

# THÈSE D'HABILITATION

Université de Basse Normandie - Caen

Discipline : Physique Nucléaire

présentée par

**David LHUILLIER**

## **Violation de parité en diffusion d'électrons**

Soutenue publiquement le 14 septembre 2007

JURY :	M. Bernard TAMAIN	Directeur de Recherche
	M. Serge KOX	Rapporteur
	M. Jacques MARTINO	Rapporteur
	M. Marie-Anne BOUCHIAT	Examineur
	M. Krishna S. KUMAR	Examineur
	M. Oscar NAVILIAT-CUNCIC	Examineur



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Formalisme de la violation de parité</b>	<b>3</b>
I.1 La symétrie parité . . . . .	3
I.2 Bref historique . . . . .	5
I.3 La théorie électrofaible de Glashow-Weinberg-Salam . . . . .	7
<b>II Courants faibles neutres à basse énergie</b>	<b>11</b>
II.1 Asymétries de violation de parité . . . . .	12
II.2 Structure du nucléon . . . . .	14
II.2.1 Les facteurs de forme électromagnétiques . . . . .	14
II.2.2 Les facteurs de forme faibles . . . . .	16
II.2.3 L'étrangeté dans le nucléon . . . . .	17
II.2.4 Les facteurs de forme axiaux . . . . .	19
II.2.5 Stratégie des mesures d'asymétries de violation de parité . . .	20
II.3 Tests du modèle standard à basse énergie . . . . .	21
II.3.1 Mesures de $\sin^2 \theta_W$ . . . . .	22
<b>III Expériences HAPPEX à JLAB</b>	<b>25</b>
III.1 Mesures de 2 <sup>e</sup> génération . . . . .	26
III.2 Dispositif expérimental . . . . .	27
III.3 Faisceaux polarisés . . . . .	29

III.4	Détection . . . . .	34
III.4.1	Détection intégrée . . . . .	34
III.4.2	Cahier des charges et réalisation des détecteurs . . . . .	35
III.4.3	Photomultiplicateurs et Linéarité . . . . .	38
III.5	Bruit de fond . . . . .	39
III.6	Normalisation . . . . .	41
III.6.1	Cinématique moyenne . . . . .	41
III.6.2	Corrections radiatives . . . . .	43
III.7	Résultats - Perspectives . . . . .	44
III.7.1	Données mondiales, discussion . . . . .	45
III.7.2	Perspectives . . . . .	48
<b>IV</b>	<b>Polarimétrie Compton</b>	<b>51</b>
IV.1	Diffusion Compton polarisée . . . . .	53
IV.2	Le polarimètre du hall A de JLab . . . . .	55
IV.3	Méthode photon . . . . .	58
IV.4	Méthode électron . . . . .	60
IV.4.1	Calibration . . . . .	61
IV.4.2	Le "0-crossing" . . . . .	64
IV.5	Polarisation du laser . . . . .	67
IV.6	Résultats et perspectives . . . . .	69
<b>V</b>	<b>Expérience E158 au SLAC</b>	<b>75</b>
V.1	Cinématique . . . . .	76
V.2	Dispositif expérimental . . . . .	77
V.3	Bruit de fond de pions . . . . .	80
V.4	Résultats - Discussion . . . . .	80

<b>Conclusion</b>	<b>85</b>
<b>A Constraining the Nucleon Strangeness Radius in Parity Violating Electron Scattering</b>	<b>87</b>
<b>B Linearity test of HAPPEX PMTs</b>	<b>89</b>
B.1 Formalism . . . . .	89
B.2 Experimental setup . . . . .	90
B.3 Results . . . . .	90
<b>C Electroweak Radiative Corrections of Parity Violating Asymmetries</b>	<b>103</b>
C.1 Introduction - Short cut . . . . .	103
C.2 Notations . . . . .	104
C.3 Tree level Parity Violating Asymmetry . . . . .	105
C.3.1 Proton target . . . . .	105
C.3.2 ${}^4He$ target . . . . .	106
C.4 Electromagnetic Corrections . . . . .	106
C.5 Neutral current corrections . . . . .	107
C.5.1 The " $C_{1q} - C_{2q}$ approach" . . . . .	107
C.5.2 Proton target . . . . .	108
C.5.3 Agreement with other notations . . . . .	110
C.5.4 ${}^4He$ target . . . . .	112
C.6 Numerical Calculation - HAPPEX Run 2004 . . . . .	112
C.6.1 Proton target . . . . .	112
C.6.2 Helium target . . . . .	114
<b>D Precision Measurements of the Nucleon Strange Form Factors at <math>Q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}^2</math></b>	<b>117</b>
<b>E Accurate measurement of the electron beam polarization in JLab</b>	

Hall A using Compton polarimetry	119
<b>F Conceptual Design Report for Hall A Compton Polarimeter Upgrade</b>	<b>121</b>
F.1 Motivation . . . . .	121
F.2 Conceptual Design . . . . .	124
F.2.1 Fabry-Perot Cavity . . . . .	124
F.2.2 Laser . . . . .	129
F.2.3 Transport Optics . . . . .	131
F.2.4 Cavity Lock . . . . .	134
F.2.5 Electron Detector . . . . .	137
F.2.6 Photon Calorimeter . . . . .	139
F.2.7 Data Acquisition . . . . .	146
F.3 Expected Performances . . . . .	146
F.3.1 Coincidence Analysis . . . . .	146
F.3.2 Integrated and energy weighted photon detection . . . . .	150
F.4 Cost and Schedule . . . . .	153
<b>G Pion Detector Analysis</b>	<b>157</b>
<b>H Precision Measurements of the Weak Mixing Angle in Møller Scattering</b>	<b>179</b>

# Introduction

Le fil rouge de mes activités scientifiques depuis mon embauche au Service de Physique Nucléaire à Saclay en 1997 est la mesure d'asymétries de violation de parité en diffusion d'électrons. Cette thématique de recherche s'est fortement développée ces 15 dernières années grâce aux progrès cruciaux de la technologie des faisceaux d'électrons intenses et fortement polarisés. Aujourd'hui les asymétries de violation de parité donnent ainsi accès à des mesures précises du courant faible neutre dans l'interaction électrons - matière, malgré une région cinématique de "basse" énergie (comparée à la masse des bosons  $Z$ ) largement dominée par les interactions électromagnétiques. Ce document n'a pas vocation d'être une revue exhaustive. J'essaie d'exposer les motivations et les grands principes de chacun de mes projets expérimentaux mais l'accent est mis sur les parties pour lesquelles j'ai eu une importante contribution personnelle. Dans le premier chapitre je retrace brièvement l'aventure scientifique que fut l'élaboration du modèle standard électrofaible depuis la découverte de la violation de la parité (dont nous fêtons le cinquantenaire) jusqu'au courant faible neutre. Une fois posé le formalisme des processus électrofaibles je discute dans le deuxième chapitre les deux approches des expériences de violation de parité. Le courant faible neutre peut tout d'abord être considéré comme parfaitement connu et utilisé comme une nouvelle sonde de la matière hadronique, complémentaire à la sonde électromagnétique utilisée depuis soixante ans. En effet, bien que QCD soit considérée comme une "belle" théorie (symétrie locale de jauge, renormalisable, pas de paramètre libre,...), la construction de la structure du nucléon, et *a fortiori* du noyau, à partir de ses principes fondamentaux reste un problème ouvert majeur de la physique subatomique. L'idée est donc d'apporter un éclairage nouveau sur le nucléon pour mieux le comprendre, comme l'astronomie dans les longueurs d'ondes non visibles a pu faire progresser les modèles cosmologiques. Une deuxième approche consiste à mesurer le courant faible neutre entre deux particules sans inconnue de structure interne afin de tester les prédictions à basse énergie du modèle standard lui-même et révéler une éventuelle physique au-delà du cadre actuel.

Concernant la production de faisceaux intenses et fortement polarisés, le Jefferson

Laboratory (Virginie) possède un accélérateur moderne parmi les plus performants à l'heure actuelle. Dans le chapitre trois je relate mes activités sur les expériences HAPPEX qui se sont déroulées entre 1998 et 2005 dans ce laboratoire et qui avaient pour but l'étude du contenu en quarks étranges du nucléon. J'ai été fortement impliqué dans ce projet depuis l'écriture du proposal jusqu'à l'analyse finale. Une responsabilité importante du groupe de Saclay lors de l'entrée dans la collaboration HAPPEX a été la mise en œuvre d'un polarimètre Compton avec pour but le contrôle de la plus grosse erreur systématique des mesures d'asymétrie. Le développement de méthodes de détection et d'analyses précises de la polarisation du faisceau a dépassé le cadre de la collaboration HAPPEX et fera l'objet d'une publication. L'essentiel des progrès réalisés est décrit chapitre quatre.

Enfin le dernier chapitre est consacré à l'expérience E158, réalisée au SLAC (Californie) sur la période 2000-2003. Le courant faible neutre est mesuré entre deux électrons et la haute précision obtenue permet de contraindre indirectement des scénarios de physique au-delà du modèle standard jusqu'à des énergies de plusieurs  $TeV$ .



# Chapitre I

## Formalisme de la violation de parité

### I.1 La symétrie parité

L'opération parité est une transformation discrète qui consiste à renverser les signes des trois coordonnées d'espace sans modifier le sens du temps

$$\mathcal{P}(\vec{r}) = -\vec{r} \quad (\text{I.1})$$

ou, pour les coordonnées sphériques usuelles

$$r \rightarrow r, \quad \theta \rightarrow \pi - \theta, \quad \phi \rightarrow \phi + \pi \quad (\text{I.2})$$

Cette réflexion par rapport à l'origine  $O$  du système de coordonnées peut aussi être considérée comme le produit d'une symétrie par rapport à un plan passant par  $O$  et d'une rotation de 180 degrés autour de l'axe perpendiculaire à ce plan et passant par  $O$ . En invoquant l'invariance des lois physiques par rotation (conservation du moment cinétique total), la parité équivaut alors à une symétrie par rapport à un plan, d'où ses noms usuels de *symétrie miroir* ou *symétrie gauche-droite*.

Notons les transformations sous la parité des quatre classes de grandeurs physiques suivantes:

- Les vecteurs, qui changent de signe sous la parité. Par exemple la position  $\vec{r}$ , la vitesse  $\vec{v}$ , l'impulsion  $\vec{p}$ , le champ électrique  $\vec{E}$ .
- Les scalaires, invariants sous parité. Par exemple la masse  $m$ , l'énergie  $E$ , tout produit scalaire de vecteurs.

- Les pseudovecteurs, invariants sous parité. Ils sont équivalents au produit vectoriel de deux vecteurs, par exemple les moments angulaires orbital  $\vec{L}$ , de spin  $\vec{S}$  ou total  $\vec{J}$  ( $\equiv \vec{r} \wedge \vec{p}$ ), le champ magnétique  $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$ .
- Les pseudoscalaires, qui changent de signe sous la parité. Ils sont homogènes au produit scalaire d'un vecteur et d'un pseudovecteur. Parmi les pseudoscalaires utiles pour la suite citons  $\vec{J} \cdot \vec{p}$  et  $\vec{S} \cdot \vec{p}$  (l'hélicité).

En mécanique classique le théorème d'Emmy Noether annonce qu'une symétrie continue conduit toujours à une loi de conservation. La conservation de l'énergie-impulsion par exemple découle de la symétrie par translation dans le temps et l'espace. Avec l'introduction de la mécanique quantique, une symétrie discrète telle que la symétrie gauche-droite conduit également à la conservation d'une quantité, la parité du système considéré. L'opérateur quantique parité est unitaire et hermitien

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}^{-1} = \mathcal{P}^\dagger \quad (\text{I.3})$$

avec pour valeurs propres  $+1$  ou  $-1$  ( $\mathcal{P}^2 = 1$ ). La parité d'un système quantique est ainsi dite positive si sa fonction d'onde ne change pas de signe par une symétrie de réflexion et négative si la fonction d'onde change de signe. Pour un état de moment angulaire orbital  $l$ , la parité est définie par les propriétés des harmoniques sphériques sous les transformations (I.2) et est égale à  $(-1)^l$ .

Le concept de parité est généralisé par l'attribution d'une parité intrinsèque aux particules, indépendante de la "parité externe" de la fonction d'onde spatiale. La détermination de cette parité souffre d'un certain arbitraire du fait que l'opérateur (I.3) est toujours défini à une phase près [1]. On choisit par convention des parités intrinsèques positives pour le neutron, le proton et l'électron. Le signe relatif de la plupart des autres parités intrinsèques peut ensuite s'obtenir par l'analyse de réactions, en utilisant le fait que la parité totale est le produit de toutes les parités et que les interactions électromagnétiques et fortes respectent la parité. Des exemples typiques sont la détermination de  $\mathcal{P}_{\pi^-}$  via la réaction de capture sur le deuton ( $\pi^- + d \rightarrow n + n$ ), ou de  $\mathcal{P}_\gamma$  dans les transitions atomiques radiatives  $E1$ . Dans le cadre de la symétrie globale  $SU(3)_{saveur}$  de l'interaction forte, on s'attend à ce que tous les constituants d'un même multiplet possèdent la même parité intrinsèque (octet  $J^\pi = 0^-$  des mésons pseudoscalaires, octet  $J^\pi = 1/2^+$  et décuplet  $J^\pi = 3/2^+$  des baryons). Enfin, la théorie relativiste des fermions (eq. de Dirac) impose que fermions et anti-fermions aient des parités intrinsèques opposées alors que les bosons et anti-bosons ont la même parité.

## I.2 Bref historique

La symétrie parité est présente dans la formulation de la gravitation, dans les équations de Maxwell, mais elle reste confinée au rang de simple conséquence des lois physiques énoncées. Avec l'avènement de la mécanique quantique et l'étude de l'atome au début du 20<sup>e</sup> siècle, la parité prend sa place parmi les nombres quantiques qui décrivent l'état d'un système physique et représentent les symétries de celui-ci [2]. La parité fait ainsi son apparition suite à l'observation par O. Laporte [3] de règles de sélection dans les transitions atomiques, lorsqu'un électron change de niveau d'énergie en émettant ou en absorbant un photon. En 1927 Eugène Wigner montre [4] que la raison profonde est l'invariance des interactions électromagnétiques dans l'atome lors de la réflexion par rapport à l'origine du repère.

Lorsqu'une nouvelle force, l'interaction faible, est mise en évidence dans les désintégrations  $\beta$  des noyaux, la symétrie de parité s'impose naturellement dans sa description théorique. Celle-ci, élaborée par Enrico Fermi en 1933 [5], est le fruit d'une longue série d'expériences pour cerner les propriétés de la radioactivité  $\beta$ . La transformation du neutron en proton, électron et antineutrino est décrite par une interaction de contact entre les courants hadronique et leptonique, dont l'intensité est déterminée par la constante de couplage  $G_F$

$$\mathcal{M}_\beta = G_F (\bar{u}_p \gamma^\mu u_n) (\bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu u_e) \quad (\text{I.4})$$

En incluant l'hypothèse du neutrino proposée par Wolfgang Pauli en 1930, la théorie de Fermi donne une bonne description de la plupart des spectres continus des électrons et permet d'expliquer les durées de vie des noyaux émetteurs. C'est un grand pas en avant dans la compréhension de l'interaction faible et un argument de poids pour l'existence de ce neutrino fantôme, qui ne sera détecté que 25 ans plus tard [6]. Pour un bon accord avec les données, l'intensité de la force faible doit être négligeable devant les forces électromagnétique et nucléaire dans l'atome.

Jusque dans les années 50 la théorie de Fermi fait référence, mais la découverte de nouvelles particules instables se désintégrant par interaction faible, les mésons  $\theta$  et  $\tau$ , va bientôt faire vaciller l'édifice théorique sur ses bases. Une série d'expériences de plus en plus précises montre que ces particules ont mêmes masse et durée de vie mais ne peuvent pourtant pas être identiques puisque leur décroissance produit des états finaux de parités opposées [7]. Au terme d'une analyse percutante Chen Ning Yang et Tsung Dao Lee, soulignent que dans le cas des interactions faibles il n'existe à l'époque aucun test expérimental valable de la symétrie parité. Ils précisent dans leur article de 1956 [8] le type d'expérience qui permettrait de trancher. À chaque fois, la mise en évidence d'une violation de la parité repose sur la mesure d'une quantité

pseudoscalaire non-nulle, construite à partir des vecteurs du problème. En effet, une observable pseudoscalaire change de signe sous la parité, elle ne peut donc qu'être nulle si cette symétrie est respectée. La construction d'une quantité pseudoscalaire nécessite l'existence d'un pseudovecteur dans le système d'où la présence systématique d'une polarisation, soit par l'intermédiaire d'un champ magnétique extérieur soit par une orientation préférentielle du spin d'une particule.

C'est ainsi que, contactée par T.D. Lee, Chien-Shiung Wu et son équipe furent les premiers à réaliser une des mesures proposées et à démontrer, début 1957, la violation de la parité dans la désintégration  $\beta$  du Cobalt 60 [9]. La brisure de la symétrie parité est alors estimée à au moins 70%: l'interaction faible favorise franchement un côté du miroir! Dès l'annonce du résultat Léon Lederman réalise que le cyclotron de l'université de Columbia qu'il utilise pour ses recherches est en mesure de réaliser facilement une des autres expériences proposées par Lee et Yang. En seulement quelques jours il confirme la violation de parité dans la désintégration faible du muon [10]. Très vite le monde scientifique s'embrase et les mesures affluent de toutes parts indiquant une très forte violation de parité dans tous les processus faibles. Lee et Yang reçoivent le prix Nobel dès 1957, année de la publication des résultats de Mme Wu.

La théorie de Fermi est "corrigée" dans la foulée par Murray Gell-Man et Richard Feynman [11] pour décrire une violation totale de la symétrie par les interactions faibles. À partir des mesures disponibles à l'époque ils proposent une structure "vecteur - axial" ( $V - A$ ) pour les courants chargés de la désintégration  $\beta$ . Formellement le changement consiste à multiplier le couplage vectoriel  $\gamma^\mu$  de Fermi par le projecteur  $(1 - \gamma_5)$  sur l'état de chiralité gauche. Ce couplage sélectif aux particules gauches décrit la violation maximale de parité observée

$$\mathcal{M}_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_n] [\bar{u}_{\nu_e} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_e] \quad (\text{I.5})$$

Les auteurs ont une vision très universelle de ce nouveau couplage faible qui contient les ingrédients de la future théorie électrofaible. L'existence d'un boson vecteur très massif est en effet évoquée comme possible médiateur de la force faible. La présence d'un courant neutre est également évoquée mais ignorée faute d'indications expérimentales. Citons enfin pour conclure ce survol historique la très belle expérience de Maurice Goldhaber [12] qui mesure, via la capture électronique sur l' $^{152}\text{Eu}$ , une hélicité gauche du neutrino, confirmant la formulation de Feynman et Gell-Mann.

## I.3 La théorie électrofaible de Glashow-Weinberg-Salam

Avant même la formulation des courants faibles chargés de type  $V - A$  par Feynman et Gell-Man les théoriciens tentent d'appliquer les concepts de symétrie et de théorie de jauge locale à l'interaction faible. Ces concepts apparaissent en effet comme les seuls guides vraiment sûrs vers la compréhension de la physique subatomique qui se montre prolifique en nouvelles particules et nouveaux phénomènes dans les années 50. Ainsi, l'universalité des interactions électromagnétique et faible (une seule constante de couplage permet dans chaque cas de décrire une large classe de processus) incite Schwinger à proposer le premier [31] que les bosons intermédiaires des deux courants faibles chargés ( $J_\mu^\pm$ ) et le photon forment un nouveau triplet *d'isospin*, transposition du triplet de générateurs des transformations d'isospin fort. Cette théorie a cependant des difficultés à s'accorder avec les contraintes des résultats expérimentaux. De plus Gell-Man, Lee et Yang remarquent que les données disponibles à l'époque sur les désintégrations non-leptoniques des particules étranges pointent vers l'existence d'un boson intermédiaire neutre supplémentaire.

Le formalisme actuel de l'interaction électrofaible est initié par Glashow en 1961 [32] puis développé par Weinberg [33] et Salam [34] quelques années plus tard. Un boson neutre supplémentaire  $W^3$  permet de compléter le triplet *d'isospin faible* des courants faibles ( $J_\mu^\pm, J_\mu^3$ ) dont les charges associées génèrent l'algèbre du groupe  $SU(2)_L$ , l'indice  $L$  référant au couplage des particules gauches seulement. Toujours par analogie avec l'interaction forte, on définit l'hypercharge faible  $Y$  reliée à la charge électrique  $Q$  et la 3<sup>e</sup> composante d'isospin faible  $T^3$  par

$$\frac{Y}{2} \equiv Q - T^3 \quad (\text{I.6})$$

L'hypercharge engendre un nouveau groupe de transformations  $U(1)_Y$  associé au courant  $J^Y$ . Les courants  $J_\mu^3$  et  $J^Y$ , aux propriétés bien définies de transformations sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  et respectivement associés aux couplages  $g$  et  $g'$  et aux bosons neutres  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$ , servent de base pour former les courants neutres physiques faible  $J^{NC}$  et électromagnétique  $J^{em}$ . Les champs de bosons physiques s'expriment ainsi par une combinaison de  $W_\mu^3$  et  $B_\mu$ , paramétrisée par l'angle de mélange  $\theta_W$

$$\begin{cases} A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \\ Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \end{cases} \quad (\text{I.7})$$

En réécrivant les courants physiques à l'aide de ces relations on obtient

$$\begin{cases} J_\mu^{em} = J_\mu^3 + \frac{1}{2} J_\mu^Y \\ J_\mu^{NC} = J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W J_\mu^{em} \end{cases} \quad (\text{I.8})$$

Les constantes de couplage sont également contraintes par les relations (I.7)

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (\text{I.9})$$

$g$  et  $g'$  apparaissent donc comparables. La faiblesse de l'interaction faible n'est pas liée à son intensité intrinsèque mais à la très grande masse des bosons vecteurs (mesurée au CERN  $M_W = 80.43 \pm 0.04$ ,  $M_Z = 91.188 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$ ) qui réduit sa portée typique à  $\lambda = \hbar c/M_{W,Z}c^2$  soit quelques  $10^{-18}m$ ... Ces masses très importantes sont contraires aux prédictions de masse nulle pour les bosons médiateurs d'une théorie de jauge. Pour expliquer leur origine, le mécanisme le plus simple est celui d'une brisure spontanée de la symétrie de jauge locale  $SU(2) \times U(1)$ : le mécanisme de Higgs [35]. La signature d'un tel mécanisme, l'existence d'au moins un boson scalaire massif, est un des objectifs majeurs du Fermilab et du LHC au CERN.

Ainsi formulé le courant faible neutre viole seulement partiellement la parité. De plus

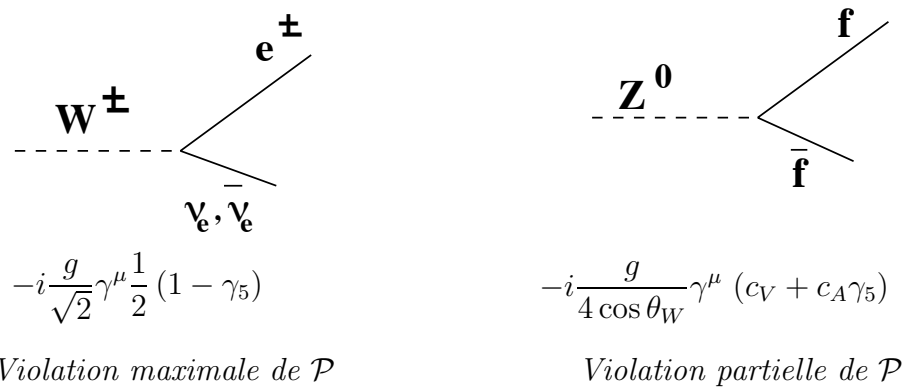


Figure I.1: Vertex des courants faibles chargé (gauche) et neutre (droite) exprimés en fonction des charges faibles  $c_V, c_A$  du tableau I.1.

les deux bosons neutres  $Z$  et photon interfèrent entre eux dans tous les processus où ils peuvent être impliqués. La première mise en évidence du courant faible neutre au CERN par la chambre à bulles Gargamelle [36] après sa prédiction par Glashow, Weinberg et Salam est le premier grand succès de la théorie électrofaible. La valeur des paramètres du modèle standard est aujourd'hui connue avec grande précision grâce aux expériences auprès des grands collisionneurs tels que SLC à Stanford et LEP à Genève [13] permettant d'atteindre une énergie dans le centre de masse égale au pôle du  $Z$ , où l'interaction faible domine. Nous verrons dans le chapitre V que les expériences de violation de parité à basse énergie ont aussi beaucoup contribué à la détermination de  $\sin^2 \theta_W$ , depuis sa première estimation jusqu'à ses mesures les plus précises.

Les règles de Feynman des vertex faibles sont illustrées figure (I.1). Les propagateurs

fermions	$\mathcal{Q}$	$T_L^3$	$c_V$	$c_A$
$\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	0	1/2	1	-1
$e, \mu, \tau$	-1	-1/2	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	1
u, c, t	2/3	1/2	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	-1
d, s, b	-1/3	-1/2	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1

Tableau I.1: Charge électrique  $\mathcal{Q}$ , troisième composante de l'isospin faible  $T_L^3$ , charge vectorielle  $c_V$  et charge axiale  $c_A$  des fermions.

des bosons  $W^\pm, Z$  sont de la forme

$$-i \frac{g^{\mu\nu}}{q^2 - M^2} \quad (\text{I.10})$$

faisant apparaître un pôle quand le carré du quadritransfert  $q^2$  correspond à la masse physique du boson échangé. Cependant les transferts typiques mis en jeu dans les expériences qui nous intéressent ici sont très loin de ces pôles ( $Q^2 \ll M_Z^2$ ). L'interaction de contact entre les courants leptonique et hadronique

$$\mathcal{M} \simeq \frac{G_F}{2\sqrt{2}} j_\mu J^\mu, \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (\text{I.11})$$

sera alors une très bonne approximation de l'élément de matrice du courant faible neutre.

En 1971 t'Hooft et Veltman démontrent [37] que le modèle standard électrofaible est une bonne théorie au sens qu'elle est renormalisable à tous les ordres et permet des prédictions d'une grande précision. Malgré le caractère parfois *ad hoc* du modèle standard électrofaible (nombreux paramètres, violation de parité mise "à la main" sans comprendre son origine,...) l'évolution impressionnante de la précision des mesures et des prédictions n'a pas encore été capable de le mettre en défaut.





# Chapitre II

## Courants faibles neutres à basse énergie

Une conséquence remarquable de la théorie électrofaible du modèle standard est que tout processus électromagnétique interfère avec le courant faible neutre. En toute rigueur donc, les règles de sélection des transitions atomiques, basées sur la symétrie de parité du potentiel coulombien, ne sont pas exactes car les électrons d'un atome sont également soumis au potentiel faible du noyau et les états discrets d'énergie ne sont plus des états propres de la parité. Il en est de même pour les états liés des nucléons dans le noyau. En pratique les effets de violation de parité dans ces systèmes liés sont très faibles car les échanges de  $Z$  concernés correspondent à des transferts de quadri-impulsion très éloignés du pôle ( $Q^2 \ll M_Z^2$ ) qui rendent l'interaction faible négligeable devant les forces électromagnétique ou forte.

Dans la première section de ce chapitre je décris l'observable d'asymétrie de violation de parité qui permet d'extraire la contribution du courant faible neutre dans cette région cinématique *a priori* défavorable. Le cadre expérimental est celui de la diffusion élastique d'électrons sur cible fixe à bas transfert. Les motivations physiques de ces mesures difficiles reposent sur une grande complémentarité par rapport aux autres études du monde subatomique:

- Une première approche consiste à supposer que la multitude des tests effectués valide la théorie électrofaible [13]. Le  $Z$  peut alors devenir une nouvelle sonde de la matière hadronique au même titre que le photon car l'interaction faible se prête parfaitement à un développement perturbatif. Les charges faibles vues par le courant neutre apportent une information complémentaire aux charges électromagnétiques.
- La deuxième approche exploitée consiste à choisir une cible de structure interne

connue. L'extraction précise du courant neutre devient alors un moyen de tester la théorie électrofaible à basse énergie pour mettre en évidence une éventuelle physique non-décrite par le modèle standard.

Ces deux thématiques de recherche sont présentées dans les sections 2 et 3 de ce chapitre et constituent respectivement le cadre théorique des expériences HAPPEX et E158 sur lesquelles j'ai travaillé.

## II.1 Asymétries de violation de parité

La problématique est donc d'extraire la contribution du courant neutre dans une région cinématique de bas transfert ( $Q^2 \ll M_Z^2$ ) où l'échange de photons (amplitude  $\mathcal{M}_\gamma$ ) domine largement celui de  $Z$  (amplitude  $\mathcal{M}_Z$ ). La somme cohérente des deux amplitudes dans la diffusion élastique d'électrons conduit à l'expression générale suivante de la section efficace

$$\begin{aligned}\sigma_{elas} &= |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 \\ &= |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\Re(\mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}_Z^*) + |\mathcal{M}_Z|^2\end{aligned}\quad (\text{II.1})$$

En négligeant pour l'instant les effets de structure interne de la cible, une première estimation de l'intensité de chaque terme est donnée par les constantes de couplage et les propagateurs des bosons intermédiaires. D'après (I.11) l'interaction faible se réduit à une interaction de contact. On obtient donc les contributions relatives suivantes

$$\underbrace{|\mathcal{M}_\gamma|^2}_{\left(\frac{\alpha}{Q^2}\right)^2} : \underbrace{2\Re(\mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}_Z^*)}_{\frac{\alpha}{Q^2}G_F} : \underbrace{|\mathcal{M}_Z|^2}_{G_F^2} \equiv 1 : 10^{-4} : 10^{-8} \quad (\text{II.2})$$

avec  $\alpha \simeq 1/137$  la constante de structure fine,  $G_F \simeq 1.17 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  la constante de Fermi et  $Q^2 = 0.1 (\text{GeV}/c)^2$ , valeur typique de transfert pour les expériences qui nous intéressent ici. La contribution au premier ordre du  $Z$  est 4 ordres de grandeur inférieure à celle du photon. Etant donné les erreurs de normalisation qui impliquent une incertitude sur les sections efficaces au mieux de l'ordre du pourcent, l'extraction de la contribution faible par une mesure absolue est donc illusoire. La solution du problème est donnée par la violation de parité, propriété exclusive de la force faible. En construisant deux processus de diffusion images l'un de l'autre par parité, la différence de leur taux de comptage isole le couplage faible de la dominante contribution électromagnétique.

La technique employée est similaire à celle des expériences suggérées dès 1956 par

Lee et Yang [8]. Un vecteur de polarisation est introduit dans le processus. Dans la pratique, polariser le faisceau d'électrons est plus performant que de polariser la cible. La figure (II.1) illustre le fait que le renversement de la polarisation longitudinale, *toutes autres quantités identiques par ailleurs*, est équivalent à l'opération parité. Notons  $N_{R(L)}$  le taux de comptage pour une polarisation parallèle (anti-parallèle) à

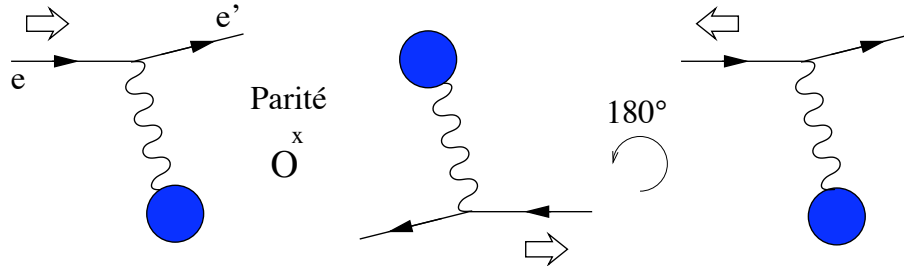


Figure II.1: La réflexion par rapport à un point (opération parité) d'une diffusion d'un électron polarié renverse les positions et les vitesses mais pas le spin (section I.1). Une rotation de 180 degrés dans le plan de réaction montre alors que le processus image par parité équivaut à un simple renversement du spin.

l'impulsion du faisceau et formons l'asymétrie de violation de parité

$$A^{PV} = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L} \quad (\text{II.3})$$

Cette quantité est un pseudoscalaire puisque l'opération parité équivaut à l'échange  $R \leftrightarrow L$ . Au numérateur, la différence entre les deux états symétriques par parité supprime le terme purement électromagnétique  $|\mathcal{M}_\gamma|^2$  de l'Eq.(II.1). Le premier terme qui contribue est l'interférence  $\gamma - Z$ . Le dénominateur, somme des deux états de polarisation, reste dominé par l'amplitude électromagnétique. D'après Eq.(II.2) une très bonne approximation de l'asymétrie est alors

$$A^{PV} \simeq \frac{\Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)_R - \Re(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)_L}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (\text{II.4})$$

où  $|\mathcal{M}_\gamma|^2$  désigne l'amplitude de diffusion non-polarisée

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 = \frac{1}{2} (|\mathcal{M}_\gamma|_L^2 + |\mathcal{M}_\gamma|_R^2) \quad (\text{II.5})$$

Toute valeur non-nulle de  $A^{PV}$  signe une violation de parité. Nous avons donc construit une observable proportionnelle au signal faible recherché. Malgré la petitesse de  $A^{PV}$ , typiquement quelques *ppm*<sup>1</sup>, la suppression de la plupart des erreurs de normalisation inhérente au rapport des taux de comptage et le développement des techniques de faisceaux polarisés permettent une mesure précise de celle-ci. Notons que l'observable  $A^{PV}$  fut suggérée pour la première fois par Zel'Dovich [14] en 1958, bien avant la formulation et la découverte des courants faibles neutres.

<sup>1</sup>On note  $1 \text{ ppm} = 10^{-6}$  et  $1 \text{ ppb} = 10^{-9}$

## II.2 Structure du nucléon

Nous nous intéressons dans cette section aux mesures du courant neutre en diffusion élastique d'électrons sur le nucléon. Après un bref rappel sur les facteurs de forme qui paramétrisent cette diffusion dans le cas de l'interaction électromagnétique, nous définissons les facteurs de forme faibles du nucléon et montrons comment ces nouvelles observables nous permettent d'accéder au contenu en quarks étranges du nucléon.

### II.2.1 Les facteurs de forme électromagnétiques

À basse énergie la théorie quantique de l'interaction forte ne se prête plus à un développement perturbatif en série de la constante de couplage  $\alpha_s$ . Pour décrire la structure interne complexe du nucléon le vertex hadronique de la diffusion élastique (figure II.2) est donc formulé sous la forme la plus générale possible, contenant tous les termes qui peuvent former un vecteur de Lorentz. En prenant en compte la symétrie

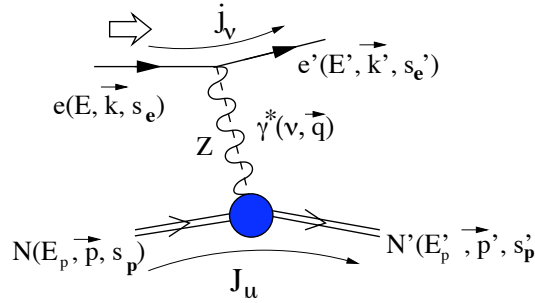


Figure II.2: Notations de la diffusion élastique électron-nucléon. L'échange d'un  $\gamma$  et d'un  $Z$  illustre l'interférence entre les deux processus.

parité, l'hermiticité du courant électromagnétique et les identités de Gordon déduites de l'équation de Dirac, il ne reste que deux termes indépendants. Toute la réponse du nucléon est alors factorisée dans des fonctions  $F_1^\gamma$  et  $F_2^\gamma$  en facteurs de chaque terme. Ces fonctions sont appelées les facteurs de formes de Dirac et Pauli respectivement et ne dépendent que de la seule variable réelle disponible au vertex élastique,  $Q^2 = -q^2 = \vec{q}^2 - \nu^2$ . On obtient ainsi les expressions suivantes des courants leptoniques et hadroniques <sup>2</sup>

$$\begin{aligned} j_\nu &= (ie) \bar{u}(k', s'_e) \gamma_\nu u(k, s_e) \\ J_\mu &= \bar{u}(p', s'_p) (-ie) \left[ F_1^\gamma(Q^2) \gamma_\mu + \frac{1}{2M_N} F_2^\gamma(Q^2) i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] u(p, s_p) \quad (\text{II.6}) \end{aligned}$$

<sup>2</sup>Par la suite, la dépendance en  $Q^2$  des facteurs de forme sera implicite afin de simplifier l'écriture.

avec  $(-e)$  la charge de l'électron,  $M_N$  la masse du nucléon et  $\sigma_{\mu\nu} = i/2[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ . L'amplitude de diffusion élastique est simplement la contraction de ces courants avec le propagateur du photon

$$\mathcal{M}_{elas}^\gamma = j_\nu \left( \frac{g^{\nu\mu}}{Q^2} \right) J_\mu \quad (\text{II.7})$$

En pratique on utilise généralement les facteurs de forme de Sachs [15], combinaisons linéaires des précédents

$$\begin{cases} G_E^\gamma = F_1^\gamma - \tau F_2^\gamma \\ G_M^\gamma = F_1^\gamma + F_2^\gamma \end{cases} \quad (\text{II.8})$$

avec  $\tau = Q^2/4M_N^2$ . Dans la limite de faible recul de la cible ( $Q^2 \ll M_N^2$ ), les facteurs de forme électrique ( $G_E^\gamma$ ) et magnétique ( $G_M^\gamma$ ) sont les transformées de Fourier des densités de charge et de magnétisation du nucléon. Mesurer les facteurs de forme à des transferts de plus en plus grands revient donc à sonder la structure interne à des échelles spatiales de plus en plus petites. Les valeurs à  $Q^2 = 0$  pour le proton et le neutron correspondent aux quantités statiques de charge et de moment magnétique

$$\begin{aligned} G_E^{\gamma,p}(0) &= 1 \quad , \quad G_M^{\gamma,p}(0) = \mu_p = 2.79 \\ G_E^{\gamma,n}(0) &= 0 \quad , \quad G_M^{\gamma,n}(0) = \mu_n = -1.91 \end{aligned}$$

Le terme suivant dans le développement en puissance de l'impulsion transférée donne accès au rayon quadratique moyen qui traduit l'étendue spatiale des distributions de charges ou d'aimantation

$$\langle r_{E,M}^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) d\vec{r} = -6 (\hbar c)^2 \left. \frac{dG_{E,M}^\gamma}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \quad (\text{II.9})$$

Les valeurs mesurées sont très similaires pour le proton et le neutron excepté le rayon de charge du neutron qui est beaucoup plus petit puisqu'il traduit l'oscillation des charges positives et négatives dans le volume du neutron contraintes par une charge totale nulle (tableau II.1).

A partir des courants des Eq.(II.6), on obtient la formule de Rosenbluth [16] de la

	$\langle r_E^2 \rangle$	$\langle r_M^2 \rangle$
proton	$(0.895 \pm 0.018)^2$	$(0.855 \pm 0.035)^2$
neutron	$-0.0119 \pm 0.003$	$(0.87 \pm 0.01)^2$

Tableau II.1: Rayons quadratiques moyens du proton et du neutron en  $fm^2$ .

section efficace élastique

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{eN \rightarrow eN}} = \frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} \frac{1}{\varepsilon(1+\tau)} \left[ \varepsilon G_E^{\gamma 2} + \tau G_M^{\gamma 2} \right] \quad (\text{II.10})$$

avec

$$\frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4E^2 \sin^4 \theta/2}, \quad \varepsilon = \left[ 1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1} \quad (\text{II.11})$$

Physiquement  $\varepsilon$  correspond au degré de polarisation longitudinale du photon échangé. Toute la dépendance dans la structure de la cible se retrouve en facteur de la section efficace de Mott de diffusion sur une cible ponctuelle. La dépendance angulaire différente des termes électrique et magnétique est utilisée dans la méthode dite de Rosenbluth pour séparer les deux contributions. Cette méthode repose sur une série de mesures qui varient  $\theta$  et  $E$  en gardant  $Q^2$  constant. Une paramétrisation approchée couramment utilisée est celle du dipôle

$$G_E^{\gamma,p} = \frac{1}{(1 + \lambda_D \tau)^2} \equiv G_D, \quad G_M^{\gamma,p(n)} = \mu_{p,(n)} G_D \quad (\text{II.12})$$

avec  $\lambda_D = 4.97$ . Du fait de la charge nulle du neutron une autre expression est utilisée pour son facteur de forme électrique, la paramétrisation de Galster

$$G_E^{\gamma,n} = -\frac{\mu_n \tau}{(1 + \lambda_n \tau)^2} G_D \quad (\text{II.13})$$

avec  $\lambda_n \sim 5.6$ . Cependant les facteurs de forme magnétiques et  $G_E^{\gamma,p}$  dévient fortement du dipôle à grand  $Q^2$  [17]. Plusieurs compilations de toutes les mesures existantes proposent donc des ajustements globaux sur les données [18, 19].

## II.2.2 Les facteurs de forme faibles

De manière analogue aux équations (II.6) le courant leptonique est fixé par les règles de Feynman du modèle standard et l'inconnue de la structure interne dans le courant neutre hadronique est paramétrisée par de nouveaux facteurs de forme, les facteurs de forme faibles

$$\begin{aligned} j_\mu &= \bar{u}(k', s'_e) \left[ (-1 + 4 \sin^2 \theta_W) \gamma^\mu + \gamma^\mu \gamma_5 \right] u(k, s_e) \\ J_\mu^{(Z,N)} &= \bar{u}(p', s'_p) \left[ \gamma^\mu F_1^{Z,p} + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_p} F_2^{Z,p} + \gamma^\mu \gamma_5 G_A^e + \frac{q^\mu}{M_p} \gamma_5 G_P \right] u(p, s_p) \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

La composante axiale de l'échange de  $Z$ , matérialisée par la présence de la matrice  $\gamma_5$ , double le nombre de termes dans chaque courant. Du fait de la compensation accidentelle  $\sin^2 \theta_W \simeq 1/4$ , le couplage du  $Z$  à l'électron est essentiellement axial. Dans le courant hadronique se retrouvent les facteurs de forme de "Pauli-Dirac faibles" associés au couplage vectoriel du  $Z$  au proton, similaire à celui du photon. Par les mêmes combinaisons linéaires que (II.8), on définit les facteurs de formes faibles électrique

et magnétique  $G_E^Z$  et  $G_M^Z$  qui décrivent les distributions de charges faibles et de magnétisation faible dans le nucléon. Le couplage axial au nucléon fait apparaître deux quantités supplémentaires, les facteurs de forme axial  $G_A^e$  et pseudo-scalaire  $G_P$ . À bas transfert une très bonne approximation de l'amplitude faible est donnée par l'interaction de contact (I.11) entre les deux courants. Dans l'asymétrie seuls les termes croisés de type couplage vectoriel au lepton et axial au hadron ou inversement vont contribuer.

### II.2.3 L'étrangeté dans le nucléon

Nous avons vu que les facteurs de forme vectoriels  $G_{E,M}^\gamma$  et  $G_{E,M}^Z$  décrivent la réponse de la structure interne du nucléon aux excitations électromagnétique du photon et faible du  $Z$ . Ces facteurs de forme se décomposent donc naturellement sur la somme des constituants possédant une charge électrique ou faible, c'est-à-dire les quarks de l'état de valence et les fluctuations en paires quark-antiquark de la mer

$$G_{E,M}^{\gamma(Z)} = \sum_{q=u,d,s} Q_q^{\gamma(Z)} G_{E,M}^q \quad (\text{II.15})$$

avec  $Q_q^{\gamma(Z)}$  la charge vectorielle électrique (faible) des quarks de saveurs  $q$  et  $G_{E,M}^q$  la contribution de la saveur  $q$  au facteur de forme considéré. On désigne parfois par abus de langage cette dernière quantité "facteur de forme de quark", bien qu'elle ne réfère aucunement à une éventuelle structure interne des quarks. L'indice de sommation court sur les saveurs  $u, d, s$  seulement car les autres saveurs, beaucoup moins probables du fait de leur masse élevée, sont supposées d'une contribution négligeable à la structure du nucléon. En principe il faudrait aussi inclure explicitement les facteurs de forme d'antiquark  $G_{E,M}^{\bar{q}}$  mais par conjugaison de charge ceux-ci apparaissent nécessairement avec les charges électrique et faible exactement opposées à celles des quarks. Quelle que soit la sonde utilisée la diffusion élastique ne sera donc sensible qu'à la différence des distributions de quarks et d'antiquarks. On redéfinit donc implicitement

$$G_{E,M}^q \equiv G_{E,M}^q - G_{E,M}^{\bar{q}} \quad (\text{II.16})$$

Enfin en toute rigueur il faudrait aussi inclure d'autres particules chargées qui peuvent être générées par les fluctuations quantiques dans le nucléon telles que les leptons légers ( $e^\pm, \mu^\pm$ ). L'argument pour négliger cette contribution est la domination de l'interaction forte dans le domaine non-perturbatif alors les leptons ne peuvent être générés que par des processus électrofaibles ( $G_F, \alpha_{QED} \ll \alpha_s$ ).

