarisé linéairement par un isolateur de Faraday qui protège le laser d'un retour du faisceau. La polarisation est ensuite transformée en polarisation circulaire par une lame quart d'onde avant l'injection du faisceau dans la cavité. La polarisation obtenue à l'intérieur de la cavité atteint des valeurs supérieures à 99%. Elle est mesurée à la sortie de cavité par un dispositif associant une lame quart d'onde qui rétablit la polarisation en polarisation linéaire, un prisme de Wollaston qui sépare le faisceau en deux composantes polarisées horizontalement et verticalement, et deux sphères intégrantes qui mesurent les intensités des deux composantes. La somme des deux intensités donne une mesure de la puissance à l'intérieur de la cavité, et leur différence relative une

mesure de la polarisation. La précision de la mesure de la polarisation à l'intérieur de la cavité, qui intervient directement dans la mesure de la polarisation du faisceau d'électrons, a été de 0,6% [29] pour les mesures faites en 2000. Elle atteint maintenant une valeur de 0,35%.

II.4.b Le détecteur de photons

Le détecteur de photons du polarimètre permet de mesurer l'énergie des photons Compton jusqu'à une énergie de 1 GeV, correspondant au front Compton pour un faisceau d'électrons de 8 GeV. Le taux de comptage attendu est de l'ordre de 100 kHz, la détection doit donc se faire de manière suffisamment rapide pour éviter l'empilement des signaux sur plusieurs événements. Que ce soit pour la méthode différentielle ou la méthode intégrée, il est nécessaire de connaître la valeur du seuil de détection des photons ρ_s avec une précision de 0,5%. La méthode différentielle nécessite de connaître aussi la résolution de la mesure en fonction de l'énergie à 2% près (voir annexe E de [30]). La place disponible pour installer le détecteur est réduite, limitée par la distance entre les axes des faisceaux haut et bas qui n'est que de 30 cm.

Le calorimètre est composé d'une matrice de 5 par 5 cristaux scintillants de tungstate de plomb PbWO_4 . (Figure II.9). Ce matériau est issu des études de R&D menées pour le calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS du LHC. Ces cristaux présentent plusieurs avantages qui ont été déterminants:

- Le temps de scintillation est court, avec 85% de la charge émise en 25 ns, ce qui réduit l'occupation du détecteur et la probabilité d'empilements de signaux.
- Le rendement lumineux est relativement faible, avec un taux de 6 à 8 photo-électrons détectés par MeV d'énergie déposée dans le dispositif. Cependant ce taux est suffisant pour atteindre une résolution de l'ordre de 10% à des énergies supérieures à 100 MeV.
- Le tungstate de plomb est un matériau dense (8,28 g/cm³), qui présente donc une faible longueur de radiation (0,85 cm) et un faible rayon de Molière (2,19 cm). Cette dernière caractéristique permet de concevoir un détecteur suffisamment compact pour prendre place sous la ligne de faisceau haute, à l'avant du quatrième dipôle.
- Ce matériau est enfin peu sensible aux radiations.

Les cristaux scintillants sont taillés en forme de parallélépipède d'une longueur de 23 cm, avec une base carrée de 2 par 2 cm. Chaque cristal est isolé optiquement des autres par une feuille de Tyvek. Les signaux lumineux sont mesurés par des tubes photo-multiplicateurs⁴ (PM). Les tubes sont ensuite connectés au système d'acquisition décrit plus loin. Du fait de la dépendance du rendement lumineux du tungstate de plomb à la température (de l'ordre de 2% par degré C), la matrice de cristaux est entourée de plaques de cuivre maintenues à température constante. L'ensemble du dispositif est monté dans un boîtier étanche à la lumière.

Nous avons vu que la calibration du calorimètre jouait un rôle important pour la qualité de la mesure de la polarisation. Pour faciliter la calibration, il a paru important de disposer d'un dispositif permettant de suivre les performances des PM et de la chaîne d'acquisition au cours du temps. Ce dispositif⁵ est constitué d'une diode verte⁶ émettant des impulsions brèves de 5 ns, et d'un ensemble de fibres optiques distribuant les flashes en face avant de chaque cristal. L'amplitude de chaque flash peut varier de $\pm 15\%$, cependant l'amplitude moyenne reste constante au pourcent près sur quelques jours. D'autre part les variations d'amplitudes sont corrélées d'un cristal à l'autre. Pour calibrer les cristaux, il a été prévu de déplacer le calorimètre pour placer chaque cristal devant le faisceau et d'utiliser le spectre Compton pour la calibration. Pour cela le calorimètre a été placé sur une table mobile contrôlable à distance avec un débattement suffisant pour placer chaque cristal devant le faisceau.

Afin de réduire le bruit de fond dû au rayonnement bremsstrahlung du faisceau d'électrons sur la structure de la cavité, un mur de plomb de 2 cm d'épaisseur est placé devant le calorimètre et

4 Photonis XP1911 diamètre 19 mm longueur de 85 mm

5 conçu par J.P. Mouly, technicien au SPhN

6 Ledtronics 525 nm ultra aqua green BP280CWAG6K-3.5V-0501

percé d'un trou de 2 cm de diamètre. Le bruit de fond synchrotron à basse énergie est réduit en disposant des disques de plomb ou de laiton de 1 mm à 1 cm d'épaisseur au niveau du trou.

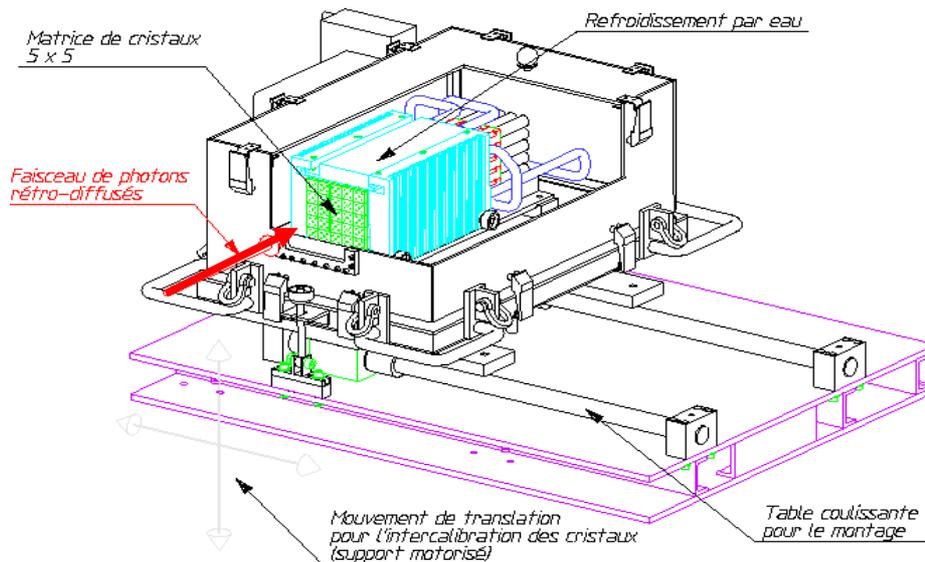


Figure II.9: Schéma du détecteur de photons du polarimètre, constitué d'une matrice de 5 par 5 cristaux de tungstate de plomb.

Les performances du calorimètre ont été mesurées en 1997 lors d'une campagne de prise de données sur le faisceau de photons étiquetés de l'accélérateur MAMI à Mayence [34]. Ce faisceau est généré par le rayonnement bremsstrahlung d'un faisceau d'électrons de 855 MeV envoyé sur une fine feuille d'or. La mesure de l'impulsion de l'électron grâce à un spectromètre permet de déterminer l'énergie du photon rayonné avec une résolution de 2 MeV. La corrélation entre l'énergie du photon mesurée et le signal issu du calorimètre a permis de mesurer la linéarité de sa réponse et la résolution en fonction de l'énergie du photon, et de faire une première calibration des cristaux et du système de lecture. Les tests ont aussi permis de comparer les performances de la configuration d'une matrice de 5 par 5 cristaux par rapport à une matrice 3 par 3 et par rapport à un cristal unique. Le dépôt d'énergie se fait principalement dans le cristal central (72% de l'énergie déposée dans le calorimètre), tandis que les huit cristaux de la première couronne (matrice 3 par 3 sans le cristal central) se partagent 22% de l'énergie, et ceux de la seconde couronne 6%.

La réponse du détecteur en fonction de l'énergie est mesurée dans les trois configurations (Figure II.10 à gauche). Elle montre une linéarité meilleure que 1% dans les trois cas. La résolution en énergie a pu être déterminée pour les deux matrices 3 par 3 et 5 par 5 (Figure II.10 à droite). Le fait que les deux résultats sont très similaires malgré la différence d'énergie déposée s'explique par le bruit électronique non-négligeable affectant les mesures à Mayence, et qui dégrade la résolution en particulier dans la configuration à 25 cristaux. Ce bruit a été nettement réduit dans l'installation finale au Jefferson Lab. La résolution obtenue est cependant meilleure que 10% pour des énergies supérieures à 100 MeV.

II.4.c Le détecteur d'électrons

Les électrons issus des diffusions Compton, ayant perdu une partie de leur énergie, sont déviés par le troisième dipôle d'un angle supérieur à celui du faisceau. Un détecteur est donc placé avant le quatrième dipôle au dessus du faisceau afin de mesurer la position de ces électrons. Cette position permet ensuite d'en déduire par spectrométrie leur impulsion.

Le détecteur d'électrons, réalisé par le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, est constitué de quatre plans de silicium de 500 μm d'épaisseur, recouverts chacun de 48 pistes de 650 μm de largeur. Ces plans, de 8 mm de large, sont espacés de 1 cm et décalés verticalement les uns par rapport aux autres de 200 μm . Ils sont orientés face aux électrons diffusés,

avec un angle de 58 mrad par rapport à la verticale. Un moteur permet de déplacer ce détecteur d'une position « faisceau » à une position « garage » lors des réglages du faisceau ou lorsque le polarimètre n'est pas utilisé.

La position du faisceau, qui peut varier de ± 1 mm en fonction du réglage de la ligne, est repérée par un BPM situé avant le détecteur. Un système de mesure de la position par fils a aussi été prévu: deux fils de tungstène à 45° l'un de l'autre et solidaires du détecteur sont montés à la hauteur du faisceau. En déplaçant le détecteur de « garage » à « faisceau » en présence d'un faisceau de basse intensité, ces deux fils croisent le faisceau; la mesure de la distance entre les deux croisements permet de déduire la position verticale du faisceau.

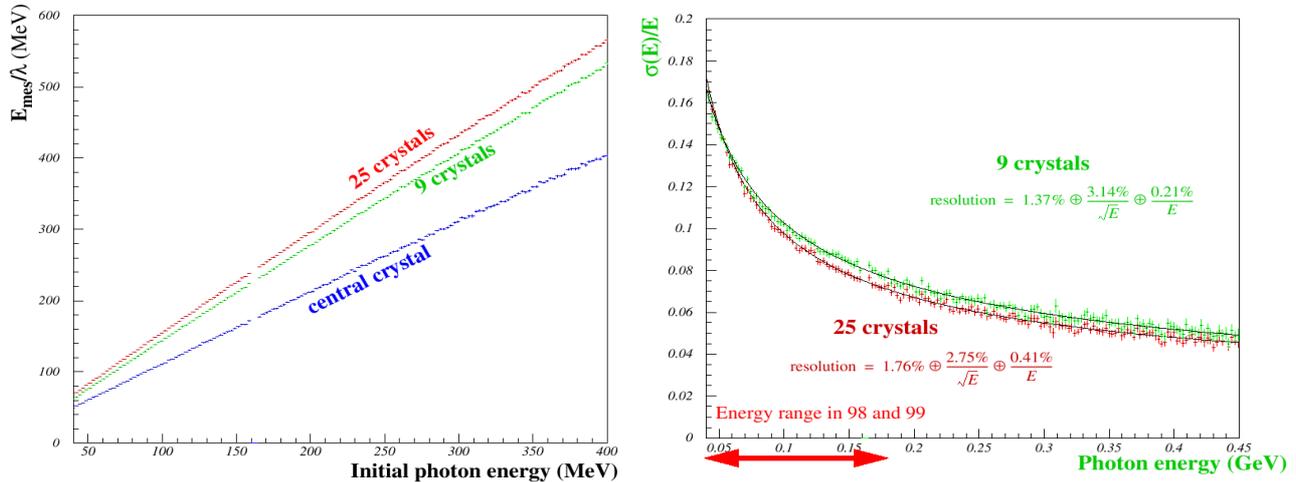


Figure II.10: Performances du calorimètre lors des tests avec le faisceau de photons de Mayence. La figure de gauche montre la réponse du calorimètre en fonction de l'énergie du photon dans les trois configurations cristal central, 9 cristaux et 25 cristaux. La figure de droite montre la résolution de la mesure en énergie dans les configurations 9 et 25 cristaux.

Ce détecteur présente plusieurs intérêts. D'une part, comme l'énergie du photon et l'impulsion de l'électron sont corrélées, ce détecteur peut être utilisé pour mesurer la réponse du calorimètre à des photons d'une énergie donnée. Les deux détecteurs peuvent être ainsi intercalibrés par les événements en coïncidence. D'autre part il est possible de mesurer la polarisation du faisceau uniquement avec ce détecteur, sans utiliser le calorimètre. La mesure n'est pas indépendante statistiquement d'une mesure faite avec le calorimètre (les événements mesurés dans les deux détecteurs sont en partie corrélés), mais les erreurs systématiques de mesure sont différentes. Enfin ce détecteur mesure l'impulsion de l'électron diffusé avec une bonne résolution qui est uniquement due à la largeur des pistes des silicium.

II.5 Le système d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données a pour rôle de numériser et d'enregistrer les signaux provenant du calorimètre et du détecteur d'électrons, ainsi que des instruments de monitoring du polarimètre. La principale difficulté rencontrée pour la réalisation de ce système est liée au taux élevé de diffusions Compton attendu avec les intensités faisceaux mises en jeu, le taux d'événements par seconde à mesurer atteignant les 100 kHz. Nous allons voir dans cette section comment ce taux a pu être atteint.

Le fonctionnement du système d'acquisition est rythmé par les renversements de polarisation du faisceau d'électrons qui définissent des intervalles de prise de données ou « bursts ». Chaque « burst » débute 2 ms après le renversement et se termine quelques millisecondes avant le prochain renversement, le système d'acquisition étant inactif en dehors des bursts. Les renversements interviennent à une fréquence fixe de 1 Hz ou de 30 Hz suivant les besoins des expériences. Certaines expériences comme HAPPEX nécessitent un schéma de renversement plus complexe, avec un comportement pseudo-aléatoire qui permet de réduire certaines fausses asymétries. Dans ce cas le système d'acquisition du polarimètre continue de fonctionner à la fréquence fixe de 30 Hz,

l'état réel de la polarisation étant pris en compte dans le traitement des données. Un signal commun à 20 et 40 MHz est aussi distribué aux différentes cartes électroniques afin de définir une base de temps commune pour l'ensemble du système pour toutes les mesures de temps (longueur du burst, temps mort, temps d'arrivée des signaux).

Le système est basé sur des cartes électroniques au format VME. Le bus VME permet de communiquer avec ces cartes et de les alimenter. Les cartes sont pour la plupart d'origine commerciale, exceptée une partie développée par le service d'électronique et d'informatique (SEI) du DAPNIA. Quelques cartes au format NIM et CAMAC sont aussi utilisées. Les trois châssis VME du système d'acquisition sont contrôlés par des *cartes processeurs* Motorola MVME2306 fonctionnant avec le système d'exploitation vxWorks.

II.5.a Lecture des signaux du calorimètre

L'énergie déposée dans le cristal donne une quantité proportionnelle de lumière de scintillation, qui elle-même donne une quantité de charges proportionnelle à la sortie du PM. Les PM utilisés pour le calorimètre produisent des signaux négatifs sur une période de temps de l'ordre de 100 ns, dont l'intégrale dépend de la quantité de charges. Un condensateur de la carte de lecture est chargé avec le signal provenant du PM, qui est intégré pendant une période de temps donnée prise en coïncidence avec l'arrivée du signal. Puis la tension aux bornes de ce condensateur est mesurée, qui est proportionnelle à la charge collectée. Enfin le condensateur est déchargé et un autre événement peut être lu.

L'amplitude maximum du signal dépendant de l'énergie du faisceau, une adaptation de gain est faite avant l'intégration. Deux types de cartes assurent cette fonction: les premières (*cartes d'atténuation*) appliquent aux signaux une atténuation réglable à distance. Elles peuvent aussi envoyer dans la chaîne électronique des signaux artificiels d'amplitude réglable afin de calibrer cette chaîne. Les secondes cartes (*cartes d'intégration*) amplifient ces signaux avec un gain réglable, puis les intègrent dans des condensateurs pendant 100 ns lorsqu'elles reçoivent un signal de déclenchement de la lecture (*trigger*). Après intégration, la charge des condensateurs est maintenue constante pendant 60 ns afin d'être lue, puis les condensateurs sont mis à la masse.

Le signal de déclenchement est généré par une carte spécifique (*carte trigger*) à partir des signaux des PM amplifiés par la carte d'intégration. Un trigger est généré si un des signaux des PM passe un seuil donné. Trois seuils différents peuvent être réglés indépendamment pour le cristal central, pour la première couronne et pour la deuxième couronne. En pratique la valeur la plus importante est celle du cristal central, car il reçoit la majeure partie de l'énergie du photon Compton. Un générateur spécifique provoque aussi régulièrement des événements non-corrélés aux signaux afin de mesurer le *piédestal*, c'est-à-dire la valeur intégrée des signaux lorsqu'il n'y a pas de scintillation. Le générateur fournit aussi un déclenchement pour le système de monitoring à diode afin de suivre la réponse des PM et de la chaîne électronique. Une entrée d'inhibition (*veto*) permet d'éviter de générer des déclenchements lorsque le système d'acquisition n'est pas disponible. Le signal trigger est enfin envoyé à la carte d'intégration afin d'ouvrir la porte des condensateurs d'intégration, les signaux des PM ayant attendu la réponse de la carte trigger dans un circuit retard de 100 ns de durée.

Une fois intégrés, les signaux à la sortie des condensateurs sont lus par des *cartes de numérisation* flash ADC 10 bits basées sur le modèle V676 de CAEN (trois canaux par cartes). En pratique les cartes lisent ces signaux de manière permanente, et stockent un échantillon par canal tous les 50 ns dans une mémoire circulaire. Lorsqu'un trigger est envoyé, les échantillons correspondant au temps d'arrivée du signal sont stockés dans une mémoire FIFO (*first in first out*), qui peut contenir les échantillons de quelques centaines d'événements. Les échantillons sont accompagnés d'un horodatage de la lecture basé sur l'horloge à 20 MHz. L'écriture dans la mémoire FIFO se fait dans un temps assez court, de l'ordre de 800 ns, pendant lequel le trigger est inhibé. Une *carte registre*, d'architecture très similaire aux cartes de numérisation, stocke dans une mémoire FIFO à chaque déclenchement les valeurs d'un certain nombre de signaux logiques qui renseignent sur l'événement et sur l'état du polarimètre. En particulier le type de déclenchement

(cristal central, première ou deuxième couronne, piédestal, monitoring) l'état du faisceau d'électrons (polarisation) et du faisceau de photons (état de la cavité, polarisation) sont stockés pour chaque événement.

La lecture des cartes de numérisation et du registre ne se fait pas à chaque événement. Il serait d'ailleurs impossible d'atteindre un taux de lecture de 100 kHz avec un bus VME. La lecture se fait lorsqu'un certain nombre d'événements (de l'ordre de 300) ont été accumulés dans la mémoire FIFO. La technique du transfert par blocs prévue par la norme VME est alors utilisée, avec écriture directe dans la mémoire du contrôleur (transfert DMA). La lecture n'introduit qu'un faible temps mort supplémentaire, de l'ordre de quelques micro-secondes pendant l'initialisation, la lecture elle-même pouvant être faite en parallèle avec la prise de données.

II.5.b Lecture des données du détecteur d'électrons

Les signaux des pistes des plaques de silicium sont amplifiés par une carte électronique située dans la structure de support du détecteur. La carte applique aussi un seuil réglable aux signaux, délivrant ainsi des signaux logiques marquant la détection d'un signal sur certaines pistes. Ces signaux sont ensuite transmis à une carte VME *ETROC* spécialement développée par le LPC de Clermont-Ferrand. Cette carte assure l'enregistrement de l'état des signaux accompagné d'un horodatage dans une mémoire FIFO lorsqu'un signal de déclenchement est généré, suivant un mode de fonctionnement similaire à celui des cartes de numérisation V676 décrites ci-dessus. Les états de quelques signaux logiques (état des faisceaux de photons et d'électrons) sont aussi enregistrés à chaque déclenchement. La lecture des données de la mémoire FIFO se fait de la même façon que pour les cartes V676.

Un système de génération de signaux de déclenchement est aussi intégré dans cette carte *ETROC*. Il est basé sur un algorithme de recherche de coïncidences entre les pistes de différentes plaques de silicium situées à la même hauteur, coïncidences qui signent le passage d'un électron. Ces signaux de déclenchement sont envoyés à la carte trigger qui les combine avec les autres en fonction du mode de fonctionnement demandé.

Trois modes de fonctionnement du système de déclenchement peuvent être activés: activation du détecteur de photons uniquement, activation du détecteur d'électrons uniquement, et activation des deux détecteurs en parallèle. Dans ce dernier cas les déclenchements des deux détecteurs sont indépendants, mais il est possible de rechercher en ligne les événements en coïncidence entre les deux détecteurs.

II.5.c Lecture des caractéristiques des faisceaux d'électrons et laser

Il est important de mesurer en permanence les caractéristiques des faisceaux laser et d'électrons, afin de pouvoir repérer des variations systématiques de celles-ci en fonction de la polarisation des faisceaux. En effet ces variations systématiques peuvent perturber la mesure de l'asymétrie de section efficace, en générant de fausses asymétries. Les valeurs lues concernent à la fois le faisceau d'électrons (intensité, positions mesurées par les trois BPM, mesures de la sonde de Hall située sur le troisième dipôle), et le faisceau de photons (positions sur la ligne laser avant la cavité, puissances mesurées par les deux sphères intégrantes). Ces valeurs sont enregistrées de deux façons différentes. D'une part une acquisition à 300 Hz permet de monitorer les variations de ces valeurs à l'intérieur des bursts. D'autre part la valeur moyenne de chacune de ces valeurs est enregistrée pour chaque burst, ce qui permet de déterminer leurs asymétries par rapport à la polarisation des faisceaux.

II.5.d Traitement en ligne et enregistrement des données

Les données provenant des détecteurs de photons et d'électrons sont lues par deux cartes processeurs par transferts de blocs à partir des cartes de numérisation et de la carte *ETROC*. Chaque carte processeur assure cette lecture pendant la durée d'un burst, puis passe la main à l'autre carte pour le burst suivant. De cette façon, chaque carte dispose d'un temps de calcul supplémentaire

équivalent à celui consacré à la lecture qui peut être utilisé au traitement en ligne des données et au transfert de celles-ci au reste de la chaîne d'acquisition. Un mécanisme logiciel complexe géré par ces cartes assure l'ensemble des opérations liées à la lecture par blocs des données des cartes de numérisation, à la gestion du traitement et à l'envoi de ces données à la chaîne d'acquisition.

Le traitement en ligne a pour but de réduire le flux de données à stocker sur disque tout en utilisant au mieux les événements lus. En pratique, seule une fraction des événements bruts provenant des détecteurs, ainsi que les événements de calibration (piédestal et « Mouly »), sont enregistrés directement. En revanche, pour l'ensemble des événements l'énergie du photon est reconstruite à partir des données du calorimètre, et cette valeur est utilisée pour construire un spectre en énergie sur l'ensemble de la durée du burst (Figure II.11). D'autre part un algorithme de recherche de coïncidences est appliqué sur les données photons et électrons, qui utilise les horodatages des deux événements afin de grouper les données provenant du même événement physique. Ces événements groupés sont alors enregistrés spécifiquement. Les spectres en énergie ainsi que diverses informations concernant le burst telles que les valeurs moyennes des caractéristiques des faisceaux, sont alors envoyés dans la chaîne d'acquisition à la fin du traitement des données du burst.

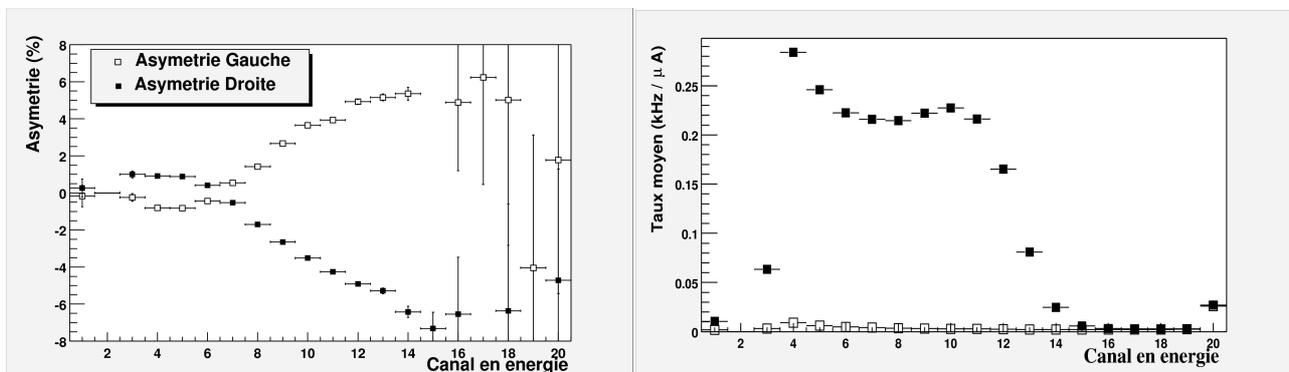


Figure II.11: Spectres en énergie (figure de droite) et en asymétrie (figure de gauche) pour un run typique de 2000, construits à partir des spectres enregistrés par le système de traitement en ligne des données. Sur la figure de gauche les points noirs et blancs représentent les deux états de polarisation du faisceau de photons. La figure de droite montre les spectres en amplitude lorsque la cavité est accrochée (points noirs) et décrochée (point blancs).

Le reste de la chaîne d'acquisition est géré par un ordinateur qui récupère les données provenant des cartes processeurs pour les stocker sur disque, puis les envoie au centre de calcul du Jefferson lab pour une copie sur bande. Cet ordinateur est aussi utilisé pour contrôler l'ensemble du système d'acquisition. Un système de monitoring en ligne des données est aussi implémenté, il a pour but de vérifier en permanence la qualité des données. Il vérifie en particulier le niveau de bruit de fond qui est très dépendant des réglages du faisceau d'électrons, et le bon croisement des deux faisceaux.

Le système d'acquisition permet d'acquérir l'ensemble des données du polarimètre, que ce soit celles du détecteur de photons ou du détecteur d'électrons, avec un temps mort moyen de l'ordre de 10% à des taux de déclenchements très élevés, de l'ordre de 100 kHz. Il permet aussi en parallèles de suivre les variations des caractéristiques des faisceaux laser et d'électrons, afin de pouvoir estimer et corriger les fausses asymétries.

II.6 Performances du polarimètre

La chicane magnétique et son équipement, ainsi que le détecteur de photons ont été installés au cours de l'année 1998, avec un dispositif optique sans cavité constitué d'un simple laser. Les tests en faisceau opérés pendant l'année ont permis de faire les premières mesures de bruit de fond de rayonnement synchrotron et de bremsstrahlung, et de mettre en évidence l'importance d'un excellent réglage du faisceau d'électrons afin de réduire son halo et le bruit de fond bremsstrahlung qu'il génère à des niveaux acceptables. Une adaptation de l'optique du faisceau d'électrons a été réalisée

par la suite, avec l'utilisation d'un quadrupôle pour réduire la taille horizontale du faisceau au niveau de la cavité. La cavité optique, ainsi que le système d'acquisition rapide du détecteur de photons, ont été installés au début de 1999 avant la prise de données de l'expérience HAPPEX. Le détecteur d'électrons a été installé au deuxième semestre mais sans son acquisition rapide, qui a été installée au début 2000 complétant ainsi le polarimètre.

La prise de données pour le polarimètre Compton est découpée en périodes de 20 minutes à une heure, appelées « runs », pendant lesquelles les conditions sont stables. Lors d'un run typique des premières années de fonctionnement du polarimètre, le système d'acquisition était configuré pour fonctionner sans le détecteur d'électrons. Le système de déclenchement était basé sur le cristal central uniquement, les triggers de calibration piédestal et « Mouly » étant aussi activés avec des taux de déclenchement faible (quelques dizaines de Hz). Un aspect crucial de la mesure tient au contrôle du niveau de bruit de fond ainsi que celui des fausses asymétries. Dans ce but, un schéma spécifique de la prise de données a été adopté: la polarisation du faisceau laser est régulièrement retournée toutes les trois minutes, grâce à la lame quart d'onde motorisée, et pendant environ 30% du temps le circuit d'accrochage de la cavité est inactif pour enregistrer des données de bruit de fond (voir Figure II.12). A partir de 2000 le détecteur d'électrons a été utilisé pour déterminer la fonction de réponse du détecteur de photons; des runs spéciaux où les deux détecteurs étaient actifs, ainsi que le système de recherche de coïncidences, ont été pris dans ce but.

II.6.a L'analyse des données de 1999 prises pendant l'expérience HAPPEX

L'analyse des données prises en 1999 a permis d'en tirer les premiers résultats du polarimètre [35] [36]. Cette analyse a buté sur un certain nombre de problèmes de jeunesse qui ont pu être résolus par la suite. A titre d'exemple, on peut citer un problème lié à l'électronique d'acquisition du détecteur de photons, qui a montré une non-linéarité à haute amplitude qui n'avait pas été constatée pendant les tests en laboratoire. Cette non-linéarité a été corrigée en fin d'année, cependant les données prises pendant l'expérience HAPPEX ont toutes été affectées par ce problème. D'autres problèmes du même ordre (mauvaise lecture de l'état de la cavité, modulations du faisceau d'électrons non prises en compte, instabilités du faisceau d'électrons, etc...) ont aussi affecté cette prise de données ce qui a limité à la fois le nombre de runs utilisables et la stratégie d'analyse pour en extraire la polarisation. Enfin ces données ont été prises à un courant de 40 μ A inférieur au courant nominal, du fait des besoins de l'expérience HAPPEX.

Cette analyse est fondée sur la méthode intégrée, avec un seuil pour l'énergie des photons égal au seuil de détection du calorimètre défini par le système de déclenchement. On a vu que la mesure de l'asymétrie expérimentale peut se déduire de l'asymétrie du nombre d'événements entre les deux états de polarisation du faisceau d'électrons, à condition d'avoir la même luminosité intégrée. Ce n'est en général pas le cas, du fait des variations des intensités faisceaux et de la qualité du croisement entre les deux faisceaux, ce qui nécessite de corriger la mesure de l'asymétrie. Dans ce but les taux de comptages des deux états sont normalisés aux courants du faisceau d'électrons et à la puissance de la cavité. Les variations des positions relatives des deux faisceaux peuvent aussi créer une fausse asymétrie, en particulier s'ils sont en moyenne décalés l'un par rapport à l'autre. Dans ce cas, une variation systématique de la position en fonction de l'état de polarisation crée une variation de luminosité instantanée, donc une fausse asymétrie. Pour éviter cet effet, seuls les runs où les deux faisceaux sont centrés en moyenne à mieux que 50 μ m sont conservés, et le décalage systématique est contrôlé. Le renversement toutes les trois minutes de la polarisation du faisceau laser permet aussi de contrôler la fausse asymétrie générée par cet effet.

Les événements de bruit de fond ne peuvent pas être rejetés directement, du fait qu'il n'existe pas de critère pour les reconnaître. Cependant leur influence peut être déterminée à partir des périodes où la cavité est inactive, et soustraite des mesures brutes. La normalisation de la luminosité intégrée entre les périodes où la cavité est active et celles où elle ne l'est pas peut se faire à partir des événements à grande amplitude, au delà du front Compton. En effet, dans ce domaine cinématique seuls les événements de bruit de fond bremsstrahlung subsistent, et leur nombre en fonction de la luminosité intégrée ne dépend pas de l'état de la cavité. La détermination du bruit de

Le fond joue un rôle important du fait qu'il dilue l'asymétrie mesurée expérimentalement, dilution qui peut être corrigée après coup si l'on connaît le rapport signal sur bruit. En général le bruit de fond n'introduit pas de fausses asymétries, ce qui peut être vérifié à partir des données où la cavité est inactive.

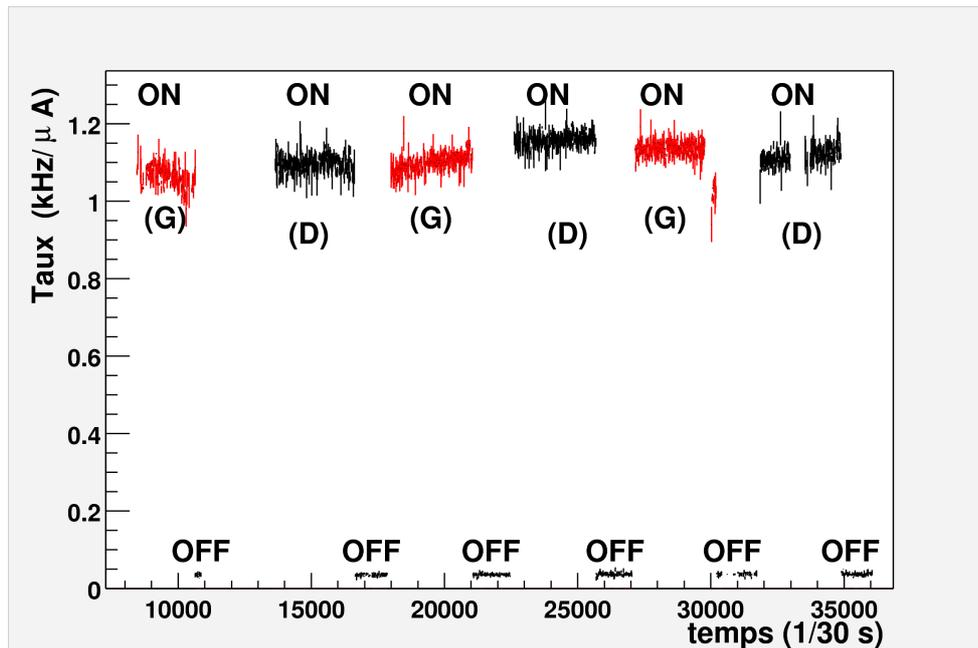


Figure II.12: Taux de comptage normalisé à l'intensité du faisceau en fonction du temps pour un run typique. On peut noter les différentes phases de l'acquisition: cavité accrochée avec une polarisation gauche, avec une polarisation droite, et cavité décrochée

Pour mesurer la polarisation du faisceau d'électrons, la méthode intégrée nécessite de déterminer le pouvoir d'analyse $\langle A_L \rangle$, qui est la valeur moyenne de l'asymétrie Compton pondérée par la section efficace compte tenu des efficacités de détection. Dans le cas de la méthode intégrée, pour une énergie de faisceau donnée ce pouvoir d'analyse ne dépend que du seuil de détection des photons. La détermination de ce seuil se fait à partir du spectre Compton mesuré, construit à partir de la fraction des événements bruts qui ont été conservés. Cependant il est nécessaire de corriger au préalable la non-linéarité évoquée plus haut. Pour ce faire, la fonction « pulseur » des cartes d'atténuation est utilisée afin de mesurer la réponse de la chaîne de lecture à une impulsion générée par ces cartes d'une durée de 50 ns et d'amplitude réglable. Une mesure faite pour toutes les amplitudes atteintes par les événements Compton permet de construire une fonction de réponse qui permet de corriger le spectre mesuré. Ce spectre a aussi été corrigé de l'influence du bruit de fond.

La détermination du seuil à partir du spectre se fait en mesurant l'énergie correspondant au front montant du spectre. Cependant ce front n'est pas vertical, du fait que le système de déclenchement se base sur l'amplitude du signal, à la différence de la chaîne d'acquisition qui mesure la charge totale. L'ajustement d'une fonction de Heaviside convoluée à une gaussienne permet de déterminer ce seuil avec une erreur de l'ordre de 1%. D'autre part, il convient de calibrer la mesure faite par le système d'acquisition par rapport à l'énergie du photon Compton. Le moyen utilisé est de déterminer la position du front Compton, dont l'énergie est connue, ce qui permet de calculer une relation entre la valeur mesurée par le système d'acquisition et l'énergie initiale. Cette détermination se fait par l'ajustement de la courbe de section efficace théorique convoluée avec la résolution du détecteur en fonction de l'énergie, cette résolution étant elle-même déterminée par le même ajustement.

L'analyse de ces données a permis de faire les mesures de la polarisation du faisceau d'électrons pour la dernière partie de la prise de données de HAPPEX. Ces mesures sont représentées sur la Figure II.13 et comparées aux mesure du polarimètre Möller. La précision de ces mesures, de l'ordre de 3,3% (1,4% statistique, et 3% systématique principalement due à la

détermination du pouvoir d'analyse) reste moins bonne que ce qui était prévu, du fait des problèmes de jeunesse du polarimètre. La majeure partie de ces problèmes a été ensuite corrigée pour la campagne de prise de données de 2000, en particulier pour les expériences N- Δ et G_p^E qui utilisaient un faisceau polarisé.

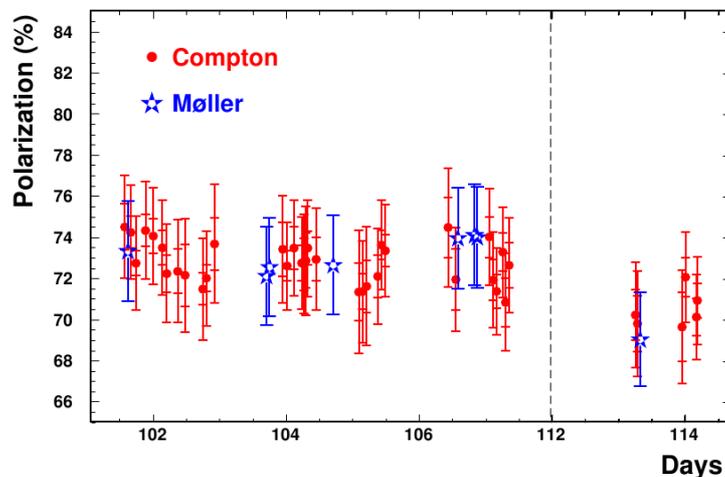


Figure II.13: Mesure de la polarisation pendant le dernier mois de la prise de données de HAPPEX en 1999. Les points en étoile montrent les mesures du polarimètre Möller

II.6.b L'analyse des données de 2000 (expériences N- Δ et G_p^E)

La prise de données de 2000 a pu bénéficier de la mise en service du système de lecture rapide du détecteur d'électrons. Ceci a permis en particulier de mieux comprendre la réponse du détecteur de photons pour des photons d'une énergie donnée. D'autre part un système de rétroaction sur le courant des dipôles de la chicane du polarimètre à partir de la position du faisceau d'électrons a permis de stabiliser cette position à 5 μm près, et donc de conserver un croisement optimal entre les deux faisceaux pendant la prise de données. Plusieurs expériences se sont succédées dans le Hall A du Jefferson Lab pendant cette année, deux expériences en particulier ont requis les services du polarimètre, l'expérience N- Δ [37] [38] et l'expérience G_p^E [39].

L'analyse de ces données [40], comme celle de 1999, n'a été faite qu'en utilisant le cristal central du calorimètre. En effet l'utilisation de la matrice 5x5 nécessitait de procéder à une intercalibration des différents cristaux, calibration qu'il était prévu d'effectuer en positionnant chaque cristal en face du flux de photons Compton, et en utilisant le front Compton et le détecteur d'électrons. Cependant la table motorisée sur laquelle est placé le calorimètre est régulièrement tombée en panne, son système électronique de commande ne supportant pas le niveau de radiation dans le hall. Sans calibration nous avons décidé de n'utiliser que le cristal central, qui reçoit 72% de l'énergie déposée.

Un conséquence de l'utilisation du cristal central seul est que la réponse du calorimètre à un photon d'énergie donnée n'est pas purement gaussienne, du fait de la probabilité non-négligeable qu'une partie de la gerbe ne soit pas entièrement contenue dans ce cristal, le rayon de Molière du tungstate de plomb (2,19 cm) étant du même ordre que la taille transverse des cristaux (2 cm). Les données en coïncidence avec le détecteur d'électrons permettent de reconstruire précisément cette réponse sur la plage cinématique accessible à ce détecteur, et d'en tirer une fonction de réponse. Cette fonction est modélisée à partir de deux demi-gaussiennes de largeurs différentes et d'une fonction polynomiale du 4^{ième} ordre inversée qui modélise la queue à basse amplitude (voir Figure II.14). Un ajustement est fait sur les données en coïncidence sur le domaine en énergie accessible au détecteur d'électrons, produisant une fonction de réponse valable sur le domaine au dessus de 150 MeV pour un faisceau de 4,5 GeV. La calibration du calorimètre pouvant varier, cette fonction de réponse dépend aussi d'un paramètre de calibration déterminé à partir du front Compton.

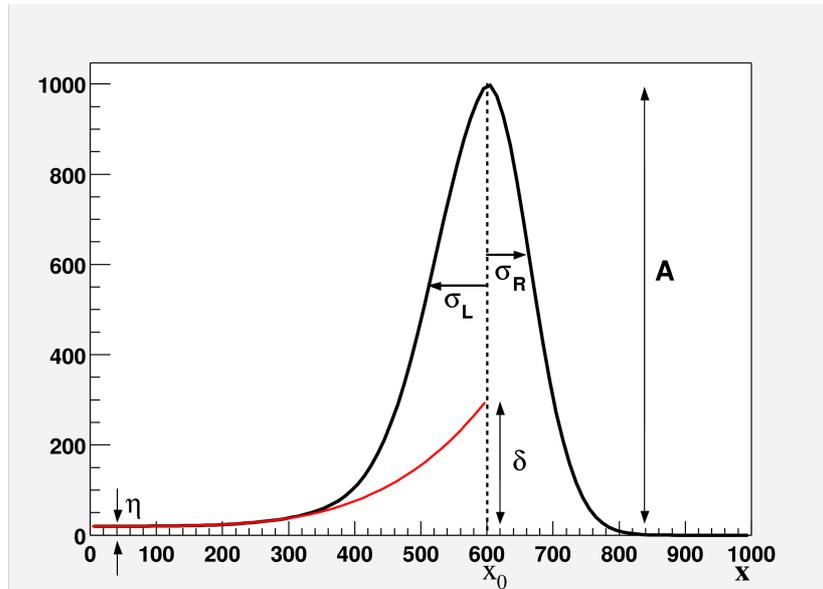


Figure II.14: Fonction de réponse du calorimètre mesurée pour une mesure fixe du détecteur d'électrons, et modélisée par deux demi-gaussiennes et une fonction polynomiale inverse.

Cette analyse se base sur une méthode dite semi-intégrée, où le nombre d'événements au dessus du seuil dans chaque état de polarisation est calculé à partir des mesures en énergie du calorimètre, pour éviter les difficultés de détermination de seuil rencontrées en 1999. Le seuil est choisi dans le domaine de validité de la fonction de réponse, afin de minimiser l'influence des erreurs systématiques dues à l'extrapolation de cette fonction à petite énergie. Il est optimisé afin de minimiser l'erreur statistique pour une période de fonctionnement donnée. En prenant un seuil à 230 MeV, les erreurs systématiques qui s'appliquent à la mesure du pouvoir d'analyse sont de l'ordre de 0,95%, les sources principales étant les erreurs sur la calibration (0,6%), sur la fonction de réponse (0,45%) et sur l'empilement d'événements fortuits (0,45%). Les autres sources d'erreurs systématiques proviennent de la mesure de l'asymétrie expérimentale (0,5%) et de la polarisation des photons (0,6%) qui est plus particulièrement décrite dans la référence [29]. L'erreur statistique atteinte pour un run de 40 minutes est de l'ordre de 0,8%. Finalement l'erreur de mesure atteinte grâce à cette analyse est de l'ordre de 1,47%, dont 1,23% d'erreur systématique. Il faut noter que sur cette dernière erreur systématique, une partie ne dépend pas du run, ce qui permet de suivre l'évolution de la valeur relative de la polarisation avec une erreur de 1,04%. La Figure II.15 montre ainsi l'évolution de la polarisation du faisceau d'électrons pendant la durée de l'expérience N- Δ . Enfin, les données du polarimètre ont aussi permis de mesurer la différence de la valeur absolue de la polarisation entre les deux états de polarisation du faisceau d'électrons, à partir de la différence d'asymétrie entre les deux polarisations du faisceau de photons. Cette différence s'est révélée compatible avec 0 à 0,3% près, à partir de l'ensemble des données de 2000.

II.6.c Analyse automatique et analyse en électrons

Depuis 2000, un effort a été fait pour automatiser l'analyse des données du polarimètre, afin d'en extraire quasiment en temps réel la mesure de la polarisation. Cette analyse automatique permet d'atteindre des performances similaires, avec une mesure moyenne à 1,6% près à 3,03 GeV pour l'expérience HAPPEX2 [41] (voir section II.7).

La mesure de la polarisation peut aussi se faire uniquement à partir des données du détecteur d'électrons avec les méthodes différentielle et intégrée. Les taux de comptage des différentes pistes permettent de reconstruire le spectre Compton avec un effet de résolution uniquement dû à la taille des pistes et à l'incertitude sur la position transverse de l'interaction au centre de la cavité. La calibration du détecteur est la principale difficulté de cette méthode. En effet le détecteur d'électrons ne peut pas s'approcher à moins de quelques millimètres du faisceau, au risque de l'endommager, et

cette distance ne peut pas être mesurée directement par le BPM avec la précision nécessaire. On utilise alors la partie du spectre Compton accessible pour d'une part mesurer la position du front Compton, et d'autre part déterminer cette distance à partir de la forme du spectre de l'asymétrie expérimentale en fonction de la position des électrons mesurés. Cette détermination est fortement facilitée lorsque le domaine accessible contient le passage à 0 de l'asymétrie. Ce passage, facile à mesurer et dont l'impulsion correspondante est connue, sert alors de deuxième point pour établir la correspondance entre position de l'électron et impulsion et permet de réduire l'erreur dominante due à la calibration du détecteur.

L'étude de la méthode électron a débuté avec les données prises en 2000 [29], et a été largement employée pendant les différentes prises de données du programme HAPPEX2 [42]. Pour ces dernières prises de données elle a donné des résultats similaires à ceux de 2000, avec une erreur systématique de l'ordre de 1%, malgré une énergie de faisceau plus faible. Une partie du gain en précision est due à un meilleur contrôle de la polarisation du faisceau laser dans la cavité, qui est maintenant connu à 0,35% près.

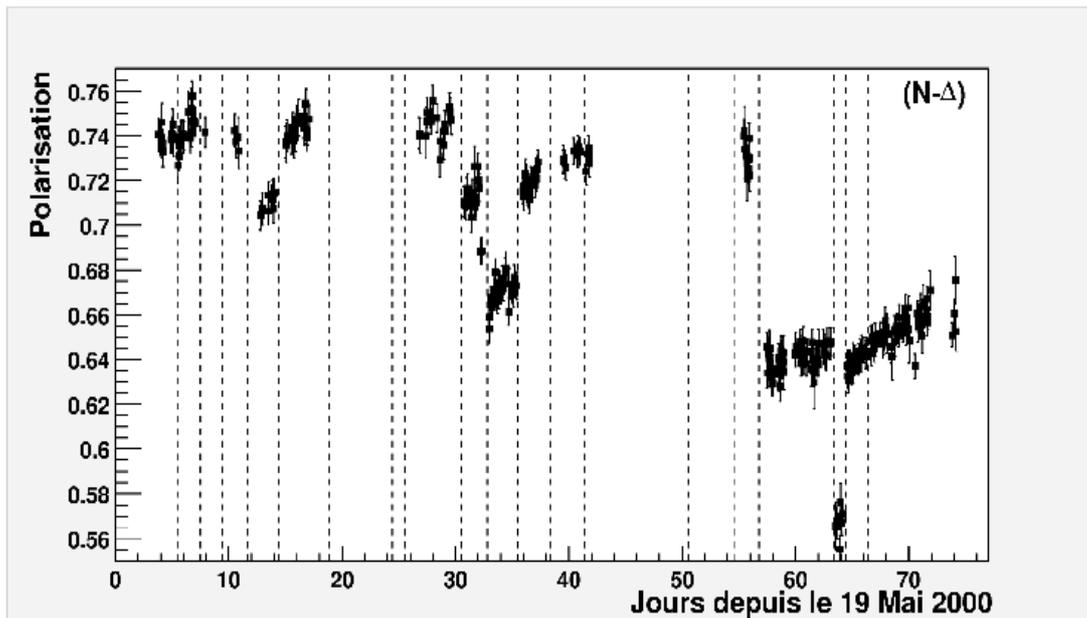


Figure II.15: Polarisation mesurée pendant l'expérience $N-\Delta$. Les bandes pointillées verticales signalent un déplacement du faisceau laser de la source polarisée sur le cristal de AsGa.

II.7 Les résultats de l'expérience HAPPEX

La première expérience HAPPEX a mené deux campagnes de prise de données au printemps 1998 et au printemps-été 1999 (voir [43]). La prise de données 1998 a été faite avec un faisceau d'électron d'une intensité de $100 \mu\text{A}$ et une polarisation d'environ 38%, la source polarisée utilisant un cristal d'arséniure de gallium non-contraint. En 1999 cette source a pu utiliser des cristaux contraints qui ont produit un faisceau polarisé à environ 70% mais avec une intensité maximale d'environ $45 \mu\text{A}$ du fait du moins bon rendement du cristal. Le polarimètre Compton n'a été installé qu'en 1999 et a fourni des données réellement exploitables que pour la deuxième partie de la campagne 1999 de prise de données HAPPEX. La polarisation a donc été mesurée par les polarimètres Mott et Möller pendant 1998, avec un résultat global de $38,2 \pm 2,7\%$. En 1999, la polarisation a été mesurée par le polarimètre Möller uniquement pour la première partie de la prise de données (avril et mai), puis par les deux polarimètres Möller et Compton (juillet, voir section II.6.a). L'asymétrie moyenne mesurée par le polarimètre Möller sur l'ensemble de 1999 était de $68,8 \pm 2,2\%$.

L'asymétrie expérimentale a été mesurée à partir des données provenant des détecteurs installés dans les deux spectromètres de haute résolution, corrigées des variations du courant du

faisceau ainsi que des effets expérimentaux dus aux variations des paramètres du faisceau. Les effets des événements de bruit de fond (électrons de diffusion inélastique, particules détectées par un détecteur Cherenkov après rebond sur la paroi ou les aimants du spectromètre) ont aussi été pris en compte et leur effet corrigé. L'acceptance en Q^2 du dispositif expérimental couvrait une plage comprise entre 0,4 et 0,6 GeV² environ avec une valeur moyenne de l'ordre de 0,47 GeV². Cette valeur moyenne est légèrement différente pour les deux spectromètres, ainsi que d'une campagne de prise de données à l'autre du fait de petites différences de l'énergie du faisceau. Ces variations en Q^2 ont été corrigées et extrapolées à 0,477 GeV² en utilisant la dépendance de A_{PV} en fonction de Q^2 . La valeur de l'asymétrie expérimentale globale a alors été déterminée:

$$A_{exp} = -15,05 \pm 0,98 (stat.) \pm 0,56 (syst.) ppm$$

L'erreur systématique indiquée est principalement due à l'erreur de mesure de la polarisation du faisceau, elle prend aussi en compte les erreurs de la détermination du bruit de fond, des effets de variations du faisceau et de la mesure de Q^2 .

Une étude par simulation Monte-Carlo a par ailleurs été effectuée pour déconvoluer la mesure de l'asymétrie des effets d'ouverture d'acceptance en Q^2 et d'extraire la valeur de l'asymétrie de violation de parité à $Q^2 = 0,477$ GeV². Cette simulation a aussi permis de prendre en compte les effets radiatifs. La valeur finale de A_{PV} est donc finalement:

$$A_{PV} = -14,92 \pm 0,98 (stat.) \pm 0,56 (syst.) ppm$$

La contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton peut être extraite à partir de ce résultat et des valeurs des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. Le facteur de forme axial faible du proton intervient pour une faible part dans cette détermination (voir la discussion relative dans [43]). Comme indiqué en début de chapitre, le fait qu'une seule cinématique soit mesurée ne permet pas d'extraire indépendamment les deux facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s . On mesure donc une combinaison linéaire de ces deux facteurs de forme:

$$G_E^s + \beta G_M^s = 0,014 \pm 0,020 (exp.) \pm 0,010 (f.f.) \quad \text{où} \quad \beta = \frac{\tau G_M^{yp}}{\epsilon G_E^{yp}} = 0,392$$

La première erreur est donnée par l'ensemble des erreurs expérimentales, statistiques et systématiques, tandis que la deuxième a pour origine les erreurs de mesure des autres facteurs de forme, principalement de G_M^n .

Ce résultat est compatible avec une valeur nulle de la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton. Cependant cette interprétation n'est pas la seule possible, cette combinaison linéaire pouvant être nulle sans que les deux facteurs de forme le soient, s'ils s'annulent l'un l'autre. D'autres mesures sont donc nécessaires pour pouvoir séparer les deux facteurs.

Après cette première expérience, la collaboration HAPPEX a poursuivi ces études avec l'expérience HAPPEX2 qui reproduit cette mesure à une cinématique différente. L'énergie de faisceau était de 3,03 GeV et l'angle de déviation des électrons observé pour cette mesure de 6°, deux aimants supraconducteurs spécifiques (« septum ») dirigeant les électrons vers l'entrée à 12° des deux spectromètres. L'asymétrie de violation de parité a été mesurée à un Q^2 de 0,099 GeV² et permis d'atteindre une combinaison linéaire différente des deux contributions des quarks étranges aux facteurs de forme [41]:

$$G_E^s + 0,080 G_M^s = 0,030 \pm 0,025 (stat.) \pm 0,006 (syst.) \pm 0,012 (f.f.)$$

Le même dispositif expérimental a aussi été exploité avec une cible d'hélium ⁴He, à un angle moyen de 5,7°. L'hélium étant de spin 0 et isoscalaire, l'asymétrie de violation de parité ne dépend alors que du facteur de forme étrange électromagnétique G_E^s [44]. Ce facteur de forme a donc pu être déterminé indépendamment à une valeur de Q^2 de 0,091 GeV² [45]:

$$G_E^s = -0,038 \pm 0,042 (stat.) \pm 0,010 (syst. + f.f.)$$

La deuxième erreur de mesure mentionnée regroupe les erreurs systématiques et celles dues à l'imprécision de la connaissance des facteurs de forme électromagnétiques.

Ces deux résultats ont par la suite été améliorés avec des données supplémentaires prise à une valeur de Q^2 de $0,109 \text{ GeV}^2$, aboutissant aux résultats suivants [46]:

$$G_E^s + 0,090 G_M^s = 0,007 \pm 0,011 (\text{stat.}) \pm 0,004 (\text{syst.}) \pm 0,005 (\text{f.f.})$$

$$G_E^s = 0,002 \pm 0,014 (\text{stat.}) \pm 0,007 (\text{syst} + \text{f.f.})$$

La Figure II.16 montre ces deux derniers résultats dans le plan G_E^s - G_M^s , ainsi que la plage des valeurs les plus probables pour ces deux facteurs de forme déterminée par un ajustement sur ces résultats. Ceci nous indique donc que les contributions des quarks étranges aux facteurs de forme du proton sont faibles et compatibles avec zéro pour des valeurs de Q^2 faibles.

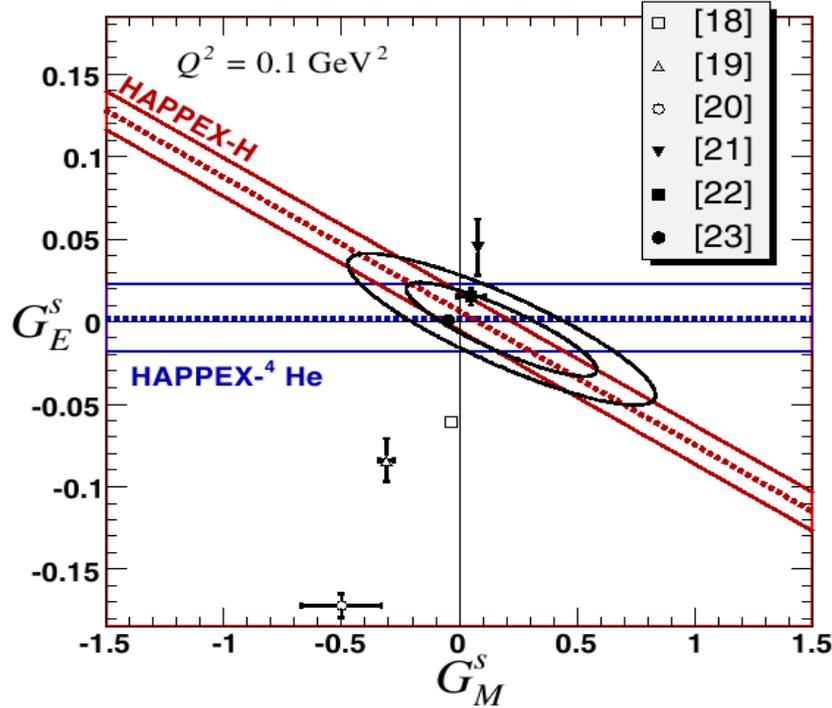


Figure II.16: Derniers résultats des expériences HAPPEX des mesures des facteurs de forme étranges du proton. Les ellipses noires montrent les plages des valeurs les plus probables à 68 et 95% de confiance, déterminées à partir d'un ajustement sur ces résultats. Les points montrent diverses prédictions théoriques (voir [46]).