Nous pouvons à présent détailler les relations (II.15) pour les facteurs électromagnétiques

déjà mesurés sur le proton et le neutron ainsi que pour les mesures des facteurs de forme faibles du proton discutées ici

$$\begin{cases} G_{E,M}^{\gamma,p} &= \frac{2}{3}G_{E,M}^{u,p} - \frac{1}{3}G_{E,M}^{d,p} - \frac{1}{3}G_{E,M}^{s,p} \\ G_{E,M}^{\gamma,n} &= \frac{2}{3}G_{E,M}^{u,n} - \frac{1}{3}G_{E,M}^{d,n} - \frac{1}{3}G_{E,M}^{s,n} \\ G_{E,M}^{Z,p} &= \left(1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{u,p} \\ &\quad + \left(-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{d,p} + \left(-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{s,p} \end{cases} \quad (\text{II.17})$$

Ce qui fait apparaître un système de trois équations pour six inconnues. Cependant, la *symétrie de charge* entre le neutron et le proton [20] nous permet d'écrire

$$\begin{cases} G_{E,M}^{u,p} &= G_{E,M}^{d,n} \equiv G_{E,M}^u \\ G_{E,M}^{d,p} &= G_{E,M}^{u,n} \equiv G_{E,M}^d \end{cases} \quad (\text{II.18})$$

et nous supposons de plus  $G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n} \equiv G_{E,M}^s$ . Le système (II.17) se ramène alors à trois équations pour trois inconnues et s'inverse simplement

$$\begin{cases} G_{E,M}^u &= (3 - 4\sin^2\theta_W)G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{Z,p}, \\ G_{E,M}^d &= (2 - 4\sin^2\theta_W)G_{E,M}^{\gamma,p} + G_{E,M}^{\gamma,n} - G_{E,M}^{Z,p}, \\ G_{E,M}^s &= (1 - 4\sin^2\theta_W)G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{\gamma,n} - G_{E,M}^{Z,p}, \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

On voit ici l'intérêt de la mesure des facteurs de forme faibles qui nous permet de développer la décomposition sur une saveur supplémentaire de quark, l'étrangeté [21]. Cette saveur est la première sur l'échelle des masses de quarks au-delà de  $u$  et  $d$ , elle n'est donc pas présente dans l'état de valence mais peut *a priori* contribuer de manière non-négligeable aux propriétés du nucléon. L'extraction de  $G_{E,M}^s$ , contributions des quarks  $s$  aux distributions de charges et d'aimantation du nucléon, fournit donc une information sélective sur la dynamique des fluctuations  $q\bar{q}$  dans le domaine non-perturbatif de QCD.

D'autres secteurs de l'étrangeté dans le nucléon ont déjà été explorés. En diffusion profondément inélastique, la violation de la règle de somme d'Ellis-Jaffe peut s'expliquer par une polarisation des quarks étranges ( $\Delta s$ ). À cause de l'anomalie axiale [22] l'extraction de  $\Delta s$  dépend de la polarisation des gluons ( $\Delta G$ ). Les premiers résultats de COMPASS au CERN [23, 24] favorisent les faibles valeurs de  $\Delta G$  et

$$\Delta s = -0.08 \pm 0.01_{(stat)} \pm 0.02_{(syst)} \pm 0.04_{(SU(3) \text{ breaking})}$$

La mesure du "sigma-term" en diffusion  $\pi - N$  montre que les quarks étranges contribuent pour 130 MeV à la masse du nucléon [25]. Ces résultats suggèrent un rôle non négligeable de l'étrangeté dans la structure du nucléon mais ne sont pas concluants



du fait d'importantes incertitudes. Les éléments de matrices contraints par ces deux types de mesures sont le vecteur axial  $\langle p' | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | p \rangle$  pour le spin et le scalaire  $\langle p' | \bar{s} s | p \rangle$  pour la masse.

Bien que motivée par les résultats ci-dessus, la mesure de  $G_{E,M}^s$  est indépendante. Elle est reliée au secteur vectoriel  $\langle p' | \bar{s} \gamma_\mu s | p \rangle$  et sensible à la différence entre les distributions des quarks  $s$  et  $\bar{s}$  et non à leur somme. Le cadre théorique bien défini (théorie électrofaible et symétrie de charge) permet d'envisager des mesures de haute précision.

## II.2.4 Les facteurs de forme axiaux

Les facteurs de forme liés au couplage axial au nucléon sont moins "intuitifs" que  $G_{E,M}^\gamma$ . Ils restent cependant des observables tout aussi fondamentales de la diffusion élastique.

Le facteur de forme pseudo-scalaire  $G_P$  est de loin le moins bien connu. Seules des données à bas  $Q^2$  sont disponibles provenant de la capture de muon ou de l'électroproduction de pion [26]. L'asymétrie de violation de parité ne peut pas apporter d'information supplémentaire sur  $G_P$  car sa contribution dans  $A^{PV}$  est nulle au premier ordre en  $G_F$ .

Suivant la cinématique et la cible utilisées (section II.2.5),  $A^{PV}$  peut être sensible au facteur de forme axial. Sa décomposition sur les saveurs de quarks est similaire à (II.15) en remplaçant la charge vectorielle par la charge axiale  $c^A$  du tableau (I.1)

$$G_A^e = \sum_{q=u,d,s} c_q^A G_A^q = \underbrace{-G_A^u + G_A^d}_{-G_A} + \underbrace{G_A^s}_{\Delta s} \quad (\text{II.20})$$

La contribution de chaque saveur de quark  $q = u, d, s$  est alors directement reliée à l'élément de matrice axial  $\langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | N \rangle$  dont la valeur à  $Q^2 = 0$  est la fraction de spin  $\Delta q$  portée par le quark  $q$ , accessibles via les mesures de diffusion profondément inélastique polarisée. La différence des composantes  $u$  et  $d$  correspond au facteur de forme isovecteur  $G_A$  qui est relié à la constante de désintégration  $\beta$  du neutron par  $G_A(0) = 1.2695 \pm 0.0029$  [13]. Sa dépendance en  $Q^2$  est mesurée jusqu'à  $Q^2 \leq 1 \text{ (GeV/c)}^2$  par diffusion de neutrino ou électroproduction de pion [26]

$$G_A \approx \frac{G_A(0)}{(1 + Q^2/M_A^2)^2}, \quad M_A \approx 1.069 \pm 0.016 \text{ GeV} \quad (\text{II.21})$$

En diffusion d'électrons  $G_A^e$  est supprimé par le facteur  $(1 - \sin^2 \theta_W)$  du couplage vectoriel (eq.II.22). Cette suppression ne s'applique pas aux diagrammes d'ordre supérieur ce qui rend cette quantité particulièrement sensible aux corrections électrofaibles qu'il faut corriger ou évaluer expérimentalement.

## II.2.5 Stratégie des mesures d'asymétries de violation de parité

À partir des expressions des courants (II.6) et (II.14), l'asymétrie de violation de parité sur le proton s'écrit, au premier ordre en  $G_F$  [27]

$$\begin{aligned}
 A_{ep}^{PV} &= \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times \left( A_0 + \frac{A_E + A_M + A_A}{\varepsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2} \right) \quad (\text{II.22}) \\
 A_0 &= 1 - 4\sin^2\theta_W \\
 A_E &= -\varepsilon G_E^{\gamma,p} (G_E^{\gamma,n} + G_E^s) \\
 A_M &= -\tau G_M^{\gamma,p} (G_M^{\gamma,n} + G_M^s) \\
 A_A &= -(1 - 4\sin^2\theta_W)\varepsilon' G_M^{\gamma,p} (-G_A + G_A^s)
 \end{aligned}$$

avec  $\varepsilon$  défini par (II.11) et  $\varepsilon' = \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\varepsilon^2)}$ . Le premier facteur fait apparaître le rapport des constantes de couplages faible et électromagnétique comme attendu par la combinaison de l'estimation (II.2) et de la formule (II.4). L'effet de la structure interne est paramétrisé par les facteurs de forme électromagnétiques et faibles, les différents termes ayant été regroupés pour faire apparaître les contributions électrique ( $A_E$ ), magnétique ( $A_M$ ) et axiale ( $A_A$ ). De plus les relations du système d'équations (II.19) ont été mises à profit pour réécrire  $A^{PV}$  en fonction des facteurs de forme électromagnétiques déjà connus et des facteurs de formes étranges recherchés.

Le but du programme expérimental est de recueillir toute l'information disponible en

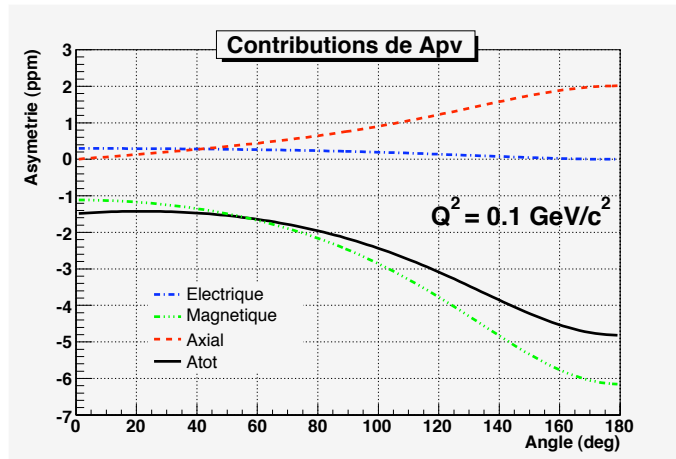


Figure II.3: Évolution de l'asymétrie totale et de ses différentes composantes en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire pour  $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$ .

effectuant des mesures sur une large gamme de  $Q^2$  et pour chaque  $Q^2$  de séparer les contributions  $A_E$ ,  $A_M$  et  $A_A$ . La figure II.3 donne l'évolution de l'asymétrie associée à chacune de ces contributions en fonction de l'angle de diffusion des électrons dans le laboratoire et pour un transfert de  $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$ , comparable à celui des

expériences HAPPEX. Les facteurs de forme étranges sont supposés nuls dans le calcul. L'existence d'une contribution étrange sera donc signée par une déviation entre l'asymétrie totale ainsi prédite et la mesure.

La dépendance en angle fait apparaître une première séparation efficace avec les angles avants sensibles à une combinaison électrique-magnétique et les angles arrières sensibles à une combinaison axiale-magnétique. Les mesures aux angles intermédiaires apportent cependant peu de bras de levier pour extraire les trois contributions indépendantes. Une mesure complémentaire consiste alors à diffuser sur une cible différente. Le cas des noyaux isoscalaires de spin nul tels que  ${}^4\text{He}$  ou  ${}^{12}\text{C}$  est particulièrement intéressant. L'asymétrie de violation de parité sur de telles cibles s'écrit en effet [27]

$$A_{T=S=0}^{PV} = \frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left[ 4 \sin^2 \theta_W + \frac{G_E^s}{2(G_E^{\gamma,p} + G_E^{\gamma,n})} \right] \quad (\text{II.23})$$

qui ne dépend que de la composante électrique étrange. Sachant que  $G_E^s(0) = 0$ ,  $A_{T=S=0}^{PV}$  est dominée à bas  $Q^2$  par le terme en  $\sin^2 \theta_W$ . Cette propriété a été mise à profit dans les années 80 sur d'autres noyaux [28, 29] afin de containdre le modèle standard (section II.3).

Pour séparer les contributions magnétique et axiale aux angles arrières, la cible complémentaire au proton couramment utilisée est le neutron, présent dans le noyau de deutérium. La faible énergie de liaison de ce noyau justifie l'utilisation de l'approximation dite "statique" [30], qui décrit la diffusion sur le deuton comme la somme des diffusions sur un proton et un neutron quasi-libres. L'asymétrie de violation de parité s'exprime alors comme la somme des asymétries sur chaque nucléon pondérée par les sections efficaces élastiques  $\sigma_{ep}$  et  $\sigma_{en}$

$$A_{eD}^{PV} = \frac{\sigma_{ep} A_{ep}^{PV} + \sigma_{en} A_{en}^{PV}}{\sigma_{ep} + \sigma_{en}} \quad (\text{II.24})$$

L'asymétrie sur le neutron s'obtient par un simple échange  $p \leftrightarrow n$  dans l'expression (II.22). Du fait des signes opposés de  $\mu_p$  et  $\mu_n$  la composante magnétique de  $A_{eD}^{PV}$  est fortement réduite par rapport à la combinaison mesurée sur le proton libre, d'où une séparation magnétique-axiale efficace en faisant deux mesures aux angles arrières.

## II.3 Tests du modèle standard à basse énergie

Dans la section précédente, les mesures précises des paramètres de la théorie électrofaible sont utilisées pour définir le courant faible neutre comme une nouvelle sonde de la matière hadronique, complémentaire à la sonde photonique. Cette approche est possible parceque la violation de la parité, bizarrerie de la nature qui bouleversa la physique

des années 50, est devenue un phénomène parfaitement décrit avec une précision quasi illimitée... ou du moins avec une erreur négligeable devant les inconnues de la structure des hadrons.

Considérons à présent un processus de courant faible neutre ne faisant intervenir que des particules ponctuelles. Dans ce cas la prédiction théorique de son amplitude peut effectivement devenir très grande, au prix cependant du calcul des corrections électrofaibles provenant des diagrammes d'ordre supérieur. Dès l'ordre suivant du développement en puissances des constantes de couplage, les corrections à une boucle (Fig.II.5) font intervenir une sommation sur tous les états intermédiaires possibles.

La thématique que nous abordons dans cette section est celle de la recherche d'une nouvelle physique, non détectée jusqu'à présent, qui pourrait se manifester via sa contribution dans les boucles de corrections électrofaibles. Il s'agit donc de mettre en évidence de manière indirecte, par des mesures de haute précision du courant faible neutre, l'existence de nouvelles particules ou interactions. Si elles existent, leurs contributions seront bien-sûr incluses dans les données mais absentes des prédictions de la théorie électrofaible. L'amplitude et le signe de cette déviation seront des indices précieux pour cerner la nature du nouveau phénomène. Un exemple célèbre de cette approche indirecte est la "découverte" en 1970 du quark charmé par Glashow, Iliopoulos et Miani [38] à partir des limites expérimentales précises posées sur les décroissances semi-leptoniques des kaons du type  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm l\bar{l}$ . La suppression de ces processus s'expliquait en effet "simplement" (selon les termes des auteurs) en rangeant le quark  $s$  dans un nouveau doublet d'isospin faible complété par le nouveau quark  $c$ , sans que ce dernier n'intervienne directement dans le mécanisme de réaction. Sa mise en évidence directe n'aura lieu que 4 ans plus tard par les équipes de Richter au SLAC et Ting à Brookhaven [39]. On peut citer de même les fortes contraintes imposées sur la masse du quark top par les corrections radiatives bien avant sa détection directe au Fermilab.

### II.3.1 Mesures de $\sin^2 \theta_W$

Comme nous l'avons vu section II.1, l'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons permet une mesure précise du courant faible neutre dans un domaine cinématique de basse énergie très éloigné du pôle du  $Z$ . En l'absence de structure interne de la cible on voit d'après l'équation (II.22) que l'asymétrie va dépendre uniquement de deux paramètres du modèle standard,  $G_F$  et  $\sin^2 \theta_W$ , la dépendance dans la constante de couplage  $g$  et dans la masse des bosons intermédiaires étant cachée dans le couplage effectif à basse énergie  $G_F$ . Nous montrons ici que par la mesure précise de la violation de parité dans la diffusion Møller  $e^- - e^-$  (Fig.II.4), l'expérience E158

réalisée au SLAC est particulièrement sensible à l'évolution de  $\sin^2 \theta_W$  sous l'effet des corrections électrofaibles.

Comme pour la diffusion sur le nucléon, l'asymétrie de violation de parité (II.3) est

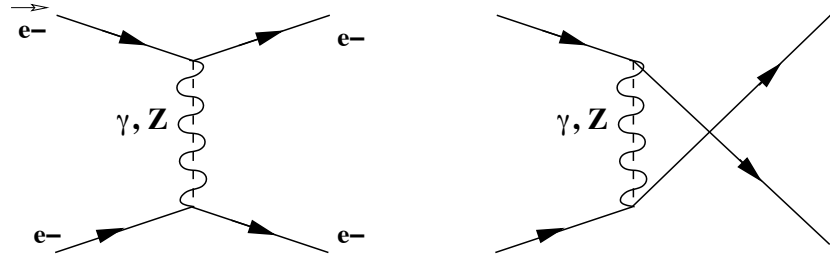


Figure II.4: Diagrammes direct et croisé de la diffusion Møller.

proportionnelle à l'interférence  $Z - \gamma$ . Du fait de la nature ponctuelle des électrons de la diffusion Møller, son expression au premier ordre s'exprime simplement en fonction de  $G_F$ ,  $\sin^2 \theta_W$  et de termes cinématiques

$$A_{ee}^{PV} = \underbrace{\frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} mE}_{A_{ee}^0} \frac{16 \sin^2 \theta_{cm}}{(3 + \cos^2 \theta_{cm})^2} \times (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \quad (\text{II.25})$$

où  $m$  est la masse de l'électron,  $E$  l'énergie du faisceau et  $\theta_{cm}$  l'angle de diffusion dans le centre de masse. La valeur  $\sin^2 \theta_W \equiv \sin^2 \theta_W(M_Z)_{\overline{MS}} = 0.23122(15)$  est extraite

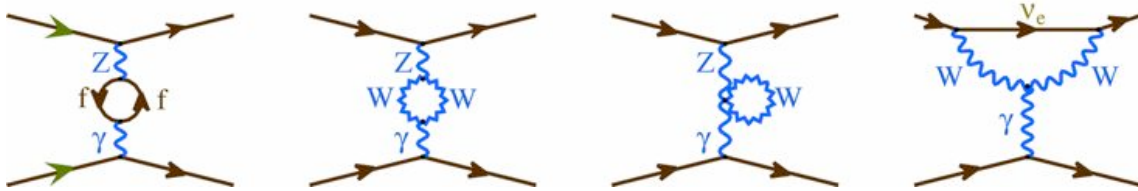


Figure II.5: Exemple de corrections électrofaibles à la diffusion Møller. Diagrammes de mélange  $\gamma - Z$ , par l'intermédiaire de boucles de fermions (premier diag.), de bosons  $W$  (diag. 2 et 3) ou par le moment anapolaire de l'électron (dernier diag.).

des mesures précises réalisées au pôle du  $Z$  en utilisant le schéma de renormalisation  $\overline{MS}$  [13]. A l'ordre supérieur, les corrections électrofaibles font intervenir de nombreux graphes. Plusieurs calculs théoriques détaillés [40, 41, 42] font apparaître les corrections dominantes suivantes

$$A_{ee}^{PV} = \rho \mathcal{F}_{QED} \times A_{ee}^0 \times \left(1 - 4\kappa(Q^2) \sin^2 \theta_W + \delta_{box}\right) \quad (\text{II.26})$$

où  $\rho$  est le rapport à basse énergie des constantes de couplages des courants faibles neutre et chargé.  $\delta_{box}$  est la contribution des diagrammes en boîte impliquant l'échange de

deux bosons de jauge faibles.  $\mathcal{F}_{QED}$  regroupe la correction de rayonnement de photons de haute énergie (dépendante de l'appareillage, voir section V.4) et les contributions de l'échange de 2 photons ou un photon et un  $Z$ . La somme de tous ces effets change l'asymétrie de moins de 1%. La principale correction provient du facteur  $\kappa(Q^2)$ . Il correspond aux diagrammes de la figure II.5 où l'échange d'un photon produit une violation de parité par l'intermédiaire d'une conversion en  $Z$  ou par le moment anapolaire de l'électron. De part sa factorisation devant le terme en  $\sin^2 \theta_W$ , la prise en compte de ces diagrammes équivaut à une redéfinition de l'angle de mélange par un angle effectif

$$\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W^{eff}(Q^2) = \kappa(Q^2) \sin^2 \theta_W(M_Z)_{\overline{MS}} \quad (\text{II.27})$$

qui devient alors dépendant de  $Q^2$  (Fig.II.6). A faible transfert  $\kappa(Q^2 \ll M_Z^2) = 1.0301 \pm 0.0025$ , avec une incertitude dominée par l'habillage QCD des quarks dans la boucle de fermions du premier diagramme. La compensation accidentelle (1 –

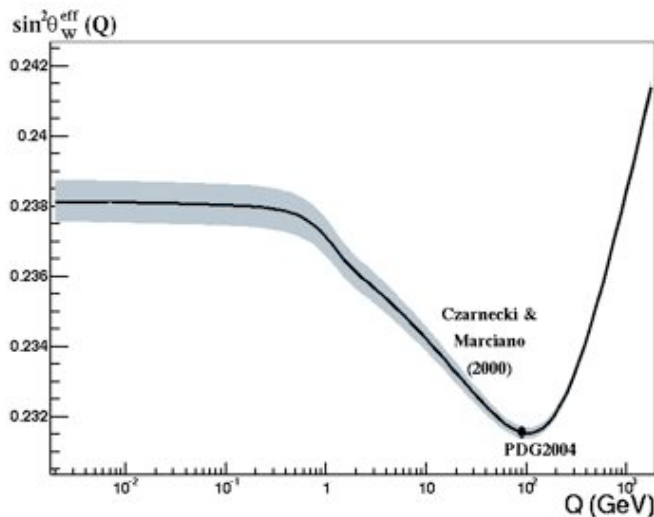


Figure II.6: Évolution de  $\sin^2 \theta_W^{eff}$  en fonction du quadritransfert d'impulsion. Le point de référence correspond aux mesures au pôle du  $Z$ .

$4 \sin^2 \theta_W) \ll 1$  confère à  $A_{ee}^{PV}$  la qualité remarquable d'amplifier largement toute variation de  $\sin^2 \theta_W$ . Ainsi les 3% d'augmentation de  $\sin^2 \theta_W$  induits par le facteur  $\kappa$  se traduisent par 40% (!) de réduction de l'asymétrie et confert à E158 une très grande sensibilité à une éventuelle nouvelle physique. Avec un transfert moyen  $Q^2 = 0.026 \text{ GeV}^2/c^2$ , E158 teste les prédictions du modèle standard plusieurs ordres de grandeur en énergie en-dessous du pôle du  $Z$ , dans un domaine très complémentaire aux collisionneurs.

# Chapitre III

## Expériences HAPPEX à JLAB

Le programme expérimental HAPPEX (Hall A Parity Proton Experiment) s'est déroulé auprès de l'accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Facility) au Jefferson Laboratory (Virginie). Cette machine permet de produire jusqu'à trois faisceaux polarisés d'électrons simultanément dans les halls expérimentaux A, B et C. Les expériences HAPPEX utilisent le hall A. Elles ont pour but la mesure de la contribution des quarks étranges dans les facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon via la violation de parité dans la diffusion élastique aux angles avants (section II.2).

La première expérience a pris des données en 1998-99 sur le proton et a mesuré la combinaison  $G_E^s + 0.39G_M^s$  à  $Q^2 = 0.48 \text{ GeV}/c^2$ . Durant cette période je me suis essentiellement consacré à l'installation et aux tests du polarimètre Compton, appareillage complexe dont je détaille les procédures d'analyse dans le chapitre IV. Ma formation progressive à la physique des facteurs de forme étranges et à la culture expérimentale spécifique aux mesures de violation de parité s'est concrétisée par une implication forte dans la deuxième génération d'expériences, HAPPEX-H et HAPPEX-He, qui mesurent séparément  $G_E^s$  et  $G_M^s$ , à plus bas  $Q^2$  ( $0.1 \text{ GeV}/c^2$ ) et avec une précision accrue. Je choisis de me restreindre ici à la description des différents aspects de ces dernières mesures en détaillant plus particulièrement ceux pour lesquels j'ai eu une importante contribution personnelle: élaboration du proposal pour HAPPEX-H, simulation, détection et polarimétrie Compton.

### III.1 Mesures de 2<sup>e</sup> génération

La première expérience HAPPEX a mesuré [44] une contribution des quarks étranges compatible avec zéro

$$G_E^s + 0.39G_M^s(Q^2 = 0.48) = 0.014 \pm 0.020_{(exp)} \pm 0.010_{(ff)} \quad (\text{III.1})$$

où la première erreur est expérimentale et la seconde provient des incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques. Ce résultat seul ne rejette cependant pas toute contribution possible de l'étrangeté. Une compensation fortuite peut opérer à cette valeur de  $Q^2$  entre des  $G_E^s$  et  $G_M^s$  de signes opposés. Les facteurs de forme étranges peuvent aussi être non nuls à faible transfert et décroître très rapidement. Une seconde génération de mesure s'est donc fixée pour objectifs:

- la séparation électrique-magnétique par l'utilisation des cibles complémentaires proton et helium 4 et une détection des électrons diffusés aux angles avants (section II.2.5).
- une mesure à bas transfert ( $Q^2 \simeq 0.1 \text{ GeV}/c^2$ ) pour répondre à la question de la décroissance rapide. Les facteurs de forme mesurés sont alors proches de leur premier moment non nul, c'est-à-dire le rayon de charge étrange  $r_s$  pour  $G_E^s$  et le moment magnétique étrange  $\mu_s$  pour  $G_M^s$ .
- une précision accrue suite aux excellentes performances du faisceau polarisé durant la première expérience HAPPEX, qui ont conduit à des erreurs systématiques associées négligeables. Les progrès technologiques continus des sources polarisées rendaient rapidement envisageable une précision bien inférieure à la dispersion des prédictions théoriques pour les rayons de charge et moments magnétiques étranges.

L'étude de la figure de mérite ( $FoM$ ) permet de déterminer la cinématique optimale remplissant ce cahier des charges. On cherche à minimiser la précision relative sur l'asymétrie de violation de parité

$$\frac{\delta A^{PV}}{A^{PV}} = \frac{1}{P_e A^{PV} \sqrt{N}} \quad (\text{III.2})$$

ce qui revient à maximiser la quantité

$$FoM = P_e^2 \times A^{PV^2} \times N \quad (\text{III.3})$$



avec  $P_e$  la polarisation du faisceau d'électrons et  $N$  le taux de comptage élastique.  $P_e$  est un facteur de dilution expérimental indépendant de la cinématique. Les expressions de l'asymétrie et de la section efficace de Mott (Eq. II.11) quant à elles favorisent une énergie faisceau la plus haute possible (*i.e.* un angle de diffusion le plus petit possible) pour un  $Q^2$  fixé. L'expression (III.3) peut aussi être enrichie d'un facteur  $Q^2$  supplémentaire, qui optimise la précision sur les facteurs de forme étranges plutôt que sur l'asymétrie (annexe A,[45]), sans toutefois changer significativement les conclusions à cause des contraintes imposées par l'appareillage. Au final la cinématique

Cible	$Q^2$ ( $GeV/c^2$ )	$\tau$ ( $MHz$ )	$A^{PV}$ ( $ppm$ )	$\delta_{stat}$ ( $ppm$ )	$\delta_{syst}$ ( $ppm$ )	sensibilité
$^1H$	0.11	$\sim 20$	-1.40	0.08 (5.7%)	0.04 (2.9%)	$\delta(G_E^s + 0.08G_M^s) = 0.010$
$^4He$	0.10	$\sim 120$	7.80	0.19 (2.2%)	0.18 (2.1%)	$\delta(G_E^s) = 0.015$

Tableau III.1: Cinématiques, taux de comptage et sensibilités attendus pour les expériences HAPPEX-h et HAPPEX-He. Les asymétries sont calculées en supposant une contribution nulle des quark étranges.

retenue est celles d'une diffusion à 6 degrés, angle central minimum de l'acceptance des spectromètres du hall A, et une énergie faisceau de 3.2 GeV, proche de l'énergie maximale acceptée par les spectromètres.

Les précisions statistiques et systématiques proposées sont résumées dans le tableau III.1. Elles reposent sur les développements de l'appareillage et du contrôle du faisceau décrits dans les sections suivantes. Les erreurs systématiques absolue de 40  $ppb$  ( $10^{-9}$ !) pour l'hydrogène et relative de  $\simeq 2\%$  pour l'hélium représentent des niveaux de précision inédits.

## III.2 Dispositif expérimental

La stratégie de détection des expériences HAPPEX est de signer la cinématique élastique de manière extrêmement sélective en utilisant des spectromètres de haute résolution. La faible acceptance est compensée par une très bonne réjection du bruit de fond inélastique et la possibilité d'intégrer "en aveugle" pour chaque état de polarisation du faisceau de forts taux de comptage ( $\simeq 100 MHz$ ).

La figure III.1 donne une vue d'ensemble schématique de l'expérience. Dans le hall A [46], les électrons du faisceaux sont envoyés sur une cible étendue de 20 cm d'hydrogène liquide ou d'hélium 4 à haute pression (13 atm). La précision statistique recherchée

implique de détecter un nombre total d'électrons diffusés de l'ordre de  $3 \cdot 10^{13}$  pour la mesure sur l'hélium et  $10^{14}$  pour l'hydrogène! Une telle quantité implique de travailler avec une luminosité d'environ  $2 \cdot 10^{38} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  afin de garder un temps de mesure raisonnable de quelques mois. Ce genre d'expérience n'est donc possible qu'auprès d'accélérateurs modernes comme CEBAF fournissant des faisceaux de grande intensité (jusqu'à  $100 \mu\text{A}$  continus) et hautement polarisés.

Des aimants "septum" supraconducteurs placés juste derrière la cible permettent

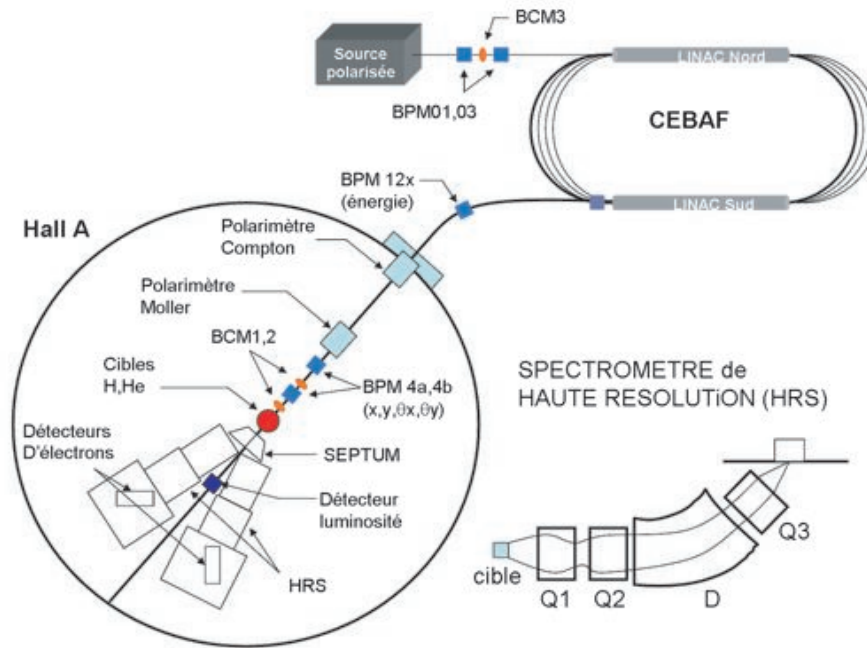


Figure III.1: Schéma d'ensemble des expériences HAPPEX. Le diamètre du hall A est de 40m. L'accélérateur, avec ses deux LINAC et ses arcs de recirculation, est représenté à échelle très réduite pour la lisibilité du dessin.

de capter les électrons diffusés élastiquement entre 4 et 8 degrés et de les guider vers les spectromètres de haute résolution (HRS), limités à un positionnement à 12.5 degrés par leur encombrement. L'optique magnétique de chaque HRS se compose de deux quadropôles qui définissent l'acceptance, suivis d'un dipôle qui analyse l'impulsion en courbant les trajectoires de 45 degrés vers le haut et d'un troisième quadropôle qui contrôle la dispersion dans le plan focal de détection. Le dispositif est symétrique par rapport à l'axe faisceau afin d'annuler au premier ordre toute une classe d'erreurs systématiques liées aux fluctuations du faisceau et à l'éventuelle présence d'une asymétrie transverse.

La valeur  $Q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}/c^2$  satisfait les contraintes de l'angle moyen minimal de 6 degrés et l'énergie maximale acceptée par les HRS. Durant la prise de données une mauvaise conduction thermique du cryostat vers les bobines des aimants septum a

cependant limité l'intensité faisceau à environ  $50\mu A$  au lieu des 100 escomptés. Pour HAPPEX-He, la prise de données simultanée d'une autre expérience dans le hall C demandant un fort courant et une haute polarisation du faisceau a également nécessité une réduction de l'énergie<sup>1</sup> de 3.2 à 2.75 GeV, pénalisante pour la figure de mérite de la mesure.

### III.3 Faisceaux polarisés

La figure III.1 illustre aussi un aspect inhabituel mais crucial des expériences de violation de parité qui est d'inclure l'ensemble de l'accélérateur dans l'expérience. Dans un monde parfait l'asymétrie des taux de comptage (II.3) est une mesure directe de l'asymétrie de violation de parité. Malheureusement toute variation des paramètres du faisceau (intensité, position, angle, énergie,...) corrélée avec l'état d'hélicité des électrons incidents peut rapidement induire des variations de taux de comptage comparable à l'effet recherché. Ces effets systématiques sont appelés "fausses asymétries" et prennent quasiment tous leur origine au niveau de la source du faisceau polarisé. Le principe de cette source est l'illumination d'un cristal semi-conducteur d'arséniure de gallium (AsGa) par un faisceau laser polarisé circulairement. Un contrôle très fin du dopage de ce cristal par des atomes de phosphore permet de lever la dégénérescence des niveaux d'énergie  $P_{3/2}$  de la bande de valence. En accordant la longueur d'onde du laser, l'absorption d'un photon gauche ou droit peut alors peupler sélectivement les états  $m_j = 1/2$  ou  $-1/2$  des électrons dans le niveau  $S_{1/2}$  de la bande de conduction. Ces électrons gauches ou droits sont ensuite extraits de la surface du cristal et accélérés pour former le faisceau polarisé. Les développements rapides des cristaux d'AsGa [47] ont permis de passer d'une polarisation théorique maximale de 50% à 100% entre les premières données HAPPEX en 1998 et les plus récentes en 2005. En pratique, les polarisations mesurées sont passées de 35 à 86% soit un gain de près d'un facteur 6 dans la figure de mérite (III.3). Une évolution cruciale pour atteindre les hautes précisions recherchées.

La table laser et l'extraction du faisceau vers l'accélérateur sont illustrés figure III.2. L'élément optique central est la cellule de Pockels dont le retard de phase entre ses deux axes optiques est contrôlé par une tension externe. Un commutateur rapide de haute tension permet ainsi de créer un retard de  $\pm\pi/2$  qui convertit la polarisation

---

<sup>1</sup>Les arcs de courbure magnétiques présents tout le long du transport du faisceau, de la source vers les halls expérimentaux, impliquent une importante précession de la polarisation dans le plan horizontal. Optimiser une polarisation longitudinale simultanément pour deux halls dont les lignes faisceaux ont des intégrales de champ différentes demande alors l'utilisation de certaines énergies "magiques".

linéaire du laser incident en circulaire droite ou gauche avant de l'envoyer sur le cristal. La réduction de toutes les sources de fausses asymétries induites par ce renversement de polarisation et la correction des effets résiduels sont au coeur des performances des mesures de violation de parité. Ils ont fait l'objet de nombreux travaux que je ne résume que très brièvement ici [48].

L'ordre zéro des fausses asymétries est l'asymétrie en courant  $A_I$  du faisceau d'électrons,

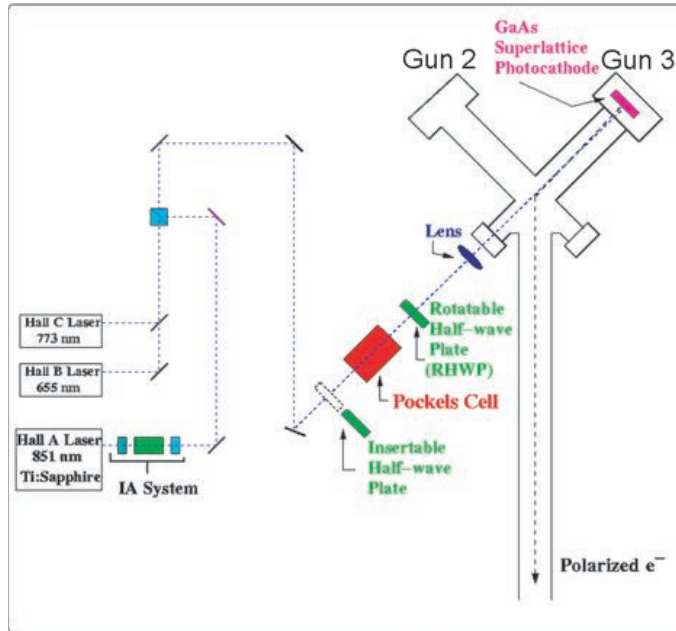


Figure III.2: Vue schématique des éléments optiques de la table laser utilisée pour illuminer le cristal source des faisceaux polarisés.

qui se propage directement comme un offset dans l'asymétrie mesurée. Le fait de normaliser chaque taux de comptage par le courant moyen correspondant corrige efficacement cet effet mais au premier ordre seulement

$$\frac{\frac{N_R}{I_R} - \frac{N_L}{I_L}}{\frac{N_R}{I_R} + \frac{N_L}{I_L}} = \frac{A^{PV} - A_I}{1 - A^{PV}A_I} \simeq A^{PV} - A_I \quad (\text{III.4})$$

De plus, une  $A_I$  importante peut se coupler à d'autres effets induits à travers les non-linéarités de l'appareillage, on cherche donc à la minimiser en permanence. Son origine principale est la présence inévitable d'une infime polarisation linéaire résiduelle dans le faisceau laser, qui se couple avec un certain pouvoir d'analyse du cristal d'AsGa. Même à puissance laser constante, si l'orientation de cette composante linéaire change lors du renversement d'hélicité, le pouvoir d'analyse du cristal induit une variation du nombre d'électrons extraits (figure III.3). Après l'optimisation des réglages, l'effet de la polarisation linéaire résiduelle peut cependant être fortement réduit à l'aide

d'une lame demi-onde tournante qui permet d'orienter les deux ellipses de polarisation gauche et droite de manière symétrique par rapport à l'axe du cristal.

Lors de la prise de données, les dérives et fluctuations de l'appareillage imposent

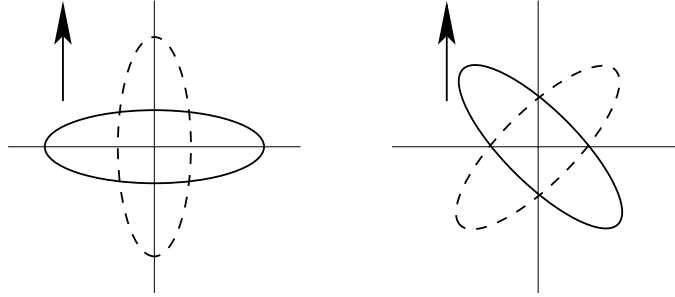


Figure III.3: La flèche symbolise l'axe du cristal d'AsGa le long duquel une polarisation linéaire est la plus efficace pour extraire des électrons. Les polarisations gauche et droite du laser sont représentées par les ellipses pleines et pointillées, dont l'orientation par rapport à l'axe du cristal est contrôlée par la lame demi-onde. La configuration de gauche maximise l'effet d'asymétrie en courant alors que celle de droite la minimise.

un contrôle actif de  $A_I$ . Ainsi, plusieurs moniteurs de courant installés sur la ligne faisceau et dans le hall d'expérience mesurent sa valeur moyenne sur une certaine durée et un système de contre-réaction induit une asymétrie opposée dans l'intensité transmise du faisceau laser de la source ("IA system" sur la figure III.2). À chaque itération de la contre-réaction, on peut modéliser de la manière suivante l'évolution des asymétries moyennes mesurées et réelles:

Mesure du moniteur	Faisceau réel
$A_m^1 = A_{lpol}^1 + \delta_I^1 + \delta_{mon}^1$	$A_I^1 = A_{lpol}^1 + \delta_I^1$
$A_m^2 = A_{lpol}^2 + \delta_I^2 + \delta_{mon}^2 - A_m^1$	$A_I^2 = A_{lpol}^2 + \delta_I^2 - A_m^1$
$A_m^3 = A_{lpol}^3 + \delta_I^3 + \delta_{mon}^3 - A_m^2$	$A_I^3 = A_{lpol}^3 + \delta_I^3 - A_m^2$
$\vdots$	
$A_m^n = A_{lpol}^n + \delta_I^n + \delta_{mon}^n - A_m^{(n-1)}$	$A_I^n = A_{lpol}^n + \delta_I^n - A_m^{(n-1)}$

avec  $A_{lpol}^i$  l'asymétrie induite par la polarisation linéaire résiduelle du laser,  $\delta_I^i$  l'asymétrie induite par les fluctuations aléatoires du faisceau,  $\delta_{mon}^i$  l'asymétrie induite par le bruit électronique des moniteurs. Après  $n$  itérations, les valeurs moyennes cumulées sont

$$\begin{aligned}
 \langle A_m \rangle &= \frac{A_{lpol}^n + \delta_I^n + \delta_{mon}^n}{n} \\
 \langle A_I \rangle &= \frac{A_{lpol}^n + \delta_I^n}{n} + \frac{\delta_{mon}^n}{\sqrt{n}}
 \end{aligned} \tag{III.5}$$

Chaque itération annulant la mesure précédente, la moyenne cumulée des mesures ne dépend que de la dernière itération, d'où une convergence vers zéro en  $1/n$ , beaucoup plus rapide que la convergence statistique. La contribution du bruit intrinsèque des moniteurs est cependant un artéfact de l'appareillage de mesure qui contamine l'asymétrie réelle  $A_I^i$  à chaque itération. La valeur moyenne de toutes ces erreurs décorréelées, d'ordre  $\delta_{mom}$ , conduit alors à un terme en  $1/\sqrt{n}$  dans l'asymétrie réelle qui, au final, est le facteur limitant de la réduction. La première condition pour une contre-réaction efficace est donc que le bruit des moniteurs soit très inférieur aux fluctuations aléatoires de l'asymétrie de courant

$$\delta_{mom} \ll \delta_I \quad (\text{III.6})$$

Cette condition se vérifie simplement en utilisant toujours une redondance dans les moniteurs de chaque paramètre faisceau. En effet, en affichant un moniteur en fonction d'un autre qui mesure la même quantité (fig.III.4), l'extension de la distribution suivant l'axe  $y = x$  fournit l'amplitude des fluctuations aléatoires d'un état de polarisation à un autre, tandis que l'extension transverse fournit le bruit intrinsèque des moniteurs.

Quelle est l'amplitude maximale acceptable des fluctuations de courant? La seule

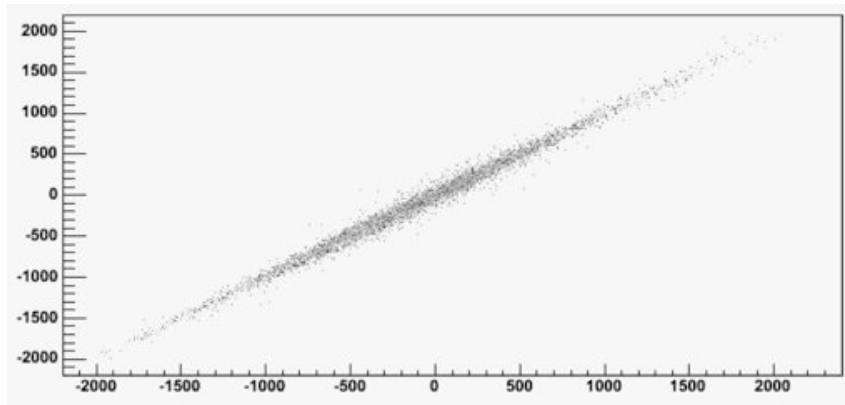


Figure III.4: Corrélation entre les asymétries en ppm de deux moniteurs de courant installés dans le hall A.

échelle de référence ici est la largeur statistique de l'asymétrie de taux de comptage mesurée pour deux états consécutifs d'hélicité du faisceau

$$\sigma(A^{PV})_{paire} = \frac{1}{\sqrt{N_R + N_L}} \quad (\text{III.7})$$

La précision sur  $A^{PV}$  converge purement statistiquement avec la racine du nombre de paires d'hélicité mesurées. La convergence de  $\langle A_I \rangle$  étant plus rapide il est suffisant

que  $\sigma(A_I)_{paire}$  soit comparable à  $\sigma(A^{PV})_{paire}$ . Dans ce but il est toujours bénéfique de renverser l'hélicité à une fréquence élevée par rapport à celles des fluctuations des paramètres faisceau. Un facteur limitant vers les trop hautes fréquences est la stabilisation de la tension sur la cellule de Pockels après chaque renversement. Le compromis retenu pour les expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He est un retournement de polarisation toutes les  $33.3\text{ ms}$ , calé en phase avec le 60Hz du courant secteur américain afin d'éliminer la sensibilité au bruit électronique associé. Un exemple de séquence temporelle de la polarisation du faisceau est illustré figure III.5. Les périodes

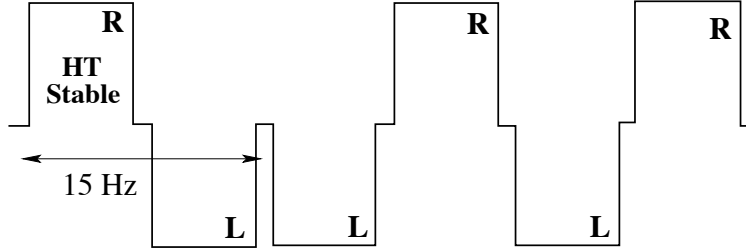


Figure III.5: Séquence pseudo-aléatoire d'hélicité du faisceau d'électron.

de  $33.3\text{ ms}$  sont regroupées par paires dont le premier état est aléatoire et le deuxième le complémentaire du premier. Ceci permet de supprimer toute corrélation entre les dérives continues de l'appareillages et le renversement d'hélicité. Le signal logique codifiant l'état de polarisation est transmis de la source vers l'acquisition avec un décalage de 8 périodes dans le temps, empêchant à nouveau toute corrélation entre le niveau de tension du signal dans les modules électroniques et l'état réel de polarisation au même instant.