D'autres expériences telles que SAMPLE [47] au laboratoire MIT-Bates, A4 [48] sur l'accélérateur MAMI à Mayence ou G0 [49] au Jefferson Lab., ont aussi mesuré la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton, à des cinématiques différentes de HAPPEX. Elles ont obtenu des résultats compatibles avec ceux des expériences HAPPEX (voir [50], [51] pour l'expérience A4, et [52] pour SAMPLE). Cependant les résultats de l'expérience G0 [53] suggèrent que ces contributions pourraient être non-nulles à plus grand Q^2 . Certaines de ces expériences sont encore en cours et pourront obtenir des résultats plus précis sur ces mesures.

II.8 Conclusion

Le travail réalisé par notre groupe au DAPNIA le long de ces années a permis d'aboutir à un polarimètre Compton capable de fonctionner à des énergies faibles jusqu'à 2 GeV , et capable de réaliser des mesures de polarisation de haute précision à 1%. L'originalité principale de ce polarimètre est d'employer une source de lumière basée sur une cavité Fabry-Perot placée sur la ligne de faisceau, chose qui n'avait jamais été faite jusque là. Ce principe a d'ailleurs été repris par la suite pour réaliser un polarimètre Compton sur l'accélérateur HERA à Hambourg [54]. Un effort

particulier a aussi été portée sur le contrôle des erreurs systématiques, en particulier sur les fausses asymétries, ainsi que sur les moyens de réduire l'importance de ces erreurs.

Le polarimètre Compton a eu un impact important sur le programme de physique du Hall A du Jefferson Lab. En particulier la qualité de la mesure de la polarisation du faisceau a permis de mener à bien les différentes expériences HAPPEX, et d'aboutir à montrer que la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du proton était faible ou nulle à petit Q^2 . Le polarimètre fait maintenant partie des équipements standards du Hall A du Jefferson Lab, et il est utilisé de façon routinière par les expériences nécessitant un faisceau d'électrons polarisés. Cependant ses performances à très basse énergie, en dessous de 1 GeV, sont insuffisantes par rapport aux demandes de certaines expériences, telles que l'expérience PREX [55], qui nécessitent de mesurer la polarisation à 1% près d'un faisceau de 850 MeV. Un projet d'amélioration du polarimètre (voir [42] annexe E) est en cours afin de remplir cet objectif. Son but principal est de modifier la source de photons pour pouvoir fonctionner avec un laser vert, ce qui doublera la plage en énergie des photons Compton et la plage en déviation des électrons diffusés. Le gain en acceptance pour le détecteur d'électrons permettra d'utiliser les méthodes d'analyse décrites dans ce chapitre pour atteindre la précision demandée. Une mise à jour du calorimètre et du détecteur d'électrons est aussi prévue. Les premiers tests sont en cours, et une prise de données pour l'expérience PREX est prévue en 2009.

Chapitre III: La mesure de $\Delta G/G$ dans l'expérience COMPASS au CERN

Une partie importante de mon travail depuis la fin de la thèse a concerné l'expérience COMPASS de diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. J'ai commencé à participer partiellement à cette expérience à partir de 1998, et j'y travaille à plein temps depuis 2000. Les thèmes de recherche abordés par cette collaboration sont relativement proches de ceux étudiés au Jefferson Lab, et concernent la structure des hadrons et en particulier des nucléons. L'un des principaux objectifs est de mesurer la contribution du spin des gluons au spin du nucléon, par la mesure de la variable $\Delta G/G$. Dans ce chapitre je présente les différentes méthodes appliquées pour parvenir à ce résultat, en commentant les avantages de chacune. Je décrirai ensuite l'expérience COMPASS, puis présenterai les résultats de la mesure de $\Delta G/G$. Dans les deux chapitres suivants j'aborderai les détecteurs Micromégas et le système électronique rapide du détecteur RICH sur lesquels j'ai plus particulièrement travaillé.

III.1 Méthodes de mesure

Dans le premier chapitre nous avons vu les raisons qui nous poussent à mesurer ΔG , afin de mieux comprendre l'origine du spin des nucléons. Cependant cette mesure ne peut pas se faire directement par des méthodes inclusives, en ne considérant que la cinématique globale des événements. Il faut donc utiliser des réactions *semi-inclusives* en sélectionnant à partir des particules hadroniques produites les événements où l'interaction se fait avec un gluon du nucléon, et non pas avec un constituant quelconque. Le principe est ici de considérer uniquement les interactions de fusion photon-gluon (PGF, Figure III.1), où le photon et le gluon interagissent par l'intermédiaire d'une création de paire quark-antiquark. En polarisant la cible de nucléons longitudinalement par rapport au faisceau leptonique polarisé, et en mesurant l'asymétrie de la section efficace de production de PGF entre les deux états de polarisation parallèle et anti-parallèle de cette cible, on peut accéder à la mesure de $\Delta G/G$.

La principale difficulté est de sélectionner les événements PGF, du fait de l'influence importante du bruit de fond. Deux voies sont utilisées en parallèle dans Compass: la sélection de mésons charmés, et la sélection de hadrons à grande impulsion transverse. Nous allons brièvement les décrire.

III.1.a Production de mésons charmés

Une façon de signer une interaction PGF est de mettre en évidence la présence dans l'état final d'une particule dont seul le processus PGF peut en expliquer la présence. Ainsi, la présence de mésons charmés dans l'état final ne peut être expliquée que par un PGF qui a produit une paire de quark-antiquark de type charme, la présence de ce type de quark dans le nucléon étant négligeable. Une grande partie de ces quarks charmés produisent des mésons de type D^0 ou D^{*+} (ou $\overline{D}^0, \overline{D}^{*-}$) que l'on s'efforce d'identifier. Un D^0 se désintègre en une paire $K^- \pi^+$ dans 4% des cas, un événement où un D^0 est produit pourra donc être repéré en identifiant ces deux particules et en reconstruisant une masse invariante qui devra correspondre à celle du D^0 .

Cette méthode conduit à une faible statistique en nombre d'événements, du fait de la faible section efficace de production de paire de quarks charme (liée à la masse élevée du c) et du faible rapport de branchement de la désintégration du D^0 en $K-\pi$. Le principal bruit de fond provient d'événements dont les traces présentent fortuitement une masse invariante proche de celle du D^0 , ce qui est appelé « bruit de fond combinatoire ». Ce bruit de fond peut être important par rapport au

signal, et plusieurs techniques expérimentales doivent être mises en oeuvre pour le réduire. D'une part l'influence de ce bruit de fond dépend directement de la largeur du pic correspondant au D^0 dans le spectre de masse invariante; elle doit être minimisée en optimisant la mesure de cette masse invariante en ayant la meilleure résolution possible pour la mesure de l'angle et de l'impulsion des particules. D'autre part la combinatoire peut être réduite en identifiant le kaon dans la paire de particules finales, afin de leur attribuer les bonnes masses dans le calcul de la masse invariante et aussi de rejeter les événements ne comportant pas de kaon.

Dans 30% des cas le D^0 provient d'un D^{*+} qui se désintègre en une paire $\pi_s^+ + D^0$, où le pion émis est de faible énergie (pion « soft »). L'énergie disponible pour le pion est en effet très faible: les 145 MeV disponibles provenant de la différence de masse entre le D^0 et le D^{*+} sont à comparer à la masse du π^+ de 139,6 MeV. La différence entre les masses invariantes du triplet $\pi^+ \pi^+ K^-$ et du doublet $\pi^+ K^-$, qui peut être reconstruite avec une bonne précision, est alors proche de la masse du pion, et l'espace des phases disponible pour le bruit de fond combinatoire est très faible ce qui assure une sélection très propre des événements de production de D^{*+} . La mesure de ΔG faite par cette méthode est donc très propre, elle est seulement limitée par la faible statistique.

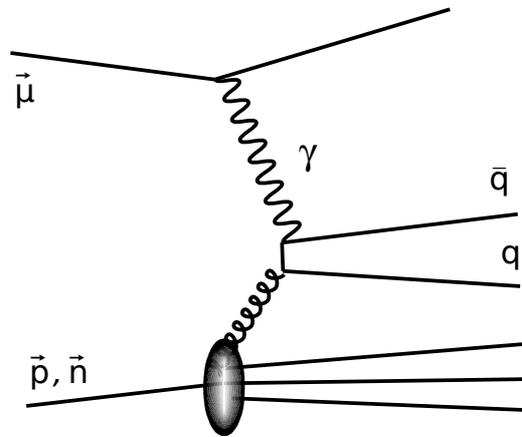


Figure III.1: Diagramme de la fusion photon-gluon (PGF)

III.1.b Événements à grande impulsion transverse

Le processus PGF peut présenter dans l'état final deux jets hadroniques correspondant à la paire quark-antiquark. Dans le centre de masse du système γ^*g , l'angle d'émission du quark est aléatoire, ces deux jets peuvent donc avoir une impulsion transverse importante. Une façon d'identifier le processus PGF est donc de sélectionner les événements comportant deux jets à grande impulsion transverse.

La statistique disponible pour ce type d'événements est bien plus importante que dans le cas de la production de mésons charmés. Cependant cette méthode est affectée par un bruit de fond physique important. En effet d'autres processus présentent aussi deux jets à grande impulsion transverse, le plus important d'entre eux est celui où une diffusion lepton-proton profondément inélastique est associée à un rayonnement de gluon. Il n'est pas possible de déterminer la nature d'un événement présentant ces deux jets, l'influence de ce bruit de fond sur la mesure de ΔG par cette méthode doit donc être corrigée de ces effets après coup par des simulations Monte-Carlo.

III.1.c Mesure de $\Delta G/G$ à partir des événements PGF

La section efficace du PGF dépend à la fois d'un processus mou qui est l'émission du gluon par le nucléon qui donne accès à G et ΔG , et d'un processus dur qui est l'interaction du gluon et du muon par l'intermédiaire d'un photon et d'une paire quark-antiquark dont la section efficace est connue. L'échelle du processus dur est assurée non pas par la virtualité du photon qui peut être faible, avec un Q^2 pouvant être très inférieur à 1 GeV^2 , mais suivant les cas par l'impulsion

transverse des quarks, ou par leur masse dans le cas du méson charmé. Le domaine cinématique de mesure est déterminé par les caractéristiques de l'expérience et plus particulièrement par l'énergie du faisceau (160 GeV pour la prise de données de Compass). Les faibles statistiques mises en jeu dans le canal des mésons charmés ne permettent pas d'étudier l'évolution de ΔG en fonction de la cinématique, celle-ci ne pouvant d'ailleurs pas être reconstruite du fait que l'on ne mesure qu'un seul des deux quarks c de la paire. Le canal des événements à grande impulsion transverse laisse quant à lui la possibilité de faire cette mesure sur deux ou trois intervalles en x_g , la cinématique étant reconstruite de manière imparfaite du fait que l'on ne mesure qu'un seul hadron de chaque jet, et non pas le jet en entier. En intégrant sur l'ensemble du domaine cinématique accessible à l'expérience, la section efficace PGF s'exprime ainsi:

$$\sigma_{PGF}^{\mu N} = \int \sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \times G(x_g, \mu^2) dx_g d\mu^2 d\vec{\alpha}$$

où x_g est la fraction d'impulsion du nucléon portée par le gluon, μ^2 l'échelle QCD du processus dur et α les autres variables cinématiques. De même la différence de section efficace, qui apparaît lorsque l'on compare le cas où les muons du faisceau et les nucléons cibles sont polarisés dans le même sens par rapport au cas où ils sont polarisés dans le sens opposé, peut s'exprimer par une formule similaire en fonction de ΔG et de $\Delta\sigma$.

La mesure directe de section efficace afin de mesurer ΔG serait extrêmement délicate à mettre en oeuvre, du fait de la difficulté à déterminer l'acceptance de l'appareillage, l'efficacité de sélection du PGF, la luminosité intégrée, etc... Afin d'éliminer l'influence de ces paramètres, la méthode qui est adoptée est de ne considérer que l'asymétrie moyenne de section efficace entre les deux conditions de polarisation parallèle et anti-parallèle. Celle-ci permet de mesurer le rapport $\Delta G/G$ en faisant intervenir le pouvoir d'analyse du processus élémentaire du PGF $\langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle$ grâce à la formule suivante:

$$A_{PGF}^{\mu N} = \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle \times \left\langle \frac{\Delta G}{G} \right\rangle \quad \text{où} \quad \hat{a}_{LL}^{PGF}(x_g, \mu^2, \vec{\alpha}) \equiv \frac{\Delta\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha})}{\sigma(x_g, \mu^2, \vec{\alpha})}$$

L'asymétrie brute mesurée à partir du nombre d'événements dans chacune des deux conditions de polarisation n'est pas directement égale à l'asymétrie de section efficace du PGF, divers facteurs sont à prendre en compte. Doivent être pris en compte la polarisation du faisceau et de la cible, respectivement P_f et P_c , le facteur de dilution f , qui indique la fraction de nucléons polarisables dans la cible, ainsi que le bruit de fond résiduel B présent après la sélection des événements PGF. Ce bruit de fond intervient de deux façons: par dilution du signal qui diminue l'asymétrie, et en ajoutant sa propre asymétrie à l'asymétrie que l'on veut mesurer. En pratique, l'asymétrie de bruit de fond est suffisamment faible pour pouvoir être négligée. $\Delta G/G$ peut donc être tirée de l'asymétrie brute A_b par la relation suivante:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{A_b}{f P_c P_f \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle (S/(S+B))} \quad \text{où} \quad A_b = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}}$$

où N^{xx} est le nombre d'événements dans chaque état de polarisation, S le signal et B le bruit de fond. L'erreur statistique associée à cette mesure peut aussi s'exprimer en fonction de ces différents paramètres et du signal effectif $S_{eff} = S/(1+B/S)$:

$$\delta\left(\frac{\Delta G}{G}\right) = \frac{1}{f P_c P_f \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle \sqrt{S_{eff}}} = \frac{1}{\sqrt{FOM}}$$

On peut alors introduire un facteur de mérite FOM égal à $(f P_c P_f \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle)^2 S_{eff}$, qui permet de relier la qualité de la mesure à ces différents paramètres intervenant dans le dispositif expérimental.

III.2 L'expérience Compass

L'expérience Compass est une expérience de diffusion d'un faisceau de muons polarisés sur une cible fixe de nucléons polarisés. L'un des thèmes principaux de recherche est la mesure de la polarisation des gluons, d'autres thèmes liés à l'étude de la structure du nucléon sont aussi largement

abordés. Des études sur la spectroscopie des hadrons sont aussi prévues, en utilisant un faisceau hadronique.

Compass est construite autour d'une cible polarisée avec un solénoïde de grand diamètre pour permettre une grande acceptance de mesure, et elle utilise le faisceau de muons polarisés de la zone nord du CERN. Le dispositif de détection a été conçu dans le but d'obtenir de très bonnes résolutions sur les mesures d'angles et d'impulsions des particules émises lors de l'interaction afin de pouvoir reconstruire précisément leur masse, grâce à deux spectromètres qui reconstruisent successivement la cinématique des particules à grand et à très petit angle (Figure III.2). Une identification des particules hadroniques a été prévue grâce à un détecteur RICH. Les différents détecteurs qui constituent Compass sont présentés ci-dessous. Une description plus complète de ces détecteurs et de leurs performances respectives peut être trouvée dans la référence [56].

III.2.a Le faisceau de muons

Le faisceau de muons à grande intensité du CERN est produit par désintégration de pions qui sont eux-même produits par l'interaction du faisceau de protons du SPS sur une cible de béryllium. Du fait du fonctionnement du SPS, ce faisceau n'est pas continu mais délivré toutes les 15 secondes environ, avec un temps de déversement d'environ 5 s. Le faisceau de muons est naturellement polarisé du fait du processus faible mis en jeu dans la désintégration du pion, avec une polarisation de l'ordre de 80%. La plage en énergie accessible va de 60 à 190 GeV, et jusqu'à 280 GeV pour un faisceau de hadron. Cependant l'intensité maximum accessible est plus faible à haute énergie, un compromis est fait en utilisant un faisceau de muons μ^+ à 160 GeV, la polarisation étant alors de 80% et l'intensité maximum de $2 \cdot 10^8$ muons par déversement. A noter qu'un faisceau de μ^- peut aussi être produit dans la même ligne de faisceau, mais avec une intensité plus faible.

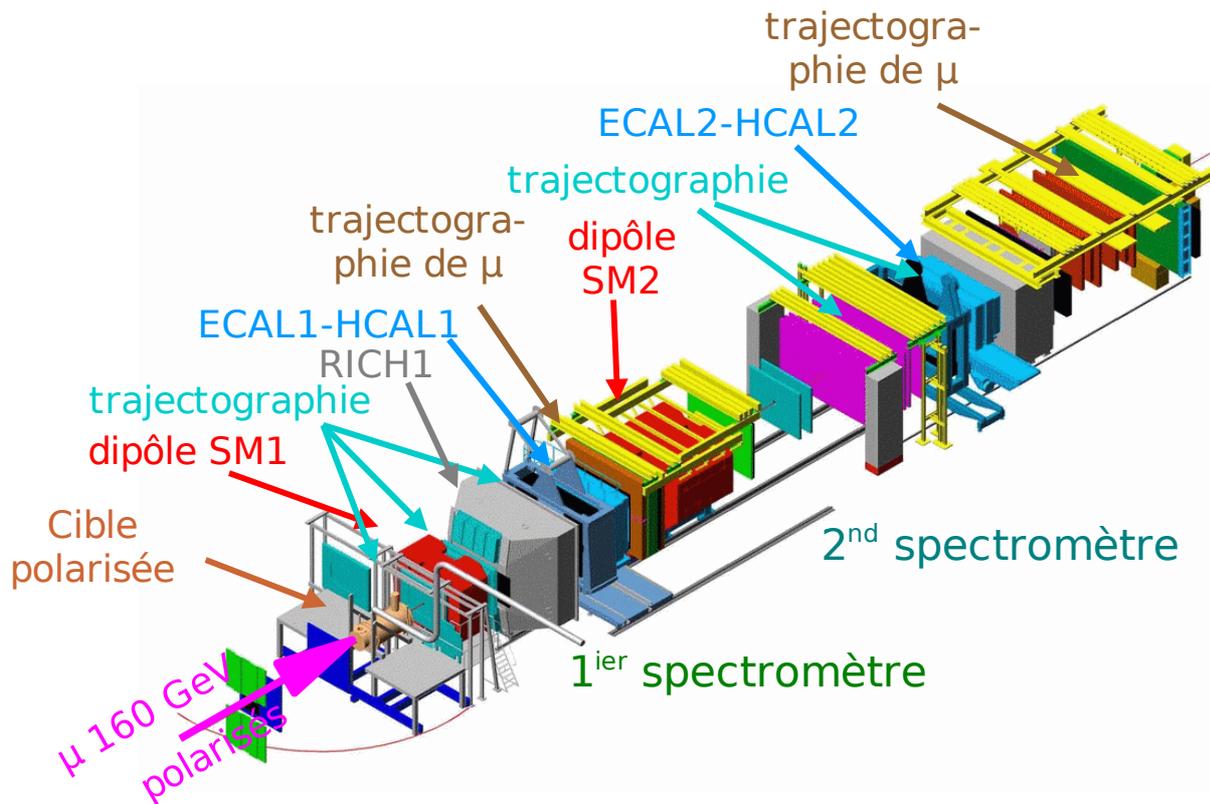


Figure III.2: Vue isométrique du détecteur Compass, qui se décompose en deux spectromètres à grand angle (1^{er} spectromètre) et petit angle (2nd spectromètre)

Les muons incidents intervenant dans une interaction peuvent être caractérisés individuellement en position et en énergie. Des détecteurs à fibres scintillantes, ainsi que des

détecteurs à silicium sont placés devant la cible polarisée dans ce but. Les détecteurs à fibres scintillantes permettent de mesurer la position de la particule incidente avec une précision de l'ordre de 130 μm , avec une efficacité de 99% et une résolution temporelle meilleure que 450 ps. Les détecteurs à silicium ont une résolution spatiale de 8 μm pour les coordonnées Y et V, et de 11 μm pour les coordonnées X et U, avec une résolution temporelle de 2,5 ns. Une station BMS (Beam Momentum Station), utilise comme spectromètre une partie des dipôles de la ligne de faisceau, entourée de quatre plans de 64 scintillateurs ainsi que deux hodoscopes à fibres scintillantes, afin de mesurer l'impulsion des particules incidentes. La résolution de la mesure de l'impulsion des particules du faisceau est meilleure que 1%, avec une efficacité de l'ordre de 93%.

III.2.b La cible polarisée

La fonction de cette cible est d'obtenir un matériau possédant une forte proportion de nucléons polarisés dans la direction voulue. Deux matériaux ont été retenus pour les prises de données. Le lithium deutéré ${}^6\text{LiD}$ présente une forte proportion de deutons polarisables ($f=0,4$) avec cependant une polarisation maximale relativement faible, de l'ordre de 50%. L'ammoniac NH_3 peut être polarisé à des valeurs plus importantes, supérieures à 80%, mais avec une fraction de proton polarisables plus faible ($f=0,15$). Ce matériau est utilisé pour étudier spécifiquement la structure du proton.

Ces matériaux peuvent être polarisés en les plongeant dans un champ magnétique intense de 2,5 T, qui polarise les électrons, et en envoyant un signal micro-onde d'une fréquence spécifique qui provoque le transfert de polarisation des électrons aux protons ou deutons. L'effet exploité ici est la polarisation dynamique nucléaire (DNP) [57] qui provoque le renversement simultané des spins de l'électron et du nucléon. Il nécessite la présence de centres paramagnétiques dans le matériau créés par exemple par irradiation, une température très basse en-dessous de 1°K, et un champ magnétique très homogène. A noter que le sens de polarisation final des nucléons par rapport au champ magnétique peut être choisi parallèle ou anti-parallèle, en fonction de la fréquence des micro-ondes utilisées. Ce fait est exploité dans Compass en utilisant non pas une mais deux cellules contenant le matériau cible, qui sont polarisées dans des directions opposées afin de pouvoir étudier les asymétries de section efficace dans les mêmes conditions. A partir de 2006, ce sont trois cellules qui ont été installées, une cellule de taille double au centre étant entourée de deux petites cellules polarisées en sens opposé. Ceci a permis de réduire les erreurs systématiques liées aux différences d'acceptance entre les deux filtres.

Jusqu'en 2004 la cible polarisée de Compass a utilisé l'aimant solénoïdal de l'expérience SMC, ce qui diminuait l'acceptance de l'expérience du fait de la faible ouverture angulaire, de l'ordre de 70 mrad, imposée par cet aimant. Depuis 2006 un nouvel aimant a été mis en service, avec une ouverture angulaire maximum de 180 mrad autorisée par sa taille plus large. Une caractéristique cruciale de ces deux aimants est qu'ils disposent, en plus du solénoïde principal, d'un dipôle permettant de produire un champ magnétique transversal. Ce dipôle est utilisé pour renverser périodiquement, par rotation adiabatique des spins, la polarisation de la cible afin de réduire l'effet des asymétries de détection sur la mesure d'asymétries physiques. Certains thèmes de physique, telle que la mesure de la transversité, nécessite aussi une cible polarisée transversalement.

III.2.c Le spectromètre à grand angle

Les deux spectromètres de Compass sont constitués chacun d'un dipôle positionné verticalement, et entourés de systèmes de trajectographie des particules, afin de reconstruire leur position, leur angle initial et leur impulsion. Une partie du système de trajectographie se situe après un mur absorbant les hadrons afin d'identifier et de mesurer spécifiquement les muons. De plus les spectromètres sont dotés de calorimètres électromagnétiques et hadroniques afin de mesurer l'énergie des particules. L'ensemble de ces systèmes est installé sur une longueur supérieure à 50 m.

Le spectromètre à grand angle (LAS) est installé au débouché du solénoïde de la cible. Son dipôle central SM1 a une ouverture angulaire de 180 mrad, et applique aux particules qui le traversent un champ intégré de 1 Tm (déviation de 300 mrad à 1 GeV). On distingue trois domaines

angulaires pour la détection des particules avant et après le dipôle, avec des taux d'occupation décroissant quand on s'éloigne du faisceau.

- A très petit angle les particules sont détectées par six stations de détecteurs à fibres scintillantes, chacune mesurant leur position suivant deux ou trois coordonnées (X, Y et U à 20°) sur un domaine de 5×5 à 12×12 cm². Du fait de la présence du faisceau dans cette région, ces détecteurs ont été conçus avec une très bonne résolution temporelle de l'ordre de 400 ps, afin de rejeter la plupart du bruit de fond fortuit. L'efficacité intrinsèque de détection est supérieure à 99%, avec une résolution spatiale de 130 à 210 μ m en fonction des stations, du fait de leur caractéristiques légèrement différentes.

- Les particules émises à un angle intermédiaire sont détectées par des détecteurs gazeux à micro-pistes, l'avantage de ces détecteurs étant la faible quantité de matière qu'ils introduisent dans l'acceptance. Une zone centrale d'un diamètre d'environ 5 cm à la position de passage du faisceau étant rendu inactive afin de ne pas noyer ces détecteurs par des flux trop importants. Ce genre de détecteurs gazeux existe sous deux formes qui sont toutes deux utilisées à Compass. Trois stations de quatre détecteurs Micromegas [58] couvrent entre la cible et SM1 une surface active de 40×40 cm² suivant quatre coordonnées X, Y, U et V à 45° . Ces détecteurs sont plus précisément décrits dans le chapitre IV. La région après SM1 est couverte par onze stations de détecteurs GEM [59] chacune d'une surface active de 30×30 cm² suivant X, Y, U et V à 45° . Les détecteurs GEM sont constitués de feuilles de Kapton de 50 μ m recouvertes de cuivre sur les deux faces et percées de trous de 70 μ m de diamètre. Une tension de plusieurs centaines de Volts est appliquée entre les deux faces, les électrons primaires issus de l'interaction de la particule incidente et du gaz créent alors une avalanche dans les trous, aboutissant à un gain de l'ordre de 20 du nombre d'électrons après la feuille de Kapton. Les détecteurs GEM utilisés dans Compass associent trois feuilles de ce type empilées et séparées par un espace de 2 mm, le signal est recueilli par l'intermédiaire d'un plancher comportant deux plans de micro-pistes perpendiculaire, assurant une lecture simultanée de deux coordonnées. L'efficacité moyenne d'un plan est de 97%, avec une résolution spatiale de 70 μ m et une résolution temporelle de 12 ns [60].

- A grand angle les particules sont détectées par des chambres à dérive et par des chambres à pailles (Straws), jusqu'à des angles de 200 mrad. Les chambres à dérives [61] ont été construites par le DAPNIA, chaque chambre couvre une surface de $1,8 \times 1,27$ m² et mesure la position des particules suivant quatre coordonnées X, Y, U et V inclinées à $\pm 20^\circ$, chacune des coordonnées étant mesurée par deux plans de fils afin de lever les ambiguïtés de position gauche-droite. Ces chambres ont été conçues avec de petites cellules de dérive de 7×8 mm², afin de pouvoir fonctionner en présence d'un grand flux de particules (jusqu'à 800 kHz par fil) tout en conservant une bonne résolution spatiale (110 μ m horizontale et 180 μ m verticale). Une zone morte d'un diamètre de 30 cm masque les flux trop importants à proximité du faisceau. Les chambres à pailles [62] sont placées en aval de SM1, elles mesurent trois coordonnées X, Y et U inclinées à 10° sur une surface de $3,2 \times 2,8$ m² (les chambres Y sont légèrement plus petites). Le principe de fonctionnement est similaire à celui des chambres à dérive, elles utilisent des tubes de 6 mm de diamètre à proximité du faisceau, et de 10 mm à l'extérieur, avec une zone morte de 20×20 cm². La résolution par coordonnées est d'environ 190 μ m.

Le spectromètre à grand angle comporte un détecteur RICH qui permet d'identifier les particules, en détectant le rayonnement Cherenkov émis par ces particules lorsqu'elles ont une vitesse supérieure à celle de la lumière dans le milieu. Ce détecteur est plus particulièrement décrit dans le chapitre V.

Ce spectromètre est pourvu de deux calorimètres, un calorimètre électromagnétique ECAL1 et un calorimètre hadronique HCAL1, situés derrière le RICH. ECAL1 a pour but de mesurer l'énergie des électrons ainsi que des particules neutres, principalement les photons et les mésons neutres. Il est constitué de blocs de verre au plomb provenant de trois anciens calorimètres utilisés sur des expériences précédentes, de section allant de $3,8 \times 3,8$ cm² vers le centre du calorimètre, jusqu'à $14,3 \times 14,3$ cm² à l'extérieur. Il couvre une surface de $4 \times 2,9$ m² correspondant à un angle

maximum de 180 mrad. Ce calorimètre a été mis en service en 2006. HCAL1 est constitué de blocs de sandwich plomb-scintillateur de taille de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ et d'une épaisseur équivalente à 4,8 longueurs d'interaction. Il couvre une surface de $4,2 \times 3 \text{ m}^2$.

En fin de spectromètre un filtre à muon est spécifiquement installé afin d'identifier et de tracer les muons diffusés ou émis lors de l'interaction. Le principe est de placer autour d'un mur absorbeur en fer de 60 cm d'épaisseur deux détecteurs à muons formés de tubes à dérive couvrant une surface de $4,8 \times 4,1 \text{ m}^2$ suivant les deux coordonnées X et Y. Un trou de $1,4 \times 0,9 \text{ m}^2$ est placé au centre pour les particules à destination du second spectromètre.

III.2.d Le spectromètre à petit angle

Le spectromètre à petit angle (SAS) reprend la même structure fondée sur un dipôle vertical SM2, placé à 18 m de la cible et délivrant un champ magnétique d'une valeur intégrée de 4,4 Tm pour un courant de 4000 A. Ce dipôle est entouré par des détecteurs de traces de particules associés à des calorimètres, les détecteurs à traces situés entre les deux dipôles SM1 et SM2 étant partagés par les deux spectromètres pour reconstruire la propagation des particules dans cette région. Ce spectromètre permet de reconstruire les caractéristiques des particules émises à petit angle jusqu'à 30 mrad et pour des énergies d'au moins 5 GeV.

La détection des traces des particules aux petits et très petits angles est assurée par les mêmes détecteurs à fibres scintillantes et GEM décrits plus haut. A grand angle les particules sont détectées par des chambres proportionnelles MWPC. Trois types de détecteurs MWPC sont présents, se différenciant par le nombre et l'orientation des plans de fils les composant. Au total 34 plans de fils sont utilisés dans les MWPC de Compass. Chaque plan couvre une surface de $1,78 \times 1,20 \text{ m}^2$ ($1,78 \times 0,80 \text{ m}^2$ pour certains plans), avec une zone morte centrale d'un diamètre de 16 à 22 cm. Avec un espace inter-fil de 2 mm, le gain atteint par ces détecteurs est d'environ 4.10^4 à une tension de 4250V.

Six chambres à dérive de grande taille ($5 \times 2,5 \text{ m}^2$) permettent de détecter les particules à grand angle. Chaque chambre mesure la position des particules dans deux directions différentes prises parmi X, Y, U et V à $\pm 30^\circ$, chaque direction étant mesurée sur deux plans afin de résoudre l'ambiguïté droite-gauche. Chaque cellule de dérive a une taille de 4 cm sur une épaisseur de 10 mm, la résolution spatiale atteinte est de 0,5 mm. Une zone morte de 0,5 à 1 m de diamètre permet de masquer les flux de particules trop importants à proximité du faisceau.

A la différence du premier spectromètre, celui-ci ne comporte pas de détecteur RICH, il comporte par contre un ensemble de deux calorimètres électronique et hadronique nommés respectivement ECAL2 et HCAL2. ECAL2 est formé de blocs de verre au plomb d'une épaisseur de 16 longueurs de radiation et de $38 \times 38 \text{ mm}^2$ de section. Il couvre une surface de $2,4 \times 1,8 \text{ m}^2$, avec un trou central de $38 \times 38 \text{ cm}^2$. HCAL2 est pour sa part formé de blocs de sandwich acier-scintillateur de section de $20 \times 20 \text{ cm}^2$ et de cinq longueurs d'interactions (les modules proches du faisceau sont plus épais de 10%). Il couvre une surface de $4,4 \times 2 \text{ m}^2$, avec un trou de $160 \times 120 \text{ cm}^2$.

Les muons sont identifiés par deux détecteurs spécifiques placés de chaque côté d'un mur en fer, formés chacun de six plans de tubes à dérive de 2,9 cm de diamètre couvrant une surface de $447 \times 202 \text{ cm}^2$ et mesurant les particules suivant trois directions X, Y et U à 15° par rapport à la verticale. Un trou rectangulaire de $1 \times 0,8 \text{ m}^2$ permet le passage du faisceau. Chaque plan a une efficacité de 81 à 84% avec une résolution spatiale de l'ordre de 1 mm, l'efficacité globale du détecteur étant d'environ 96%.

III.2.e Les systèmes de déclenchement et d'acquisition de données

Deux sortes de détecteurs sont utilisés pour décider du déclenchement de la lecture d'un événement. Des hodoscopes, formés par des plaques de scintillateurs lus par des photomultiplicateurs, permettent de détecter de manière rapide des particules chargées. Plusieurs groupes d'hodoscopes sont placés à différents endroits après la cible, un événement n'est déclenché que lorsque des scintillateurs, dont l'alignement pointe sur la cible polarisée, émettent des signaux en coïncidence temporelle. Le but de ces hodoscopes est de détecter les muons en provenance de la

cible, pour un domaine en Q^2 jusqu'à 20 GeV². A plus grand Q^2 le muon diffusé ne passe plus par les hodoscopes, le déclenchement de la lecture se fait alors en détectant les hadrons dans les calorimètres hadroniques. Les signaux des cellules du calorimètre sont sommées par groupes de 4x4, et un seuil correspondant à une énergie de l'ordre de 8 GeV est appliqué. Ce déclenchement par les calorimètres peut aussi être utilisé en coïncidence avec le système par hodoscopes, avec un seuil plus bas (5,4 GeV).

Un système de veto permet de diminuer le nombre de faux déclenchements liés au halo du faisceau et à des muons incidents qui ont été déviés avant la cible. Il est constitué de deux plaques de scintillateurs placés avant la cible, l'une à 8 m de taille 320x250 cm², et l'autre à 3 m de 30x30 cm². Un trou de 4 cm de diamètre permet le passage du faisceau.

Un système d'acquisition recueille les données générées par la numérisation des signaux provenant des différents détecteurs. Il permet d'enregistrer jusqu'à 80000 événements par déversement de faisceau de 5 secondes, avec un temps mort inférieur à 10%. En conditions nominales, le flux de données enregistrées par jour peut atteindre 8 To.

III.3 Résultats de l'expérience Compass

Depuis 2002 l'expérience Compass a procédé chaque année à une campagne de prise de données de plusieurs mois, sauf en 2005 qui était une année sans faisceau au CERN et qui a donné lieu à plusieurs améliorations du dispositif expérimental (voir le chapitre V pour l'amélioration sur le détecteur RICH). La plupart de ces prises de données ont eu lieu en utilisant un faisceau de muons polarisés et la cible polarisée remplie de deutérium sous forme de ⁶LiD. En 2007, ce matériau a été remplacé par de l'ammoniac, afin d'avoir l'équivalent d'une cible polarisée de protons. Environ 30% du temps de faisceau a été utilisé avec une polarisation transverse de la cible, en vue d'études sur les effets de spin transverse [63] qui ne seront pas développées ici. Le reste du temps les données ont été prises avec une polarisation longitudinale de la cible. Une prise de données pilote a été menée pendant deux mois en 2004 en utilisant un faisceau de hadrons et une cible spécifique, afin de mener les premières études de spectroscopie de hadrons et de préparer la prise de données en vraie grandeur qui aura lieu en 2008.

III.3.a Mesure de $\Delta G/G$ à partir des événements de production de charme

Une analyse des données de 2002 à 2006 a été faite afin de sélectionner les événements de production de mésons charmés D^0 et D^* , et d'en extraire une mesure de l'asymétrie de section efficace par renversement de la polarisation de la cible.

La première étape de cette analyse est de sélectionner un échantillon le plus pur possible d'événements de production de mésons D. Les canaux de désintégration recherchés sont la décroissance du D^0 en paire $K\pi$, et celle du D^* en triplet $K\pi\pi_{\text{soft}}$. Le détecteur RICH (cf chapitre V) est en particulier utilisé afin d'identifier les mésons K des mésons π et de diminuer l'importance du bruit de fond combinatoire.

Les spectres en masses invariantes du D^0 pour ces deux sélections sont présentés sur la Figure III.3, montrant dans le cas du D^* un bien meilleur rapport signal sur bruit malgré une statistique quatre fois plus faible que pour le D^0 . La statistique effective S_{eff} , qui prend en compte l'influence du bruit de fond, est alors plus grande dans le cas du D^* , malgré la plus faible statistique de départ.

L'extraction de $\Delta G/G$ se fait à partir de l'asymétrie de taux de comptage de ces événements entre les deux états de polarisation de la cible, en tenant compte d'un certain nombre de paramètres additionnels. On a vu dans la section III.2.b que la cible polarisée est constituée de deux cellules polarisées en sens opposés. L'asymétrie expérimentale s'exprime à partir de la polarisation de ces cellules (identifiées ici en « amont » et « aval ») dans les deux états de champ du solénoïde:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{A_b}{f P_c P_f \langle \hat{a}_{LL}^{PGF} \rangle (S/(S+B))} \quad \text{où} \quad A_b = \frac{1}{2} \left(\frac{N_{\text{amont}}^{\uparrow\downarrow} - N_{\text{aval}}^{\uparrow\uparrow}}{N_{\text{amont}}^{\uparrow\downarrow} + N_{\text{aval}}^{\uparrow\uparrow}} - \frac{N_{\text{amont}}^{\uparrow\uparrow} - N_{\text{aval}}^{\uparrow\downarrow}}{N_{\text{amont}}^{\uparrow\uparrow} + N_{\text{aval}}^{\uparrow\downarrow}} \right)$$

La polarisation de la cible P_c est mesurée en ligne par un système RMN, tandis que la polarisation du faisceau P_f est déduite d'une simulation Monte-Carlo de la ligne de faisceau M2. Le facteur de dilution f est calculé analytiquement, en prenant en compte le fait que le lithium ${}^6\text{Li}$ peut être vu comme l'association d'un noyau α associé à un proton et un neutron. Le pouvoir d'analyse a_{LL}^{PGF} est calculé à partir d'une simulation Monte-Carlo du PGF dans le détecteur Compass.

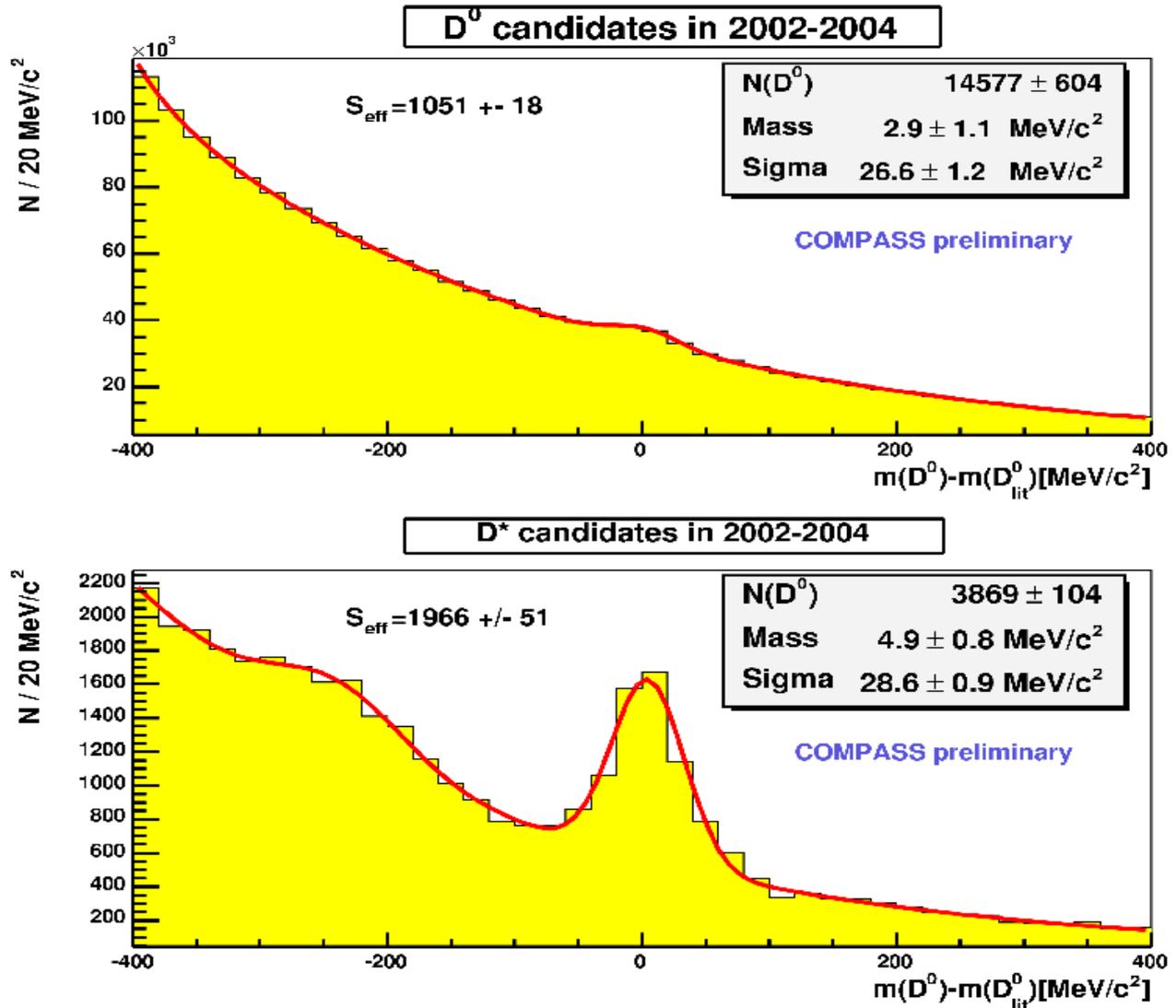


Figure III.3: Spectre de masse invariante $K\pi$ et $K\pi\pi$ pour l'identification des D^0 et D^* respectivement, le pic à -250 MeV^2 présent sur la figure du bas est dû aux événements de désintégration des D^0 en $K\pi\pi^0$

Une méthode plus sophistiquée permet d'obtenir une meilleure précision statistique, en prenant en compte la dépendance des facteurs correctifs qui s'appliquent à l'asymétrie brute en fonction de la cinématique des événements. En effet plus la mesure de $\Delta G/G$ est sensible à un type d'événements, plus il est rentable d'augmenter le poids de ce type d'événement dans le calcul de l'asymétrie. La méthode pondérée consiste donc à appliquer un poids w à chaque événement en prenant:

$$w = f D P_\mu \frac{S}{S+B}$$

où D est le facteur de dépolérisation qui prend en compte le fait que la polarisation du muon incident n'est pas entièrement transférée au photon virtuel.

Les valeurs de $\Delta G/G$ extraites pour les années de prise de données de 2002 à 2006, pour les événements de production de D^0 et D^* , sont présentées sur la Figure III.4. La valeur retenue pour l'ensemble de ces données est de:

$$\frac{\Delta G}{G} = -0,49 \pm 0,27(\text{stat.}) \pm 0,11(\text{syst.})$$

pour une échelle donnée par $\mu^2 = 13 \text{ GeV}^2$. L'estimation de l'erreur systématique regroupe différentes sources d'erreur, en particulier l'asymétrie due aux bruits de fond, les erreurs dues aux ajustements faits sur les spectres de masses invariantes, les fausses asymétries dues à l'acceptance, et les erreurs dues aux imprécisions de réglage du Monte-Carlo. Elle tient aussi compte de l'imprécision des mesures de la polarisation de la cible et du faisceau, ainsi que du facteur de dilution.

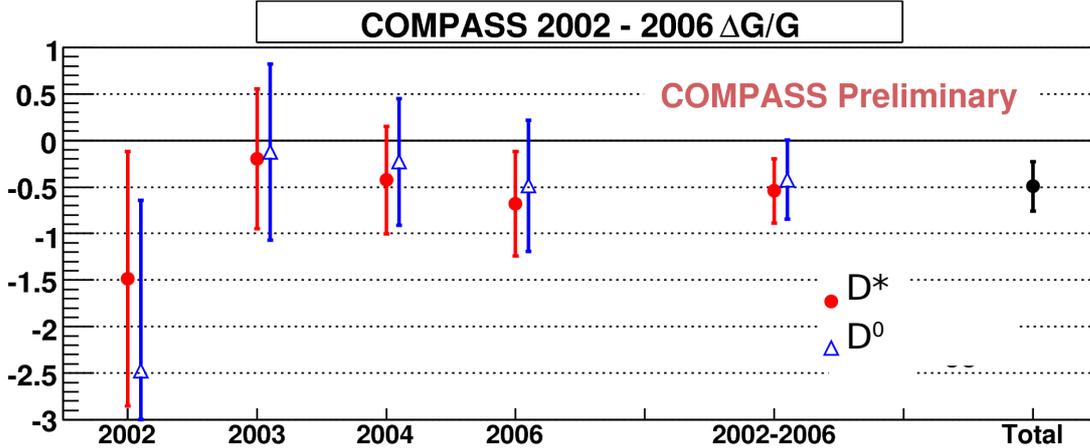


Figure III.4: Valeurs préliminaires de $\Delta G/G$ extraites pour les quatre années de prise de données 2002, 2003, 2004 et 2006, ainsi que pour ces années combinées, pour les D^0 et pour les D^* . Le point noir donne le résultat combiné D^0+D^*

III.3.b Mesure de $\Delta G/G$ à partir des événements à grande impulsion transverse

La valeur de $\Delta G/G$ peut aussi être extraite à partir des événements de fusion photon-gluon à grande impulsion transverse, qui sont repérés lorsque deux hadrons sont diffusés par la cible avec chacun une impulsion transverse supérieure à 0,7 GeV et une somme des carrés de cette impulsion transverse supérieure à 2,5 GeV². L'inconvénient de cette méthode est qu'elle est sensible à des événements de bruit de fond qui sont indiscernables des événements PGF. Les bruits de fond principaux sont les diffusions profondément inélastiques sur un quark du nucléon (Leading order, LO), les diffusions Compton QCD où un gluon est généré dans l'état final, ainsi que, à bas Q^2 , les processus impliquant un photon résolu, c'est-à-dire ayant oscillé en méson vecteur lors de l'interaction avec le nucléon (voir Figure III.5). Pour diminuer l'influence de ces bruits de fond, un certain nombre de coupures cinématiques sont appliquées pour ne pas prendre en compte les zones cinématiques où ces processus sont prépondérants. L'échantillon des événements à grande impulsion transverse est séparé en deux parties, l'une définie par un Q^2 supérieur à 1 GeV² et l'autre par un Q^2 inférieur à 1 GeV², afin d'y appliquer des critères de sélection différents. Deux générateurs Monte-Carlo différents, LEPTO [64] à grand Q^2 et PYTHIA [65] à petit Q^2 , sont utilisés pour ces deux parties, leur domaine de validité dépendant de Q^2 .

Échantillon à Q^2 supérieur à 1 GeV²

Pour les événements à Q^2 supérieur à 1 GeV², l'asymétrie de section efficace globale s'écrit en fonction des différents R_i qui sont les proportions de chaque processus dans l'échantillon d'événements, des pouvoirs d'analyse a_{LL} de ces processus, et de $\Delta G/G$.

$$\frac{A_{LL}}{D} \simeq A_1 \left[\left\langle \frac{a_{LL}^{LO}}{D} \right\rangle R_{LO} + \left\langle \frac{a_{LL}^{QCDC}}{D} \right\rangle R_{QCDC} \right] + \frac{\Delta G}{G} \left\langle \frac{a_{LL}^{PGF}}{D} \right\rangle R_{PGF}$$

Les pouvoirs d'analyse pourraient être calculés à partir de QCD perturbatif, mais étant donné qu'on ne mesure pas complètement la cinématique des événements, une simulation Monte-Carlo se révèle nécessaire pour extraire les valeurs des a_{LL} ainsi que des proportions R_i .

La valeur suivante de $\Delta G/G$ est obtenue à partir des données de 2002 à 2004, à un x_{gluon} moyen de l'ordre de 0,082 et une échelle QCD moyenne de 3 GeV².

$$\frac{\Delta G}{G} = 0,08 \pm 0,10 (stat.) \pm 0,05 (syst.)$$

Les erreurs systématiques proviennent principalement de la mesure de l'asymétrie de section efficace A_{LL} , qui est sensible aux effets des fausses asymétries créées par les petites instabilités de l'appareillage ainsi qu'à la détermination des polarisations du faisceau et de la cible, du facteur de dilution et du facteur de dépolarisation de la cible. Les erreurs dues à la détermination de R_{PGF} et de a_{LL} , ainsi que les effets dus aux asymétries des processus LO et Compton QCD, interviennent dans une moindre mesure. Une nouvelle analyse des données qui prend en compte celles de 2004 est en cours, elle permettra d'obtenir une erreur statistique meilleure que 0,15.

Cette méthode utilisant les événements à grande impulsion transverse et à grand Q^2 permet donc d'atteindre une mesure bénéficiant d'une bonne précision statistique et d'un niveau d'erreurs systématiques faible et bien maîtrisé.

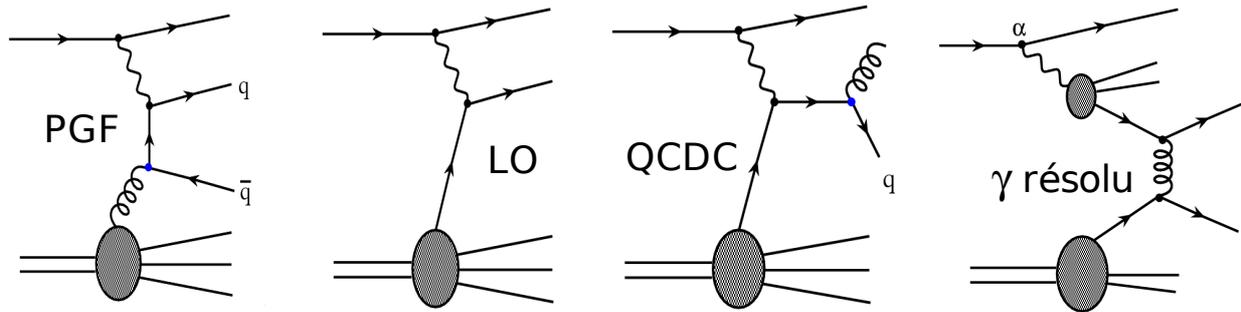


Figure III.5: Le processus PGF et ses différents bruits de fond à grande impulsion transverse. Le processus du photon résolu (graphe de droite) est négligeable dans le domaine $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$

Échantillon à Q^2 inférieur à 1 GeV²

Pour les petits Q^2 les processus de photons résolus ajoutent un bruit de fond supplémentaire. Les amplitudes des différents processus sont estimés à partir d'une simulation Monte-Carlo basée sur le générateur PYTHIA. A noter qu'une partie des processus de photons résolus font intervenir un gluon du nucléon et permettent donc de mesurer $\Delta G/G$ de la même façon que le PGF, ils font donc partie du signal utilisé pour le mesurer. Les contributions relatives de l'ensemble de ces processus sont présentées dans la Figure III.6.

L'expression de $\Delta G/G$ en fonction de l'asymétrie de section efficace fait intervenir dans le cas $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, les distributions de quarks polarisées et non polarisées dans le nucléon Δq et q . Dans le cas $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$, interviennent en plus les distributions de quarks (Δq^γ et q^γ) et de gluons (ΔG^γ et G^γ) dans le photon résolu, du fait qu'il est alors vu comme un hadron. Les distributions de quarks dans le nucléon sont obtenues à partir d'ajustements faits sur toutes les données disponibles [66] [67], et il en est de même pour les distributions non polarisées q^γ et G^γ . A l'inverse, les distributions Δq^γ et ΔG^γ ne sont pas encore mesurées, cependant des estimations théoriques ont été faites qui permettent de donner des valeurs minimales et maximales à ces distributions [68]. Les erreurs systématiques provenant de ces distributions sont estimées en calculant $\Delta G/G$ pour les deux scénarios minimal et maximal qui correspondent alors à des valeurs extrêmes de $\Delta G/G$. Les erreurs systématiques provenant du Monte-Carlo correspondent aux différents paramétrages du générateur

PYTHIA qui permettent de décrire raisonnablement les données mais qui aboutissent à des valeurs différentes des proportions relatives R_i . Les erreurs systématiques de mesures correspondent principalement aux fausses asymétries qui affectent la mesure de l'asymétrie de section efficace, dues principalement aux imperfections et instabilités du dispositif expérimental.

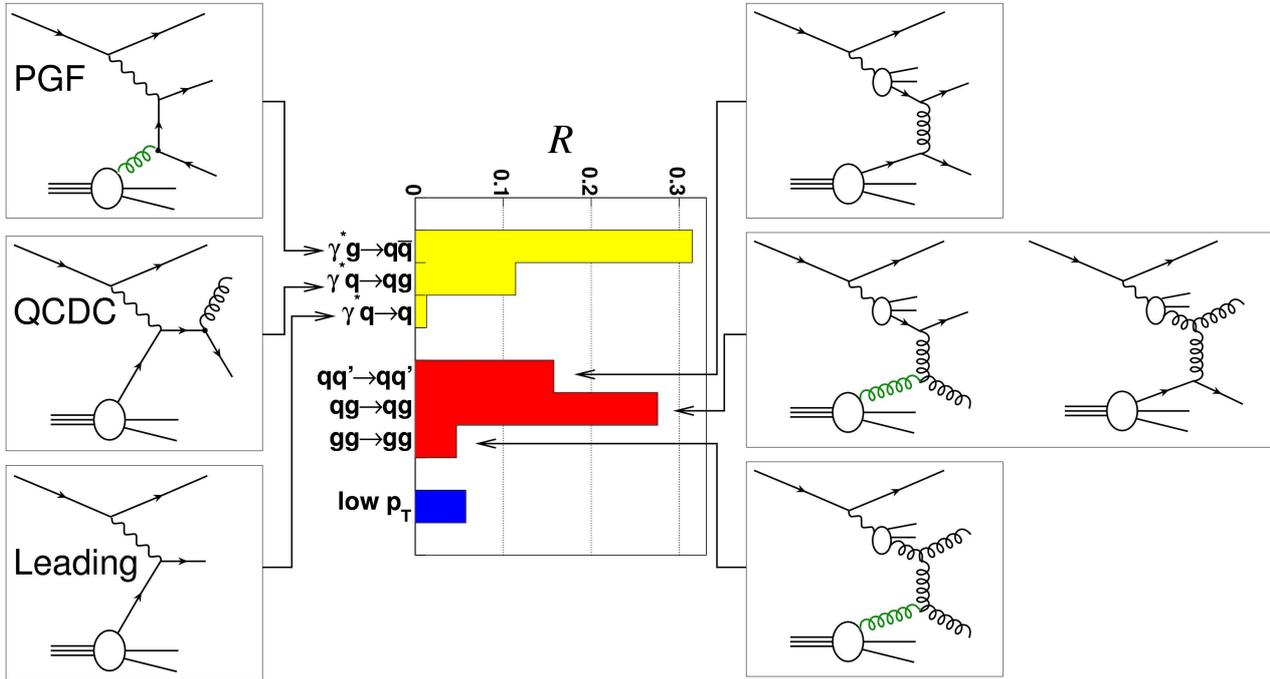


Figure III.6: Contributions relatives R_i déterminées par simulation Monte-Carlo pour les différents processus des événements à grande impulsion transverse à Q^2 inférieur à 1 GeV^2 . Les processus de photons résolus sont indiqués à droite.

La valeur de $\Delta G/G$ extraite à partir des événements à grande impulsion transverse des prises de données de 2002 à 2004, pour des valeurs de Q^2 inférieures à 1 GeV^2 est présentée ci-dessous. La valeur moyenne de x_{gluon} est égale à 0,085.

$$\frac{\Delta G}{G} = 0,016 \pm 0,058(\text{stat.}) \pm 0,014(\text{sys. exp.}) \pm 0,052(\text{sys. MC}) \pm 0,013(\text{distrib. } \gamma)$$

La méthode des événements à grande impulsion transverse permet donc d'obtenir deux mesures indépendantes de $\Delta G/G$, toutes deux compatibles entre elles avec une valeur nulle de ΔG . Les erreurs systématiques associées à ces mesures restent faibles et maîtrisées, y compris dans le cas où $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$, qui est le plus difficile à traiter. Il sera possible d'étudier l'évolution de cette valeur en fonction de x_{gluon} lorsque les données prises en 2006 seront incluses dans cette analyse, en effectuant cette mesure sur deux intervalles en x_{gluon} .

III.4 Conclusion

L'analyse des données acquises par l'expérience Compass a permis d'obtenir plusieurs résultats de physique remarquables. La contribution du spin des gluons au spin du nucléon $\Delta G/G$ a été mesurée par différents canaux de physique. Ces mesures sont présentées sur la Figure III.7 avec les mesures antérieures de $\Delta G/G$ par les expériences SMC [69] et HERMES [70]. L'analyse des données de l'expérience Compass a aussi permis d'obtenir des mesures très précises de g_1^d à petit x [71]. Ces mesures combinées aux autres données mondiales de g_1^d ont été utilisées pour faire une analyse QCD, allant jusqu'au deuxième ordre en α_s , et en extraire des estimations de la contribution du spin des gluons ΔG sur tout le domaine en x [6]. Les deux bandes grises de la Figure III.7 montrent deux solutions de l'analyse QCD en fonction de deux hypothèses où pour l'une ΔG est positif et pour l'autre négatif.