Avec la précision croissante du contrôle du courant faisceau, les mesures deviennent sensibles à "l'ordre suivant" des fausses asymétries que sont les différences de position et d'angle corrélées à l'hélicité (notées génériquement  $\Delta X$ ). Dans ce cas les systèmes de contre-réaction sont plus difficiles à gérer du fait de la propagation complexe des  $\Delta X$  générés à la source à travers toute l'optique faisceau de l'accélérateur. C'est pourquoi la collaboration HAPPEX a mis la priorité sur la minimisation des effets à la source. Les deux principaux effets à combattre sont les déviations angulaires liées à la déformation de la cellule de Pockels soumise à une tension et l'apparition de gradient de polarisation dans l'extension du spot laser qui, couplé au pouvoir d'analyse du cristal d'AsGa, peut générer un déplacement du centroïde du faisceau extrait. Ces effets sont fortement réduits par une préparation très minutieuse de la table laser de la source: choix des éléments optiques, alignement et focalisation [49]. Les effets résiduels dans le hall A sont mesurés en permanence par des moniteurs de position et corrigés grâce à la mesure en ligne de la sensibilité du taux de comptage aux mou-

vements (naturels ou provoqués) du faisceau.

Les performances atteintes pendant les dernières expériences HAPPEX atteignent des records de précision, en particulier pour le run hydrogène pendant lequel le hall A était le seul à utiliser un faisceau de fort courant dans l'accélérateur, favorisant le contrôle des paramètres faisceau. Les tableaux I et II de l'annexe D résument les différentes fausses asymétries et corrections. Les très faibles effets résiduels montrent la puissance des facteurs supplémentaires de réduction que sont la symétrie azimutale de l'appareillage et les renversements lents de polarisation induits par l'insertion d'une lame demi-onde dans le laser de la source qui change le signe de l'asymétrie physique de violation de parité sans changer la majorité des effets systématiques des fausses asymétries. On mesure également à la vue de ces résultats l'importance des connexions fortes développées par les expériences HAPPEX entre les éléments d'optique de la source, les moniteurs des paramètres faisceau et les détecteurs (figure III.1).

## III.4 Détection

La stratégie de détection d'HAPPEX implique une faible acceptance, compensée par un taux de comptage de plusieurs dizaines de  $MHz$  (section III.2). Un tel flux d'électrons diffusés ne peut pas être traité événement par événement par les équipements standards du hall A. La collaboration HAPPEX utilise donc un détecteur dédié qui intègre le signal des électrons pendant les  $33\text{ ms}$  d'un état de polarisation. Ces détecteurs ont été entièrement dessinés et réalisés au CEA Saclay [50].

### III.4.1 Détection intégrée

Le principe de la détection intégrée est de convertir le flux d'électrons incidents en une charge électrique, accumulée dans une capacité pendant toute la durée d'un état de polarisation ( $33\text{ ms}$  pour HAPPEX). Cette charge, proportionnelle au flux d'électrons interceptés et pondérée par l'énergie déposée dans le détecteur, est digitalisée par un ADC 16 bits dédié, bas bruit et très linéaire [51]. Pour chaque couple complémentaire d'hélicité la méthode intégrée fournit une mesure de  $A_{paire}^{PV}$  à des taux de comptage très élevés, sans effet de seuil de détection ni correction de temps mort ou d'empilement. La fréquence de renversement de HAPPEX conduit à 15 mesures de  $A_{paire}^{PV}$  par seconde avec un  $\sigma(A_{paire}^{PV})$  associé d'environ  $500\text{ ppm}$  pour l'hydrogène et  $1200\text{ ppm}$  pour l'hélium. La précision statistique finale du tableau (III.1) implique donc la mesure de plusieurs millions de paires.

La détection a lieu au plan focal des spectromètres. La coordonnée sur l'axe dispersif de



ce plan donne l'impulsion de la particule avec une résolution de quelques  $10^{-5}$  et une dispersion de  $12.5 \text{ cm}/\%$ . La coordonnée de l'axe transverse fournit quant à elle l'angle de diffusion en sortie de cible. La figure (III.6) montre une vue de dessus du plan focal pour un run avec cible d'hydrogène. La distribution des événements se matérialise par une ligne dans le plan focal, premier ordre de la corrélation impulsion-angle de la cinématique élastique à l'intérieur de l'acceptance réduite du spectromètre. Les

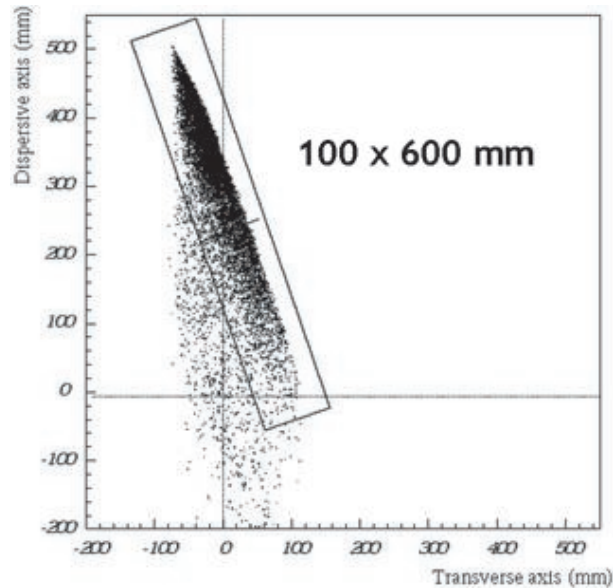


Figure III.6: Vue de dessus du plan focal d'un spectromètre pour une cible d'hydrogène. L'aire rectangulaire matérialise le flux intercepté par les deux segments de détecteurs.

événements plus rares qui se répartissent vers les plus faibles impulsions correspondent à la projection de la queue radiative. Celle-ci contient les électrons élastiques ayant perdu de l'énergie par rayonnement de photons lors de la traversée de la cible ou des fenêtres. L'extension de la ligne élastique définit l'aire du détecteur, qui sera suspendu juste au-dessus du plan focal. L'intégration d'une faible partie des événements élastiques radiatifs dans l'acceptance du détecteur ne pose pas de problème car leur cinématique et leur asymétrie sont bien connues (section III.6).

### III.4.2 Cahier des charges et réalisation des détecteurs

Le flux d'électrons détectés est non seulement trop intense pour l'acquisition standard du hall A mais le taux de radiation pourrait endommager irrémédiablement les équipements. Le détecteur d'HAPPEX a donc aussi un rôle de blindage en absorbant la majeure partie du flux incident. En fin d'expérience la dose déposée est estimée

proche du MRad dans la zone des plus forts taux de comptage (correspondant aux plus petits angles de diffusion). D'où la nécessité de choisir des matériaux très résistants aux radiations. L'électron diffusé conservant essentiellement la polarisation initiale du faisceau il est également important de rejeter tout matériau magnétique. En effet la présence d'électrons polarisés par une aimantation locale du détecteur pourrait induire une asymétrie dans l'interaction avec les électrons polarisés issus de la diffusion élastique. Cette asymétrie est l'asymétrie Møller couramment utilisée pour les polarimètres (section IV) et peut atteindre jusqu'à 4 ordres de grandeur de plus que  $A^{PV}$ ... L'emploi de matériaux non magnétiques et l'absence de champ autre que le champ magnétique terrestre assurent une contribution négligeable de ce processus.

Le principe de détection est basé sur un assemblage de plaques denses alternées avec

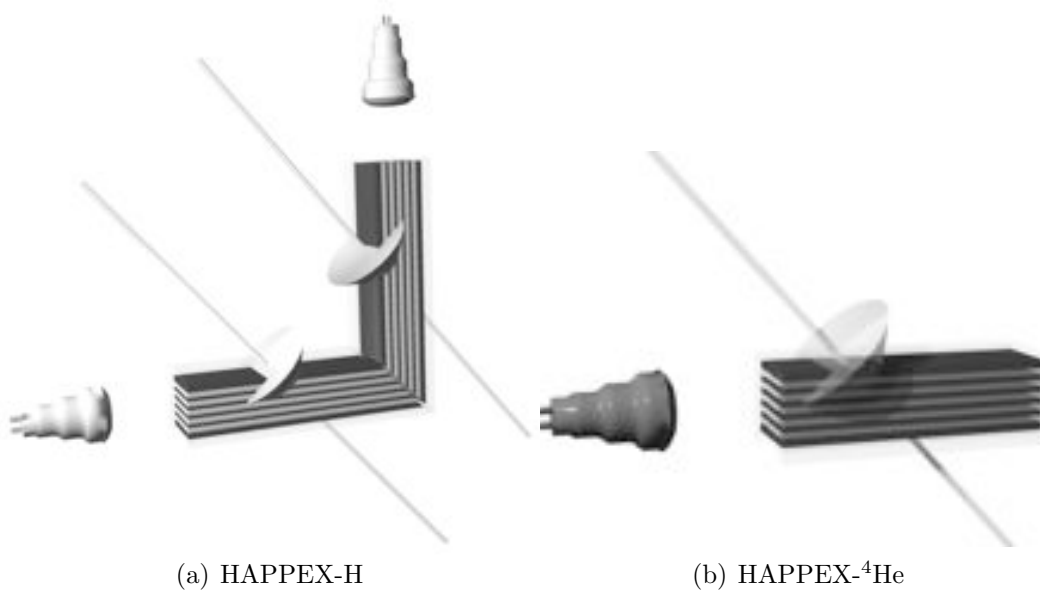


Figure III.7: Illustration de la géométrie segmentée des détecteurs pour les mesures sur l'hydrogène et l'hélium. Les lignes inclinées à 45 degrés matérialisent les trajectoires des électrons et montrent qu'un secteur angulaire des cones Čerenkov générés est à chaque fois aligné suivant l'axe du photomultiplicateur.

des plaques transparentes. Lors de la traversée par un électron de cet empilement, une gerbe électromagnétique est générée dans le milieu dense et les particules chargées secondaires provoquent l'émission de lumière Čerenkov dans le milieu transparent (figure III.7). Le matériau dense est ici du laiton, facilement usinable et compact (rayon de Molière  $1.69\text{ cm}$  et longueur de radiation  $1.60\text{ cm}$ ). Le matériau transparent est du Spectrosil 2000, un type de silice amorphe transparente à une large gamme de longueur d'onde et testée comme résistante jusqu'à plusieurs GRad par CMS au CERN [52] et Babar au SLAC [53].

Le nombre et l'épaisseur des plaques de laiton sont optimisés par simulation à l'aide d'un générateur d'événements couplé avec GEANT3.21. Un compromis entre poids-encombrement et absorption du flux fixe l'épaisseur totale à 8 longueurs de radiation, correspondant à 92% de l'énergie incidente déposée dans le détecteur.

Le nombre et la disposition des plaques de quartz sont contraints par la résolution en énergie du détecteur. Bien-que l'information de l'énergie déposée par chaque événement ne soit pas exploitée dans la méthode intégrée, une trop mauvaise résolution dégrade la précision statistique sur l'asymétrie

$$\sigma_{det} = \frac{1}{\sqrt{N}} \times \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2} \quad (\text{III.8})$$

La limite acceptable est fixée à  $\Delta E/E = 20\%$  soit une augmentation de 2% seulement de l'erreur statistique. Compenser cette perte revient à allonger le temps de prise de données de 4% ce qui est négligeable. Ce cahier des charges est rempli en laissant la

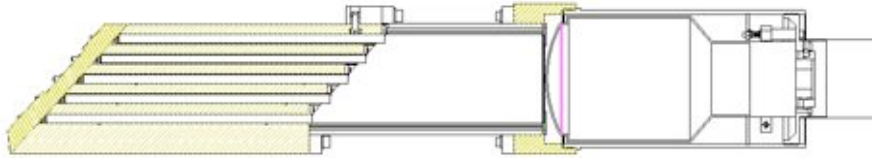


Figure III.8: Vue en coupe d'un segment de détecteur. La partie active est à gauche. La lumière collectée par les plaques de silice est propagée jusqu'au photomultiplicateur par un guide réfléchissant.

gerbe électromagnétique se développer dans les 3 premières longueurs de radiation et en échantillonnant la production de particules secondaires au-delà avec 5 plaques de quartz espacées d'une longueur de radiation (figure III.8).

Du fait de la masse nucléaire plus importante, la ligne élastique associée au noyau d'hélium fait un angle de 45 degrés par rapport à l'axe dispersif du plan focal, au lieu de 16 degrés pour l'hydrogène. L'acceptance transverse très étroite du spectromètre réduit alors fortement l'extension de la ligne, de plus d'un facteur 2. Les détecteurs ont donc été conçus sous la forme de segments identiques dont l'assemblage en "L" illustré figure (III.7) permet d'intercepter toute la ligne élastique de l'hydrogène et dont un seul exemplaire suffit pour l'hélium. La présence d'une segmentation au milieu du détecteur pour les runs hydrogène induit des effets de bord pour les gerbes électromagnétiques qui se développent près de la jonction. La résolution est

dégradée par le partage de l'énergie déposée entre les deux segments. La sensibilité aux asymétries des paramètres faisceau est également amplifiée par la coupure. Cependant la simulation montre que la perte de précision statistique par la résolution est négligeable et que l'amplification de la sensibilité aux fausses asymétrie est bien comprise. Dans la limite où les effets linéaires restent dominants cette amplification devient alors un atout en fournissant un bras de levier pour étudier la suppression des fausses asymétries et l'efficacité de leur correction. Enfin la mesure en ligne du coefficient de corrélation entre les deux segments donne une valeur très faible, d'environ 1.5 %, qui permet de négliger la correction associée.

### III.4.3 Photomultiplicateurs et Linéarité

Les photomultiplicateurs (PM) utilisés sont de type BURLE 8854 d'un diamètre de 5 inches et comportant 14 étages de dynodes. Leur dimension convient à la récupération de photons Čerenkov sur la section d'un segment et le flux lumineux est uniformisé sur toute la surface par la réfraction à l'interface quartz-air et la propagation dans un guide de lumière. Le grand nombre de dynodes permet une large dynamique de détection, adaptée aux contraintes de mesure:

- une détection intégrée, pour laquelle les forts taux de comptage et l'élargissement du signal de chaque électron par l'intégration dans l'ADC créent un empilement important qui font fonctionner le PM dans un régime quasi continu. Le gain doit être bas ( $\sim 10^{-4}$ ) pour éviter les non-linéarités dans l'amplification sur les dynodes.
- une détection événement par événement utilisée pour des études spécifiques de bruits de fond (section III.5). Le signal d'un électron individuel doit alors pouvoir être détecté ce qui définit une gamme de gain de quelques  $10^6$ .

Le choix du pont diviseur de tension s'est finalement porté sur un pont résistif de type C. Des filtres optiques, insérables juste devant la fenêtre du PM, permettent de trouver le bon compromis entre un nombre suffisant de photoélectrons par électron et les effets de saturation. Les facteurs d'atténuation utilisés étaient typiquement de 2 à 5. Au final, la validation de la gamme de tension permise pour chaque PM est contrainte par la linéarité de la réponse ( $R$ ) du détecteur, modélisée par

$$R(N) = \alpha N + \beta N^2 \quad (\text{III.9})$$

avec  $N$  le taux de comptage pendant une période de polarisation,  $\alpha$  la constante de proportionnalité et  $\beta$  le premier coefficient non-linéaire. L'asymétrie mesurée  $A_{exp}^{PV}$

dévie alors de l'asymétrie "vraie"  $A^{PV}$  selon

$$A_{exp}^{PV} = A^{PV} \times \left(1 + \frac{\beta}{\alpha} N\right) \quad (\text{III.10})$$

Au regard des précisions attendues du tableau III.1 il faut que  $\beta/\alpha N < 2\%$ . La procédure des tests et les résultats obtenus sont détaillés dans une note reportée en annexe B. L'erreur finale associée a ainsi pu être maintenue inférieure au %.

### III.5 Bruit de fond

Le fonctionnement "en aveugle" du détecteur qui intègre tout le flux des particules dans son acceptance est en premier lieu justifié par la sélection très performante des spectromètres. Avec une cible d'hydrogène, les premiers événements inélastiques sont au-delà du seuil de production de  $\pi$  ce qui implique une séparation très confortable de  $-50\text{ cm}$  le long de l'axe dispersif du plan focal. Dans le cas de l'hélium, le premier niveau d'excitation et le seuil d'émission de neutron se situent entre 20 et 21  $MeV$  ce qui laisse un espace plus réduit d'environ 8  $cm$ . Ces séparations restent confortables et un alignement précis du détecteur suffit à garder les diffusions inélastiques sur le noyau cible négligeables dans l'acceptance. D'autres processus peuvent cependant envoyer des électrons dans l'acceptance du détecteur: les parois de la cible sont le siège de diffusions quasi-élastiques sur les noyaux d'aluminium; des électrons inélastiques dont l'impulsion est en dehors de l'acceptance du spectromètre peuvent "rebondir" vers le détecteur. L'effet de ces bruits de fond dans l'asymétrie mesurée dépend à la fois de la fraction de taux de comptage  $f_i$  qu'ils représentent et de l'asymétrie  $A_i$  associée au processus inélastique

$$A_{exp}^{PV} = P_e \left[ A^{PV} \left(1 - \sum_i f_i\right) + \sum_i A_i f_i \right] \quad (\text{III.11})$$

avec  $P_e$  la polarisation du faisceau. Afin de chiffrer ces corrections et leur erreur, des runs dédiés sont pris à très bas courant afin de baisser suffisamment les taux de comptage pour pouvoir utiliser à nouveau les équipements standards des spectromètres, avec une acquisition événement par événement. Les 4 chambres à fils installées dans le plan focal juste sous le détecteur permettent alors d'étudier les trajectoires.

La figure III.9 montre la distribution ainsi mesurée des événements le long de l'axe dispersif du détecteur. Un trigger non-biaisé est assuré par une plaque de scintillateur qui couvre le plan focal sous le détecteur HAPPEX. La position de l'empreinte du détecteur HAPPEX est déterminée précisément à partir d'un run spécial avec le spectromètre réglé sur une cinématique de quasi-élastique qui couvre uniformément

le plan focal et montre clairement l'ombre formée par le détecteur. La contribution des parois de la cible est obtenue en utilisant une cible de deux feuilles d'aluminium espacées de 20 cm et dont les épaisseurs simulent les pertes d'énergie par radiation entre les deux parois.

La dernière contribution au bruit de fond, la probabilité de rebond, est déduite de

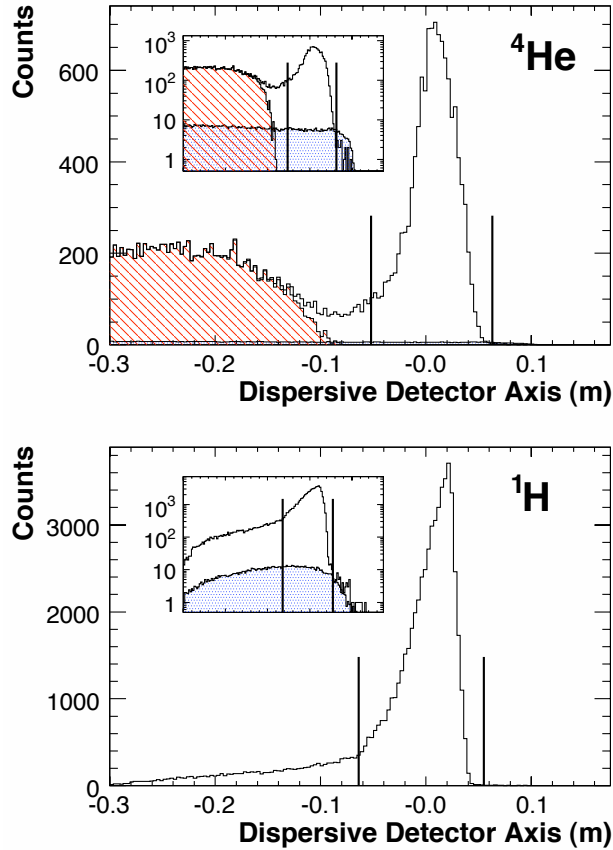


Figure III.9: Spectres mesurés lors des runs dédiés à bas courant, montrés en échelle log dans les encarts. Les lignes verticales matérialisent l'acceptance des détecteurs. Le bruit de fond relativement plat sous le pic élastique provient des parois de la cible. La contribution supplémentaire à gauche du pic hélium provient des diffusions inélastiques sur ce noyau.

mesures de taux de comptage effectuées avec des réglages de champ de plus en plus élevé dans le dipôle qui forcent les électrons élastiques à suivre des trajectoires de plus en plus inélastiques. Dans tous les cas l'estimation théorique des asymétries associées [27] est jugée suffisamment précise pour ne pas nécessiter de mesures dédiées. Pour les électrons rediffusés dans le spectromètre on utilise le fait que la section efficace inélastique est dominée par la résonance  $\Delta$  pour l'hydrogène et le quasi-élastique pour l'hélium. Les corrections et erreurs finales induites par chaque processus sont

résumées tableau III de l'annexe D.

## III.6 Normalisation

Le fait que l'asymétrie de violation de parité soit un rapport de taux de comptages annule les erreurs habituelles de normalisation liées à la détermination de la luminosité et de l'angle solide. Il reste cependant d'autres facteurs de normalisation qui au regard de la grande maîtrise des fausses asymétries du faisceau se retrouvent être des contributions dominantes dans l'erreur finale, surtout pour des mesures comme HAPPEX-He qui visent une erreur systématique relative de 2% seulement.

L'erreur de normalisation dominante est ainsi la détermination de la polarisation du faisceau d'électrons, facteur de dilution global de l'asymétrie mesurée. La technique utilisée par la collaboration HAPPEX est celle de la polarimétrie Compton pour laquelle j'ai beaucoup contribué. Le chapitre IV est dédié à la présentation des méthodes de détection et d'analyse développées pour ces expériences.

Les autres aspects de la normalisation sont la détermination de la cinématique moyenne interceptée par les spectromètres et l'application des corrections radiatives électrofaibles. Ces études utilisent à différents niveaux le programme de simulation de l'appareillage HAPPEX. J'avais commencé à développer ce programme pour des simulations de bruit de fond dans la première expérience HAPPEX, puis pour l'écriture du proposal de HAPPEX-H. Il prend en compte tous les processus de perte d'énergie et de diffusion multiple dans la cible et les différentes fenêtres traversées et propage les électrons diffusés jusqu'au plan focal des spectromètres. La modélisation de l'émission de photons réels, à l'origine de la queue radiative, se base sur un travail précédent réalisé par la collaboration de mon expérience de thèse [55]. L'optique magnétique est simulée soit par une matrice de transport soit par un tracking complet basé sur les cartes de champ des quadrupôles et du dipôle incluses dans le programme SNAKE [54].

### III.6.1 Cinématique moyenne

D'après les équations (II.22) et (II.23),  $A^{PV}$  dépend à la fois de  $Q^2$  et de l'angle de diffusion  $\theta$ . Ces deux quantités doivent donc être mesurées précisément afin de calculer quelle est l'asymétrie prédite par le modèle standard  $A_{s=0}^{PV}$  en l'absence de contribution des quarks étranges. À la dépendance des facteurs de forme près,  $Q^2$  joue le rôle de facteur de normalisation et

$$\frac{\delta A^{PV}}{A^{PV}} \sim \frac{\delta Q^2}{Q^2} \sim 2 \frac{\delta \theta}{\theta} \quad (\text{III.12})$$

La mesure de l'angle central des spectromètres est la source d'erreur dominante. Les relevés des géomètres permettent d'atteindre une précision de 0.05 degré qui conduit à une incertitude relative de  $\sim 1.5\%$  sur l'asymétrie. Pour réduire cette erreur on tire partie de la très bonne résolution en impulsion des spectromètres en convertissant une mesure directe d'angle en une mesure de distance en impulsion entre les pics élastiques de diffusion sur des noyaux différents [56]. L'écart en impulsion entre deux pics ne dépend que de l'énergie faisceau, de l'écart en masse des états nucléaires considérés (tous les deux connus avec grande précision) et de l'angle  $\theta$  recherché. Des données ont ainsi été prises avec des cibles de carbone et d'eau et une acceptation des spectromètres réduite à un très faible espace de phase autour de la trajectoire centrale afin de bien maîtriser les effets de l'optique magnétique. Finalement un fit global des pics élastiques et des niveaux excités donne une précision  $\delta\theta = 0.01$  degré! À partir de cet angle central, la reconstruction des traces par les chambres à fil permet

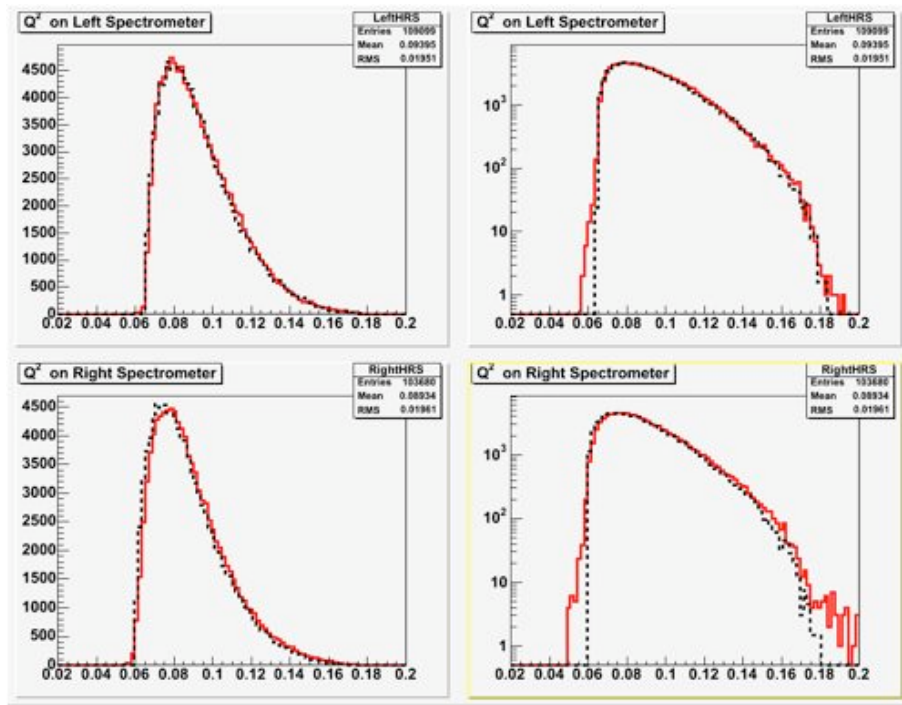


Figure III.10: Comparaison entre les distributions de  $Q^2$  simulée (ligne continue rouge) et expérimentale (tirets noirs) pour une cible d' $^4He$ . Les courbes à gauche et à droite montrent les mêmes données en échelle linéaire et logarithmique respectivement.

de déterminer la cinématique des événements dans l'acceptance du détecteur et de mesurer la valeur moyenne  $\langle Q_{det}^2 \rangle$  de la distribution de  $Q^2$  pondérée par l'énergie. La comparaison de telles distributions avec la simulation, illustrée figure (III.10), est un bon test de la modélisation de notre appareillage. Les cinématiques centrales ainsi mesurées sont reportées dans le tableau III.2.



Les effets de taille finie de l'acceptance totale des spectromètres sont ensuite pris en

Cible	$E$ (GeV)	$\langle \theta_{det} \rangle^{Left}$ (deg)	$\langle Q_{det}^2 \rangle^{Left}$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\langle \theta_{det} \rangle^{Right}$ (deg)	$\langle Q_{det}^2 \rangle^{Right}$ (GeV/c) <sup>2</sup>
$H$	$3.176 \pm 0.003$	$6.04 \pm 0.01$	$0.1107 \pm 0.0011$	$6.11 \pm 0.01$	$0.1070 \pm 0.0011$
${}^4He$	$2.750 \pm 0.003$	$6.06 \pm 0.01$	$0.07829 \pm 0.0007$	$6.12 \pm 0.01$	$0.07625 \pm 0.0007$

Tableau III.2: Cinématiques centrales des expériences HAPPEX. Les exposants "Left" et "Right" réfèrent aux deux spectromètres du hall A, de chaque côté de l'axe faisceau.

compte par la simulation du facteur correctif [44]

$$K = \frac{A_{s=0}^{PV}(\langle Q_{det}^2 \rangle, \langle \theta_{det} \rangle)}{\langle A_{s=0}^{PV}(Q_{vertex}^2, \theta_{vertex}) \rangle} \quad (\text{III.13})$$

où le numérateur est l'asymétrie calculée avec la cinématique moyenne et le dénominateur est l'asymétrie moyenne calculée à partir de la cinématique au vertex de chaque événement simulé. On trouve  $K = 1.000 \pm 0.001$  pour l'hélium, la compatibilité avec 1 étant attendue puisque dans ce cas l'asymétrie est exactement linéaire en  $Q^2$  et ne dépend pas de  $\theta$  (Eq.II.23). La correction pour l'hydrogène elle est non-triviale et vaut  $K = 0.979 \pm 0.002$ .

### III.6.2 Corrections radiatives

Les expressions des asymétries de violation de parité que nous avons utilisées jusqu'à présent étaient calculées à partir des diagrammes d'ordre le plus bas dans les constantes de couplage, dits diagrammes "en arbre". Toute mesure inclut bien-sûr la somme à tous les ordres et des corrections doivent être appliquées avant de pouvoir comparer théorie et expérience. Le formalisme de ces corrections est parfaitement défini par la théorie renormalisable électrofaible mais donne lieu à des calculs très techniques et volumineux. Les différentes notations et méthodes de calcul rencontrées dans la littérature ajoutent encore à la difficulté. Le souci principal de la collaboration HAPPEX était de s'assurer que les différentes approches étaient cohérentes entre elles et que les corrections étaient correctement appliquées. Ce travail est résumé dans une note portée en annexe C.

Les corrections provenant du rayonnement de photons dépendent en principe de l'acceptance du détecteur qui intercepte une portion plus ou moins importante de la queue radiative. Dans le cas d'HAPPEX le détecteur "encadre" volontairement de très près la cinématique purement élastique, donc la coupure équivalente dans la queue radiative fait que seuls les photons d'énergie très faible devant celle de l'électron

sont acceptés. Dans cette limite, dite des photons mous, il est démontré que la correction des photons réels se factorise devant la section efficace et ne dépend pas du spin [57, 58]. L'expression corrigée des asymétries s'écrit finalement

$$\begin{aligned}
A_{th}^{PV}(p) = & -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left\{ \rho'(1 - 4\kappa' \sin^2 \theta_W) - 4\lambda_{1u} - 2\lambda_{1d} \right. \\
& - (\rho' + 2\lambda_{1u} + 4\lambda_{1d}) \frac{\epsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\epsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \\
& - (\rho' + 2\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d} + 2\lambda_{1s}) \frac{\epsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\epsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \\
& - \left[ \rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) - \lambda_{2u} + \lambda_{2d} \right] \frac{\epsilon' G_M^p (-2 G_A^{(3)})}{\epsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \\
& - (\lambda_{2u} + \lambda_{2d}) \frac{\epsilon' G_M^p 2\sqrt{3} G_A^{(8)}}{\epsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \\
& \left. - \left[ \rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) + 2(\lambda_{2u} + \lambda_{2d} + \lambda_{2s}) \right] \frac{\epsilon' G_M^p G_A^s}{\epsilon (G_E^p)^2 + \tau (G_M^p)^2} \right\}
\end{aligned} \tag{III.14}$$

pour l'hydrogène, et

$$\begin{aligned}
A_{th}^{PV}(^4He) = & \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left[ 4\rho'\kappa' \sin^2 \theta_W + 6\lambda_{1u} + 6\lambda_{1d} \right. \\
& \left. + [\rho' + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \frac{2G_E^s}{G_E^p + G_E^n} \right]
\end{aligned} \tag{III.15}$$

pour l'hélium, avec les coefficients  $\rho, \kappa$  et  $\lambda$  extraits de [13]. En l'absence de correction les facteurs  $\lambda$  sont nuls et les autres sont égaux à 1.

### III.7 Résultats - Perspectives

La contribution des quarks étranges est extraite de l'écart  $A_{exp}^{PV} - A_{s=0}^{PV}$  entre la valeur théorique, corrigée des effets des boucles électrofaibles et prédite avec  $G_E^s = G_M^s = 0$  (Eqs.III.14 et III.15), et la valeur expérimentale, corrigée de tous les facteurs de dilution et des fausses asymétries. La valeur expérimentale s'obtient par

$$A_{exp}^{PV} = \frac{K}{P_e} \frac{A_{corr} - P_e \sum_i A_i f_i}{1 - \sum_i f_i} \tag{III.16}$$

où  $A_{corr}$  désigne l'asymétrie brute des taux de comptages corrigée des effets des paramètres faisceau. Les autres notations sont définies dans les sections précédentes. En utilisant les cinématiques centrales du tableau III.2 on obtient les prédictions

théoriques

$$\begin{aligned} A_{s=0}^{PV}(p) \Big|_{Q^2=0.109 \text{ GeV}/c^2} &= -1.66 \pm 0.05 \times 10^{-6} \\ A_{s=0}^{PV}(^4\text{He}) \Big|_{Q^2=0.077 \text{ GeV}/c^2} &= 6.37 \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

où l'erreur pour l'hydrogène provient essentiellement de l'incertitude sur les facteurs de forme électromagnétiques, extraits d'ajustements sur les données mondiales [18, 19]. Les valeurs expérimentales sont [59, 60]

$$\begin{aligned} A_{exp}^{PV}(p) \Big|_{Q^2=0.109 \text{ GeV}/c^2} &= -1.58 \pm 0.12_{stat} \pm 0.04_{syst} \times 10^{-6} \\ A_{exp}^{PV}(^4\text{He}) \Big|_{Q^2=0.077 \text{ GeV}/c^2} &= 6.40 \pm 0.23_{stat} \pm 0.12_{syst} \times 10^{-6} \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

On en déduit les combinaisons suivantes de facteurs de forme étranges pour l'hydrogène et l'hélium

$$\begin{aligned} G_E^s + 0.09 G_M^s \Big|_{Q^2=0.109 \text{ GeV}/c^2} &= 0.007 \pm 0.011 \pm 0.006 \\ G_E^s \Big|_{Q^2=0.077 \text{ GeV}/c^2} &= 0.002 \pm 0.014 \pm 0.007 \end{aligned} \quad (\text{III.19})$$

Pour une séparation complète des contributions électrique et magnétique ces résultats sont évolués vers un  $Q^2$  commun de  $0.1 \text{ GeV}/c^2$ . Étant donné les faibles valeurs de  $Q^2$  et le bras de levier très réduit de l'évolution nous utilisons le premier terme non nul du développement des facteurs de forme en puissance de  $Q^2$  et supposons donc  $G_E^s$  proportionnel à  $Q^2$  et  $G_M^s$  constant. Les deux mesures d'HAPPEX dessinent alors deux bandes de contraintes dans le plan  $G_E^s - G_M^s$  (fig.III.11) à partir desquelles nous pouvons extraire les valeurs à 95% de degré de confiance

$$\begin{aligned} G_E^s &= -0.005 \pm 0.019 \\ G_M^s &= +0.18 \pm 0.27 \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Ces résultats posent de très fortes contraintes sur la distribution des charges étranges dans le nucléon. À  $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}/c^2$  les distributions spatiales des quarks  $s$  et des antiquarks  $\bar{s}$  apparaissent comme quasi-identiques et  $G_E^s$ , sensible à leur différence, ne vaut que  $0.2 \pm 0.8\%$  de  $G_p^E$  au même  $Q^2$ . De même, le moment magnétique étrange est contraint à  $3 \pm 4\%$  de celui du proton.

### III.7.1 Données mondiales, discussion

Trois autres expériences posent des contraintes supplémentaires dans le plan  $G_E^s - G_M^s$  à  $Q^2 = 0.1 (\text{GeV}/c)^2$ : SAMPLE [67] au MIT-Bates, PVA4 [68] à Mainz et G0 [69]

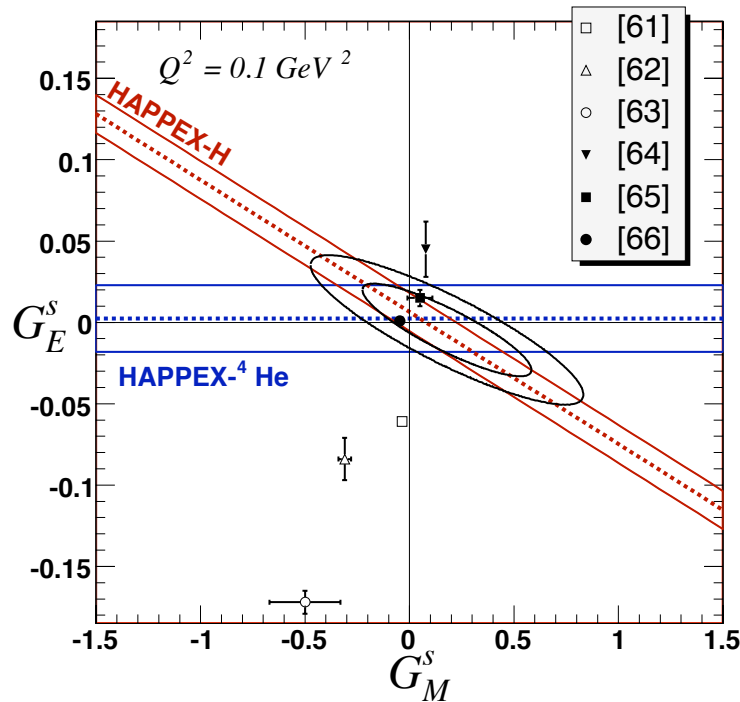


Figure III.11: Ellipses à 68 et 95% de degré de confiance définies dans le plan  $G_E^s - G_M^s$  par les deux bandes des mesures HAPPEX. Les références aux divers modèles théoriques sont données dans l'encadré.

dans le hall C du Jefferson Lab. La figure (III.12) montre un accord remarquable entre des mesures utilisant pourtant des techniques expérimentales très différentes. L'ellipse de corrélation globale conduit à

$$G_E^s = -0.006 \pm 0.016 \quad (\text{III.21})$$

$$G_M^s = +0.28 \pm 0.20$$

Nous voyons que les mesures HAPPEX, par leur haute précision sur cette cinématique spécifique, apportent la majeure partie de la contrainte globale. À la vue des efforts expérimentaux investis pour atteindre les niveaux requis de contrôle de l'appareillage et du faisceau, nous sommes en droit de s'interroger sur l'engagement de quatre collaborations dans ces mesures. Pour justifier un tel programme expérimental je soulignerais qu'il bénéficie d'une problématique bien définie, s'appuyant sur le formalisme établi de l'interaction électrofaible et sur des hypothèses bien maîtrisées telle que la symétrie de charge. À travers la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon la sonde du courant faible neutre fournit ainsi une observable sélective de la dynamique des fluctuations quark-antiquark. L'amplitude de cette contribution n'est contrainte par aucune symétrie et fournit une nouvelle information sur la structure du nucléon dans un domaine cinématique dominé par le comportement

non-perturbatif de l'interaction forte. La comparaison sur la figure (III.11) de la taille de l'ellipse de corrélation avec la dispersion des modèles de facteurs de forme étranges montre que les précisions atteintes permettent de rejeter plusieurs approches théoriques et posent des contraintes sur la contribution des facteurs de forme étranges au niveau de quelques % seulement des facteurs de forme électromagnétiques du proton. Les mesures à  $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}/c^2$  sont donc concluantes, elles prouvent que les distributions des quarks étranges et anti-étranges se répartissent de manière quasi-identique dans le proton.

Au delà de l'intérêt purement scientifique, l'existence de plusieurs mesures est aussi

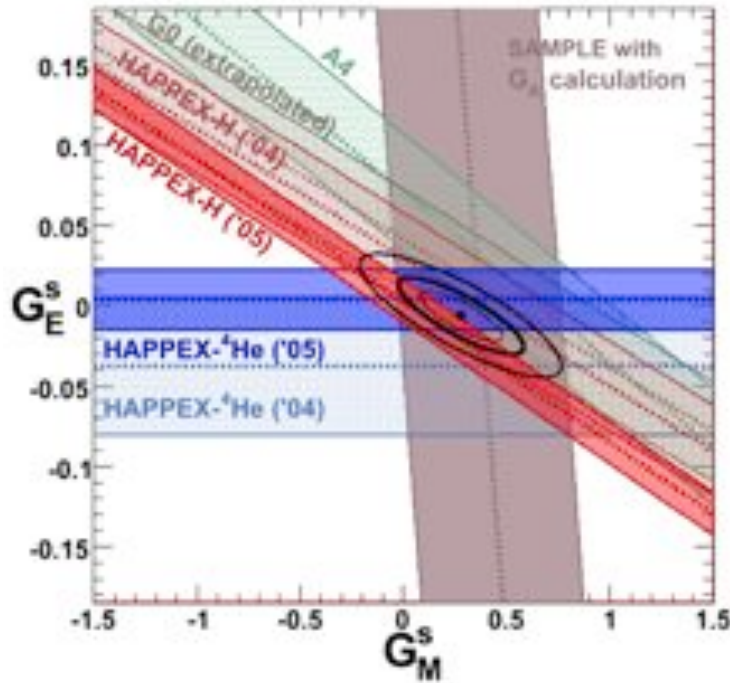


Figure III.12: Données mondiales à  $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}/c^2$ . Les largeurs des bandes correspondent à la somme quadratique des erreurs statistique et systématique. Les deux runs d'HAPPEX en 2004 et 2005 sont représentés.

justifiée par la finesse des effets recherchés qui appelle à la comparaison de méthodes expérimentales les plus complémentaires possibles. Cette complémentarité est très présente entre les collaborations SAMPLE, G0, PVA4 et HAPPEX qui ont recours à des techniques de détection totalement indépendantes (tableau III.3). Les mesures précises d'HAPPEX mais réduites à une cinématique spécifique sont également complétées par l'excursion en  $Q^2$  des autres expériences, notamment G0 qui, grâce à son spectromètre de large acceptation, couvre le domaine  $0.12 - 1.00 \text{ (GeV}/c)^2$ . La figure III.13 résume ainsi l'ensemble des combinaisons  $G_E^s + \eta G_M^s$  mesurées en diffusion élastique

aux angles avants.  $\eta$  est un facteur cinématique dépendant de  $Q^2$  et  $\theta$  qui varie d'un point à l'autre. Il est donc difficile d'interpréter une quelconque évolution en  $Q^2$  ou même de tester la compatibilité entre deux mesures sur cette figure. Cependant il apparaît déjà que toutes les combinaisons sont plutôt compatibles avec 0 à  $Q^2 \leq 0.3 \text{ GeV}/c^2$ . Au delà, les points de G0 semblent montrer une possible déviation

Exp.	$Q^2$ ( $\text{GeV}/c$ ) <sup>2</sup>	Technique de détection	Acquisition	Séparation E/M/A
HAPPEX	0.1 et 0.5	Calo. Laiton/quartz + Spectro. magn.	Intégrée	Cibles $H$ et ${}^4He$ angles avants
PVA4	0.1 et 0.23	Calo. $PbF_2$ grande acceptance	evt/evt.	Cibles $H$ et $d$ avant/arrière
G0	0.1 – 1.0	Temps de vol + Spectro. magn.	evt/evt.	Cibles $H$ et $d$ avant/arrière
SAMPLE	0.04 et 0.09	Cerenkov dans l'air	Intégrée	Cibles $H$ et $d$ arrière

Tableau III.3: Illustration de la complémentarité des différentes mesures de facteurs de forme étranges.

positive. Cette hypothèse sera vérifiée par la prochaine expérience HAPPEX qui fera une mesure de haute précision sur le proton à  $Q^2 = 0.6 \text{ GeV}/c^2$  en 2009. Les collaborations PVA4 et G0 viennent également de finir des prises de données aux angles arrières qui permettront une séparation totale entre les termes électrique, magnétiques et axial. Ces derniers résultats donneront alors une vision complète des facteurs de forme étranges.

Enfin, la simple observation de l'évolution des précisions absolue et relative des asymétries de violation de parité et de l'évolution de la polarisation des faisceaux témoigne des constants développements technologiques réalisés ces dix dernières années. Les expériences de violation de parité apparaissent comme l'un des principaux moteurs de l'amélioration des performances des sources et des faisceaux polarisés avec des retombées positives sur toutes les observables de polarisation des expériences modernes. Cet aspect "transversal" des retombées technologiques s'applique aussi aux thématiques des futures expériences de violation de parité en diffusion d'électrons dont un aperçu est donné dans la section suivante.