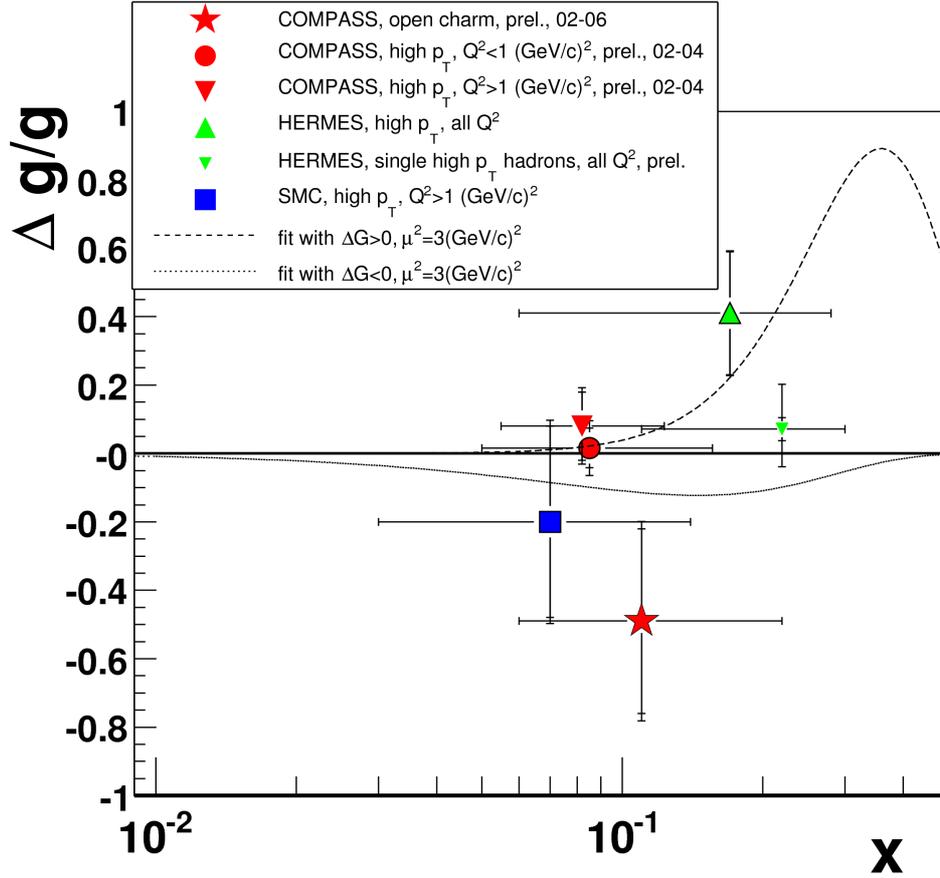


Figure III.7: Mesure de $\Delta G/G(x)$ par la méthode des mésons charmés (étoile) à $Q^2 = 13 \text{ GeV}^2$, et par la méthode des événements à grande impulsion transverse pour les petits Q^2 (cercle) et grand Q^2 (triangle inversé, $Q^2 \sim 3 \text{ GeV}^2$). Les barres horizontales représentent le domaine couvert en x_{gluon} . Ces résultats sont comparés à ceux des expériences SMC et HERMES, ainsi qu'aux résultats de l'analyse QCD faite à partir des données mondiales de g_1^d incluant les dernières mesures faites par Compass à petit x (voir texte). Les traits pointillés présentent les résultats de cette analyse, représentant un ajustement suivant deux hypothèses différentes où ΔG est positif pour l'une, et négatif pour l'autre. A noter que le résultat préliminaire d'HERMES (triangle inversé) a été abandonné.

Les valeurs de $\Delta G/G$ obtenues par l'expérience Compass, que ce soit directement ou par le biais de l'analyse QCD, sont toutes compatibles entre elles aux erreurs de mesure près, elles indiquent que le spin des gluons ne contribue que très faiblement au spin du nucléon, en tout cas pour des valeurs de x_{gluon} proches de 0,1 et à $Q^2 \sim 3 \text{ GeV}^2$. Compte-tenu de ces résultats, il est impossible d'obtenir un intégrale de ΔG sur l'ensemble du domaine en x supérieure à environ 0,4. Ces résultats sont donc en contradiction avec le scénario décrit à la fin du chapitre I qui prévoyait une contribution forte du spin des gluons au spin du nucléon, de l'ordre de 2 ou 3, afin d'expliquer la différence entre la valeur mesurée de a_0 et la prédiction du modèle des partons pour $\Delta\Sigma$. La bande positive de l'ajustement QCD montre cependant qu'une contribution non-nulle du gluon au spin du proton n'est pas exclue pour des valeurs de x proches de 0,3. Un scénario comprenant une faible contribution des gluons et une contribution négative des quarks étranges, complétées par un moment orbital des partons non-nul, pourrait alors être envisageable (voir [72], [73] et [74]). L'expérience Compass a donc permis de faire d'importants progrès dans la compréhension de l'origine du spin du nucléon ($|\Delta G| < 0,4$) et confirmant une valeur de $\Delta\Sigma$ plus faible que celle qui était attendue ($\Delta\Sigma \sim 0,3$).

Pendant l'année 2005 plusieurs améliorations ont été apportées au dispositif expérimental, en particulier en ce qui concerne la cible polarisée ou le détecteur RICH (voir le chapitre V). Dans le canal des événements à grande impulsion transverse, le gain en statistique qui sera permis par les données de 2006 et 2007 permet d'espérer pouvoir faire la mesure sur deux ou trois intervalles en x afin d'étudier l'évolution de la contribution du spin des gluons en fonction de x .

Dans les chapitres suivants nous allons décrire de manière plus précise les détecteurs Micromégas ainsi que l'électronique rapide de lecture du détecteur Rich, qui ont constitué la partie majeure de mon travail sur l'expérience Compass.

Chapitre IV: Les détecteurs Micromégas à Compass

Les détecteurs gazeux à microgrilles Micromégas de Compass sont l'un des plus importants apports du groupe de Saclay à cette expérience. Développées depuis 1997 à partir d'un concept proposé par une équipe du DAPNIA en association avec G. Charpak [75], leurs performances ont été améliorées et adaptées aux besoins spécifiques de Compass. Les versions définitives de ces chambres ont été installées dans le hall expérimental à partir de l'été 2001, les douze chambres nécessaires étant disponibles pour la prise de données 2002. Ces détecteurs ainsi que leur électronique de lecture sont présentés dans ce chapitre, suivi par une présentation de leurs performances lors des prises de données.

IV.1 Conception des Micromégas de Compass

Situés immédiatement en aval de la cible polarisée, les détecteurs Micromégas ont une tâche particulièrement difficile à accomplir. Leur but est de détecter les particules diffusées par la cible à des angles relativement faibles sur une surface de $40 \times 40 \text{ cm}^2$, une zone morte de 5 cm de diamètre masquant le faisceau. Le flux de particules dans cette zone est très important, correspondant à 20 millions de particules à détecter par seconde, ce qui contraint à avoir une bonne résolution temporelle, de l'ordre de 10 ns, afin de permettre une bonne réjection du bruit de fond fortuit. La reconstruction des mésons charmés nécessite de bonnes performances en terme de résolution spatiale, inférieure à $100 \mu\text{m}$, mais aussi de concevoir des détecteurs utilisant le moins de matière possible, afin de perturber le moins possible les particules lors de leur passage. Ces détecteurs doivent enfin fonctionner dans les champs magnétiques élevés, du fait de la proximité à la fois du solénoïde de la cible polarisée et du premier dipôle SM1. Les détecteurs Micromégas ont été choisis pour leur capacité à répondre à ces contraintes.

Les détecteurs Micromégas sont des détecteurs gazeux, utilisant peu de matière, et rapides du fait de leur conception. Ils sont formés de trois électrodes parallèles: un plancher formé de micropistes recueillant le signal électrique, une grille à une faible distance du plancher ($100 \mu\text{m}$), et une électrode de dérive à 3,2 mm de la grille, le tout formant une zone active de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ (Figure IV.1). La grille et l'électrode de dérive sont des micro-grilles de nickel de $4 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $50 \mu\text{m}$ de maille ($127 \mu\text{m}$ pour l'électrode de dérive). Le champ électrique dans l'espace de dérive, entre l'électrode de dérive et la grille, est de l'ordre de $1,3 \text{ kV/cm}$, tandis qu'il atteint 40 kV/cm dans l'espace d'amplification entre la grille et le plancher. Une particule traversant le détecteur ionise le gaz dans l'espace de dérive, les électrons créés dérivent alors vers la grille et la traversent, puis provoquent une avalanche dans l'espace d'amplification. Les ions créés lors de l'amplification sont rapidement arrêtés et neutralisés par la grille après un très faible parcours, ceci expliquant la rapidité du détecteur. Du fait des faibles distances mises en jeu lors du phénomène d'amplification, les signaux électriques associés aux électrons et aux ions ne sont visibles que sur un faible rayon autour du point de passage de la particule. Ces signaux sont lus par 1024 micro-pistes, 512 plus resserrées au centre (distance de pas de $360 \mu\text{m}$), et 512 plus écartées sur les bords (pas de $420 \mu\text{m}$).

Les trois électrodes sont enfermées dans une enceinte étanche remplie d'un mélange gazeux constitué de 80% de néon, 10% d'éthane et de 10% de CF_4 . L'enceinte est réalisée par un cadre autour de la zone active de la chambre, fermé par une feuille de kapton cuivré, qui assure aussi le blindage électromagnétique. Les micropistes sortant de la zone active sont prolongées sur 30 cm afin de ne pas gêner la trajectoire des particules à plus grand angle, une piste sur deux étant lue à un bord du détecteur, l'autre moitié des pistes à l'autre bord.

Lors du fonctionnement des détecteurs Micromégas il peut apparaître de temps en temps des décharges électriques entre la grille et le plancher. Elles sont principalement dues à des interactions de particules diffusées par la cible avec le détecteur, qui une fois amplifiées produisent suffisamment de ionisation pour permettre un courant électrique continu entre les deux électrodes. Si ce risque est faible avec des muons (probabilité de l'ordre de 10^{-9} par particule incidente), il peut être relativement important avec des hadrons (de l'ordre de 10^{-6}). Les décharges présentent un certain nombre d'inconvénients: elles induisent une inefficacité temporaire du détecteur, elles peuvent perturber l'électronique de lecture, voire la détruire, et elles peuvent induire une baisse de performances du détecteur par détérioration. Certaines mesures décrites dans ce chapitre ont été prises pour réduire le taux ainsi que l'effet de ces décharges.

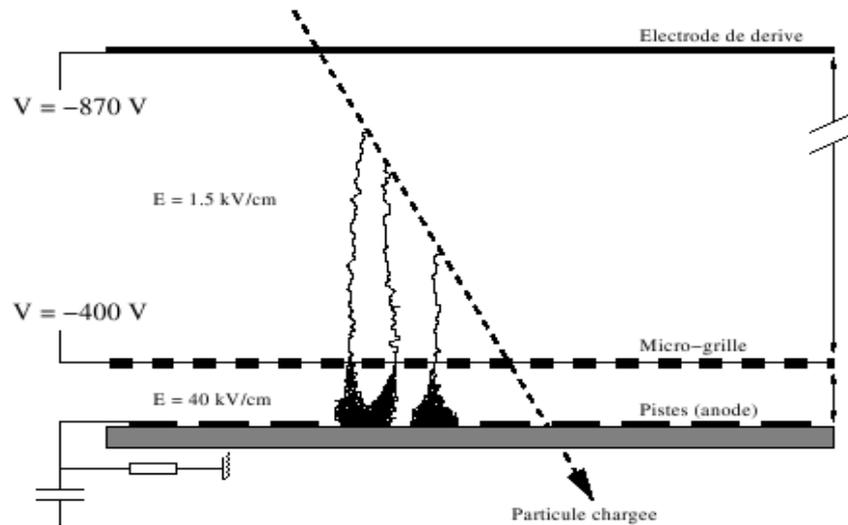


Figure IV.1: Principe de fonctionnement d'un détecteur Micromégas. La particule incidente ionise le gaz dans l'espace de conversion, les électrons dérivent vers la micro-grille puis passent dans l'espace d'amplification où ils créent une avalanche. Les ions créés dans l'avalanche sont neutralisés par la micro-grille.

Les détecteurs Micromégas sont montés par paires à la sortie de la cible polarisée sur une distance d'environ 1,20 m. Les deux détecteurs de la paire sont placés dos-à-dos, à 90° l'un par rapport à l'autre, orientés soit horizontalement et verticalement (X-Y), soit à 45° de part et d'autre de la verticale (U-V, voir Figure IV.2). Douze détecteurs sont montés au total, formant trois stations de deux doublets chacune (un XY et un UV). L'espace disponible longitudinalement pour chaque paire de détecteurs étant très réduit (de l'ordre de 10 cm), les doublets sont montés sur rails coulissants afin d'y avoir accès.

IV.2 L'électronique de lecture des détecteurs Micromégas

Le signal envoyé par un détecteur Micromégas se décompose en deux parties, l'une provenant du signal des électrons et l'autre des ions. Les électrons atteignant rapidement l'anode, le temps associé à la première partie est très brève, inférieur à 1 ns. A l'opposé, les ions voyageant vers la grille plus lentement, ils provoquent un signal pouvant durer de l'ordre de 100 ns. Le signal ionique étant prépondérant [76], l'électronique de lecture est conçue pour utiliser une constante de temps similaire à ce signal.

Le gain des Micromégas est relativement modéré, inférieur à 10000 en conditions normales, les signaux émis doivent donc d'abord être amplifiés pour pouvoir être exploités. On cherche à recueillir deux informations différentes de ces signaux: leur temps d'apparition, afin de rejeter les signaux fortuits non-corrélés avec l'événement qui a déclenché la lecture; et l'amplitude des signaux, afin de pouvoir reconstruire la position précise de passage de la particule. La détermination de la position se fait alors en combinant les amplitudes de pistes adjacentes affectées par le signal (on parle de « cluster ») afin d'en extraire la moyenne pondérée. Ces deux mesures ne pouvant être faites ensemble directement, l'un des paramètres doit être déduit indirectement. Le choix a été fait

de mesurer directement le temps d'arrivée du signal. Pour ce faire, le signal une fois amplifié est transformé en signal logique par un circuit comparateur, qui passe à l'état actif tant que le signal est au-dessus d'un certain seuil. Le signal logique est alors traité par un circuit de numérisation temporel TDC⁷. L'amplitude du signal est indirectement mesurée par la différence de temps entre le passage à l'état actif et le retour à l'état inactif, qui est égal au temps où le signal analogique est au-dessus du seuil, ces deux transitions étant numérisées par le TDC.

Afin de réduire l'impact des décharges, un circuit de protection a été implanté à l'entrée des cartes de lecture SFE16 pour protéger la puce et réduire le temps de décharge. En général une décharge s'établit entre la grille et une seule piste du plancher, et ne s'achève que lorsque la différence de potentiel entre elles est quasiment nulle. La capacité de la piste étant bien inférieure à celle de la grille, la stratégie suivie est de laisser monter le potentiel de la piste afin de stopper la décharge le plus rapidement possible et en déchargeant le moins possible la grille. Le circuit de protection est donc constitué d'une capacité de découplage de 100 pF entre la piste et le SFE16, qui permet la montée en potentiel, et d'une résistance de 1 M Ω entre la piste et la masse qui assure l'évacuation des charges. Le circuit SFE16 est lui-même protégé des courants transitoires par deux diodes tête-bêche vers la masse qui limite la tension en entrée entre -6 et +6 V.

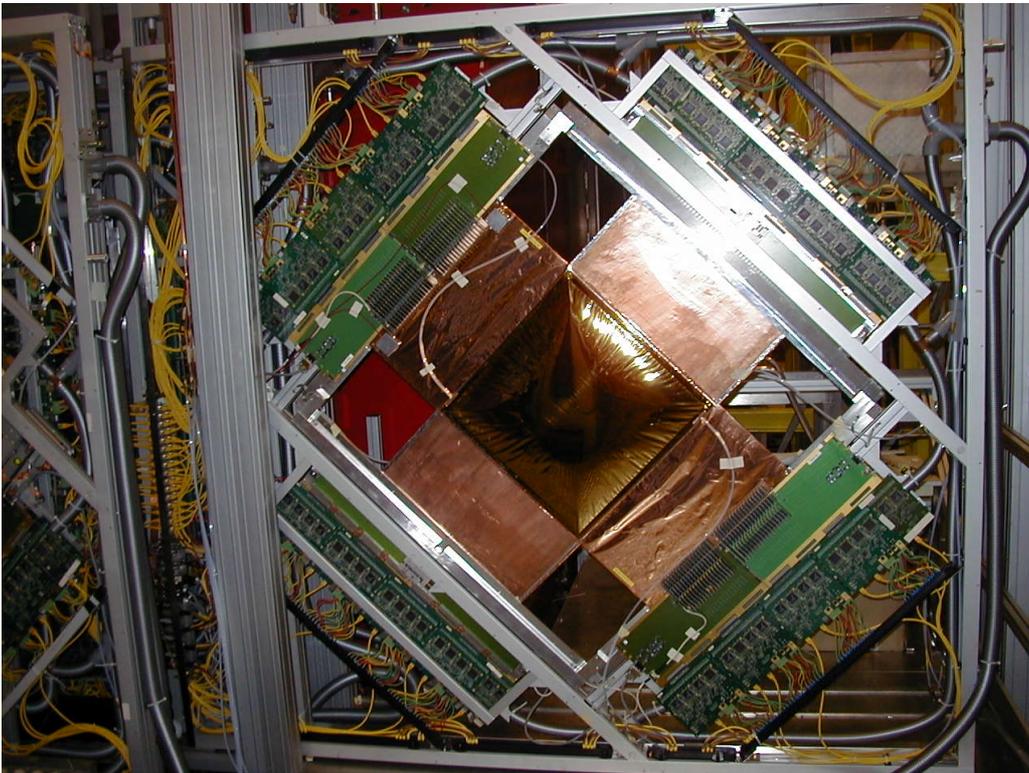


Figure IV.2: Photographie d'un doublet Micromégas « UV » installé sur l'expérience Compass, avec son électronique de lecture. Le volume gazeux est défini par la fenêtre de capton cuivré au centre du détecteur. Chaque détecteur comprend 1024 pistes qui sont déportées sur 30 cm d'un côté et de l'autre de la zone active. Les signaux sont amplifiés et discriminés par les cartes SFE16 (petites cartes perpendiculaires au détecteur) puis numérisés par les cartes F1.

Les deux fonctions amplification et circuit comparateur sont assurées par le circuit intégré SFE16 [77] qui a été développé au DAPNIA. Ce circuit de 16 voies possède un temps de montée de 100 ns et un niveau de bruit très bas, de l'ordre du kHz pour un seuil de 4000 e⁻. Le seuil est contrôlable à distance et peut-être réglé par pas de 125 e⁻. Les cartes portant les circuits sont directement connectées aux détecteurs ainsi qu'à des cartes bus, qui relient les cartes SFE16 aux cartes TDC et les connectent en parallèle vers un système de contrôle électronique assurant la

⁷ Time Digital Converter

configuration des seuils. Les signaux logiques sont générés suivant la norme LVDS compatible avec les circuits TDC.

Les cartes TDC (Figure IV.3) utilisent des puces « F1 » [78] développées par l'université de Freiburg (Allemagne). Ces puces de 8 voies peuvent numériser jusqu'à 16 transitions sur chaque canal sur une période de 9 μ s, avec une résolution temporelle d'environ 0,13 ns et une distance entre transitions de 22 ns. Chaque carte porte 8 puces F1, et peut donc traiter 64 voies. Les données issues de ces cartes sont transmises par un port série « Hotlink » vers des cartes « Catch » qui les concentrent et les traitent afin d'en retirer les informations inutiles (en particulier les entêtes) et de marquer les erreurs de transmission. Les données sont alors envoyées par un port « SLink » sur fibre optique vers le système d'acquisition.

IV.3 Optimisation du mélange gazeux

Plusieurs développements ont été réalisés lors de la conception des détecteurs pour adapter le principe d'un détecteur Micromégas aux réalités de l'expérience Compass. Les principaux objectifs étaient d'adapter le gain à un niveau suffisant pour avoir une bonne efficacité de détection, d'augmenter la vitesse de dérive des ions afin de réduire la longueur des signaux et donc l'occupation du détecteur, et enfin de réduire le taux de décharge du détecteur. Le mélange gazeux utilisé joue un rôle important pour l'ensemble de ces paramètres. Un programme d'études a été mené afin de déterminer le mélange gazeux le mieux adapté aux contraintes de Compass. Dans ce but, des comparaisons de performances entre plusieurs mélanges gazeux ont été effectuées, mélanges associant un gaz noble tel que le néon ou l'argon avec un gaz « quencher »⁸ tel que l'isobutane ou l'éthane. Une proportion de gaz CF₄ a aussi été ajoutée dans certains cas.

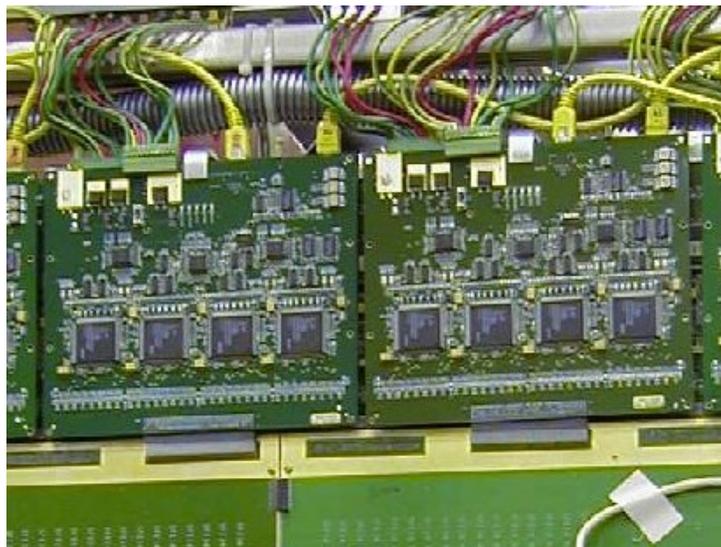


Figure IV.3: Photographie de deux cartes TDC. Les puces « F1 » sont les carrés noirs au bas de la carte (quatre sur chaque face de la carte). Un circuit programmable situé au dos de la carte assure la synchronisation des F1.

L'efficacité d'un détecteur Micromégas augmente avec son gain, qui est le rapport de l'intégrale du signal détecté sur le nombre d'électrons primaires, et qui peut être modifié en changeant la tension appliquée sur la grille. Cependant, cette efficacité atteint une asymptote (« plateau ») au dessus d'un gain donné qui dépend de la composition du gaz utilisé. Il est apparu [79] que les gains de début de plateau les plus bas étaient obtenus avec des mélanges argon-isobutane (gain de 3700 pour Ar 89% et iC₄H₁₀ 11%), des gains relativement bas pouvaient aussi être utilisés avec des efficacités de l'ordre de 99% avec des mélanges néon-éthane-CF₄ (6400 avec 79%-11%-10%, voir Figure IV.4).

⁸ Gaz constitué d'un nombre important d'atomes (alcane en général) ayant pour but d'absorber une partie des photons et des électrons produits par l'ionisation du gaz noble, et donc de limiter le développement de l'avalanche

La vitesse de dérive des ions dépend directement, à champ constant, des types de gaz utilisés dans la chambre. Le gaz « quencher » tel que l'éthane ou l'isobutane joue en particulier en rôle important dans la mobilité des ions dans l'espace d'amplification. Plus ce gaz est léger plus la mobilité est importante [80]. L'addition d'une proportion de CF_4 permet d'augmenter encore la mobilité des ions, diminuant le temps au dessus du seuil des signaux et améliorant les résolutions spatiale et temporelle. Les études faites incitent donc à utiliser l'éthane comme gaz « quencher », en y ajoutant une proportion de CF_4 .

Le taux de décharge a été mesuré avec un faisceau de hadrons ainsi que dans les conditions nominales de Compass pour différents mélanges gazeux et différentes valeurs de gain [79], [80]. Nous avons établi que ce taux augmente fortement en fonction du nombre atomique moyen du mélange gazeux, aboutissant à un facteur 6 à 10 entre un mélange argon-isobutane et un mélange du type néon-éthane- CF_4 à gain constant. Le taux le plus faible est obtenu par un mélange néon-éthane, avec un taux de décharge 4 à 5 fois plus faible que le mélange néon-éthane- CF_4 (79%-11%-10%).

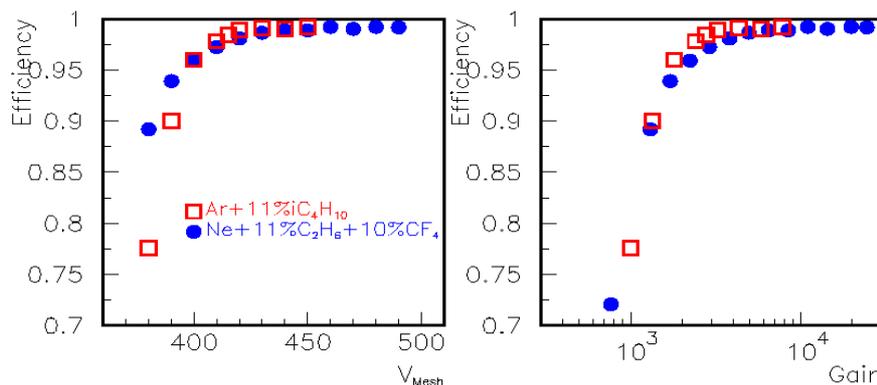


Figure IV.4: Efficacité de détection en fonction de la tension de grille (à gauche) et en fonction du gain (à droite) pour deux mélanges gazeux argon-isobutane et néon-éthane- CF_4

Suite à ces études, le meilleur compromis entre les différents paramètres a mené au choix d'utiliser pour les détecteurs Micromégas dans Compass le mélange néon-éthane- CF_4 (79%-11%-10%). Des tests ont été effectués avec ce mélange sur un prototype de petite taille et une électronique rapide. En début de plateau ce détecteur a atteint une efficacité de 99% avec une résolution spatiale de 47 μm et une résolution temporelle de 7 ns.

IV.4 Performances des Micromégas pendant la prise de données

Les détecteurs Micromégas sont installés dans l'expérience depuis 2002 et ont fonctionné sans interruption lors des différentes prise de données. Ces détecteurs sont installés dans la zone la plus difficile du spectromètre, juste en aval de la cible polarisée et avant l'aimant de déflexion SM1, là où les flux de particules de très basse énergie sont les plus importants. Cette région est aussi soumise au champ de fuite des deux aimants cible et SM1. Ces détecteurs ont fonctionné dans des flux de particules atteignant 200 kHz par piste, avec un flux global de l'ordre de 30 MHz sur la surface totale. La quantité de charge qui a traversé ces détecteurs atteint jusqu'à 1,3 mC/mm² pour les zones les plus critiques, sans diminution de leurs performances [81]. Leur efficacité moyenne est de 95,9% pour la prise de données 2004 [82] contre 96,5% en 2002 [83]. Ces valeurs incluent une perte d'efficacité au centre due aux empilements des signaux à haut flux. La Figure IV.5 montre le profil de taux de comptage par piste sur l'ensemble d'un détecteur, ainsi que l'efficacité correspondante.

Certains détecteurs sont cependant affectés par des pertes locales d'efficacité (Figure IV.6) dues à des défauts tels que des pistes coupées, ou des grilles ou planchers endommagés. Ces défauts sont principalement dus à des problèmes lors de la construction, tels que des pistes coupées ou des défauts dans le collage du plancher de l'anode sur la structure en nid d'abeille du détecteur. Ils sont en général situés à la périphérie des détecteurs et ont une faible influence sur l'efficacité globale, la

plupart des particules passant à proximité du centre des détecteurs. Quelques détecteurs ont dû cependant être remplacés afin de corriger ce problème.

Le temps de passage de la particule dans le détecteur peut-être déduit à partir des temps de transitions des signaux logiques provenant du comparateur. Les temps des transitions inactif-actif et actif-inactif sont sommés avec une pondération adaptée, et une valeur calibrée représentant le décalage systématique du signal par rapport au temps de passage de la particule est soustraite. La résolution temporelle des détecteurs peut être mesurée en utilisant un ensemble de traces dont les temps de passage sont donnés par des détecteurs plus précis. On obtient en 2004 [82] des valeurs typiques entre 8,60 et 9,80 ns, avec une valeur moyenne de 9 ns.

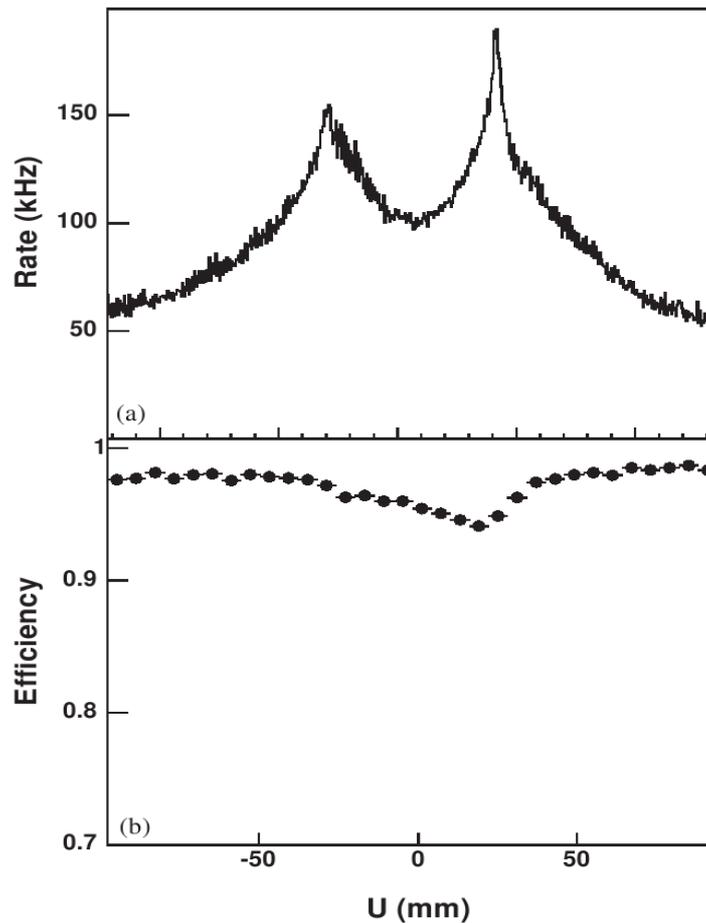


Figure IV.5: Profil de taux de comptage à haut flux pour un détecteur Micromégas (figure du haut). Efficacité correspondante pour le même détecteur (figure du bas). Le creux central en taux de comptage est dû à la zone désactivée au centre du détecteur

La résolution spatiale des détecteurs est mesurée en utilisant des traces reconstruites mesurées par les autres détecteurs et en comparant la position théorique de passage de la particule avec la position mesurée. En 2004 la résolution moyenne dans les conditions nominales était de 92,5 μm , contre 93 μm en 2002. Les résolutions s'étagent entre 84 et 97 μm , avec une exception pour le détecteur « X » de la station 3, avec une résolution de 110,9 μm du fait qu'il est le plus affecté par le champ magnétique du dipôle SM1.

IV.5 Modifications apportées en 2006

A la fin de l'année 2004 une période d'un mois a été réservée pour une prise de données avec un faisceau de hadrons (94,7% de pions, 4,6% de kaons), préfigurant les prochaines prises de données prévues en hadrons. Ces particules étant très ionisantes, le taux de décharge attendu est

bien supérieur à celui constaté en faisceau de muons, d'un facteur de l'ordre de 100. Deux changements ont été introduits afin de le réduire.

Le mélange gazeux utilisé dans les détecteurs a été modifié en enlevant le CF_4 afin de réduire le taux d'ionisation du gaz. Le gain a de même été réduit en diminuant la tension appliquée sur la grille, afin de limiter finalement le taux de décharge à une valeur inférieure à la limite de sécurité de 7 décharges par heure et par détecteur. Ces changements ont pour conséquence de réduire l'efficacité des détecteurs, avec des valeurs de l'ordre de 90%, mais aussi de dégrader la résolution spatiale, qui passe à une valeur moyenne de 120 μm environ, et la résolution temporelle, de l'ordre de 16 ns [82].

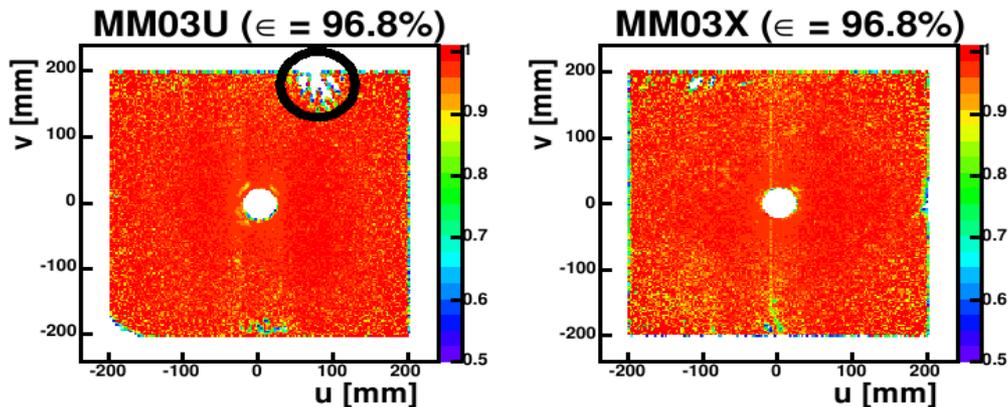


Figure IV.6: Efficacités locales de deux détecteurs Micromégas, dont l'un présente un défaut à la périphérie de la zone active dû au décollement du plancher

En parallèle le principe d'une augmentation de l'espace de conversion a été étudié en installant un détecteur modifié, pour lequel cet espace a été augmenté de 3,2 à 5,5 mm. Ceci permet d'augmenter le nombre d'électrons primaires créés dans cet espace, et donc de réduire le gain nécessaire dans l'espace d'amplification. Les données prises avec ce détecteur ont montré que le plateau d'efficacité était atteint pour une tension inférieure de 50 V environ par rapport aux détecteurs non modifiés, l'efficacité atteignant alors 95% pour des taux de décharges inférieurs à la limite de sécurité. Ce détecteur possède une résolution spatiale similaire à celle des autres détecteurs (120,7 μm) et une résolution temporelle un peu moins bonne (21,6 ns).

Le principe d'une augmentation de l'espace de conversion ayant été validé, il a été décidé de modifier l'ensemble des détecteurs pour les prises de données futures en hadrons. En parallèle les électrodes en nickel sont remplacées par des électrodes en cuivre, afin de supprimer les interactions avec les champs magnétiques délivrés par le solénoïde de la cible et le dipôle SM1. La moitié des détecteurs ont été modifiés en 2007, les détecteurs restants seront modifiés pour la prise de données 2008.

IV.6 Conclusion

L'expérience Compass a été la première expérience à utiliser les détecteurs Micromégas, de grand taille, à une telle échelle. Après une phase de R&D ayant pour but de les adapter aux contraintes de l'expérience, ces détecteurs ont montré des performances remarquables dans des conditions difficiles, en particulier avec un flux de particules important (200 kHz par piste). L'efficacité de détection atteint un niveau de l'ordre de 96% à haut flux (99% à bas flux), tandis que les résolutions spatiale et temporelle sont de l'ordre de 92 μm et de 9 ns respectivement. Ces détecteurs sont en cours d'adaptation aux contraintes particulières de la prise de données en faisceau de hadrons, avec un espace de conversion élargi.

Chapitre V: Mise à niveau de l'électronique de lecture du détecteur RICH

Le détecteur RICH est un élément crucial de l'expérience Compass. Il permet l'identification des particules diffusées par la cible, en particulier il permet de distinguer les kaons des pions pour des impulsions comprises entre 5 et 50 GeV, ce qui est nécessaire pour la mesure de $\Delta G/G$ par la méthode des mésons charmés (cf. chapitre III). Après trois années de prise de données, il est apparu que les performances du RICH pouvait être fortement améliorées par une remise à niveau de la partie centrale de son système de détection de photons, et de l'électronique de lecture pour le reste de ce système. Après avoir présenté ce détecteur, je vais plus particulièrement décrire le projet de nouvelle électronique que j'ai mené au sein du DAPNIA.

V.1 Le détecteur RICH de Compass avant sa remise à niveau

Le principe des détecteurs RICH [84] est d'identifier les particules qui le traversent, en mesurant leur vitesse. Lorsque celle-ci est supérieure à la vitesse de la lumière dans un milieu donné, un rayonnement Cherenkov est naturellement émis. La vitesse $\beta = v/c$ peut être directement déduite en mesurant l'angle d'émission θ_c du rayonnement Cherenkov:

$$\cos \theta_c \approx \frac{1}{n\beta}$$

où n est l'indice optique du milieu traversé.

Connaissant la vitesse β , et en mesurant l'impulsion p de la particule dans le reste du spectromètre, on peut déduire sa masse m et donc sa nature:

$$p = \gamma \beta m c \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

L'angle Cherenkov tend, lorsque β tend vers 1, vers une limite asymptotique indépendante de la masse de la particule. Ceci signifie que l'identification du type de la particule ne peut être faite que pour des impulsions inférieures à une certaine limite qui dépend de l'indice optique du milieu.

Afin de permettre la séparation pion-kaon dans le domaine en impulsion voulu (5 à 50 GeV), le milieu retenu pour le détecteur RICH de Compass [85] est le fluorocarbure gazeux C_4F_{10} , qui présente un indice optique de 1,0015 dans l'ultra-violet. Du fait de ce faible indice, le nombre de photons Cherenkov émis par unité de distance traversée dans le milieu est très petit. Il a donc fallu prévoir un détecteur suffisamment épais pour produire un nombre suffisant de photons pour pouvoir reconstruire l'angle d'émission Cherenkov. Il a aussi été nécessaire de prévoir un détecteur suffisamment large pour pouvoir identifier les particules émises à des angles relativement grands, de l'ordre de 250 mrad horizontalement et de 180 mrad verticalement, du fait de la grande acceptation du spectromètre.

Le détecteur RICH de Compass est un réservoir étanche de 6 mètres de large et de 5 mètres de haut, profond de 3 mètres. Les photons Cherenkov émis par les particules sont réfléchis par un mur de miroirs sphériques, et focalisés vers deux plans focaux situés en dehors de l'acceptation (voir Figure V.1). Les photons dessinent alors un anneau dont la position dépend des angles de la trajectoire de la particule, et dont le rayon dépend directement de l'angle d'émission Cherenkov. Ces deux plans focaux sont équipés chacun de 4 chambres proportionnelles multi-fils (MWPC), munies chacune de deux cathodes recouvertes de Iodure de Césium (CsI) qui est un matériau émettant des électrons lorsqu'il est frappé par des photons ultra-violet de longueur d'onde inférieure à 200 nm (voir Figure V.2). Ces chambres sont séparées de l'intérieur du RICH par des fenêtres de quartz transparent aux photons ultra-violet (longueur d'onde supérieure à 165 nm), et remplis par du

méthane qui permet l'amplification des électrons émis par le CsI, avec un gain de l'ordre de 4×10^4 . L'amplification se fait par une avalanche à proximité des fils qui sont portés à une tension positive d'environ 2000 V. Le signal correspondant au déplacement des ions produits par l'avalanche est recueilli au niveau de la cathode. Celle-ci est constituée d'un pavage de 72 par 72 électrodes carrées de 8 mm par 8 mm montées sur un circuit imprimé. Ces électrodes sont reliées à des cartes électroniques appelées BORA branchées sur l'autre face du circuit imprimé, qui assurent chacune la lecture de 432 électrodes, 12 BORA étant nécessaires par photocathode.

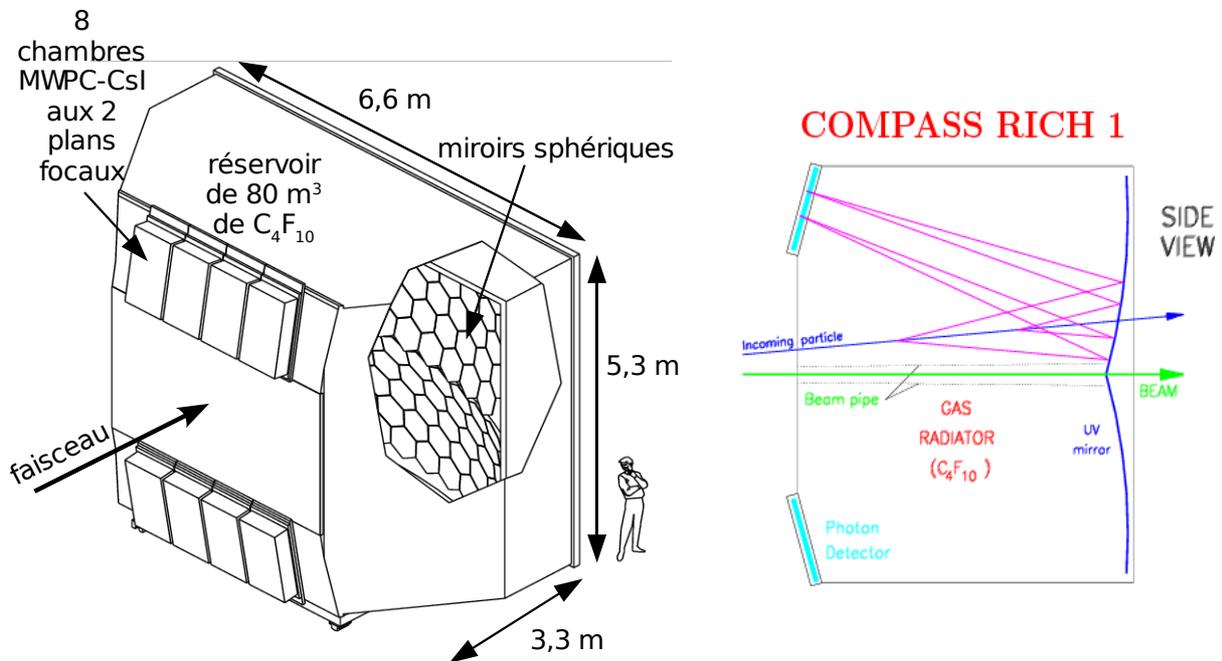


Figure V.1: Le détecteur RICH de Compass, le schéma à droite indique le chemin des photons Cherenkov à l'intérieur du détecteur

L'électronique de lecture utilisait jusqu'en 2004 des circuits amplificateurs Gassiplex [86]. Les circuits Gassiplex présentent un temps de montée de l'ordre de $1 \mu\text{s}$, avec un temps d'intégration total de $3 \mu\text{s}$. Ce temps relativement grand est bien adapté au traitement des signaux des MWPC, du fait de la faible vitesse de déplacement des ions dans le gaz. Cependant un si long temps d'intégration rend les détecteurs de photons sensibles aux particules fortuites. De plus, le fonctionnement interne du Gassiplex demande un temps mort d'environ $5 \mu\text{s}$ après chaque déclenchement, temps nécessaire au retour à la ligne de base du système interne de mise en forme du signal. Ce temps mort limite le taux de déclenchement maximum de l'électronique à moins de 10 kHz.

Cette électronique a été utilisée de 2002 à 2004 et a montré des performances satisfaisantes. Le niveau de bruit électronique était de l'ordre de $1000 e^-$, et le nombre de photons détectés dans un anneau de taille maximale (particule avec $\beta = 1$) était de l'ordre de 14. Cependant du fait du long temps d'intégration le bruit de fond physique était important, et même dominant dans la région centrale du Rich, là où les photons Cherenkov du halo du faisceau se concentrent. D'autre part la limitation du taux de déclenchement était incompatible avec l'augmentation de l'intensité du faisceau prévue dans les prochaines années, ainsi qu'avec les prises de données prévues avec un faisceau de hadron.

V.2 Le projet de mise à niveau du RICH

Un projet global d'amélioration du RICH a été proposé afin de répondre aux limitations constatées sur ce détecteur. Il a été articulé en deux parties:

- un changement du système de détection dans la partie centrale du détecteur RICH (quart central du système de détection de photons, environ 20000 voies sur les 80000 initiales)
- un changement de l'électronique de lecture des MWPC pour la partie externe (environ 62000 voies)

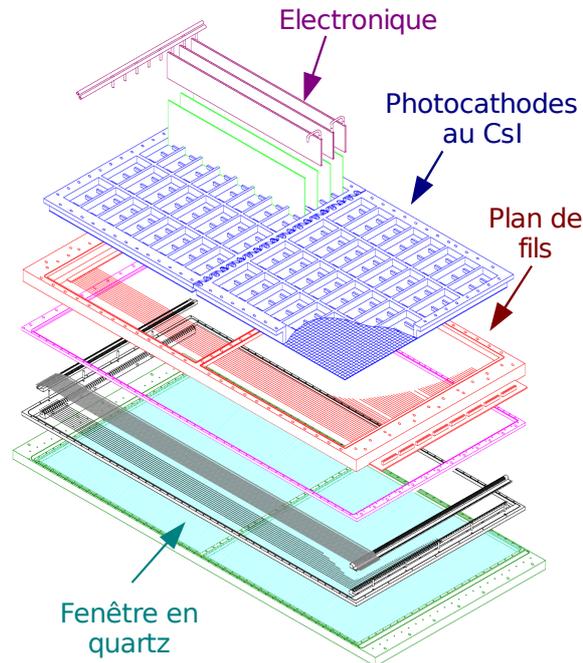


Figure V.2: Chambres MWPC du détecteur RICH, les photocathodes sont recouvertes de CsI. Les photons Cherenkov passent à travers la fenêtre en quartz en bas du schéma.

La première partie a consisté à remplacer les MWPC par des photomultiplicateurs multi-anode (MaPMT) dans la partie centrale. Pour chacun des plans focaux, les deux chambres MWPC centrales ont été modifiées afin de remplacer une des deux photocathodes par un panneau de 144 photomultiplicateurs de 16 anodes chacun, les fils des MWPC étant coupés à la moitié de la chambre. Une électronique de lecture munie d'amplificateurs MAD4 et de numériseurs temporels (TDC) F1 est utilisée pour lire les signaux des MaPMT. Ce projet est plus précisément décrit dans la référence [87], il ne sera pas développé ici.

Une bonne partie des limitations provenant de la lenteur de l'électronique de lecture, il a paru nécessaire d'échanger celle-ci par un système plus rapide, tout en conservant des performances de détection similaires. Un tel projet a été proposé par notre groupe, en association avec le groupe Compass du Technische Universität de Munich, et avec l'aide du service d'électronique, des détecteurs et d'informatique (SEDI) du Dapnia. J'en ai pris la responsabilité scientifique au niveau du Dapnia.

L'idée de base de ce projet est d'utiliser des circuits APV25-S1 [88] pour lire les signaux provenant des électrodes, à la place des circuits Gassiplex précédemment utilisés. Les circuits APV ont pour fonction d'amplifier et de mettre en forme les signaux provenant de 128 canaux en parallèle, puis de mémoriser dans une mémoire analogique interne un échantillon toutes les 25 ns, cette mémoire pouvant conserver 192 échantillons par canal. Lorsqu'un événement est déclenché par le système de déclenchement central de Compass, les 128 signaux analogiques correspondants à ce déclenchement sont multiplexés puis envoyés à un ADC pour être numérisés. Deux autres échantillons par canal pris pendant la montée du signal analogique sont aussi numérisés afin de déterminer précisément le temps d'arrivée de ce signal (Figure V.3). Le circuit APV25-S1 a été développé pour être utilisé sur le système de détecteurs de traces par microstrip de silicium de l'expérience CMS [89] au Cern. Il était déjà utilisé sur les détecteurs GEM [60] et Silicium [90] de Compass, ce qui a simplifié l'adaptation de cette électronique pour le détecteur RICH. Le circuit

APV, bien que pensé pour fonctionner sur des détecteurs rapides, est en fait très polyvalent, les caractéristiques du circuit d'amplification et de mise en forme du signal étant facilement configurables.

Le projet a démarré en février 2004 par la conception de cartes prototypes destinées à remplacer les anciennes cartes BORA. Ces cartes, de taille importante (plus de 50 cm de large), accueillent 4 circuits APV et lisent 432 canaux. Des prototypes ont pu être testés en juin sur un banc-test, puis en octobre en conditions réelles, branchés sur la partie centrale à très haut flux du détecteur RICH [91]. Une optimisation des caractéristiques de l'APV a été faite, aboutissant à un temps de montée du signal mis en forme de l'ordre de 300 ns. Ce temps de montée est en fait trop court pour les signaux provenant de chambres MWPC, aboutissant à la perte d'une partie du signal, ce qu'on appelle « déficit balistique », qui pourrait induire une perte d'efficacité du détecteur. Cependant, les caractéristiques de l'APV et la qualité du blindage de l'électronique contre les perturbations électromagnétiques ont permis d'aboutir à un niveau de bruit électronique de l'ordre de $680 e^-$, à comparer à $1000 e^-$ pour les circuits Gassiplex. Ceci a permis d'avoir un seuil de détection du signal plus bas, compensant le déficit balistique. Les tests en faisceau ont montré que le nombre moyen de photons détectés par anneau Cherenkov était de l'ordre de 15, comparable aux BORA. Le niveau de bruit de fond a été diminué d'un facteur supérieur à 6, du fait de la plus petite porte temporelle d'intégration du signal.

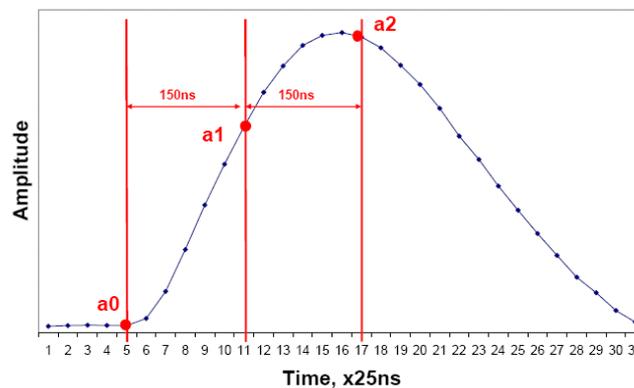


Figure V.3: Signal à la sortie du circuit de mise en forme de l'APV. Trois échantillons A0, A1 et A2 sont lus respectivement au début, au milieu et en haut du front de montée pour la détermination du temps d'arrivée du signal

La décision de mener à bien la mise à niveau du détecteur RICH a été prise fin 2004. Cependant la construction des cartes électroniques n'a pas été lancée immédiatement, du fait du problème que posaient les APV quant à leur intégration sur ces cartes. En effet, pour limiter le bruit électronique, les puces APV, qui sont de taille relativement petite ($8 \times 7 \text{ mm}^2$) ne sont pas montées dans des boîtiers, mais collées directement sur les cartes et connectées grâce à des petits fils d'aluminium (« bonds ») de $25 \mu\text{m}$ d'épaisseur et de quelques millimètres de longueur. La densité de connections sur la face avant de la puce, avec un pas de $44 \mu\text{m}$ (deux rangées à un pas de $88 \mu\text{m}$), est telle que l'on doit utiliser une plaque de céramique sérigraphiée, appelée « pitch-adapter », afin d'avoir un pas suffisamment grand pour pouvoir être reliée au circuit imprimé. Le « bonding » des puces et des pitch-adapter a pu être réalisé sur les cartes prototypes grâce au Bond laboratory du groupe PH-DSF du Cern, mais il n'était pas envisageable de faire réaliser un travail si délicat sur de si grandes cartes de manière industrielle.

Après une phase de R&D de quelques mois, il est apparu que la meilleure solution était d'intégrer les APV sur de petites cartes filles (« modules ») qui étaient ensuite connectées sur la carte mère (Figure V.4). Des tests ont été réalisés pour vérifier que cette solution ne dégradait pas les performances de cette électronique. Un schéma en triangle a été utilisé pour la connection entre les modules et la carte mère afin de réduire la longueur des pistes, et un matériau spécifique (Rogers RO4003) présentant une faible constante diélectrique a été utilisé pour le circuit imprimé. Grâce à

ces précautions, le bruit électronique généré dans cette configuration est resté similaire à celui généré dans la configuration où le circuit APV était directement implanté sur la carte mère. La production des cartes mères et des modules a été lancée à l'automne 2005, pour s'achever au printemps 2006. L'ensemble de l'électronique a été installée sur le détecteur RICH en mai-juin, et mise en service avec succès en juillet 2006 pour le début de la période de prise de données.

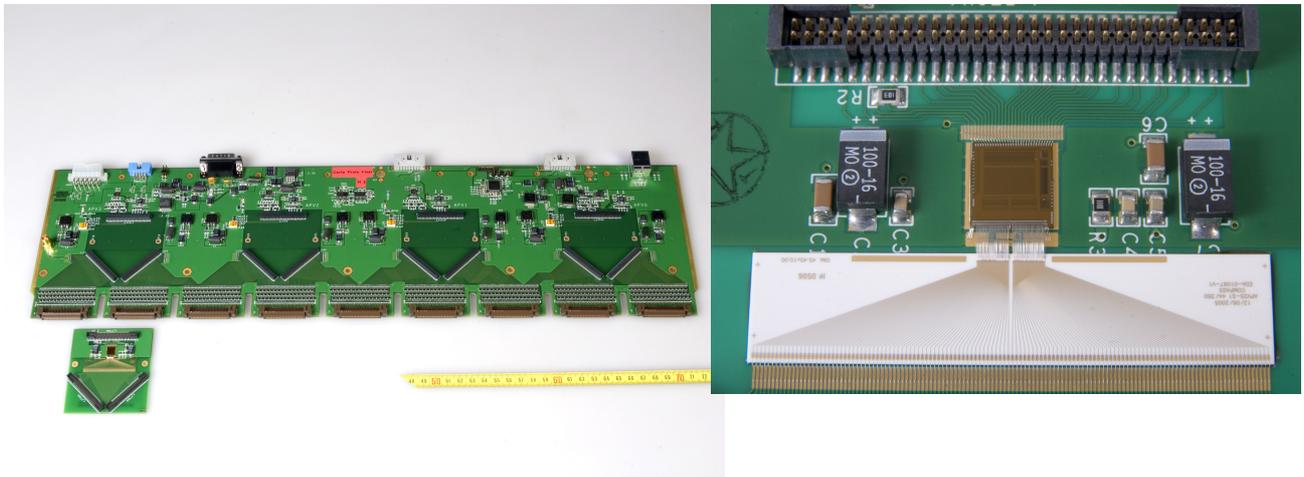


Figure V.4: A gauche photographie d'une carte mère et d'un module, à droite zoom sur le module. L'APV (en marron) et le pitch-adapter (en blanc) sont reliés entre eux et au circuit imprimé par des « bonds » en aluminium de 25 μm d'épaisseur

V.3 Performances de l'électronique APV en 2006

La prise de données 2006 a permis de mesurer les performances de l'électronique APV du détecteur RICH. Son fonctionnement lors de cette prise de données n'a pas posé de problème particulier, à l'exception d'un mauvais alignement initial en temps par rapport au système de déclenchement de Compass qui a dû être refait au bout de quelques semaines. Le niveau de bruit électronique observé est de l'ordre de 680 e⁻, similaire à ce qui avait été mesuré lors des tests de 2004, l'introduction des modules sur lesquels sont montées les puces APV n'a eu qu'une contribution négligeable. Le temps d'arrivée du signal peut être déterminé en utilisant les deux mesures prises pendant la montée du signal, appelées A0 et A1, en complément de la mesure à son maximum appelée A2. En effet, sur une plage d'environ 150 ns, le temps d'arrivée dépend linéairement du rapport entre A1 et A2. Cette détermination est d'autant plus précise que la valeur absolue de A2 est grande par rapport au bruit électronique et aux effets de numérisation. La Figure V.5 montre la résolution en temps de cette mesure en fonction de la valeur de A2, elle montre que pour des valeurs de A2 supérieures à 10 (correspondant à 3000 e⁻), la résolution temporelle obtenue est meilleure que 25 ns.

Une façon de déterminer les performances du système de détection du RICH est de mesurer le nombre de photons qu'il est capable de détecter pour une particule à $\beta = 1$. Pour ce faire, on étudie les particules traversant le RICH provenant d'un ensemble d'événements enregistrés pendant la prise de données, y compris les particules ayant un β plus petit que 1. A partir de la trajectoire de la particule et de son impulsion, on peut déterminer le centre de l'anneau sur les plans focaux du RICH ainsi que le rayon attendu en supposant que cette particule est un pion, ce qu'elle est dans environ 95% des cas. En utilisant l'ensemble des photons détectés pour cet événement, on produit alors le spectre de ΔR qui est la différence entre la distance de chaque photon par rapport au centre du cercle et le rayon théorique de l'anneau Cherenkov. Une pondération est affectée à chaque photon en fonction du β de la particule, afin de reproduire une amplitude correspondant à des particules à $\beta=1$. La Figure V.6 montre le spectre de ΔR pour les photons arrivant dans chacune des 12 cathodes extérieures. Le niveau de bruit de fond correspondant aux signaux fortuits est déterminé en utilisant l'information des traces des particules provenant d'un événement donné, et les photons détectés d'un autre événement non corrélé au premier. On observe que le nombre de photons par anneau est de

l'ordre de 15 pour la majorité des photocathodes, cependant quelques uns présentent des efficacités de détection plus basses.

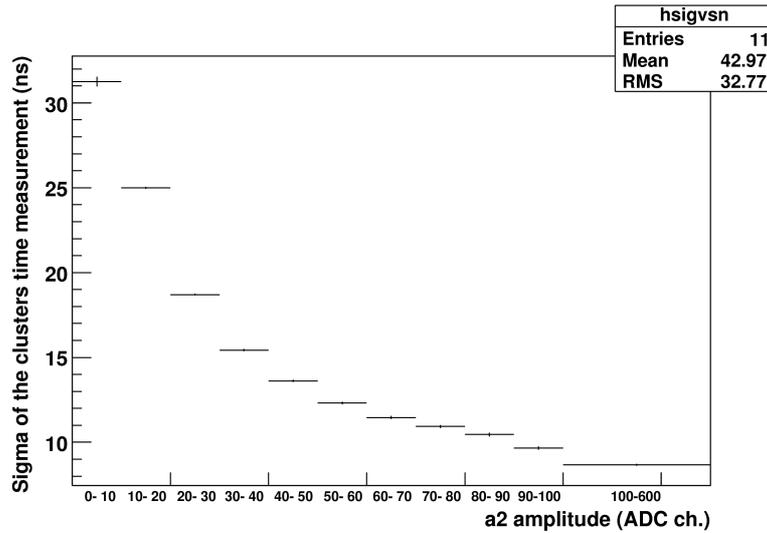


Figure V.5: Résolution en temps des signaux mesurés par l'électronique APV en fonction de leur amplitude A_2 (échelle: 1 = 300 e), la mesure n'est pas significative pour $A_2 < 10$

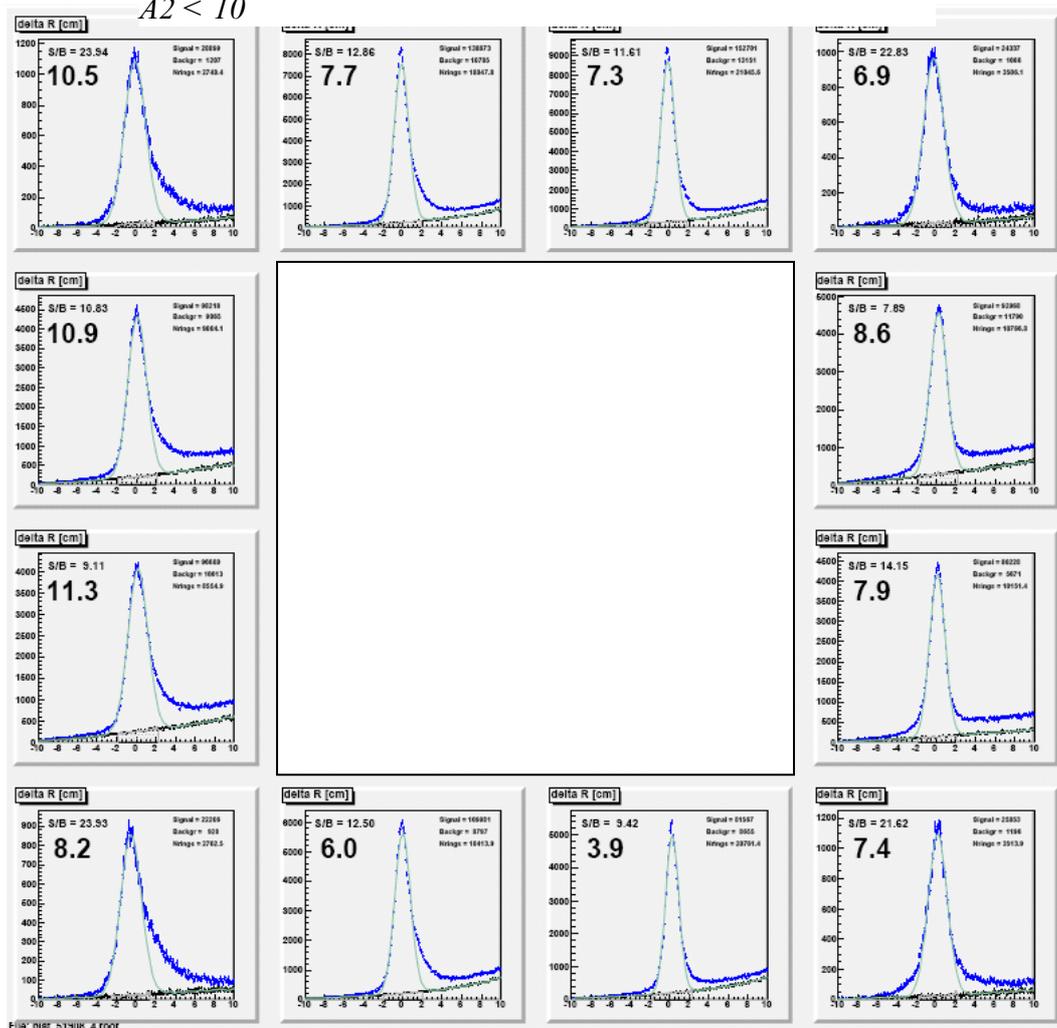


Figure V.6: Spectre en ΔR pour chaque photocathode, le bruit de fond est mesuré en associant les données des photons issus d'un autre événement

Il est possible de faire une mesure relative du gain d'amplification des chambres MWPC à partir du spectre des amplitudes A2. En effet, chaque photon interagissant avec la photocathode recouverte de CsI ne peut produire au maximum qu'un seul électron. L'amplitude du signal qui est mesuré est donc directement dépendant du gain effectif de la chambre. La distribution des amplitudes suit une fonction exponentielle décroissante dont la valeur moyenne est proportionnelle au gain. Un ajustement de cette fonction pour chacune des photocathodes est montré à la Figure V.7. On voit alors que les pertes d'efficacité observées sont directement corrélées aux gains plus faibles de ces chambres. Les pertes de gains ont en fait pour origine une dégradation de certaines chambres qui ne sont pas capables de fonctionner à la tension nominale. Ces chambres devront être réparées dans le futur.

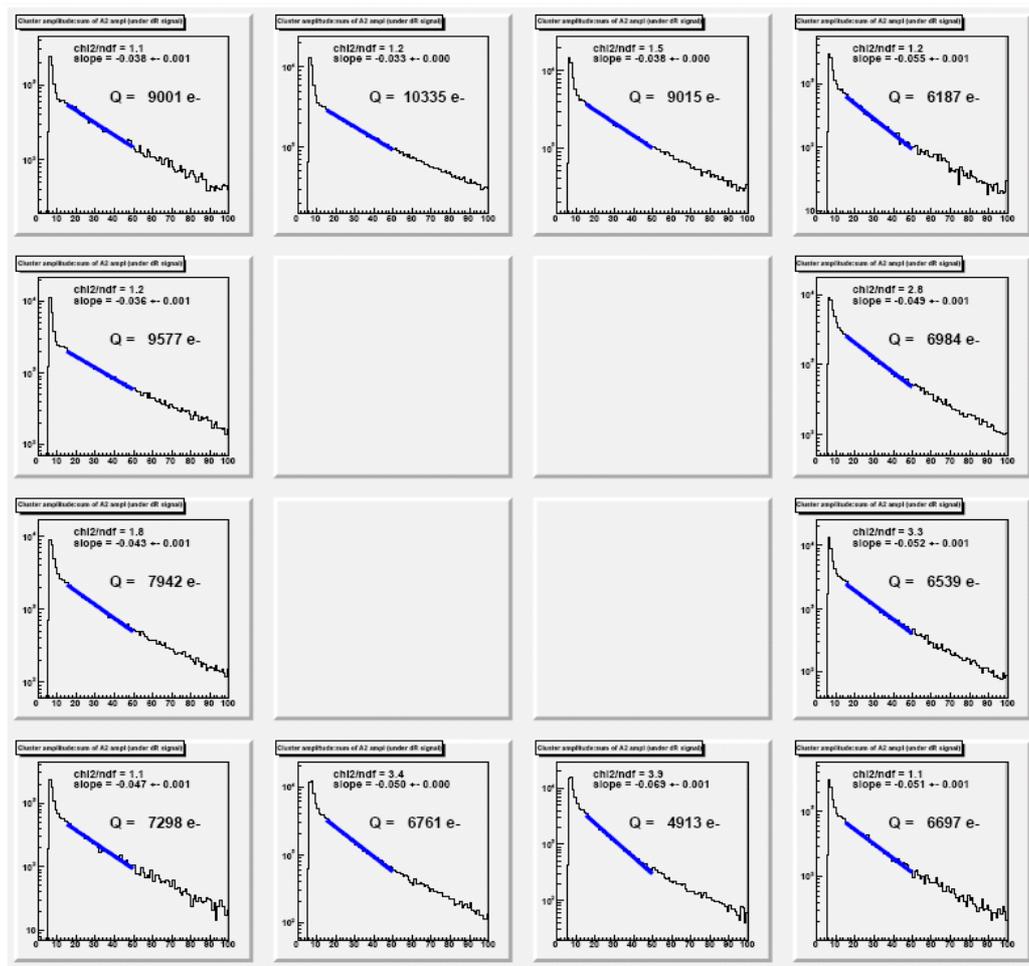


Figure V.7: Spectre en amplitude A2 des photons pour chaque photocathode. Les ajustements faits sur les spectres permettent de calculer le gain moyen pour chacun des détecteurs.

L'étude des performances globales du RICH suite à sa mise à niveau globale est encore en cours, en particulier pour ce qui est des efficacités d'identification des particules. Des résultats préliminaires montrent une augmentation de la limite au-delà de laquelle la séparation pion-kaon ne peut plus être faite de 43 à 55 GeV, avec une efficacité d'identification de kaon supérieure à 90%. La Figure V.8 présente une comparaison entre 2004 et 2006 du nombre de pions et de kaons identifiés par le RICH par muon incident en fonction de l'angle de déviation. Elle montre un gain supérieur à 2 dans l'efficacité d'identification, que ce soit pour les pions ou les kaons, suite à la mise à niveau globale du RICH

V.4 Conclusion

Le projet de mise à niveau de l'électronique des chambres MWPC a permis d'améliorer de manière très significative les performances de ces chambres, ceci pour un coût relativement faible, de l'ordre de 5 par voie. Le rapport signal sur bruit de fond provenant d'événements fortuits a pu être augmenté d'un facteur supérieur à 6, résultat particulièrement intéressant du fait de l'influence importante que ce bruit de fond avait sur les performances d'identification des particules du RICH. Les premiers résultats sur les performances globales de ce détecteur montrent une importante amélioration du rapport signal sur bruit pour l'identification des particules (Figure V.1), et également une augmentation de la plage en énergie de l'identification des kaons. Ce projet a pu être mené en un temps relativement bref si on considère qu'il mettait en jeu plus de 62000 voies d'électronique, et qu'il a fait intervenir des techniques délicates, telles que le « bonding » des puces APV sur les circuits imprimés, qui n'avaient jamais été utilisées au DAPNIA.

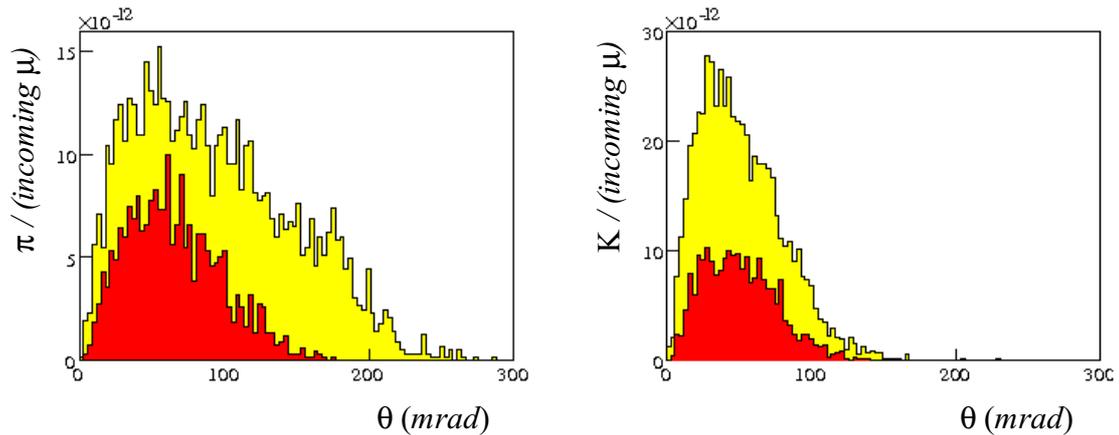


Figure V.8: Spectres en angle de déviation du nombre de pions (à gauche) et de kaons (à droite) identifiés par le détecteur RICH. L'année 2004 est en rouge foncé et 2006 en jaune clair.

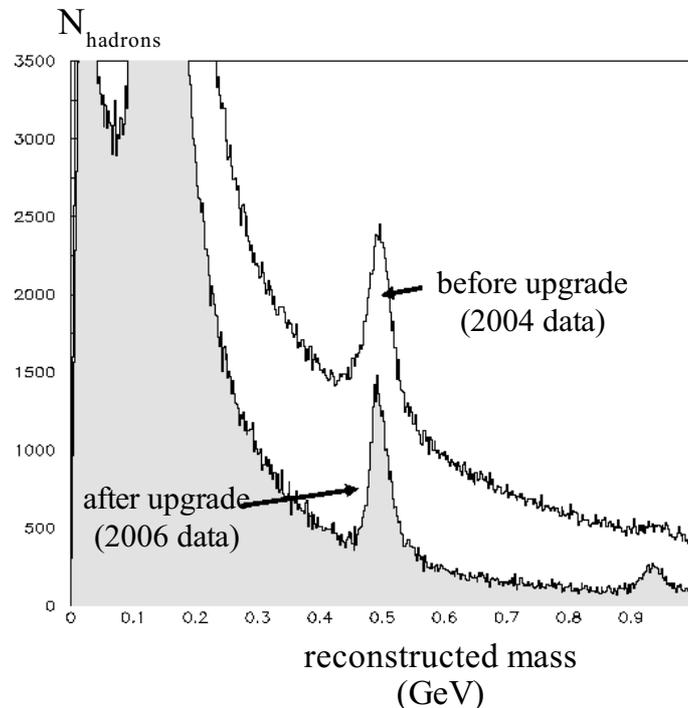


Figure V.9: Spectre en masse invariante pour les données 2004 et 2006

Conclusion

Ce manuscrit résume la majeure partie de mon travail depuis 1996 sur le polarimètre Compton et l'expérience HAPPEX au Jefferson Lab, puis sur l'expérience COMPASS au CERN. Pendant ces années je me suis principalement consacré aux aspects matériels et expérimentaux ("hardware") de ces expériences: conception et réalisation du détecteur de photons et du système d'acquisition du polarimètre Compton, R&D, installation et mise en oeuvre des détecteurs Micromégas de l'expérience COMPASS, R&D et réalisation de l'électronique rapide pour le détecteur RICH. D'autres aspects de mon travail, qui n'ont pas été abordés ici, ont concerné plus particulièrement le développement et la mise en oeuvre des instruments de suivi des prises de données de COMPASS et du contrôle de la qualité de données, ainsi que le suivi du système d'acquisition de l'expérience.

Ces réalisations constituent des éléments essentiels de la chaîne qui conduit aux résultats de physique, et elles jouent un rôle crucial dans la qualité des résultats. Ainsi l'une des origines de la très bonne qualité des mesures du polarimètre Compton provient de la rapidité et de la souplesse de son système d'acquisition. Il permet à la fois d'accumuler rapidement une statistique suffisante et de contrôler les effets systématiques qui perturbent la mesure. Grâce à cela, on atteint une erreur systématique de 1% et une erreur globale de 1,4% sur les mesures de la polarisation du faisceau d'électrons. La qualité des mesures de polarisation permet ensuite de réduire les erreurs systématiques globales des résultats de physique de plusieurs expériences du Hall A du Jefferson Lab. Le polarimètre n'ayant été disponible que pour la dernière partie de la prise de données de la première expérience HAPPEX, ceci n'est qu'en partie vrai pour cette expérience. Mais cela a été vraiment le cas pour les autres expériences HAPPEX ainsi que pour toutes les expériences du Hall A qui ont nécessité l'utilisation d'un faisceau polarisé.

Dans le cas de l'expérience COMPASS, les bonnes performances des détecteurs Micromégas en terme de résolution spatiale et d'efficacité dans un environnement difficile jouent un rôle majeur dans la qualité de la reconstruction des événements de fusion photon-gluon. L'analyse des données postérieures à l'amélioration du détecteur RICH intervenue en 2005 montre un très gros progrès dans l'efficacité d'identification des kaons et des pions diffusés, et donc une meilleure reconstruction des mésons D^0 et D^* . Les conséquences de cette amélioration sont alors une augmentation de la statistique d'un facteur proche de 2, ainsi qu'une meilleure pureté de l'échantillon sélectionné d'événements de mésons charmés. Les derniers résultats de COMPASS sur la mesure de $\Delta G/G$ dans le canal des mésons charmés qui ont été présentés dans le chapitre III bénéficient de ces améliorations.

Les résultats issus des deux expériences ont permis de mieux comprendre la structure du nucléon. Les différentes expériences HAPPEX ont ainsi établi que la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon était faible ou nulle à petit Q^2 , à l'inverse des prédictions basées sur les mesures de polarisation des quarks étranges Δs faites par les précédentes expériences de diffusion profondément inélastiques. Des contributions non-nulles à plus grand Q^2 ne sont cependant pas exclues, et des expériences sont prévues en particulier au Jefferson Lab afin de les mesurer. L'expérience COMPASS pour sa part a produit les premières mesures directes de la polarisation des gluons $\Delta G/G$, montrant une contribution du spin des gluons au spin du nucléon compatible avec 0. Ces mesures excluent une valeur élevée de ΔG , écartant un scénario qui expliquait par cette valeur élevée la faible valeur apparente de $\Delta \Sigma$. Un scénario qui combinerait une contribution limitée des gluons, une contribution négative des quarks étranges et un moment orbital des partons non nul est cependant possible. Les prochains résultats de COMPASS qui seront extraits à partir des événements à grande impulsion transverse montreront les valeurs de $\Delta G/G$ pour différentes valeurs de x , et permettront de mieux connaître la contribution des gluons à plus grand x .

Bibliographie

- [1] F. Ernst, R. Sachs and K. Wali, Phys. Rev. 119 (1960) 1105
- [2] P.E. Bosted, Phys. Rev. C 51 (1995) 409 et ref. citées
- [3] D. Kaplan, A. Manohar, Nucl. Phys. B 310 (1988) 527-547
- [4] D.H. Beck, Phys. Rev. D 39 (1989) 3248-3256
- [5] J.G. Ashman et al. (EMC collaboration), Nucl. Phys. B 328 (1989) 1-35
- [6] V. Alexakhin et al. (COMPASS collab.), Phys. Lett. B 647 (2007) 8-17
- [7] B. Borasoy and U-G. Meissner, Annals Phys. 254 (1997) 192-232
- [8] X. Ji, Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 1071-1074 and hep-ph/9410274
- [9] J.M. Finn, P.A. Souder, et al., Parity violation in elastic scattering from the proton and ^4He , JLab Hall A experiment E91-010 (1991)
- [10] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54 (1996) 1
- [11] E.D. Bloom et al., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 930
- [12] J.D. Bjorken and E.A. Paschos, Phys. Rev. 185 (1969) 1975-1982
- [13] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, Sov. Journ. nucl. Phys. 15 (1972) 438 and 675
- [14] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. B 216 (1977) 298
- [15] Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641
- [16] N. Isgur, The spin structure of the nucleon, edited by B. Frois V. Hughes and N. de Groot 1995, Erice School
- [17] A.V. Manohar, Lecture at the Lake Louise Winter Institute, (1992)
- [18] M. Anselmino, A. Efremov and E. Leader, Phys. Rep. 261 (1995) 1-124 and hep-ph/9501369
- [19] J. Ellis and R.L. Jaffe, Phys. Rev. D 9 (1974) 1444 Err. D 10 (1974) 1669
- [20] J. Ashman et al. (EMC Collab.), Phys. Lett. B 206 (1988) 364
- [21] P.L. Anthony et al. (E142 Collab.), Phys. Rev. D 54 (1996) 6620-6650
- [22] R.D. Ball, S. Forte and G. Ridolfi, Phys. Lett. B 378 (1996) 255-266
- [23] M. Poelker et al., Polarized source performance and developments at Jefferson Lab, Osaka, Japan 2000, Spin Physics Symposium (SPIN 2000) 943-948 and JLAB-ACC-02-03
- [24] C. Sinclair, Performance of the Jefferson Laboratory Polarized Electron Source, Erlangen 1999, Int. Workshop on Polarized Sources and Targets 222-230 (PST99)
- [25] G.D. Cates et al., Nucl. Instr. and Meth. 278 (1989) 293-317
- [26] J.S. Price, et al., 5-MeV Mott polarimeter development at Jefferson Lab., Urbana, IL 1997, Polarized gas targets and polarized beams 446-450
- [27] A.H. Compton, Phys. Rev. 21 (1923) 715
- [28] S. Escoffier, Mesure précise de la polarisation du faisceau d'électrons à TJNAF, Thèse de Doctorat, Université Paris VII - Denis Diderot, 19 octobre 2001
- [29] G. Bardin, et al., Conceptual design report of a Compton polarimeter for CEBAF Hall A, note DAPNIA/SPhN-96-14 (1996)
- [30] J. Alcorn et al., Nucl. Instr. and Meth. A 522 (2004) 294-346
- [31] N. Falletto et al., Nucl. Instr. and Meth. A 459 (2001) 412-425
- [32] R.W.P. Drever et al., Applied Physics B 31 (1983) 97
- [33] D. Neyret, T. Pussieux, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 443 (2000) 231-237
- [34] M. Baylac et al., Phys. Lett. B 539 (2002) 8-12
- [35] M. Baylac, Mesure de la polarisation du faisceau d'électrons du Jefferson Lab, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon I, 27 octobre 2000

- [36] A. Sarty, J.J. Kelly, R.W. Lourie, S. Frulliani, Investigation of the ND transition via polarization observables in Hall A, JLab Hall A experiment E91-011 (1991)
- [37] J.J. Kelly et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 102001
- [38] O. Gayou et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 092301
- [39] S. Escoffier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 551 (2005) 563-574
- [40] K.A. Aniol et al. (HAPPEX collab.), Phys. Lett. B 635 (2006) 275-279 and nucl-ex/0506011
- [41] D. Lhuillier, Violation de parité en diffusion d'électrons, Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Basse Normandie - Caen, 14 septembre 2007
- [42] K.A. Aniol et al. (HAPPEX collaboration), Phys. Rev. C 69 (2004) 065501
- [43] M.J. Musolf, R. Schiavilla and T.W. Donnelly, Phys. Rev. C 50 (1994) 2173-2188
- [44] K.A. Aniol et al. (HAPPEX collab.), Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 022003 and nucl-ex/0506010
- [45] A. Acha et al. (HAPPEX collab.), Phys. Rev. Lett. 98 (2006) 032301 and nucl-ex/0609002
- [46] E.J. Beise, M.L. Pitt and D.T. Spayde, Prog. Part. Nucl. Phys. 54 (2005) 289-350
- [47] F.E. Maas et al. (A4 collab.), Parity violating electron scattering at the MAMI facility in Mainz, Isola d'Elba, Italie 2003, 7th workshop on e-N scattering, Eur. Phys. J. A 17 339-343
- [48] P.G. Roos for the G0 collab., The G0 experiment: Parity violation in e-N elastic scattering., Grenoble, France , PAVI04, Eur. Phys. J. A 24S2 59-63
- [49] D.T. Spayde et al. (SAMPLE collab.), Phys. Lett. B 583 (2004) 79-86
- [50] F.E. Maas et al. (A4 collab.), Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 022002
- [51] F.E. Maas et al. (A4 collab.), Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 152001
- [52] D.S. Armstrong et al. (G0 collab.), Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 092001 and nucl-ex/0506021
- [53] E. Barrelet et al. (H1, HERMES and ZEUS collab.), Proposal to upgrade the longitudinal polarimeter, DESY-PRC-00-06 (2000)
- [54] R. Michaels, P. Souder, G. Urciuoli et al., A Clean Measurement of the Neutron Skin of 208Pb through Parity violating, JLAB PR-00-003 (2000)
- [55] P. Abbon, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 577 (2007) 455 et CERN-PH-EP/2007-001
- [56] A. Abragam, The Principles of Nuclear Magnetism, The Clarendon Press, Oxford, 1961
- [57] C. Bernet et al., Nucl. Instr. and Meth. A 536 (2005) 61 - 69
- [58] B. Ketzer et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-49 (2002) 2403 et CERN-OPEN-2002-04
- [59] B. Ketzer, Q. Weitzel, S. Paul, F. Sauli, L. Ropelewski, Nucl. Instr. and Meth. A 535 (2004) 314
- [60] H. Pereira da Costa, Développement de chambres à dérive pour les hauts flux pour COMPASS, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, 23 novembre 2001
- [61] V. N. Bychkov, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 556 (2006) 66
- [62] The COMPASS collaboration, V. Yu. Alexakhin et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 202002
- [63] G. Ingelman, A. Edin and J. Rathsman, Comput. Phys. Commun. 101 (1997) 108
- [64] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, JHEP 05 (2006) 26
- [65] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann and W. Vogelsang, Phys. Rev. D63 (2001) 094005
- [66] M. Glück, E. Reya and A. Vogt, Eur. Phys. J. C5 (1998) 461
- [67] M. Glück, E. Reya and C. Sieg, Eur. Phys. J. C20 (2001) 271
- [68] SMC collab., B. Adeva et al., Phys. Rev. D70 (2004) 012002
- [69] HERMES collab., A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2584
- [70] V. Alexakhin et al. (COMPASS collab.), Phys. Lett. B 647 (2007) 330-340
- [71] J. Ellis, Polarization puts a New Spin on Physics, 2006, AIP Conf. Proc. 915 3-15 and hep-ph/0701049, SPIN06 conference, Kyoto
- [72] E. Leader, A. Sidorov and D. Stamenov, Phys. Rev. D 75 (2007) 074027 and hep-ph/0612360
- [73] M. Stratmann and W. Vogelsang, J. Phys. Conf. Ser. 69 (2007) 012035 and hep-ph/0702083
- [74] Y. Giomataris, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 376 (1996) 29-35

- [75] V. Radeka, Detector signal processing, Trieste 1987, Instrumentation in elementary particle physics 174-283
- [76] E. Delagnes et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 47 (2000)
- [77] H. Fischer et al., Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 507-510
- [78] D. Thers et al., Nucl. Instr. and Meth. A 469 (2001) 133-146
- [79] D. Thers, Développement du détecteur gazeux Micromégas pour l'expérience COMPASS, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal, 7 décembre 2000
- [80] F. Kunne et al., Micromegas: Large-Size High-Rate Trackers in COMPASS, San Diego, USA 2006, NSS conference record, IEEE 3838-3841
- [81] S. Procureur, Détermination de la polarisation des gluons dans le nucléon à COMPASS, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, 4 juillet 2006
- [82] C. Bernet, Caractérisation des Micromégas et mesure de la polarisation des gluons, Thèse de Doctorat, Université Paris VII, 17 mai 2004
- [83] E. Albrecht, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 586
- [84] E. Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. A 553 (2005) 215 and ref. therein
- [85] J.C. Santiard, et al., CERN-ECP-94-17 (1994)
- [86] M. Alekseev et al., Nucl. Instr. and Meth. A 553 (2005) 53
- [87] http://www.ins.clrc.ac.uk/INS/Electronic_Systems/Microelectronics_Design/Projects/High_Energy_Physics/CMS/APV25-S1/.
- [88] M.J. French, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 466 (2001) 359
- [89] H. Angerer, R. De Masi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 512 (2003) 229
- [90] P. Abbon, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 567 (2006) 104

Annexe I: A photon calorimeter using lead tungstate crystals for the CEBAF Hall A Compton polarimeter

D. Neyret, T. Pussieux et al., Nucl. Instrum. Meth. A 443: 231-237, 2000

A photon calorimeter using lead tungstate crystals for the CEBAF Hall A Compton polarimeter

D. Neyret¹, T. Pussieux, T. Auger, M. Baylac, E. Burtin, C. Cavata,
R. Chipaux, S. Escoffier, N. Falletto, J. Jardillier, S. Kerhoas,
D. Lhuillier, F. Marie, C. Veysi re

*CEA Saclay, DAPNIA
91191 Gif sur Yvette Cedex, France*

J. Ahrens, R. Beck, M. Lang

*Institut f ur Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
D-55099 Mainz, Germany*

A new Compton polarimeter is built on the CEBAF Hall A electron beam line. Performances of 10% resolution and 1% calibration are required for the photon calorimeter of this polarimeter. This calorimeter is built with lead tungstate scintillators coming from the CMS electromagnetic calorimeter R&D. Beam tests of this detector have been made using the tagged photon beam line at MAMI, Mainz, and a resolution of $1.76\% \oplus \frac{2.75\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.41\%}{E}$ has been measured.

PACS-96: 29.40.Vj, 29.40.Mc

Keywords: electromagnetic calorimeter, lead tungstate scintillator, Compton polarimeter, CEBAF

1. Corresponding author. Tel: (33-1) 69 08 75 52; fax: (33-1) 69 08 75 84; e-mail: dneyret@cea.fr

1.0 Introduction

CEBAF¹ is an electron accelerator located at Jefferson Laboratory (Newport News, Virginia, USA). It delivers continuous electron beam from 0.8 to 6 GeV to three experimental halls with a current up to 100 μA . A polarized source can be used to produce a beam polarized up to 70%. Some experiments and in particular the HAPPEX parity violation experiment [1] require a fast (less than an hour) and accurate (3%) measurement of the beam polarization. Two polarimeters are already used for this measurement: a Mott polarimeter located at the injector, and a Møller polarimeter on the Hall A beam line (limited to low current, 10 μA). But both techniques are destructive for the beam properties and can not be operated simultaneously with the physics experiments.

Saclay's group, in collaboration with the Clermont-Ferrand LPC and the Jefferson Laboratory, is building on the Hall A beam line a Compton polarimeter which will give a non destructive measurement for up to 100 μA beam currents. This is done by shooting an IR laser beam on the electron beam, detecting and measuring the energy of the photons scattered after the Compton interaction. The counting rate asymmetry of this interaction between two beam polarization states depends on its kinematics and on the beam polarization.

We will first give a brief description of the Compton polarimetry, the performances required for the instrument and more specifically for the photon calorimeter. We will then present the tests performed at the Mainz tagged photons beam and the results on the lead tungstate crystals resolution at the energy level used with the polarimeter.

2.0 Compton polarimetry

2.1 Polarization measurement

In the Compton polarimeter, a circularly polarized infra-red laser beam interacts with the polarized electron beam via the Compton process, and an asymmetry is measured when the helicity state of the electron beam changes. The electron beam polarization can be extracted from this asymmetry, where n_+ and n_- are the Compton counting rates for the two polarization states:

$$A_{\text{exp}} = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-} = P_e P_\gamma A_1$$

The laser beam polarization P_γ is measured and the theoretical asymmetry A_1 is calculated with QED and depends on the scattered photon energy. This asymmetry is calculated from the Compton cross section with spin parallel and anti-parallel:

$$A_1 = \frac{\sigma_{\Rightarrow}^{\rightarrow} - \sigma_{\Rightarrow}^{\leftarrow}}{\sigma_{\Rightarrow}^{\rightarrow} + \sigma_{\Rightarrow}^{\leftarrow}}$$

If $\rho = k / k_{\text{max}}$ is a kinematics parameter, where k and k_{max} are respectively the current and maximum energy of the scattered photon, the differential unpolarized cross section, with a crossing angle equal to zero, is [3] [4]:

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left[\frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + 1 + \left(\frac{1-\rho(1+a)}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right]$$

where r_0 is the classical electron radius, and $a = 1 / (1 + 4kE/m^2)$ with k and E the energies of the initial photon and electron, and m the electron mass (Figure 1). The total cross section for all the ρ range with 4 GeV electrons and 1.16 eV IR laser photons reach a value of 0.62 barn.

The theoretical longitudinal differential asymmetry is given by:

$$A_l = \frac{2\pi r_0^2 a}{\frac{d\sigma}{d\rho}} (1 - \rho(1 + a)) \left[1 - \frac{1}{(1 - \rho(1 - a))^2} \right]$$

This asymmetry is shown in Figure 2. For 4 GeV electron beam and 1.16 eV photons, the energy of the scattered photons ranges between 0 to 250 MeV. We can see that at CEBAF energy level, the theoretical asymmetry is small (less than 8% at 4 GeV electron beam). This implies that a large amount of events is required to get a good statistical accuracy. One can also note that this asymmetry is negative at low scattered photon energy and positive at high energy. Even if the integrated asymmetry is non-vanishing, a better accuracy is reached for the same amount of events, by measuring the energy for each Compton event. Indeed, for N acquired events, the statistical error for the electron polarization with an integrated method (where the ρ value is not measured) is [2]:

$$\left(\frac{\Delta P_e}{P_e} \right)^2 \approx \frac{1}{NP_e^2 P_\gamma^2 \langle A_l \rangle^2}$$

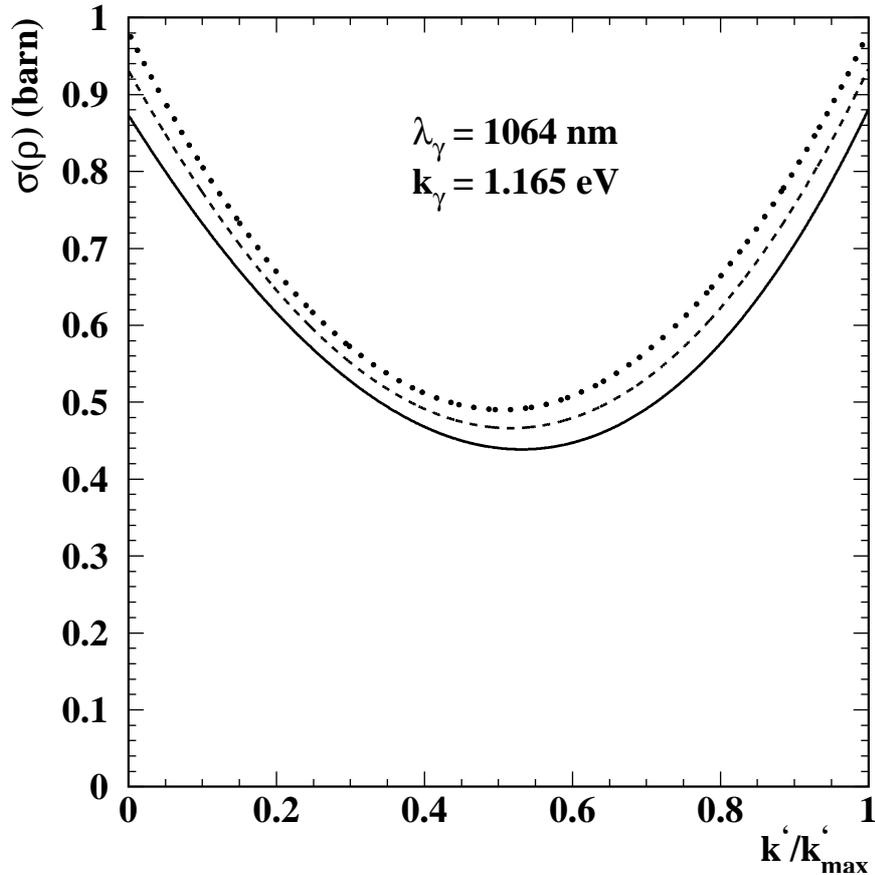


FIGURE 1. Compton differential unpolarized cross section according to the scattered photon energy for 1 GeV (dotted, $k'_{\max} = 18$ MeV), 4 GeV (dashed, $k'_{\max} = 266$ MeV) and 8 GeV (solid line, $k'_{\max} = 999$ MeV) electron beam

If the ρ parameter is measured for each event, a differential measurement could be used, and the statistical error in this case is given by:

$$\left(\frac{\Delta P_e}{P_e}\right)^2 \approx \frac{1}{NP_e^2 P_\gamma^2 \langle A_I^2 \rangle}$$

In both cases, the average is calculated on the kinematics acceptance region. For the realistic detection domain (ρ between 0.2 and 1) the number of events needed to reach a statistical error level is 3 times lower for the latter method. For example with a 4 GeV electron beam with 50% polarization, the differential method requires 35.10^6 events to reach 1% statistical error ($\sqrt{\langle A_I^2 \rangle}$ near 3.8%), whereas the integrated method requires 102.10^6 events ($\langle A_I \rangle$ near 2.3%). However, this amount of events is quite large. It is therefore mandatory to have a high counting rate (up to 100 kHz) to perform a polarization measurement in within half an hour.

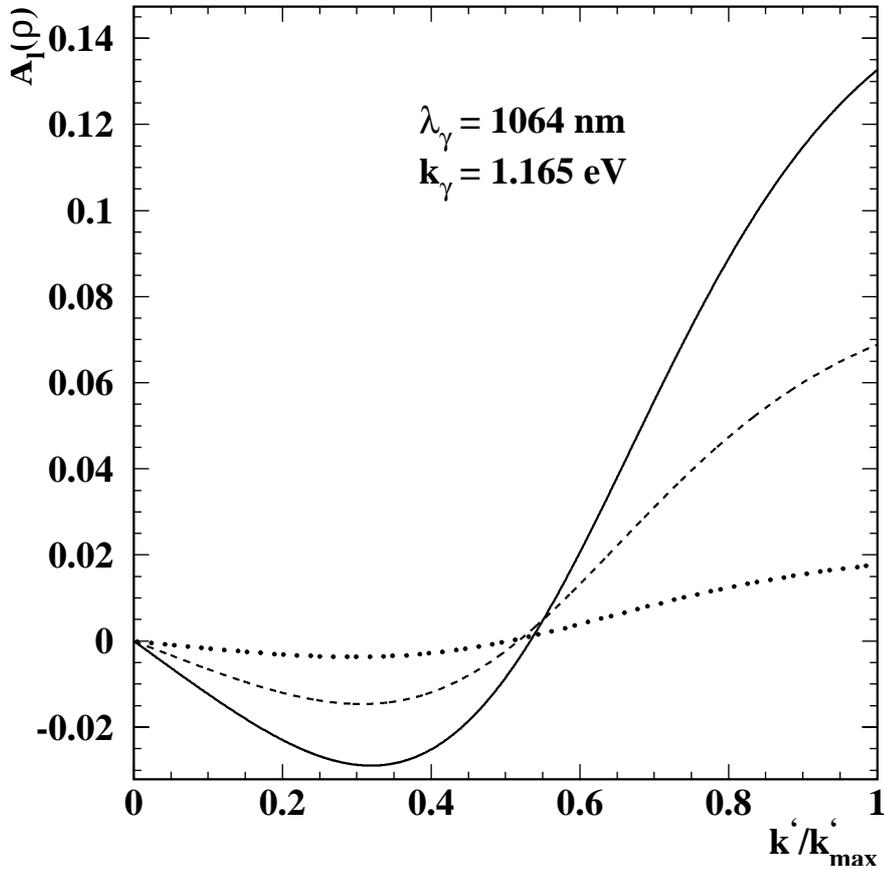


FIGURE 2. Theoretical asymmetry for CEBAF energies (1 GeV dotted, 4 GeV dashed, 8 GeV solid line) according to the scattered photon energy

In practice, for the differential method we divide the energy range into N bins $[\rho_i, \rho_{i+1}]$. The electron polarization is calculated in each bin with:

$$P_{ex}^i = \frac{A_{ex}^i}{A_{th}^i P_\gamma}$$

where $A_{ex}^i = \frac{N_+^i - N_-^i}{N_+^i + N_-^i}$ and $A_{th}^i = \frac{\int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} A_l \frac{d\sigma}{d\rho} d\rho}{\int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} \frac{d\sigma}{d\rho} d\rho}$

The final electron polarization is then the weighted mean of the bin polarizations:

$$P_{ex}^{DM} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{P_{ex}^i}{(dP_{ex}^i)^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(dP_{ex}^i)^2}}$$

where dP_{ex}^i is the statistical accuracy of the polarization measurement in each bin:

$$dP_i = \frac{2\sqrt{N_i^+ N_i^- (N_i^+ + N_i^-)}}{(N_i^+ + N_i^-)^2}$$

2.2 Effects of the detector resolution and calibration

When using the differential method, the ρ value has to be measured for each event using the photon calorimeter. Measurement errors (resolution and miscalibration) have some effects on the measured asymmetries and can affect the polarization measurement.

Resolution effects $\sigma_{res}(\rho)$ can smear the cross section slope which can behave like (for example with a gaussian law):

$$\frac{d\sigma_s}{d\rho_s}(\rho_s) = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\rho}(\rho) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{res}(\rho)} e^{-\frac{(\rho - \rho_s)^2}{2\sigma_{res}(\rho)^2}} d\rho$$

The smearing effect then change the value of A_{th}^i for each bin which becomes:

$$A_{sm}^i = \frac{\int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} A_l \frac{d\sigma_s}{d\rho_s} d\rho_s}{\int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} \frac{d\sigma_s}{d\rho_s} d\rho_s}$$

With the exact calculation of A_{sm}^i , the electron polarization can be measured. The resolution of the measurement only affects the amount of data needed to have a good statistical error. With 10% resolution on average, this amount is just 10% higher than with a precise measurement: a 10% resolution therefore fulfills our requirements. The tricky part is to estimate accurately the detector resolution in order to calculate A_{sm}^i with a good precision. This value can be calculated if the detector resolution is known on all the energy range. A poor knowledge of this resolution can lead

to an error on the polarization measurement. Some studies [2] have been done on this effect, using a detector resolution value of $\frac{\sigma(E)}{E} = 1\% \oplus \frac{3\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{1\%}{E}$, with 50% for the one photoelectron resolution. These studies have shown that the most sensible term is the statistical one; an uncertainty of 10% on this parameter lead to an error on the electron polarization of 1%.

Another error arises from the miscalibration of the detector. This effect has been studied by using a linear relation between the measured value ρ_m and ρ_s , with $\rho_m = \rho_0 + (1+s)\rho_s$ where ρ_0 represents a systematic shift and s a slope miscalibration. These studies have shown that an error of 1% on the slope ($s=0.01$) lead to a polarization measurement error of 1%, and a systematic shift of $\rho_0=0.01$ leads to an error of 2% on the polarization.

Eventually, the electron polarization measurement can be done with an average resolution of 10% only, but we need to know this resolution with a 10% accuracy. Moreover, the detector has to be calibrated with a precision of 0.5% to have a beam polarization measurement at 1% precision level.

3.0 The Hall A Compton polarimeter

In the Compton process at our kinematics, both particles are scattered at small angles compare to the electron initial direction (less than 500 μrad for photons and less than 5 μrad for electrons). To separate the scattered photons from the electron beam, we use a magnetic chicane (see Figure 3) built with four magnetic dipoles [2]. The laser beam is set between the second and the third dipole. The photon calorimeter is set in the line of sight of this segment, just before the fourth dipole. An electron detector will be installed after the third dipole and will measure the deviation of the scattered electron from the electron beam. Figure 4 gives a schematic view of the polarimeter.

We have seen that we need a high luminosity to have a good statistical accuracy. To produce Compton events with a high counting rate, the laser beam must deliver a high power continuously (more than 500 W). Such lasers are very expensive and would be very difficult to install in the experimental area. So, in order to reach such a high power, we amplify a low power infra-red laser (300 mW) with a Fabry-Pérot cavity [5]. This cavity amplifies the laser beam with a gain of 3000, which gives an equivalent power of 900 W. With this setup, the counting rate of Compton events reaches more than 100 kHz with nominal electron beam conditions.

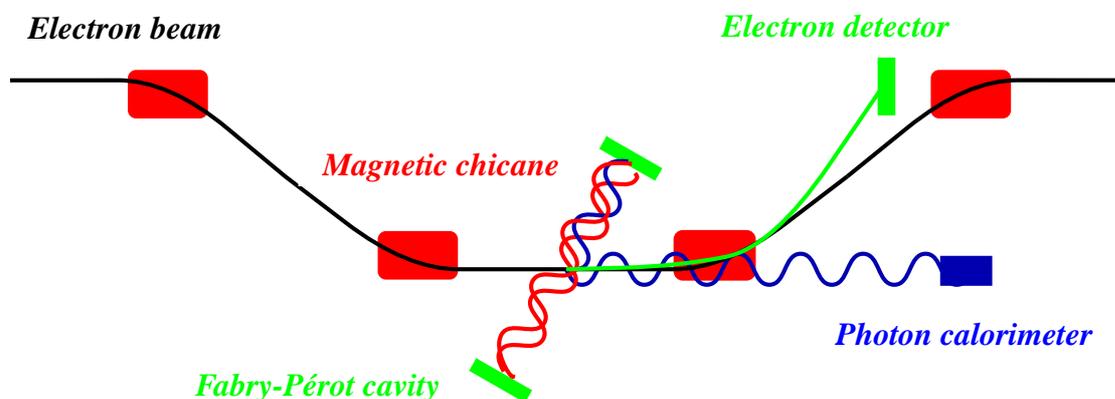


FIGURE 3. Sketch of the CEBAF Hall A Compton polarimeter

4.0 The photon calorimeter

The Compton scattering produces a beam of scattered photons with an energy between 0 to 250 MeV for 4 GeV electron beam at a counting rate of 100 kHz (with 100 μ A 4 GeV electron beam and 500 W laser beam). We must measure the energy of each of those photons, at this counting rate, with a calibration of 0.5% and an average resolution of 10%. The space available for the detector is very small, as the distance between the scattered photon beam and the electron beam is only 30 cm near the fourth dipole. The environment is very radiative (synchrotron radiation), the detector must therefore be radiation hard.

A good candidate to build this calorimeter is the PbWO_4 scintillator [6] which is issued from the R&D for the CMS electromagnetic calorimeter [7] [8]. It is dense (8.28 g/cm^3) with a small Molière radius (2.19 cm), so we could build a small detector. It is fast (85% of the charge in 25 ns), the detector occupation can be very short (some 100 ns) reducing the dead time at high counting rate and the pile-up effects. Its light yield is greater than 6 photoelectrons (γ_e) by MeV of deposited energy, which seems enough to reach a 10% resolution even at low energy. Finally, it is not very sensitive to radiation [9], so its characteristics don't change with time.

The final photon calorimeter set-up is shown on Figure 5. It is composed of a matrix of 5 by 5 lead tungstate crystals (size 2 x 2 x 23 cm) doped with niobium coming from Bogoroditsk plant [10]. These crystals are wrapped with Tyvek paper to isolate them optically and they are read by 25 photomultiplier tubes¹ supplied with positive high voltage. They are monitored with a blue diode² which sends fast flashes (5 ns) in the crystals via optical fibers. As the crystals light yield can vary with the temperature of 2%/°C, they are thermalized at 16°C and temperature probes monitor the crystals temperature.

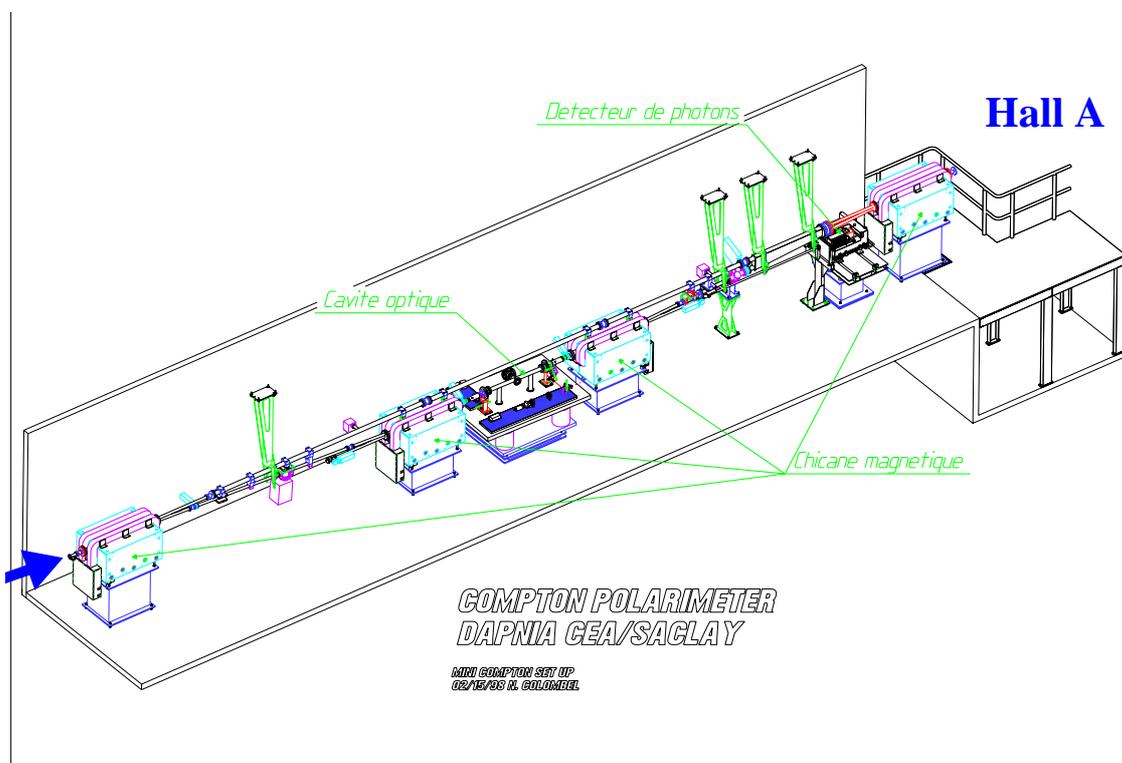


FIGURE 4. Plan of the Compton polarimeter

1. Philips XP1911 19 mm diameter 85 mm long
2. Ledtronics 525nm Ultra aqua green BP280CWAG6K-3.5V-0501

5.0 Tests at Mainz with low energy photons

Tests were done in order to check that these crystals fulfill the polarimeter requirements. In 1997, we received 25 crystals from Bogoroditsk plant. Light yield and decay time measurements were performed at Saclay [11]. The decay time measurements showed that in addition of the standard fast decays around 5, 20 and 100 ns, there seems to be a slow component around 1 μ s. However this component is difficult to measure and the pile-up effect it can cause is negligible at 100 kHz counting rate. The light yield measurements showed a light yield between 6 to 8 γ e/MeV.

Beam tests have been done on the whole detector with 5 by 5 crystal matrix. They were performed on the tagged photon beam at Mainz [12]. The 855 MeV MAMI electron beam is sent to a radiator target. The scattered electrons are deviated by a spectrometer dipole and detected by scintillators plates. With this setup, the energy of each bremsstrahlung photon is known with a 2 MeV accuracy. The spectrometer can tag scattered photons between 40 to 800 MeV.

The goal of these tests was to determine the characteristics of the detector at the Compton energies (between 40 to 400 MeV), and in particular to measure the resolution of the calorimeter as a function of the photon energy.

The first step was to calibrate individually each crystal, in relation to the signal given by the monitoring device to compensate the PMT variations. For this, each crystal (i) has been placed in front of the beam and its response Q_i has been compared to the photon energy E_γ . Figure 6 shows the ADC spectrum of the crystal 13 for the monitoring diode and for different photon energies. These functions have been modelled by a straight line and divided by the monitoring diode responses Q_i^d :

$$Q_i^{\text{norm}} = \frac{Q_i - P_i}{Q_i^d - P_i} = \alpha_i E_{\text{left}_i} = \alpha_i \lambda E_\gamma$$

with E_{left} of the energy left in the crystal by the photon, λ the ratio of this energy compared to the initial energy (we assume λ to be crystal independent), ped_i the pedestal of the electronic system and α_i the linear factor. This scan thus gives the values of $\alpha_i \lambda$.

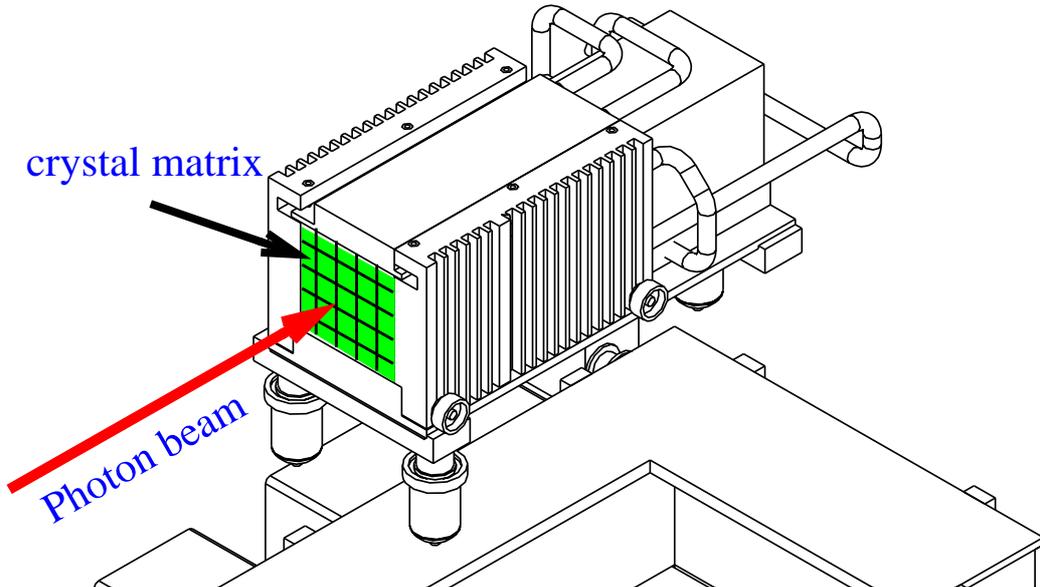


FIGURE 5. Photon calorimeter set-up

During these tests, parasitic electronic noises appeared between the PMT and the electronic front-end with a frequency near 40 kHz. The effects of those noises were to smear the pedestals (with a sigma near 3.5 ADC channels, that is to say 1.8 MeV) and signal spectrums. These noises were almost totally correlated from one channel to the other. To cancel them to the maximum, we have used a PMT which was not linked to any crystal. The correlations of the noise between this control PMT and the others have been studied with random events used for pedestal calculations. With these correlations, the ADC values of all the PMT for each event have been corrected with the ADC value of the control PMT. For the future data taking at CEBAF, cable shielding have been greatly improved to reduce this noise by a factor 10.

The central crystal has eventually been put directly into the photon beam to study the response of the whole detector. For this position, the responses of the crystals have been normalized using the precedent scan and the diode response, and then added:

$$E_{\text{mes}} = \sum E_{\text{left}_i} = \sum \frac{Q_i - P_i}{\alpha_i(Q_i^d - P_i)}$$

Figure 7 shows the responses (E_{mes}/λ) of the central crystal, of the sum of the 9 crystals in the center of the matrix, and of the whole matrix. The linearity versus the gamma energy is better than 1%. If we assume that the entire photon energy is deposited in the crystal matrix, the E_{mes} value is equal to E_γ and the value of λ can be measured. With this measurement, λ is equal to 72%, which means that 72% of the total deposited energy is found in the central crystal. Moreover 22% is found in the 8 crystals of the inner crown, and 6% in the rest.

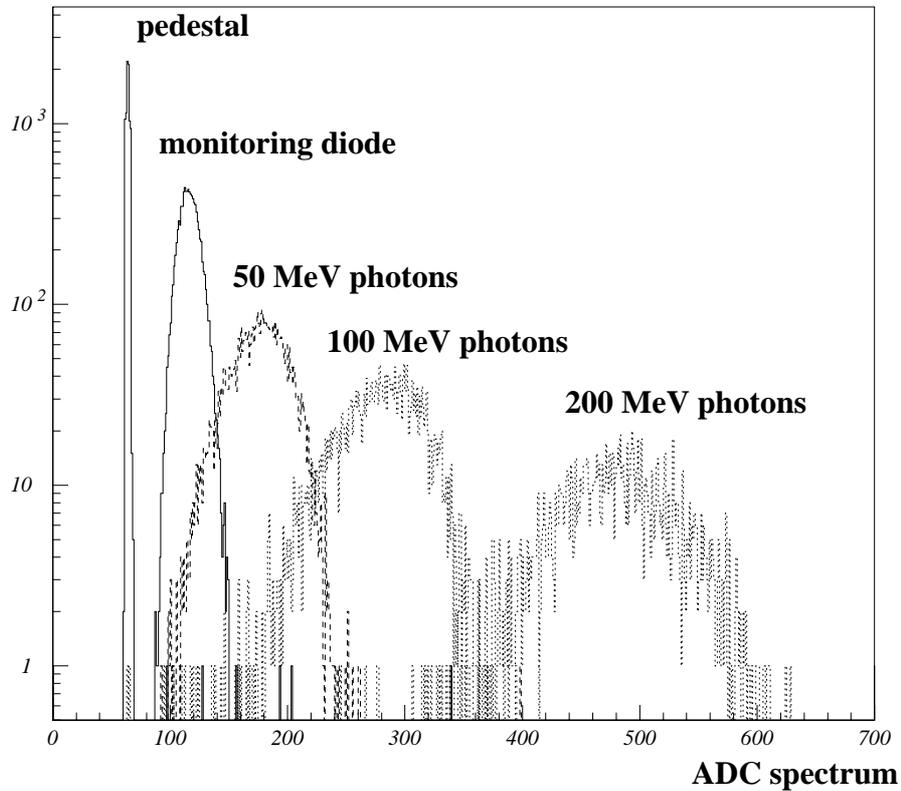


FIGURE 6. V_{ADC} spectrum for the central crystal for random events (pedestal), for monitoring diode, for 50 MeV, 100 MeV and 200 MeV photons

The resolution (defined as $\sigma(E_{\text{mes}})/\langle E_{\text{mes}} \rangle$ where σ is the sigma of the E_{mes} distribution) versus the photon energy is shown on Figure 8, for both 9 crystals and 25 crystals configurations. The resolution for 25 crystals is lower than 10% for gamma energy greater than 100 MeV, and lower than 20% for gamma above 40 MeV, which is sufficient for our needs. These resolution distributions have been fitted by the classical function $\frac{\sigma}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E}$, where a is associated with noise proportional to the energy (calibration error, physics noise), b is associated with the light output of the crystals and c with electronic noises independent of the photon energy.