### III.7.2 Perspectives

Une vision originale de la matière hadronique que peut apporter le  $Z0$  par rapport au photon est son couplage préférentiel au neutron (de charge faible  $-1$  au lieu de

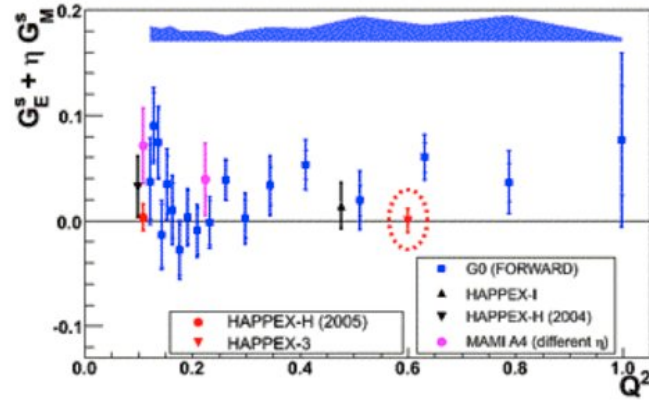


Figure III.13: Vue d'ensemble de toutes les combinaisons de facteurs de forme étranges mesurées en diffusion d'électrons vers l'avant. Les carrés bleus illustrent la large gamme de  $Q^2$  couverte par G0, la bande bleue en haut du graphe représente l'erreur systématique à ajouter en quadrature. Les autres points représentent les mesures à un  $Q^2$  spécifique. L'ellipse en pointillé indique la précision attendue pour la troisième génération d'HAPPEX.

$1 - 4 \sin^2 \theta_W \sim 0.075$  pour le proton, voir tableau I.1). L'expérience PRex [70], programmée à Jefferson Lab en 2009, tire parti de cette caractéristique pour mesurer le rayon de neutron dans le noyau de  $^{208}\text{Pb}$  à travers la violation de parité en diffusion élastique d'électrons. La précision relative attendue de 3% sur l'asymétrie contraindra le rayon de neutron à 1% près. Cela représente un gain de précision d'un facteur 5 environ par rapport aux données actuelles, nécessaire pour mettre clairement en évidence pour la première fois l'effet de "peau de neutron" prédit de longue date par les théoriciens du noyau. Cette expérience est un challenge qui repousse encore les limites de précision en visant une erreur absolue de  $15 \cdot 10^{-9}$  sur l'asymétrie et 1% sur la polarisation du faisceau. Hormis l'intérêt pour la physique nucléaire, cette mesure a des retombées en astrophysique en contraignant les modèles de structure des couches externes des étoiles à neutron [71].

Une autre extension directe du programme de mesure de violation de parité concerne bien sur le régime des diffusions profondément inélastiques. Le passage prévu de l'énergie maximale de JLab de 6 à 11 GeV en fait un laboratoire privilégié pour la poursuite d'un tel programme. La forte luminosité et la "qualité parité" du faisceau maintenant démontrée par plusieurs expériences ouvrent des possibilités d'études dans la région des grandes fractions d'impulsion ( $x \sim 0.7$ ), dominée par les quarks de valence. Pour une cible isoscalaire telle que le deutérium par exemple,  $A^{PV}$  possède la propriété intéressante d'être très peu sensible aux fonctions de distribution des partons. Une mesure à 1% permettrait alors de poser des contraintes fortes sur les

couplages faibles axiaux aux quarks, mal connus expérimentalement (chapitre V). Les hypothèses sous-jacentes de symétries de charge et de termes "higher twist" négligeables peuvent être testées par une série de mesures à différents  $x$  et  $Q^2$  [72]. Sur une cible de proton c'est le rapport de quarks de valence  $d/u$  à grand  $x$  qui est mesuré. Une quantité peu contrainte sur laquelle les prédictions théoriques divergent. Les asymétries associées, de l'ordre de  $10^{-4}$ , sont relativement importantes comparées aux performances atteintes aujourd'hui. L'intérêt physique de ces mesures demande cependant une très bonne précision relative. Les appareillages associés devront donc posséder une très grande acceptance azimutale et des configurations semblables à celle de E158 (section V.2) sont à l'étude.



# Chapitre IV

## Polarimétrie Compton

Comme nous l'avons discuté section III.6, la polarisation du faisceau est une quantité centrale des mesures d'asymétries de par son importance dans la figure de mérite et l'erreur de normalisation associée qui devient l'erreur dominante de la dernière génération d'expériences. La prédiction de la polarisation du faisceau atteignant la cible est cependant très complexe en raison des mécanismes d'extraction des électrons du cristal de la source. Malgré une limite théorique de 100% de polarisation dans les nouveaux cristaux contraints, des phénomènes de dépolarisation subsistent, inhérents aux interactions des électrons de la bande de conduction avec la matière. Dans une moindre mesure le transport dans l'accélérateur peut induire des coupures dans l'emittance du faisceau qui affectent la polarisation. Dans tous les cas la précession du spin de la source à la cible (de l'ordre de  $7 \times 2\pi$  pour HAPPEX) doit être soigneusement prise en compte pour optimiser la composante longitudinale dans le hall.

Au final il est impératif de mesurer la polarisation. Le principe est toujours d'exploiter un processus sensible à l'orientation du spin des électrons par l'intermédiaire d'un pouvoir d'analyse  $A_P$  qui induit une asymétrie de taux de comptage  $A_{exp}$  lors du retournement du spin. La polarisation du faisceau  $P_e$  apparaît alors comme un facteur de dilution reliant ces deux quantités

$$A_{exp} \propto P_e A_P \tag{IV.1}$$

Trois appareillages sont disponibles [73] pour les expériences du hall A:

- Le polarimètre Mott, installé juste après la source, dans la section à 5 MeV d'énergie. Le processus exploité est la diffusion Mott aux angles arrières sur une feuille d'or. Le couplage spin-orbite rend cette diffusion très sensible à la composante perpendiculaire de la polarisation des électrons (ce processus respecte la parité et est donc invariant sous le renversement de la polarisation longi-

tudinale). Le pouvoir d'analyse est décrit par la fonction de Sherman et peut atteindre plusieurs dizaines de %. Bien que cette méthode atteigne des précisions de l'ordre du % elle est peu utilisée car limitée à bas courant et à basse énergie, loin des conditions expérimentales. De plus elle nécessite l'arrêt des trois halls de CEBAF pendant la mesure.

- Le polarimètre Møller, installé sur la ligne faisceau du hall A. Le processus exploité est la diffusion des électrons du faisceau sur les électrons polarisés d'une feuille ferromagnétique. Le pouvoir d'analyse élémentaire atteint une valeur maximum de  $7/9$  mais il est dilué par la faible fraction des électrons atomiques qui se polarisent. Au final  $A_P^{Moller}$  est de l'ordre de quelques %. L'utilisation d'une cible solide implique également une mesure à bas courant ( $\sim 1 \mu A$ ) et l'arrêt de l'expérience en cours. Son erreur dominante est une incertitude de 2 à 3% sur la polarisation de la cible. Cette erreur peut être réduite en imposant un champ magnétique très intense perpendiculairement à la feuille ferromagnétique (section IV.6).

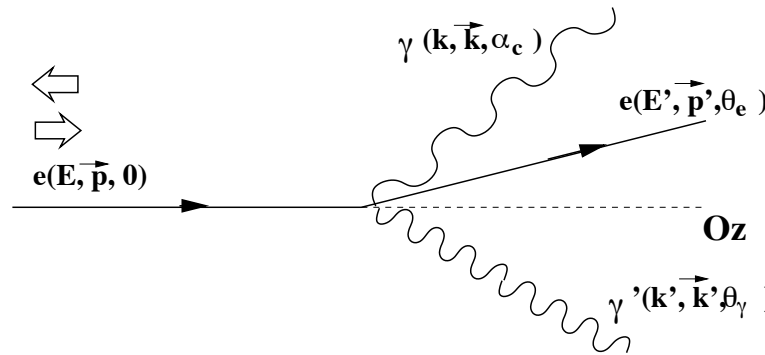


Figure IV.1: Diffusion Compton des électrons polarisés du faisceau sur un faisceau laser circulairement polarisé qui joue le rôle de "cible de photons".

- Le polarimètre Compton, également installé sur la ligne faisceau du hall A. Cette méthode présente les avantages d'une mesure non destructive, réalisée en continu en parallèle de l'expérience en cours. Sa précision n'est *a priori* pas limitée par une butée théorique telle que la connaissance des pouvoirs d'analyse des polarimètres Mott et Møller. Ces caractéristiques attrayantes ont motivé la réalisation d'un tel polarimètre. Il a été conçu sous la responsabilité du Service de Physique Nucléaire de Saclay en collaboration avec le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand. Les premières mesures ont été

réalisées en 1998 pour HAPPEX. Je présente ici les derniers développements sur lesquels j'ai travaillé en vue d'augmenter la précision de l'appareillage.

## IV.1 Diffusion Compton polarisée

Les notations de la diffusion Compton doublement polarisée sont illustrées figure IV.1. Dans la pratique le photon incident provient d'un faisceau laser donc  $k \sim 1 \text{ eV}$  et afin de maximiser l'interaction entre les deux faisceaux  $\alpha_c$  est proche de 0. Le spectre en énergie des photons diffusés est relativement plat avec une coupure cinématique connue sous le nom de *front Compton* correspondant à l'énergie maximale

$$k'_{max} = 4ak \frac{E^2}{m^2}, \quad a = \frac{1}{1 + \frac{4kE}{m^2}} \quad (\text{IV.2})$$

où  $m$  est la masse de l'électron. Pour les faisceaux de CEBAF de l'ordre du  $\text{GeV}$ ,  $a$  est toujours proche de 1 et  $k'_{max}$  est donc essentiellement proportionnel à  $E^2$ . La

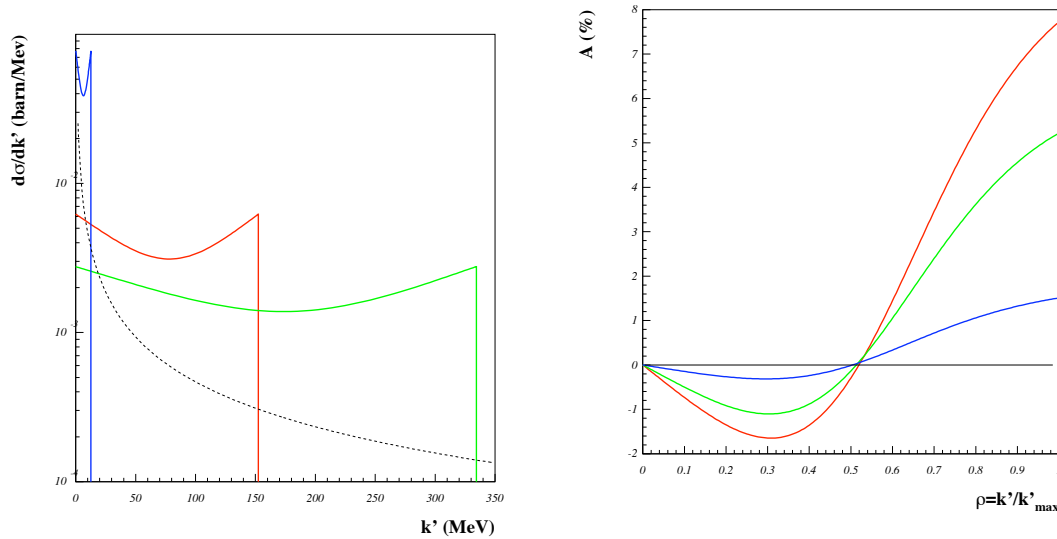


Figure IV.2: Exemples de sections efficaces (gauche) et d'asymétries Compton (droite) calculées pour un laser infra-rouge de longueur d'onde 1064 nm et une énergie d'électron de 0.85, 3.00, et 4.50 GeV (courbes bleues, rouges et vertes respectivement). La courbe pointillée illustre la dépendance typique en  $1/E$  du bruit de fond de bremsstrahlung.

figure IV.2 montre les évolutions de la section efficace différentielle et de l'asymétrie Compton en fonction de  $k'$  pour trois énergies  $E$  du faisceau d'électrons couvrant la gamme de la plupart des expériences à JLab. Les courbes de section efficace illustrent que la diminution des taux de comptages différentiels avec  $E$  compense presque exactement l'augmentation quadratique de  $k'_{max}$ . Il en résulte une section efficace totale,

aire des courbes, constante pour tout le domaine cinématique de JLab, de l'ordre du barn.

Comme pour  $A^{PV}$ , le pouvoir d'analyse Compton  $A_{cpt}$  est défini par l'asymétrie des taux de comptage dans le renversement de la polarisation longitudinale des électrons

$$A^{cpt} = \frac{\sigma_{\Rightarrow}^{\rightarrow} - \sigma_{\Rightarrow}^{\leftarrow}}{\sigma_{\Rightarrow}^{\rightarrow} + \sigma_{\Rightarrow}^{\leftarrow}} = \frac{2\pi r_0^2 a}{d\sigma/d\rho} [1 - \rho(1+a)] \left[ 1 - \frac{1}{(1 - \rho(1-a))^2} \right] \quad (\text{IV.3})$$

avec  $r_0 = \alpha\hbar c/mc^2$  le rayon classique de l'électron,  $\rho = k'/k'_{max}$  et  $d\sigma/d\rho$  la section efficace non polarisée

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left[ \frac{\rho^2(1-a)^2}{1 - \rho(1-a)} + 1 + \left( \frac{1 - \rho(1+a)}{1 - \rho(1-a)} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.4})$$

Ces expressions sont calculées à l'ordre le plus bas en  $\alpha$ , il a été démontré [74] que l'effet relatif des corrections radiatives reste inférieur au % pour les cinématiques de JLab. Le signe global de  $A^{cpt}$  change suivant le choix de polarisation circulaire<sup>1</sup> droite ou gauche  $P_\gamma$  du laser (flèche double dans l'expression IV.3). Ce changement de signe permet un contrôle des effets systématiques analogue à celui induit par l'insertion de la lame demi-onde dans le faisceau laser de la source pour la mesure de  $A^{PV}$ . L'asymétrie Compton mesurée est alors reliée au pouvoir d'analyse par les deux facteurs de dilution  $P_e$  et  $P_\gamma$

$$A_{exp}^{cpt} = P_e P_\gamma A^{cpt} \quad (\text{IV.5})$$

Une mesure de  $A_{exp}^{cpt}$  et la connaissance de  $P_\gamma$  permettent donc d'extraire  $P_e$ .

La figure IV.2 met en évidence les principales caractéristiques de  $A^{cpt}$  à savoir un changement de signe à  $\rho = \rho_0$  entre les basses et hautes énergies de photon diffusé et un maximum d'amplitude  $A_{max}^{cpt}$  au front Compton. D'après l'eq.(IV.3)

$$\rho_0 = \frac{1}{1+a} \sim 0.5, \quad \text{et} \quad A_{max}^{cpt} \Big|_{\rho=1} = \frac{1-a^2}{1+a^2} \propto kE \quad (\text{IV.6})$$

La dépendance quasi-linéaire de  $A_{max}^{cpt}$  avec  $k$  et  $E$  reste vraie pour l'asymétrie moyenne. Les lois d'échelle que nous venons de déterminer conduisent à une figure de mérite particulièrement sensible à  $E$ : pour atteindre une précision statistique donnée en un minimum de temps il faut maximiser

$$FoM = \sigma_{tot} \times (A^{cpt})^2 \propto k^2 \times E^2 \quad (\text{IV.7})$$

<sup>1</sup>L'utilisation d'une polarisation linéaire n'augmente pas le pouvoir d'analyse mais fait apparaître une modulation en  $\sin\phi$  avec  $\phi$  l'angle azimutal de la diffusion. Le boost de Lorentz concentrant tous les produits de réaction dans un cône très étroit à l'avant cette modulation n'est pas exploitable dans le dispositif de JLab et seule une polarisation circulaire est utilisée.

La polarimétrie Compton à "basse" énergie telle que celle demandée par l'expérience PREx ( $E = 0.85 \text{ GeV}$ , voir section III.7) est donc un réel défi. Avec un laser infra-rouge, le pouvoir d'analyse devient inférieur au pourcent rendant la convergence statistique plus lente et amplifiant l'effet relatif des erreurs systématiques. De plus la réduction du front Compton à  $12 \text{ MeV}$  rend la detection plus sensible aux principales sources de bruit de fond, Bremsstrahlung sur le gaz résiduel du tube faisceau ou interaction du halo faisceau avec les ouvertures mécaniques, très piquées à basse énergie (fig.IV.2).

Dans la suite de ce chapitre je décris les choix techniques réalisés et les analyses complémentaires développées pour étendre la haute précision de la polarimétrie Compton vers les plus basses énergies de JLab, a priori non favorables.

## IV.2 Le polarimètre du hall A de JLab

Le concept du polarimètre Compton, proposé par le CEA Saclay [75], est basé sur l'amplification d'un laser infra-rouge de moyenne puissance ( $300 \text{ mW}$ ) par une cavité optique de Fabry-Pérot. À la fois le photon et l'électron diffusés sont détectés. L'écart de 9 ordres de grandeur entre les énergies du laser et des électrons incidents implique que les particules diffusées restent très proches de l'axe du faisceau d'électrons. Pour les extraire, une déviation magnétique est incluse sur la ligne faisceau rectiligne du hall A sous la forme d'une chicane de 4 dipôles identiques (fig.IV.3), connectés en série. L'intégrale de champ totale nulle assure la restitution du faisceau sur son axe initial en sortie de chicane. Dans la partie centrale (entre D2 et D3), une section droite de quelques mètres est créée à 30 cm sous la ligne principale et permet d'insérer la table optique du laser. Les photons diffusés restent dans l'axe de cette ligne inférieure et sont captés par un calorimètre en tungstate de plomb tandis que les électrons diffusés, ayant cédé une partie de leur énergie, sont plus déviés que le faisceau primaire par le dipole 3 et interceptés par une série de quatre plans de micro-strips (fig.IV.4). La position verticale de ces électrons dans les micro-strips est une mesure de leur énergie. Le système d'acquisition de données permet d'enregistrer les événements photon seul, électron seul ou coïncidence photon-électron. Les paramètres du faisceau d'électrons, de la table laser, des aimants et des détecteurs sont aussi enregistrés à des fréquences plus faibles.

Un aspect original du polarimètre Compton de JLab est l'utilisation d'une cavité optique, couplée au tube faisceau, pour amplifier la puissance du laser. Cet important développement technique a été réalisé au CEA Saclay [76, 77]. La mécanique de la cavité, monolithique, fixe la distance entre les deux miroirs et définit l'axe optique.

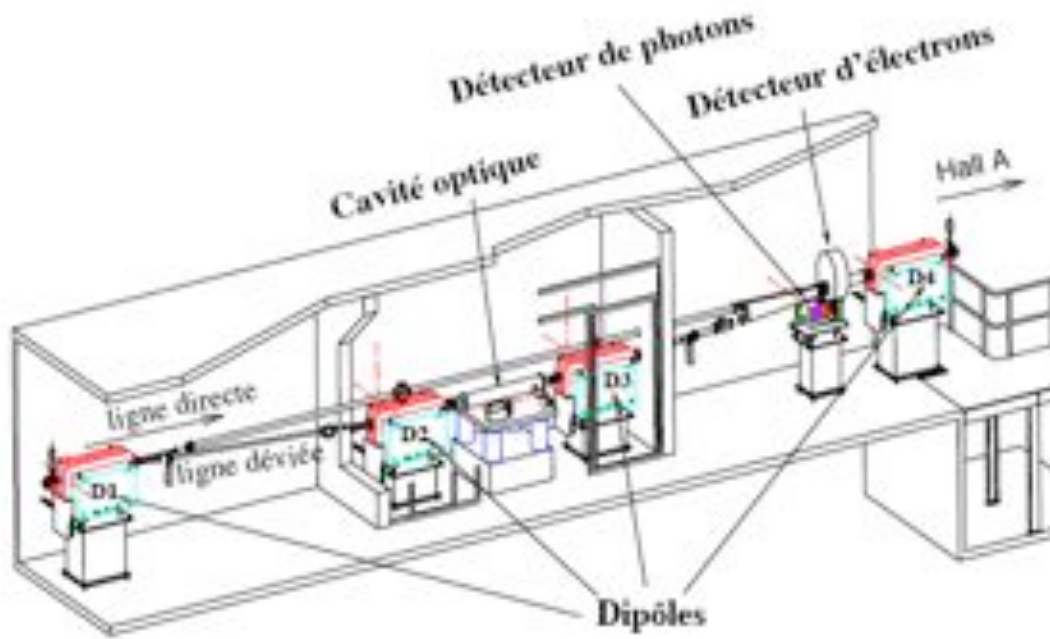


Figure IV.3: Vue d'ensemble de la chicane magnétique du polarimètre Compton.

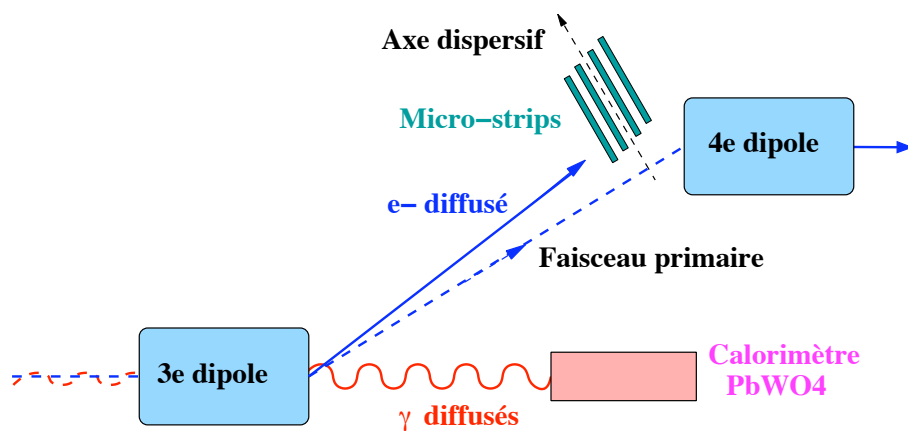


Figure IV.4: Principe de détection des électrons et des photons.

L'alignement du faisceau laser par rapport à cet axe peut être optimisé entièrement à distance à l'aide de deux miroirs orientables. Un système d'asservissement dit de Pound et Drever [78] permet alors d'ajuster la fréquence du laser sur une résonance de la cavité. L'accrochage se fait en quelques secondes et une puissance accumulée stable de 1700 W a pu être maintenue pendant plusieurs heures, soit un gain de puissance de presque 6000<sup>2</sup>!

L'intersection entre les faisceaux laser et d'électrons est localisée à l'aide d'un balayage du courant d'alimentation des dipôles autour de la valeur nominale. Les champs magnétiques étant identiques en valeur absolue mais alternés en signe d'un dipôle à l'autre, ce balayage a pour seul effet un déplacement vertical du faisceau d'électrons dans la section basse de la chicane. Un simple système d'asservissement permet alors de conserver la position verticale sur le maximum de luminosité Compton. Dans ces conditions le taux de comptage typique est alors d'environ  $1\text{ kHz}/\mu\text{A}$ . Grâce à la cavité, la précision statistique n'est donc pas un élément limitant pour le polarimètre Compton. De plus, la polarisation moyenne mesurée correspond à celle "vue" par l'expérience en cours sur la même période et l'erreur statistique cumulée sur plusieurs semaines est toujours négligeable. Juste avant le démarrage des expériences HAPPEX, la puissance dans la cavité a chuté d'un facteur 3. Une analyse de tous les paramètres de la cavité a montré que l'origine était une augmentation des pertes sur les miroirs, probablement provoquée par une trop forte irradiation ou une poussière. La marge confortable sur la convergence statistique a cependant permis à l'expérience de tourner sans nécessiter une intervention sur la cavité, toujours complexe et risquée.

L'accrochage-décrochage rapide et contrôlable à distance de la cavité permet en pratique des renversement fréquents (toutes les minutes) de la polarisation circulaire du laser, afin de réduire l'impact de certains effets systématiques dans la moyenne de la mesure. Entre chaque renversement la période de décrochage est volontairement prolongée jusqu'à  $\sim 25\%$  du temps total afin de mesurer régulièrement le bruit de fond dans les détecteurs:

- Le Bremsstrahlung des électrons sur le gaz résiduel du tube faisceau simule parfaitement un événement Compton. Sa contribution est rendue négligeable par l'obtention d'un vide poussé ( $10^{-9}\text{ torr}$ ) dans la section centrale de la chicane.
- Afin de maximiser la luminosité, l'angle de croisement  $\alpha_c$  est le plus proche possible de zéro. Ceci impose la présence des miroirs de la cavité très près de l'axe du faisceau d'électrons, 5 mm dans notre cas. Tout électron traversant la

---

<sup>2</sup>Seule la retro-diffusion des photons se propageant dans la cavité "à la rencontre" du faisceau d'électrons est détectée. Les photons se propageant dans la direction des électrons ont un espace de phase de diffusion Compton quasi-nul.

mécanique de support ou les miroirs eux-mêmes induit alors une gerbe de particules secondaires qui atteignent les détecteurs. Pour rester une source négligeable de bruit de fond l'intensité du halo du faisceau d'électrons doit être inférieure à  $10^{-9}$  de l'intensité totale à  $5\text{ mm}$  du centroïde! Cette très forte contrainte est remplie grâce à des quadripôles en amont de la chicane qui focalisent fortement l'extension spatiale du faisceau au niveau des étroites ouvertures mécaniques de la chicane. Pour les expériences HAPPEX l'optique faisceau en aval de la chicane est aussi soumise à de fortes contraintes afin que les moniteurs situés juste devant la cible gardent une bonne sensibilité aux mouvements du faisceau. Le réglage optimal est donc le fruit d'une longue interaction avec les opérateurs de l'accélérateur.

Durant les expériences HAPPEX un rapport signal sur bruit  $S/B \geq 20$  (intégré jusqu'au front Compton) est couramment réalisé. L'application d'un seuil software ou hardware (sections IV.3 et IV.4) dans le calcul de  $A_{exp}^{cpt}$  amène typiquement  $S/B \sim 50$ . La polarisation faisceau est mesurée en permanence et une précision statistique de 1% est atteinte toutes les 3h environ.

### IV.3 Méthode photon

Historiquement le détecteur de photons fut le premier installé et les premiers résultats de polarimétrie Compton reposaient sur ce seul signal [79]. Avec la mise en œuvre du détecteur d'électrons, la principale source d'erreur, la détermination de la réponse du calorimètre en fonction de l'énergie incidente, a pu être nettement réduite et a fait rentrer le polarimètre dans le domaine des mesures de haute précision (annexe E). Le principe repose sur une analyse des coïncidences électron-photon. Le pas des microstrips de  $650\ \mu\text{m}$  suivant l'axe dispersif (fig.IV.4) correspond en effet à une bande d'énergie très étroite, d'environ  $5\text{ MeV}$  pour un faisceau de  $3\text{ GeV}$ . En exploitant les relations de la cinématique à deux corps de la diffusion Compton, le numéro de strip touché dans le détecteur d'électrons signe donc précisément l'énergie attendue dans le détecteur photon (Eq.IV.10). Pour une énergie  $k$  de photon sélectionnée par une strip spécifique, la distribution des énergies reconstruites et codées par l'ADC du calorimètre fournit alors la fonction de réponse  $\mathcal{R}(ADC, k)$ , dont un exemple est illustré figure IV.5. Cette réponse est dominée par la gaussienne de la résolution intrinsèque du détecteur. L'élargissement de la fonction de réponse par l'acceptance en énergie finie d'une strip est négligeable et peut de plus se corriger facilement. La queue de distribution plus importante à basse énergie traduit les pertes sur les faces



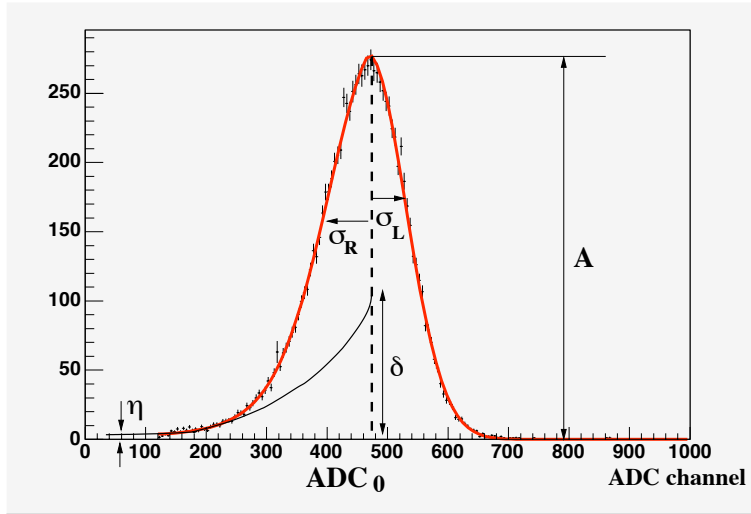


Figure IV.5: Spectre des énergies reconstruites par le détecteur photon pour les électrons touchant la strip numéro 14. Les paramètres de la gaussienne asymétrique utilisée pour modéliser cette courbe de réponse sont également représentés.

avant et latérales du cristal de  $PbWO_4$  ( $2 \times 2 \times 23 \text{ cm}^3$ ). À l'aide de  $\mathcal{R}(ADC, k)$  on définit la probabilité de détecter un photon d'énergie  $k$  au-dessus d'un seuil  $ADC_s$

$$P(k) = \frac{\int_{ADC_s}^{\infty} \mathcal{R}(ADC, k) dADC}{\int_0^{\infty} \mathcal{R}(ADC, k) dADC} \quad (\text{IV.8})$$

La convolution de la section efficace Compton par  $P(k)$  suffit en principe à reconstruire le spectre expérimental des photons détectés. L'accord entre les spectres prédit et mesuré est réalisé en ajustant un paramètre libre de gain. Cet ajustement permet de compenser les dérives de l'appareillage entre deux analyses de fonction de réponse, typiquement espacées de plusieurs jours. Il corrige aussi une éventuelle erreur de calibration du détecteur d'électrons qui assure la correspondance entre énergie et numéro de strip.

Un avantage crucial dans la mesure de la polarisation faisceau par les événements "photons" est la possibilité d'utiliser  $ADC_s$  comme un "seuil software", optimisé pour la réduction des erreurs systématiques. A cette fin le système d'acquisition stocke le nombre de photons détectés pendant chaque période de  $33 \text{ ms}$  dans des bins de 50 canaux ADC (soit 20 bins pour un ADC 10 bits). L'asymétrie expérimentale se calcule donc facilement avec un seuil variable par pas de 50 canaux. Pour extraire la polarisation du faisceau d'électrons via l'équation (IV.5), le pouvoir d'analyse moyen  $\langle A^{cpt} \rangle$  s'obtient par

$$\langle A^{cpt} \rangle = \frac{\int_0^{k_{max}} P(k) \frac{d\sigma_0}{dk} A^{cpt}(k) dk}{\int_0^{k_{max}} P(k) \frac{d\sigma_0}{dk} dk} \quad (\text{IV.9})$$

où la dépendance dans le même seuil  $ADC_s$  est cachée dans l'expression de  $P(k)$  (Eq.IV.8).

Afin de protéger le détecteur d'électrons du flux intense du faisceau, un intervalle de sécurité de 3 ou 4 mm minimum est maintenu entre l'axe faisceau et le bord de la première strip (fig.IV.4). Cet interval implique un "seuil hardware" dans la détection des coïncidences. L'importance relative de ce seuil par rapport au front Compton décroît linéairement avec l'énergie du faisceau. Ainsi pour les mesures HAPPEX-H seuls les électrons Compton correspondant à  $\rho > 0.35$  étaient détectés et  $\rho > 0.45$  pour HAPPEX-He. Un bon contrôle des erreurs associées à la fonction de réponse implique naturellement l'utilisation d'un seuil software supérieur à ce seuil hardware. Un bon compromis consiste à placer  $ADC_s$  entre 60 et 75% du front Compton. La stabilité de la polarisation extraite quelque soit le seuil choisi dans cette zone est un bon test de validité de l'analyse.

Jusqu'aux dernières expériences HAPPEX l'analyse photon servait de référence. L'automatisation du code a permis son installation dans la salle de comptage du hall A et l'affichage des résultats en ligne sur le site web du polarimètre Compton [80]. Une série d'histogrammes de contrôle permet également aux opérateurs en shift de s'assurer de la bonne qualité des données enregistrées.

## IV.4 Méthode électron

Le principe de la détection des électrons est détaillé figure IV.6. Environ un électron sur  $10^{13}$  du faisceau interagit avec le laser par diffusion Compton, au centre de la cavité optique. Lors de la traversée du troisième dipôle, les électrons d'impulsion  $p'$  inférieure à l'impulsion nominale  $p$  sont déviés à une certaine distance  $d$  au-dessus de l'axe du faisceau primaire. Dans le premier plan de micro-strips cette distance s'écrit

$$d = D\theta_0 \frac{p - p'}{p'} = D\theta_0 \frac{\delta p}{p'}, \quad \text{avec} \quad \theta_0 = 0.3 \times \frac{\int \vec{B} \cdot d\vec{l}}{E}, \quad (\text{IV.10})$$

$E$  l'énergie du faisceau en  $GeV$ , l'intégrale de champ magnétique en  $T.m$  et les autres variables définies dans la figure IV.6. Dans cette expression et les suivantes on utilise toujours les relations  $\theta_0 \ll 1$ ,  $Y_{det} \ll D\theta_0$  et  $\delta p \ll p_0$ , bien vérifiées par la mécanique du polarimètre et les cinématiques des expériences HAPPEX.

L'existence d'un intervalle de sécurité  $Y_{det} \sim 4 mm$  entre l'axe faisceau et le bord du détecteur implique que seuls les électrons ayant perdu une fraction d'impulsion

$$\frac{\delta p}{p} \geq \frac{Y_{det}}{D\theta_0} \quad (\text{IV.11})$$

sont interceptés. Au-delà de ce seuil hardware, les électrons Compton se distribuent suivant l'axe vertical à peu près proportionnellement à  $\delta p/p$ . Donc, d'après l'eq.(IV.2), la position du front Compton au-dessus de l'axe faisceau croît linéairement avec l'énergie faisceau. Elle est attendue à  $11.8\text{ mm}$  pour  $3\text{ GeV}$ . Au final les distributions des taux de comptage et de leur asymétrie en fonction du numéro de la strip touchée sont très semblables aux spectres de la figure IV.2.

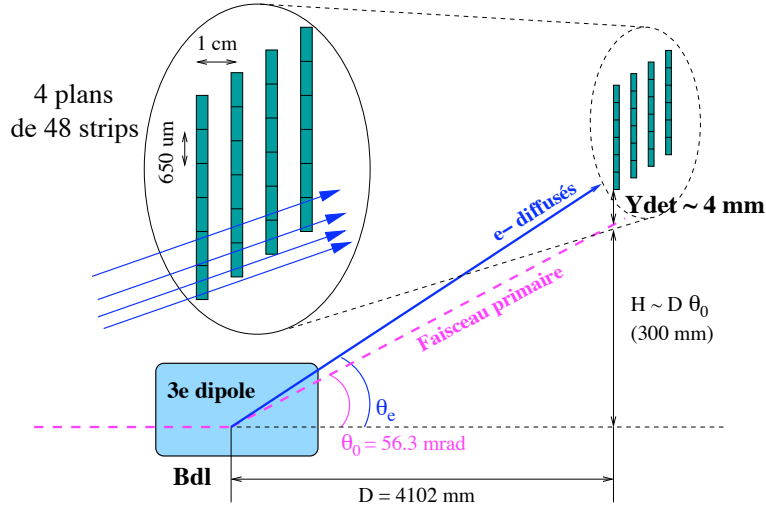


Figure IV.6: Détail de la détection des électrons et des variables associées. L'échelle verticale est amplifiée et les profils des plans de strips représentés verticaux (au lieu de perpendiculaires aux trajectoires) pour plus de lisibilité. Les quelques trajectoires d'électrons diffusés illustrent les possibles effets de bords dans les premières strips.

Ceci est illustré par les figures IV.7 et IV.8 sur un exemple de run pris pendant l'expérience HAPPEX-H. Le spectre en énergie relativement plat des taux de comptage est tout de suite reconnaissable, avec la rupture nette du front Compton dans la strip 13. Le bruit de fond est bien maîtrisé et fait apparaître une composante exponentielle à basse énergie, interprétée comme le halo résiduel du faisceau, et une composante de type Bremsstrahlung qui domine aux plus hautes énergies. Les courbes d'asymétrie montrent clairement le croisement de l'axe des abscisses et l'amplitude maximale au front Compton déjà évoquées dans la section IV.1. Ces caractéristiques fortes des distributions expérimentales et la fine segmentation des plans de micro-strips sont les principaux atouts de l'analyse de la polarisation par le détecteur d'électrons.

#### IV.4.1 Calibration

La source d'erreur dominante est la détermination de la correspondance entre le numéro de strip touchée et la perte d'énergie des électrons Compton. Une première

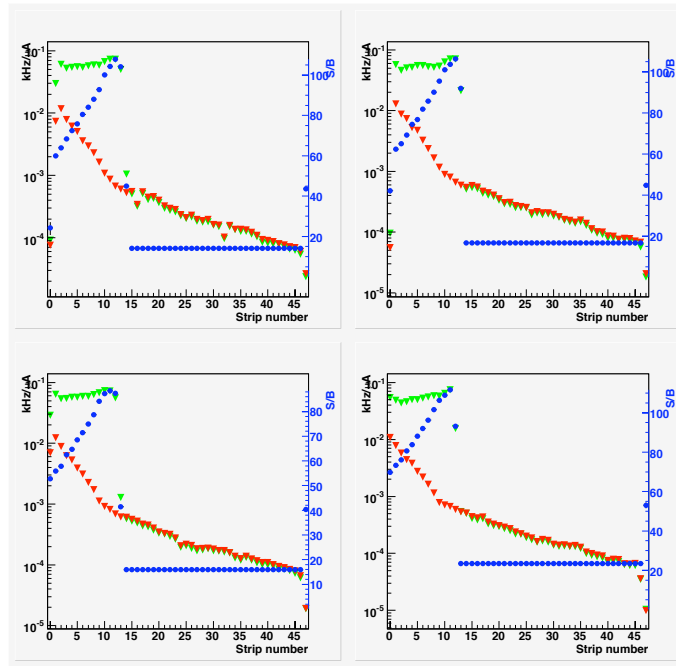


Figure IV.7: Taux de comptages dans chacun des 4 plans de micro-strips en  $\text{kHz}/\mu\text{A}$ , avec la cavité accrochée (triangles verts) ou décrochée (triangles rouges). Les points bleus illustrent l'évolution du rapport signal sur bruit dans l'acceptance du détecteur.

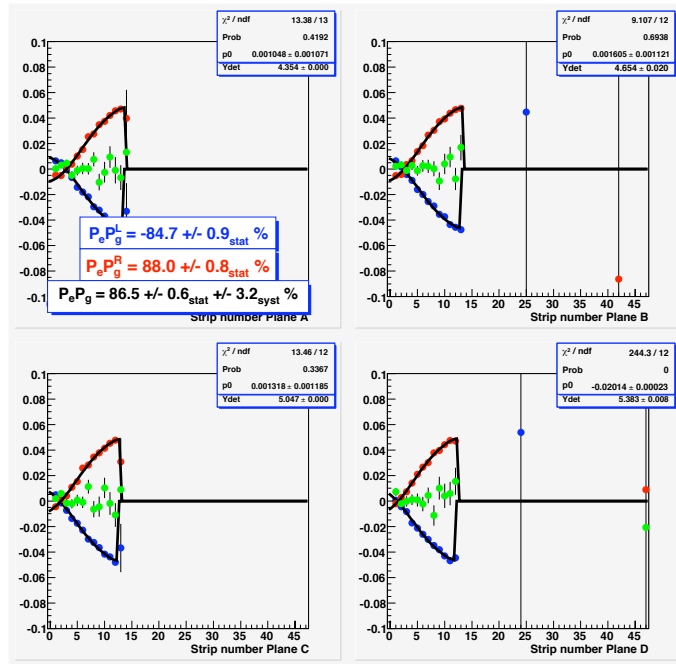


Figure IV.8: Asymétries des taux de comptages de la figure précédente générées par le renversement de la polarisation du faisceau d'électrons. Le changement de la polarisation du laser de circulaire gauche (points bleus) en circulaire droite (points rouges) induit clairement une asymétrie Compton opposée. Les points verts représentent l'asymétrie du bruit de fond, attendue nulle.

approche exploite la signature de la position du front Compton dans les distributions de taux de comptage (fig.IV.7). Le rapport des taux des comptage dans les deux dernières strips contenant des événements Compton permet d'aller au-delà du pas de  $650 \mu m$  en indiquant à quelle fraction de la dernière strip se situe la position moyenne du front. Le décalage vertical d'environ  $1/3$  de strip des plans successifs rajoute également un peu d'information. L'équation (IV.10) se réécrit alors

$$Y_{det} + 0.650X_{front} = 0.3 D \times \frac{\int \vec{B} \cdot d\vec{l}}{E} \times \frac{k'_{max}}{p_e} \quad (IV.12)$$

avec  $X_{front}$  la position du front Compton en unité de strip et toutes les longueurs en  $mm$ . La détermination de  $X_{front}$  fixe donc le paramètre  $Y_{det}$  à condition de connaître  $D$ ,  $E$  et surtout l'intégrale du champ magnétique dans le 3<sup>e</sup> dipôle. Cette dernière

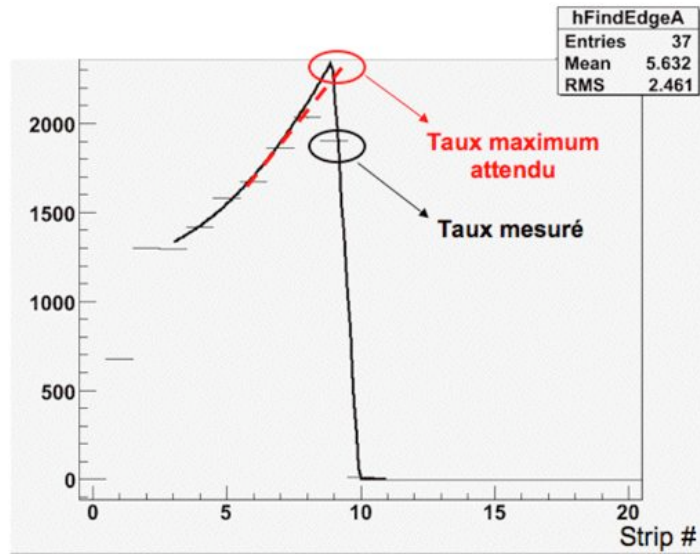


Figure IV.9: Exemple de détermination du front Compton. La courbe noire est un ajustement basé sur la section efficace Compton (dépendant de la calibration), la ligne en tirets rouges est un ajustement linéaire sur les 3 dernières strips (indépendant de la calibration). Les taux expérimentaux sont représentés par les tirets fins horizontaux,

quantité est déduite du courant circulant dans les dipôles et de cartes de champ mesurées au préalable. L'impact de l'incertitude  $\delta Y_{det}$  sur la mesure de polarisation est

$$\frac{\delta P_e}{P_e} \simeq 2 \times \frac{\delta Y_{det}}{Y_{det} + 0.650X_{front}} \simeq 4.85 \cdot 10^{-2} \frac{\delta Y_{det}}{E} \% \quad (IV.13)$$

où le facteur 2 dans la première expression provient de la dépendance quadratique de  $k'_{max}$  en  $E$ . Pour chiffrer cette incertitude, la position du front Compton peut être mesurée indépendamment en ajustant  $Y_{det}$  à l'asymétrie de chaque strip (fig.IV.8).

Cette méthode possède l'avantage d'utiliser toute l'information de la mesure différentielle de l'asymétrie.

Jusqu'aux expériences HAPPEX, le désaccord entre les deux déterminations de  $Y_{det}$  était de  $200 \mu m$ . D'après eq. (IV.13) ceci impliquait une erreur de 3.5% à  $2.75 GeV$ , nettement au-delà du cahier des charges de 2% pour HAPPEX-He. Cette précision (inversement proportionnelle à l'énergie faisceau) était cependant suffisante pour la plupart des expériences polarisées du hall A et l'analyse électron, plus simple que l'analyse photon, était utilisée pour les résultats en ligne. Une amélioration décisive est venue de la correction d'une approximation trop grossière dans la méthode des taux de comptage. Le fait d'utiliser le simple rapport des deux dernières strips suppose que la distribution est localement plate près du front Compton alors qu'un ajustement de la section efficace (courbe noire fig.IV.9) montre une évolution non négligeable d'une strip à l'autre. Les deux déterminations de  $Y_{det}$  deviennent alors compatibles à  $25 \mu m$  près. Elles reposent cependant sur deux méthodes similaires et dépendent de la même estimation de l'intégrale de champ dont il est difficile d'évaluer l'incertitude. La sensibilité à  $Bdl$  est partiellement atténuée en laissant ce paramètre libre, en plus de  $Y_{det}$ , dans les ajustements à cause d'une anticorrélation entre ces deux quantités mais une analyse indépendante de tout paramètre "extérieur" au détecteur paraît nécessaire.