The parameters of the fits are given in Table 1. The b value for the whole detector corresponds to a light output of 1.3 $\gamma\epsilon/\text{MeV}$, and for 9 crystals, it corresponds to 1 $\gamma\epsilon/\text{MeV}$. The value given for central crystal is not significant due to the bad quality of the fit.

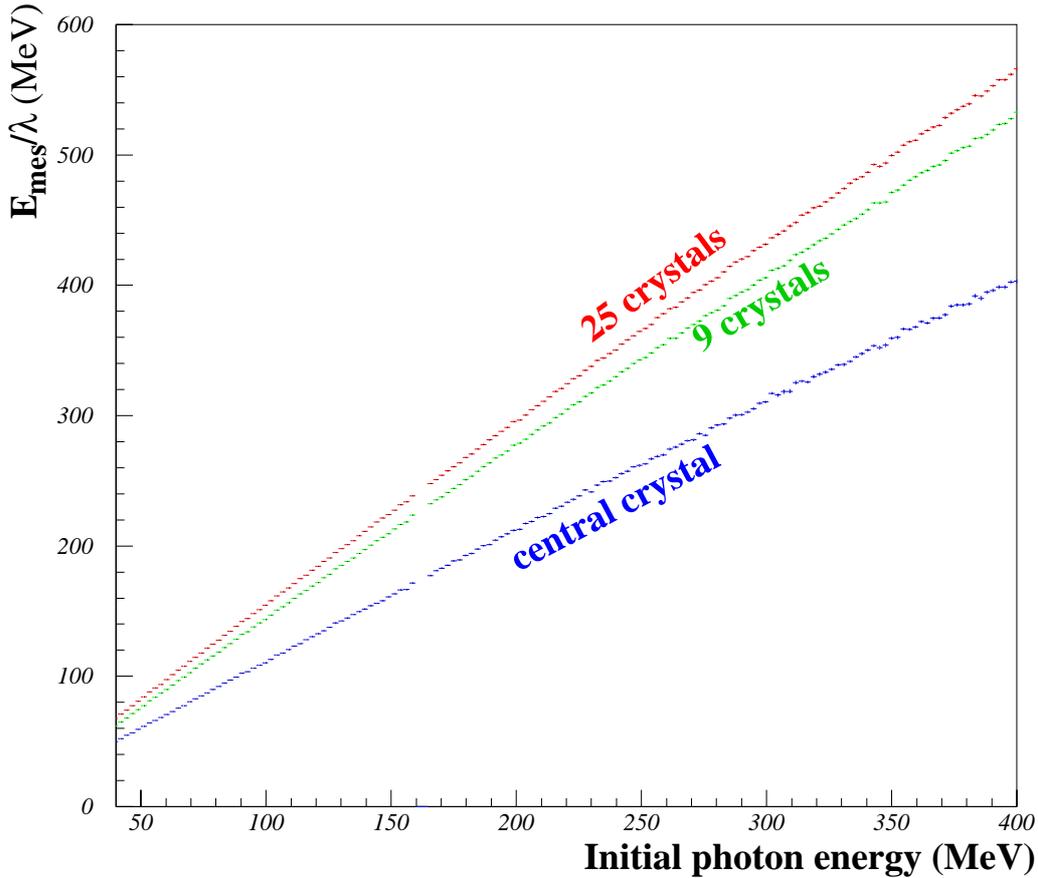


FIGURE 7. Response $\left(\sum \frac{Q_i - P_i}{\alpha_i \lambda (Q_i^d - P_i)} = \frac{E_{\text{mes}}}{\lambda} \right)$ of the calorimeter for tagged photons between 40 to 400 MeV with all the crystals, the 9 central crystals and the central crystal only

Conclusion

The beam test made on the photon calorimeter at the MAMI tagged photon beam show that its characteristics meet our requirements, with a resolution of the entire calorimeter (25 crystals) of $1.76\% \oplus \frac{2.75\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.41\%}{E}$. It can allow a polarization measurement of the electron beam with a good accuracy within a small measurement period. A large part of the polarimeter has been installed and commissioned in 1998, except for the optical cavity which will amplify the laser beam. Due to the low power of the laser used in 1998, the Compton events counting rate was too low compared to the background to proceed to the polarization measurement. Some studies are performed to reduce this background and, at the beginning of 1999, the optical cavity will be installed. This will allow a Compton counting rate much greater than the background rate. A new data acquisition system will also be installed in February 1999, this system will acquire up to 100 kHz events. We expect to measure the beam polarization continuously at 3% total precision during the next HAPPEX Parity violation experiment [13] between April and June 1999.

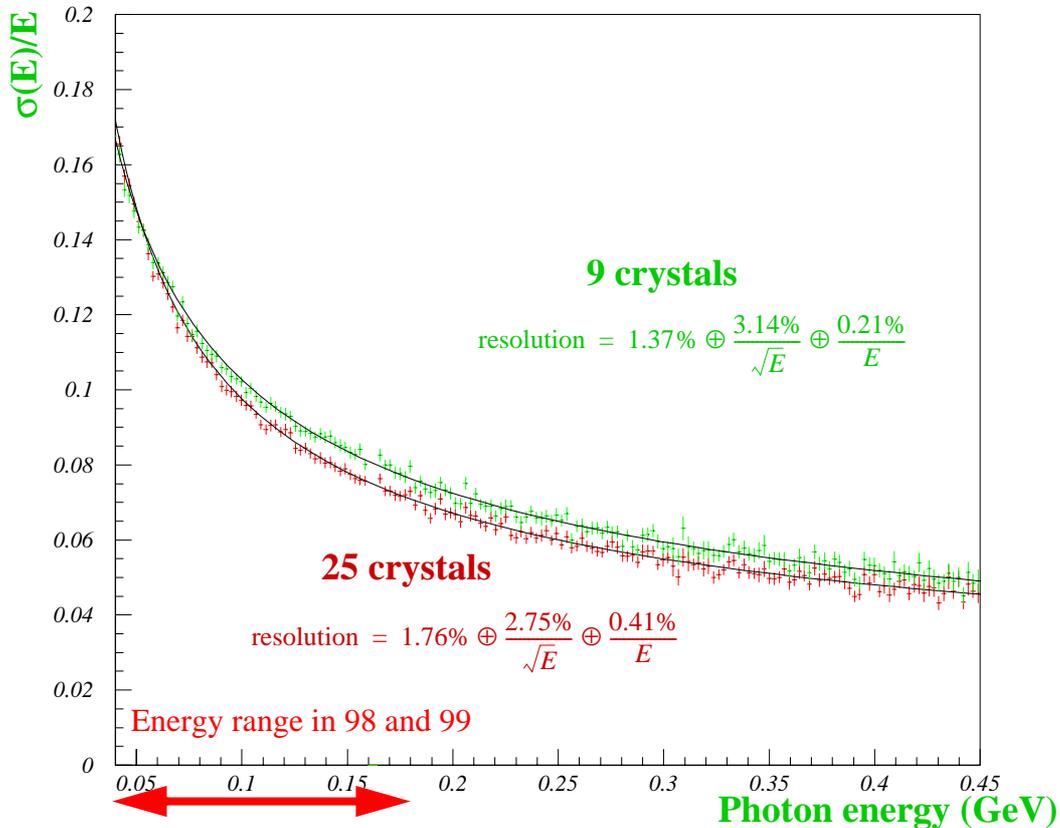


FIGURE 8. Resolution of the detector for 9 and 25 crystals taken in account according the initial photon energy

References:

- [1] P. Souder et al., CEBAF Experiment PR-91-010
- [2] G. Bardin et al., Conceptual Design Report of a Compton Polarimeter for CEBAF Hall A, internal report DAPNIA-SPhN-96-14 (1996)
- [3] C. Prescott, SLAC Internal Report, SLAC TN 73 1
- [4] A. Denner, S. Dittmaier, Nucl. Phys. B 407 (1993) 43
- [5] J.P. Jorda et al., NIM A 412, 1-18 (1998)
- [6] G. Alexeev et al., NIM A 364 (1995) 307
- [7] CMS collaboration, The Compact Muon Solenoid - Technical Proposal, CERN/LHCC 94-38, LHCC/P1 (1994)
- [8] CMS collaboration, The Electromagnetic Calorimeter Project - Technical Design Report, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4 (1997)
- [9] A. Annenkov et al., Suppression of the radiation damage in lead tungstate scintillation crystal, NIM A 426 (1999) 486-490
- [10] A. Annenkov et al., Inorganic Scintillators and Their Applications, Ed. by Y. Zhiwen, Li Peijun, Feng Xiqi, Xue Zhilin, Shanghai, P.R.China, September 1997, p. 362
- [11] M. Baylac et al., Mesure du temps de décroissance et de la photoluminescence des cristaux de PbWO_4 , internal report DAPNIA-SPhN-97-47 (1997)
- [12] I. Anthony et al, NIM A 301 (1991) 230
- [13] K.A. Aniol et al. (HAPPEX Collaboration), Measurement of the neutral weak form-factors of the proton, preprint nucl-ex/9810012, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 1096-1100

	a(%)	b(%)	c(%)	χ^2/ndf
central crystal	4.48 ± 0.11	4.80 ± 0.02	0 ± 0.2	3.67 / 157
9 crystals	1.37 ± 0.25	3.14 ± 0.03	0.21 ± 0.03	0.77 / 167
25 crystals	1.76 ± 0.17	2.75 ± 0.03	0.41 ± 0.014	0.77 / 167

TABLE 1. Parameters of the resolution slope with fit errors, χ^2 and number of degrees of freedom of the fit for central, 9 and 25 crystals, with

$$\text{resolution} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E}, \text{ where } E \text{ is the initial photon energy}$$

Annexe II: First electron beam polarization measurements with a Compton polarimeter at Jefferson Laboratory

M. Baylac et al., Phys. Lett. B 539: 8-12, 2002

First electron beam polarization measurements with a Compton polarimeter at Jefferson Laboratory

M. Baylac, E. Burtin, C. Cavata, S. Escoffier, B. Frois, D. Lhuillier, F. Marie, J. Martino, D. Neyret, T. Pussieux*
CEA Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France, <http://www.jlab.org/compton>

P.Y. Bertin

Universit Blaise Pascal et CNRS/IN2P3 LPC, 63 177 Aubière Cedex, France

C.W. de Jager, J. Mitchell

Jefferson Lab, 12000 Jefferson Avenue, Newport News, VA 23606, USA

(February 7, 2008)

A Compton polarimeter has been installed in Hall A at Jefferson Laboratory. This letter reports on the first electron beam polarization measurements performed during the HAPPEX experiment at an electron energy of 3.3 GeV and an average current of 40 μA .

The heart of this device is a Fabry-Perot cavity which increased the luminosity for Compton scattering in the interaction region so much that a 1.4% statistical accuracy could be obtained within one hour, with a 3.3% total error.

I. INTRODUCTION

Nuclear physics experiments using a polarized electron beam require an accurate knowledge of the beam polarization. However, polarization measurements often account for the main systematic uncertainty for such experiments. The Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF), located at Jefferson Laboratory (JLab), is equipped with three types of beam polarimeters. A Mott polarimeter, limited to low energy (few MeV), is available at the injector, while Møller polarimetry is used at low currents (few μA) in all three experimental halls. The main limitation of both techniques is their invasive character due to the solid target (Au and Fe, respectively) used, preventing beam polarization measurements simultaneous to running an experiment. Moreover, neither of these instruments is capable of operating in the energy and/or current regime delivered at JLab. In contrast, Compton polarimetry, which uses elastic scattering of electrons off photons, is a non-invasive technique. Indeed, the interaction of the electron beam with the "photon target" does not affect the properties of the beam so that the beam polarization can be measured upstream of the experimental target simultaneously with running the experiment. The applicability of Compton polarimetry has been demonstrated at high-current (> 20 mA) storage rings (NIKHEF [1], HERA [2]) and at high-energy (> 50 GeV) colliders (SLAC [3], LEP [4]). However, at the CEBAF beam conditions (energy of several GeV, current of up to 100 μA) the Compton cross section asymmetry is reduced to a few percent, which makes Compton polarimetry extremely challenging.

A pioneering technique was selected to increase the Compton interaction rate such that a 1% statistical error measurement could be achieved within an hour: an optical Fabry-Perot type cavity fed by an infrared photon source. The Compton luminosity has been enhanced further by minimizing the crossing angle between the electron and the photon beams, which required setting the cavity mirrors only 5 mm away from the electron beam. This unique configuration allows measurements of the electron beam polarization at moderate beam energies (> 1 GeV) and currents (> 10 μA). The Fabry-Perot cavity [5], comprising two identical high-reflectivity mirrors, amplifies the photon density at the Compton Interaction Point (CIP) with a nominal gain of 7000. The initial laser beam (NdYAG, 300 mW, 1064 nm) is locked on the resonant frequency of the cavity through an electronic feedback loop [6]. The optical cavity, enclosed in the beam pipe, is located at the center of a magnetic chicane (16 m long), consisting of 4 identical dipoles. The chicane separates the scattered electrons and photons and redirects the primary electron beam unchanged in polarization and direction to the Hall A beam line. The backscattered photons are detected in a matrix of 25 PbWO_4 crystals [7], which are read out by PMT's. The PMT output signal is amplified and integrated before being sent to ADC's. This article reports on the first polarization measurements performed during the second part of the data taking of HAPPEX experiment [8] (July 1999) with the Hall A Compton polarimeter at an electron energy of 3.3 GeV and an average current of 40 μA .

II. TOWARDS A POLARIZATION MEASUREMENT

For the HAPPEX experiment CEBAF produced a longitudinally polarized electron beam with its helicity flipped at 30 Hz. This reversal induces an asymmetry, $A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$, in the Compton scattering events N^\pm detected at opposite helicity. In the following, the events are defined as count rates normalized to the electron beam intensity within the polarization window. The electron beam polarization is extracted from this asymmetry

via [9]

$$P_e = \frac{A_{exp}}{P_\gamma A_{th}}, \quad (2.1)$$

where P_γ denotes the polarization of the photon beam and A_{th} the analyzing power. The measured raw asymmetry A_{raw} has to be corrected for dilution due to the background-over-signal ratio $\frac{B}{S}$, for the background asymmetry A_B and for any helicity-correlated luminosity asymmetries A_F , so that A_{exp} can be written to first order as

$$A_{exp} = \left(1 + \frac{B}{S}\right) A_{raw} - \frac{B}{S} A_B + A_F. \quad (2.2)$$

The polarization of the photon beam can be reversed with a rotatable quarter-wave plate, allowing asymmetry measurements for both photon states, $A_{raw}^{(R,L)}$. The average asymmetry is calculated as

$$A_{exp} = \frac{\omega_R A_{raw}^R - \omega_L A_{raw}^L}{\omega_R + \omega_L}, \quad (2.3)$$

where $\omega_{R,L}$ denote the statistical weights of the raw asymmetry for each photon beam polarization. Assuming that the beam parameters remain constant over the polarization reversal and that $\omega_R \simeq \omega_L$, false asymmetries cancel out such that

$$A_{exp} \simeq \frac{A_{raw}^R - A_{raw}^L}{2} \left(1 + \frac{B}{S}\right). \quad (2.4)$$

III. DATA TAKING AND EVENT PRESELECTION

Before starting data taking, the electron beam orbit and its focus in the central part of the chicane have to be optimized to reduce the background rate observed in the photon detector which was generated by a halo of the electron beam scraping on the Fabry-Perot mirror ports [11]. The vertical position of the electron beam was adjusted until the overlap between the electron and the photon beam was maximized at the CIP. This was achieved by measuring the count rate in the photon detector while adjusting the field of the chicane dipoles. Because of a slow drift of the electron beam, its position had to be readjusted every couple of hours to minimize systematic effects (cf section IV). Polarimetry data were accumulated continuously while running the HAPPEX experiment. Each one hour run consisted of five pairs of signal - with the cavity resonant (cavity ON) - and background - when the cavity was intentionally unlocked (cavity OFF), approximatively one third of the time - runs. Signal and background events were recorded for alternating values of the photon beam polarization inside the cavity. With an average power of 1200 W inside the

cavity, the count rate observed in the photon detector was ~ 90 kHz and the background rate of the order of 16 kHz.

For the data presented here, only the central crystal was used in the backscattered photon detection. The electronics was triggered when the amplitude of a signal recorded in the PMT coupled to that central crystal exceeded a preset threshold value. The state (Cavity ON/Cavity OFF) of a recorded event is determined by the photon beam diagnostics outside the cavity and by the cavity-locking feedback parameters [6]. The first event selection imposed a minimum current of $5 \mu\text{A}$ and variations smaller than $3 \mu\text{A}$ within each run as well as minor cuts to account for malfunctions of the experimental setup. The modulation of the electron beam position and energy [8] imposed by the HAPPEX experiment induced a significant loss of events ($\sim 36\%$) in limiting systematic effects (cf section IV).

IV. EXPERIMENTAL ASYMMETRY

The raw asymmetry normalized to the electron beam intensity, A_{raw} , is determined at 30 Hz for each pair of opposite electron helicity states. Averaging all pairs for both photon polarizations yields the mean raw asymmetry (eq. 2.3) The mean rates with cavity ON (r^1) and cavity OFF (r^0) are obtained by averaging over both electron and both photon states within each run. The dilution factor of the asymmetry is thus $(1 + \frac{B}{S}) = \frac{r^1}{r^1 - r^0}$. The average signal and background rates were respectively about 1.9 and 0.4 kHz/ μA . The experimental asymmetry of about 0.013 was determined with a relative statistical accuracy $\sim 1.4\%$ within an hour. Fluctuations of the signal over background ratio $\frac{B}{S}$ and of the statistical precision of the background asymmetry estimation A_B within a run account for a small contribution to the error budget (cf table I).

Any correlation between the Compton scattering luminosity and the electron helicity induces a false asymmetry which adds to the physical asymmetry (eq. 2.2). For each pair i of opposite electron helicity, a systematic difference of the transverse electron beam position or angle $\Delta p_i = \frac{p_i^+ - p_i^-}{2}$ ($p_i = x, y, \theta_x, \theta_y$) gives rise to an asymmetry

$$A_p^i = \frac{1}{r^i(p = p_i)} \left. \frac{\partial r^i}{\partial p} \right|_i \Delta p_i, \quad \text{with } r^i = \frac{N_i}{t_i I_i}. \quad (4.1)$$

The two beams, crossing in the horizontal plane, each have a transverse size of $\sim 100 \mu\text{m}$. The Compton luminosity is therefore highly sensitive to the vertical position of the electron beam (fig. 1), of the order of $0.2\%/\mu\text{m}$. Thus, a systematic position difference of ~ 100 nm would generate a false asymmetry of 0.02% , corresponding to $\sim 1.5\%$ of the experimental asymmetry. To minimize the systematic error, the second event selection accepts only

data lying within 50 μm from the luminosity optimum. Again, averaging over the two helicity states of the photon beam cancels this contribution if the beam properties remain stable over the duration of the run. However, a slow drift of the beam parameters induces a change in the count rate sensitivity. The asymmetry induced by a difference Δp_i can therefore be different for the two photon states, thus creating a residual false asymmetry. This residual contribution is estimated by calculating A_p^i for each pair and summing over the four positions and angles. Averaging over all pairs is done using the statistical weights of the experimental asymmetry. Helicity-correlated false asymmetries represent on average 1.2% of the experimental asymmetry and remain its main source of systematic error (cf table I).

V. PHOTON BEAM POLARIZATION

The photon beam polarization can not be measured at the CIP during the experiment since any instrument placed in the photon beam interrupts the build-up process. Instead, the polarization at the exit of the cavity was monitored on-line during data taking. Absolute polarization measurements were performed at the CIP and at the exit of cavity during maintenance periods when the cavity is removed. These measurements allow to model the transfer function of the light from the CIP to the outside detectors, which then result in an evaluation of the photon beam polarization during the experiment [10]. The polarization is found to be $P_\gamma^{R,L} = \pm 99.3_{-1.1}^{+0.7}\%$, for both right- and left-handed photons.

VI. ANALYZING POWER

The Compton scattering cross section has to be convoluted with the response function of the calorimeter:

$$\frac{d\sigma_{\text{measured}}^\pm}{dk'_r} = \int_0^\infty \frac{d\sigma_c^\pm}{dk'} g(k' - k'_r) dk'$$

where k' is the backscattered photon energy, k'_r is the energy deposited in the calorimeter, $\frac{d\sigma_c^\pm}{dk'}$ is the helicity-dependent Compton cross section and $g(k')$ is the response function of the calorimeter. The latter is assumed to be gaussian with a width $\sigma_{res}(k') = a \oplus b/\sqrt{k'} \oplus c/k'$ where (a, b, c) are fitted to the data. The observed energy spectrum (fig. 2) has a finite width at the threshold. This can be due either to the fact that the threshold level itself oscillates or to the fact that a given charge can correspond to different voltage amplitudes at the discriminator level. To take this into account the threshold is modelled using an error function $p(k'_s, k'_r) = \text{erf}(\frac{k'_r - k'_s}{\sigma_s})$ in which σ_s is fitted to the data. Hence, the observed count rate can be expressed as :

$$N^\pm(k'_s) = \mathcal{L} \times \int_0^\infty p(k'_s, k'_r) \frac{d\sigma_{\text{measured}}^\pm}{dk'_r} dk'_r$$

where \mathcal{L} is the interaction luminosity. An example of a measured energy spectrum and a fit using the procedure described in this section is shown in fig. 2. Finally, the analyzing power of the polarimeter can be calculated:

$$A_{th} = \frac{N^+(k'_s) - N^-(k'_s)}{N^+(k'_s) + N^-(k'_s)}$$

and is of the order of 1.7 %. In calculating the energy spectrum, the raw ADC spectrum had to be corrected for non-linearities in the electronics, resulting in a systematic error of 1 %. Another 1 % comes from the uncertainty in the calibration which is performed by fitting the Compton edge. Variations of the parameter a, b, c, k'_s, σ_s around the fitted values were used to estimate the systematic error associated with our imperfect modelling of the calorimeter response. This contributes 1.9% to the systematic error which is mainly due to the high sensitivity of the analyzing power to the value of the threshold ($\sim 1\%/MeV$ around 30 MeV). This represents the main source of systematics in our measurement (cf table I).

VII. RESULTS AND CONCLUSIONS

We have measured for the first time the JLab electron beam polarization at an electron energy of 3.3 GeV and an average current of 40 μA . The 40 measurements of the electron beam polarization, which was of the order of 70% [11], are displayed in fig. 3. The average error budget for these data is given in table I. These results are in good agreement with the measurements performed with the Hall A Møller polarimeter [12]. Moreover, the Compton polarimeter provides a relative monitoring of the polarization with an error of 2% due to the absence of correlations between consecutive runs in the systematic errors associated with the photon detector (A_{th}) and with the photon polarization (P_γ). These results show that the instrument presented here is indeed capable of producing a fast and accurate polarization measurement. The challenging conditions of JLab (100 μA , few GeV) have been successfully addressed with a low-power laser coupled to a Fabry-Perot cavity. Moreover, the level of systematic uncertainties reached in these first measurements, is encouraging for forth-coming achievements. Several hardware improvements have been added to the setup since then: new front-end electronic cards, feed-back on the electron beam position and a detector for the scattered electron, consisting of 4 planes of 48 micro-strips. Data taken during recent experiments [13] [14] are being analyzed and are expected to reach a 2% total error at 4.5 GeV and 100 μA .

VIII. ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to acknowledge Ed Folts and Jack Segal for their constant help and support, as well as the Hall A staff, the HAPPEX and Hall A collaboration and the Accelerator Operations group. This work was supported by the French Commissariat à l’Energie Atomique (CEA) and the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS/IN2P3). The Southern Universities Research Association (SURA) operates the Thomas Jefferson National Accelerator Facility for the US Department of Energy under Contract No. DE-AC05-84ER40150.

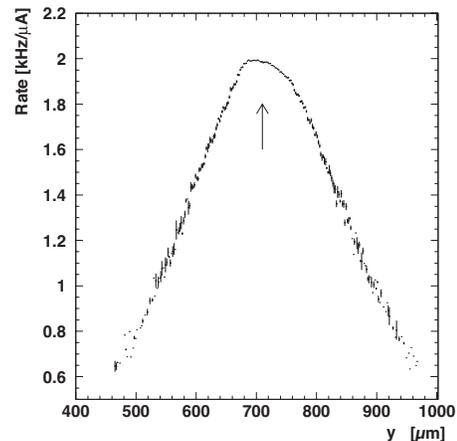


FIG. 1. Count rate normalized to the beam current versus vertical position of the electron beam.

* Corresponding author.

- [1] I. Passchier *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 414**, 446 (1998).
- [2] D.P. Barber *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 329**, 79 (1993).
- [3] M. Woods, Proc. of the Workshop on High Energy Polarimeters, Amsterdam, 1996, eds. C.W. de Jager *et al.*, p. 843.
- [4] D. Gustavson *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 165**, 177 (1979).
- [5] J.P. Jorda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 412**, 1 (1998).
- [6] N. Falletto *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 459**, 412 (2001).
- [7] D. Neyret, T. Pussieux *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 443**, 231 (2000).
- [8] K. A. Aniol *et al.* [HAPPEX Collaboration], Phys. Lett. B **509**, 211 (2001).
- [9] C. Prescott, SLAC internal report, SLAC TN 73 1.
- [10] N. Falletto, Ph.D. thesis (in french), Université Grenoble I; Report CEA/DSM/DAPNIA/SPhN-99-03-T.
- [11] M. Baylac, Ph.D. thesis (in french), Université Lyon I ; Report CEA/DSM/DAPNIA/SPhN-00-05-T.
- [12] <http://www.jlab.org/moller>.
- [13] S. Frullani, J. Kelly and A. Sarty (spokespersons), JLab experiment E91-011.
- [14] E. Brash, M. Jones, C. Perdrisat and V. Punjabi (spokespersons), JLab experiment E99-007.

TABLE I. Average relative error budget.

Source		Systematic	Statistical
P_γ		1.1%	
A_{exp}	Statistical		1.4%
	B/S	0.5%	
	A_B	0.5%	1.4%
	A_F	1.2%	
A_{th}	Non-linearities	1%	
	Calibration	1%	2.4%
	Efficiency/Resolution	1.9%	
Total		3.0%	1.4%

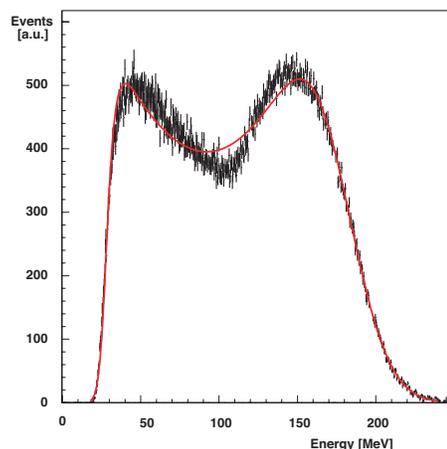


FIG. 2. Energy spectrum of Compton photons, detected in the central PbWO_4 crystal. The solid curve is the fit, which accounts for the calorimeter resolution and efficiency.

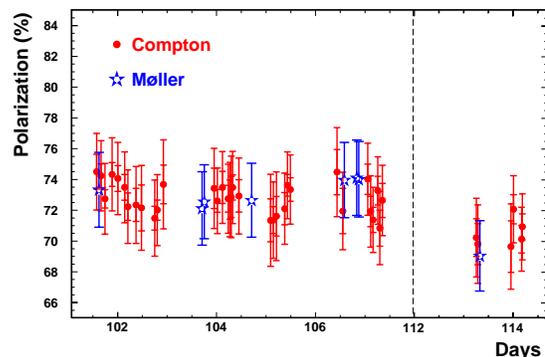


FIG. 3. Polarization measured by the Compton (full circles) and the Møller (stars) polarimeters during the HAPPEX experiment. For the Møller data the total error is shown, for the Compton the statistical and total error is indicated separately.

Annexe III: Accurate measurement of the electron beam polarization in the JLab HallA using Compton polarimetry

S. Escoffier et al., Nucl. Instrum. Meth. A 551: 563-574, 2005

Accurate measurement of the electron beam polarization in JLab Hall A using Compton polarimetry [★]

S. Escoffier ^{a,1}, P.Y. Bertin ^b, M. Brossard ^b, E. Burtin ^a,
C. Cavata ^a, N. Colombel ^a, C.W. de Jager ^c, A. Delbart ^a,
D. Lhuillier ^{a,*}, F. Marie ^a, J. Mitchell ^{c,2}, D. Neyret ^a and
T. Pussieux ^a

^a *CEA Saclay DSM/DAPNIA F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex France*

^b *Université Blaise Pascal et CNRS/IN2P3 LPC 6F-3177 Aubière Cedex France*

^c *Jefferson Lab 12000 Jefferson Avenue Newport News, VA 23606 USA*

Abstract

A major advance in accurate electron beam polarization measurement has been achieved at Jlab Hall A with a Compton polarimeter based on a Fabry-Perot cavity photon beam amplifier. At an electron energy of 4.6 GeV and a beam current of 40 μA , a total relative uncertainty of 1.5% is typically achieved within 40 min of data taking. Under the same conditions monitoring of the polarization is accurate at a level of 1%. These unprecedented results make Compton polarimetry an essential tool for modern parity-violation experiments, which require very accurate electron beam polarization measurements.

Key words: Compton polarimeter, optical cavity, polarized beams

PACS: 07.60.Fs, 42.60.-v, 29.27.Hj

1 Introduction

The Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) at the Jefferson Laboratory (JLab) is a new particle accelerator which makes extensive use of its highly polarized electron beam for the study of nucleons and nuclei. The polarization is measured at the injector with a 5 MeV Mott polarimeter and in the Hall A beam line with a Møller polarimeter and a Compton polarimeter. Mott and Møller polarimeters require solid targets and operate respectively at low energy and at low intensity ($\approx 1\mu A$). Because of its thin photon target, only Compton backscattering polarimetry provides an essential tool for accurate measurement and monitoring of the beam polarization under the same conditions as the running experiment. However, the mean Compton analyzing power (A_c) depends strongly on the beam energy - $A_c \approx 0.4\%/GeV$ - while the total cross section is approximately constant at 0.6 barn. Therefore, the

* We wish to thank the JLAB-hall A technicians and the Accelerator Operation group for their critical help and support in the operation of the Compton polarimeter. This work was supported by the Commissariat à l'Énergie Atomique and by DOE contract DE-AC05-84ER40150, modification No. M175, under which the Southeastern Universities Research Association (SURA) operates the Thomas Jefferson National Accelerator Facility.

* Corresponding author. ph: 33-1-69-08-94-97, fax: 33-1-69-08-75-84, email: dlhuillier@cea.fr

¹ CNRS/IN2P3/Centre de Physique des Particules de Marseille, 163 avenue de Luminy, 13288 Marseille cedex 09, FRANCE

² Present address: Renaissance Technologies Corp., Setauket, NY 11733, USA

typical beam conditions provided by CEBAF, an energy of several GeV and a beam intensity up to 100 μA , require a high laser power to provide the required interaction luminosity. The design of the Compton polarimeter was challenging [1,2]. The photon density is amplified with a Fabry-Perot cavity of very high finesse which provides a power of 1700 W of IR light at the Compton interaction point. This performance, unequalled in a particle accelerator environment, results in a statistical accuracy for a polarization measurement below 1% within an hour at 4.6 GeV [3]. This number scales with the inverse of the beam energy.

In section 2 of this paper, we briefly summarize the experimental set-up of the Compton polarimeter. Section `refsec:datatake` describes its operational properties achieved during two polarized experiments, $N - \Delta$ [4,5] and GEp [6,7]. Next, we describe a new analysis method developed to restrain systematic uncertainties in the polarization measurement with a high confidence level. We explain in detail the sources of these systematic errors and present longitudinal electron polarization measurement results. Finally, we give for the first time at JLab a measurement of the polarization difference between the two helicity states of the electron beam.

2 Compton polarimeter at JLab

Compton scattering of polarized electrons off a circularly polarized photon beam shows an asymmetry of the counting rates $n^{+/-}$ for different orientations of the electron polarization [8]

$$A_{exp} = \frac{n^+ - n^-}{n^+ + n^-} = P_e P_\gamma A_c \quad (1)$$

where the asymmetry A_c is calculated from QED. Measurements of the experimental asymmetry A_{exp} and of the circular photon polarization P_γ give access to the mean longitudinal electron polarization P_e . The electron beam polarization is flipped at a 30 Hz rate to minimize systematic effects.

The Compton polarimeter is composed of a magnetic chicane of four identical dipoles connected in series and installed in the Hall A beam line. The Compton interaction takes place at the center of a symmetric Fabry-Perot cavity in which photons, originating from a 230 mW IR laser ($\lambda = 1064$ nm) interfere. The laser frequency is locked to one of the resonant frequencies of the cavity using the Pound-Drever feedback technique [9]. The maximum power inside the cavity reaches 1700 W, with a coupling to the fundamental mode of 92%. The detectors are installed between the third and the fourth dipoles of the chicane. The backscattered photons go through the gap of the third magnet in a calorimeter consisting of 25 $PbWO_4$ crystals ($2 \times 2 \times 23 \text{ cm}^3$) and the scattered electrons are detected in 4 planes of 48 silicon strips (650 μm wide), segmented along the dispersive axis. The data acquisition can be triggered by either electrons, photons, or both (in coincidence). Typical running conditions at CEBAF during data taking in 2000 were an electron energy of $E=4.6$ GeV and a beam current of $I_e = 40 \mu\text{A}$. The Compton backscattered photons energy range is from 0 to 340 MeV under these conditions.

3 Data Taking

We describe here how the Compton polarimeter data-acquisition system works, and the strategy used to minimize false asymmetries.

3.1 Acquisition

The data acquisition is driven by the 30 Hz electron beam polarization flip. Two milliseconds after each reversal, the trigger system is activated and events are taken from the photon and/or electron detectors, according to the trigger configuration determined by the user. The trigger system is inhibited a few ms before the next reversal.

Each detector has its own trigger logic. The photon calorimeter trigger system generates an event when the signal of one the photo-multiplier tubes exceeds a given threshold. This signal is then integrated over a period of 150 ns. The electron detector triggers when signals are detected in coincidence on a given number of the silicon strip planes, at the same dispersive position. A specific logic is used to take care of cases where both detectors fire in coincidence.

The data-acquisition system can read out photon and electron events at a rate greater than 100 kHz with a dead time of only a few percent. These data are read by either a custom-built buffer card for the electron detector signals, or 10 bits buffered ADCs for the photon calorimeter. Calibration signals from a LED can be used to monitor the gain variation of the photon detector.

All these raw data are read through VME block transfer by two Power PC CPU cards working alternatively at each electron polarization reversal. At the end of each polarization period, the CPU card that has read out the data, reads values from scaler cards which provide summary information of that period (counting rates, number of triggers, dead time, average value of electron and photon beams parameters, etc...). This CPU then transfers control of the VME crate to the other CPU, produces on-line calculations and sends a data block to a workstation where these data are stored. The goal of these on-

line calculations is to reduce the huge amount of data coming from both detectors by producing computed values and histograms (in particular the energy spectra of the scattered photons). Only a small fraction of the raw data, controlled by prescaler factors, is kept for monitoring purposes. Thus, the data block stored at the end of each electron polarization state consists of the scalers summary values, the result of the on-line calculations (computed values and histogram), and pre-scaled photon, electron and coincidence raw data.

3.2 Photon polarization reversal

Helicity-correlated differences in the electron beam parameters (charge, position and angle) lead to false asymmetries b_i which add to the experimental asymmetry

$$A_{exp} = P_e P_\gamma A_c + \sum_i b_i \quad (2)$$

where i runs over the different sources of false asymmetries. The charge asymmetry is corrected to first order by normalizing the counting rates to the beam current. The remaining systematic effects from position and angle are independent of the photon beam polarization state. Hence, in changing the sign of the photon polarization the major part of this type of false asymmetries is canceled. This defines the procedure for data taking as a sequence of alternating right and left laser circular polarization, as illustrated in figure 1. Moreover, between two photon polarization states, the cavity is unlocked in order to measure the background. Thanks to a high quality vacuum in the beam pipe and the control of the beam envelope using quadrupoles upstream

the magnetic chicane a signal over background ratio of 20 is routinely achieved.

4 Experimental asymmetry

For a given circular photon polarization, right (R) or left (L), we can calculate the asymmetry of integrated event numbers for two consecutive windows of opposite electron helicity states, as

$$A_p^{R/L} = \frac{n_{R/L}^+ - n_{R/L}^-}{n_{R/L}^+ + n_{R/L}^-} \quad (3)$$

where n^\pm refers to the normalized numbers of photons with a deposited energy greater than a given threshold. These are defined as

$$n^\pm = \frac{\sum_{i>i_s} N_i^\pm}{I^\pm \Gamma^\pm} \quad (4)$$

where I^\pm is the electron beam intensity, Γ^\pm is the acquisition live time, N_i^\pm is the number of detected events in the i^{th} ADC bin and i_s is the threshold corresponding to the lower edge of the bin. The normalized counting rates $N^\pm / I^\pm \Gamma^\pm$ are shown in figure 2 versus the energy in ADC bin units. The threshold i_s is a software threshold applied to the total charge deposited and not to the maximum amplitude reached by the signal. It can be varied off line in order to obtain the optimal value that maximizes the statistical accuracy and minimizes the effect of false asymmetries. This operating point is found to be between the 6th and the 9th bin (see section 6). For a typical 40 minutes run, a raw asymmetry $A_{raw}^{R/L}$ is defined as the average of all pulse-to-pulse asymmetries $A_p^{R/L}$. The distribution of these asymmetries is shown in figure 3, for both right and left photon polarizations. We can see that the pulse-to-pulse

asymmetry distributions follow a Gaussian law. The raw asymmetry has to be corrected for background according to

$$A_{exp}^{R/L} = \left[1 + \frac{B^{R/L}}{S} \right] A_{raw}^{R/L} - \frac{B^{R/L}}{S} A_B \quad (5)$$

where $(B/S)^{R/L}$ is the background to signal ratio for each photon polarization and A_B is the background asymmetry. B/S is of the order of 0.06 with a threshold set to the 8th energy bin (≈ 230 MeV), and A_B is found to be compatible with zero at the 10^{-4} level.

Finally, the mean experimental asymmetry is computed as

$$\langle A_{exp} \rangle = \frac{\omega^L A_{Exp}^L - \omega^R A_{Exp}^R}{\omega^L + \omega^R} \quad (6)$$

where $\omega^{R/L}$ corresponds to the statistical weight of each experimental asymmetry.

The mean experimental asymmetries measured above the software threshold for $E = 4.6$ GeV are around 6% and can be measured with a relative statistical accuracy of 0.65% in one hour at $I = 40\mu\text{A}$.

5 Analysing power

The second part of this analysis concerns the determination of the analyzing power. In order to account for detection effects, we define the response function of the calorimeter $\mathcal{R}(ADC, k)$ as the ADC spectrum for a set of photons with a given energy k . From this response function the probability to detect photons of energy k above a given ADC threshold ADC_s is

$$P(k) = \frac{\int_{ADC_s}^{\infty} \mathcal{R}(ADC, k) dADC}{\int_0^{\infty} \mathcal{R}(ADC, k) dADC} \quad (7)$$

Using this probability one can then calculate the analyzing power of the polarimeter defined as the average of the Compton asymmetry weighted by the Compton cross section

$$\langle A_s \rangle = \frac{\int_0^{k_{max}} P(k) \frac{d\sigma_0}{dk} A_C(k) dk}{\int_0^{k_{max}} P(k) \frac{d\sigma_0}{dk} dk} \quad (8)$$

5.1 Determination of the response function $\mathcal{R}(ADC, k)$

The calorimeter response function depends mostly on the intrinsic properties of the calorimeter. It is measured during dedicated runs where data are taken in photon-electron coincidence mode on an event-by-event basis.

Thanks to its very fine pitch the electron detector functions as an energy tagger of the incident photons. The distribution of the photon energy deposited in the central crystal for one selected strip of the electron detector is shown in figure 4. The tail at low energy is due to shower leakage to the sides of the central crystal (the Molière radius is 2.19 cm). For practical reasons it was found more accurate to model the response function of the central crystal rather than dealing with the inter-calibration of all the crystals of the 5x5 matrix [10]. The response function is described by an *ad hoc* asymmetrical function composed of two Gaussians and a 4th degree polynomial $P_4(x)$. Best fits were obtained with the following fit function

$$\begin{aligned} \mathcal{R}(ADC, k) &= A e^{-\frac{(ADC-ADC_0)^2}{2\sigma_R^2}}, \quad ADC \geq ADC_0 \\ \mathcal{R}(ADC, k) &= A \left[(1-\delta) e^{-\frac{(ADC-ADC_0)^2}{2\sigma_L^2}} + \eta + (\delta-\eta) \frac{ADC^4}{ADC_0^4} \right], \quad ADC \leq ADC_0 \end{aligned} \quad (9)$$

where A , ADC_0 and $\sigma_{R/L}$ are Gaussian parameters, and η , δ denote proportional amplitudes $P_4(0)/A$ and $P_4(x_0)/A$, as described in figure 4. A is fixed by normalizing the integral of the response function to 1 in the denomina-

tor of Eq.(7). The remaining five parameters are functions of the scattered photon energy k , fitted to data from all electron detector strips which fired. The Gaussian widths $\sigma_{R/L}$ are corrected for smearing due to the width of the electron strips ($\sigma_E \approx 5$ MeV).

The electron detector cannot be put closer than a few mm to the beam axis and thus restricts the range over which the response function can be determined. For instance, only photon energies between 150 MeV and 340 MeV (Compton edge) could be explored with a 4.6 GeV beam. The determination of the calorimeter response function is well controlled inside this energy range but the extrapolation to lower energy induces larger systematic errors (see section 6).

5.2 Calibration and analyzing power

The response function measured during a specific reference run has to be corrected for mean gain variations when used to analyze a later run. To this end a calibration coefficient λ is introduced which accounts for gain corrections

$$\mathcal{R}(ADC, k) = \mathcal{R}\left(\frac{ADC}{\lambda}, k\right) \quad (10)$$

λ is fitted to the experimental spectrum of each run (Fig. 5) using the convolution of the unpolarized Compton cross section $d\sigma_0(k)/dk$ with the response function

$$\frac{dN(ADC)}{dADC} = \int_0^{k_{max}} \frac{d\sigma_0(k)}{dk} \mathcal{R}(ADC, k) dk \quad (11)$$

The probability of photon detection is deduced from Eq.(7), where the lower integration boundary ADC_s is replaced by ADC_s/λ . The analyzing power is then calculated from Eq.(8) for each data run (with $i_s = 8$). An overview is given in figure 6 and shows relative variations of up to 10%. Most of the observed steps in the analyzing power originate from a retuning of the photon detection gain (PMT high voltage or gain of the amplifier). Reference runs are repeated every few hours to check the consistency of the extracted response function.

6 Systematic uncertainties

6.1 *Experimental asymmetry*

The largest source of systematic error in the experimental asymmetry is the false asymmetry related to the electron beam position, since the Compton luminosity is determined by the overlap of the electron and laser beams. If one assumes a Gaussian intensity profile for these two beams, the luminosity is also a Gaussian function of the distance between the two beam centroids. Since the optical axis of the cavity is fixed by the monolithic mechanic of the mirror holder, the position variation of the electron beam directly affects the Compton luminosity with a sensitivity equal to the derivative of this Gaussian function. In order to minimize this effect, two position-feedback systems were used, one at high frequency to reduce the jitter (down to 20 μm) and one at low frequency to lock the mean position at the point corresponding to the maximum of the Gaussian overlap curve, where the sensitivity to beam position goes to zero. Finally, averaging over several photon polarization reversals cancels out most

of these false asymmetries provided that the statistical weights of right and left circularly photon polarization states are similar. In practice, these statistical weights $\omega^{R/L}$ are not exactly equal, and some residual effects must be taken into account. So, in agreement with equations (2) and (6), we have:

$$\Delta A_{exp_i}^{syst} = res(b_i) = \frac{\omega^L b_i^L - \omega^R b_i^R}{\omega^L + \omega^R} \quad (12)$$

Studies of the four beam parameters (x, y, θ_x, θ_y) show that their correlations tend to reduce the total false asymmetry. As a safe and simpler estimate of the error we assume them to be uncorrelated. The final error quoted in Table 1 should be read as a typical run-to-run error. It corresponds to the width of the distribution of all $res(b_i)$ which turns out to be centered at zero. For each individual run one can also choose to correct for $res(b_i)$ and its error. When averaging the polarization over a sufficient number of runs N_r the two approaches are equivalent and the systematic error reduces as $1/\sqrt{N_r}$. The measured background has a small rate and asymmetry, compared to the Compton process, resulting in a negligible systematic error. Similarly the beam current asymmetry is at the few 100 ppm level and does not affect significantly the Compton asymmetry. The correction for the acquisition dead time is checked by comparing the scaler asymmetry and the corrected ADC asymmetry without applying a software threshold.

6.2 Analyzing power

There are four main sources of uncertainties in the analyzing power. The first comes from the dependence of the response function on the parameterization used to describe it. To compute the systematic error we look at the variation of

the analyzing power for a set of parameterizations with equivalent χ^2 and try to define an envelope (fig. 7). For a threshold taken around ADC = 400 ($i_s = 8$, $E = 230$ MeV) the effect is less than 0.45%. Note that below the electron cut, located around channel 260 on fig. 7, the systematic errors increase steeply. The second source of uncertainty arises from the momentum calibration of the electron detector which is used as an energy tagger in the determination of the response function (section 5.1). This calibration error is due to the position resolution of the electron detector (200 μm). The impact of this effect on the analyzing power is shown in figure 8 as a function of the ADC threshold. For a threshold taken at ADC = 400 the effect is 0.6 %. The third uncertainty is due to pile-up when two events are detected within the same acquisition gate (~ 150 ns) and are recorded as a single event of higher energy. The Compton spectrum is then shifted to higher energies. This modifies not only the experimental asymmetry but also the analyzing power via the calibration coefficient λ . Monte-Carlo simulations [11] were performed for a measured pile-up rate of 0.9%. They show a relative effect of 0.45% for an ADC threshold $i_s = 8$. The fourth systematic uncertainty is due to the radiative corrections in real Compton scattering. The interfering process $e^-\gamma \rightarrow e^-\gamma\gamma$ causes a deviation of the analyzing power by about 0.26% [12] at an electron beam energy of 4.6 GeV. We decided not to correct for this effect and include it in the error budget. Systematic uncertainties on the analyzing power are summarized in Table 2.

6.3 Photon polarization

The circular photon polarization is measured at the exit of the Fabry-Perot cavity using an analysis device composed of a quarter-wave plate, a Wollaston prism and two integrating spheres. This device allows a complete polarization measurement through the four Stokes parameters by rotating the quarter-wave plate. In production mode the quarter-wave plate angle is fixed and the spheres only monitor the time variations of the degree of circular polarization (DOCP). The polarization at the center of the cavity where the Compton interaction takes place is deduced from the Stokes parameters, knowing the optical transport matrix of the exit line. This matrix is determined before the installation of the cavity using a dedicated setup where polarization measurements are performed for various orientations of the elliptic polarization of the light. With this method a precision of 0.4 % is reached including both the modelisation of the transport and the measurement errors. After the cavity is installed, additional effects coming from mirror transmission, birefringence and optical alignment of photon beam must be taken into account. Since in production mode only the DOCP is measured, we use the observed variations and the transport matrix to determine the envelope of possible variations of the polarization inside the cavity. This results in a 0.4 % systematic error. All uncertainties are summarized in Table 3 The mean value of the DOCP for both laser polarization states is :

$$\begin{aligned} P_{\gamma}^L &= +99.9\% \pm 0.6\% \\ P_{\gamma}^R &= +99.3\% \pm 0.6\% \end{aligned} \tag{13}$$

The photon polarization used for the electron polarization measurement is the average value between the two polarization states :

$$P_\gamma = \frac{\omega^L P_\gamma^L - \omega^R P_\gamma^R}{\omega^L + \omega^R} \quad (14)$$

where we took to first order $\omega^L = \omega^R$.

7 Results and discussions

7.1 General results

A review of the uncertainties is given in Table 4. The last column shows the accuracy of the monitoring of the electron beam polarization for which all normalization errors cancel. A summary graph of all polarization measurements performed during the N- Δ experiment is shown in figure 9 (300 measurements in 60 days). The jumps in the beam polarization are directly correlated with operations at the polarized electron source when the laser spot is displaced to illuminate a different spot on the photocathode in order to increase the beam current. These significant variations in the beam polarization demonstrate that the Compton polarimeter is an ideal and a mandatory tool to provide a meaningful polarization measurement over long data-taking periods.

7.2 Determination of ΔP_e

Most of the polarized physics experiments in Hall A are only sensitive to the mean longitudinal electron polarization defined as

$$P_e = \frac{|P_e^+| + |P_e^-|}{2} \quad (15)$$

where P_e^+ and P_e^- denote the electron polarization in each electron spin configuration (parallel or anti-parallel). However, some experiments, such as the N- Δ experiment, are sensitive to

$$\Delta P_e = \frac{|P_e^+| - |P_e^-|}{2} \quad (16)$$

One way to measure this quantity is to use the photon polarization reversal, sacrificing the cancellation of helicity-correlated effects. Experimental asymmetries are thus computed from counting rates between two opposite signs of the photon polarization, for each electron helicity [11]. However, the photon polarization is reversed every three minutes only, resulting in a false asymmetry of the same size as the Compton asymmetry itself. If one makes the assumption that these false asymmetries are independent of the backscattered photon's energy, variation of the Compton asymmetry with respect to energy allows one to isolate ΔP_e . An example is shown in figure 10 where the sum of both experimental asymmetries A_{exp}^+ and A_{exp}^- is fitted with a function such as

$$f(E) = \Delta P_e \cdot P_\gamma \cdot A_C(E) + cst. \quad (17)$$

For a set of Left/Right photon reversals over several days, we assess ΔP_e for the first time at JLab and find it statistically compatible with zero at a level

of 0.3 %.

8 Conclusion

We have continuously measured the CEBAF electron beam polarization over two periods of 30 days at an electron energy of 4.6 GeV and an average current of 40 μA . The use of a highly segmented electron detector in coincidence with the photon detector was a key element to reduce the systematic errors. By using 40 minute runs a total relative systematic error of 1.2 % was achieved. Thanks to our high-gain optical cavity and a double beam position feed-back, a statistical accuracy of 1 % could be reached within 25 minutes. In the relative variations of the beam polarization from one run to another the correlated errors cancel out and the systematic error is reduced to 0.7 %. Because most of the recent experiments in Hall A take advantage of the highly polarized and intense electron beam available at JLab, the Compton polarimeter has been routinely operated over the last three years to monitor the beam polarization. Its performance are crucial for the upcoming parity experiments [13,14,15] which aim for a very accurate measurements ($\leq 2\%$) in an energy range of 0.85 to 3.00 GeV. Such a precision remains challenging and require detectors and laser upgrades which are under study. At higher energy (6 GeV), sub-percent measurements are feasible with only minor upgrades of the present apparatus.

References

- [1] G. Bardin *et al.*, Conceptual design report of a Compton polarimeter for CEBAF Hall A, CEA/DAPNIA/SPhN note 96-14 (1996)
- [2] J.P. Jorda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A412**, 1-18, (1998)
- [3] N. Falletto *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A459**, 412-425, (2001)
- [4] A. Sarty, J.J. Kelly, R.W. Lourie and S. Frulliani, Investigation of the $N\Delta$ transition via polarization observables in Hall A, JLab Hall A experiment E91-011, (1991)
- [5] R. Roche, Measurement of polarization observables in the electro-excitation of the proton to its first excited state, PhD thesis, Florida State University (2003)
- [6] C.F. Perdrisat, M. Jones, V. Punjabi and E.J. Brash, Measurement of σ_{LT} to $Q^2=5.6$ GeV² by the recoil polarization method, JLab Hall A experiment E99-007 (1999)
- [7] O. Gayou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092301, (2002)
- [8] C.Y. Prescott, Spin-dependent Compton scattering for use in analysing electron beam polarizations, SLAC notes TN-73-1, (1973)
- [9] R.W.P. Drever *et al.*, Appl. Phys. **B31**, 97, (1983)
- [10] M. Baylac *et al.*, Phys. Lett. **B539**, 8-12, (2002).
- [11] S. Escoffier Doctorate Thesis, University of Paris 7, Denis Diderot (2001), see <http://hallaweb.jlab.org/compton/Documentation/Papers/index.php>.
- [12] A. Denner and S. Dittmaier, "Complet $O(\alpha)$ QED corrections to polarized Compton scattering", Nucl. Phys. **B540** (1999) 58.
- [13] D. Armstrong and R. Michaels, "Parity violation from ^4He at low Q^2 : a clean measurement of ρ_s ", JLab Hall A experiment E00-114.

- [14] K. Kumar and D. Lhuillier, "Constraining the nucleon strangeness radius in parity-violating electron scattering", JLab Hall A experiment E99-115.
- [15] R. Michaels, P. Souder and G. Urciuoli, "Neutron skin of ^{208}Pb through parity-violating electron scattering", JLab Hall A experiment E-00-003.

type	error
Background	0.05 %
Dead time	0.1 %
Beam intensity	-
Events cut	0.1 %
position	0.3 %
TOTAL on $\langle A_{exp} \rangle$	0.35 %

Table 1

Run to run systematic uncertainties applied to Compton experimental asymmetry.

	Syst. error
Response function	0.45 %
Energy calibration	0.6 %
Pile up	0.45 %
Radiative corrections	0.26 %
TOTAL on $\langle A_s \rangle$	0.95 %

Table 2

Relative systematic uncertainties applied to Compton analyzing power during and GEP experiments [6,7].

Time fluctuations	0.4 %
Polarization transport	0.4 %
Mirrors transmission	0.14 %
Birefringence	0.05 %
Alignment	0.1 %
TOTAL on $P_\gamma^{L/R}$	0.60 %

Table 3

Relative systematic uncertainties applied to each photon beam polarization states.

	Absolute Measurement	Monitoring
Experimental asymmetry	0.50 %	0.50 %
Analyzing power	0.95 %	0.45 %
Photon polarization	0.60 %	-
Total systematic	1.23 %	0.67 %
Statistical error	0.80 %	0.80 %
TOTAL	1.47 %	1.04 %

Table 4

Review of uncertainties for an absolute (2nd column) and relative (3rd column) electron beam polarization measurement.

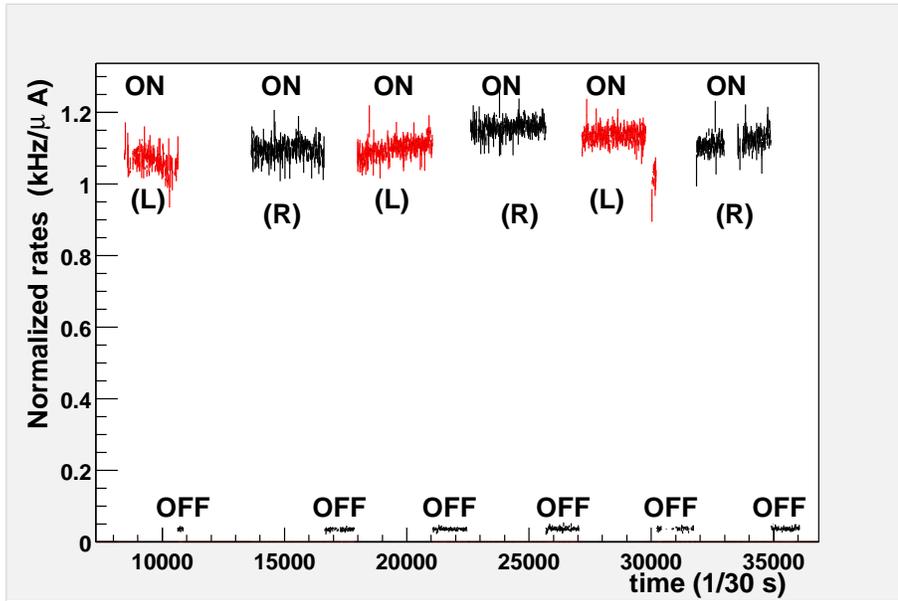


Fig. 1. Normalized counting rates versus time with alternate Left (L) and Right (R) circular polarization of the photon separated by laser OFF periods to monitor the background level.

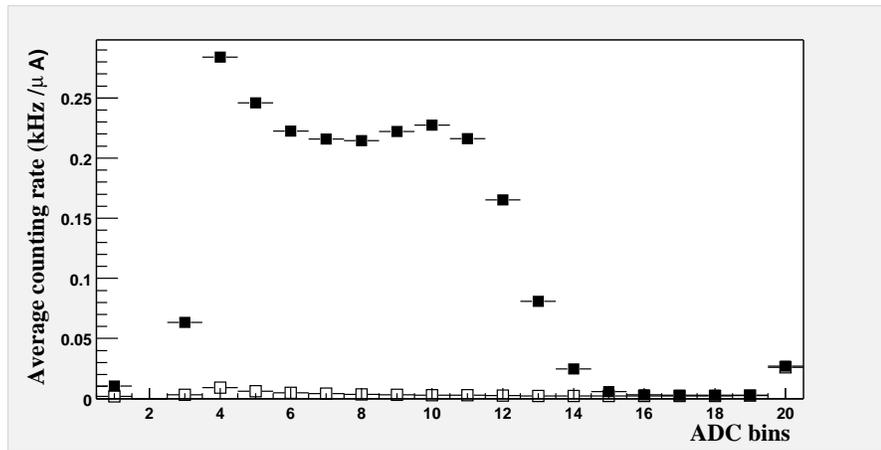


Fig. 2. Normalized counting rates versus ADC bins of the energy deposited in the photon calorimeter, for laser ON (solid squares) and laser OFF (empty squares) periods.

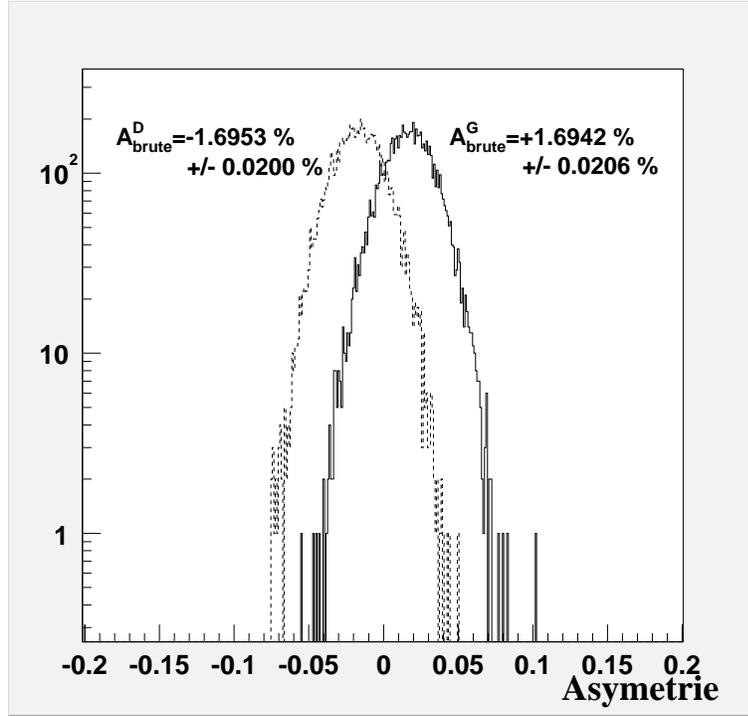


Fig. 3. Distribution of pulse-to-pulse asymmetries A_p for both right and left photon polarizations. The same size but opposite sign of the mean values is a check of systematic effects.

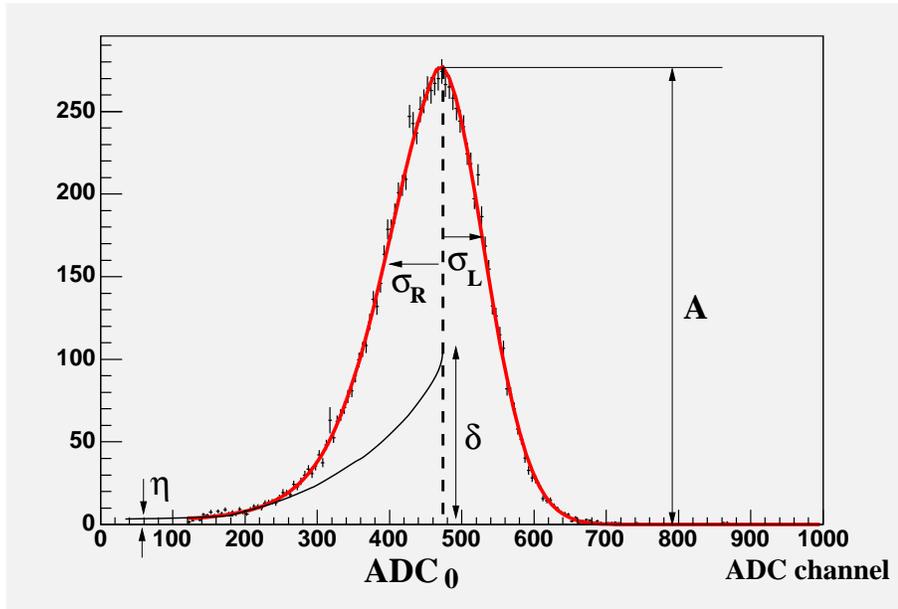


Fig. 4. Photon energy spectrum measured in coincidence with electrons hitting the 14th strip. Parameters of the fitting function are illustrated.

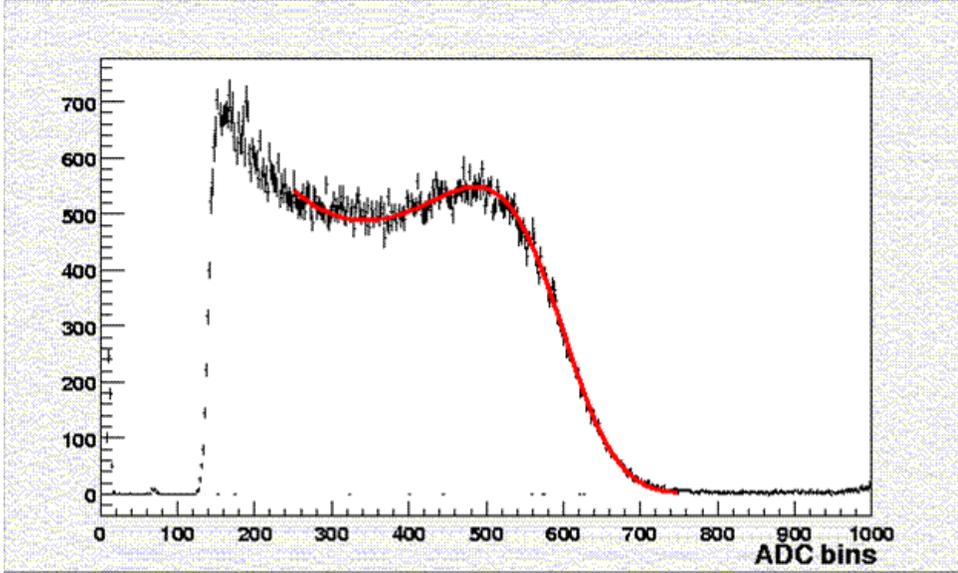


Fig. 5. Fit of the experimental photon spectrum using the smeared cross section. The fit range is restricted to the validity energy range of the modelling.

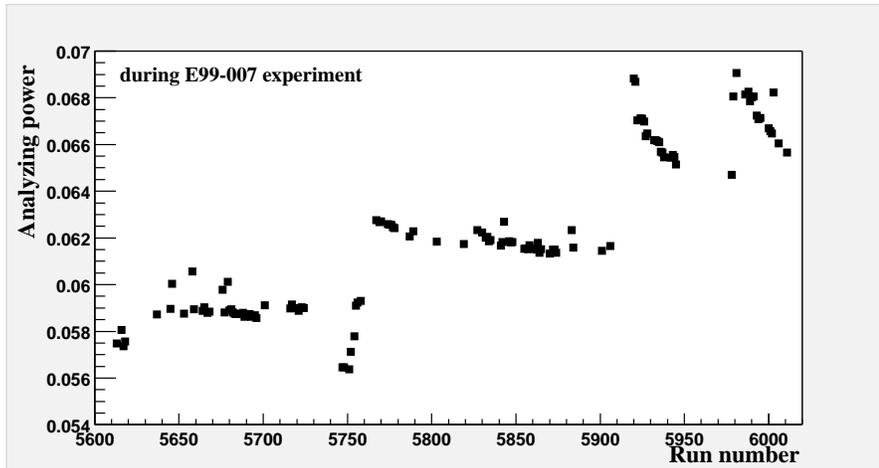


Fig. 6. Analyzing power for each Compton run during the G_E^P experiment.

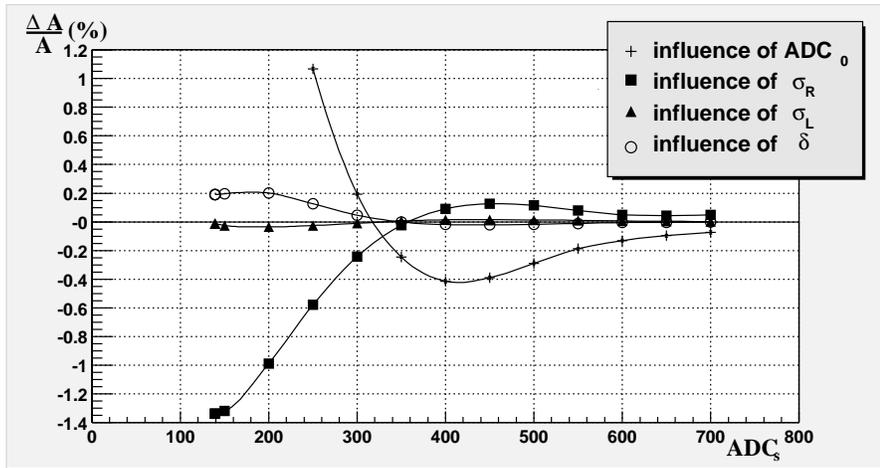


Fig. 7. Relative effects on analyzing power due to modeling of response function parameters, versus ADC threshold.

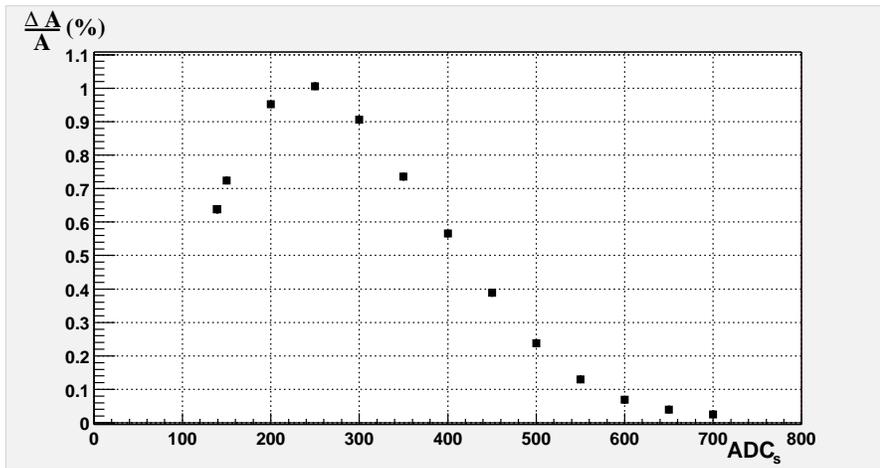


Fig. 8. Relative deviation of the analyzing power due to the calibration error of the electron detector.

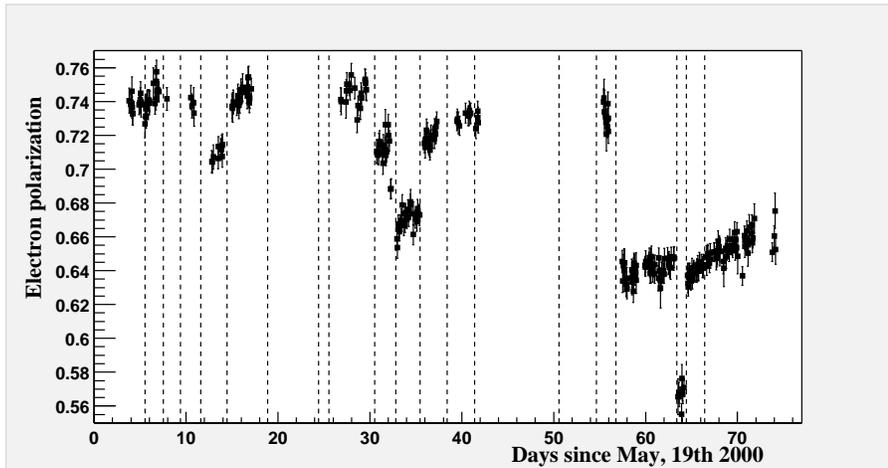


Fig. 9. Electron polarization measurements during N- Δ experiment. Vertical dash lines show laser spot moves on AsGa crystal at the polarized electron source

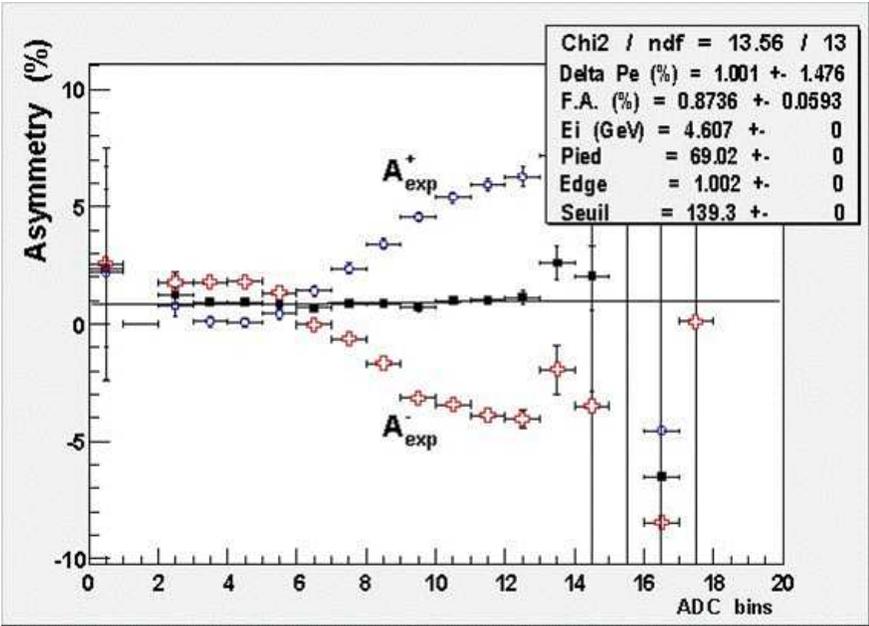


Fig. 10. Experimental asymmetries in regard with photon energy, for a positive(+) and negative(-) electron helicity state, and for the average of both (filled circles).

Annexe IV: New Measurement of Parity Violation in Elastic Electron-Proton Scattering and Implications for Strange Form Factors

HAPPEX collaboration, Phys. Lett. B 509: 211-216, 2001

New Measurement of Parity Violation in Elastic Electron-Proton Scattering and Implications for Strange Form Factors

K. A. Aniol^a, D. S. Armstrong^{ah}, T. Averett^{ah}, M. Baylac^{aa},
E. Burtin^{aa}, J. Calarco^t, G. D. Cates^x, C. Cavata^{aa}, Z. Chai^s,
C. C. Chang^q, J.-P. Chen^l, E. Chudakov^l, E. Cisbani^k,
M. Coman^d, D. Daleⁿ, A. Deur^l, P. Djawotho^{ah},
M. B. Epstein^a, S. Escoffier^{aa}, L. Ewell^q, N. Falletto^{aa},
J. M. Finn^{ah}, A. Fleck^y, B. Frois^{aa}, S. Frullani^k, J. Gao^s,
F. Garibaldi^k, A. Gasparian^g, G. M. Gerstner^{ah}, R. Gilman^{l,z},
A. Glamazdin^o, J. Gomez^l, V. Gorbenko^o, O. Hansen^l,
F. Hersman^t, D. W. Higinbotham^{ag}, R. Holmes^{ac}, M. Holtrop^t,
B. Humensky^x, S. Incerti^{ad}, M. Iodice^j, C. W. de Jager^l,
J. Jardillier^{aa}, X. Jiang^z, M. K. Jones^{ah}, J. Jorda^{aa},
C. Jutier^w, W. Kahl^{ac}, J. J. Kelly^q, D. H. Kim^p, M.-J. Kim^p,
M. S. Kim^p, I. Kominis^x, E. Kooijman^m, K. Kramer^{ah},
K. S. Kumar^{r,x}, M. Kuss^l, J. LeRose^l, R. De Leoⁱ,
M. Leuschner^t, D. Lhuillier^{aa}, M. Liang^l, N. Liyanage^s,
R. Lourie^{ab}, R. Madey^m, S. Malov^z, D. J. Margaziotis^a,
F. Marie^{aa}, P. Markowitz^l, J. Martino^{aa}, P. Mastromarino^x,
K. McCormick^w, J. McIntyre^z, Z.-E. Meziani^{ad}, R. Michaels^l,
B. Milbrath^c, G. W. Miller^x, J. Mitchell^l, L. Morand^{e,aa},
D. Neyret^{aa}, G. G. Petratos^m, R. Pomatsalyuk^o, J. S. Price^l,
D. Prout^m, T. Pussieux^{aa}, G. Quéméner^{ah}, R. D. Ransome^z,
D. Relyea^x, Y. Roblin^b, J. Roche^{ah}, G. A. Rutledge^{ah},
P. M. Rutt^l, M. Rvachev^s, F. Sabatie^w, A. Saha^l,
P. A. Souder^{ac}, M. Spradlin^{h,x}, S. Strauch^z, R. Suleiman^m,
J. Templon^f, T. Teresawa^{ae}, J. Thompson^{ah}, R. Tieulent^q,
L. Todor^w, B. T. Tonguc^{ac}, P. E. Ulmer^w, G. M. Urciuoli^k,
B. Vlahovic^{l,v}, K. Wijesooriya^{ah}, R. Wilson^h,
B. Wojtsekhowski^l, R. Woo^{af}, W. Xu^s, I. Younus^{ac}, C. Zhang^q

^aCalifornia State University - Los Angeles, Los Angeles, California 90032, USA

- ^b*Université Blaise Pascal/IN2P3, F-63177 Aubière, France*
- ^c*Eastern Kentucky University, Richmond, Kentucky 40475, USA*
- ^d*Florida International University, Miami, Florida 33199, USA*
- ^e*Université Joseph Fourier, F-38041 Grenoble, France*
- ^f*University of Georgia, Athens, Georgia 30602, USA*
- ^g*Hampton University, Hampton, Virginia 23668, USA*
- ^h*Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138, USA*
- ⁱ*INFN, Sezione di Bari and University of Bari, I-70126 Bari, Italy*
- ^j*INFN, Sezione di Roma III, 00146 Roma, Italy*
- ^k*INFN, Sezione Sanità, 00161 Roma, Italy*
- ^l*Thomas Jefferson National Accelerator Laboratory, Newport News, Virginia 23606, USA*
- ^m*Kent State University, Kent, Ohio 44242, USA*
- ⁿ*University of Kentucky, Lexington, Kentucky 40506, USA*
- ^o*Kharkov Institute of Physics and Technology, Kharkov 310108, Ukraine*
- ^p*Kyungpook National University, Taegu 702-701, Korea*
- ^q*University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
- ^r*University of Massachusetts Amherst, Amherst, Massachusetts 01003, USA*
- ^s*Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA*
- ^t*University of New Hampshire, Durham, New Hampshire 03824, USA*
- ^u*Norfolk State University, Norfolk, Virginia 23504, USA*
- ^v*North Carolina Central University, Durham, North Carolina 27707, USA*
- ^w*Old Dominion University, Norfolk, Virginia 23508, USA*
- ^x*Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*
- ^y*University of Regina, Regina, Saskatchewan S4S 0A2, Canada*
- ^z*Rutgers, The State University of New Jersey, Piscataway, New Jersey 08855, USA*
- ^{aa}*CEA Saclay, DAPNIA/SPhN, F-91191 Gif-sur-Yvette, France*
- ^{ab}*State University of New York at Stony Brook, Stony Brook, New York 11794, USA*
- ^{ac}*Syracuse University, Syracuse, New York 13244, USA*
- ^{ad}*Temple University, Philadelphia, Pennsylvania 19122, USA*
- ^{ae}*Tohoku University, Sendai 9890, Japan*
- ^{af}*TRIUMF, Vancouver, British Columbia V6T 2A3, Canada*
- ^{ag}*University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901, USA*
- ^{ah}*College of William and Mary, Williamsburg, Virginia 23187, USA*

Abstract

We have measured the parity-violating electroweak asymmetry in the elastic scattering of polarized electrons from the proton. The result is $A = -15.05 \pm 0.98(stat) \pm 0.56(syst)$ ppm at the kinematic point $\langle\theta_{lab}\rangle = 12.3^\circ$ and $\langle Q^2\rangle = 0.477$ (GeV/c)². Both errors are a factor of two smaller than those of the result reported previously. The value for the strange form factor extracted from the data is $(G_E^s + 0.392G_M^s) = 0.025 \pm 0.020 \pm 0.014$, where the first error is experimental and the second arises from the uncertainties in electromagnetic form factors. This measurement is the first fixed-target parity violation experiment that used either a “strained” GaAs photocathode to produce highly polarized electrons or a Compton polarimeter to continuously monitor the electron beam polarization.

Key words:

PACS: 13.60.Fz, 11.30.Er, 13.40.Gp, 14.20.Dh

It is well known that strange quarks and antiquarks are present in the nucleon. An important open question is the role that sea (non-valence) quarks in general and strange quarks in particular [1] play in the fundamental properties of the nucleon. For example, do strange quarks contribute to the charge radius or magnetic moment of the proton? If so, the strange form factors G_E^s and G_M^s are relevant. A number of papers have suggested that indeed these form factors may be large [1–10]. Others models suggest small contributions [11–14].

Strange form factors can be isolated from up and down quark form factors by measuring the parity-violating asymmetry $A = (\sigma_R - \sigma_L)/(\sigma_R + \sigma_L)$ in the elastic scattering of polarized electrons from protons [15,16]. The experiments are challenging since $A \approx A_0\tau \approx 10$ parts per million (ppm). Here $A_0 = (G_F M_p^2)/(\sqrt{2}\pi\alpha) = 316.7$ ppm, where G_F is the Fermi constant for muon decay and M_p is the proton mass. Also $\tau = Q^2/4M_p^2$ where Q^2 is the square of the four-momentum transfer. Nevertheless, several experiments have recently published results for A [17–19]. In this letter, we present the most precise measurement to date for A of the proton and determine new limits for the possible contribution of strange form factors.

Measurements of elastic electromagnetic and electroweak nucleon scattering provide three sets of vector form factors. From this information, the form factors for each flavor may be determined [20]: $G_{E,M}^u$, $G_{E,M}^d$, and $G_{E,M}^s$. A convenient alternate set, which is directly accessible in experimental measurements, is the electromagnetic form factors $G_{E,M}^{p\gamma}$, $G_{E,M}^{n\gamma}$, plus $G_{E,M}^0$. Here

Email addresses: finn@physics.wm.edu (J. M. Finn), souder@phy.syr.edu (P. A. Souder).

$G^0 = (G^u + G^d + G^s)/3$, $G^{p\gamma} = \frac{2}{3}G^u - \frac{1}{3}G^d - \frac{1}{3}G^s$, and $G^{n\gamma} = \frac{2}{3}G^d - \frac{1}{3}G^u - \frac{1}{3}G^s$, where the last expression assumes charge symmetry. G^0 cannot be accessed in electromagnetic scattering and thus represents new information on nucleon dynamics that can be accessed only via measurements of the weak neutral current amplitude.

The theoretical asymmetry in the Standard Model has a convenient form in terms of G^0 :

$$A_{th} = -A_0\tau\rho'_{eq} \left(2 - 4\hat{\kappa}'_{eq} \sin^2 \theta_W - \frac{\varepsilon\eta_p}{\varepsilon\eta_p^2 + \tau\mu_p^2} \frac{G_E^0 + \beta G_M^0}{(G_M^p/\mu_p)} \right) - A_A \quad (1)$$

where $\mu_p(\mu_n) \approx 2.79(-1.91)$ is the proton(neutron) magnetic moment in nuclear magnetons, $\eta_p = \eta_p(Q^2) = G_E^{p\gamma}(Q^2)/(G_M^{p\gamma}(Q^2)/\mu_p)$, $\varepsilon = (1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta/2)^{-1}$ is the longitudinal photon polarization, and $\beta = \tau\mu_p/(\varepsilon\eta_p)$. The scattering angle of the electron in the laboratory is θ . The contribution from the proton axial form factor, $A_A = (0.56 \pm 0.23)$ ppm, is calculated to be small for our kinematics [21,22]. The recent datum from the SAMPLE collaboration [23] is 1.5 standard deviations larger than the prediction. [21,22]

The parameters $\rho'_{eq} = 0.9879$ and $\hat{\kappa}'_{eq} = 1.0029$ include the effect of electroweak radiative corrections [24], and $\sin^2 \theta_W = 0.2314$. If, in addition to $G_{E,M}^0$, the proton and neutron electromagnetic form factors $G_{E,M}^{p\gamma}$ and $G_{E,M}^{n\gamma}$ are known, the strange form factors may be determined from

$$G_{E,M}^s = G_{E,M}^0 - G_{E,M}^{p\gamma} - G_{E,M}^{n\gamma}. \quad (2)$$

This experiment took place in Hall A at the Thomas Jefferson National Accelerator Facility. An approximately $35\mu\text{A}$ beam of 67-76% polarized electrons with an energy of 3.3 GeV scattered from a 15 cm liquid hydrogen target. Elastic events were detected by integrating the signal in total-absorption counters located at the focal plane of a pair of high-resolution magnetic spectrometers. [18,25]

It is important that the signal be purely elastic, since background processes may have large asymmetries. For example, the production of the prominent Δ -resonance is calculated to have 3 times the asymmetry of elastic scattering. [20] To measure the rejection of unwanted events by our system, we measured the response of the detector, both in counting and integrating mode, as a function of the mismatch between the spectrometer setting and the momentum of elastic events. The result, shown in Fig. 1, is that the integrated response drops many orders of magnitude as the momentum mismatch increases. Based on these data, we determined that only 0.2% of our signal arises from inelastic background processes. Quasi-elastic scattering from the

Al target windows contributed 1.5% to the measured signal. The net effect of all the backgrounds is listed in Table 1.

A new feature of the experiment is that the beam polarization $P_e \approx 70\%$. This was achieved by using photoemission by circularly polarized laser light impinging on a “strained” GaAs crystal. A plot of the polarization versus time for part of the run is given in Fig. 2. The starred points are from Møller scattering and the dots are preliminary data from the recently commissioned Compton polarimeter. The errors in the Møller data have been reduced by a factor of two from those of Ref. [18] by improving our knowledge of the polarization of the electrons in the magnetized foil target and our understanding of rate effects in the Møller spectrometer. The Compton device continuously monitored the polarization of the beam on target and ruled out possible significant variations in polarizations between the daily Møller measurements. Both devices have an overall systematic error $\Delta P_e/P_e \sim 3.2\%$.

To study possible systematic errors in our small asymmetry, we sometimes inserted a second half-wave ($\lambda/2$) plate in the laser beam at the source to reverse the sign of the helicity. Data were obtained in sets of 24-48 hour duration, and the state of the $\lambda/2$ plate was reversed for each set. The resulting asymmetries are shown in Fig. 3a. The asymmetry reverses as expected but otherwise behaves statistically.

The strained GaAs crystal, in contrast to the bulk GaAs used for our previous work [18], has a large analyzing power for linearly polarized light. [26] The consequence was a tendency for much larger helicity-correlated differences in the beam position. We found that an additional half-wave plate in the laser beam reduced this problem to a manageable level. In addition, the intensity asymmetry of the beam in another experiential hall was nulled to prevent beam loading in the accelerator from inducing position correlations in our beam. The remaining position and energy differences were measured with precision microwave monitors. One example of monitor data is shown in Fig. 3b. The effect of these beam differences on the asymmetry was measured by calibrating the apparatus with beam correction coils and an energy vernier. The resultant correction, shown in Fig. 3c, proved to have an average of 0.02 ± 0.02 ppm.

The experimental asymmetry, corrected for the measured beam polarization, is $A_{exp} = -15.1$ at $Q^2 = 0.477$ (GeV/c)² for the 1999 data. We also include the previously reported 1998 data, [18] which gives $A_{exp} = -14.7$ ppm when extrapolated to the same Q^2 value but with approximately twice the statistical and systematic errors. In addition, three small corrections based on subsequent data analysis were made to the 1998 data: i) the background correction was included; ii) the measured beam polarization was reduced by 1.5%; and iii) the Q^2 value was determined to be 0.474 (GeV/c)² instead of 0.479 (GeV/c)². An increase of 1% in Q^2 is expected to increase the magnitude of the asymmetry

by 1.5%. The errors for the full data set are given in Table 1. Systematic errors in the beam polarimetry and in the measurement of the spectrometer angle were the most significant sources. The combined result is $A_{exp} = 15.05 \pm 0.98(stat) \pm 0.56(syst)$ ppm at the average kinematics $Q^2=0.477$ (GeV/c)² and $\theta = 12.3^\circ$. This is the average asymmetry over the finite solid angle of the spectrometers; we estimate the value at the center of acceptance is smaller by 0.7%.

By using Eq. 1 and the theoretical value for A_A [21,22], we obtain $(G_E^0 + \beta G_M^0)/(G_M^{p\gamma}/\mu_p) = 1.527 \pm 0.048 \pm 0.027 \pm 0.011$. Here the first error is statistical, the second systematic, and the last error is due to the uncertainty from A_A . For our kinematics $\beta = 0.392$. The sensitivity to η_p is negligible. To determine the contribution due to strange form factors, we use Eq. 2 and data for the electromagnetic form factors. The values we use [27–34] are summarized in Table 2. Thus we have $G_E^s + \beta G_M^s = 0.025 \pm 0.020 \pm 0.014$, where the first error is the errors in G^0 combined in quadrature and the second due to the electromagnetic form factors. This value is consistent with the hypothesis that the strange form factors are negligible.

We note that there are data for G_M^n [35] that are less precise but at variance with those of Ref. [29]. Our result for $G_E^s + \beta G_M^s$ would increase by 0.020 if the data from Ref. [35] were used. New data for both G_M^n and G_E^n are in the early stages of analysis and will be important both for validating our choices and also for interpreting future data on strange form factors.

In Fig. 4, we plot the above value for $G_E^s + \beta G_M^s$ as a band with the errors added in quadrature. The dots represent the predictions from those models that apply at our value of Q^2 . Our result restricts significantly the possible “parameter space” for strangeness to be an important degree of freedom in nucleon form factors. However, our data are compatible with several models that predict large strange form factors, including two with $G_E^s \approx -0.39G_M^s$, [8,9] and one where the prediction happens to cross zero near our Q^2 value.[5]

Our collaboration has two new experiments approved at JLab for a kinematic point at $Q^2 \sim 0.1$ (GeV/c)². One, using a hydrogen target, will measure the same combination of strange form factors at a low Q^2 [36] and the other, using a ⁴He target, will be sensitive to G_E^s but not G_M^s . [37] Thus these experiments might detect the presence of strange form factors that cannot be excluded by the present result.

We wish to thank the entire staff at JLab for their tireless work in developing this new facility, and particularly C. K. Sinclair and M. Poelker for their timely work on the polarized source. This work was supported by DOE contract DE-AC05-84ER40150 under which the Southeastern Universities Research Association (SURA) operates the Thomas Jefferson National Acceler-

ator Facility and by the Department of Energy, the National Science Foundation, the Korean Science and Engineering Foundation (Korea), the INFN (Italy), the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada, the Commissariat à l'Énergie Atomique (France), and the Centre National de Recherche Scientifique (France).

References

- [1] P. Geiger and N. Isgur, *Phys. Rev. D* 55 (1997) 299.
- [2] R. L. Jaffe, *Phys. Lett. B* 229 (1989) 275.
- [3] H. -W. Hammer, Ulf-G. Meissner, and D. Drechsel, *Phys. Lett. B* 367 (1996) 323.
- [4] M. J. Musolf and M. Burkhardt, *Z. Phys. C* 61 (1994) 433.
- [5] H. Weigel *et al.*, *Phys. Lett. B* 353 (1995) 20.
- [6] N. W. Park, J. Schechter, and H. Weigel, *Phys. Rev. D* 43 (1991) 869.
- [7] N. W. Park and H. Weigel, *Nucl. Phys. A* 541 (1992) 453.
- [8] S. J. Dong, K. F. Liu, and A. G. Williams, *Phys. Rev. D* 58 (1998) 074504.
- [9] H.-W. Hammer and M. J. Ramsey-Musolf, *Phys. Rev. C* 60 (1999) 045205.
- [10] S-T. Hong, B-Y. Park, and D-P. Min, *Phys. Lett. B* 414 (1997) 229.
- [11] H. Ito, *Phys. Rev. C* 52 (1995) R1750.
- [12] W. Koepf, E. M. Henley, and J. S. Pollock, *Phys. Lett. B* 288 (1992) 11.
- [13] Ulf-G. Meissner, V. Mull, J. Speth, and J. W. Van Orden, *Phys. Lett. B* 408 (1997) 381.
- [14] B.-Q Ma, *Phys. Lett. B* 408 (1997) 387.
- [15] D. B. Kaplan and A. Manohar, *Nucl. Phys.* B310 (1988) 527.
- [16] R. D. McKeown, *Phys. Lett. B* 219 (1989) 140.
- [17] B. Mueller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997) 3824.
- [18] K. Aniol *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 1096.
- [19] D. T. Spayde *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000) 1106.
- [20] M. J. Musolf *et al.*, *Phys. Rep.* **239**, 1 (1994) and references therein.
- [21] M. J. Musolf and B. R. Holstein, *Phys. Lett. B* 242 (1990) 461.
- [22] S.-L Zhu *et al.*, *Phys. Rev. D* 62 (2000) 033008.

- [23] R. Hasty, *et al.*, Science 290 (2000) 2117.
- [24] Particle Data Group, C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. C 3 (1998) 1. The electroweak radiative corrections are essentially the same as for atoms. In addition, the peaking approximation is used to correct for the radiative tail.
- [25] W. E. Kahl, Ph.D. thesis, Syracuse University, 2000; G. W. Miller, Ph.D. thesis, Princeton University, 2000; see also K. S. Kumar and P. A. Souder. Prog. Part. Nucl. Phys 45 (2000) S333,
- [26] R. A. Mair *et al.*, Phys. Lett. A 212 (1996) 231.
- [27] R. C. Walker *et al.*, Phys. Rev. D 49 (1994) 5671.
- [28] M. K. Jones *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 1398.
- [29] H. Anklin *et al.*, Phys. Lett. B 428 (1998) 248.
- [30] I. Passchier *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 4988.
- [31] C. Herberg *et al.*, Eur. Phys. Jour. A 5 (1999) 131.
- [32] M. Ostrick *et al.*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 276.
- [33] J. Becker *et al.*, Eur. Phys. Jour. A 6 (1999) 329.
- [34] D. Rohe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 4257.
- [35] E. E. W. Bruins *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 21. We have corrected these data down by 25% of the difference of these data and those of Ref. [29], based on a private communication from B. Schoch.
- [36] JLab experiment E99-115, K. Kumar and D. Lhuillier, spokespersons.
- [37] JLab experiment E00-114, D. Armstrong and R. Michaels, spokespersons.

Table 1

Summary of corrections and contributions to the errors in % for the measured asymmetry.

Source	Correction (%)	$\delta A/A(\%):1998$	$\delta A/A(\%):1999$
Statistics	—	13.3	7.2
P_e	—	7.0	3.2
Q^2	—	1.8	1.8
Backgrounds	1.2	0.6	0.6

Table 2

Electromagnetic form factors normalized to G_M^p/μ_p . The last column is the error in A_{th} from the quoted error in the corresponding form factor.

Form Factor	Value	Ref.	$\delta A_{th}/A_{th}$
$G_E^p/(G_M^p/\mu_p)$	0.99 ± 0.02	[27,28]	3%
$G_E^n/(G_M^p/\mu_p)$	0.16 ± 0.03	[30–34]	4%
$(G_M^n/\mu_n)/(G_M^p/\mu_p)$	1.05 ± 0.02	[29]	2%

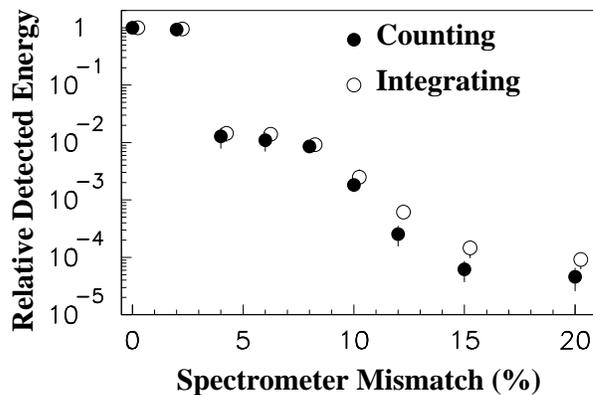


Fig. 1. Fraction of energy deposited in the detector as a function of spectrometer mismatch. The inelastic threshold corresponds to a mismatch of about 4.5%, where the response of the detector is already reduced by a factor of 100.

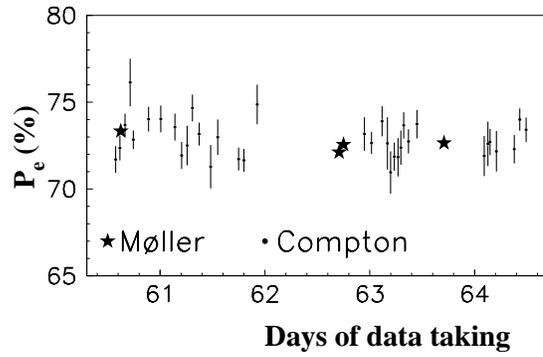


Fig. 2. Electron beam polarization for part of the run. The statistical errors on the Møller data are smaller than the points.

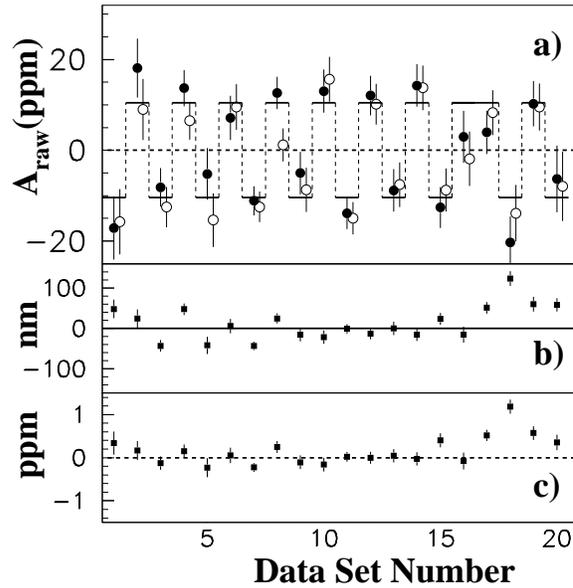


Fig. 3. a) Raw asymmetry versus data set. Solid(open) circles are from the left(right) spectrometer. The step pattern is due to the insertion of the half-wave plate. The $\chi^2 = 33.7$ for 39 degrees of freedom. b) Helicity-correlated horizontal position difference measured near the target. c) Correction to left spectrometer data due to all of the beam parameter differences. The corrections for the right spectrometer are smaller.

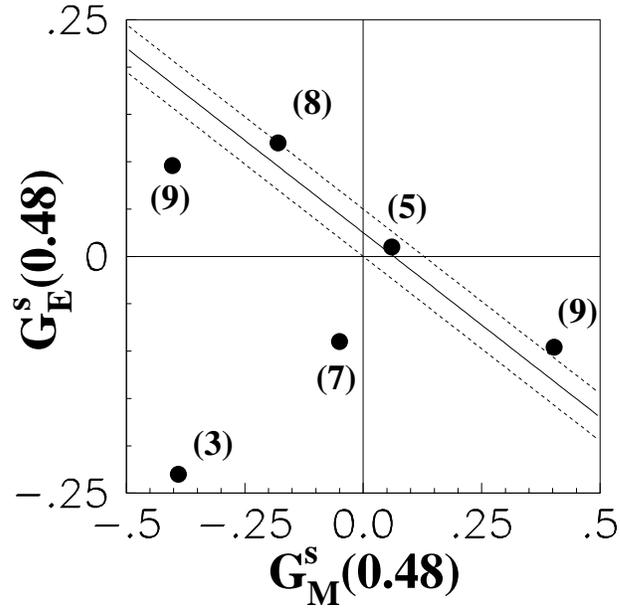


Fig. 4. Plot of G_E^s versus G_M^s at $Q^2 = 0.477 \text{ (GeV/c)}^2$. The band is the allowed region derived from our results. The width of the band is computed by adding the errors in quadrature. The points are various estimates from models that make predictions at our value of Q^2 . The numbers in the brackets are the reference of the models. Ref. [9] is plotted twice due to an ambiguity in the predicted sign.

Annexe V: Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pair

COMPASS collaboration, Phys. Lett. B 633: 25-32, 2006

Gluon polarization in the nucleon from quasi-real photoproduction of high- p_T hadron pairs

The COMPASS Collaboration

Abstract

We present a determination of the gluon polarization $\Delta G/G$ in the nucleon, based on the helicity asymmetry of quasi-real photoproduction events, $Q^2 < 1 \text{ (GeV}/c)^2$, with a pair of large transverse-momentum hadrons in the final state. The data were obtained by the COMPASS experiment at CERN using a 160 GeV polarized muon beam scattered on a polarized ${}^6\text{LiD}$ target. The helicity asymmetry for the selected events is $\langle A_{\parallel}/D \rangle = 0.002 \pm 0.019(\text{stat.}) \pm 0.003(\text{syst.})$. From this value, we obtain in a leading-order QCD analysis $\Delta G/G = 0.024 \pm 0.089(\text{stat.}) \pm 0.057(\text{syst.})$ at $x_g = 0.095$ and $\mu^2 \simeq 3 \text{ (GeV}/c)^2$.

(Submitted to Physics Letters B)

E.S. Ageev²⁴), V.Yu. Alexakhin⁸), Yu. Alexandrov¹⁸), G.D. Alexeev⁸), A. Amoroso²⁹),
 B. Badelek³⁰), F. Balestra²⁹), J. Ball²⁵), G. Baum¹), Y. Bedfer²⁵), P. Berglund¹³),
 C. Bernet^{11,25}), R. Bertini²⁹), R. Birsa²⁸), J. Bisplinghoff³), P. Bordalo^{15,a}),
 F. Bradamante²⁸), A. Bravar¹⁶), A. Bressan²⁸), G. Brona³⁰), E. Burtin²⁵), M.P. Bussa²⁹),
 V.N. Bytchkov⁸), L. Cerini²⁸), A. Chapiro²⁷), A. Cicuttin²⁷), M. Colantoni^{29,b}),
 A.A. Colavita²⁷), S. Costa²⁹), M.L. Crespo²⁷), S. Dalla Torre²⁸), S.S. Dasgupta⁶),
 N. Dedek¹⁹), R. De Masi²⁰), O.Yu. Denisov^{29,c}), L. Dhara⁷), V. Diaz²⁷),
 A.M. Dinkelbach²⁰), A.V. Dolgopolo²⁴), S.V. Donskov²⁴), V.A. Dorofeev²⁴),
 N. Doshita^{21,2}), V. Duic²⁸), W. Dünneberger¹⁹), J. Ehlers^{12,16}), P.D. Eversheim³),
 W. Eylich⁹), M. Fabro²⁸), M. Faessler¹⁹), V. Falaleev¹¹), P. Fauland¹), A. Ferrero²⁹),
 L. Ferrero²⁹), M. Finger²²), M. Finger jr.⁸), H. Fischer¹⁰), J. Franz¹⁰), J.M. Friedrich²⁰),
 V. Frolov^{29,c}), R. Garfagnini²⁹), F. Gautheron¹), O.P. Gavrichtchouk⁸),
 S. Gerassimov^{18,20}), R. Geyer¹⁹), M. Giorgi²⁸), B. Gobbo²⁸), S. Goertz^{2,4}), A.M. Gorin²⁴),
 O.A. Grajek³⁰), A. Grasso²⁹), B. Grube²⁰), A. Grünemaier¹⁰), J. Hannappel⁴), D. von
 Harrach¹⁶), T. Hasegawa¹⁷), S. Hedicke¹⁰), F.H. Heinsius^{10,11}), R. Hermann¹⁶), C. Heß²),
 F. Hinterberger³), M. von Hodenberg¹⁰), N. Horikawa²¹), S. Horikawa^{21,11}), N. d'Hose²⁵),
 R.B. Ijaduola²⁷), C. Ilgner¹⁹), A.I. Ioukaev⁸), S. Ishimoto²¹), O. Ivanov⁸), T. Iwata²¹),
 R. Jahn³), A. Janata⁸), R. Joosten³), N.I. Jouravlev⁸), E. Kabuß¹⁶), V. Kalinnikov²⁸),
 D. Kang¹⁰), F. Karstens¹⁰), W. Kastaun¹⁰), B. Ketzer²⁰), G.V. Khaustov²⁴),
 Yu.A. Khokhlov²⁴), N.V. Khomutov⁸), Yu. Kisselev^{1,2}), F. Klein⁴), S. Koblitz¹⁶),
 J.H. Koivuniemi^{13,2}), V.N. Kolosov²⁴), E.V. Komissarov⁸), K. Kondo^{21,2}),
 K. Königsmann¹⁰), A.K. Konoplyannikov²⁴), I. Konorov^{18,20}), V.F. Konstantinov²⁴),
 A.S. Korentchenko⁸), A. Korzenev^{16,c}), A.M. Kotzinian^{8,29}), N.A. Koutchinski⁸),
 K. Kowalik³⁰), N.P. Kravchuk⁸), G.V. Krivokhizhin⁸), Z.V. Kroumchtein⁸), R. Kuhn²⁰),
 F. Kunne²⁵), K. Kurek³⁰), M.E. Ladygin²⁴), M. Lamanna^{11,28}), M. Leberig^{11,16}), J.M. Le
 Goff²⁵), J. Lichtenstadt²⁶), T. Liska²³), I. Ludwig¹⁰), A. Maggiora²⁹), M. Maggiora²⁹),
 A. Magnon²⁵), G.K. Mallot¹¹), I.V. Manuilov²⁴), C. Marchand²⁵), J. Marroncle²⁵),
 A. Martin²⁸), J. Marzec³¹), T. Matsuda¹⁷), A.N. Maximov⁸), K.S. Medved⁸), W. Meyer²),
 A. Mielech^{28,30}), Yu.V. Mikhailov²⁴), M.A. Moinester²⁶), O. Nähle³), J. Nassalski³⁰),
 S. Neliba²³), D.P. Neyret²⁵), V.I. Nikolaenko²⁴), A.A. Nozdrin⁸), V.F. Obraztsov²⁴),
 A.G. Olshevsky⁸), M. Ostrick⁴), A. Padee³¹), P. Pagano²⁸), S. Panebianco²⁵),
 D. Panziera^{29,b}), S. Paul²⁰), H.D. Pereira^{10,25}), D.V. Peshekhonov⁸), V.D. Peshekhonov⁸),
 G. Piragino²⁹), S. Platchkov²⁵), K. Platzer¹⁹), J. Pochodzalla¹⁶), V.A. Polyakov²⁴),
 A.A. Popov⁸), J. Pretz^{4,11}), S. Procureur²⁵), C. Quintans¹⁵), S. Ramos^{15,a}),
 P.C. Rebougeard²⁵), G. Reicherz²), J. Reymann¹⁰), K. Rith^{9,11}), E. Rondio³⁰),
 A.M. Rozhdestvensky⁸), A.B. Sadovski⁸), E. Saller⁸), V.D. Samoylenko²⁴), A. Sandacz³⁰),
 M. Sans¹⁹), M.G. Sapozhnikov⁸), I.A. Savin⁸), P. Schiavon²⁸), C. Schill¹⁰), T. Schmidt¹⁰),
 H. Schmitt¹⁰), L. Schmitt^{20,m}), O.Yu. Shevchenko⁸), A.A. Shishkin⁸), H.-W. Siebert¹²),
 L. Sinha⁷), A.N. Sissakian⁸), A. Skachkova²⁹), M. Slunicka⁸), G.I. Smirnov⁸), F. Sozzi²⁸),
 A. Srnka⁵), F. Stinzing⁹), M. Stolarski³⁰), V.P. Sugonyaev²⁴), M. Sulc¹⁴), R. Sulej³¹),
 N. Takabayashi²¹), V.V. Tchalishvili⁸), F. Tessarotto²⁸), A. Teufel⁹), D. Thers²⁵),
 L.G. Tkatchev⁸), T. Toeda²¹), V.I. Tretyak⁸), S. Trousov⁸), M. Varanda¹⁵), M. Virius²³),
 N.V. Vlassov⁸), M. Wagner⁹), R. Webb⁹), E. Weise³), Q. Weitzel²⁰), U. Wiedner¹⁹),
 M. Wiesmann²⁰), R. Windmolders⁴), S. Wirth⁹), W. Wiślicki³⁰), A.M. Zanetti²⁸),
 K. Zaremba³¹), J. Zhao¹⁶), R. Ziegler³), and A. Zvyagin¹⁹)

-
- 1) Universität Bielefeld, Fakultät für Physik, 33501 Bielefeld, Germany^{d)}
 - 2) Universität Bochum, Institut für Experimentalphysik, 44780 Bochum, Germany^{d)}
 - 3) Universität Bonn, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, 53115 Bonn, Germany^{d)}
 - 4) Universität Bonn, Physikalisches Institut, 53115 Bonn, Germany^{d)}
 - 5) Institute of Scientific Instruments, AS CR, 61264 Brno, Czech Republic^{e)}
 - 6) Burdwan University, Burdwan 713104, India^{g)}
 - 7) Matrivani Institute of Experimental Research & Education, Calcutta-700 030, India^{h)}
 - 8) Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Moscow region, Russia
 - 9) Universität Erlangen–Nürnberg, Physikalisches Institut, 91054 Erlangen, Germany^{d)}
 - 10) Universität Freiburg, Physikalisches Institut, 79104 Freiburg, Germany^{d)}
 - 11) CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland
 - 12) Universität Heidelberg, Physikalisches Institut, 69120 Heidelberg, Germany^{d)}
 - 13) Helsinki University of Technology, Low Temperature Laboratory, 02015 HUT, Finland and University of Helsinki, Helsinki Institute of Physics, 00014 Helsinki, Finland
 - 14) Technical University in Liberec, 46117 Liberec, Czech Republic^{e)}
 - 15) LIP, 1000-149 Lisbon, Portugal^{f)}
 - 16) Universität Mainz, Institut für Kernphysik, 55099 Mainz, Germany^{d)}
 - 17) University of Miyazaki, Miyazaki 889-2192, Japanⁱ⁾
 - 18) Lebedev Physical Institute, 119991 Moscow, Russia
 - 19) Ludwig-Maximilians-Universität München, Department für Physik, 80799 Munich, Germany^{d)}
 - 20) Technische Universität München, Physik Department, 85748 Garching, Germany^{d)}
 - 21) Nagoya University, 464 Nagoya, Japanⁱ⁾
 - 22) Charles University, Faculty of Mathematics and Physics, 18000 Prague, Czech Republic^{e)}
 - 23) Czech Technical University in Prague, 16636 Prague, Czech Republic^{e)}
 - 24) State Research Center of the Russian Federation, Institute for High Energy Physics, 142281 Protvino, Russia
 - 25) CEA DAPNIA/SPhN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France
 - 26) Tel Aviv University, School of Physics and Astronomy, 69978 Tel Aviv, Israel^{j)}
 - 27) ICTP–INFN MLab Laboratory, 34014 Trieste, Italy
 - 28) INFN Trieste and University of Trieste, Department of Physics, 34127 Trieste, Italy
 - 29) INFN Turin and University of Turin, Physics Department, 10125 Turin, Italy
 - 30) Soltan Institute for Nuclear Studies and Warsaw University, 00-681 Warsaw, Poland^{k)}
 - 31) Warsaw University of Technology, Institute of Radioelectronics, 00-665 Warsaw, Poland^{l)}
 - a) Also at IST, Universidade Técnica de Lisboa, Lisbon, Portugal
 - b) Also at University of East Piedmont, 15100 Alessandria, Italy
 - c) On leave of absence from JINR Dubna
 - d) Supported by the German Bundesministerium für Bildung und Forschung
 - e) Supported by Czech Republic MEYS grants ME492 and LA242
 - f) Supported by the Portuguese FCT - Fundação para a Ciência e Tecnologia grants POCTI/FNU/49501/2002 and POCTI/FNU/50192/2003
 - g) Supported by UGC-DSA II grants, Govt. of India
 - h) Supported by the Shailabala Biswas Education Trust
 - i) Supported by the Ministry of Education, Culture, Sports, Science and Technology, Japan
 - j) Supported by the Israel Science Foundation, funded by the Israel Academy of Sciences and Humanities
 - k) Supported by KBN grant nr 621/E-78/SPUB-M/CERN/P-03/DZ 298 2000 and nr 621/E-78/SPB/CERN/P-03/DWM 576/2003-2006, and the MNII research funds for 2005-2007
 - l) Supported by KBN grant nr 134/E-365/SPUB-M/CERN/P-03/DZ299/2000
 - m) Also at Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany

1 Introduction

The decomposition of the nucleon spin in terms of the contributions from its constituents has been a central topic in polarized deep-inelastic scattering (DIS) for the last twenty years. The European Muon Collaboration study of the proton spin structure [1] has shown that the spin of the quarks only contributes to a small fraction $\Delta\Sigma$ of the proton spin. This result has been confirmed by several experiments on the proton, the deuteron, and ^3He , establishing $\Delta\Sigma$ between 20% and 30% [2, 3], in contrast to the 60% expected in the quark-parton model [4].

Another contribution to the nucleon spin, ΔG , originates from the spin of the gluons. In inclusive DIS, it can only be determined from the Q^2 dependence of the spin structure function g_1 . Next-to-Leading Order (NLO) QCD analyses provide estimates for ΔG below or around unity at a scale of 3 (GeV/c) 2 . The precision of these fits is however strongly limited by the small Q^2 range covered by the data.

In semi-inclusive DIS or in proton–proton scattering, the final state can be used to select hard processes involving gluons from the nucleon. In polarized semi-inclusive DIS, the polarization $\Delta G/G$ of gluons carrying a fraction x_g of the nucleon momentum is obtained from the cross-section helicity asymmetry of the photon–gluon fusion (PGF), $\gamma^*g \rightarrow q\bar{q}$.

Two procedures have been proposed to tag this process. The first one consists in selecting open-charm events, which provides the purest sample of PGF events [5, 6], but at a low rate. Another possibility is to select events with two jets at high transverse momentum, p_T , with respect to the virtual photon direction or, in fixed-target experiments, two high- p_T hadrons [7]. The latter procedure provides much larger statistics but leaves a significant fraction of background events in the selected sample. As a result, the cross-section helicity asymmetry A_{\parallel} contains in addition to the contribution from PGF a contribution A_{bgd} from the background processes:

$$A_{\parallel} = R_{\text{PGF}} \hat{a}_{\text{LL}}^{\text{PGF}} \frac{\Delta G}{G} + A_{\text{bgd}}. \quad (1)$$

Here, R_{PGF} is the fraction of PGF events and $\hat{a}_{\text{LL}}^{\text{PGF}} \equiv d\Delta\sigma_{\text{PGF}}^{\mu g}/d\sigma_{\text{PGF}}^{\mu g}$ is the analyzing power of PGF that is the helicity asymmetry of the hard lepton–gluon scattering cross-section. This quantity is calculated from the leading order expressions of the polarized and unpolarized partonic cross-sections. On the other hand, R_{PGF} and A_{bgd} must be estimated by a simulation, which introduces a model dependence in the evaluation of $\Delta G/G$.

This paper presents a measurement of the cross-section helicity asymmetry obtained for the large sample of muon–deuteron events collected by the COMPASS experiment at CERN in the low virtuality domain, $Q^2 < 1$ (GeV/c) 2 . We select interactions in which a pair of high- p_T hadrons is produced. The gluon polarization $\Delta G/G$ is extracted from this asymmetry using the event generator PYTHIA 6.2 [8] and leading-order expressions for the analyzing powers of the PGF and of the background processes. Possible spin effects in the fragmentation are neglected.

2 Experimental set-up

The experiment [9] is located at the M2 beam line of the CERN SPS, which provides a 160 GeV μ^+ beam at a rate of 2×10^8 muons per spill of 4.8 s with a cycle time of 16.8 s. The muons are produced in the decay of pions and kaons, and the beam has a natural polarization of $\langle P_b \rangle = -0.76$, with a relative accuracy of 5% [10]. The incident muon momentum is measured upstream of the experimental area in a beam spectrometer,

while its direction and position at the entrance of the target are determined in a telescope of scintillating fiber hodoscopes and silicon microstrip detectors.

The polarized target system [11] consists of an upstream cell (u) and a downstream cell (d), each 60 cm long and 3 cm in diameter, separated by 10 cm. The cells are located on the axis of a superconducting solenoid magnet providing a field of 2.5 T along the beam direction, and are filled with ${}^6\text{LiD}$. This material is used as a deuteron target and was selected for its high dilution factor f of about 40%, which accounts for the fact that only a fraction of the target nucleons are polarizable. Typical polarization values of 50% are obtained by dynamic nuclear polarization, and measured with a relative accuracy of 5%. The two cells are polarized in opposite directions by using different microwave frequencies so that data with both spin orientations are recorded simultaneously. The muon flux then cancels out in the counting rate asymmetry. However, the acceptance of the spectrometer is not identical for the two cells, which gives rise to an acceptance asymmetry. To account for this, a rotation of the magnetic field is performed in order to reverse the orientation of the spins in each cell. The acceptance asymmetry then disappears in the sum between the counting rate asymmetries before and after rotation (for details, see Eq. 2). A perfect cancellation requires the ratio $L_u a_u / L_d a_d$ to be the same before and after rotation, where L_u, L_d are the luminosities and a_u, a_d the acceptances for the upstream and downstream target cells. False asymmetries due to the variations of this ratio with time are minimized by performing the rotation frequently, i.e. every 8 hours. However, because of the change in the orientation of the target field, the set-up is slightly different before and after rotation, which affects the $L_u a_u / L_d a_d$ ratio. To cancel this effect the orientation of the spins for a given field orientation is reversed by repolarization a few times during the running period.