#### IV.4.2 Le "0-crossing"

Une telle analyse a pu être développée pour les runs HAPPEX grâce à la présence dans l'acceptance du détecteur du passage à zéro de l'asymétrie Compton. La position  $X_0^{lin}$  de ce croisement est déterminée, en unité de strip, indépendamment de tout paramètre par un ajustement linéaire sur les quatre strips autour du zéro (fig.IV.10). La même méthode est appliquée pour estimer la position  $X_{front}^{lin}$  du front Compton. La ligne en tirets rouges de la fig.IV.9 montre que cette méthode induit un biais très faible par rapport à un ajustement complet par la courbe de la section efficace. À partir du rapport des expressions (IV.12) appliquées à  $X_0^{lin}$  et  $X_{front}^{lin}$  on obtient alors

$$Y_{det} = \frac{X_{front}^{lin} R_{QED} - X_0^{lin}}{1 - R_{QED}} \quad (IV.14)$$

avec, d'après les relations cinématiques de la section IV.1

$$R_{QED} = \frac{p - p_0}{p - p_{front}} \times \frac{p_{front}}{p_0} \simeq \frac{E/k'_{max} - 1}{E/k'_0 - 1} = \frac{1}{2} \quad (IV.15)$$

D'où l'expression très simple, indépendante de tout paramètre

$$Y_{det} = X_{front}^{lin} - 2X_0^{lin} \quad (IV.16)$$

La conversion en  $mm$  implique uniquement la multiplication par la largeur des strips, mesurée à  $650 \pm 2 \mu m$  en parfait accord avec la valeur nominale. Cette détermination de  $Y_{det}$  est vraiment indépendante des deux précédentes et montre un accord à  $45 \mu m$  près, utilisé comme erreur systématique finale pour la calibration.

On remarque que  $X_0^{lin}$  joue un rôle de seuil software analogue à celui de l'analyse pho-

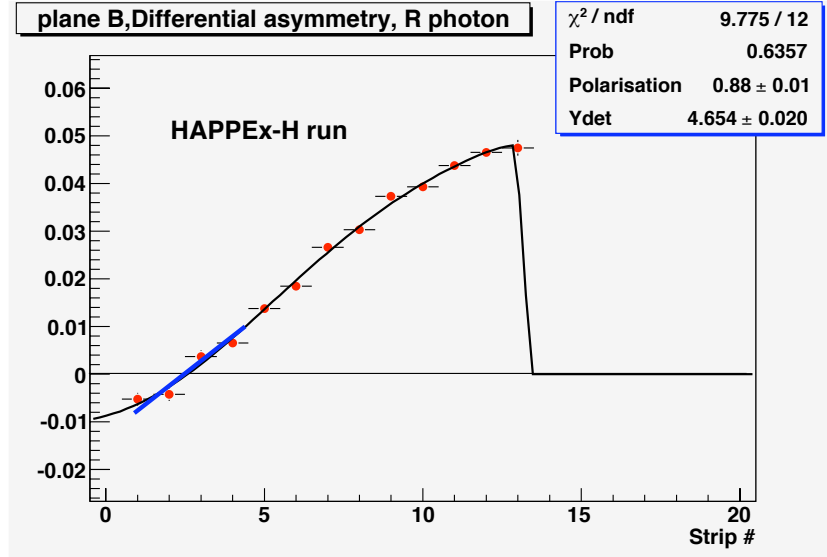


Figure IV.10: Exemple d'ajustements de l'asymétrie expérimentale dans le 2<sup>e</sup> plan de micro-strip (courbe noire) et de son passage à zéro (ligne bleue).

ton. La position de ce seuil est cette fois optimisée pour réduire l'erreur dominante de la calibration et la fonction de réponse est réduite à une Dirac. Une mesure de polarisation par cette méthode atteint donc en principe une très haute précision. L'essentiel de l'erreur systématique est en effet convertie en erreur statistique de l'ajustement linéaire de la figure IV.10. En pratique seuls les taux intégrés sur toute la largeur d'une strip sont accessibles et il faut estimer l'écart en énergie entre le passage à zéro et le bord de strip le plus proche. Cette correction ramène nécessairement une dépendance dans les paramètres  $Bdl$ ,  $Y_{det}$ ,... mais leur erreur associée ne se propage ici que sur la moitié d'une strip au maximum. Ce bras de levier très faible assure que l'erreur sur la calibration du bord de la strip reste négligeable.

Deux effets ont cependant restreint la portée de cette méthode pour les expériences HAPPEX. Une première limitation est l'énergie faisceau relativement basse,  $2.75 GeV$ , utilisée pour HAPPEX-He. Avec un  $Y_{det}$  proche de  $4 mm$  cette énergie implique un croisement à zéro juste au bord du détecteur, parfois même en dehors suivant les réglages de la chicane. Cette situation est particulièrement regrettable pour les données sur l'hélium puisque qu'elles avaient la plus forte contrainte sur la précision de la polarisation. L'ajustement linéaire peut toujours être effectué sur les premières

strips mais le bras de levier pour atteindre le croisement amplifie l'erreur. Les effets de courbures de l'asymétrie restent faibles et sont corrigés par un ajustement linéaire équivalent sur une courbe d'asymétrie simulée.

L'autre limitation provient d'une efficacité pas toujours proche de 100% qui complique la fonction de réponse du détecteur. Une première cause d'inefficacité est l'orientation globale des plans de strips par rapport à l'angle moyen des trajectoires des électrons (fig.IV.6). L'espacement de 1 cm entre chaque plan étant grand devant le pas de

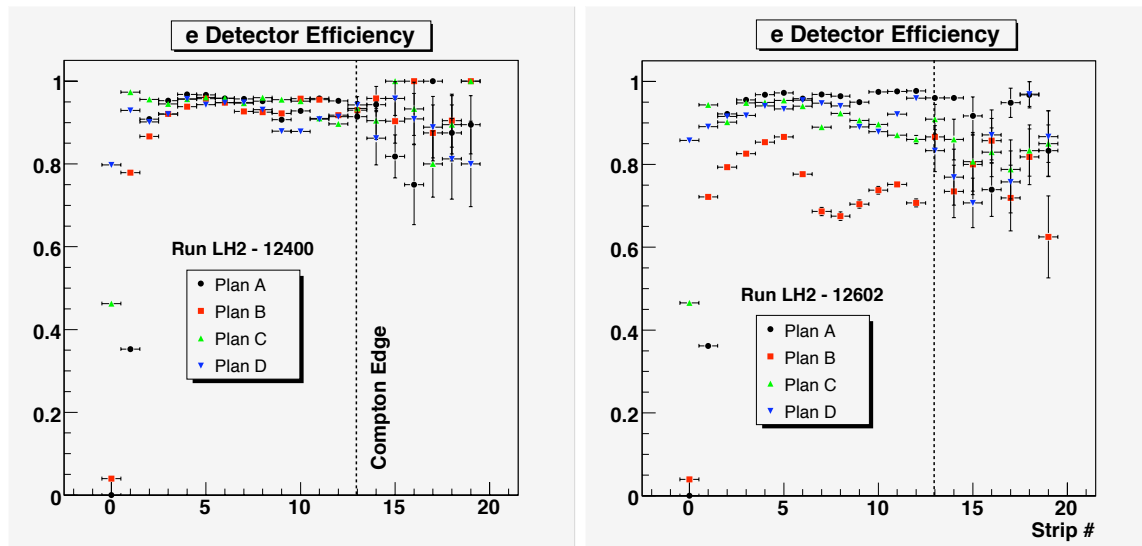


Figure IV.11: Efficacité de détection des électrons Compton calculée pour deux runs pris à quelques jours d'intervalle pendant HAPPEX-H. On voit clairement l'effet de bord dans les strips 0,1 et 2. Le cas du run 12602 illustre les instabilités observées pendant HAPPEX-H, absentes des runs HAPPEX-He.

650  $\mu\text{m}$ , la détection des trajectoires basses devient très sensible à cette orientation. Le trigger demandant généralement 2 ou 3 plans touchés parmi les 4 peut alors induire une forte inefficacité dans les deux premières strips. Plusieurs opérations de maintenance du détecteur ont du être effectuées avant les prises de données et la construction mécanique du support du détecteur ne permet pas de régler précisément les changements d'orientation à chaque remontage. Pour les expériences HAPPEX l'erreur d'orientation était malheureusement dans le mauvais sens, induisant une efficacité quasi nulle dans la première strip, déjà visible sur la figure IV.9. Cette erreur ne s'est révélée que lors de la mise au point de l'analyse offline mais elle est évitable à l'avenir en vérifiant l'orientation par l'analyse de quelques trajectoires en début de prises de données. En plus de cet effet de bord, des variations importantes de l'efficacité ont été observées au milieu du détecteur pour les données sur l'hydrogène seulement(IV.11). L'origine de ces variations se trouve probablement dans l'utilisation d'un seuil de déclenchement trop élevé sur chaque strip, sans que cette



hypothèse puisse être prouvée. L'analyse a tout de même été conduite en actualisant le plus souvent possible les mesures d'efficacité et en propageant l'effet systématique induit, évalué entre 1 et 1.5% (section IV.6). En revanche l'impact de l'efficacité sur la méthode différentielle est négligeable puisque, en dehors de la première strip, il ne fait que changer légèrement la pondération des points expérimentaux dans l'ajustement de la courbe d'asymétrie sans affecter sensiblement les valeur de polarisation extraites.

## IV.5 Polarisation du laser

Les analyses photon et électron présentées déterminent le rapport de l'asymétrie expérimentale et du pouvoir d'analyse. D'après l'eq.(IV.5), le dernier ingrédient pour la mesure de polarisation du faisceau d'électrons est la connaissance de la polarisation  $P_\gamma$  du faisceau laser.

La table optique du polarimètre Compton est représentée figure IV.12. Le faisceau

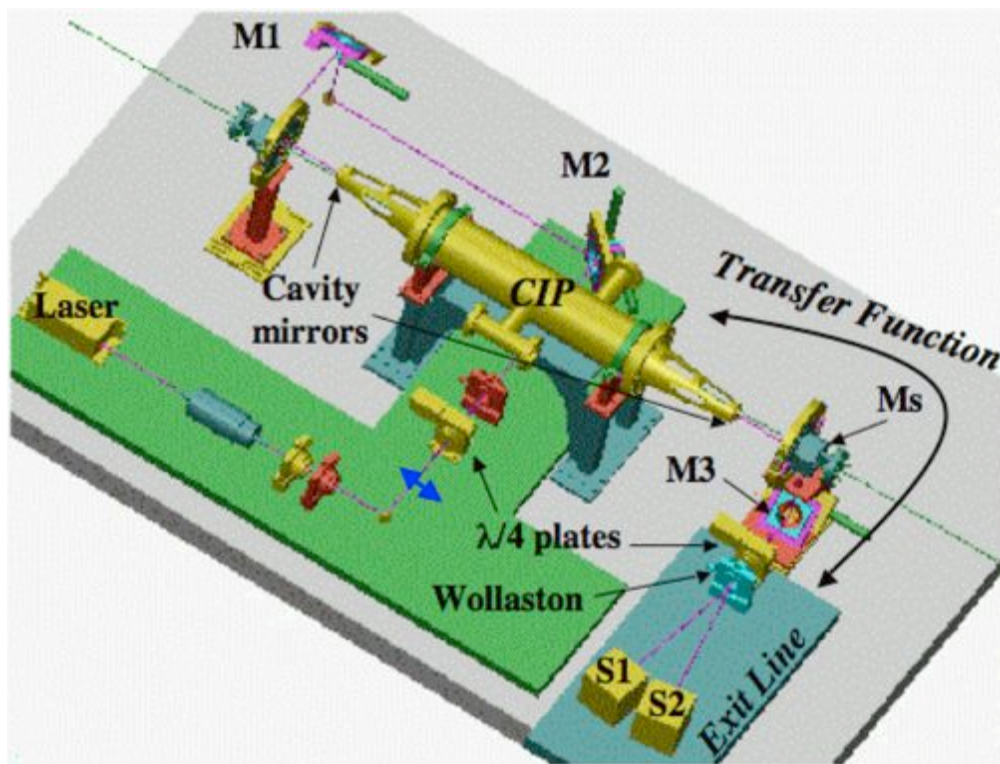


Figure IV.12: Vue d'ensemble de la table optique du polarimètre Compton.

laser est polarisé circulairement par la première lame quart d'onde puis injecté dans la cavité à l'aide des miroirs  $M_1$  et  $M_2$ , contrôlables à distance. Le point d'interaction entre les deux faisceaux (CIP) se situe au centre de la cavité. Une partie de la puissance laser accumulée est transmise à travers le miroir de sortie de la cavité puis

envoyé dans une ligne d'analyse par les miroirs  $M_S$  et  $M_3$ . Cette ligne est constituée d'une deuxième lame quart d'onde, dont les axes optiques sont orientables à distance, qui retransforme la polarisation du laser en purement linéaire. Ensuite un cube Wollaston associé à deux sphères intégrantes  $S_1$  et  $S_2$  détermine l'orientation de cette polarisation linéaire. Une procédure de rotation de la lame quart d'onde, effectuée quotidiennement, permet d'intercalibrer les deux sphères et de caractériser complètement l'ellipse de polarisation en sortie de cavité (degré de polarisation circulaire et orientation des axes optiques).

Lorsque la cavité est installée il est impossible de mesurer directement la polarisa-

Source	Erreur (%)
<i>F.T.</i>	0.15
Mesures sortie	0.25
Miroir cavité	0.20
Alignement $M_3$	0.05
Total	0.36 %

Tableau IV.1: Erreurs systématiques dans la détermination de  $P_\gamma$ .

tion au CIP. Une fonction de transfert est donc utilisée pour propager la mesure de la ligne de sortie vers le centre de la cavité. Les deux miroirs sont modélisés dans le formalisme de Jones par le produit de matrices

$$M_i(\phi_i, \theta_i, \alpha_i) = \begin{bmatrix} \cos \frac{\phi_i}{2} + i \cos \theta_i \sin \frac{\phi_i}{2} & i \sin 2\theta_i \sin \frac{\phi_i}{2} \\ i \sin 2\theta_i \sin \frac{\phi_i}{2} & \cos \frac{\phi_i}{2} - i \cos \theta_i \sin \frac{\phi_i}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.17})$$

$$\times \begin{bmatrix} \cos \alpha_i & -\sin \alpha_i \\ \sin \alpha_i & \cos \alpha_i \end{bmatrix} \quad (\text{IV.18})$$

où la première matrice décrit un déphasage d'un angle  $\phi_i$  entre les deux axes optiques d'un miroir, orientés d'un angle  $\theta_i$  par rapport au repère de référence. La deuxième matrice décrit un éventuel désalignement d'un angle  $\alpha_i$  par rapport à l'orientation nominale du miroir. La fonction de transfert est alors donnée par

$$F.T. = [M_S(\phi_s, \theta_s, \alpha_s) \times M_3(\phi_3, \theta_3, \alpha_3)]^{-1} \quad (\text{IV.19})$$

Les six paramètres d'angles sont ajustés à l'aide d'une série de mesures des ellipses de polarisations réalisées en sortie et au CIP, en l'absence de cavité. D'autres mesures indépendantes sont ensuite utilisées pour valider la fonction de transfert. Cette étude nécessitant beaucoup de travail sur la table optique a été faite à la fin des prises de données HAPPEX. Les angles  $\alpha_i$  sont trouvés compatibles avec 0 et les déphasages

$\phi_s = 4.5 \pm 0.5$  et  $\phi_3 = 2.2 \pm 0.5$  degrés. Le tableau IV.1 résume les erreurs systématiques associées à la fonction de transfert, les mesures quotidiennes en sortie et les effets non inclus dans  $F.T.$  tels que le passage à travers le miroir de sortie de la cavité, et le réalignement du miroir mobile  $M_3$ .

Au final les polarisations droite et gauche sont mesurées très stables sur toute la durée des expériences HAPPEX (5 mois):

$$P_\gamma^{Left} = 99.41 \pm 0.36 \% \quad P_\gamma^{Right} = -99.61 \pm 0.36 \% \quad (IV.20)$$

## IV.6 Résultats et perspectives

Le tableau IV.2 liste les erreurs systématiques de l'analyse photon. L'erreur statistique sur la moyenne de toutes les mesures est toujours négligeable. Cette analyse, développée après la première expérience HAPPEX en 1999, a servi de référence pour la polarimétrie Compton sur la période 2000-2003 (annexe E). L'utilisation d'une diode

Source	Erreur Relative (%)
$\mathcal{R}(ADC, k)$	1.25
Temps mort	0.5
Empilement	1.0
Corr. Rad.	0.25
$P_\gamma$	0.36
<b>TOTAL</b>	<b>1.73</b>

Tableau IV.2: Estimation préliminaire des erreurs systématiques de l'analyse photon pour les expériences HAPPEX.

laser pour la source polarisée pendant la majeure partie de cette période a cependant généré un important halo faisceau qui a limité l'utilisation du polarimètre Compton à cause de bruit de fond dans les détecteurs. L'aspect positif de ces difficultés a été une collaboration rapprochée avec les opérateurs de l'accélérateur pour mieux contrôler l'optique faisceau dans la chicane magnétique. Combinée avec l'installation d'un laser Ti:Saphire à la source, ce travail s'est révélé crucial pour la qualité de la polarimétrie des expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He. L'analyse photon étant maintenant surpassée par l'analyse électron, seuls les résultats obtenus en ligne sont ici utilisés pour comparaison. Une nouvelle approche de la sensibilité à la fonctionnelle décrivant la fonction de réponse (fig.IV.5) est actuellement en cours dans le groupe de Syracuse University.

Les erreurs systématiques pour les deux méthodes électrons sont résumées dans le tableau IV.3. Les erreurs dominantes montrent la complémentarité des deux méthodes.

Erreur Relative (%)	Diff. ${}^4He$	Int. ${}^4He$	Diff. $LH2$	Int. $LH2$
$D, Y_{det}, Bdl$	0.79	0.03	0.69	0.03
$E (\pm 3 MeV)$	0.10	0.10	0.10	0.10
Efficacité	0.10	1.00	0.10	1.50
Bruit de fond	0.04	0.04	0.02	0.02
Corr. Rad.	0.25	0.25	0.25	0.25
$P_\gamma$	0.36	0.36	0.36	0.36
Coupures, Taille faisceau,...	0.5	0.5	0.5	0.5
<b>TOTAL</b>	<b>1.04</b>	<b>1.20</b>	<b>0.93</b>	<b>1.64</b>

Tableau IV.3: Erreurs systématiques des analyses électrons différentielle et intégrée (utilisant le passage à zéro pour déterminer le seuil software).

La méthode différentielle est essentiellement sensible à la calibration (paramètres  $D, Y_{det}, Bdl$ ) alors que la méthode intégrée est limitée par le contrôle des effets de bord et d'inefficacité de détection. Ces derniers effets, mis en évidence lors du développement de l'analyse intégrée électron, peuvent a priori facilement être réduits dans les futures mesures par des tests dédiés de l'orientation du détecteur et des seuils d'acquisition en début de prise de données. Dès lors que le passage à zéro de l'asymétrie est dans l'acceptance du détecteur, la méthode électron intégrée apparaît alors comme potentiellement très précise, meilleure que 1% relatif à  $3 GeV$ . Un exemple de comparaison des deux méthodes est illustré figure IV.13 pour HAPPEX-He. L'accord entre les polarisations moyennées sur les 4 plans de micro-strips est très bon. Cependant la méthode différentielle est stable d'un plan à l'autre à mieux que  $\pm 0.2\%$  alors que la méthode intégrée varie typiquement de  $\pm 1\%$ . L'erreur statistique est négligeable et les plans sont évidemment statistiquement corrélés. Les variations de la méthode intégrée sont donc interprétées comme les effets systématiques liés à une mauvaise correction de l'efficacité de détection, qui elle n'est pas corrélée d'un plan à l'autre. Cet effet est encore plus marqué pour les runs hydrogène pour lesquels de larges variations de l'efficacité au cours du temps ont été mises en évidence, comme illustré figure IV.11.

Les 300 points de mesure d'HAPPEX-He ne sont pas statistiquement compatibles avec une constante. Les variations de la polarisation par paliers que l'on devine sur la figure IV.13 sont probablement réelles et peuvent être induites par un changement

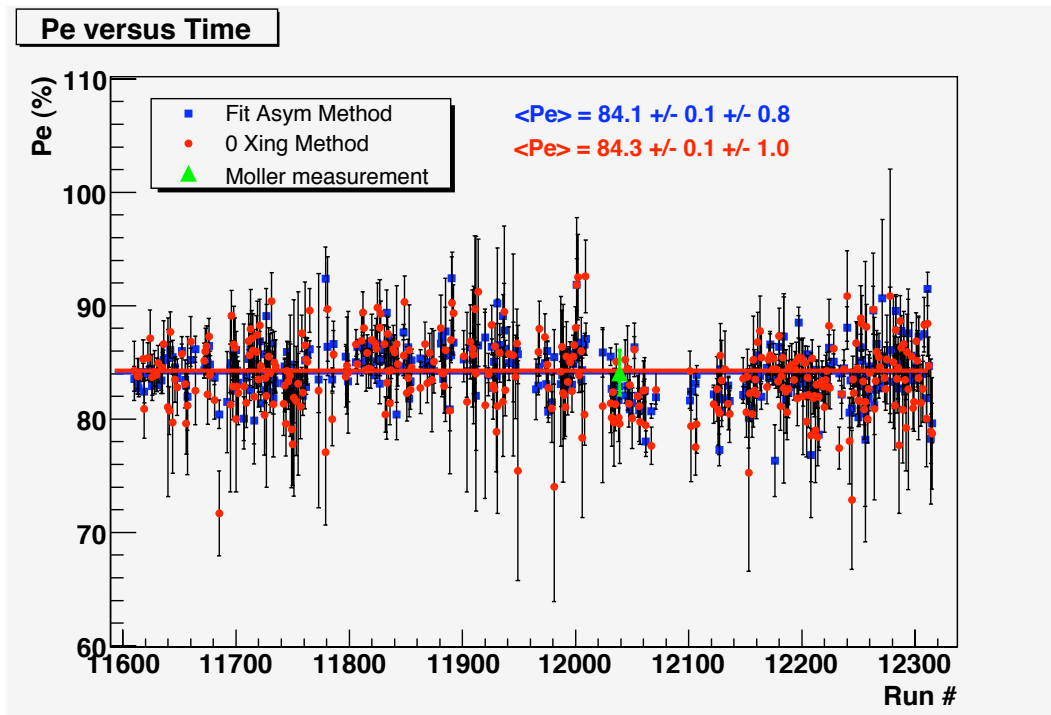


Figure IV.13: Résultats des deux analyses électrons pour HAPPEX-He. Seules les données du deuxième plan sont utilisées dans cet exemple. Le triangle vert illustre la mesure réalisée en milieu d'expérience avec le polarimètre Møller.

de l'optique faisceau ou de l'emplacement du spot laser sur le cristal de la source<sup>3</sup>. Le tableau IV.4 rassemble les valeurs moyennes de polarisation faisceau obtenues avec la méthode de référence (différentielle électron) ainsi qu'avec toutes les autres analyses. Les résultats en ligne sont indiqués pour illustrer la robustesse de la procédure automatique d'analyse. La principale cause de problèmes de cette procédure est l'instabilité occasionnelle de l'ajustement des courbes d'asymétrie. Cette instabilité, traitée dans l'analyse "offline", n'a que peu d'effet sur la moyenne des mesures. Finalement, la stabilité de la polarisation moyenne entre toutes les méthodes, malgré la diversité des erreurs systématiques en jeu et des coupures appliquées, conforte la précision affichée d'une polarimétrie à 1% relatif à 3 GeV.

Ces résultats sont cruciaux pour les futures expériences de violation de parité telle que HAPPEX-III qui demande 1% à 3.4 GeV, mais le cahier des charges de PREX, 1% à 0.850 GeV, reste encore au delà des performances actuelles du fait de la figure de mérite en  $E^2$  de la polarimétrie Compton (Eq.IV.7). Une série d'améliorations du

<sup>3</sup>Un effet de décroissance exponentielle est aussi attendu du fait de la lente détérioration du cristal source. Cet effet a été nettement observé avec les anciennes technologies de cristal utilisées à JLab jusqu'en 2003. Il n'est plus visible avec les cristaux "superlattice" utilisés pour HAPPEX du fait de leur très grande durée de vie.

polarimètre a donc été proposée à JLab sous la forme d'un Conceptual Design Report mis en annexe F de ce document. Ce projet a été retenu et financé par JLab. Il repose sur le passage d'un laser infra-rouge à un laser vert, l'amélioration du détecteur électron et la mise au point d'une nouvelle analyse photon. Un gain d'un facteur 2

Analyse	$P_e(H)$ (%)	$P_e(^4He)$ (%)
$e^-$ diff. offline	$86.70 \pm 0.04_{(stat)} \pm 0.81_{(syst)}$	$83.99 \pm 0.05_{(stat)} \pm 0.87_{(syst)}$
$e^-$ int. offline	$85.55 \pm 0.06_{(stat)} \pm 1.40$	$83.95 \pm 0.12_{stat} \pm 1.01_{(syst)}$
$\gamma$ online	$86.26 \pm 0.05_{(stat)}$	$84.64 \pm 0.06_{stat}$
$e^-$ diff. online	$85.95 \pm 0.06_{(stat)}$	$83.73 \pm 0.06_{stat}$

Tableau IV.4: Polarisation moyennes obtenues avec les différentes analyses des données HAPPEX.

dans la fréquence laser se retrouve directement dans le pouvoir d'analyse Compton et dans la plupart des erreurs systématiques. Toute la table optique doit être réoptimisée pour la nouvelle longueur d'onde mais le développement récent de lasers verts continus ajustables en fréquence, tel que le laser Nd:Yag Innolight Prometheus, permet de garder la même méthode d'asservissement. Doubler la fréquence laser ne compense cependant pas complètement la perte d'énergie faisceau. En effet, à  $850 MeV$  et avec un laser vert, le front Compton est de  $25 MeV$  ce qui équivaut à une déviation verticale de  $7 mm$  seulement au-dessus de l'axe faisceau au niveau du détecteur d'électrons. Garder le passage à zéro de l'asymétrie dans l'acceptance du détecteur tout en restant suffisamment loin du halo faisceau devient alors une véritable gageure, d'autant plus que l'émittance du faisceau est prédite proportionnelle à  $1/\sqrt{E}$ . Pour favoriser au maximum l'analyse électron, la nouvelle version du détecteur électron sera équipée de micro-strip plus fines (300 microns) et d'un contrôle à distance de la position verticale.

Du côté photon, une nouvelle méthode d'intégration sans seuil et de pondération par l'énergie (semblable à la détection d'HAPPEX) est proposée. Le but est de diminuer la sensibilité à la fonction de réponse du calorimètre. Une série de tests effectués en parallèle d'HAPPEX-He et H a finalement fait surgir l'idée d'une intégration à l'aide d'un fastADC, qui permet la réjection du bruit de fond haute énergie du Bremsstrahlung par l'utilisation d'un seuil haut. Cette analyse est en cours de développement.

La polarimétrie Møller est attractive à basse énergie car sa figure de mérite y reste

---

élevée. L'erreur dominante de la polarisation de la cible peut être réduite en saturant la feuille de matériau ferromagnétique dans un champ intense ( $4T$ ) perpendiculaire au plan de la feuille. Une telle technique est utilisée dans le hall C de JLab et semble fournir des précisions inférieures au %. La mesure reste cependant destructive et réalisée à bas courant une fois de temps en temps. Pour pallier ce problème, des cibles sous forme de fils polarisés, balayées dans le faisceau d'électrons, sont actuellement testées. Citons enfin l'idée originale proposée par Eugene Chudakov d'installer sur la ligne faisceau du hall A une cible d'hydrogène atomique froid confinée dans un piège magnétique. La polarisation de la cible est alors de 100% avec une erreur totale quasi-nulle. Ce développement technologique d'envergure n'a pas été retenu pour les échéances à court terme de JLab mais il présente beaucoup de potentiel ... et d'élégance. Cette option sera probablement reconsidérée lors du passage à  $12 GeV$  de JLab.





# Chapitre V

## Expérience E158 au SLAC

L'expérience E158 s'est déroulée dans la End Station A (ESA) de l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC) en Californie, avec trois prises de données sur la période avril 2002 - septembre 2003. Cette mesure du courant faible neutre en diffusion Møller intervient quelques 25 ans après l'expérience pionnière E122 [81] qui avait pour motivation une des premières détermination de l'angle de mélange  $\theta_W$ . À la fin des années 70, les travaux de t'Hooft et Veltman avaient donné du poids à la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam en montrant qu'elle était renormalisable à tous les ordres. Plusieurs modèles subsistaient cependant et E122 fut une expérience décisive dans l'établissement de la théorie qui deviendra le modèle standard électrofaible. E122 était basée sur la violation de parité dans la détection inclusive des diffusions profondément inélastiques d'électrons sur une cible isoscalaire (le deutérium dans ce cas). La remarquable réalisation expérimentale comportait déjà tous les ingrédients essentiels des mesures modernes de haute précision, depuis le développement de faisceaux intenses polarisés (initié par le groupe de V. Hughes à Yale) jusqu'à la détection intégrée, en passant par toutes les techniques de contrôle des paramètres faisceau. D'autres mesures sur les noyaux isoscalaires de Béryllium [28] et de Carbone [29] ont permis d'affiner les contraintes sur les prédictions du modèle standard avant d'être nettement surpassées par les mesures des grands collisionneurs.

La figure V.1 montre l'évolution impressionnante des précisions atteintes sur  $A^{PV}$  depuis ces premières mesures. Avec les tests de plus en plus fins du modèle standard réalisés à haute énergie, la physique hadronique, qui utilise le  $Z$  comme une nouvelle sonde du contenu en quarks du nucléon, a dominé le programme expérimental de violation de parité en diffusion d'électrons. E158 marque un retour aux tests de la théorie électrofaible par des mesures à basse énergie, qui compensent une cinématique défavorable à l'échange du  $Z$  par une précision extrême.

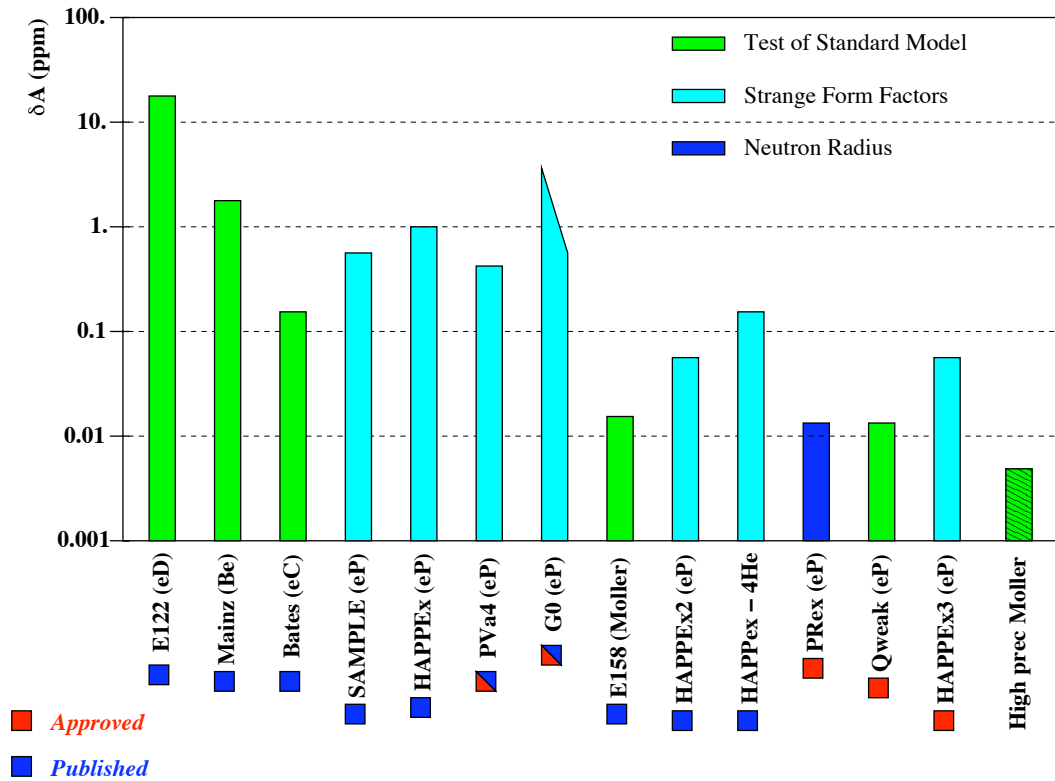


Figure V.1: Historique de la précision, en *ppm*, des mesures d'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons. Trois ordres de grandeurs et 25 ans séparent E122 de E158...

## V.1 Cinématique

D'après l'expression (II.25) de l'asymétrie en diffusion Moller, la grande énergie du faisceau de SLAC est avantageuse. La prise de données est partagée entre deux énergies, 45 et 48 GeV, dont l'écart correspond à une précession de 180 degrés de la polarisation faisceau dans l'arc de déviation vers ESA (fig.V.2). Il en résulte un renversement de signe supplémentaire de  $A^{PV}$  pour le contrôle des systématiques.

La figure de mérite de la mesure (Eq.III.3) affiche une dépendance relativement plate en  $\theta_{CM}$  et l'acceptance est fixée à l'intervalle  $0 < \cos\theta_{CM} < 0.5$ . La cinématique Møller implique que deux électrons sont associés à chaque  $\cos\theta_{CM}$ . Afin d'éviter le double comptage on sélectionne ceux de plus basse énergie, qui ont le bon goût d'être aussi émis à plus grand angle dans le laboratoire, grand signifiant entre 4 et 9 mrad... Le  $Q^2$  moyen est alors de  $0.026 (GeV/c)^2$ .

Le tableau V.1 résume la cinématique et la précision de E158. L'asymétrie de violation de parité, déjà très faible à l'ordre en arbre, est encore réduite par l'effet

$E$ (GeV)	$Q^2$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$A^{PV}$ (Born)	$A^{PV}$ (Mesurée)	$\delta A^{PV}$ (stat)	$\delta \sin^2 \theta_W$ (stat)
45 – 48	0.026	-320 ppb	-131 ppb	14 ppb	0.001

Tableau V.1: Cinématique et précision statistique de l'expérience E158.

des corrections électrofaibles. La maîtrise des erreurs statistique et systématique au niveau de la dizaine de *ppb* fait de E158 une expérience extrême sur beaucoup d'aspects expérimentaux.

## V.2 Dispositif expérimental

La figure V.2 montre une vue d'ensemble du site de l'expérience. En sortie de LINAC le faisceau d'électrons polarisés est courbé de 20 degrés en direction de l'End Station A (ESA). La technologie de cavités chaudes (le LINAC a récemment célébré ses 40 ans de service!) impose un faible cycle utile de l'ordre de quelques  $10^{-5}$ . La polarisation est renversée pseudo-aléatoirement entre chaque pulse de façon similaire à HAPPEX. Les

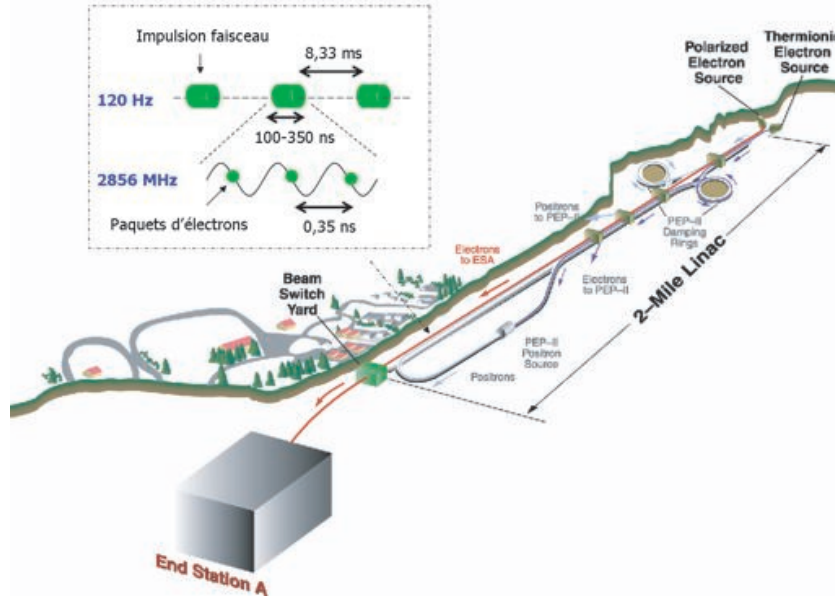


Figure V.2: Vue d'ensemble du LINAC et de End Station A.

travaux réalisés au SLAC sur le contrôle du laser de la source et des paramètres faisceau dans l'accélérateur [82] ont permis d'atteindre une erreur systématique record de 1 *ppb* sur la correction des fausses asymétries. La différence moyenne de position entre

les faisceaux droit et gauche par exemple est connue au nanomètre près. L'expertise développée à cette occasion a beaucoup profité à la collaboration HAPPEX.

Je ne présente ici que quelques aspects marquants de l'appareillage, une description plus complète est disponible dans les thèses soutenues sur E158 [50, 83].

Pour garder la prise de données dans un temps raisonnable, la luminosité doit atteindre  $5 \cdot 10^{38} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  malgré le faible cycle utile de SLAC. Le taux de comptage dans le détecteur monte alors à 4 GHz ce qui équivaut à seulement  $\sim 200 \text{ ppm}$  de largeur statistique pour chaque paire de pulses. Cela a rendu nécessaire la mise au point d'une cible très étendue avec très peu de fluctuations de densité. Puisque

$$\frac{\sigma_{Moller}}{\sigma_{Mott}} \propto \frac{1}{Z} \quad (\text{V.1})$$

avec  $Z$  le numéro atomique, la meilleure cible d'électrons atomiques est l'hydrogène. Une cellule d'hydrogène liquide de 1.5 m de long (!) a ainsi été conçue pour E158 [84] pouvant absorber jusqu'à 700 W avec des fluctuations de densité pulse à pulse mesurées  $\leq 65 \text{ ppm}$ . Le fort taux de comptage imposé ne permet plus de garder les fluctuations des paramètres faisceau en-dessous des fluctuations purement statistiques. Comme démontré en section III.3, les moniteurs doivent donc posséder une très bonne résolution intrinsèque et rester linéaires sur une grande gamme de mesure.

En aval de la cible les électrons Møller sont séparés des autres processus par un

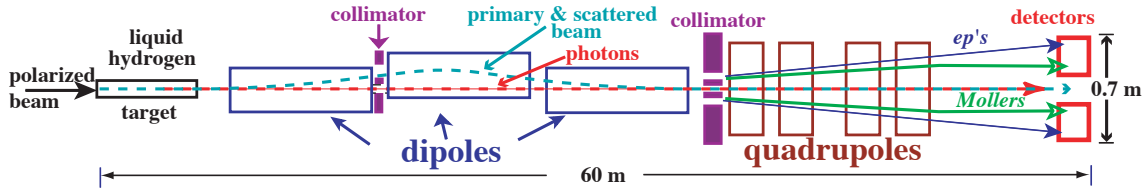


Figure V.3: Vue d'ensemble du LINAC et de End Station A.

spectromètre magnétique. Du fait des angles très faibles des électrons Møller dans le laboratoire, la séparation s'opère sur une distance de  $60 \text{ m}$  le faisceau primaire lui-même passe dans le spectromètre (fig.V.3). Une chicane magnétique horizontale de trois dipôles combinée avec un jeu de collimateurs permet une première sélection en énergie. En sortie de chicane le faisceau est remis sur son axe initial car l'intégrale de champ est nulle. L'intense rayonnement de photons généré très à l'avant par la traversée de la cible est laissé se propager librement à travers des ouvertures jusqu'au "beam dump"<sup>1</sup>. Un deuxième jeu de collimateurs définit alors un anneau d'acceptance

<sup>1</sup>"Do not try to stop high energy photons, you just make them mad"

radiale centré sur l'axe faisceau et conservant la symétrie azimutale. Les électrons Møller qui passent cette ouverture sont focalisés par la série de 4 quadripôles dans une couronne de détection protégée de la vue directe de la cible par "l'ombre" des collimateurs. Les électrons de diffusion élastique sur le proton ( $eP$ ) ont une énergie plus élevée et se retrouvent dans une couronne extérieure à celle des Møller (fig.V.4). Cette couronne a permis de mesurer le flux et l'asymétrie des  $eP$ , principale source de bruit de fond lors de la première prise de données. Par la suite ces événements ont été bloqués par l'ajout de collimateurs entre le spectromètre et les détecteurs. La technique de détection utilisée est une alternance de plaques de cuivre et de fi-

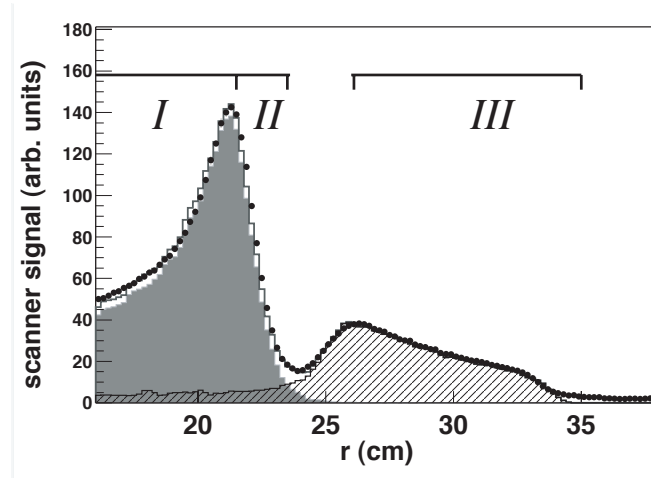


Figure V.4: Distribution radiale du flux de particules chargées incidentes sur le calorimètre. Les points sont des mesures, parfaitement décrite par la somme des simulations des électrons Møller (aire pleine) et des  $eP$  (aire hachurée). Les zones *I*, *II* et *III* matérialisent respectivement les couronnes  $IN + MID$ ,  $OUT$  et  $eP$ .

bres de quartz, analogue à celle décrite en section III.4. Le regroupement des fibres de quartz par paquets permet une segmentation radiale en quatre couronnes ( $IN$ ,  $MID$  et  $OUT$  pour les Møller + une pour les  $eP$ ) et azimutale (10 à 20 secteurs suivant les couronnes). Comme dans le cas du détecteur HAPPEX, l'amplification de la sensibilité à certaines fausses asymétries induite par cette segmentation a été mise à profit pour une meilleure maîtrise des erreurs systématiques. Un effet non-trivial des variations des paramètres faisceau à l'intérieur même d'un pulse a ainsi pu être corrigé. Il s'est manifesté par des variations non statistiques au cours du temps de l'asymétrie dans la couronne  $OUT$ , ces variations ne pouvant pas être corrigées par les algorithmes habituels, tous basés sur les grandeurs moyennes mesurées dans un pulse. La mise en place d'une électronique dédiée pour mesurer les paramètres faisceau dans 3 ou 4 tranches en temps dans chaque pulse a permis de résoudre ce problème et de rendre toutes les distributions d'asymétries parfaitement statistiques, avec une erreur

systematique associée de 3ppb seulement. Ce travail a constitué une partie de la thèse d'A. Vacheret, soutenue au CEA Saclay.

### V.3 Bruit de fond de pions

Une série de mesures dédiées a été effectuée pour évaluer toutes les sources de bruit de fond: diffusions élastiques et inélastiques sur le proton, particules neutres... Une source difficile à contrôler par simulation est également l'asymétrie induite par la photo et l'électro-production de pions. Bien que les flux soient prédits de l'ordre de 1% du flux des électrons, l'asymétrie des pions peut être des ordres de grandeurs supérieure à l'asymétrie Møller. Un détecteur spécifique a donc été placé derrière la couronne Møller pour caractériser le flux pénétrant de pions. J'avais en charge la conception et l'analyse de ce détecteur.

La note en annexe G détaille les méthodes utilisées pour mesurer un signal de pion noyé dans un tel déluge électromagnétique. Au final la correction induite par les pions est trouvée négligeable avec surtout une erreur systématique réduite à 1 ppb.