The COMPASS spectrometer has a large angle and a small angle spectrometer built around two dipole magnets, in order to allow the reconstruction of the scattered muon and of the produced hadrons in broad momentum and angular ranges. Different types of tracking detectors are used to deal with the rapid variation of the particle flux density with the distance from the beam. Tracking in the beam region is performed by scintillating fibers. Up to 20 cm from the beam we use Micromegas and GEMs. Further away, tracking is carried out in multiwire proportional chambers and drift chambers. Large-area trackers, based on straw detectors and large drift chambers extend the tracking over a surface of up to several square meters. Muons are identified by dedicated trackers placed downstream of hadron absorbers. Hadron/muon separation is strengthened by two large iron-scintillator sampling calorimeters, installed upstream of the hadron absorbers and shielded to avoid electromagnetic contamination. The particle identification provided by the ring imaging Cherenkov detector is not used in the present analysis.

The trigger system [12] provides efficient tagging down to $Q^2 = 0.002 (\text{GeV}/c)^2$, by detecting the scattered muon in a set of hodoscopes placed behind the two dipole magnets. A large enough energy deposit in the hadronic calorimeters is required in order to suppress unwanted triggers generated by halo muons, elastic muon-electron scattering events, and radiative events.

3 Asymmetry measurement

The present analysis deals with data collected in 2002 and 2003. The selected events are required to contain at least two charged hadrons associated to the primary vertex, in addition to the incident and scattered muons. We consider events with $0.35 < y < 0.9$, where y is the fraction of energy lost by the incident muon. The lower y cut removes events with a low sensitivity to the gluon polarization, while the upper one rejects events which

could be affected by large radiative effects. Since PYTHIA provides a reliable model for interactions of virtual photons with nucleons at low virtuality [13], we select events with $Q^2 < 1$ (GeV/c)², which corresponds to about 90% of the total data set. The DIS sample, $Q^2 > 1$ (GeV/c)², is being analyzed separately using LEPTO which is better adapted to this domain.

Furthermore, cuts are applied on the two hadrons with highest transverse momentum. The muon contamination of the hadron sample is eliminated by requiring the energy deposit in the calorimeters to be large enough with respect to the reconstructed momentum, $E/p > 0.3$. In addition, hadron candidates detected also downstream of the hadron absorbers are discarded. The invariant mass of the two-hadron system is required to be larger than 1.5 GeV/c², and x_F to be larger than 0.1, where $x_F = 2p_L^*/W$. Here, p_L^* is the longitudinal momentum of the hadron in the photon–nucleon center of mass frame and W is the invariant mass of the hadronic final state. Finally, the fraction of PGF events in the sample is enhanced by requiring the transverse momentum of the two hadrons to be large: $p_T^{h1} > 0.7$ GeV/c, $p_T^{h2} > 0.7$ GeV/c and $(p_T^{h1})^2 + (p_T^{h2})^2 > 2.5$ (GeV/c)², as in the SMC high- p_T analysis [14]. In total, around 250 000 events remain after these cuts, defining the high- p_T sample.

The asymmetry A_{\parallel} can be obtained from the number of events in the upstream and downstream cells, before and after field rotation:

$$A_{\parallel} = \frac{1}{2|P_b P_t f|} \left(\frac{N_u^{\uparrow\downarrow} - N_d^{\uparrow\uparrow}}{N_u^{\uparrow\downarrow} + N_d^{\uparrow\uparrow}} + \frac{N_d^{\uparrow\downarrow} - N_u^{\uparrow\uparrow}}{N_d^{\uparrow\downarrow} + N_u^{\uparrow\uparrow}} \right). \quad (2)$$

The two terms in this expression correspond to opposite orientations of the target magnetic field, with for example $N_u^{\uparrow\downarrow}$ the number of events in the upstream cell when the cell polarization is anti-parallel to the beam polarization.

The statistical error on the asymmetry is minimized by weighting each event with its overall sensitivity to the gluon polarization [15]. The event weight is taken to be $w = fDP_b$, where D is a kinematic factor which approximates the amount of polarization transferred from the incident muon to the virtual photon:

$$D = \frac{y(2 - y - \frac{2m^2 y^2}{Q^2(1-xy)})}{(1 + (1 - y)^2 - \frac{2m^2 y^2}{Q^2}) \sqrt{1 - \frac{4m^2(1-x)xy^2}{Q^2(1-xy)^2}}}. \quad (3)$$

Here, all terms containing the muon mass m were taken into account since the sample of events is at low Q^2 . The factor D is proportional to the analyzing power of PGF apart from a weak dependence on the event kinematics, and was therefore used in the weight instead of $\hat{a}_{LL}^{\text{PGF}}$ which is unknown on an event-by-event basis. The average value of D is around 0.6. In the weighting method, the expression for the asymmetry becomes

$$\left\langle \frac{A_{\parallel}}{D} \right\rangle = \frac{1}{2|P_t|} \left(\frac{\sum w_u^{\uparrow\downarrow} - \sum w_d^{\uparrow\uparrow}}{\sum (w_u^{\uparrow\downarrow})^2 + \sum (w_d^{\uparrow\uparrow})^2} + \frac{\sum w_d^{\uparrow\downarrow} - \sum w_u^{\uparrow\uparrow}}{\sum (w_d^{\uparrow\downarrow})^2 + \sum (w_u^{\uparrow\uparrow})^2} \right). \quad (4)$$

With the high- p_T sample defined above, we obtain

$$\left\langle \frac{A_{\parallel}}{D} \right\rangle = 0.002 \pm 0.019(\text{stat}) \pm 0.003(\text{syst}). \quad (5)$$

The systematic error accounts for the false asymmetries, which were estimated using a sample of low p_T events with much larger statistics. Other sources of systematic errors,

including the error on the beam and target polarizations, are proportional to the (small) measured asymmetry, and have been neglected.

4 Gluon polarization

As stated before, the determination of the gluon polarization from the high- p_T asymmetry involves a Monte Carlo simulation. The generated events are propagated through a GEANT [16] model of the COMPASS spectrometer, and reconstructed using the same program as for real data. Finally, the same cuts as for real data are applied to obtain the Monte Carlo sample of high- p_T events.

We use PYTHIA to generate two different kinds of processes. In direct processes, for example the PGF, the virtual photon takes part directly in the hard partonic interaction. In resolved-photon processes, it fluctuates into a hadronic state from which a parton is extracted (the partonic structure of the virtual photon is resolved). This parton then interacts with a parton from the nucleon. At $Q^2 < 1$ (GeV/c)², the resolved-photon processes constitute about half of the high- p_T sample. For $Q^2 > 1$ (GeV/c)², their contribution drops to about 10%, and it becomes negligible for $Q^2 > 2$ (GeV/c)². To compute the asymmetry of a given process, it is mandatory to find a hard scale μ^2 allowing the factorization of the cross-sections into a hard partonic cross-section calculable perturbatively, and a soft parton distribution function which needs to be measured. In Eq. (1) for instance, the asymmetry of the PGF factorizes into a hard asymmetry (the analyzing power) and a soft asymmetry (the gluon polarization). In our case, Q^2 is too small to be used as a scale. However, the scale provided by PYTHIA¹⁾ is very close to the p_T^2 of one of the partons produced in the hard reaction. Since the p_T cut applied to the two highest- p_T hadrons implies, for most of the events, large transverse momentum partons in the final state of the hard reaction, this quantity turns out to be large enough. Events for which no hard scale can be found are classified in PYTHIA as “low- p_T processes.”

After varying many parameters of PYTHIA, the best agreement with our data was obtained by modifying only the width of the intrinsic transverse momentum distribution of partons within the resolved virtual photon²⁾, which was decreased from 1 GeV/c to 0.5 GeV/c.

The lower p_T cut-off³⁾ is set by default to 1 GeV/c to prevent the cross-section for $2 \rightarrow 2$ processes such as PGF from diverging when the partonic transverse momentum vanishes. However, this does not occur in our high- p_T sample, as the transverse-momentum distribution of the outgoing partons starts just below 1 GeV/c. To avoid cutting into this distribution, we have decreased the lower p_T cut-off to 0.9 GeV/c and did not observe any effect on the agreement with the data. The simulated and real data samples of high- p_T events are compared in Fig. 1 for Q^2 , y , and for the total and transverse momenta of the hadron with highest p_T . An equally good agreement is obtained for the second hadron.

Various processes contribute to the Monte Carlo sample of high- p_T events, as shown in Fig. 2. The direct processes are the PGF, the QCD Compton (QCDC, $\gamma^*q \rightarrow qg$), and the leading process ($\gamma^*q \rightarrow q$). For the resolved-photon processes, a parton f from the nucleon interacts with a parton f^γ from the virtual photon, where f and f^γ can be a quark or a gluon. We have neglected the resolved-photon processes $q\bar{q} \rightarrow q'\bar{q}'$, $q\bar{q} \rightarrow gg$ and $gg \rightarrow q\bar{q}$, which altogether represent only 0.6% of the sample. The low- p_T processes contain all events for which no hard scale can be found. Each of these processes contributes

¹⁾ Parameter MSTP(32).

²⁾ Parameter PARP(99) in Ref. [8].

³⁾ Parameter CKIN(5).

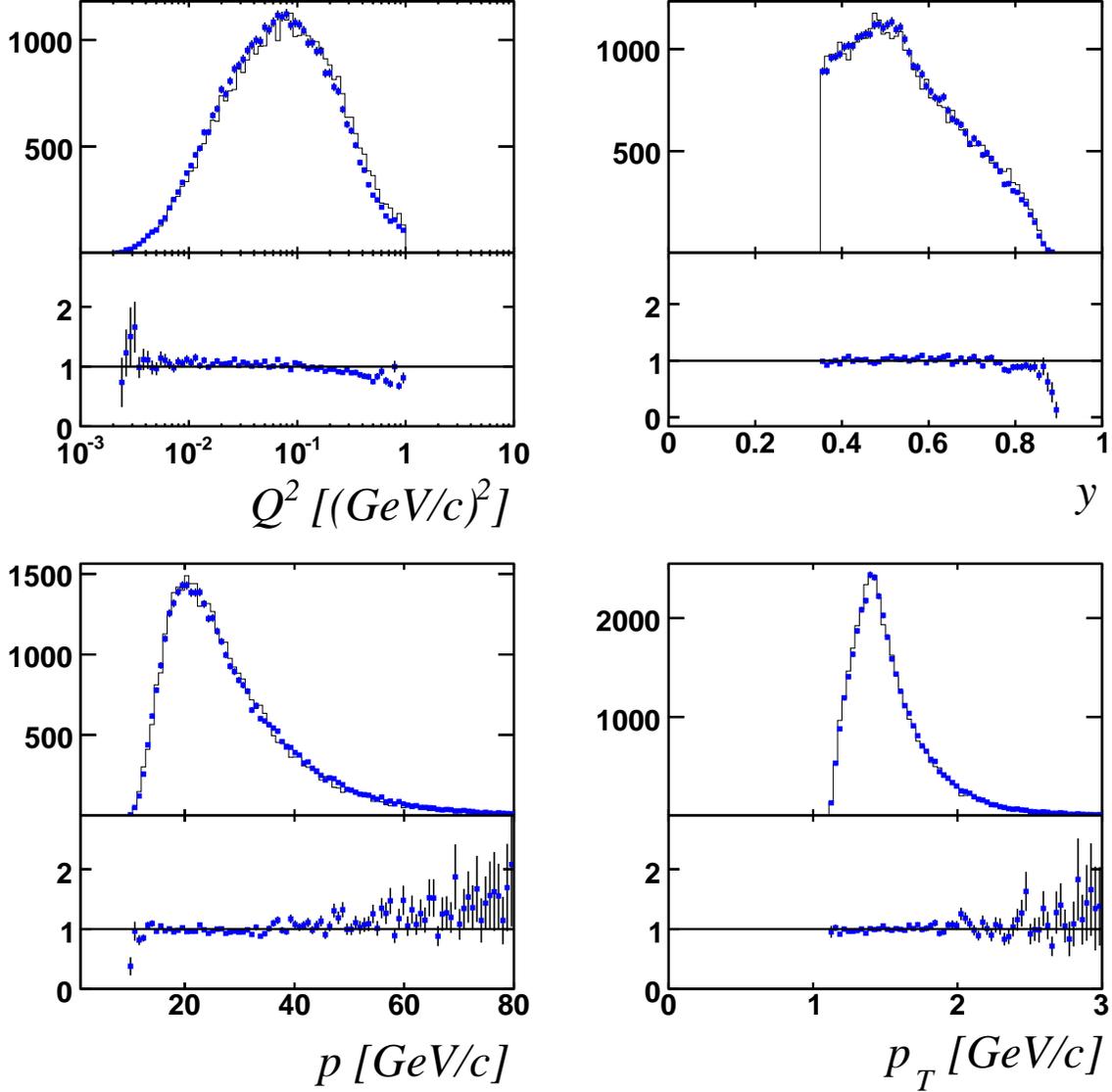


Figure 1: Comparison between data and Monte Carlo for Q^2 , y , and for the total (transverse) momentum p (p_T) of the hadron with highest p_T . The upper part of each plot shows the real data (points) and simulation (line), normalized to the same number of events. The lower part shows the corresponding data/Monte Carlo ratio.

to the cross-section helicity asymmetry, provided that a transverse photon is exchanged. The asymmetry can then be approximately expressed as

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{A_{\parallel}}{D} \right\rangle &= R_{\text{PGF}} \left\langle \frac{\hat{a}_{\text{LL}}^{\text{PGF}}}{D} \right\rangle \frac{\Delta G}{G} + R_{\text{QCDC}} \left\langle \frac{\hat{a}_{\text{LL}}^{\text{QCDC}}}{D} A_1 \right\rangle \\
&+ \sum_{f, f\gamma = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, G} R_{f f\gamma} \left\langle \hat{a}_{\text{LL}}^{f f\gamma} \frac{\Delta f}{f} \frac{\Delta f\gamma}{f\gamma} \right\rangle \\
&+ R_{\text{leading}} \times A_{\text{leading}} + R_{\text{low-}p_T} \times A_{\text{low-}p_T}.
\end{aligned} \tag{6}$$

Here, R_{QCDC} is the fraction of QCD Compton events, and $R_{f f\gamma}$ is the fraction of events in the whole high- p_T sample for which a parton f from the nucleon interacts with a

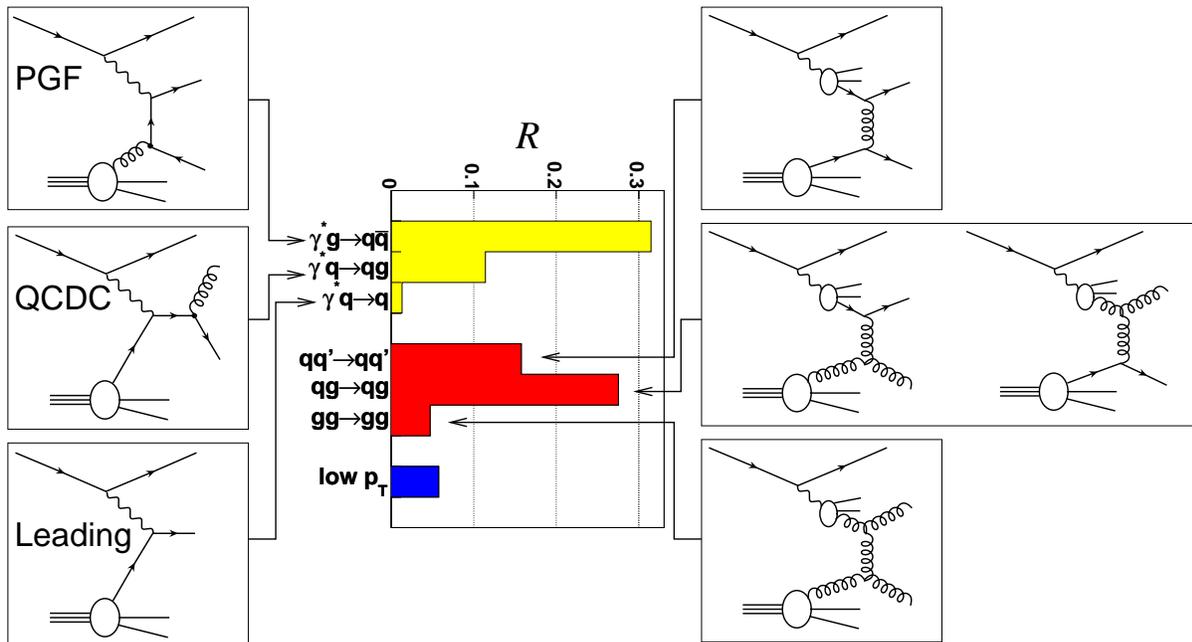


Figure 2: Relative contributions R of the dominant PYTHIA processes to the Monte Carlo sample of high- p_T events. Left: direct processes; right: resolved-photon processes.

parton f^γ from a resolved photon. Recalling that we use a deuteron target, A_1 is the inclusive virtual-photon–deuteron asymmetry and $\Delta f/f$ ($\Delta f^\gamma/f^\gamma$) is the polarization of quarks or gluons in the deuteron (photon). The contributions of the leading and low- p_T processes cannot be calculated in the same way, since there is no hard scale allowing the factorization of their asymmetries A_{leading} and $A_{\text{low-}p_T}$ (low transverse momentum, and $Q^2 < 1$ (GeV/c) 2 events). However, the asymmetry for this kind of events is small as indicated by previous measurements of A_1 at low Q^2 [17]. Moreover, the leading and low- p_T processes together account for only 7% of the high- p_T sample. For these two reasons, we neglected their contributions.

The fraction of photon–gluon fusion events in the sample is of the order of 30%, see Fig. 2. The analyzing power $\hat{a}_{LL}^{\text{PGF}}$ is calculated using the leading-order expressions for the polarized and unpolarized partonic cross-sections and the parton kinematics for each PGF event in the high- p_T Monte Carlo sample. In average, we obtain $\langle \hat{a}_{LL}^{\text{PGF}}/D \rangle = -0.93$, so that the contribution of PGF to the high- p_T asymmetry is $-0.29 \times \Delta G/G$.

The contribution of QCD Compton events to the high- p_T asymmetry is evaluated from a parametrization of the virtual-photon–deuteron asymmetry A_1 based on a fit to the world data [2, 18]. This asymmetry is calculated for each event at the momentum fraction x_q of the quark, known in the simulation. The estimated contribution of the QCD Compton scattering to the high- p_T asymmetry is 0.006.

The parton from a resolved photon interacts either with a quark or a gluon from the nucleon. In the latter case, the process is sensitive to the gluon polarization $\Delta G/G$. The analyzing powers $\hat{a}_{LL}^{ff^\gamma}$ are calculated in pQCD at leading order [19]. The polarizations of the u , d and s quarks in the deuteron $\Delta f/f$ are calculated using the polarized parton distribution functions from Ref. [20] (GRSV2000) and the unpolarized parton distribution functions from Ref. [21] (GRV98, also used as an input for PYTHIA), all at leading order. The polarizations of quarks and gluons in the virtual photon $\Delta f^\gamma/f^\gamma$ are unknown be-

cause the polarized PDFs of the virtual photon have not yet been measured. Nevertheless, theoretical considerations provide a minimum and a maximum value for each Δf^γ , in the so-called minimal and maximal scenarios [22]. As the analyzing powers are positive for all considered channels, the two scenarios correspond to extreme values for the contribution of the resolved-photon processes to the high- p_T asymmetry, $0 + 0.012 \times \Delta G/G$ and $0.002 + 0.078 \times \Delta G/G$, respectively. Here, the term proportional to $\Delta G/G$ comes from the processes involving a gluon from the nucleon.

Our analysis is restricted to leading order, and the systematic error has to take into account next-to-leading-order effects. Their order of magnitude is estimated by repeating the analysis several times with modified Monte Carlo parameters: the renormalization and factorization scales were multiplied and divided by two, and the parton shower mechanism was deactivated. The systematic error is obtained from the difference in the corresponding values for $\Delta G/G$, 0.004 (0.011) in the minimal (maximal) scenario.

Another source of systematic error is the tuning of the PYTHIA parameters. Since our event selection relies on a cut in transverse momentum, the relevant parameters are those which determine the amount of transverse momentum acquired by the outgoing hadrons in the soft parts of the reaction: the intrinsic transverse momentum of the partons in the nucleon and in the resolved photon, and the parameters describing the hadronization. These parameters were scanned independently over a range in which the agreement between the simulation and real data remains reasonable. This results in several values for $\Delta G/G$, all based on the same measured high- p_T asymmetry of Eq. (5). The value of $\Delta G/G$ appears to depend predominantly on the width of the intrinsic-transverse-momentum distribution for the partons in the photon. Varying this parameter between 0.1 GeV/ c and 1 GeV/ c leads to a 30% variation of the fraction of photon–gluon fusion R_{PGF} . Note that the resulting systematic errors are proportional to the high- p_T asymmetry, which implies that a statistical fluctuation of the measured high- p_T asymmetry modifies the systematic errors. This was taken into account by performing the systematic study for $A_{\parallel}/D + \sigma_{\text{stat}}(A_{\parallel}/D)$ and $A_{\parallel}/D - \sigma_{\text{stat}}(A_{\parallel}/D)$ as well, quoting the largest value for the systematic error. Finally, the systematic error on $\Delta G/G$ is 0.018 and 0.052 in the minimal and maximal scenarios, respectively.

5 Result and conclusion

The values for the gluon polarization in the minimal and maximal scenarios are

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{\text{min}} = 0.016 \pm 0.068(\text{stat}) \pm 0.011(\text{exp. syst}) \pm 0.018(\text{MC. syst}), \quad (7)$$

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)_{\text{max}} = 0.031 \pm 0.089(\text{stat}) \pm 0.014(\text{exp. syst}) \pm 0.052(\text{MC. syst}). \quad (8)$$

This leads to the central value

$$\frac{\Delta G}{G} = 0.024 \pm 0.089(\text{stat}) \pm 0.057(\text{syst}), \quad (9)$$

where the difference between the two scenarios has been included in the systematics, and where all systematics have been added quadratically. Let us recall that the systematic error covers an uncertainty on R_{PGF} of up to 30%. Gluons are probed at an average scale μ^2 and an average momentum fraction of the gluons x_g , which are both obtained from the simulation where the parton kinematics is known. For the scale, we obtain in average

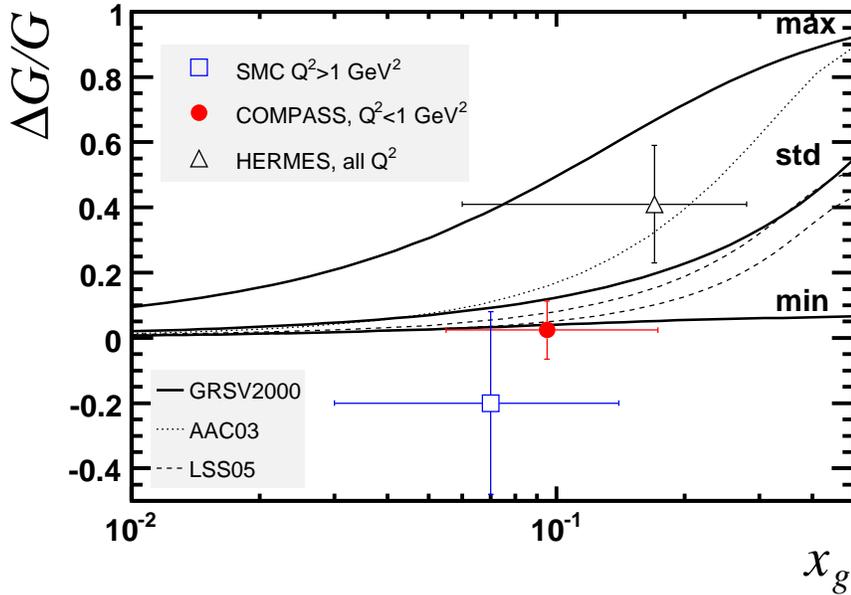


Figure 3: Comparison of the $\Delta G/G$ measurements from COMPASS (present work), SMC [14], and HERMES [23]. The horizontal bar on each point represents the range in x_g . The curves show various parametrizations from NLO fits in the $\overline{\text{MS}}$ scheme at $\mu^2 = 3$ (GeV/c) 2 : GRSV2000 [20] (3 curves, please see text for details), AAC03 [24], and LSS05 sets 1 and 2 [25].

$\mu^2 \simeq 3$ (GeV/c) 2 . The distribution of x_g is asymmetric, with a different r.m.s. width on the left and on the right, $x_g = 0.095^{+0.08}_{-0.04}$. For these two quantities, the average was obtained by weighting each event by its sensitivity to the gluon polarization, c.f. Eq. (6).

Our value for the gluon polarization is compared with previous direct measurements from the SMC [14] and HERMES [23] experiments in Fig. 3. The SMC measurement uses high- p_T events at $Q^2 > 1$ (GeV/c) 2 , where the contribution of the resolved-photon processes is small. The HERMES result was derived from data mostly at low Q^2 , but the contribution of the resolved-photon processes to the asymmetry was neglected. Note that these experimental determinations are based on a leading-order analysis.

Figure 3 also shows three distributions of $\Delta G/G$ as a function of x_g from Ref. [20] (GRSV2000), resulting from QCD fits to the world g_1 data at NLO. They correspond to three hypotheses on the gluon polarization at $\mu^2 = 0.40$ (GeV/c) 2 : maximal polarization (max), best fit to the data (std), and zero polarization (min). The distributions are then evolved radiatively to $\mu^2 = 3$ (GeV/c) 2 where their first moments are 2.5, 0.6 and 0.2, respectively. Our result clearly favors parametrizations with a low gluon polarization.

More recent NLO distributions of $\Delta G/G$ from Ref. [24] (AAC03) and Ref. [25] (LSS05, sets 1 and 2) are displayed as well. Although these curves strongly differ in shape, the values at $x_g = 0.095$ are quite close and all within 1.5σ above our measured value. The first moment ΔG at the scale $\mu^2 = 3$ (GeV/c) 2 is equal to 0.8 for AAC03, and to 0.26 (0.39) for LSS05 set 1 (set 2).

When the singlet axial matrix element a_0 was found to be much smaller than the contribution to the nucleon spin expected in the naive quark-parton model, it was suggested that the difference could be accounted for by a large contribution of the gluon

spin [26, 27, 28]. Indeed, in the so-called AB [29] or JET [30] renormalization schemes, the contribution of the quark spins to the nucleon spin becomes $\Delta\Sigma = a_0 + N_f(\alpha_s/2\pi)\Delta G$ where N_f is the number of active flavors. At $Q^2 = 3 \text{ (GeV}/c)^2$, a value of ΔG of about 3 would be required to obtain the expected $\Delta\Sigma$ of the order of 0.6. The small value of $\Delta G/G$ at $x_g = 0.095$ from our measurement cannot by itself rule out the possibility of the first moment ΔG being as large as 3, since the shape of $\Delta G(x_g)$ is poorly known. However, the fact that our point is lower than fitted parameterizations, leading to values of ΔG around or below unity, makes the hypothesis of a large ΔG unlikely.

In summary, we have measured the gluon polarization at $x_g = 0.095$ and $\mu^2 \simeq 3 \text{ (GeV}/c)^2$ and found a result compatible with zero, with a statistical error and a systematic error smaller than 0.1. The gluon polarization was extracted from the longitudinal spin asymmetry obtained for low- Q^2 events in which a pair of high- p_T hadrons is produced. The present analysis, for the first time, takes into account the contribution from the polarized structure of the virtual photon.

Acknowledgments

We gratefully acknowledge the support of the CERN management and staff and the skill and effort of the technicians of our collaborating institutes. Special thanks are due to V. Anosov and V. Pesaro for their technical support during the installation and the running of this experiment. We also thank B. Pire, M. Stratmann, and W. Vogelsang for useful discussions.

References

- [1] EMC, J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. B206 (1988) 364; Nucl. Phys. B328 (1989) 1.
- [2] SMC, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D58 (1998) 112001.
- [3] E155, P. L. Anthony *et al.*, Phys. Lett. B493 (2000) 19, and references therein.
- [4] J. R. Ellis and R. L. Jaffe, Phys. Rev. D9 (1974) 1444.
- [5] A. Watson, Z. Phys. C12 (1982) 123.
- [6] M. Glück and E. Reya, Z. Phys. C39 (1988) 569.
- [7] A. Bravar, D. von Harrach, and A. Kotzinian, Phys. Lett. B421 (1998) 349.
- [8] T. Sjöstrand *et al.*, Computer Physics Commun. 135 (2001) 238.
- [9] G. K. Mallot, Nucl. Instrum. Meth. A518 (2004) 121.
- [10] COMPASS, E. S. Ageev *et al.*, Phys. Lett. B612 (2005) 154.
- [11] J. Ball *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A498 (2003) 101.
- [12] C. Bernet *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A550 (2005) 217.
- [13] C. Friberg and T. Sjöstrand, JHEP 09 (2000) 010.
- [14] SMC, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D70 (2004) 012002.
- [15] SMC, D. Adams *et al.*, Phys. Rev. D56 (1997) 5330.
- [16] R. Brun *et al.*, CERN Program Library W5013 (1994).
- [17] SMC, B. Adeva *et al.*, Phys. Rev. D60 (1999) 072004.
- [18] E143, K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D58 (1998) 112003.
- [19] C. Bourrely, J. Soffer, F. M. Renard, and P. Taxil, Phys. Rept. 177 (1989) 319.
- [20] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D63 (2001) 094005.
- [21] M. Glück, E. Reya, and A. Vogt, Eur. Phys. J. C5 (1998) 461.
- [22] M. Glück, E. Reya, and C. Sieg, Eur. Phys. J. C20 (2001) 271, (*Note that our definition of the minimal scenario corresponds to a maximum negative polarization of the gluons in the VMD part of the photon*).
- [23] HERMES, A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 2584.

- [24] AAC, M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito, Phys. Rev. D69 (2004) 054021.
- [25] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, JHEP 06 (2005) 033.
- [26] A. V. Efremov and O. V. Teryaev, JINR-E2-88-287.
- [27] G. Altarelli and G. G. Ross, Phys. Lett. B212 (1988) 391.
- [28] R. D. Carlitz, J. C. Collins, and A. H. Mueller, Phys. Lett. B214 (1988) 229.
- [29] R. D. Ball, S. Forte, and G. Ridolfi, Phys. Lett. B378 (1996) 255.
- [30] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, Phys. Lett. B445 (1998) 232.

**Annexe VI: The 40x40cm² gaseous microstrip detector
Micromegas for the high-luminosity COMPASS
experiment at CERN**

C. Bernet et al., Nucl. Instrum. Meth. A 536: 61-69, 2005



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 536 (2005) 61–69

NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH
Section A

www.elsevier.com/locate/nima

The $40 \times 40 \text{ cm}^2$ gaseous microstrip detector Micromegas for the high-luminosity COMPASS experiment at CERN

C. Bernet, P. Abbon, J. Ball, Y. Bedfer, E. Delagnes, A. Giganon, F. Kunne*, J.-M. Le Goff, A. Magnon, C. Marchand, D. Neyret, S. Panebianco, H. Pereira, S. Platchkov, S. Procureur, P. Rebougeard, G. Tarte, D. Thers¹

CEA Saclay DSM/DAPNIA, F91191 Gif sur Yvette, France

Received 21 June 2004; accepted 13 July 2004

Available online 17 August 2004

Abstract

The measurements in the COMPASS experiment at CERN require high-resolution tracking detectors, with low radiation length and high-rate capability. For this purpose we have developed and optimized a gaseous microstrip detector ‘Micromegas’. Twelve planes with 1024 strips each, assembled in 3 stations of 4 views XYUV, are now being operated with success in the COMPASS environment. We describe here the performances and results obtained.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Gx; 29.30.–h

Keywords: Tracking; Gaseous detectors; Microstrips

1. The Micromegas detector: principle and description

1.1. Introduction

One of the main objectives of the COMPASS experiment at CERN is the measurement of the

contribution of the gluon spin to the nucleon spin, through photon gluon fusion ($\gamma g \rightarrow c\bar{c}$), in the scattering of polarized muons off polarized nucleons [1]. This measurement requires the reconstruction of the invariant mass of the D^0 meson ($c \rightarrow D^0 \rightarrow K\pi$) with high precision. Hence high-resolution tracking detectors, with low radiation length and high-rate capability since cross-sections are low, are needed. The 160 GeV muon beam ($2 \times 10^8 \mu$ per 5 s spill) is scattered off a $2 \times 60 \text{ cm}^2$ long ^6LiD target. In the region downstream of the target, the integrated particle rate in an area of about $40 \times 40 \text{ cm}^2$ which excludes the beam itself

*Corresponding author. Tel.: +33-169084345; fax: +33-169087584.

E-mail address: f.kunne@cea.fr (F. Kunne).

¹Present address, Subatech, Ecole des Mines de Nantes, France.

is 30 MHz; near the beam, it reaches a maximum of 450 kHz/cm². The requirements for the tracking detectors located in this area are the following: a spatial resolution better than 100 μm, and a material budget as low as possible to minimize multiple scattering. The Micromegas detector [2–5] has been chosen to fulfill these requirements.

1.2. Principle

Micromegas is a gaseous detector based on a parallel plate electrode structure and a set of microstrips for readout [2]. The special feature of this detector is the presence of a metallic micro-mesh which separates the gaseous volume into two regions: a 3.2 mm thick conversion gap where the ionization takes place and the resulting primary electrons drift in a moderate field of ≈ 1 kV/cm, and a 100 μm amplification gap where a higher field of 50 kV/cm produces an avalanche which results in a high number of electron/ion pairs. The field configuration near the mesh is such that most of the ions from the avalanche are captured by the mesh and do not drift back into the conversion gap. Consequently, the ions drift over a maximum distance of 100 μm and the width of the signal induced by the ions cannot exceed the drift time over that distance, that is about 100 ns. The fast evacuation of positive ions combined with the reduced transverse diffusion of the electrons and the high granularity of the detector result in a high-rate capability.

1.3. Description

The detector has an active area of 40 × 40 cm². The read-out electronics is located on both sides of the detector, every other strip being connected to one side and the remaining strips to the opposite side. In order to minimize the amount of material inside the larger acceptance of the spectrometer, the read-out PC boards are deported beyond this acceptance. Strips are extended out of the active area by 35 cm to reach the boards. For that purpose, large printed circuit board (PCB) of 60 × 120 cm² have been fabricated [6]. The PCBs consist of a 100 μm thick fiber epoxy foil, printed with anode copper strips, 15 μm thick and 200 μm

wide, with a pitch of 360 μm for the central part of the detector, and 420 μm for the outer region. To ensure the rigidity we use a 5 mm honeycomb sandwiched between the PCB itself and a copper-coated fiberglass (100 μm fiberglass and 15 μm copper). Small cylindrical insulating spacers made of photo-etchable resin, 100 μm thick and 150 μm in diameter, are fixed to the anode strips by a standard printed circuit technique. These spacers define accurately the amplification gap. They are arranged in staggered rows, with a periodicity of one row every two strips and cover about 6% of the area of the detector. The amplification micro-mesh as well as the drift mesh are electroformed nickel grids, 4 μm thick with a pitch of 500 and 200 lpi (≈ 20 and 8 lines per mm), respectively. They are stretched and glued on a removable glass fiber frame placed above the anode plane, and thus easy to repair or exchange. The thickness of the frame (3.2 mm) defines the conversion gap. A copper-clad kapton window stretched on a plastic frame glued on the PCB defines the 6 l gas volume, and ensures a good shielding. Electrons from the ionization occurring in the additional gas gap situated between the drift mesh and the window, are evacuated by the window which is grounded. The detector has a central dead zone of 5 cm in diameter, made of the same resin as the insulating spacers. The detector weights less than 500 g and the active area represents 0.3% of radiation length. The gas mixture used is Ne–C₂H₆–CF₄ (80–10–10) [2].

2. Integration of the detector in the compass spectrometer

2.1. Mechanical assembling

The Micromegas are assembled in ‘doublets’ of two identical detectors maintained back to back, and rotated by 90° with respect to one another, so that a doublet measures two orthogonal coordinates. See for instance Fig. 1 for the UV doublet (strips at +45° in U plane, and at –45° in V plane) and Fig. 2 for the XY doublet (horizontal strips in Y plane, vertical in X plane). A mechanical structure makes it simple to extract one doublet

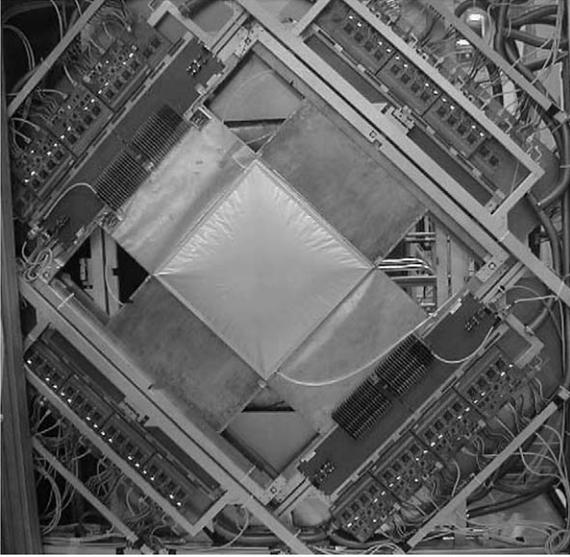


Fig. 1. A Micromegas doublet (U and V views) in the COMPASS experiment. The active zones are the $40 \times 40 \text{ cm}^2$ internal squares. Strips are extended in order to keep the front-end electronics outside the acceptance of the spectrometer.

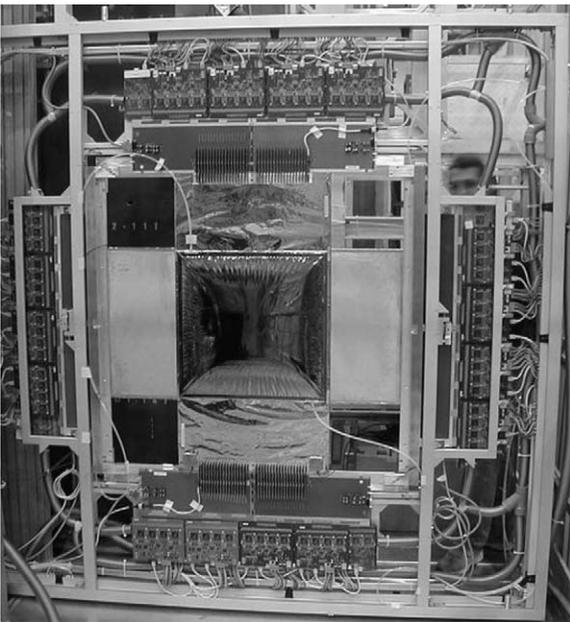


Fig. 2. A Micromegas doublet: X and Y views.

out of the spectrometer, for example, to exchange electronic cards. In total, 12 identical planes with 1024 strips each, constitute three identical stations

of four views X,Y,U and V each, which provide the tracking of charged particles in the 1 m long region between the polarized target solenoid and the first dipole magnet of the COMPASS spectrometer.

2.2. Front-end electronics; SFE16 chip

We use a digital readout. The characteristics of the preamplifier were optimized with the following goals: to reach full efficiency of detection at low gain (required to reduce the discharge rate), to obtain a low-noise figure together with the best possible match between signal and amplifier time constant, and finally to keep the occupancy below a few % on the hottest strips. The dedicated SFE16 preamplifier-discriminator [7] fulfills all of these constraints. This custom made chip, is a 16 channel low-noise charge preamplifier-filter-discriminator made in the AMS $0.8 \mu\text{m}$ BiCMOS technology. Packed in 100 pins TQFP package, it has a power dissipation of 450 mW and includes four 8-bit registers for test purposes, peaking time selection and threshold settings. The chip was designed in order to stand the high counting rate (up to 200 kHz/ch) in the COMPASS environment. The occupation time of the chip is 220 ns for typical experimental conditions. We are using the SFE16-V2 (version 2) of the chip. This new version combines several important improvements. It has a strongly reduced baseline dispersion ($< 300e^-$ peak-to-peak), better equivalent noise charge ($900e^-$ for a detector capacitance of 68 pF) and minimized channel to channel threshold dispersion. Fig. 3 shows the noise rate versus the threshold for the 16 channels of a SFE16 card. Contrary to the signal, the noise amplitude can be positive or negative; it is maximum for a nul threshold, and limited by the bandwidth. The SFE16 also features an adjustable peaking time (8 possible values between 42 and 90 ns) and a read/write serial link. Using Micromegas with a $100 \mu\text{m}$ amplification gap and the present gas mixture ($\text{Ne-C}_2\text{H}_6\text{-CF}_4$), the ballistic deficit is minimized if the 85 ns peaking time is selected. Each SFE16 chip is mounted on a separate SFE16 card (Fig. 4a)

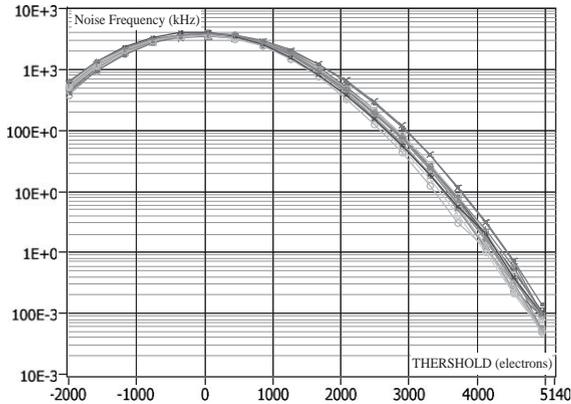


Fig. 3. Noise rate versus threshold for the 16 channels of a SFE16 card; the detector is simulated with a 68 pF capacitor.

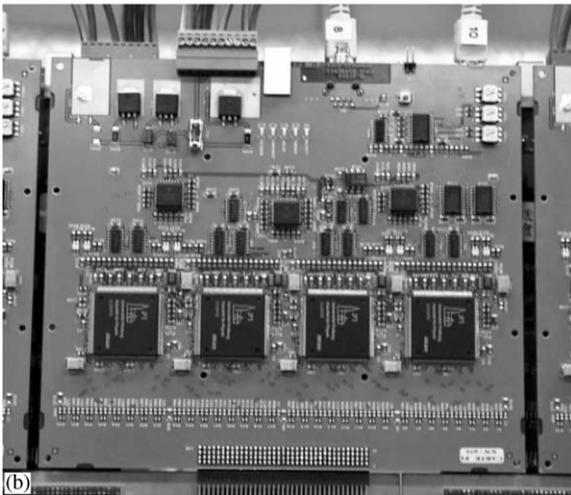
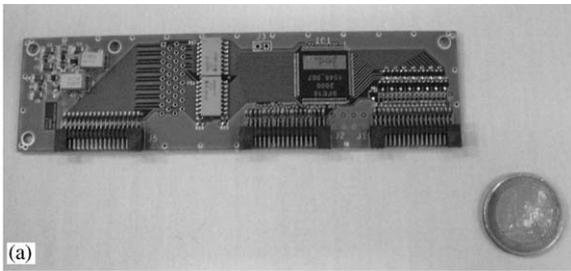


Fig. 4. (a) Photograph of the 'SFE16' card; (b) photograph of the 'F1' TDC card. The card houses 8 TDC chips, 4 on each side.

2.3. Data acquisition system

The Micromegas detector readout is included in the general data acquisition system of COMPASS [8]. The SFE16 cards are connected via LVDS links to 64-channel TDC boards, each containing 8 'F1' multi-hit TDC chips [9]. Up to 16 hits per event can be digitized in each of the 8 channels of a F1. In fact it corresponds to 2×8 hits per event and per channel, since both leading and trailing edge signals are recorded. The F1 board (Fig. 4b) is built around a FPGA circuit that controls the setting and the readout of the F1 chips. A CYPRESS 7B923 high-speed (400 MHz) serial link (HOTLink) transmitter is used to serialize the digitized F1 data and to transfer it, together with the front-end card geographical address and identification number, to the COMPASS controller and driver VME modules ('CATCH cards'). These cards distribute the signals from the triggers to the electronic front-end, and concentrate the data from 16 F1 boards (1024 channels) before sending them via optical fibers to the read-out controllers. The data from all COMPASS detectors are then sent to Event Builders where they are packed and stored on a disk. The data acquisition system can handle more than 20,000 events per spill with a dead time smaller than 5%.

As noted above, both the leading and trailing edge times of the analog signal are recorded. This improves the determination of the mean time, and gives an indirect determination of the signal amplitude via the time over threshold (TOT) measurement (see Sections 3.3 and 3.4).

2.4. Grounding and shielding issues

Special care was taken in order to optimize the shielding effectiveness and to minimize the effect of ground loop currents on the electronic noise. A common electrical ground was defined for the detectors, their inner mechanical frames and the read-out electronics. This electrical ground was isolated from the 'outer mechanical ground' of the support structure. With a threshold set at a typical value of $4000e^-$, the noise rate remains of the order of 1 kHz per strip.

3. Performance of Micromegas in compass

3.1. Efficiency plateau

The global efficiency of all planes was measured as a function of the mesh voltage, using mainly straight tracks from muon beam halo at low intensity (about $5 \times 10^5 \mu/s$ on the target, i.e. 1 to 2 kHz per strip). For all detectors, an efficiency better than 98% is reached on the plateau. An example is shown in Fig. 5 where the plateau is reached for a value of the amplification gain of about 6000 (at 420 V).

3.2. Handling of discharges

Similarly to other micropattern detectors, Micromegas is subject to discharges, seen as an abnormal increase of the amplification mesh current. It can be produced for instance when a heavily ionising particle interacts in the detector. The discharges do not alter permanently the properties of the detector. However, they require a special protection for the electronics and can generate dead time. In order to reduce their rate and their effect on the detector, several actions have been taken. First, each strip is linked to the SFE16 via a 100 pF individual capacitor and grounded via a 10 M Ω resistor [2]. This allows the potential of the few strips involved in a discharge, to vary faster than the mesh potential. Consequently, the charge and the dead time associated to the discharge are reduced (3 ms dead

time). Second, thanks to the low noise SFE16 preamplifier, the detector is operated at a low gain (6000). And finally, since we showed that the discharge probability increases with the mean atomic number of the gas mixture [2], we operate the detector with a light gas mixture based on Neon (Ne–C₂H₆–CF₄). During the data taking periods, the integrated flux on the detector was 30 MHz, and we have measured a rate of 0.03 discharges per plane and per beam spill of 5 s. The resulting inefficiency is negligible.

3.3. Operation in high flux

Twelve Micromegas detectors, arranged as described in Section 2.1, were used during the 2002 and 2003 3-month beam periods of data taking of the COMPASS experiment. The incident beam ($4 \times 10^7 \mu/s$, i.e. about 100–200 kHz per strip) was scattered on a ⁶LiD target of about one radiation length. The Micromegas were placed just behind the target, receiving a total flux of 30 MHz. They operated in a zone where the fringe fields of the target solenoid and of the first dipole magnet reached values up to 0.3 T. The timing resolution, the efficiency and also the position resolution have been measured in such conditions.

3.4. Timing resolution

For each trigger provided by a series of plastic scintillators in coincidence, hits in Micromegas are determined by the presence of a signal leading edge time t_l and a trailing edge time t_t included in a time window of 500 ns correlated with the trigger (see Sections 2.2). From these values one determines the TOT = $t_t - t_l$.

For each incident particle on the detector, several strips are hit. The distribution of the cluster size at COMPASS nominal intensity is shown in Fig. 6 for the central part of the detector. The measured mean value (2.4 strips) is in good agreement with the simulations which take into account the crosstalk between strips.

The distribution of the TOT values is shown in Fig. 7a and the largest TOT value of each cluster is shown in Fig. 7b (rms value: 220 ns). The total statistics corresponds to one run, i.e. about 10^6

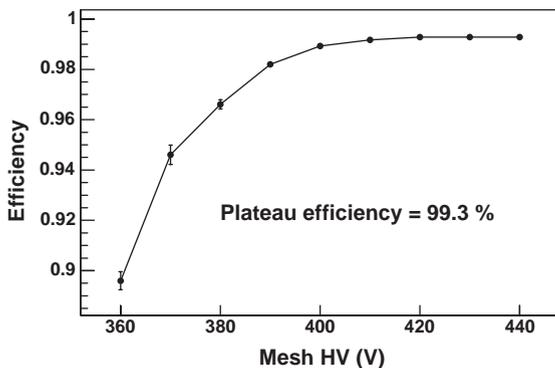


Fig. 5. Efficiency vs. anode mesh high voltage. $\varepsilon = 99.3\%$ on the plateau. Intensity = 1 kHz/strip.

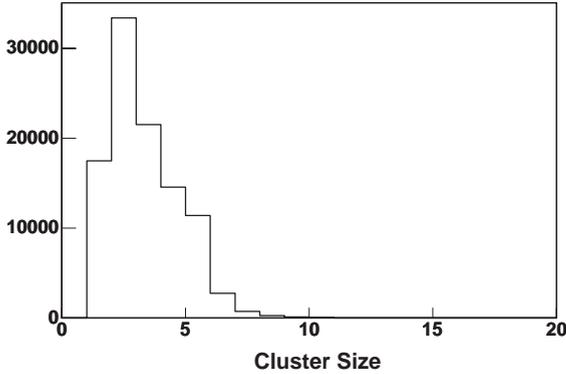


Fig. 6. Cluster size distribution in number of strips; rms value: 2.4. High-intensity data.

triggers. For each hit, the signal amplitude can be evaluated from the TOT value, using the relation

$$Q(1000e^-) = 6.24e^{(TOT/134)^2}.$$

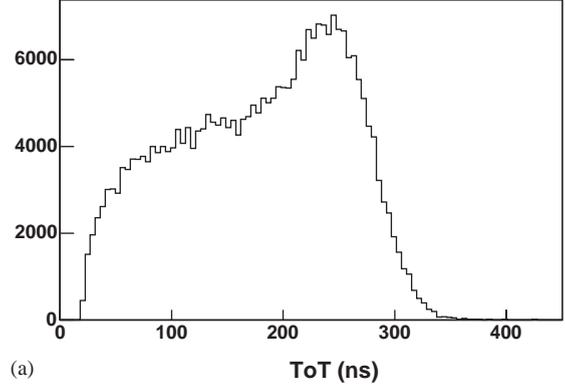
The total amplitude summed over all hits of each cluster is shown in Fig.7c along with a fit to a Landau distribution.

The mean time associated to a hit in the detector is defined as $T_{\text{mean}} = 0.6t_l + 0.4t_t$. This choice of weighting factors minimizes the effect of time walk and thereby gives an optimum timing resolution. We obtain $\sigma_{T_{\text{mean}}} = 9.3$ ns, and as shown in Fig. 8 we only retain the signals included in a timing window of ± 50 ns.

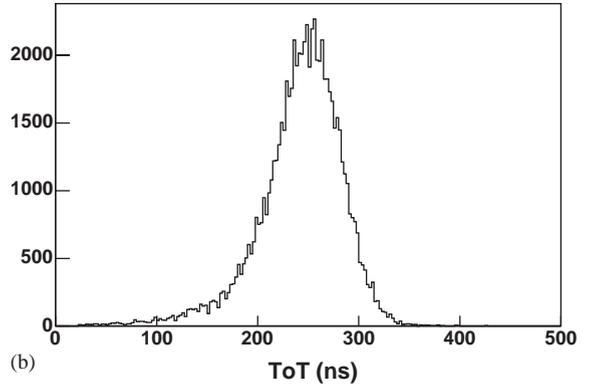
3.5. Efficiency

The efficiency for each Micromegas detector was determined during the COMPASS data taking at nominal beam intensity, using particle reconstructed in at least 20 planes of the spectrometer and selecting tracks with $\chi^2 < 3$. The momentum distribution of the tracks ranges from 1 to 160 GeV.

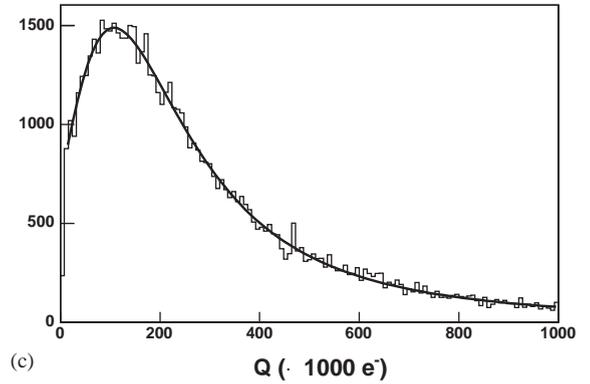
The efficiency as a function of the position in the detector is shown in the 2-D plot of Fig. 9. The hole in the center corresponds to the central dead zone ($\phi = 5$ cm) of the detector. The efficiency as a function of the wire position is shown in Fig. 10. The dip in the center is due to the dead time resulting from high electronics occupancy on the hottest strips near the dead zone (see Sections 3.6).



(a) TOT (ns)



(b) TOT (ns)



(c) Q ($\cdot 1000 e^-$)

Fig. 7. (a) Distribution of the TOT values. (b) Distribution of the largest TOT value for each cluster. (c) Distribution of the total amplitude summed over all hits for each cluster of one plane; data are fitted by a Landau curve; high intensity data: 100–200 kHz/strip.

3.6. High flux and electronics occupancy

Fig. 10a shows the beam profile measured with a Micromegas plane using a random trigger. The

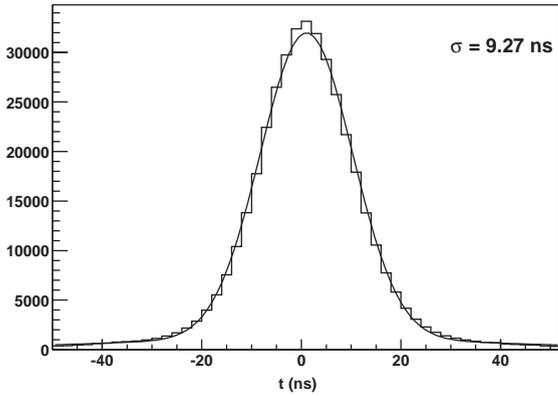


Fig. 8. Mean time distribution $\sigma_{T_{\text{mean}}} = 9.3 \text{ ns}$. High intensity

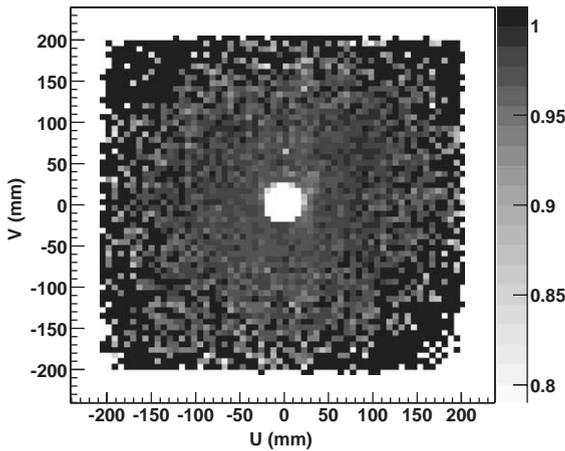


Fig. 9. Two-dim. efficiency of V plane. The hole in the center corresponds to the central dead zone. High intensity data.

highest hit rate per strip is 180 kHz. Given the cluster size of 2.4 strip, the maximum expected dead time from occupancy is then $180 \times 10^3 \times 220 \times 10^{-9} \times 2/2.4 = 3.3\%$. The factor 2 comes from the requirement of measuring both leading and trailing edges times. In the central region of the detector, we measure on average a rate of 120 kHz/strip and expect a corresponding dead time of 2.2%. These loss in efficiency are indeed seen in the 1-D efficiency profile shown in Fig. 10b.

3.7. Spatial resolution

To optimize the spatial resolution, the particle position is calculated using the coordinate of each

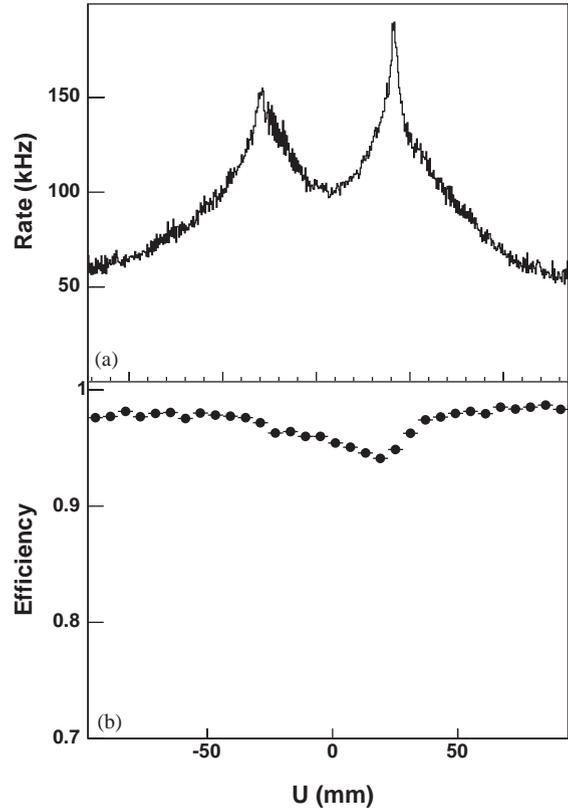


Fig. 10. (a) Beam profile in the central part of a Micromegas detector. Rates per strip in kHz. (b) Efficiency versus position. The dip in the center is due to the dead time resulting from high electronics occupancy. Global efficiency = 97%. High intensity data.

strip weighed by the corresponding amplitude derived from the TOT value. The spatial resolution was measured first at low intensity ($10^6 \mu/\text{s}$ on the target, corresponding to 1–2 kHz per strip), using mainly straight tracks from the muon beam halo. Incident tracks are reconstructed starting from the hits in 11 Micromegas, and the residual in the 12th one is calculated. In Fig. 11 is shown the distribution of residuals for the central zone of the detector where the pitch is $360 \mu\text{m}$. Deconvoluting the precision of the track, we obtain a spatial resolution of $70 \mu\text{m}$. Using the same method, the spatial resolution was measured for the outer parts of the detector where the pitch of the strips is larger: $420 \mu\text{m}$. In average the resolution is $78 \mu\text{m}$. Results are shown in Fig. 12a for the 12 detectors.