### V.4 Résultats - Discussion

La publication des résultats de l'expérience E158 est portée en annexe H. L'asymétrie Møller mesurée est

$$A^{PV} = -131 \pm 14_{(stat)} \pm 10_{(syst)} \times 10^{-9} \quad (V.2)$$

correspondant à l'angle de mélange effectif

$$\sin^2 \theta_W^{eff}(Q^2 = 0.026 \text{ GeV}/c^2) = 0.2397 \pm 0.0010_{(stat)} \pm 0.0008_{(syst)} \quad (V.3)$$

Le modèle standard ne décrit que le "running" de l'angle de mélange, c'est-à-dire son évolution en fonction de  $Q^2$  à partir d'une mesure de référence, choisie au pôle du  $Z$ . La figure V.5 regroupe les données existantes et la courbe prédite de cette évolution. À très bas transfert sont représentés le point de violation de parité dans les atomes de Césium [85] et le résultat de E158. Le point au  $Q^2$  intermédiaire de 6  $\text{GeV}/c^2$  correspond à la mesure de NuTeV [86] en diffusion neutrino et anti-neutrino sur les noyaux. La valeur de  $\sin^2 \theta_W$  au pôle du  $Z^0$

$$\sin^2 \theta_W(M_Z)_{\overline{MS}} = 0.23122 \pm 0.00015 \quad (V.4)$$

est issue d'un fit global des données à haute énergie [13]. Comme nous l'avons vu section II.3 l'évolution en fonction du quadri-moment transféré provient de la prise

en compte des effets de corrections électrofaibles des diagrammes d'ordre supérieur dans la définition d'un  $\sin^2 \theta_W$  effectif. En toute rigueur une partie des corrections dépend du processus considéré et chaque expérience devrait donc être comparée avec sa propre courbe d'évolution. La figure V.5 est simplement une représentation pra-

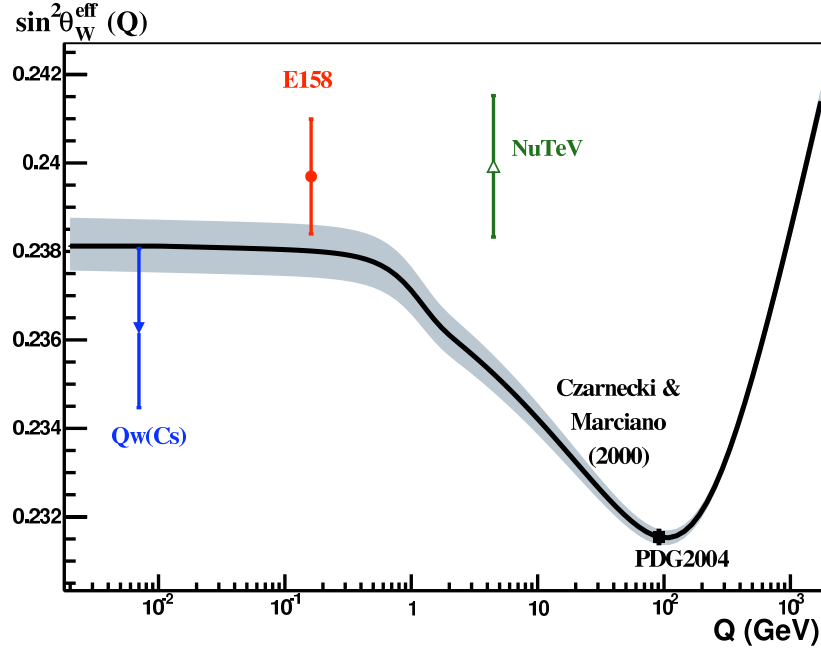


Figure V.5: Mesures de  $\sin^2 \theta_W$  et prédiction de son évolution à partir du pôle du  $Z$  par le modèle standard.

tique de l'ensemble des mesures pour laquelle seules ont été retenues les corrections de mélange  $\gamma - Z^0$  (fig.II.5), indépendantes de tout processus. Dans le cas particulier de la diffusion Møller, ces corrections sont très proches de la correction totale due à tous les graphes à une boucle, elle retranscrit donc bien l'évolution de 3% de  $\sin^2 \theta_W$  observée expérimentalement.

Un traitement plus rigoureux de la comparaison des différentes mesures consiste à utiliser l'évolution complète (incluant tous les graphes) prédite par le modèle standard pour chaque processus afin de "ramener" chaque point expérimental au pôle du  $Z$  (fig.V.6). Chaque résultat se compare alors directement à la valeur de référence de  $\sin^2 \theta_W$ . Tout écart significatif observé peut s'interpréter comme la signature de nouveaux processus physiques, non inclus dans la description actuelle du modèle standard. Le signe et la précision de cet écart conditionnent les contraintes sur les paramètres décrivant une possible nouvelle physique.

Au final E158 est en accord avec la prédiction du modèle standard et l'évolution entre le pôle du  $Z$  et les faibles  $Q^2$  est mesurée à  $6.2\sigma$ . Cette grande précision repousse

l'apparition d'une éventuelle nouvelle physique à des échelles d'énergie comparables à celles atteintes dans les grands collisionneurs. Une limite inférieure d'environ  $1\text{ TeV}$  est par exemple posée sur la masse d'un nouveau boson  $Z'$  dans un modèle à symétrie  $SO(10)$ . L'apparition d'une nouvelle interaction de contact entre électrons est portée au-delà de  $10\text{ TeV}$ .

Les mesures de violation de parité dans les atomes ont une histoire parallèle à celle

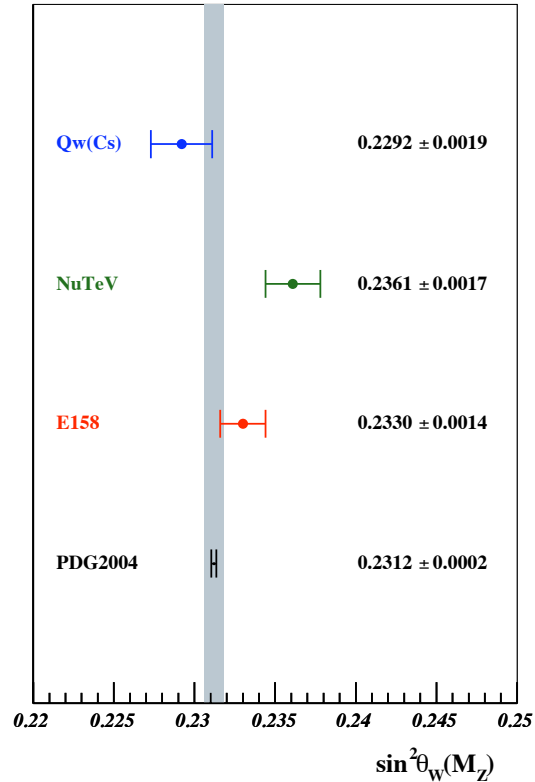


Figure V.6: Données de la figure V.5 évoluées au pôle du  $Z$ .

de la diffusion d'électrons. Dans les années 70, les travaux de M.A. Bouchiat et C. Bouchiat [88] mettent en évidence les facteurs d'amplifications indispensables pour mesurer précisément la charge faible de l'atome et réalisent la première expérience sur l'alcalin stable le plus lourd, le césium [89]. La mesure du groupe de Boulder illustrée ci-dessus est la plus précise à l'heure actuelle avec une remarquable erreur relative de 0.35% seulement. Elle est le fruit de techniques expérimentales raffinées et aussi d'un intense travail théorique pour maîtriser la prédiction du modèle standard au même niveau de précision [90, 91]. Une technique indépendante basée sur une auto-amplification du signal de violation de parité a récemment été validée par le groupe de l'ENS-Paris et pourrait à terme confirmer cet important résultat sur le césium,



voir en augmenter encore la précision. D'autres atomes, plus lourds (Fr) ou possédant une dégénérescence accidentelle entre niveaux de parité opposée (Yb), sont de bons candidats pour atteindre de très hautes précisions. Par des mesures sur des chaînes d'isotopes une majeure partie des incertitudes théoriques s'annule. L'incertitude dominante provient alors de la connaissance de la distribution de neutron dans le noyau. Cette approche complémentaire à PRex (section III.7.2) permettrait de mieux contraindre l'effet de peau de neutron dans les noyaux, observable importante pour la physique nucléaire et l'astrophysique.

Au-delà de la précision toujours accrue des mesures, l'autre volet important des futurs tests du modèle standard à basse énergie est la complémentarité dans la sensibilité à la nouvelle physique. L'expérience  $Q_{weak}$  [92] de mesure de la charge faible du proton en diffusion d'électrons s'inscrit pleinement dans ce cadre. Cette expérience a été acceptée dans le hall C de JLab et devrait être réalisée à l'horizon 2010-11. L'expression (II.22) de  $A^{PV}$  en diffusion élastique sur le proton se développe en puissance de  $Q^2$  selon

$$A_{ep}^{PV} = \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times (1 - 4\sin^2\theta_W + Q^2 B(Q^2)) \quad (V.5)$$

$$(V.6)$$

où le facteur  $B(Q^2)$  regroupe tous les termes de facteurs de forme électromagnétiques et faibles. Ces facteurs sont bien contraints par les différentes mesures existantes (section II.2) et l'erreur associée reste faible en se plaçant à suffisamment bas  $Q^2$ . Le but est de mesurer la charge faible du proton à 4% près au même  $Q^2$  que E158, ce qui correspondrait à une précision environ deux fois meilleure que E158 sur  $\sin^2\theta_W$ . La figure V.4 illustre l'intérêt de mesurer différentes natures de couplages électrofaibles dans la recherche d'une physique au-delà du modèle standard: couplages lepton-lepton pour E158, couplages lepton-quark pour  $Q_{weak}$  et la parité atomique.

À plus long terme la complémentarité avec les prochaines données du LHC reste envisageable pour les expériences à basse énergie à travers des mesures d'ultra haute précision. Il est proposé par exemple de mesurer à nouveau l'asymétrie en diffusion Møller avec la future version de l'accélérateur CEBAF à 12 GeV. Un réel défi expérimental puisque pour améliorer d'un facteur 5 la sensibilité de E158 il faudra mesurer un asymétrie de 40 *ppb* à 2% près... Signalons également la possibilité avec le JLab à 12 GeV de refaire une mesure en diffusion profondément inélastique sur une cible isoscalaire [72], une E122 nouvelle génération en quelque sorte. Cette mesure serait très complémentaire aux expériences de parité atomique en améliorant grandement les incertitudes sur les couplages axiaux aux quarks. La sensibilité à  $\sin^2\theta_W$  est moins bonne que E158 mais cette mesure permettrait une vérification du résultat de NuTeV dans le même secteur des couplages lepton-quarks et à un  $Q^2$  voisin. NuTeV

affiche en effet une déviation importante de  $3\sigma$  mais il est maintenant admis que cette déviation peut s'expliquer par des effets nucléaires dans la cible d'acier utilisée, tel que la brisure d'isospin [87].

Les tests du modèle standard sont exploratoires dans le sens où aucune prédiction

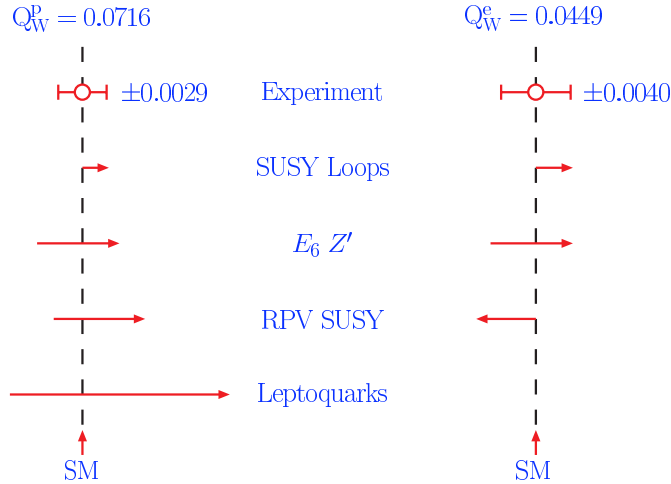


Figure V.7: Complémentarité des mesures de la charge faible du proton (gauche) et de l'électron (droite) face à divers scénarios de nouvelle physique. Figure tirée de [93]

fiable ne permet de dire à partir de quelle échelle d'énergie de nouveaux phénomènes devraient se manifester. C'est donc une course sans limite à la haute précision pour les mesures loin du pôle du  $Z$ . Il est remarquable de constater que le développement constant des techniques expérimentales procure encore aux mesures d'asymétrie de violation de parité un rôle complémentaire aux mesures directes de haute énergie. Cet effort expérimental reste donc au centre des préoccupations des physiciens des particules.

# Conclusion

En octobre 1997 j’assistais au workshop ”Parity Violation in Atoms & Electron Scattering” organisé par Saclay et l’ENS Paris. K. Kumar présentait le projet de la première expérience HAPPEX qui proposait la mesure d’une asymétrie sur le proton de 14 *ppm* avec une erreur systématique de l’ordre du *ppm*. Beaucoup de questions de l’audience témoignaient du septicisme des expérimentateurs sur la faisabilité d’une telle précision au niveau de la maîtrise de l’appareillage et du faisceau. Ce type de workshop réunit à présent tous les deux ans les communautés des expériences sur accélérateur et des expériences de physique atomique. Lors de la dernière session en 2006, la collaboration E158 affichait un record de précision en diffusion d’électrons avec une erreur systématique absolue de 10 *ppb* et HAPPEX-He une erreur relative de 2 %.

Cette progression rapide dans la maîtrise des techniques expérimentales établit le courant faible neutre comme un nouvel outil de précision qui ouvre un large domaine de physique. Concernant la structure du nucléon, la thématique des facteurs de forme étranges est bien couverte par les mesures complémentaires de G0, HAPPEX, PVA4 et SAMPLE. À bas  $Q^2$  la haute précision d’HAPPEX contraint la contribution de  $G_E^s$  à un niveau négligeable. Les analyses en cours des angles arrières de PVA4 et G0 gardent un potentiel de découverte d’un moment magnétique étrange non-nul dans la zone de 5 à 10% du moment magnétique du proton. À plus grand  $Q^2$  la combinaison de G0 et HAPPEX – III classera la dernière question en suspens sur la contribution des facteurs de forme étranges.

Les extensions directes vers des mesures de diffusion élastique sur le plomb (PRex) ou de diffusion inélastiques sur le proton et le deuton mettent les asymétries de violation de parité à la croisée de nombreuses thématiques en physique nucléaire, hadronique et en astrophysique. L’ultra haute précision proposée par la prochaine génération d’expériences permet également d’envisager des tests du modèle standard à basse énergie qui restent complémentaires aux limites posées par les grands collisionneurs. E158 a jeté les bases de ces tests sur les couplages lepton-lepton et initié un vaste programme de recherche vers des couplages complémentaires lepton-quark et vers des précision accrues.

Ces résultats très divers sont le fruit d'un travail continu pour inclure l'accélérateur dans son ensemble comme partie intégrante du dispositif expérimental. Le contrôle des asymétries faisceau et la polarimétrie de haute précision resteront des éléments clé des avancées scientifiques à venir.

## Annexe A

# Constraining the Nucleon Strangeness Radius in Parity Violating Electron Scattering



# Annexe B

## Linearity test of HAPPE<sub>x</sub> PMTs

L. Kaufman, D.Lhuillier, R. Suleiman

June, 2005

Abstract

We present the experimental setup and method used to study the linearity of the HAPPE<sub>x</sub> PMTs. High voltage range is specified to operate each PMT in a linear regime (better than 1%).

### B.1 Formalism

A non-linear response of a PMT to a given signal  $N$  is parametrized as

$$N_{PMT}^{\pm} = N^{\pm} \times (1 + \beta N^{\pm}) \quad (\text{B.1})$$

where the  $\pm$  superscript refers to the two beam helicity states.

Then under the approximations

$$A_{True} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \ll 1, \quad \text{and} \quad \beta N \ll 1 \quad (\text{B.2})$$

the experimental asymmetry writes

$$A_{exp} = \frac{N_{PMT}^+ - N_{PMT}^-}{N_{PMT}^+ + N_{PMT}^-} = A_{True} \times (1 + \beta N_0) \quad (\text{B.3})$$

with

$$N_0 = \frac{N^+ + N^-}{2} \quad (\text{B.4})$$

## B.2 Experimental setup

The experimental setup is illustrated in figure B.1. The goal of the continuous diode is to simulate the mean continuous current we expect out of the PMT in nominal running conditions. Another diode is turned On and Off at 30Hz in phase with the pairsync signal generating an asymmetry which size is controlled by the ratio of the two diodes amplitude. Each diode is fed by a 5V power supply connected in series with a  $50k\Omega$  potentiometer which allows a fine tune of the light output.

Both diodes are located behind a same filter which attenuation can be changed remotely. Downstream the filter a light diffuser and some drift distance make sure the light is uniformly distributed across the PMT photo-cathode. First tests with no diffuser and the diode very close to the PMT window showed that the 5" HAPPEX PMT are pretty sensitive to space charge effects. The PMT output is integrated during each pairsync state of a pair by a 16 bits HAPPEX ADC and the corresponding asymmetry  $A_{exp}$  is computed for four different filter transmissions: 80%, 60%, 40% and 20%.

The light can also be blocked by a black screen in order to determine pedestals. A perfectly linear PMT would measure the same  $A_{exp}$  for all filter settings. Actual values of the filter attenuation don't have to be known accurately (see section B.3) and can be measured via the mean value of the signal in the HAPPEX ADC. Main advantage of this method is to get rid of the variation of the PMT gain via measurement of asymmetries at high frequency (high w.r.t. the frequency of the gain drift).

## B.3 Results

Four HAPPEX PMTs and 1 lumi PMT were tested in a HV range centered on the expected operating point in real conditions. The signal of the continuous diode is set close to 50000 ADC channels for each measurement except for few runs at low gain for which the light output couldn't be made large enough. The asymmetry is set at about 2%.

A typical result is shown on figure B.2. The asymmetry is plotted versus the amplitude of the continuous diode in ADC channels for each filter setting. A linear fit gives a non-zero slope which should be equal to  $A_{True}\beta$  according to Eq.(B.3). Nevertheless the very large residues clearly point to important systematic effects.

We believe the main source of false asymmetry is the non-homogeneity of the filters. Although both diodes stand behind the same filter, they illuminate different spots of its surface. A relative difference of transmission of few 0.1% between the two spots is enough to explain the observed effect. The simplest way to reduce the effect would



be to illuminate the filter uniformly as we do for the PMT window but it couldn't be done for practical reason with the current setup. Instead we took pairs of runs with similar signal amplitudes and asymmetry but swapped the two power supplies of the diodes.

Let's call  $\epsilon$  the relative difference of transmission between the two filter spots,  $P$  the amplitude of the pulsed diode and  $C$  the amplitude of the continuous diode. We have for each filter setting

$$A_{exp} = \frac{P(1 + \epsilon_i)}{2C + P} \approx A_{True}(1 + \epsilon_i) \quad (\text{B.5})$$

where  $P \ll C$ . Finally the experimental asymmetry measured on figure B.1 includes the combination of the two effects

$$A_1 = A_{True1} \times (1 + \beta N_1 + \epsilon_i) \quad (\text{B.6})$$

where  $\epsilon_i$  is the non-homogeneity of the  $i^{th}$  filters, independent on the  $N_1$  range. After swapping the diodes, the  $\epsilon$  correction applies on  $C$  instead of  $P$

$$A_{exp} = \frac{P}{2C(1 + \epsilon_i) + P} \approx A_{True}(1 - \epsilon_i) \quad (\text{B.7})$$

and the experimental asymmetry writes

$$A_2 = A_{True2} \times (1 + \beta N_2 - \epsilon_i) \quad (\text{B.8})$$

This hypothesis is in very good agreement with the data as shown in figure B.3: the PMT is expected to be linear in this HV range and the slope of the fit (the combination of  $\beta N$  and  $\epsilon$ ) has flipped sign. Another argument in favor of this explanation is the reproducibility of the residues pattern for all measurements, pointing to a specific asymmetry offset associated with each filter.

The nonlinearity of the PMT itself at a given number of ADC channels  $N$  is then extracted from the average of Eqs.(B.6) and (B.8) according to

$$\beta N = \frac{\frac{A_1}{A_{True1}} + \frac{A_2}{A_{True2}} - 2}{N_1 + N_2} \times N \quad (\text{B.9})$$

This quantity is computed for each filter setting (20, 40, 60, 80%) and plotted versus  $N = (N_1 + N_2)/2$ , the amplitude of the continuous diode, for all the measured tubes and high voltages. This represent 10 pairs of runs illustrated in figures B.4 to B.13. The vertical axis is the extracted  $\beta N$  in %, the horizontal is  $N$  in ADC channels. The quantity  $\beta$  is the slope of a linear fit. Because the two diodes don't have the same light yield at the same voltage level one needs to retune both amplitudes after swaping the

PMT	HV (V)	$A_{True1}$ (%)	$A_{True2}$ (%)	$N_1^{max}$ (ADC ch)	$N_2^{max}$ (ADC ch)	$\beta N_0$ (%)
Joe	-1150	-2.7	-2.0	13000	44500	$+2.2 \pm 1.2$
	-1250	-2.1	-2.6	35000	36200	$+0.2 \pm 0.8$
	-1350	-2.4	-2.0	43000	45500	$+0.5 \pm 0.7$
Jack	-1250	-2.5	-2.1	29000	38500	$+0.6 \pm 0.8$
	-1350	-2.2	-1.5	14750	27200	$+2.7 \pm 1.7$
	-1450	-2.3	-2.5	34600	37700	$+0.5 \pm 0.9$
William	-1150	-2.2	-2.0	35800	35100	$-6.7 \pm 2.7$
summarized	-1250	-2.1	-2.3	27300	30500	$-0.4 \pm 1.0$
Averell	-1150	-2.2	-2.6	36850	34000	$-7.7 \pm 2.9$
	-1250	-2.5	-2.2	26050	31400	$+1.0 \pm 1.0$

Tableau B.1: Results of the 10 pairs of runs. The subscripts  $_1$  and  $_2$  refer to the first and second run in the pair.  $N^{max}$  is the maximum amplitude of the continuous diode (80% transmission). The quoted non-linearity corresponds to a signal at  $N_0 = 50000$  ADC channels.

power supplies causing  $A_{True}$  and  $N$  to vary inbetween consecutive runs.  $N$  is just measured by the HAPPEX ADC but  $A_{True}$  is not known. In this analysis we assume the non-linearity effect is negligible for the lowest amplitude point of each run (20% transmission) and take the associated experimental asymmetry to be  $A_{True}$ . This is equivalent to say that the 20% filter is perfect and has no  $\epsilon$  correction. Even if it has one, the first order effect in the analysis would be to shift all the other  $\epsilon$  factors by the same amount but it wouldn't change the  $\beta$  slope.

The error on  $A_{True}$  is taken to be the RMS of the four experimental points in a run. The  $\chi^2$  values in figs. B.4 to B.13 clearly show this is an overestimate, especially when the non-linearity of the PMT is non negligible but it still allows non-linearity measurements at the 1% level. The residues of the linear fit are very small suggesting a good cancellation of the false asymmetries. The results are summarized in table 1. As a cross-check, the  $\epsilon_i$  factors can be extracted using the difference of Eqs.(B.6) and (B.8)

$$\epsilon_i = \frac{N_2 \frac{A_1}{A_{True1}} - N_1 \frac{A_2}{A_{True2}} + N_2 - N_1}{N_1 + N_2} \quad (\text{B.10})$$

The results are illustrated on figure B.14. They show a non-homogeneity of the filters at the 1% level. The fit of each  $\epsilon_i$  is not compatible with a constant over the whole

---

duration of these tests. The changes are correlated on all filters which could point to some change of transmission of the first filter, taken as a reference.

This analysis shows that Joe, William and Averell are linear at better than 1% for  $|HV| > 1250V$ . William and Averell are highly non-linear at 1150V, which explain the effect observed last year with one tube operating at 1190V. Jack's results can't rule out a 1% non-linearity. It was noticed this PMT has a gain a factor 5 smaller than the others.

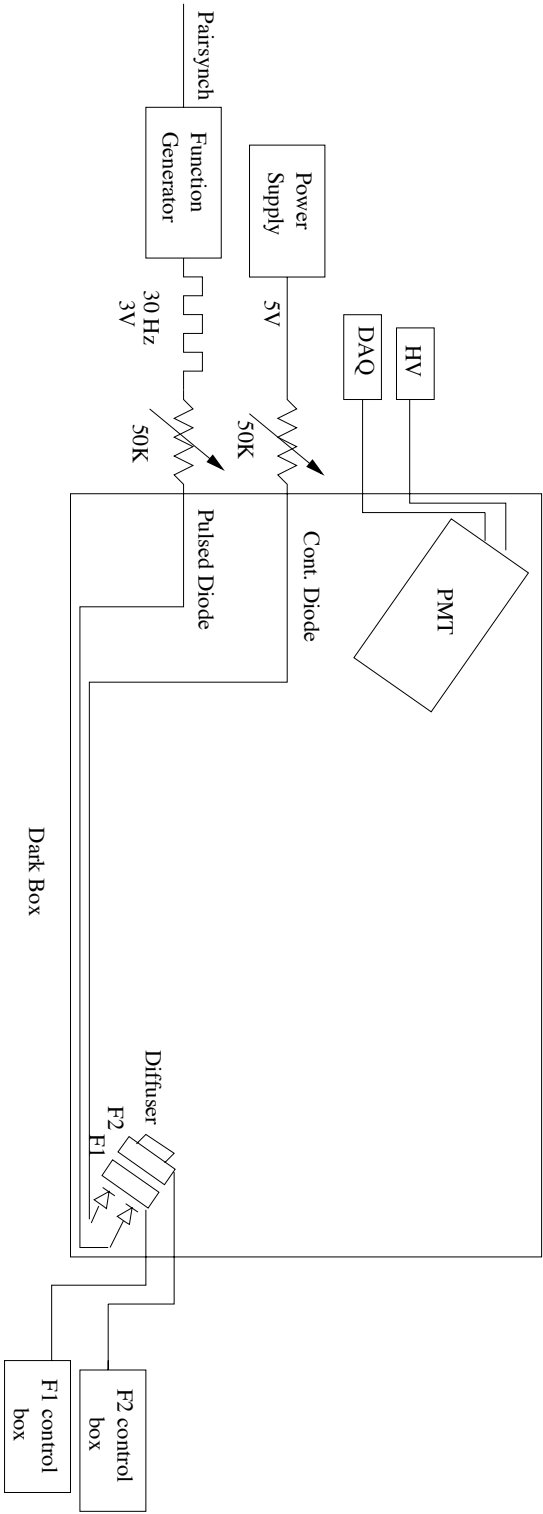


Figure B.1: Setup of the PMT bench test.

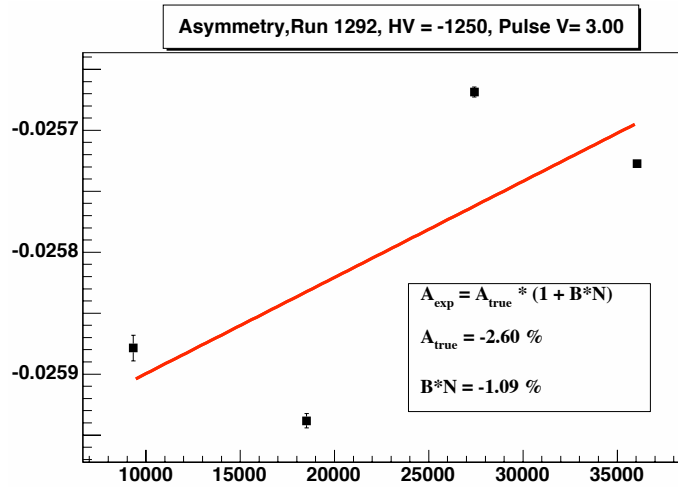


Figure B.2:  $A_{\text{exp}}$  versus continuous diode signal in ADC channels. The quoted  $A_{\text{True}}$  and  $\beta N$  are extracted from the intercept and slope of the linear fit (see eq.B.3).  $N$  is chosen to be the maximum of the continuous signal (36000 channels in this case).

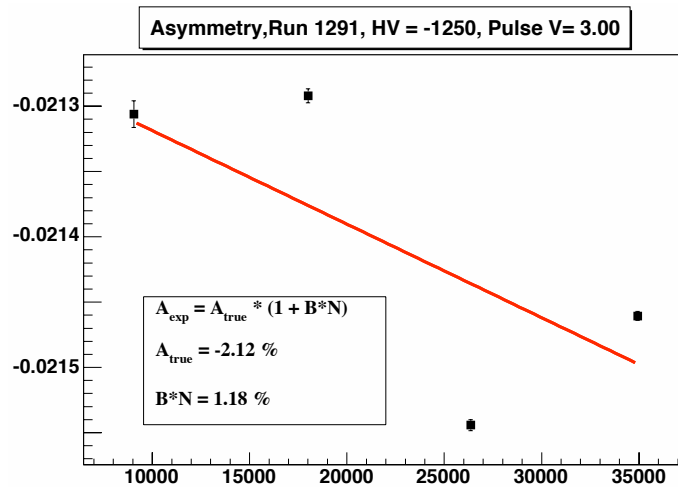


Figure B.3: Same as figure B.2 except the cables of the two diodes have been swapped.

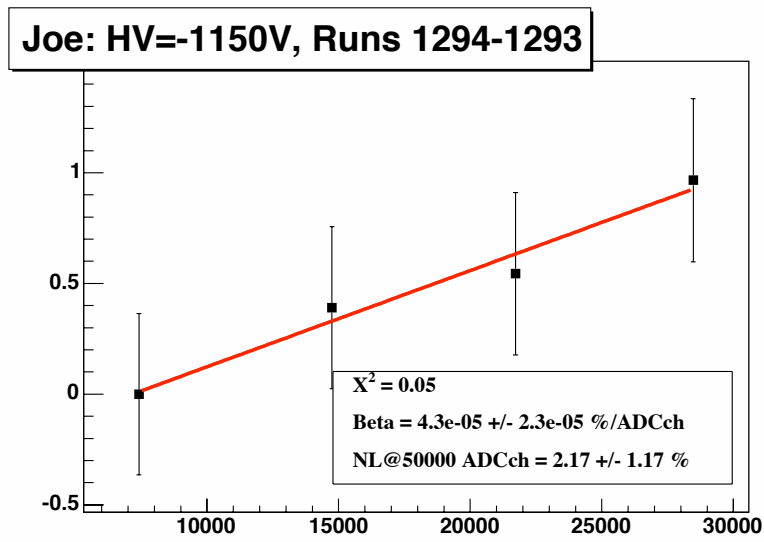


Figure B.4: Linearity of tube "Joe" at -1150 Volts. Vertical axis is  $\beta N$  in %. Horizontal axis is the continuous diode amplitude in ADC channels.

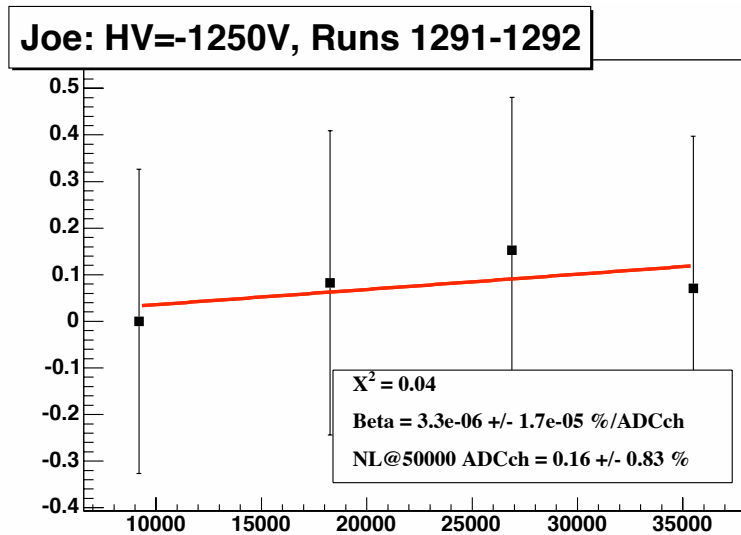


Figure B.5: Linearity of tube "Joe" at -1250 Volts.

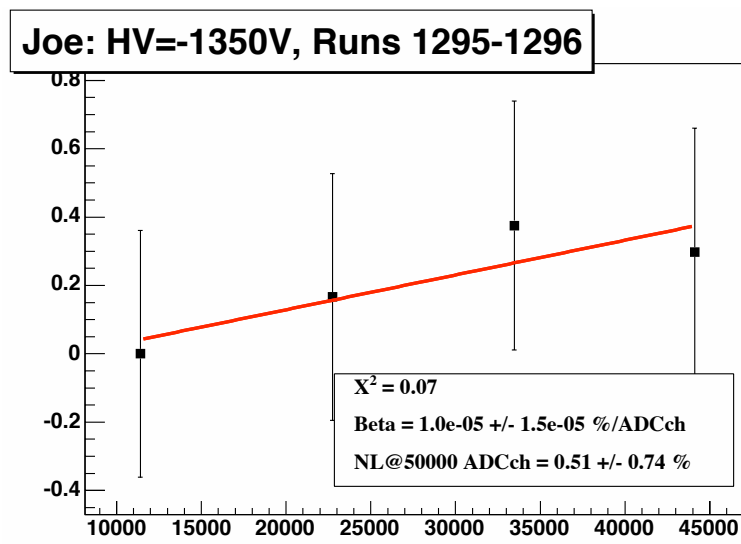


Figure B.6: Linearity of tube "Joe" at -1350 Volts.

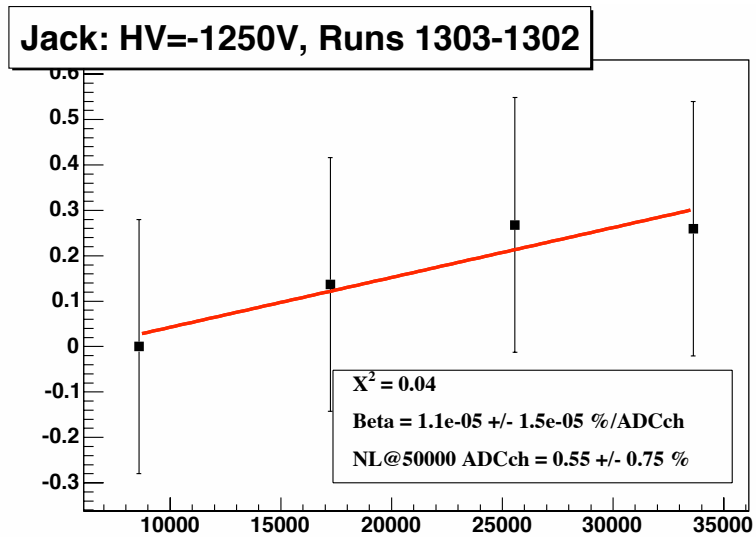


Figure B.7: Linearity of tube "Jack" at -1250 Volts.

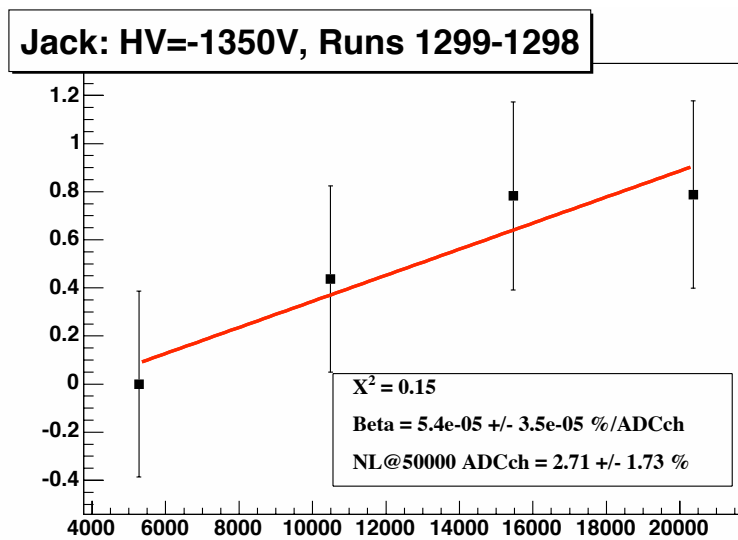


Figure B.8: Linearity of tube "Jack" at -1350 Volts.



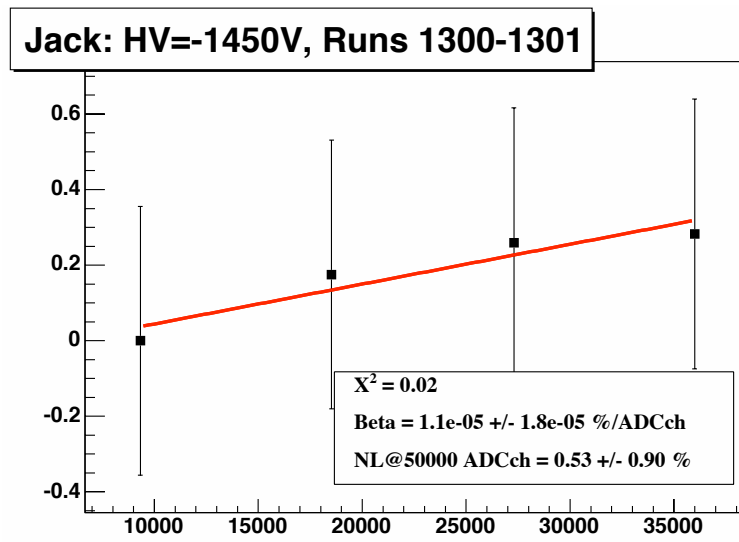


Figure B.9: Linearity of tube "Jack" at -1450 Volts.

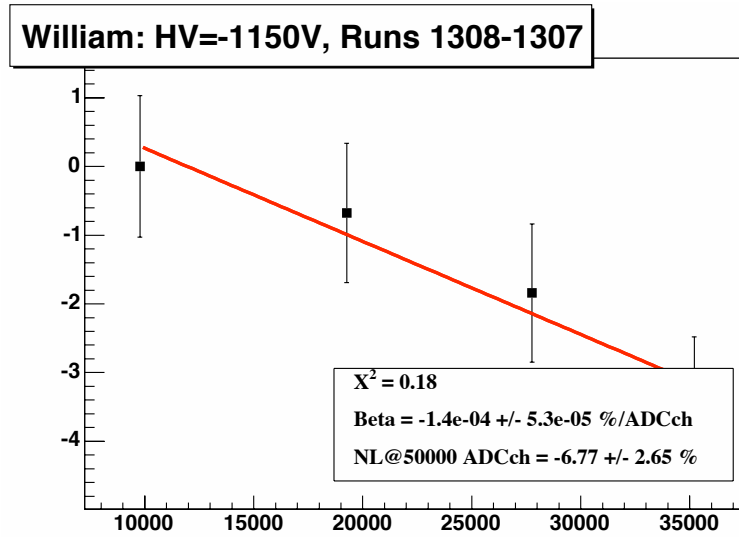


Figure B.10: Linearity of tube "William" at -1150 Volts.

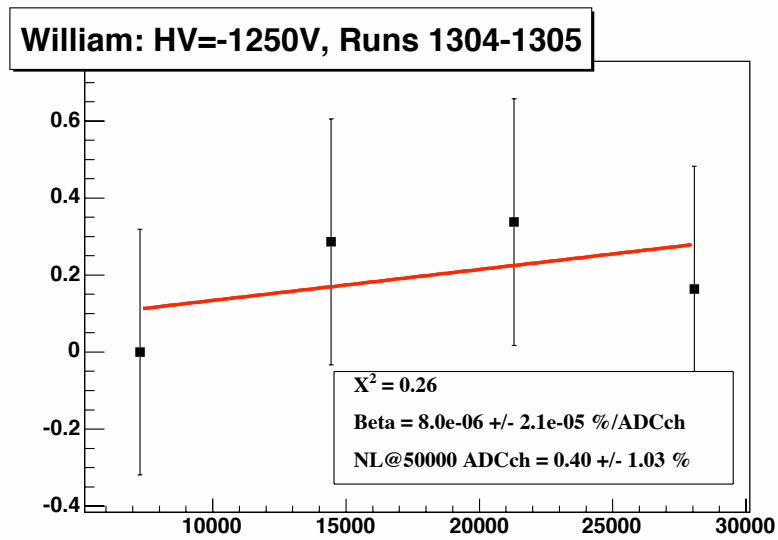


Figure B.11: Linearity of tube "William" at -1250 Volts.

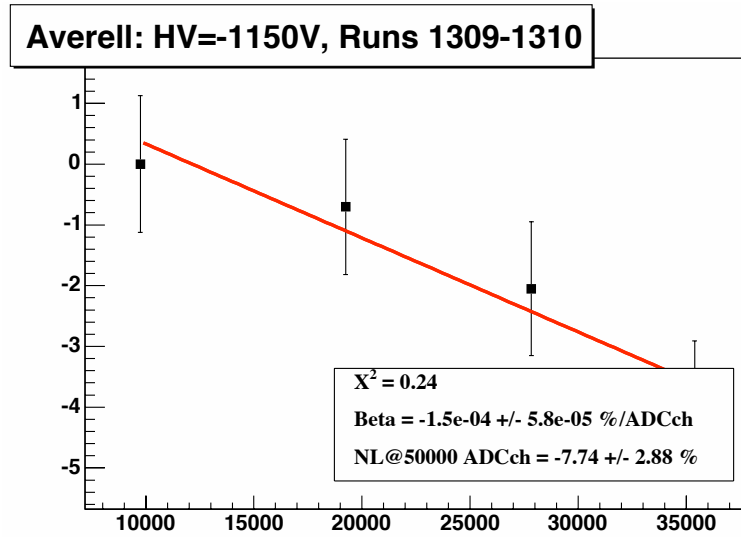


Figure B.12: Linearity of tube "Averell" at -1150 Volts.

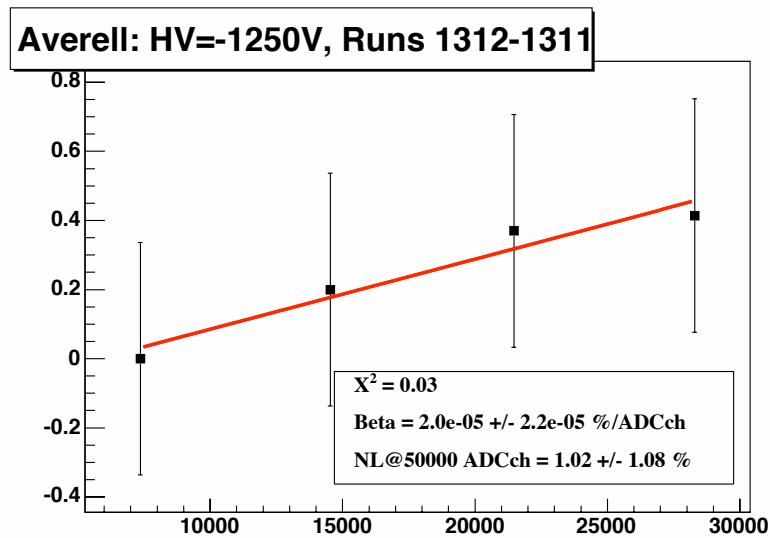


Figure B.13: Linearity of tube "Averell" at -1250 Volts.

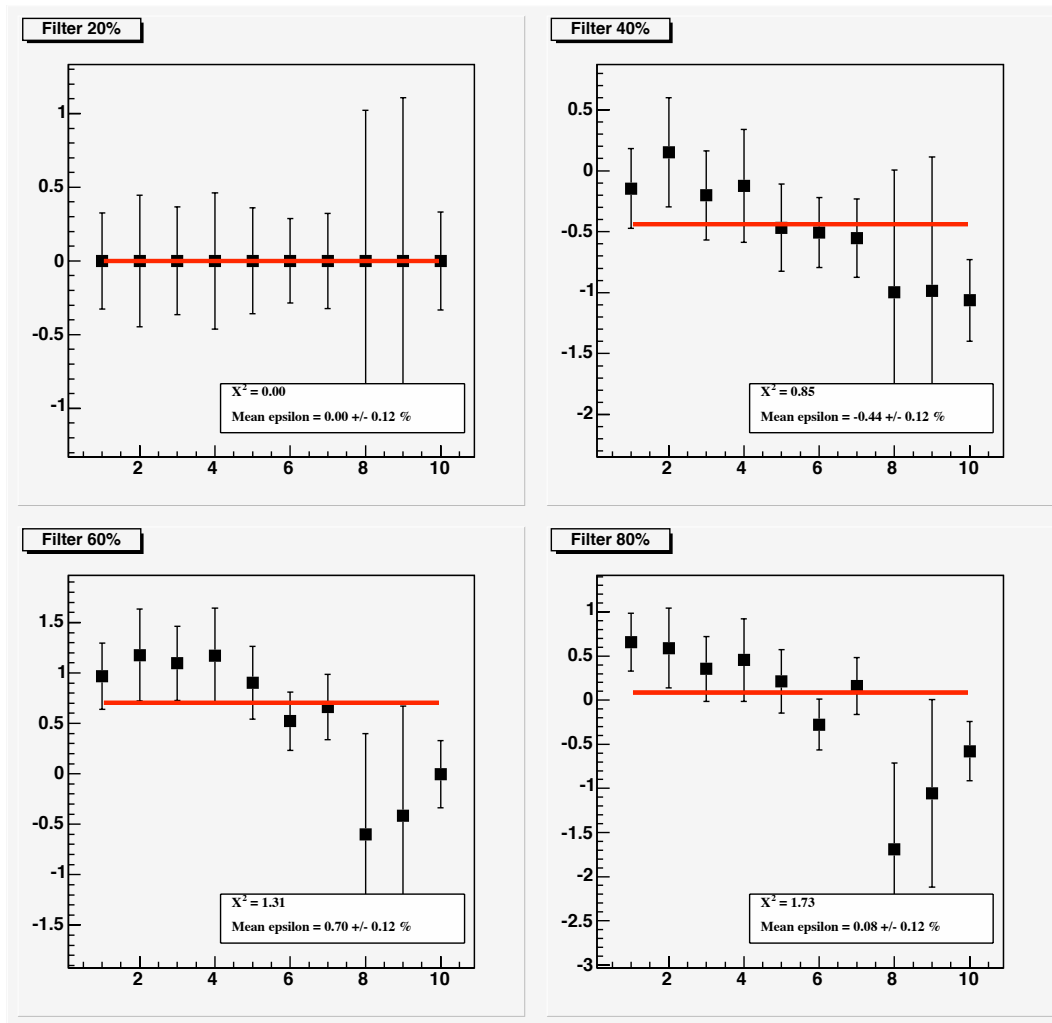


Figure B.14: Relative attenuation  $\epsilon$  of the diodes for each filter (%). Because the first filter is taken as the reference to determine  $A_{true}$ ,  $\epsilon = 0$  for this one (see text).

# Annexe C

## Electroweak Radiative Corrections of Parity Violating Asymmetries

David Lhuillier  
CEA Saclay, Service de Physique Nucléaire  
91191 Gif-sur-Yvette, France  
dlhuillier@cea.fr  
February, 2005

### Abstract

This note explains how electroweak radiative corrections are applied to the tree level expressions of  $A^{PV}$  for proton and  ${}^4\text{He}$  targets. The renormalization scheme used is the minimal subtraction scheme ( $\overline{MS}$ ). In that scheme  $\sin^2\theta_W(M_Z) \equiv \hat{s}_Z^2 = 0.23117(16)$ .

### C.1 Introduction - Short cut

This note shows in details how to obtain the expressions of parity violating asymmetries corrected for the higher order electroweak processes. Only hydrogen and  ${}^4\text{He}$  targets are treated. For a more complete review including neutron and deuterium targets see [1], an independent work performed by the Orsay group.

Congratulations if you read this note *in extenso* and thanks in advance for checking all the signs and factors 2... I've made numerous cross-check myself, among which the most powerful is probably the agreement with the Orsay group numbers for all terms of the hydrogen asymmetry.

For the readers who just want to know the answer, go to Eq.(C.24) for hydrogen and Eq.(C.32) for helium. Then numerical calculations for the 2004 HAPPEX run are in sections C.6.1 and C.6.2.

## C.2 Notations

We use the following standard model expressions of the electromagnetic and neutral weak currents of a point-like fermion  $f$

$$\begin{aligned} \langle f | J_\mu^{(\gamma,f)} | f \rangle &= -i \bar{u}_f \mathcal{Q}_f \gamma_\mu u_f \\ \langle f | J_\mu^{(Z,f)} | f \rangle &= -i \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{u}_f \gamma_\mu (g_V^f - \gamma_5 g_A^f) u_f \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

where  $\mathcal{Q}_f$  is the electric charge,  $g_V^f$  and  $g_A^f$  are the vector and axial weak charges defined by

$$g_V^f = 2T_3^f - 4\mathcal{Q}_f \sin^2 \theta_W \quad , \quad g_A^f = -2T_3^f \quad (\text{C.2})$$

with  $T_3^f$  the third component of the weak isospin (see table C.1).

The equivalent of Eqs.(C.1) for the nucleon are parametrized by the electromagnetic form factors  $G_{E,M}^{\gamma,N}$  ( $N = p, n$ ), the weak form factors  $G_{EM}^{Zp}$  and the axial form factor  $G_A^{Zp}$ . The contribution of each quark flavor  $q$  to these form factors is simply

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{\gamma,N} &= \sum_{q=u,d,s} \mathcal{Q}_q G_{E,M}^{q,N} \\ G_{EM}^{Zp} &= \sum_{q=u,d,s} g_V^q G_{E,M}^{q,p} \\ G_A^{Zp} &= \sum_{q=u,d,s} g_A^q G_A^{q,p} = -G_A^{ru} + G_A^d + G_A^{rs} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

**NB:** *The above definitions are those of [2]. Other authors [3, 5] use a different definition of the weak charges. In the asymmetry it doesn't affect the vector form factor terms  $G_{EM}^{Zp}$  but it changes the sign of the axial form factor term (at least if one keep the same expression (C.3) for  $G_A^{Zp}$ , otherwise this sign flip can also be absorbed in the definition of  $G_A^{Zp}$  itself). See table C.2.*

It is useful to introduce the isovector ( $T = 1$ ) and isoscalar ( $T = 0$ ) combinations of the axial form factor

$$\begin{aligned} G_A^{(3)(T=1)} &= \frac{1}{2} (G_A^{ru} - G_A^d) \\ G_A^{(8)(T=0)} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (G_A^{ru} + G_A^d - 2G_A^{rs}) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

They are normalized by neutron and hyperon beta decay constants

$$\begin{aligned} G_A^{(3)}(0) &= \frac{1}{2}(F + D) \equiv -\frac{1}{2}\frac{g_A}{g_V} \\ G_A^{(8)}(0) &= \frac{1}{2\sqrt{3}}(3F - D) \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

with  $F = 0.463 \pm 0.008$ ,  $D = 0.804 \pm 0.008$  and  $-g_A/g_V = 1.2695 \pm 0.0035$  [4]. The  $Q^2$  dependence is fitted by a dipole form factor

$$\begin{aligned} G_A^{(3)}(Q^2) &= G_A^{(3)}(0) G_A^D(Q^2) \\ G_A^{(8)}(Q^2) &= G_A^{(8)}(0) G_A^D(Q^2) \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

with

$$G_A^D = \left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^{-2}, \quad M_A = 1.001 \pm 0.020 \text{ GeV}. \quad (\text{C.7})$$

Hence

$$G_A^{Zp} = -2G_A^{(3)} + G_A^s \quad (\text{C.8})$$

## C.3 Tree level Parity Violating Asymmetry

### C.3.1 Proton target

At tree level, the parity violating asymmetry in electron scattering off a proton target writes [2]

$$A^{PV}(p) = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left[ \frac{\epsilon G_E^{\gamma p} G_E^{Zp} + \tau G_M^{\gamma p} G_M^{Zp} - (1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^{\gamma p} G_A^{Zp}}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \right] \quad (\text{C.9})$$

Using Eqs.(C.3) an equivalent expression is

$$\begin{aligned} A^{PV}(p) = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times & \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W) \right. \\ & - \frac{\epsilon G_E^{\gamma p} (G_E^{\gamma n} + G_E^s) + \tau G_M^{\gamma p} (G_M^{\gamma n} + G_M^s)}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2 \\ & \left. - \frac{\epsilon'(1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{\gamma p} G_A^{Zp}}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

When comparing this expression with Eq.(5) of the HAPPEX long paper [6] the  $G_A^{Zp}$  terms differ by a factor -2. This could be explained if the HAPPEX paper uses a different definition of the axial weak charge. To be checked. Meanwhile I have performed **four independent checks** of the above expression (C.10):

- I did the full calculation of  $A^{PV}$  from scratch and ended up with the same expression. However there are so many signs and factor 2 cancellations that I wouldn't call it a definitive proof.
- I calculated the contribution of  $G_M^s$  and  $G_A^{Zp}$  in the SAMPLE asymmetry on the proton and compared with Eq.(3) of their article [7]. They explicitly quote the same expression (C.8) for  $G_A^{Zp}$  so I am actually comparing same quantities. I found  $3.64G_M^s + 1.65G_A^{Zp}$  ppm, while their numbers are  $3.49G_M^s + 1.55G_A^{Zp}$  ppm. There is a 6% difference which I guess comes from the different numerical values of the electromagnetic form factors. Main conclusion is that the sign is correct and the agreement is far better than a factor 2. So Eq.(C.10) is in agreement with what SAMPLE used.
- The relative signs and multiplicative factors of each term in Eq.(C.10) can be easily derived from the  $C_{1q}$  and  $C_{2q}$  coefficients of the neutral current Lagrangian. These coefficients are given in [3] and the calculation, done in section C.5.2, is again in good agreement with Eq.(C.10).
- Independent work by J. Van de Wiele *et al.* [1] gives the same expression. They also checked the agreement with brute force numerical calculation of the Feynman diagrams.

### C.3.2 ${}^4He$ target

From Eq.(4.11) of [2] the tree level parity violating asymmetry for a  ${}^4He$  target is

$$A^{PV}({}^4He) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left( 4 \sin^2 \theta_W + \frac{2 G_E^s}{G_E^{\gamma p} + G_E^{\gamma n}} \right) \quad (C.11)$$

## C.4 Electromagnetic Corrections

In the soft photon limit ( $\Delta E \ll E, E'$ , with  $\Delta E$  the energy of the emitted photon and  $E, E'$  the incident and scattered electron energy) the QED corrections of the elastic cross section can be expressed as a multiplicative factor which doesn't depend on the electron helicity ( $d\sigma \rightarrow d\sigma(1 + \delta_R)$ ). Hence the correction cancels out in  $A^{PV}$  [8]. In the hydrogen configuration of the HAPPEX2 experiment the elastic events are distributed in the focal plane along a line at  $\theta \approx 16$  degrees with respect to the dispersive axis. The quartz plates are 10 cm wide and the spectrometer dispersion is 12.5 m (12.5cm per %). Hence the *maximum* momentum acceptance of the detector



is  $\Delta E = 10/(12.5 * \sin \theta) \approx 3\%$  of the electron energy, which validates the soft photon approximation.

Effect of the running of the fine structure constant is negligible in the minimal subtraction scheme.

## C.5 Neutral current corrections

In this section we first derive the expression of the weak radiative corrections from the *e-hadron* Lagrangian. In this approach all one-quark corrections are included in the standard model expressions of the  $C_{1q}$  and  $C_{2q}$  coefficients, given in table 10.3 of [3]. As a cross check other notations found in literature [2, 9] are shown to lead to the same expression of the corrected asymmetry. The multi-quark corrections, or anapole moments, are treated as an extra term in the asymmetry following the procedure in [1]. They are negligible for HAPPEX kinematics.

### C.5.1 The ” $C_{1q} - C_{2q}$ approach”

The Lagrangian of parity violating *e-hadron* neutral current processes [3] writes

$$\mathcal{L}^{e-hadron} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \times \sum_i [C_{1i} \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e \bar{q}_i \gamma_\mu q_i + C_{2i} \bar{e} \gamma_\mu e \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma_5 q_i] \quad (\text{C.12})$$

where the  $C_{1q}$  and  $C_{2q}$  parameters refer to the amplitudes  $\mathcal{M}_{AV}$  (axial-lepton/vector-hadron) and  $\mathcal{M}_{VA}$  (vector-lepton/axial-hadron) respectively. The tree level and corrected expressions of these coefficients are given in table C.3. To correct our parity violating asymmetry one can simply express  $A^{PV}(p)$  as a function of the  $C_{1q}$  and  $C_{2q}$  parameters instead of the  $g_{V,A}^f$  and apply the corresponding  $\rho, \kappa, \lambda$  factors. It is assumed that these correcting factors don't depend on  $Q^2$  or at least don't change much between 0 and  $0.1 (GeV/c)^2$ .

Starting from the expressions (C.1) of the currents we can write the  $\mathcal{M}_{VA}$  amplitude of one electron and one u quark

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{VA} &= \left( \frac{-ig}{4 \cos \theta_W} \right)^2 \bar{u}_e g_V^e \gamma_\mu u_e \frac{1}{M_Z^2} \bar{u}_q g_A^q \gamma_\mu \gamma_5 u_q \\ &= -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} g_V^e g_A^q [\bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 e \bar{q}_i \gamma_\mu q_i + \bar{e} \gamma_\mu e \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma_5 q_i] \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

where we have used

$$G_F = \frac{g^2 \sqrt{2}}{8M_Z^2 \cos^2 \theta_W} \quad (\text{C.14})$$

and reduced the propagator of the  $Z$  boson to the contact term factor  $1/M_Z^2$ . Comparing Eqs (C.13) and (C.12) we obtain

$$C_{2q} = -1/2 (g_V^e \times g_A^q), \quad C_{1q} = -1/2 (g_A^e \times g_V^q) \quad (\text{C.15})$$

These two relations are easily checked at tree level using tables C.1 and C.3.

## C.5.2 Proton target

We calculate what combination of  $C_{1q}$  and  $C_{2q}$  appears in front the weak electric and magnetic terms.  $g_A^e \times G_{EM}^{Zp}$  is the natural quantity to compute since  $G_{EM}^{Zp}$  corresponds to a vector coupling to the nucleon and an axial coupling to the lepton. All other signs and multiplicative factors will be the same for all the terms of  $A^{PV}$ . Hence we can check this way the *relative* signs and factors between the three terms of Eq.(C.10). From Eqs.(C.3) we have

$$\begin{aligned} G_{E,M}^u &= 2G_{E,M}^{\gamma p} + G_{E,M}^{\gamma n} + G_{E,M}^s \\ G_{E,M}^d &= G_{E,M}^{\gamma p} + 2G_{E,M}^{\gamma n} + G_{E,M}^s \end{aligned}$$

Hence

$$\begin{aligned} g_A^e \times G_{EM}^{Zp} &= -2 \left( C_{1u} G_{E,M}^u + C_{1d} G_{E,M}^d + C_{1s} G_{E,M}^s \right) \\ &= -2 \left[ (2C_{1u} + C_{1d}) G_{E,M}^{\gamma p} \right. \\ &\quad \left. + (2C_{1d} + C_{1u}) G_{E,M}^{\gamma n} \right. \\ &\quad \left. + (C_{1u} + C_{1d} + C_{1s}) G_{E,M}^s \right] \end{aligned} \quad (\text{C.16})$$

In the following we assume  $C_{1s} = \rho' \left( +\frac{1}{2} - \frac{2}{3}\kappa' \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{1s}$  with  $\lambda_{1s}$  not calculated in [3] but only present in the correction of the strange form factors, which we can neglect for now. At tree level Eq.(C.16) reduces to

$$g_A^e \times G_{EM}^{Zp} = \left( 1 - 4 \sin^2 \theta_W \right) G_{E,M}^{\gamma p} - G_{E,M}^{\gamma n} - G_{E,M}^s \quad (\text{C.17})$$

which inserted in Eq.(C.9), gives the two first terms of equation (C.10) with the correct relative factors and sign. The effect of the radiative correction are simply obtained by "turning on" the  $\rho, \kappa, \lambda$  factors in Eq.(C.16)

$$\begin{aligned} g_A^e \times G_{EM}^{Zp} &= \left( \rho' \left( 1 - 4\kappa' \sin^2 \theta_W \right) - 4\lambda_{1u} - 2\lambda_{1d} \right) G_{E,M}^{\gamma p} \\ &\quad - \left( \rho' + 2\lambda_{1u} + 4\lambda_{1d} \right) G_{E,M}^{\gamma n} \\ &\quad - \left( \rho' + 2\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d} + 2\lambda_{1s} \right) G_{E,M}^s \end{aligned} \quad (\text{C.18})$$

The same trick applies to the axial form factor which corresponds to a vector coupling to the lepton and an axial coupling to the hadron

$$g_V^e \times G_A^{Zp} = -2 \left( C_{2u} G_A^u + C_{2d} G_A^d + C_{2s} G_A^s \right) \quad (\text{C.19})$$

We rearrange the simple expression of  $G_A^{Zp}$  in Eq.(C.3) in order to show explicitly the relevant quantities which are the isovector and isoscalar components of the axial form factor

$$g_V^e \times G_A^{Zp} = -2 \left[ \begin{aligned} & \frac{1}{2} (C_{2u} - C_{2d}) \underbrace{\left( G_A^u - G_A^d \right)}_{2G_A^{(3)(T=1)}} \\ & + \frac{1}{2} (C_{2u} + C_{2d}) \underbrace{\left( G_A^u + G_A^d - 2G_A^s \right)}_{2\sqrt{3}G_A^{(8)(T=0)}} \\ & + (C_{2u} + C_{2d} + C_{2s}) G_A^s \end{aligned} \right] \quad (\text{C.20})$$

Defining  $C_{2s} = \rho \left( +\frac{1}{2} - 2\kappa \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{2s}$  we obtain

$$g_V^e \times G_A^{Zp} = -2 \left[ (C_{2u} - C_{2d}) G_A^{(3)} + (C_{2u} + C_{2d}) \sqrt{3} G_A^8 + (C_{2u} + C_{2d} + C_{2s}) G_A^s \right] \quad (\text{C.21})$$

At tree level this reduces to

$$\begin{aligned} g_V^e \times G_A^{Zp} &= - \left( 1 - 4 \sin^2 \theta_W \right) \left( -2G_A^{(3)} + G_A^s \right) \\ &= - \left( 1 - 4 \sin^2 \theta_W \right) G_A^{Zp} \end{aligned} \quad (\text{C.22})$$

which is coherent with  $g_V^e$  in table C.1. Again inserting Eqs.(C.22) and (C.17) in Eq.(C.9) confirms the relative sign and multiplicative factors of all terms of Eq.(C.10). Taking into account the radiative corrections Eq.(C.21) becomes

$$\begin{aligned} g_V^e \times G_A^{Zp} &= \left[ \rho \left( 1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W \right) - \lambda_{2u} + \lambda_{2d} \right] \left( 2 G_A^{(3)} \right) \\ &- \left( \lambda_{2u} + \lambda_{2d} \right) 2\sqrt{3} G_A^8 \\ &- \left[ \rho \left( 1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W \right) + 2(\lambda_{2u} + \lambda_{2d} + \lambda_{2s}) \right] G_A^s \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

Radiative corrections import an isoscalar component in  $G_A^Z$  which is not present at tree level. Finally the corrected asymmetry is

$$\begin{aligned} A^{PV}(p) &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left\{ \rho'(1 - 4\kappa' \sin^2 \theta_W) - 4\lambda_{1u} - 2\lambda_{1d} \right. \\ &\quad \left. - (\rho' + 2\lambda_{1u} + 4\lambda_{1d}) \frac{\epsilon G_E^{\gamma p} G_E^{\gamma n} + \tau G_M^{\gamma p} G_M^{\gamma n}}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \right\} \end{aligned} \quad (\text{C.24})$$

$$\begin{aligned}
 & -(\rho' + 2\lambda_{1u} + 2\lambda_{1d} + 2\lambda_{1s}) \frac{\epsilon G_E^{\gamma p} G_E^s + \tau G_M^{\gamma p} G_M^s}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \\
 & - \left[ \rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) - \lambda_{2u} + \lambda_{2d} \right] \frac{\epsilon' G_M^{\gamma p} (-2 G_A^{(3)})}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \\
 & - (\lambda_{2u} + \lambda_{2d}) \frac{\epsilon' G_M^{\gamma p} 2\sqrt{3} G_A^{(8)}}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \\
 & - \left[ \rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) + 2(\lambda_{2u} + \lambda_{2d} + \lambda_{2s}) \right] \frac{\epsilon' G_M^{\gamma p} G_A^s}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \Big\}
 \end{aligned}$$

If one neglect the electroweak corrections of the strange form factors (let's first try to show they are non zero), all corrections are known from table C.3.

### C.5.3 Agreement with other notations

Eq.(C.24) was derived from the Lagrangian (C.12) in order to express all the electroweak corrections as functions of the  $\rho, \kappa, \lambda$  coefficients which numerical values are available in [3]. As a cross check we can also start from the expression of the corrected asymmetry as given in Musolf *et al.* paper [2] and see if we can recover the same standard model factors in front of each terms of Eq.(C.24). From Eqs.(3.31b) and (4.1) of [2] we have

$$\begin{aligned}
 A^{PV}(p) &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left\{ \xi_V^p + \xi_V^n \frac{\epsilon G_E^{\gamma p} G_E^n + \tau G_M^{\gamma p} G_M^n}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} + \xi_V^{(0)} \frac{\epsilon G_E^{\gamma p} G_E^s + \tau G_M^{\gamma p} G_M^s}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \right. \\
 & \quad \left. - \frac{(1 - 4\sin^2 \theta_W) \epsilon' G_M^{\gamma p}}{\epsilon (G_E^{\gamma p})^2 + \tau (G_M^{\gamma p})^2} \left[ \xi_A^{T=1} G_A^{(3)} + \xi_A^{T=0} G_A^{(8)} + \xi_A^{(0)} G_A^s \right] \right\} \quad (C.25)
 \end{aligned}$$

where the  $\xi_{V,A}$  factors are defined by

$$\begin{aligned}
 \xi_{V,A}^{T=1} &= g_{V,A}^u - g_{V,A}^d, \\
 \xi_{V,A}^{T=0} &= \sqrt{3}(g_{V,A}^u + g_{V,A}^d), \\
 \xi_{V,A}^{(0)} &= g_{V,A}^u + g_{V,A}^d + g_{V,A}^s
 \end{aligned} \quad (C.26)$$

and

$$\xi_V^p = \frac{1}{2} (\xi_V^{T=1} + \sqrt{3} \xi_V^{T=0}), \quad \xi_V^n = \frac{1}{2} (-\xi_V^{T=1} + \sqrt{3} \xi_V^{T=0}) \quad (C.27)$$

Using Eqs.(C.15) we can easily express the above  $\xi_{V,A}$  factors as functions of the  $C_{1q}$  and  $C_{2q}$  coefficients leading to

$$\xi_V^p = \frac{1}{2} [(-2C_{1u} + 2C_{1d}) + \sqrt{3}(-2C_{1u} - 2C_{1d})]$$

$$\begin{aligned}
&= \rho'(1 - 4\kappa' \sin^2 \theta_W) - 4\lambda_{1u} - 2\lambda_{1d} \\
\xi_V^n &= \frac{1}{2} \left[ (2C_{1u} - 2C_{1d}) + \sqrt{3}(-2C_{1u} - 2C_{1d}) \right] \\
&= -[\rho' + 2\lambda_{1u} + 4\lambda_{1d}] \\
\xi_V^{(0)} &= -2[(C_{1u} + C_{1d} + C_{1s})] \\
&= -[\rho' + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})]
\end{aligned} \tag{C.28}$$

and

$$\begin{aligned}
(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \xi_A^{T=1} &= 2(C_{2u} - C_{2d}) \\
&= \rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) - \lambda_{2u} + \lambda_{2d} \\
(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \xi_A^{T=0} &= 2\sqrt{3}(C_{2u} + C_{2d}) \\
&= 2\sqrt{3}(\lambda_{2u} + \lambda_{2d}) \\
(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \xi_A^{(0)} &= 2(C_{2u} + C_{2d} + C_{2s}) \\
&= \rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) + 2(\lambda_{2u} + \lambda_{2d} + \lambda_{2s})
\end{aligned} \tag{C.29}$$

Inserting relations (C.28) and (C.29) in Eq.(C.25) leads to the exact same expression Eq.(C.24). **Hence the two notations are equivalent.**

Nevertheless different set of higher order processes can be included in the electroweak corrections depending on the authors. In particular the  $\rho, \kappa, \lambda$  factors include only the corrections dealing with one quark line of the proton. Another type of correction can involve a photon exchange with a parity violating proton vertex involving multi-quark processes. This contribution is called the anapole moment of the nucleon.

Therefore one often finds in literature the following notation to correct the tree level expression of the  $\xi_{V,A}$  coefficients

$$\begin{aligned}
\xi_V^{T=1} &\equiv 2(1 - 2 \sin^2 \theta_W) (1 + R_V^{T=1}) \quad , & \xi_A^{T=1} &\equiv -2(1 + R_A^{T=1}) \\
\sqrt{3}\xi_V^{T=0} &\equiv -4 \sin^2 \theta_W (1 + R_V^{T=0}) \quad , & \xi_A^{T=0} &\equiv \sqrt{3} R_A^{T=0} \\
\xi_V^{(0)} &\equiv -(1 + R_V^{(0)}) \quad , & \xi_A^{(0)} &\equiv (1 + R_A^{(0)}) \\
\xi_V^p &\equiv (1 - 4 \sin^2 \theta_W) (1 + R_V^p) \quad , & \xi_V^n &\equiv -(1 + R_V^n)
\end{aligned} \tag{C.30}$$

where the  $R_{V,A}$  are another equivalent notation for the one-quark corrections but can also include the anapole corrections. These corrections are negligible for the vector part and have a small effect on the axial part. At forward angle, where the axial part is suppressed, the  $\rho, \kappa, \lambda$  corrections of Eq.(C.24) are thus a very good approximation of the electroweak higher orders.

### C.5.4 ${}^4\text{He}$ target

From Eq.(4.11) of [2], the electroweak correction to the helium asymmetry is

$$A^{PV}({}^4\text{He}) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left[ 4 \sin^2 \theta_W (1 + R_V^{T=0} + \Gamma(Q^2)) + \frac{2(1 + R_V^{(0)}) G_E^s}{G_E^{\gamma p} + G_E^{\gamma n}} \right] \quad (\text{C.31})$$

where the  $Q^2$  dependent term  $\Gamma(Q^2)$  is estimated to be  $\approx 4.10^{-3}$  form [10] and will be considered as a systematic error. One can see that only the isoscalar correcting factors ( $T = 0$ ) contribute to the  $0^+ \rightarrow 0^+$  transition, as expected. Using Eqs.(C.28,C.30) we obtain the equivalent expression

$$A^{PV}({}^4\text{He}) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left[ 4\rho'\kappa' \sin^2 \theta_W + 6\lambda_{1u} + 6\lambda_{1d} \right. \\ \left. + [\rho' + 2(\lambda_{1u} + \lambda_{1d} + \lambda_{1s})] \frac{2G_E^s}{G_E^{\gamma p} + G_E^{\gamma n}} \right] \quad (\text{C.32})$$

## C.6 Numerical Calculation - HAPPEX Run 2004

### C.6.1 Proton target

The effective kinematics measured during the hydrogen run are summarized below.

	$E_{eff}$	$Q_{eff}^2$	$\theta_{eff}$	$\delta A_{raw}$
	(GeV)	(GeV/c) <sup>2</sup>	(deg)	(ppm)
Left Arm	3.0228	0.1018	6.105	0.317
Right Arm	3.0228	0.0957	5.916	0.295
Average	3.0228	0.0986	6.007	0.216

$E_{eff}$  is the beam energy corrected for the mean energy loss in target.  $Q_{eff}^2$  is the energy weighted  $Q^2$  averaged over the detector acceptance.  $\theta_{eff}$  is deduced from  $E_{eff}$  and  $Q_{eff}^2$  using elastic scattering constraint. The averaged values are weighted by the statistical accuracy  $\delta A_{raw}$  in each arm. Then

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\langle Q_{eff}^2 \rangle}{4M_P^2} = 0.02800 \\ \epsilon &= \left[ 1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_{eff}/2) \right]^{-1} = 0.9944 \\ \epsilon' &= \sqrt{\tau(1 + \tau)(1 - \epsilon^2)} = 0.01798 \end{aligned} \quad (\text{C.33})$$

We choose to extract the electromagnetic nucleon form factors from the phenomenological fit in Friedrich and Walcher's paper [11] with the following error bars estimated from data available around  $Q^2 = 0.1 (GeV/c)^2$ .

Form Factor	Value at $Q^2 = Q_{eff}^2$	Relative Error (%)
$G_E^p$	0.7538	2.5
$G_M^p$	2.1443	1.5
$G_E^n$	0.03502	30.0
$G_M^n$	-1.4466	1.5
$G_A^{(3)}$	0.5261	1.0
$G_A^{(8)}$	0.1400	2.0

Axial Form factors are calculated using Eqs.(C.6). Inserting the above numbers in Eq.(C.24) we obtain

$$\begin{aligned}
A^{PV}(p) = -8.868 \times & \left[ 0.0720 \right. & (C.34) \\
& + \underbrace{0.08633}_{G_{E,M}^{p,n} \text{ term}} - 1.0677 G_E^s - 0.08552 G_M^s \\
& \left. + \underbrace{0.003644}_{G_A^{(3)} \text{ term}} - \underbrace{0.0002560}_{G_A^{(8)} \text{ term}} - 0.001880 G_A^s \right] \text{ ppm}
\end{aligned}$$

which reduces to

$$A^{PV}(p) = -1.4383 + 9.4682 G_E^s + 0.7584 G_M^s + 0.0167 G_A^s \text{ ppm} \quad (C.35)$$

Hence our measurement is sensitive to  $G_E^s + 0.0799 G_M^s$ , as expected. The axial contribution is 2.4% of the non-strange asymmetry. Taking into account all form factor errors as well as a 1% uncertainty in  $Q^2$  we obtain

$$\mathbf{A_{NoStrange}^{PV}(p) = -1.438 \pm 0.112 \text{ ppm}}$$

where the error is dominated by  $G_E^s$  (0.100 ppm). Cross-check of each term of Eq.(C.34) with the Orsay group's results [1] shows an agreement at the  $7 \cdot 10^{-4}$  ppm level!

Numerical computation of the anapole moment term [12] based on Zhu's chiral Lagrangian [9] gives a negligible contribution of  $-0.003$  ppm in the asymmetry.

## C.6.2 Helium target

The effective kinematics measured during the helium run are summarized below:

	$E_{eff}$ (GeV)	$Q_{eff}^2$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\theta_{eff}$ (deg)	$\delta A_{raw}$ (ppm)
Left Arm	3.0228	0.0939	5.823	1.173
Right Arm	3.0228	0.0892	5.675	0.903
Average	3.0228	0.0908	5.725	0.715

with the same notations than in section C.6.1. Using Eq.(C.32) we get

$$A^{PV}(^4He) = 8.167 \times [0.916 + 2.451 G_E^s] \text{ ppm} \quad (\text{C.36})$$

which reduces to

$$A^{PV}(^4He) = 7.483 + 20.01 G_E^s \text{ ppm} \quad (\text{C.37})$$

Taking the 1% uncertainty on  $Q^2$  in quadrature with the  $\Gamma(Q^2)$  term as a systematic error leads to

$$\mathbf{A_{NoStrange}^{PV}(^4He) = 7.483 \pm 0.081 \text{ ppm}}$$



Fermions			$Q_f$	$T_3^f$	$g_V^f$	$g_A^f$
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$	0	$\frac{1}{2}$	+1	-1
$e$	$\mu$	$\tau$	-1	$-\frac{1}{2}$	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	+1
$u$	$c$	$t$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	-1
$d$	$s$	$b$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	+1

Tableau C.1: Charge, third component of weak isospin, vector and axial weak charges of leptons and quarks used in this note (same notations as in [2]).

References	[2]	[3, 5]
Vector Weak Charge	$g_V^f = 2T_3^f - 4Q_f \sin^2 \theta_W$	$g_V^f = T_3^f - 2Q_f \sin^2 \theta_W$
Axial Weak Charge	$g_A^f = -2T_3^f$	$g_A^f = +T_3^f$
Neutral Weak Current	$\frac{-ig}{4 \cos \theta_W} \bar{u}_f \gamma_\mu (g_V^f - \gamma_5 g_A^f) u_f$	$\frac{-ig}{\cos \theta_W} \bar{u}_f \gamma_\mu \frac{1}{2} (g_V^f - \gamma_5 g_A^f) u_f$

Tableau C.2: Two different notations found in literature with example of associated references.

Quantity	Standard Model Expression
$C_{1u}$	$\rho' \left( -\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \kappa' \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{1u}$
$C_{1d}$	$\rho' \left( +\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \kappa' \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{1d}$
$C_{2u}$	$\rho \left( -\frac{1}{2} + 2\kappa \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{2u}$
$C_{2d}$	$\rho \left( +\frac{1}{2} - 2\kappa \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{2d}$

Tableau C.3: At tree level  $\rho = \kappa = 1$  and  $\lambda = 0$ . If radiative corrections are included  $\rho' = 0.9881$ ,  $\rho = 1.0011$ ,  $\kappa' = 1.0027$ ,  $\kappa = 1.0300$  (the 3% evolution of  $\sin^2 \theta_W$  tested by E158),  $\lambda_{1u} = -1.85 \times 10^{-5}$ ,  $\lambda_{1d} = 3.7 \times 10^{-5}$ ,  $\lambda_{2u} = -0.0121$ ,  $\lambda_{2d} = 0.0026$ . All numerical values are from table 10.3 of [3].

# Bibliographie

- [1] J. Van de Wiele *et al.*, Evaluation of Strange Form-Factors in Parity Violating Electron Scattering, Private communication.
- [2] M.J. Musolf, T.W. Donnelly, J. Dubach, S.J. Pollock, S. Kowalsky and E.J. Beise, Phys. Rep. **239**, 1-178 (1994)
- [3] S. Eidelman *et al.*, Particle Data Group, Phys. Lett. **B592**, 1 (2004)  
J. Erler and P. Langacker, Electroweak model and constraint on new physics.
- [4] Y. Goto *et al.*, Phys.Rev. **D62**, 034017 (2000)
- [5] F. Halzen and A.D. Martin, Quarks and Leptons, Wiley (1984)
- [6] K.A. Aniol *et al.*, Phys. Rev. **C69**, 065501 (2004)
- [7] D.T. Spayde *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1106-1109 (2000)
- [8] M.. Vanderhaeghen, J.M. Friedrich, D. Lhuillier, D. Marchand, L. Van Hoorebeke and J. Van de Wiele, Phys.Rev. **C62**, 025501,2000 *and references therein.*
- [9] S. Zhu *et al.*,Phys. Rev. **D62** 033008, (2000)
- [10] S. Ramavataram, E. Hadjimichael, T.W. Donnelly, Phys. Rev. **C50**, 1175-1179 (1994)
- [11] J. Friedrich and Th. Walcher, Eur. Phys. J. **A17** 607-623, (2003)
- [12] J. Van de Wiele, software for complete numerical computation of parity violating asymmetries.

## Annexe D

# Precision Measurements of the Nucleon Strange Form Factors at $Q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}^2$



## Annexe E

# Accurate measurement of the electron beam polarization in JLab Hall A using Compton polarimetry



# Annexe F

## Conceptual Design Report for Hall A Compton Polarimeter Upgrade

Sirish Nanda  
Jefferson Laboratory  
and  
David Lhuillier  
CEA-Saclay

January 20, 2004  
Abstract

We propose a performance upgrade of the present Hall A Compton Polarimeter by doubling the laser frequency as well as the intra-cavity power with commercially available components. The existing Fabry-Perot cavity operating at 1064 nm (IR) with about 1.5 kW power will be replaced by a 532 nm (green) cavity with twice the power, resulting in a four-fold enhancement of the Figure of Merit ( $\sigma < A >^2$ ) of the Compton polarimeter. Associated improvements to the electron detector, the photon calorimeter, and data acquisition method, designed to enhance the accuracy of beam polarization measurement at lower beam energy, shows promise of absolute accuracies below 2% at 0.85 GeV beam energy.

### F.1 Motivation

The upgrade of the Compton polarimeter is motivated by upcoming high accuracy experiments with very demanding requirement on the beam polarization. Defining  $k$

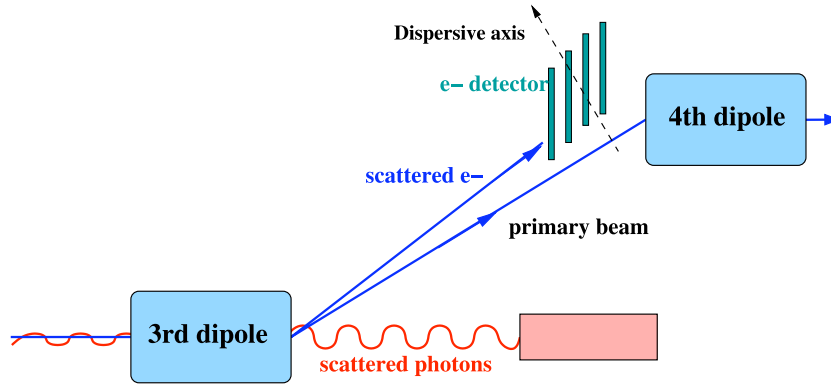


Figure F.1: *Layout of the detection of the hall A Compton polarimeter.*

the photon energy and  $E$  the electron beam energy, the Figure Of Merit (F.O.M.) of a Compton measurement scales with  $k^2 \times E^2$ , making high accuracy polarimetry a real challenge at low energy. The proposed upgrades are thus driven by the requirement of the Lead Parity experiment of 1% relative accuracy at 850 MeV. Sub-percent accuracy can be reached at higher beam energy although some limitations may show up from the operating energy range of the detectors. The best accuracy achieved so far is taken as a reference point to discuss the hardware upgrades and the expected budget error.

The present Compton setup allows the detection of both the scattered electrons and photons (Fig.F.1). The most accurate analysis performed so far is two steps. First we use coincidence data to determine the response function of the photon detector, the highly segmented electron detector being operated as an energy tagger. Then the polarimetry measurements rely on the photon detector only whom signal is integrated between a software threshold and the Compton edge. The experimental response function previously measured allows to compute the analyzing power with high precision.

A few mm safety gap must be kept between the electron detector and the primary beam (see section F.2.5) leading to a low energy cut on the Compton spectrum. The experimental asymmetry and the analyzing power are thus extracted using a relatively high software threshold ( $\rho = k'/k'_{max} \simeq 0.5$ ) above which all the systematics from detection are well under control. This method is called the "semi-integrated" or "response function" analysis. It has provided polarimetry measurements with 1.4% total error at 4.5 GeV and  $40\mu A$  on a 40 minutes basis [2].

Table F.1 shows Compton kinematics for a IR and a green laser and for 3 different beam energies. In our opinion the figure of merit at  $\lambda = 1064\text{nm}$  and is too low to meet the requirements of future high precision parity experiments in the 1 GeV range



(PREX, Qweak). Therefore we present in the following section an upgrade of the laser setup to double the frequency and the power of the light accumulated in the optical cavity.

Two strategies are discussed for the detection of the Compton scattered particles:

Tableau F.1: *Relevant quantities of the Compton kinematics for the existing and proposed polarimeter setups.  $Y_{Det}$  is the vertical gap between the primary beam and Compton edge at the location of the electron detector. The following parameters are used:  $I_{beam} = 50\mu A$ ,  $P_e = 75\%$ ,  $P_\gamma = 100\%$ ,  $\sigma_e = 100\mu m$ ,  $\sigma_\gamma = 100\mu m$  and  $\alpha_{crossing} = 23.5 mrad$ .  $\langle A \rangle$  is the mean analyzing power with a detection threshold set to  $\rho = k'/k_{max} = 0.5$ .  $\langle A_E \rangle$  is the same quantity for the low threshold and energy weighted method.*

	$\lambda = 1064 \text{ nm}$			$\lambda = 532 \text{ nm}$		
	$P_L = 250 \text{ mW}, G=6000$			$P_L = 100 \text{ mW}, 30000$		
E (GeV)	6.0	4.5	0.85	6.0	4.5	0.85
$Y_{Det}$ (mm)	22.4	17.2	3.5	40.8	32.0	6.8
Lumi $(\mu barn.s)^{-1}$	0.206	0.206	0.206	0.206	0.206	0.206
$k'_{max}$ (MeV)	582	335	12.7	1060	624	25.1
$\sigma$ (barn)	0.592	0.609	0.654	0.538	0.563	0.642
Rate (kHz)	60.9	62.5	67.2	55.3	57.9	66.0
$\langle A \rangle$ (%)	6.06	4.66	0.94	10.91	8.62	1.85
F.O.M. $(\sigma \times A^2)$	21.7	13.2	0.57	64.0	41.9	2.2
$\langle A_E \rangle$ (%)	4.78	3.69	0.75	8.55	6.79	1.47
F.O.M. $(\sigma \times A_E^2)$	6.8	4.1	0.18	19.7	13.0	0.69

- *Upgrade of the semi-integrated method:*

Going to green doubles the separation between the scattered electrons and the primary beam (tableF.1). Thus the electron detector can still be used to cover half of the Compton spectrum at 0.850 GeV and determine the response function of the photon detector.

- *Integrated and energy weighted photon signal:*

A second method consists in weighting the photon signal by the energy deposited in the detector and integrate it over the whole Compton spectrum for each polarization window. Then the measured asymmetry can be written

$$A_E = \frac{E^+ - E^-}{E^+ + E^-} \quad (\text{F.1})$$

with

$$E^\pm = \mathcal{L}^\pm T^\pm \int_{\rho_{min}}^1 E(\rho) \epsilon(\rho) \frac{d\sigma}{d\rho}(\rho) (1 \pm P_e P_\gamma A_l(\rho))$$

$E$  is the energy deposited in the calorimeter,  $\epsilon$  the detection efficiency. Using a photon detector with a high light yield can bring the detection threshold  $\rho_{min}$  small enough with respect to the Compton edge so that it can be assumed to be negligible. Then the sensitivity to the detector response, main source of systematic errors, is highly reduced. This method could be implemented via a "HAPPEX like" acquisition. In the case of a parity experiment, the polarimetry data would then be part of the same data flux. Very similar cuts could then be applied to the polarimetry and physics data, allowing an average over a long period of time with very small bias. The energy weighting is automatically implemented by the use of a thick calorimeter and keeps the analyzing power high, despite the low threshold. This method appears as a good compromise between a high analyzing power, comparable to the differential method, and a low sensitivity to the detection provided by the integration with low threshold.

## F.2 Conceptual Design

The relative merits of a single pass high power laser versus a high power Fabry-Perot cavity injected by a low power laser serving as the photon beam, has been extensively studied.[3] With commercially available solid state lasers, a cavity offers superior luminosity and better control over systematic errors compared to single pass laser. Hence, our design choice for the photon beam is a high gain Fabry-Perot cavity. Our design goal is a green cavity with 3000 Watts of intra-cavity power. With 200 mW injection power, a cavity gain of  $1.5 \times 10^5$  is required. Such a cavity represents the state of the art in cavity technology in the 532 nm region. Nonetheless, recent advances in the manufacturing of high reflectivity and low loss dielectric mirrors as well as availability of narrow line width green lasers facilitates the feasibility of our challenging design goal. High gain cavities at 532 nm have been successfully demonstrated by the KEK-ATF group [4] and very high gain super cavities are being planned[5]. Recently, the PVLAS[6] group have successfully constructed a 532 nm cavity with geometry and gain comparable to our proposed design here.

### F.2.1 Fabry-Perot Cavity

We propose to trap the laser beam in a non-confocal Fabry-Perot resonator made of two highly reflective mirrors. The laser beam inside the cavity makes an infinite geometrical series of reflected and transmitted electromagnetic field. Assuming that the two mirrors are identical and are characterized by reflectivity  $r$ , transmissivity  $t$ ,

and absorption or other loss  $a$  and separated by a distance  $L$ , the cavity will resonate at the frequencies  $\nu_m = mc/2nL$ , where  $m$  is an integer,  $n$  is the refractive index of the medium, and  $c$  is the speed of light. The separation between two consecutive resonant frequencies called the "free spectral range" is then given by

$$\Delta\nu_{FSR} = \frac{c}{2L} \quad (\text{F.2})$$

If the mirrors have high reflectivity, the resonance peaks are much narrower than  $\Delta\nu_{FSR}$ . The full-width at half-maximum of the resonance peak, referred to as the cavity-bandwidth, is given by

$$\delta\nu_{cav} = \frac{\Delta\nu_{FSR}}{F} \quad (\text{F.3})$$

where  $F = \pi\sqrt{r}/(1-r)$  is defined as the cavity "finesse."

Near resonance, the light power circulating in the cavity will be enhanced with respect to the incident Laser by a factor  $G(\epsilon)$  which may be expressed as a function of the detuning parameter  $\epsilon = (\nu - \nu_m)/\Delta\nu_{FSR}$  as

$$G(\epsilon) = G_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{2F}{\pi}\right)^2 \sin^2(\pi\epsilon)} \quad (\text{F.4})$$

where

$$G_0 = \frac{r}{(1-r)^2} \simeq \frac{F}{\pi} \quad (\text{F.5})$$

is the maximum gain at  $\epsilon = 0$ . The cavity reflectivity is given by

$$R(\epsilon) = R \left[ \frac{a^2 + 4(1-a) \sin^2 \pi\epsilon}{(1-r)^2 + 4r \sin^2 \pi\epsilon} \right] \quad (\text{F.6})$$

and the phase  $\Phi_R$  of the reflected field is given by

$$\tan \Phi_R(\epsilon) = \frac{t \sin 2\pi\epsilon}{1 - 2r \cos 2\pi\epsilon + r(r+t) - t \cos 2\pi\epsilon} \quad (\text{F.7})$$

If the mirrors have high reflectivity, the resonance peaks are much narrower than the free spectral range  $\Delta\nu_{FSR}$ . Such a cavity is often referred to as a "high-finesse" cavity. Shown in Fig.F.2 is the cavity gain as a function of the laser frequency in multiples of the free spectral range ( $\nu/\Delta\nu_{FSR}$ ) for different values of finesse(reflectivity), with resonances occurring at integral values. Our design goal finesse of 49,000, requiring a mirror reflectivity of 99.9936%, is shown in solid line in the figure. The finesse is higher than the existing IR cavity with 30,000 finesse. However, it is important to point out that several groups[6][7][8] have demonstrated cavity finesse from 45,000 to 220,000 in the 532 nm band.

The cavity length will be 98 cm, so chosen as to be compatible with the existing Compton polarimeter setup in operation in Hall A. With this length, The free spectral range is a comfortable 153 MHz and the cavity bandwidth is 3.12 kHz. The main design parameters of the proposed cavity are given in Table F.2. The variation of the gain, reflectivity and phase of the reflected light as a function of the deviation of frequency from the nearest resonance for the present design is shown in Fig.F.3.