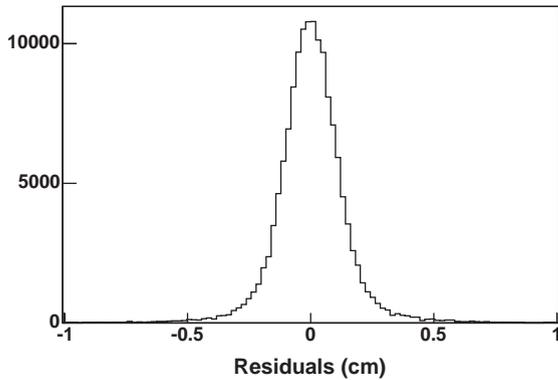


Fig. 11. Distribution of residuals for the central part of the detector ($360\mu\text{m}$ pitch). σ is $100\mu\text{m}$, to which the detector contributes for $70\mu\text{m}$. Low-intensity data.

The 12 Micromegas sense principally the fringe field of the first spectrometer dipole, which can reach 0.3 T at some detectors location. For these detectors, efficiency and timing resolution measured with field ON were found similar to efficiency and timing resolution measured with field OFF. The effect of the field on the spatial resolution has been studied and the results are shown in Fig. 12b for the 12 detectors. We observe a deterioration of the spatial resolution of about $10\mu\text{m}$ for the detectors which are close to the magnet (third station : detectors 3V, 3U and 3X), except for the detector 3Y which has horizontal strips. We attribute the effect to the Lorentz angle between the drift velocity and the electric field which affects the horizontal bending of the electrons; in consequence only planes with vertical or inclined strips are affected.

In Fig. 12c, is shown the resolution measured for the twelve detectors at 2 different intensities in the central part of the detector (pitch $360\mu\text{m}$). At low intensity, a few $10^5\mu\text{s}$ on the target, the flux is $1\text{--}2\text{ kHz}$ per strip, and the resolution is $\sigma = 74\mu\text{m}$. At nominal COMPASS running conditions ($4.10^7\mu\text{s}$ on the target, i.e. about $100\text{--}200\text{ kHz}$ per strip), $\sigma = 92\mu\text{m}$. For these measurements, tracks with angles up to 50 mrad were used.

Finally, in Fig. 13 is shown the spatial resolution measured as a function of the angle of the track at COMPASS nominal conditions (high intensity). The resolution is almost constant over the whole

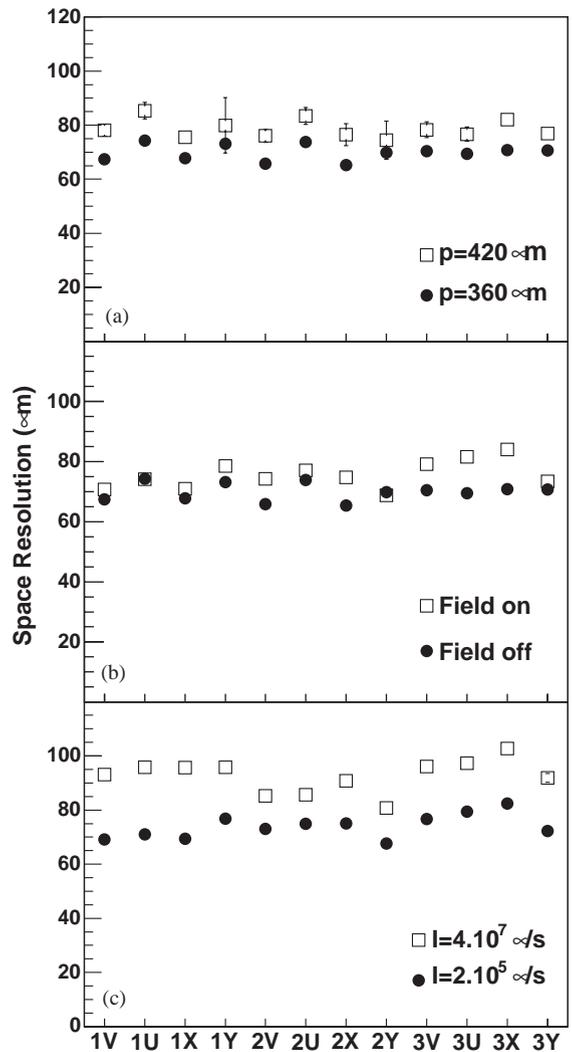


Fig. 12. Spatial resolution for each of the twelve planes. (a) Effect of the pitch. (b) Effect of the field. (c) Effect of the intensity.

angular acceptance of the detector. The slight improvement observed at large angle can be explained by a smaller intensity.

3.8. Reliability

The 12 detectors operated reliably during the whole 2002 and 2003 COMPASS data taking period. The mean amplitude of the signals was continuously monitored for all detectors via the

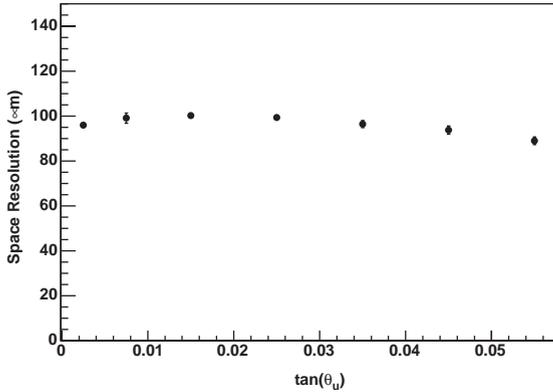


Fig. 13. Spatial resolution of one plane as a function of the incoming angle of the particle.

TOT measurement. No variation of amplitude (and thus of gain) was observed between the beginning and the end of the period. We conclude that no ‘aging’ has been observed and that the detector is robust and stable.

4. Conclusion

During 2002 and 2003, i.e. two 3-month beam periods, the 12 $40 \times 40 \text{ cm}^2$ Micromegas detectors (12×1024 channels) operated successfully. The performances in terms of space resolution ($70 \mu\text{m}$), time resolution ($\approx 9 \text{ ns}$) and rate capability (up to 180 kHz per strip, 30 MHz integrated flux) fulfill the requirements of the COMPASS experiment.

References

- [1] COMPASS Proposal, CERN/SPSLC/P297, March 1, 1996.
- [2] D. Thers, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 469 (2001) 133.
- [3] P. Abbon, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 29.
- [4] A. Magnon, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 478 (2002) 210.
- [5] F. Kunne, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 721 (2003) 1087c.
- [6] A. Gandi, R. de Oliveira, CERN, Private communications.
- [7] E. Delagnes, et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-47 (2000) 1447.
- [8] L. Schmitt, et al., 13th IEEE-NPSS Real Time Conference, Montreal 2003, IEEE Trans. Nucl. Sci. (2004), accepted for publication.
- [9] H. Fischer, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 507.

Annexe VII: Fast read-out of the COMPASS RICH CsI-MWPC photon chambers

P. Abbon et al., Nucl. Instrum. Meth. A 567: 104-106, 2006

Fast readout of the COMPASS RICH CsI-MWPC photon chambers

P. Abbon^b, E. Delagnes^b, H. Deschamps^b, F. Kunne^b, S. Gerasimov^a, B. Ketzer^a,
I. Konorov^a, N. Kravtchuk^c, A. Magnon^b, D. Neyret^{b,*}, S. Panebianco^b,
S. Paul^a, P. Rebourgeard^b, F. Tessaroto^d

^aPhysik Department, Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany

^bDSM-DAPNIA, CEA Saclay, route de Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

^cJINR Dubna, 141980 Dubna, Russia

^dINFN, Sezione di Trieste and University of Trieste, Trieste, Italy

Available online 16 June 2006

Abstract

A new readout system for CsI-coated MWPCs, used in the COMPASS RICH detector, has been proposed and tested in nominal high-rate conditions. It is based on the APV25-S1 analog sampling chip, and will replace the Gassiplex chip readout used up to now. The APV chip, originally designed for silicon microstrip detectors, is shown to perform well even with “slow” signals from a MWPC, keeping a signal-to-noise ratio of 9. For every trigger the system reads three consecutive in-time samples, thus allowing to extract information on the signal shape and its timing. The effective time window is reduced from $\sim 3 \mu\text{s}$ for the Gassiplex to below 400 ns for the APV25-S1 chip, reducing pile-up events at high particle rate. A significant improvement of the signal-to-background ratio by a factor 5–6 with respect to the original readout has been measured in the central region of the RICH detector. Due to its pipelined architecture, the new readout system also considerably reduces the dead time per event, allowing efficient data taking at higher trigger rate.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.K; 13.60; 07.05.Hd

Keywords: CsI; MWPC; RICH detector; Fast electronics; Analog readout; COMPASS experiment

1. Introduction

The COMPASS experiment [1] is dedicated to the study of the spin structure of nucleons and the spectroscopy of hadrons. It takes advantage of the 100–300 GeV muon and hadron beams delivered by the Super Proton Synchrotron (SPS) accelerator at CERN, with beam intensities reaching 10^8 part./s. The COMPASS detector is constituted by a fixed target, for instance a polarized target of ${}^6\text{LiD}$, and a two-stage spectrometer dedicated to the detection of particle at low and high momentum. A large part of the physics topics studied at COMPASS needs a good particle identification.

The particle identification is performed by a RICH detector [2] included in the first stage of the spectrometer,

which has been designed to separate kaons and pions in the momentum range 5–50 GeV, with a large geometric acceptance ($180 \text{ mrad} \times 250 \text{ mrad}$). Cherenkov photons produced in the radiator gas (80 m^3 of C_4F_{10}) are focused by a spherical mirror wall onto photon detectors, consisting of 8 MWPCs with CsI photocathodes placed out of the acceptance. The MWPC photon chambers are equipped with two square CsI photocathodes of 72×72 pads detecting UV photons (gain around 3×10^4). The readout electronics is based on Gassiplex amplifiers using a large integration time of $\sim 3 \mu\text{s}$, its long base line restoration time lead to a dead time of $5 \mu\text{s}$. These two characteristics limit the performances of the RICH detector in a high-intensity environment like COMPASS.

A global upgrade of the RICH detector has been proposed, separated in two projects: in the central region, the CsI-MWPC chambers will be replaced by multi-anode PMTs [3], and in the outer region a new electronics based

*Corresponding author. Tel.: +33 1 69087552; fax: +33 1 69087584.

E-mail address: damien.neyret@cern.ch (D. Neyret).

on the APV25-S1 chips will replace the present one. This later project is described below.

2. Principle

The APV25-S1 chip [4] is a 128-channel preamplifier/shaper ASIC with analog pipeline, originally developed for the CMS silicon microstrip tracker [5], and successfully adapted for the COMPASS silicon [6] and GEM [7] tracking detectors. Its peaking time are adjustable in a wide range from 50 to 300 ns, opening the possibility to use the APV25-S1 to read “slow” detectors such as MWPCs. The amplifier output amplitudes are sampled at a frequency of 40 MHz and stored in a 192 cells analog pipeline. When an event is triggered, the cells to read are multiplexed into a single differential output. In order to get timing information, two additional samples on the rising edge of the signal are read. The time gap between these individual samples can be varied in steps of 25 ns, depending on the shape of the input signal. For the RICH MWPCs, the sampling step size is settled to 150 ns.

A 10-bit flash ADC digitizes the multiplexed analog data stream from each APV25-S1 chip, and a FPGA performs on-line zero suppression. In order to match the form factor of the present RICH front-end cards, 4 APV25-S1 chips, each reading 108 RICH pads, are included in one front-end card. Three front-end cards are then connected into one ADC module.

3. Test beam results

A full system test with 12 front-end cards was performed in 2004 in both muon and hadron beams at intensities of $4 \times 10^7 \mu/s$ and $1 \times 10^7 h/s$, respectively. Towards this aim, half the area of one photon chamber (i.e. a full CsI photocathode) was equipped with APV front-end cards in the central region close to the beam.

The average noise achieved with the APV25-S1 chip depends on the amplifier and shaper time constants, and was found to be $\sim 640 e^-$ for a setting corresponding to an optimal peaking time of 250 ns, compared to $\sim 1000 e^-$ for the GASSIPLEX chip. The mean amplitude of the photon spectrum was found to be $\sim 5800 e^-$, corresponding to a signal-to-noise ratio (SNR) of 9. For comparison, the mean amplitude measured with the GASSIPLEX was determined to be $\sim 8700 e^-$. The lower value for the APV25-S1 corresponds to its larger “ballistic deficit” due to the shorter time constant, and it is well reproduced by simulation of the electronic circuit. Due to its lower noise figure the APV25-S1 can be operated at a lower threshold, which fully compensates the loss of integrated charge. As a consequence, the SNR figures for both readout systems are quite similar.

After reconstruction of a track in the spectrometer, the expected position and radius of a ring in the RICH is known, assuming that the particle is a pion. Fig. 1 shows the distribution of residuals, i.e., the difference between the

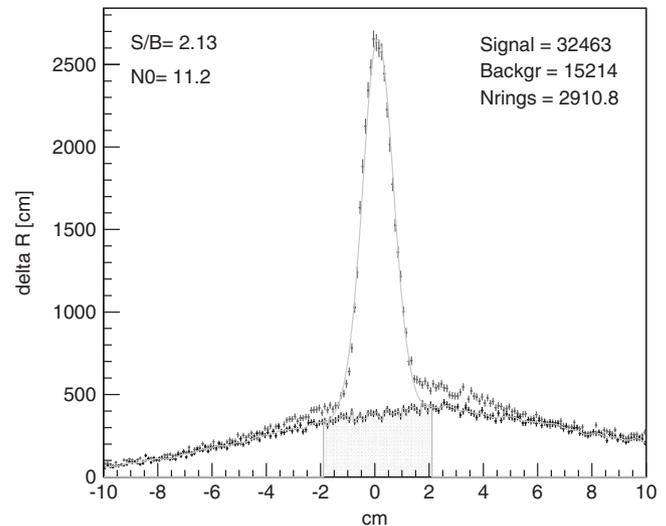


Fig. 1. Distribution of residuals, i.e. the difference between measured cluster radial distance and expected ring radius, assuming that the particle was a pion.

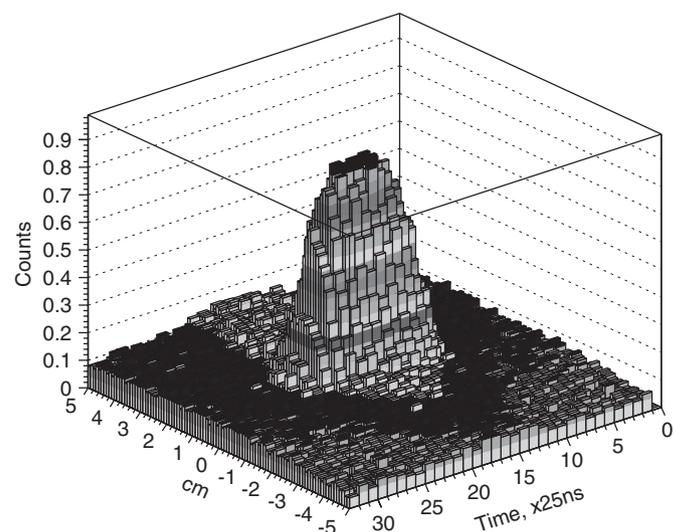


Fig. 2. Normalized distribution of residuals versus latency, i.e. the time difference between passage of particle and sampling time.

radial distance of each cluster measured by the APV-equipped MWPC and the expected ring radius; clusters are selected cutting on cluster amplitude threshold and timing. The background under the signal was determined by combining clusters from one event with tracks from a different event. The signal-to-background ratio (SBR) determined by subtracting this background is 2.13, the number of clusters in the peak is 11.2 to be compared with, respectively, 0.35 and ~ 12 for the GASSIPLEX under similar conditions.

The in-time signal shape can be scanned by artificially varying the latency of the trigger sent to the APV25-S1. Fig. 2 shows the distribution of residuals versus latency.

The time window of the APV readout deduced from this scan has a FWHM of 250 ns, and a full-width of 375 ns. For comparison, the effective time window of the GASSIPLEX chip, determined from Monte-Carlo studies, was found to be $\sim 3 \mu\text{s}$. The time of the cluster can be also measured from the ratio of the second to the third samples of the signal. A time resolution better than 30 ns is achieved for clusters with high enough amplitude (corresponding to half of the clusters). Dead time is also improved with the APV electronics due to its analog pipelines architecture. With a 40 MHz readout, the dead time is negligible for a rate up to 40 kHz, and around 15% at 80 kHz.

4. Summary and outlook

A new analog readout system for the COMPASS RICH detector based on the APV25-S1 chip was proposed and tested in 2004. 5000 channels of the new system were successfully operated under realistic conditions in the central part of the detector, using both muon and hadron beams. As expected, the effective time gate was reduced to below 400 ns, leading to a significant improvement of the SBR as compared to the present readout system. The dead time is also improved in the new system. For 2005, the production of $\sim 62,000$ channels of this new readout system is foreseen at a moderate cost of 5 Euro per channel. The

installation of the new system is expected for early 2006 in order to be ready well in time for the 2006 beam start.

Acknowledgments

We would like to thank the RICH group and in particular Silvia Dalla Torre and Fulvio Tessarotto from the COMPASS group of INFN Trieste for their strong support during the tests on the RICH chambers. We also thank the CERN Silicon Facility Bond Lab for their great job done on the read-out cards. We acknowledge help from the CERN/PH groups PH/TA1, TA2 and DT2 and TS/SU and the support of BMBF (Germany).

References

- [1] G. Baum, et al., COMPASS: a proposal for a common muon and proton apparatus for structure and spectroscopy, CERN/SPSLC 96-14, SPSC/P 297, March 1996.
- [2] E. Albrecht, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 586.
- [3] A. Ferrero, et al., Design and status of the fast photon detection system for the upgrade of COMPASS RICH-1, this proceeding.
- [4] http://www.ins.clrc.ac.uk/INS/Electronic_Systems/Microelectronics_Design/Projects/High_Energy_Physics/CMS/APV25-S1/.
- [5] M.J. French, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 466 (2001) 359.
- [6] H. Angerer, R. De Masi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 512 (2003) 229.
- [7] B. Ketzer, Q. Weitzel, S. Paul, F. Sauli, L. Ropelewski, Nucl. Instr. and Meth. A 535 (2004) 314.

Annexe VIII: A new analogue sampling read-out system for the COMPASS RICH-1 detector

P. Abbon et al., Nucl. Instrum. Meth. A 589: 362-369, 2008



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A ■ (■■■■) ■■■-■■■

**NUCLEAR
INSTRUMENTS
& METHODS
IN PHYSICS
RESEARCH**
Section A
www.elsevier.com/locate/nima

A new analogue sampling readout system for the COMPASS RICH-1 detector

P. Abbon^a, T. Dafni^a, E. Delagnes^a, H. Deschamps^a, S. Gerassimov^b, B. Ketzer^{b,*},
V. Kolosov^c, I. Konorov^b, N. Kravtchuk^d, F. Kunne^a, A. Magnon^a, D. Neyret^a,
S. Panebianco^a, S. Paul^b, P. Rebourgeard^a

^aCEA DSM-DAPNIA, Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France^bPhysik Department, Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany^cEuropean Laboratory for Particle Physics CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland^dJINR Dubna, 141980 Dubna, Russia

Received 12 February 2008; accepted 22 February 2008

Abstract

A new electronic readout for CsI-coated multiwire proportional chambers (MWPC), used as photon detectors in the COMPASS ring imaging Cherenkov (RICH) detector, is described. A prototype system comprising more than 5000 channels has been built and tested in high-intensity beam conditions. It is based on the APV25-S1 analogue sampling chip, and replaces the GASSIPLEX chip readout used previously. The APV25 chip, although originally designed for Silicon microstrip detectors, is shown to perform well even with “slow” signals from an MWPC, maintaining a signal-to-noise ratio (SNR) of 9. For every trigger the system reads out three consecutive amplitudes in time, thus allowing to extract information on both the signal amplitude and its timing. This information is used to reduce pile-up events in a high-rate environment. Prototype tests of the new readout electronics on a central RICH photocathode in nominal COMPASS beam conditions showed that the effective time window is reduced from more than 3 μ s for the GASSIPLEX to less than 400 ns for the APV25 chip. This leads to a significant improvement of the signal-to-background ratio (SBR) with respect to the original readout. A gain by a factor of 5–6 was experimentally verified in the very forward region of phase space, where pile-up due to the muon beam halo is most significant. Owing to its pipelined architecture, the new readout system also considerably reduces the dead time per event, thus allowing to make use of trigger rates exceeding 50 kHz.

© 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Cs; 29.40.Ka; 29.40.Gx; 42.79.Pw; 85.60.Gz; 85.40.–e

Keywords: RICH detectors; Photon detection; CsI photocathodes; Multiwire proportional chambers; Analogue readout; Sampling readout

1. Introduction

COMPASS (COMmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) [1] is a multi-purpose two-stage magnetic spectrometer, built for the investigation of the gluon and quark structure and the spectroscopy of hadrons using high intensity muon and hadron beams (100–300 GeV/c) from CERN’s Super Proton Synchrotron (SPS). Scattering a polarised beam of 160 GeV/c μ^+

from a polarised deuterium target, results on the deuteron spin-dependent structure function g_1^d [2–4], on transverse spin asymmetries [5,6], and on the gluon polarisation in the nucleon [7] have been obtained from the first phase of data taking between 2001 and 2004. The second phase of COMPASS started in 2006 and will continue at least until 2010. The successful completion of the spin program as well as hadron spectroscopy requires increased beam intensities up to 10^8 part./s and trigger rates exceeding 50 kHz. Good particle identification (PID) is a prerequisite for both the spin structure and the spectroscopy studies, in particular in the charm sector. The COMPASS RICH-1

*Corresponding author. Tel.: +49 89 2891 4485; fax: +49 89 2891 2570.

E-mail address: Bernhard.Ketzer@cern.ch (B. Ketzer).

detector [8] is a gas-filled ring imaging Cherenkov (RICH) detector which identifies particles with momenta between 5 and 43 GeV/c, with a large horizontal and vertical acceptance of 250 and 180 mrad, respectively. Cherenkov photons produced in the radiator gas (80 m³ of C₄F₁₀) are focused by a VUV mirror wall onto the photon detectors, consisting of eight multiwire proportional chambers (MWPC) with CsI photocathodes with a total active surface of 5.3 m². The photocathodes are segmented into 82944 pads of 8 × 8 mm² size. The quantum efficiency of the photocathodes was estimated to be about 20% in the wavelength region of maximum sensitivity of the system. The MWPCs operate with pure CH₄ gas at atmospheric pressure with a gain of about 4 × 10⁴.

2. Motivation for upgrade

In the first phase of data taking the performance of the COMPASS RICH-1 detector suffered from two limitations of the front-end electronics: (a) the long peaking time of 1 μs of the GASSIPLEX analogue signal processor chip, leading to considerable pile-up of out-of-time signals in a high-intensity environment as COMPASS, and (b) the long dead time of 5 μs after a readout cycle, necessary to permit baseline fluctuations to fade away after the reset signal. Since the GASSIPLEX chip uses a track and hold circuit to detect the peak signal of each of its 16 input channels, eight of which are then multiplexed onto one output line, the extraction of timing information from the data is not possible. The effective time window, during which pile-up hits cannot be distinguished from in-time hits, was extracted by comparing Monte-Carlo simulations with real data. Fig. 1 shows the distribution of reconstructed charged particle masses in the kaon mass region, obtained from Monte-Carlo simulations for different time windows of the RICH-1 front-end electronics. The curve corresponding to a time window of 3.2 μs was found to agree well with real data. As can be seen from this figure, the signal-to-background ratio (SBR) can be improved

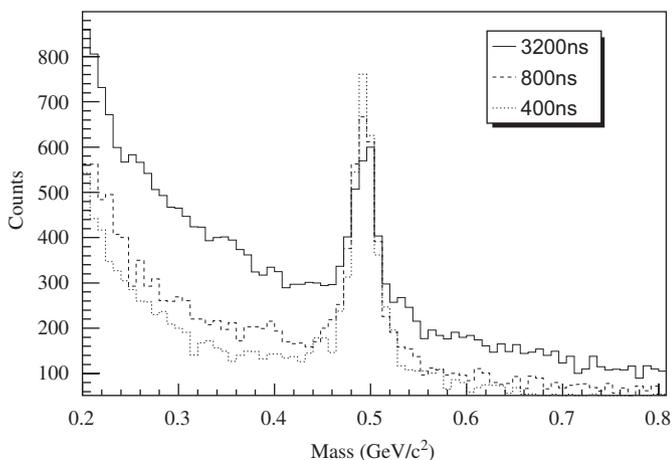


Fig. 1. Distribution of reconstructed charged particle masses in the kaon mass region for different effective time windows of RICH-1.

Table 1

Fraction of events lost due to dead time for different readout architectures of COMPASS RICH-1, as a function of trigger rate

Trigger rate (kHz)	10	20	30	40	50
GASSIPLEX	5%	10%	13%	17%	20%
APV25 (20 MHz)	0	2%	11%	23%	33%
APV25 (40 MHz)	0	0	0.5%	2.5%	5%

considerably by reducing the time gate to a value of the order of 400 ns. A further reduction of the time gate beyond this value, however, is not expected to yield a much more improved SBR due to a large background component which is correlated in time with the signal, as shown in Section 5.2.

We chose to make use of the APV25-S1 analogue readout chip to shorten the effective time gate of the RICH-1 readout to a value of this order. In addition, the pipelined architecture of the APV25 chip, described in Section 3, allows to overcome the limitation given by the dead time of the GASSIPLEX, essential for operation of RICH-1 with trigger rates of 50 kHz and beyond, as envisaged for the hadron program of COMPASS. Table 1 shows the fraction of events lost due to dead time of the different readout systems as a function of the trigger rate. The two options for the APV25 correspond to a readout of the multiplexed signal at 20 and 40 MHz, respectively.

3. Principle of sampling readout

The APV25 chip is a 128-channel preamplifier/shaper ASIC with analogue pipeline, originally developed for the CMS Silicon microstrip tracker [9], and successfully adopted for the COMPASS GEM [10] and Silicon [11] tracking detectors.

Each channel of the APV25 consists of a charge-sensitive preamplifier followed by an inverter stage with unit amplification to allow signals of both polarity to be processed, and a CR-RC type shaping amplifier. Its time constants are adjustable within a wide range from 50 to 350 ns by changing the bias of the analogue stages via feedback transistors, thus opening the possibility to use the APV25 to read “slow” detectors as MWPCs. The amplifier output amplitudes are sampled at a frequency of 40 MHz and stored in a 192 cell analogue pipeline. Upon arrival of an external trigger at the chip, the cells corresponding to the known trigger latency (up to 4 μs) are flagged for readout. The analogue levels of the flagged cells for 128 channels are then multiplexed at 20 or 40 MHz onto a single differential output. In order to get information on the signal shape, and thus on the timing, not only the sample corresponding to the peak of the expected signal is transferred, but in addition two samples on the rising edge of the signal are read out, as shown in Fig. 2. In our system, the time gap between these individual samples sent out by the APV25 can be varied in steps of 25 ns from 25 ns to

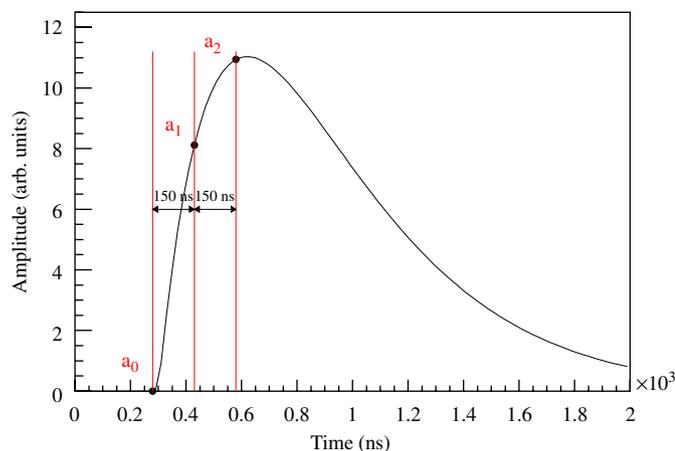


Fig. 2. Principle of analogue signal sampling by the APV25 chip. The analogue signal on each pad is first preamplified and shaped by a CR-RC circuit with adjustable time constants, and then sampled at a frequency of 40 MHz. The charge measured in each sample is stored in an analogue pipeline while the external trigger is formed. The dots labelled a_0 , a_1 and a_2 indicate the three samples which are read out from the APV25 pipeline per primary trigger.

several hundreds of ns,¹ depending on the shape of the input signal. For the COMPASS RICH-1 MWPCs, the optimum sampling gap was found to be 150 ns.

The multiplexed analogue data stream from each APV25 chip is digitised by a 10 bit flash ADC. After digitization, individual pedestal values are subtracted from each channel and a possible shift common to all channels of one chip (“common mode noise”) is corrected using one FPGA (Xilinx XCV400E) for 6 APV25 chips. This FPGA also performs zero suppression by sending out only channels with amplitudes higher than a programmable multiple of the respective individual noise figure. This way, the data volume can be reduced to $\sim 5\%$, depending on occupancy.

4. Design of prototypes

The R&D program for the new RICH-1 readout started in 2004 with the development of a prototype system. Fig. 3 shows the schematics of this prototype system, consisting of a chain of four different types of printed circuit boards interconnected by cables or optical fibers. The front-end card was designed to match the size of the old GASSI-PLEX board with dimensions of $580 \times 150 \text{ mm}^2$ and nine Robinson Nugent connectors, each connecting 48 cathode pads to the front-end electronics. A total of 432 channels are fed into four APV25 chips on one front-end board, each chip reading 108 RICH pads. In order to guarantee stable operation of the chip with gas detectors, where large currents can be induced by occasional discharges, an

¹For this purpose the APV25 is not used in its so-called “multi mode”, in which three samples with a fixed 25 ns time interval are transferred, but in the “peak mode”. In this mode of operation, only one single sample is sent per trigger received by the APV25. Three samples at arbitrary time intervals can be read out by sending two additional artificially generated triggers at predefined time intervals in addition to the primary one.

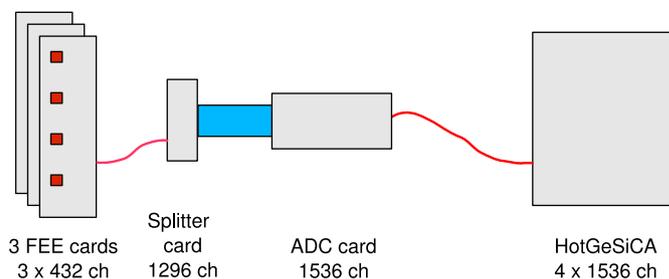


Fig. 3. Schematics of the APV25 prototype readout chain for RICH-1.

external protection circuit is added between detector pads and chip input. It consists of a pair of inverted high-speed signal diodes (BAV99) connected to ground, and a coupling capacitor (220 pF) to avoid leakage currents into the chip. The APV25 chip is electrically connected via $25 \mu\text{m}$ Aluminum wire bonds. The required pitch of $44 \mu\text{m}$ for the signal inputs is achieved by a thin single-layer circuit on glass substrate, wire-bonded to the FR4 front-end motherboard and to the APV25.

The unused 20 channels of each chip are connected to ground via 6.8 pF capacitors, approximately matching the capacitance of connected channels. In this way the capacitive noise of all channels is of the same order of magnitude. This is necessary for the common mode noise correction algorithm to work properly, which uses the median of all 128 input channels as reference.

An adapter card (Splitter card in Fig. 3) combines the differential analogue signals from three front-end cards into a single flat cable going to one ADC card, located $\sim 2\text{m}$ further away. The splitter card also splits the clock, trigger and I2C control signals from the ADC card to the front-end cards.

Each ADC card hosts 12 pipelined ADC chips to sample the data stream from the APV25 chips. After digitization and zero suppression by two FPGAs, data are sent via optical fiber using the Hotlink protocol to a 6U VME module (HotGeSiCA in Fig. 3), which merges data from up to four ADC modules (48 APV25 chips) and sends them to the DAQ computers, again via optical fibers using the S-Link protocol.

5. Results

5.1. Laboratory test

In order to adjust the time constants of the APV25 preamplifier and shaper circuits to the slow pulses from MWPCs, and to measure the sensitivity, i.e. the number of ADC channels per signal charge, a delta pulse of known charge was injected into a single channel of the chip and the output pulse shape was monitored for different sets of bias generator settings. Fig. 4 shows measured APV25 output pulse shapes for different sets of register settings.

Here, ISHA denotes the shaper input FET current bias, which allows to modify the rise time of the signal. VFS is

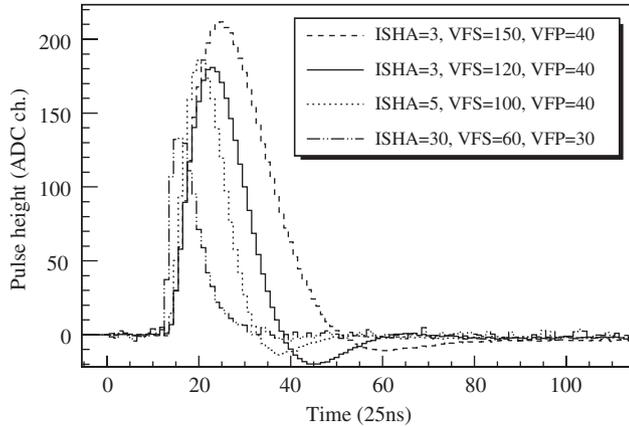


Fig. 4. APV25 response to a delta pulse of fixed charge injected into a single channel for different bias generator settings of the chip, controlling both rising and falling edge of the signal.

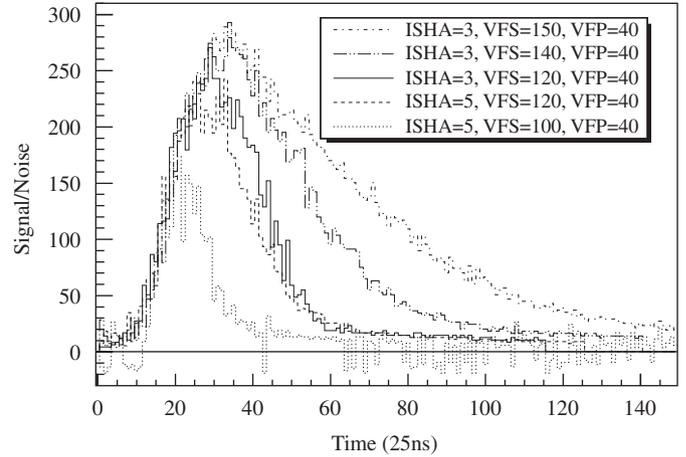


Fig. 5. Time evolution of signal recorded with the APV25 from a RICH-1 MWPC for different bias generator settings of the chip, controlling both rising and falling edge of the signal.

an acronym for the shaper feedback voltage bias. Together with the preamplifier feedback voltage bias, VFP, which was kept at a value of 40 throughout the measurements, this parameter controls the falling edge of the signal. It is worth mentioning that the value range chosen for these parameters is quite different from their “standard” settings used for silicon and GEM detectors ($ISHA = 30$, $VFS = 60$, $VFP = 30$). For comparison, the output pulse shape for these “standard” settings is also shown in Fig. 4. All other APV25 register settings were kept at their nominal numeric values. The next step was to study the noise of the system and its response to real signals from the RICH-1 MWPCs. To this end, a prototype front-end card was connected to a spare chamber. Signals were induced on the cathodes by an external ^{90}Sr source. The trigger for reading out the APV25 was generated by the coincidence of two plastic scintillators mounted on either side of the chamber. Fig. 5 shows the time evolution of the recorded signals for five sets of APV25 bias generator settings, including the three upper settings shown in Fig. 4.

Table 2 summarises the results for the five groups of settings shown in Fig. 5. The noise figures correspond to the values measured in the laboratory with the front-end connected to the spare MWPC. The sensitivity is given in units of ADC channels per $100 e^-$ of injected charge. The combination of settings $ISHA = 3$, $VFS = 120$, $VFP = 40$ turned out to give the best balance between the desired short pulse duration and the associated loss of amplitude due to the increasing ballistic deficit, clearly visible in Fig. 5. All results presented in the following sections were obtained with these parameters.

5.2. Test in the COMPASS beam

After the successful test of one prototype front-end card on a spare RICH-1 MWPC, a test with a total of 12 front-end cards (5184 channels) was performed on the COMPASS RICH-1 detector in the COMPASS muon

Table 2

Noise and sensitivity calibration for each group of bias generator settings under investigation

ISHA	VFS	VFP	Sens. (ADC ch./ $100 e^-$)	Noise (ADC ch.)	Noise (e^-)
3	150	40	0.380	2.56	679
3	140	40	0.356	2.46	691
3	120	40	0.314	2.37	755
5	120	40	0.340	2.72	800
5	100	40	0.311	2.65	852

beam. To this end, half the area of one photon detector in the central region close to the beam, corresponding to $\frac{1}{16}$ of the total active area of RICH-1, was equipped with 12 front-end cards housing 48 APV25 chips in total. Due to an error during the assembly of the front-end cards, however, which was only realised after the beam test, the overall reference current for the bias generator of the APV25 was decreased from the nominal value of $128 \mu\text{A}$ by accidentally mounting a $9.7 \text{ k}\Omega$ external reference resistor instead of the nominal $4.7 \text{ k}\Omega$ resistor. The consequences of this error on the performance will be discussed in Section 5.3.

In the following we report on results obtained with this system in the COMPASS muon beam at nominal intensity of $2 \times 10^8 \mu^+/\text{spill}$.² As mentioned above, the bias generator settings used throughout this test were $ISHA = 3$, $VFS = 120$, $VFP = 40$. The noise level for the system in its nominal position on the RICH-1 detector was

²The trigger conditions during this test, however, were slightly different from the standard COMPASS muon trigger due to a missing veto of halo muons and the hadronic calorimeter being switched off. Because of this particular configuration, mostly muon events from the beam halo were selected.

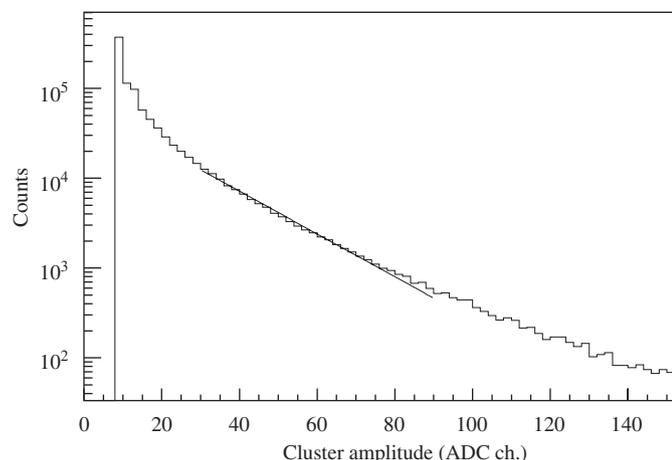


Fig. 6. Pulse height distribution of photons measured with the APV25 chip.

improved to a value of 2.0 ADC channels due to an improved grounding scheme and shielding.

Fig. 6 shows the pulse height distribution of photons from RICH-1, as measured with the APV25 chip. Here, a very simple clustering algorithm was used which sums up the signals above threshold from all neighbouring pads. For this figure and the following analysis, cluster amplitudes greater than or equal to eight ADC channels were selected offline. This conservative cut was necessary in order to remove clusters from hits surviving the nominal 3σ cut applied online for each channel in the FPGA. Due to rounding of each individual threshold value to the closest smaller integer number when downloading it to the FPGA, the effective threshold applied was between 2.5σ and 3σ only, depending on the actual noise figure of each individual channel. This feature was unavoidable during the tests due to the fact that 10-bit ADC modules with large dynamic range designed for GEM and Silicon detectors were used. For these latter detectors large signals from ionising particles lead to negligible threshold rounding errors. In the case of the approximately exponentially decreasing spectrum for single electrons from photons, however, the effect had to be taken into account. The final ADCs for the APV25 RICH-1 readout have 12-bit resolution, so that a finer tuning of thresholds is possible. An exponential function was then fitted to determine the mean amplitude of the spectrum. A value of 18.2 ADC channels was found, corresponding to a SNR of 9. After the reconstruction of a track in the spectrometer, the expected position and radius of a ring in RICH-1 is known assuming that the particle is a pion. Fig. 7 shows the distribution of residuals, i.e. the difference between the radial distance of each cluster from the ring centre, measured by the APV25, and the expected ring radius. Here, the cut on cluster amplitude explained above, and another one requiring that the three consecutive amplitudes are in increasing magnitude in time, as expected for the rising edge of a signal, were applied. The background under the signal was determined by combining clusters

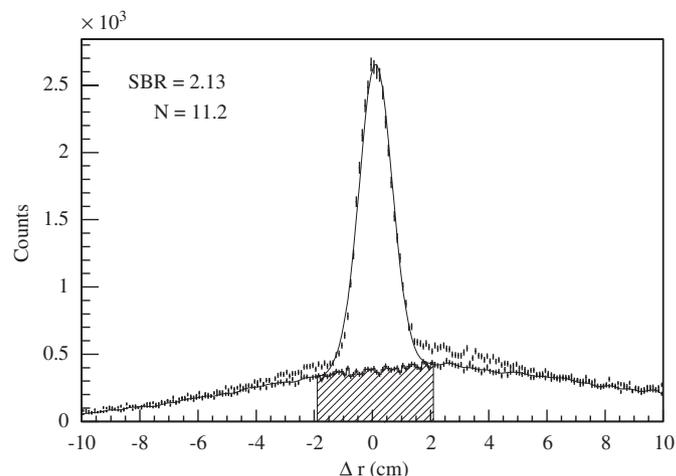


Fig. 7. Distribution of residuals, i.e. the difference between measured cluster radial distance and expected ring radius, assuming that the particle was a pion. Also plotted is the background determined by combining clusters from one event with reconstructed tracks from a different event.

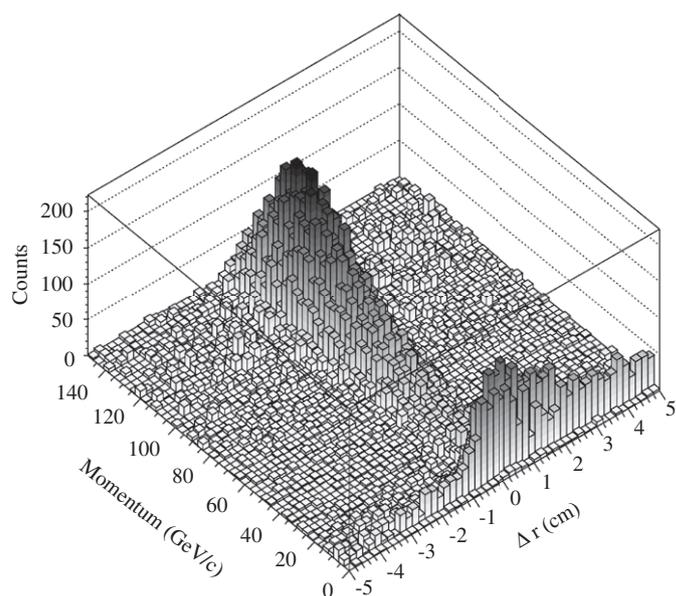


Fig. 8. Distribution of residuals versus particle momentum.

from one event with tracks from a different event. A simple Gaussian was then fitted to the background-subtracted peak. The SBR, calculated from the ratio of the peak area and the background area within the shaded region indicated in Fig. 7, is 2.13, while the number of clusters in the peak is 11.2. This is to be compared with the SBR for the GASSIPLEX of 0.35, and the number of photons per ring of ~ 12 under similar conditions.

The origin of the wings on both sides of the peak in Fig. 7 can be understood by plotting the background-subtracted residual distribution versus the measured momentum of the corresponding particle, as displayed in Fig. 8. The wings are caused by low momentum particles other than pions, for which the expected ring radius is

calculated wrongly. If the masses of these particles were known, the corresponding photons would contribute to the signal; the gain in SBR of the APV25 readout with respect to the GASSIPLEX is therefore even underestimated.

The signal shape in time can be scanned by artificially varying the trigger sent to the APV25, i.e. by varying the latency. Fig. 9 shows the distribution of residuals versus latency. The time window of the APV25 readout deduced from this scan has a FWHM of 250 ns, and a full width of 375 ns, in very good agreement with the assumption of 400 ns for the Monte-Carlo simulations shown in Fig. 1. It is interesting to note that the background under the residual peak is to a large extent correlated in time with the trigger. This becomes even more obvious when two slices in time of the 3-d distribution shown in Fig. 9, one at the peak time and one out of time, are superimposed on each other, as displayed in Fig. 10. The background correlated in time with the trigger is of the same order of magnitude as the random, uncorrelated background, suggesting that a further reduction of the time window will not lead to a dramatically improved SBR.

A more detailed analysis of the signal shape given by the three consecutive samples allows to determine the time of the hit with respect to the time of the trigger [12]. Such an analysis works better for signal amplitudes well above the noise level, as can be seen from Fig. 11, where the time resolution obtained in low intensity beam conditions is plotted for different cluster amplitude ranges. For amplitudes above 40 ADC channels, a time resolution better than 15 ns is achieved. Even for the amplitude range from 10 to 20 ADC channels, a time resolution better than 30 ns is observed. For reference, the fraction of clusters in the respective amplitude bin for a high intensity muon run is also plotted. Owing to the approximately exponential

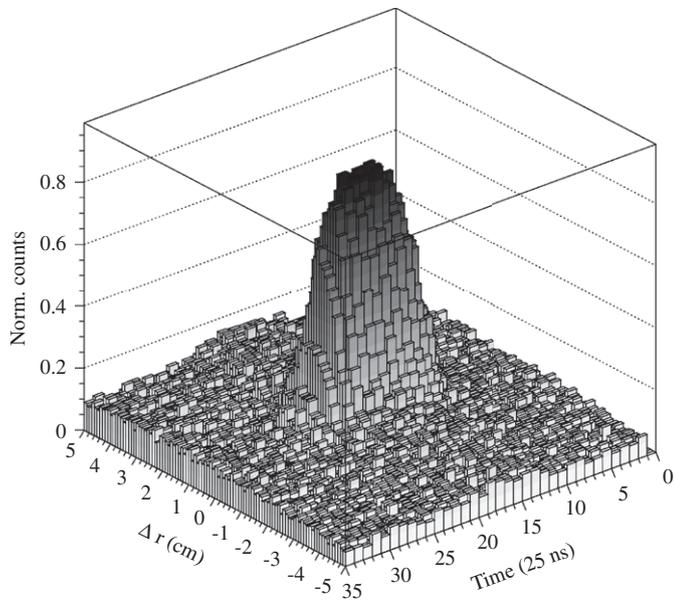


Fig. 9. Distribution of residuals versus latency, i.e. the time difference between passage of particle and sampling time.

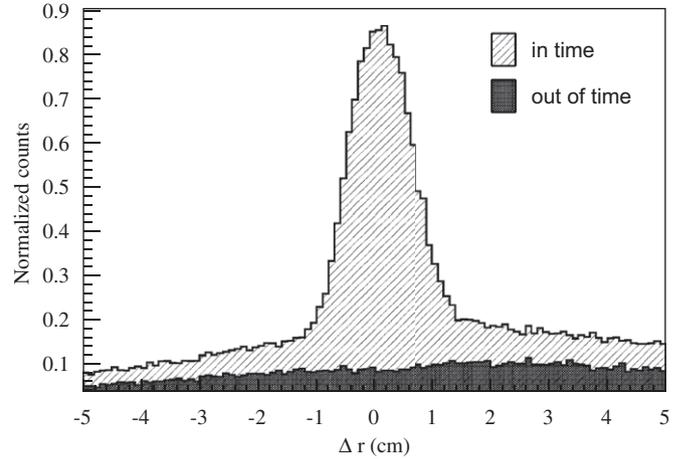


Fig. 10. Comparison of residuals when the signal is sampled in time (light grey) and out of time (dark grey). The distributions correspond to slices 16–20 (light grey) and 36–40 (dark grey) in units of 25 ns of Fig. 9.

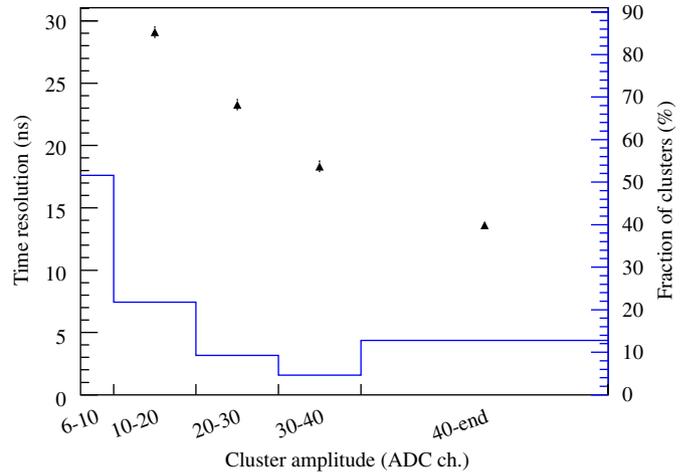


Fig. 11. Time resolution (triangular points) for the APV25 readout achieved by analysing three consecutive amplitudes, for different cluster amplitude ranges. The fraction of clusters in the respective amplitude bin is plotted as a histogram.

shape of the photon spectrum, the largest fraction of clusters obviously is in the smallest amplitude bin.

5.3. Effect of bias reference current

In order to assess the consequences of the wrong bias reference current, mentioned in Section 5.2, on the performance of the new readout system, a laboratory test with both the correct and the reduced bias setting, as used in the beam test, was performed using both an artificially generated delta pulse injected into the APV25 and real MWPC signals from cosmic muons. Fig. 12 shows the response to a delta pulse of known charge injected into a single channel for the correct bias reference current and for the reduced reference current as used in the beam test, both for the standard slow register settings of ISHA = 3, VFS = 120, VFP = 40. Fig. 13(a) shows the pulse height

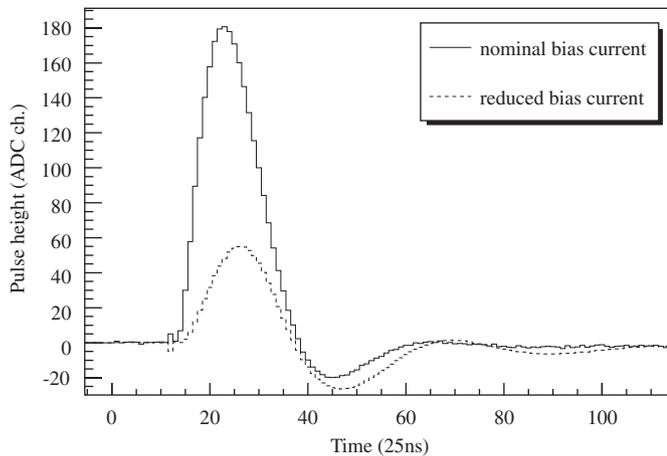


Fig. 12. APV25 response to a delta pulse of fixed charge injected into a single channel for different bias reference currents.

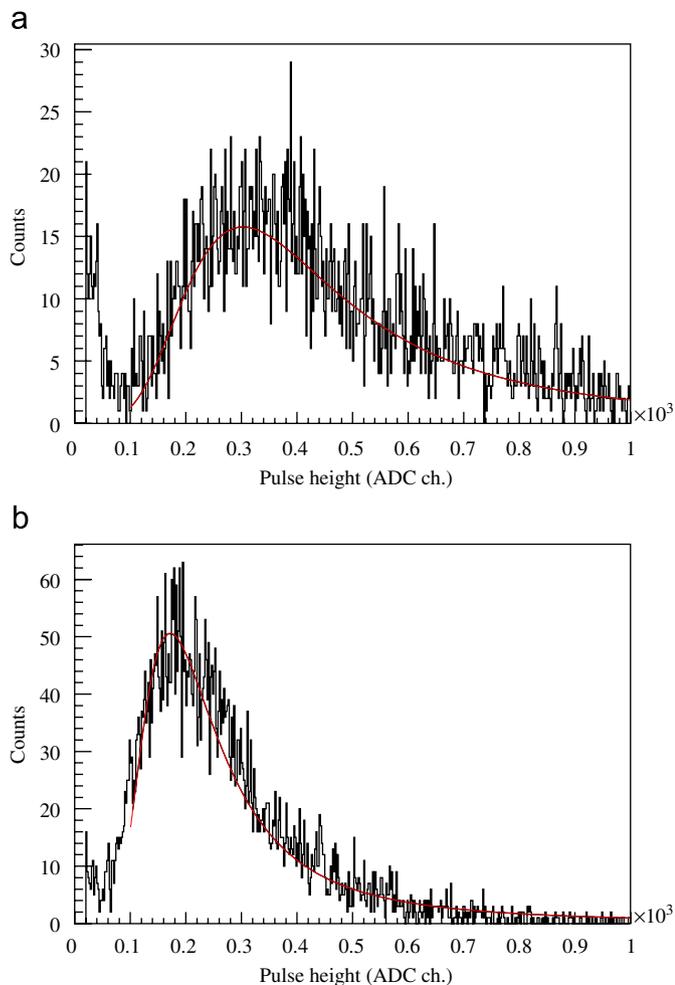


Fig. 13. Pulse height distribution for cosmic muons: (a) with nominal bias reference current, (b) with reduced bias reference current. A Landau function is fitted to both distributions.

spectrum from cosmic muons obtained with the correct reference current, while Fig. 13(b) presents the spectrum with reduced current.

The obvious difference in pulse height for the same input charge shows that the sensitivity at reduced bias current is about three times smaller than the one at the nominal value. The noise level, on the other hand, is the same in terms of ADC channels for both settings, i.e. 2.0 ADC channels. As a consequence, the SNR during the beam test was reduced to about one third of the value expected for nominal settings. We therefore expect a further improvement of the performance of the new readout system in its final configuration as compared to the beam test reported in Section 5.2

6. Status and plans for the upgrade

A major upgrade of the COMPASS RICH-1 detector system has started in 2005 and was finished in time for the 2006 beam time. In the very centre of the detector the CsI MWPCs are replaced by multi-anode photomultiplier tubes (MAPMT). The remaining 75% of the active area continue to be equipped with CsI MWPCs, read out by APV25 chips. Even in this region further away from the beam it is expected that the improved time resolution of the APV25 chip considerably increases the SBR with respect to the GASSIPLEX readout, taking into account the fact that COMPASS is running with a new solenoid magnet with larger acceptance for the muon program from 2006 on, and at higher beam intensities.

In the final configuration, one front-end card houses four APV25 chips as for the prototypes. Each APV25 chip is mounted on a separate, smaller printed circuit board which can easily be handled during bonding, or exchanged in case of failure. The bandwidth of the Hotlink fibre connection between the ADC and the VME merger module is sufficient to allow four front-end cards to be read out by one ADC module, instead of three as for the prototypes. Further improvements concern debugging features, a 40 MHz readout of the APV25, and, as already mentioned, a 12-bit ADC resolution.

7. Conclusions

A new analogue readout system for the COMPASS RICH-1 detector based on the APV25-S1 chip was proposed and realised in 2004. More than 5000 channels of the new system were successfully operated at nominal COMPASS muon beam intensity in the central region of the detector. As expected, the effective time gate was reduced from about 3 μ s for the GASSIPLEX chip to less than 400 ns with the APV25 chip. This corresponds to an improvement of the SBR by a factor of 5–6 as compared to the old readout system. In addition, the new system does not require a 5 μ s dead time per trigger, as the original GASSIPLEX readout. In 2005, the production of 62208 channels of this new readout system has been launched as part of a major upgrade of the COMPASS RICH-1 detector. The installation of the new system was completed in time for the 2006 run of COMPASS.

Acknowledgements

We are indebted to the members of the Trieste RICH group, especially to F. Tessarotto, for discussions and help in installing and operating the MWPCs during our tests.

References

- [1] COMPASS Collaboration, P. Abbon, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 577 (2007) 455.
- [2] COMPASS Collaboration, E.S. Ageev, et al., Phys. Lett. B 612 (2005) 154.
- [3] COMPASS Collaboration, V.Y. Alexakhin, et al., Phys. Lett. B 647 (2007).
- [4] COMPASS Collaboration, E.S. Ageev, et al., Phys. Lett. B 647 (2007) 330.
- [5] COMPASS Collaboration, V.Y. Alexakhin, et al., Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 202002.
- [6] COMPASS Collaboration, E.S. Ageev, et al., Nucl. Phys. B 765 (2007) 31.
- [7] COMPASS Collaboration, E.S. Ageev, et al., Phys. Lett. B 633 (2006) 25.
- [8] E. Albrecht, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 518 (2004) 586.
- [9] M.J. French, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 466 (2001) 359.
- [10] B. Ketzer, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 535 (2004) 314.
- [11] H. Angerer, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 512 (2003) 229.
- [12] B. Ketzer, et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 125C (2003) 368.