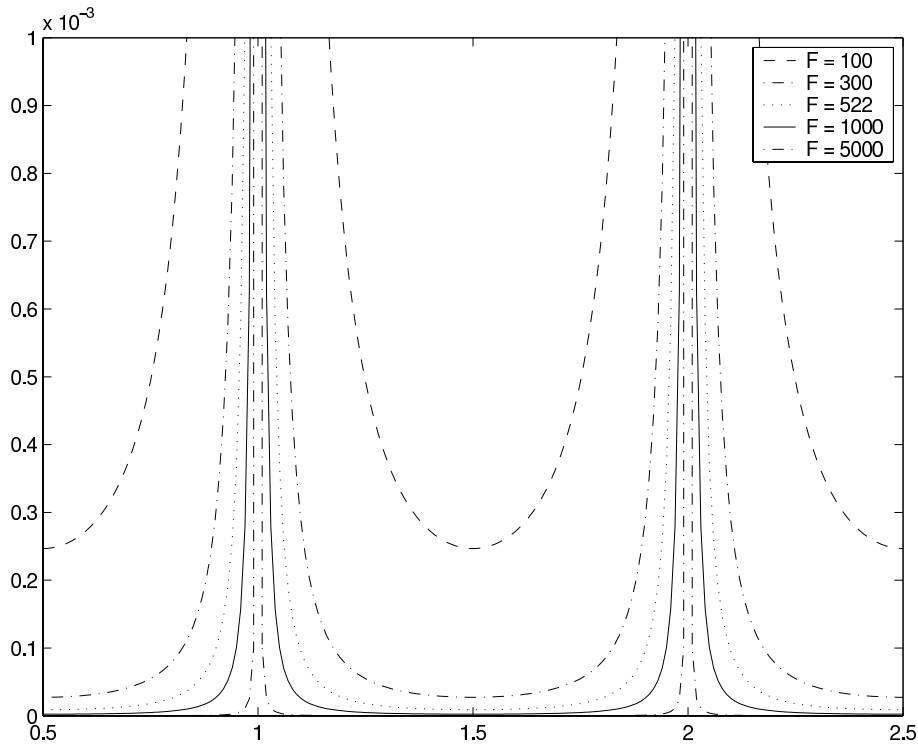


Figure F.2: *Relative gain of the cavity as a function of the laser frequency in multiples of of the free spectral range ( $\nu/\Delta\nu_{FSR}$ ) for different mirror finesse*

The matured ion beam sputtering technology has enabled the optics industry to produce ultra-high reflectivity mirrors. Research Electro Optics based in Colorado [11]

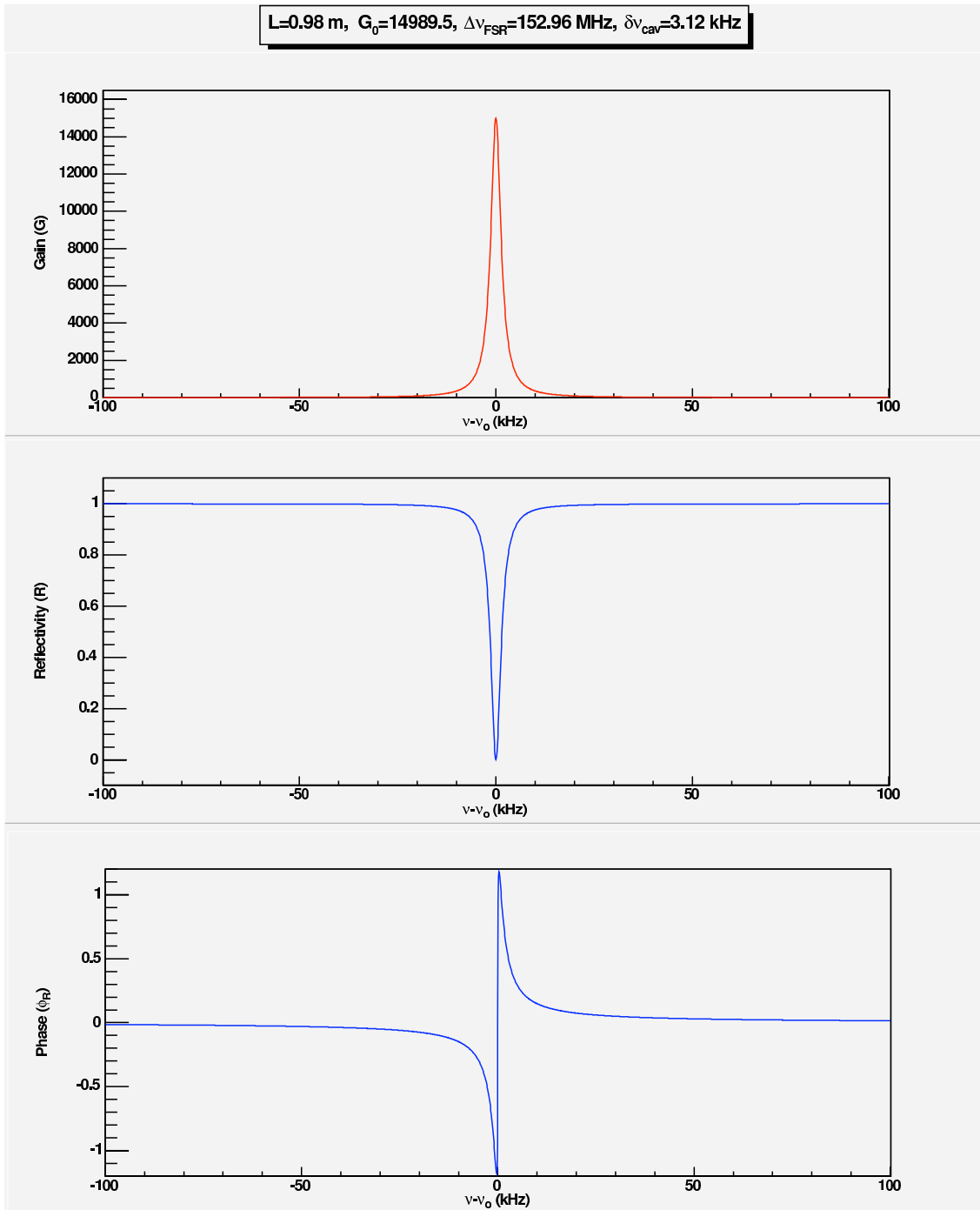


Figure F.3: *The Gain, Reflectivity and Phase of the reflected light as a function of the deviation of frequency  $\nu - \nu_0$  from the nearest resonance.*

has provided us with quotation for supplying the mirrors meeting the high reflectivity and high damage-threshold ( $1 \text{ MW/cm}^2$ ) needed of our design. This firm has recently supplied high finesse mirrors to the PVLAS cavities and a number of other cavity projects. Measurements[6] indicate reflectivity exceeding 99.9997% and absorption losses less than 2 parts per million have been achieved.

The design goal of 3.12 kHz cavity bandwidth is narrower than the existing IR cavity which has a 4.9 kHz bandwidth. In order to maintain resonance in a consistent and reliable manner with such narrow bandwidths, a laser with narrow spectral line width and fast frequency tuning capability is necessary. In addition, active mode locking of the cavity with high bandwidth fast feedback system is required. Both these aspects are discussed in the following sections.

Finally, the mechanical design of the cavity will be nearly identical to that of the existing infrared cavity. The cavity will be made from an Invar tube with static mirror mounts and ultra-high vacuum compatibility. Details of the mechanical design may be found in Ref.[3].

Tableau F.2: *Optical Cavity Specifications*

Parameter	Symbol	Specification
<b>Fabry-Perot Resonator</b>		
Finesse	F	49,000
Power Gain	G	14,990
Q-factor	Q	$1.8 \times 10^{11}$
Length	L	0.98 m
Free Spectral Range	$\Delta\nu_{FSR}$	153 MHz
Cavity Bandwidth	$\delta\nu_{cav}$	3.12 kHz
Beam Waist Size	$\sigma$	60 $\mu\text{m}$
<b>Mirrors</b>		
Type		Plano-Concave
Substrate		BK7
Radius of curvature	$\rho$	0.5 m
Diameter	d	7.75 mm
Thickness	t	4 mm
Coating		HR @532 nm 0° concave face AR for planar face
Reflectivity	r	99.9936%
Loss	a	< 5 ppm
Damage Threshold		10 kW/mm <sup>2</sup> , CW

## F.2.2 Laser

We propose to use a Innolight Prometheus[12] laser which is a compact solid state diode-pumped, frequency-doubled Nd:YAG laser that provides single-frequency green (532 nm) continuous wave (CW) output of 100 mW. It offers superb spectral line with (1 kHz) of the green output and fast frequency tuning capability via a piezo-electric transducer (PZT). These features, essential for locking the laser beam to a high-finesse cavity, make the Prometheus an ideal choice for our design.

The Prometheus consists of a laser head and a power controller unit, connected by an umbilical cord. The laser head has three essential components: two 809 nm diode lasers providing the primary pump power, a Neodymium doped Yttrium Aluminum Garnet (Nd:YAG) crystal for 1064 nm infra-red generation, and a periodically-poled Potassium Titanium-oxide Phosphate (PPKTP) non-linear wave guide for second harmonic generation (SHG). The output of the pump diodes is coupled to the Nd:YAG crystal with focusing and mode-matching optics to excite the characteristic 1064 nm lasing wavelength of the Neodymium atoms. The Nd:YAG gain medium is a monolithic system forming a non-planar ring oscillator (NPRO). The resonator high reflective mirrors are directly coated to the polished faces of the NPRO crystal providing excellent stability of the infrared beam. A magnetic field is applied to the crystal to facilitate single unidirectional longitudinal mode ( $TEM_{00}$ ) excitation. The pump diodes and the Nd:YAG crystal are temperature stabilized with thermoelectric coolers and precision temperature controllers in order to maximize the conversion efficiency to 1064 nm. Typically about 30% pump power is converted into infrared.

Since SHG coefficient in non-linear crystals tend be rather small, in order to have reasonable SHG output commercially available solid-state green lasers traditionally use a secondary resonating cavity with an intra-cavity frequency doubling crystal. The secondary cavity mirrors typically require internal feedback to maintain resonance, which tends to degrade the spectral line width and noise characteristics of the laser. In addition, such a scheme sacrifices the fast fast tuning capability of the laser frequency. In contrast, the Prometheus accomplishes SHG in a single pass through a quasi-phase matched PPKTP wave guide. Although conversion efficiencies are lower than a multi-pass doubling cavity, the spectral line width of the harmonic is virtually the same as the fundamental. Illustrated in Fig.F.4 spectral line width of the Prometheus, measured by the heterodyning of two identical lasers. The non-linear PPKTP medium is also temperature stabilized to optimize SHG efficiency. The Prometheus can provide simultaneous dual frequency output, 1064 and 532 nm, phase-locked to each other. The Prometheus offers two, slow and fast, modes of frequency tuning capabilities.

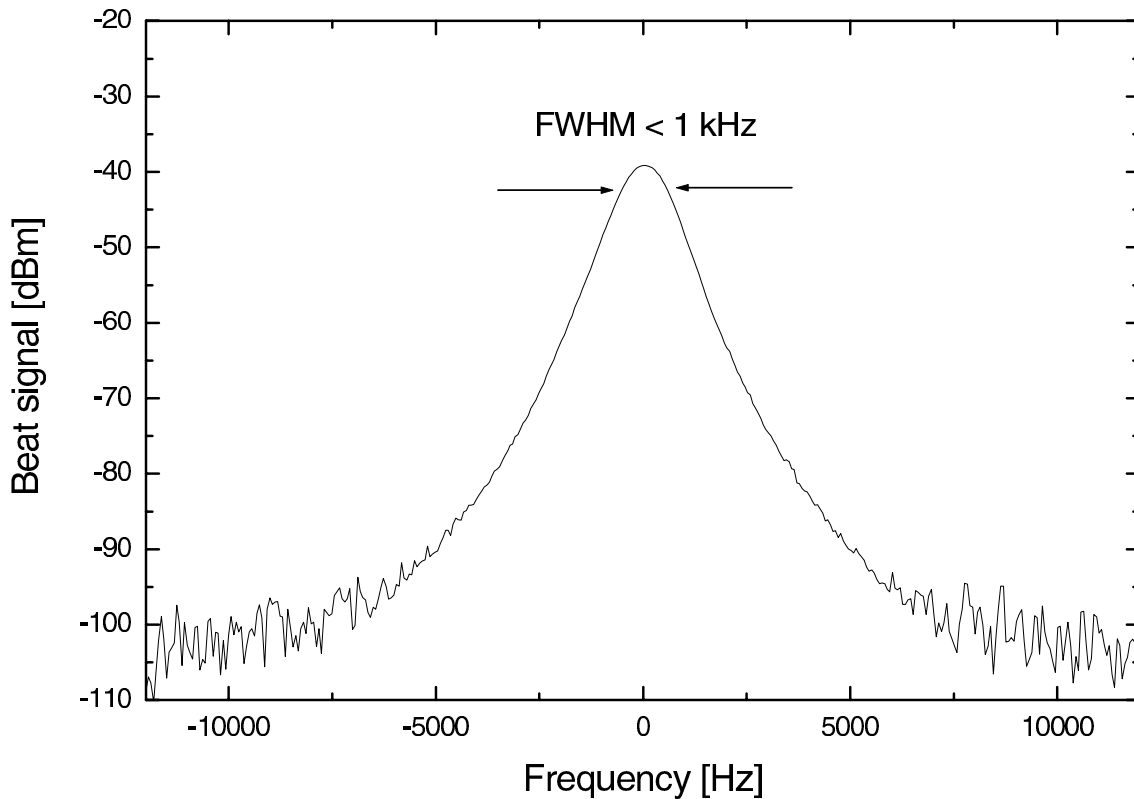


Figure F.4: *Heterodyne beat signal of two identical Prometheus lasers.*

Slow tuning is accomplished by changing the temperature of the Nd:YAG crystal. Shown in Fig.F.5 is the thermal tuning behavior of the laser. The solid circles represent operation on a single frequency, while the open circles indicate mode-hops. The thermal tuning range at 532 nm is more than 60 GHz with a tuning coefficient of  $-6 \text{ GHz}/^\circ\text{C}$ . However, due to the large time constant of a thermal process, the response bandwidth is less than a hertz.

Fast tuning of the Prometheus frequency is achieved by applying an external voltage to a PZT element attached to the Nd:YAG crystal. The PZT element can sustain response bandwidth more than 100 kHz while providing 20 MHz of tuning range. The PZT tuning input can, thus, be used in a fast feedback servo loop to lock the laser to an external high-finesse cavity. In addition, the same input can be utilized for modulating the frequency of the laser. The Prometheus offers excellent noise characteristics. Illustrated in Fig.F.6 is the spectral distribution of the residual intensity noise (RIN) of the laser. In free running mode the, the spike in the noise spectrum occurring at about 600 kHz is due to the relaxation oscillations of the NPRO crystal. This noise can be suppressed with a noise reduction mechanism that samples a fraction of the output beam and feeds an error signal back to the pump



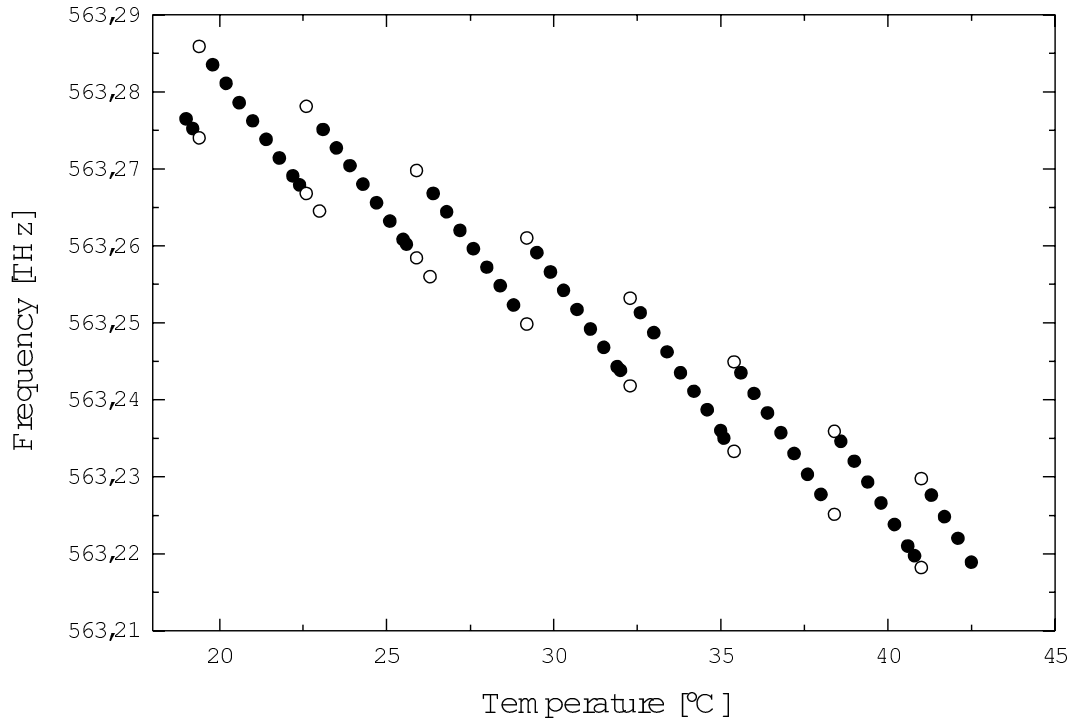


Figure F.5: *Frequency tuning behavior of the Prometheus laser with Nd:YAG crystal temperature.*

diode current. With this "noise eater" option the RIN of the Prometheus is close to the shot noise limit of most photo diode detectors.

The specifications of the Prometheus laser are shown in Table.F.3. The Prometheus is presently offered at 100 mW power in the green. However, although not commercially offered yet, it can be upgraded in the near future to 200 mW. We plan to start with the 100 mW version for bench tests and development of the cavity system.

### F.2.3 Transport Optics

Details of the transport optics will be fixed by the study of the cavity in test setup. In this section we give a tentative list of the optical elements based on the existing setup. Figure F.7 illustrates the main blocks required along the laser line:

- Linear polarization: A set of polarizers purifies the linear polarization of the laser.
- Remote laser intensity control: A half wave plate and an extra polarizer can provide a remote intensity control, useful for the study of the systematics asso-

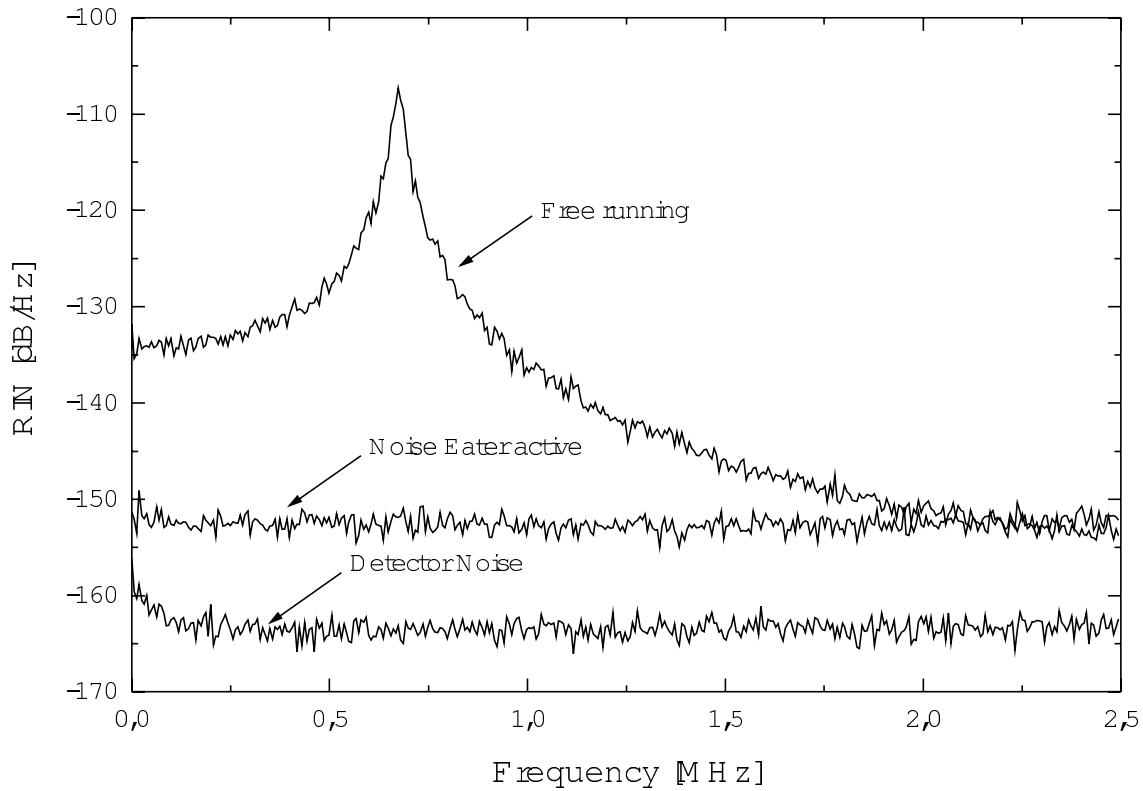


Figure F.6: *Spectral distribution of the residual intensity noise for the Prometheus laser*

ciated with dead time and pile up.

- Remote polarization reversal: The reversal of the photon polarization is driven by a rotatable quarter-wave plate. A Pockels cell could be used for a higher reversal frequency depending on the feedback stability and locking time.
- Focusing and steering control: The laser beam waist at the C.I.P. is fixed by a set of lenses. The coupling of the laser beam to the cavity optical axis is optimized by remote controlled mirrors. Effect of birefringence is reduce by the couples of mirrors rotating around perpendicular axis.
- Remote polarization monitoring: A polarization analyzing line similar to the existing one is proposed to monitor the polarization of the laser.

The feedback system for the cavity locking is described in the next section.

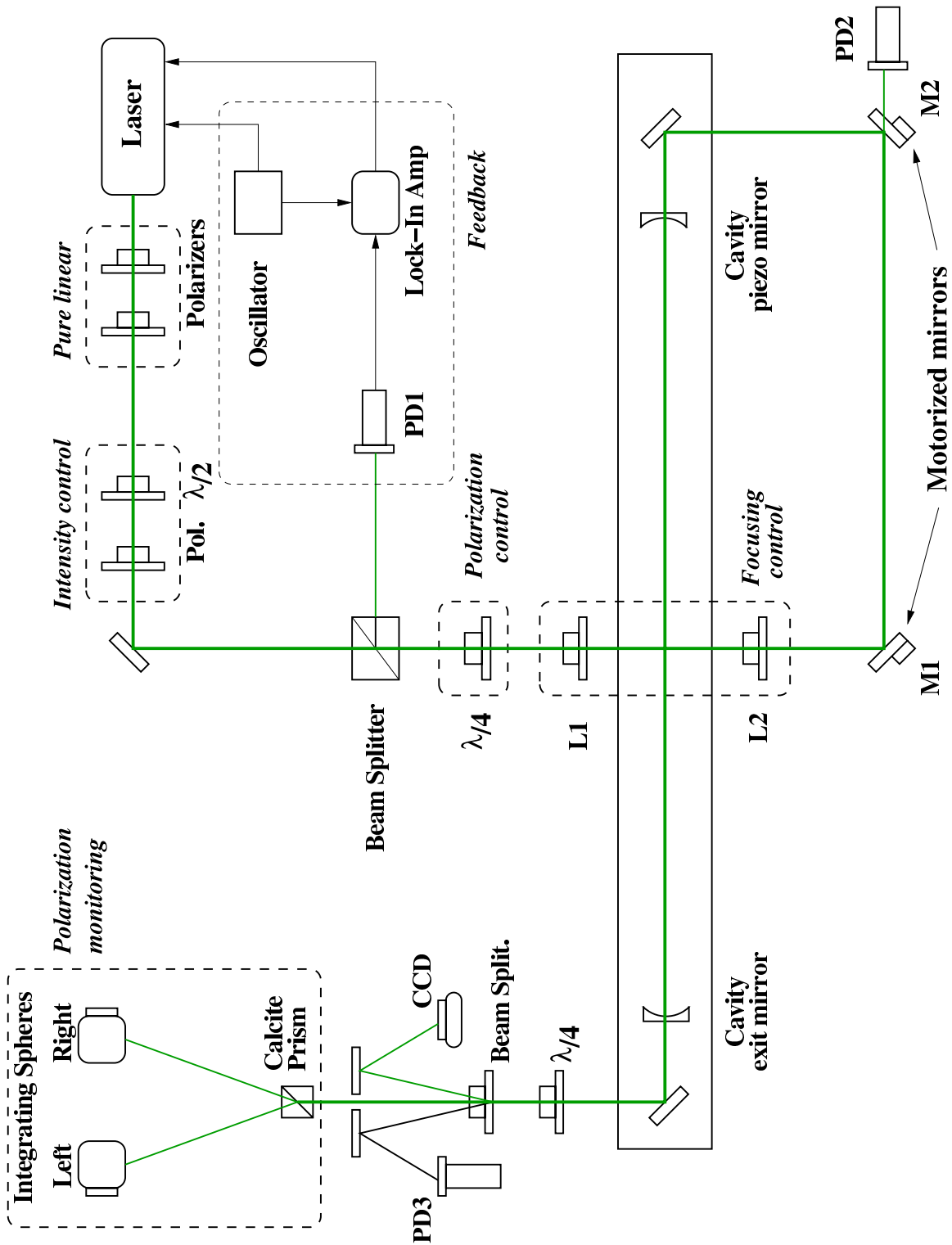


Figure F.7: Optics table of the green Compton polarimeter.

Tableau F.3: *Prometheus Laser Specifications*

Wavelength	532	nm
Output Power	100*	mW
Mode	$TEM_{00}$	
Beam roundness ( $M^2$ )	< 1.1	
Beam diameter	0.38	mm
Beam divergence	2.8	mrاد
Polarization	> 100:1	
Thermal tuning coefficient	-6	GHz/K
Thermal tuning range	60	GHz
Thermal response bandwidth	1	Hz
PZT tuning coefficient	2	MHz/V
PZT tuning range	$\pm 200$	MHz
PZT response bandwidth	100	kHz
Spectral line width	1	kHz/100 ms
Coherence length	>1	km
Frequency drift	2	MHz/min
Relative Intensity Noise (RIN)	> -90	dB/Hz
Noise eater option RIN	> -140	dB/Hz

\*Initial power. Power will be upgraded to 200 mW

## F.2.4 Cavity Lock

The cavity in our design has fixed mirrors in a stable enclosure. Nonetheless, thermal and acoustic noise will introduce fluctuations in the cavity length far in excess of the cavity bandwidth. Hence, a dynamic feedback loop is necessary to constantly adjust the laser frequency to follow changes in cavity length. We plan to implement the well proven Pound-Drever-Hall[13] (PDH) method to lock the laser to the cavity. As shown in Fig.F.3 the phase of the reflected light  $\Phi_R$ , near resonance, is proportional to the detune frequency and goes through a zero crossing on resonance. Hence,  $\Phi_R$  can be used as an error signal in a feedback loop. The PDH scheme provides a method of determining  $\Phi_R$  by measuring the phase difference between frequency modulated sidebands and the main carrier in the power reflected by the cavity. A schematic view of the proposed PDH lock set up is shown in Figure F.8. The formalism of reflection of phase modulated light from a cavity have been discussed extensively elsewhere.[9][10][3] Here we cover the essential features. Before injection to the cavity the laser light is phase modulated by a local oscillator at a frequency  $\Omega$  with a modulation amplitude  $m$ . The modulated light field is then given by

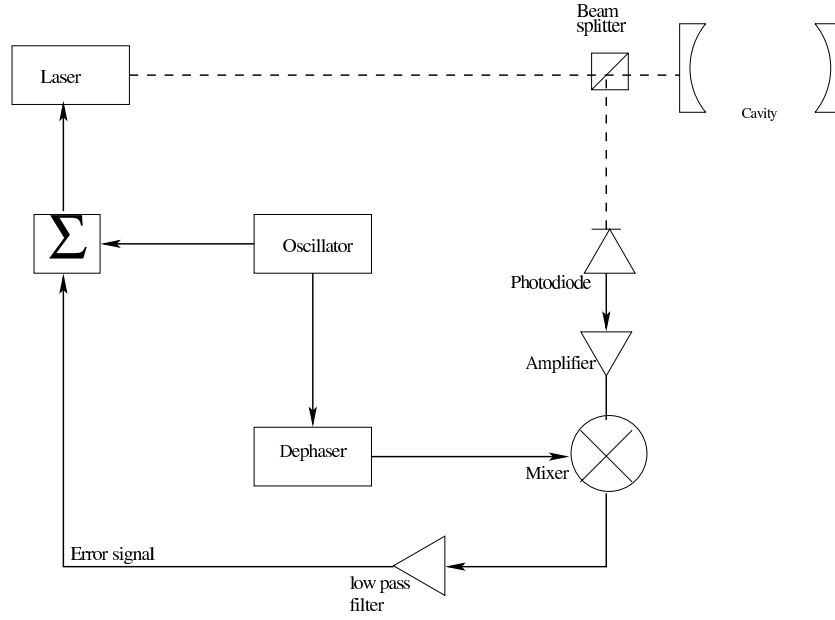


Figure F.8: Schematic view of the PDH cavity locking

$$E_I = E_o e^{i\omega t} e^{im \cos(\Omega t + \Phi_\Omega)} \quad (\text{F.8})$$

where  $\omega = 2\pi\nu$ . Alternatively, the incident field can be expanded as a series of Bessel functions:

$$E_I = E_o \left[ J_0(m) e^{i\omega t} + \left[ \sum_{k=1}^{\infty} J_k(m) (e^{ik(\frac{\pi}{2} + \Phi_\Omega)} e^{i\omega_k^+ t} + e^{ik(\frac{\pi}{2} - \Phi_\Omega)} e^{i\omega_k^- t}) \right] \right] \quad (\text{F.9})$$

which gives the reflective field

$$\begin{aligned} E_r = E_o e^{i\omega t} & \left[ J_0(m) \sqrt{R(\omega)} e^{i\Phi_R(\omega)} \right. \\ & + (i) J_1(m) \sqrt{R(\omega + \Omega)} e^{i\Phi_R(\omega + \Omega)} e^{+i(\Omega t + \Phi_\Omega)} \\ & \left. + (i) J_1(m) \sqrt{R(\omega - \Omega)} e^{i\Phi_R(\omega - \Omega)} e^{-i(\Omega t + \Phi_\Omega)} \right] \quad (\text{F.10}) \end{aligned}$$

A fraction of the intensity of the reflected field is sent to a photo-diode with via a beam splitter as shown in Fig.F.8. After amplification the photo-diode voltage is mixed with the local oscillator frequency. The voltage output from the mixer is then

sent to a low pass filter. This cuts all frequencies above  $\Omega$  and results in DC voltage output as follows:

$$\begin{aligned}
 V_{err} \propto & E_o J_o(m) J_1(m) \sqrt{R(\omega)} \\
 & [\sqrt{R(\omega + \Omega)} \sin(\Phi_R(\omega + \Omega) - \Phi_R(\omega) + (\Phi_\Omega - \Phi_{\Omega_M})) \\
 & + \sqrt{R(\omega - \Omega)} \sin(\Phi_R(\omega - \Omega) - \Phi_R(\omega) - (\Phi_\Omega - \Phi_{\Omega_M}))] \quad (F.11)
 \end{aligned}$$

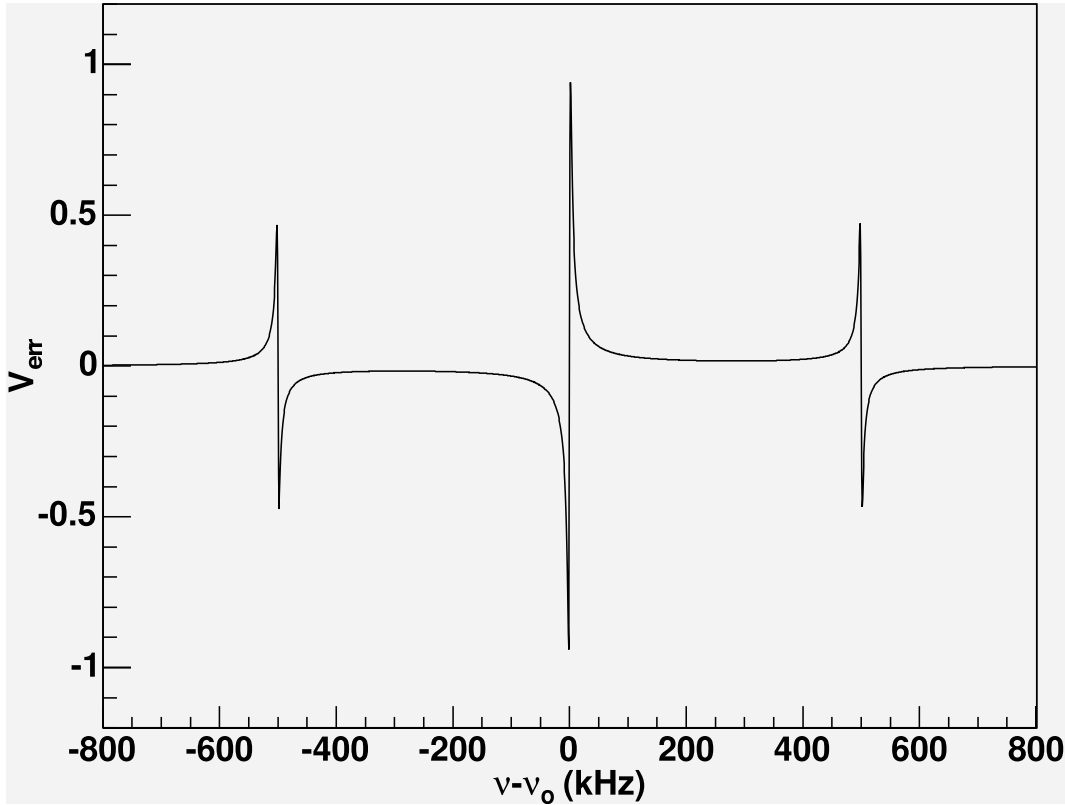


Figure F.9: *The reflected light intensity in the PDH cavity lock scheme with the incident laser beam modulated at 500 kHz*

If  $\Omega$  is chosen so that

$$\Delta\nu_{FSR} \ll \Omega/2\pi \ll \delta\nu_{cav}$$

$V_{err}$  as shown in Fig.F.9 as a function of detune frequency from the nearest resonance, shows two clear side bands with opposite phase compared to the main carrier. Very near the resonance,  $R(\omega \pm \Omega)=1$  and  $\Phi_R(\omega - \Omega)=0$ , Eq.F.11 simplifies to

$$V_{err} \propto E_o J_o(m) J_1(m) \sqrt{R(\omega)} \sin(\Phi_R(\omega)) \quad (F.12)$$

The near resonance behavior of  $V_{err}$  as a function of detune frequency is shown in Fig.F.10. Clearly, this signal forms an ideal candidate for an error signal for the feedback loop servo system. The heart of the servo system is a Signal Recovery 7280

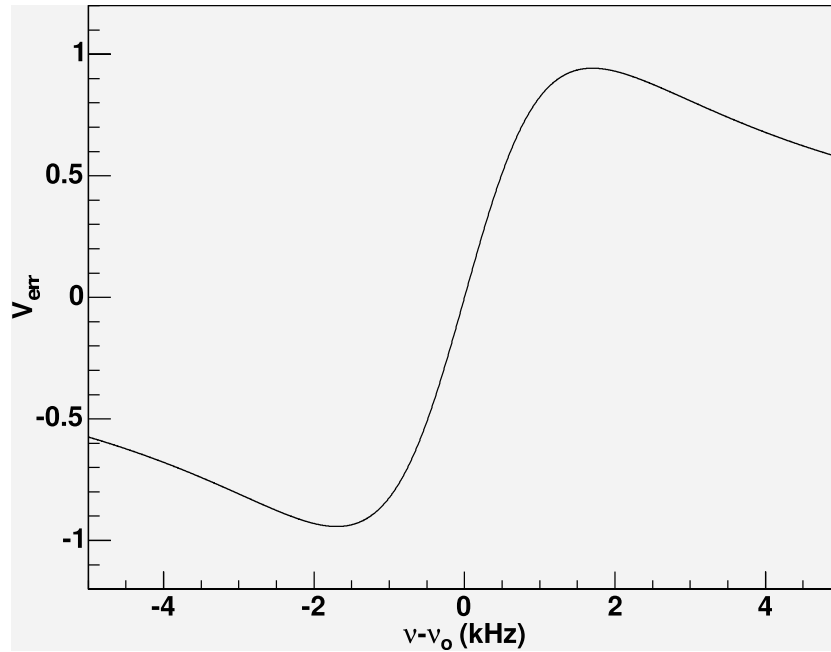


Figure F.10: *The PDH error signal near the resonance for small detune frequency*

lock-in amplifier. The PZT "fast" frequency tuning input of the Prometheus will be used for both frequency modulation and error signal from the servo system. Frequency modulation of the laser and reference signal for the lock-in amplifier is provided by a Yokogawa FG200 oscillator. Our choice of  $\Omega = 500$  kHz is based on the experience of the PVLAS group[6]. However, the final value will be decided after a careful study of the spectral distribution of the intensity noise and residual amplitude modulation with the actual laser delivered to us. In addition, an HP 33120A slow ramp generator will be used to scan the "slow" thermal tuning range of the Prometheus in order to get close to a resonance where the servo system can operate.

## F.2.5 Electron Detector

### Present Setup

The electron detector is located a few mm above the primary beam between the 3<sup>rd</sup> and the 4<sup>th</sup> dipoles of the magnetic chicane (Fig.F.1). The active part consists of 4 planes of 48 silicon micro-strips, segmented along the dipole dispersive axis in bins of

$650\mu m$ . The energy of the Compton scattered electron is directly related to its measured position in the detector. Thus the high segmentation gives a very good energy resolution of the order of 0.2% of the beam energy. The absence of dead zone and the redundancy of the 4 planes make the detection efficiency close to 100%.

The main systematic error comes from the energy calibration which is directly connected to the error on the position along the dispersive axis. When using the electron data only, the effect on the polarization measurement is enhanced by a factor 2 due to the quadratic dependence of the Compton edge on the beam energy

$$\Delta P_e/P_e = 2 \times \Delta Y/Y \quad (\text{F.13})$$

where  $Y$  is the distance between the Compton edge and the primary beam.

From data taken with 3 active planes the uncertainty on the vertical position is 200 microns.

### Microstrip Upgrade

To first order, reducing the strip size,  $\Delta P_e/P_e$  can be reduced in proportion to the strip size and micro-strips as narrow as  $20\mu m$  are available on the market. However, experimental constraints prevent the error on the position to simply scale with the strip size. The main limitation comes from the fact that the laser and electron beam spot sizes can't be made arbitrarily small at the Compton Interaction Point ( $\geq 100\mu m$ ). In addition we want to keep 48 channels per plane with the same front end electronics in order to reduce the cost of the upgrade. Going to very small strip size would then shrink the active area of the detector and define a too narrow operating range in beam energy. Therefore our goal is to achieve a  $150\mu m$  resolution on the vertical position of the scattered electrons using  $300\mu m$  wide micro-strips.

At 850 MeV, the edge of the Compton spectrum is expected to stand at 6.8 mm above the primary beam (see table F.1). From Eq.F.13 the calibration induces a 4.5% relative error on the beam polarization which is way above the required accuracy for the lead parity experiment. As already mentioned the way to reduce our sensitivity to energy calibration is to use the so-called "response function" analysis which has provided the best accuracy so far. This method consists of measuring the response function of the calorimeter using the electron detector as a photon energy tagger. Since the parameters of this response function vary slowly with the incident photon energy the calibration error from the electron detector has a much smaller effect on the mean analyzing power.

In order to optimize the statistical and systematic errors, a software threshold close to  $\rho = k'/k_m ax \simeq 0.5$  is applied on the data. Measuring the response function with such



a threshold at 850 MeV requires detection of Compton scattered electrons between 6.8 and 3.4 mm away from the primary beam (Table F.1). This is equivalent to a Compton photon energy range of 12 to 25 MeV. The issue of the parametrization of the response function in this energy range is discussed in the next section.

Another issue is the sensitivity to the beam halo which has to be below  $10^{-10}$  of the beam intensity to be smaller than the Compton rate. Data taken in May 2003 with the electron detector at 3mm only above the primary beam showed a beam-halo at the  $10^{-9}$  level at 3mm and  $10^{-10}$  at 6mm. We believe the major part of this halo comes from the fact that the diode laser at the source doesn't turn off completely between two beam pulses, leading to leakage from one hall to another. From extrapolation of data taken in 2001 with a Ti-Sapphire laser we believe this background can be reduced by an order of magnitude thus meeting our requirements.

The cost for a new set of 4 micro-strip planes is k\$20 divided in k\$10 for the mask and k\$ 2.5 for each plane. A remote control of the vertical position of the electron detector would be of great help for the measurements at low beam energy. It could be implemented by rotating the electron detector setup by 90 degrees around the beam axis. This way the step motor could be used to move the strip vertically instead of horizontally in the present setup. Aside the optimization of the safety gap the vertical motion would also expand the maximum operating beam energy (Compton edge in the last strip) from 2.5 to around 5 GeV. A rough estimate for this modification is k\$10.

## F.2.6 Photon Calorimeter

### Limitations of the present setup

The present photon calorimeter has shown good performances at photon energies of 50 MeV or higher. With a green laser this correspond to beam energies  $\geq 2\text{GeV}$ . In that range, the interactions of the photons with a dense detector are dominated by the  $e^+e^-$  pair creation process. The high multiplicity of the secondary particles leads to a Gaussian distribution of the deposited energy with a tail at lower energy due to leakage of the electromagnetic showers in the back and on the side of the calorimeter (fig.F.11).

The main systematic errors of the semi-integrated method are from the calibration of the electron detector, the parametrization of the response function and the pile up (table F.4). The calibration is improved by the upgrade proposed in the previous sec-

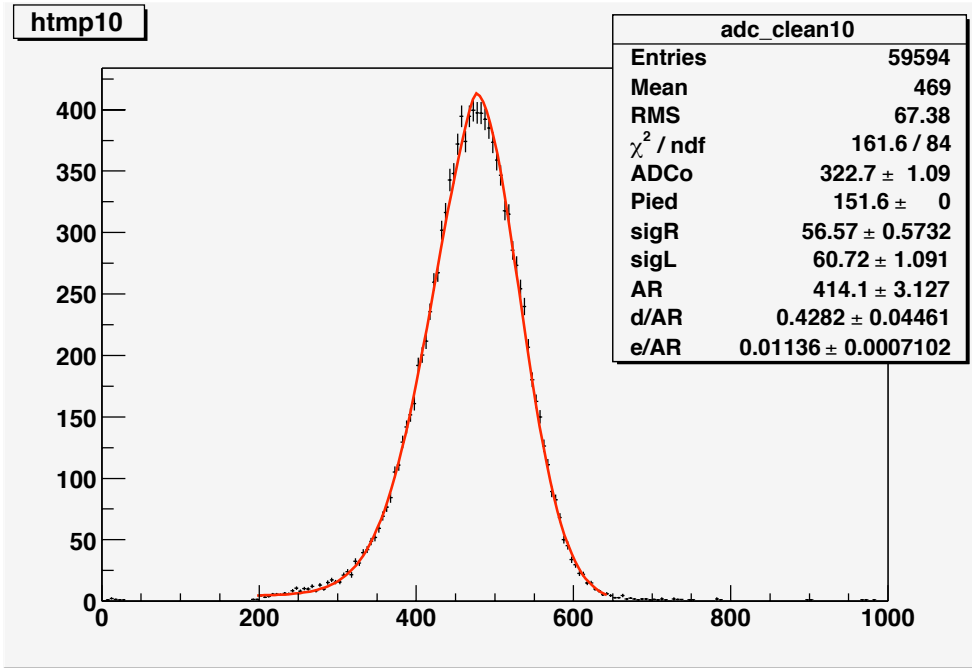


Figure F.11: *Fit of the experimental response to a photon flux of  $125 \pm 7 \text{ MeV}$ , tagged by the 10th strip of the electron detector. The parametrization uses two Gaussian curves of different width on both sides of the maximum and a polynomial tail at low energy. Units on the horizontal axis are ADC channels.*

tion. A better control of the parametrization of the response function can be achieved by using a calorimeter of larger transverse dimensions as compared to the existing  $2 \times 2 \times 23 \text{ cm}^3 \text{ PbWO}_4$  crystal. The scale is given by the Molière radius ( $R_M = 2.2 \text{ cm}$  for  $\text{PbWO}_4$ ) and large means  $\geq 2R_M$ . This would significantly reduce the low energy tail which at present is parametrized by an *ad hoc* polynomial. This way the response function would be closer to a Gaussian providing physical constraints on the kind of parametrization to be used. Finally the effect of pile up is directly proportional to the laser power and beam current. The F.O.M. of Compton polarimetry with a green laser and  $E_{\text{beam}} \geq 2 \text{ GeV}$  is good enough so that studies or measurements can be performed at reduced luminosity.

### Semi-integrated method

At beam energy as low as 850 MeV and with a green laser, the Compton edge of the photon spectrum is at 25 MeV only. In this energy range the response function of the calorimeter is expected to be much more complex because Compton scattering inside the detector starts to play an important role. This is illustrated in figure F.12-a. In the limit of perfect resolution several peaks spaced out by  $E = m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$

appear in the spectrum of deposited energy. They correspond to the full-energy peak, single escape peak, double escape peak,... The rest of the spectrum is populated by multiple Compton scattering. Taking into account the observed  $PbWO_4$  resolution smears out this peak structure (fig.F.12-b) but then the mean analyzing power above  $\rho \simeq 0.5$  decreases and is much more sensitive to the accuracy with which the resolution is known (fig.F.13).

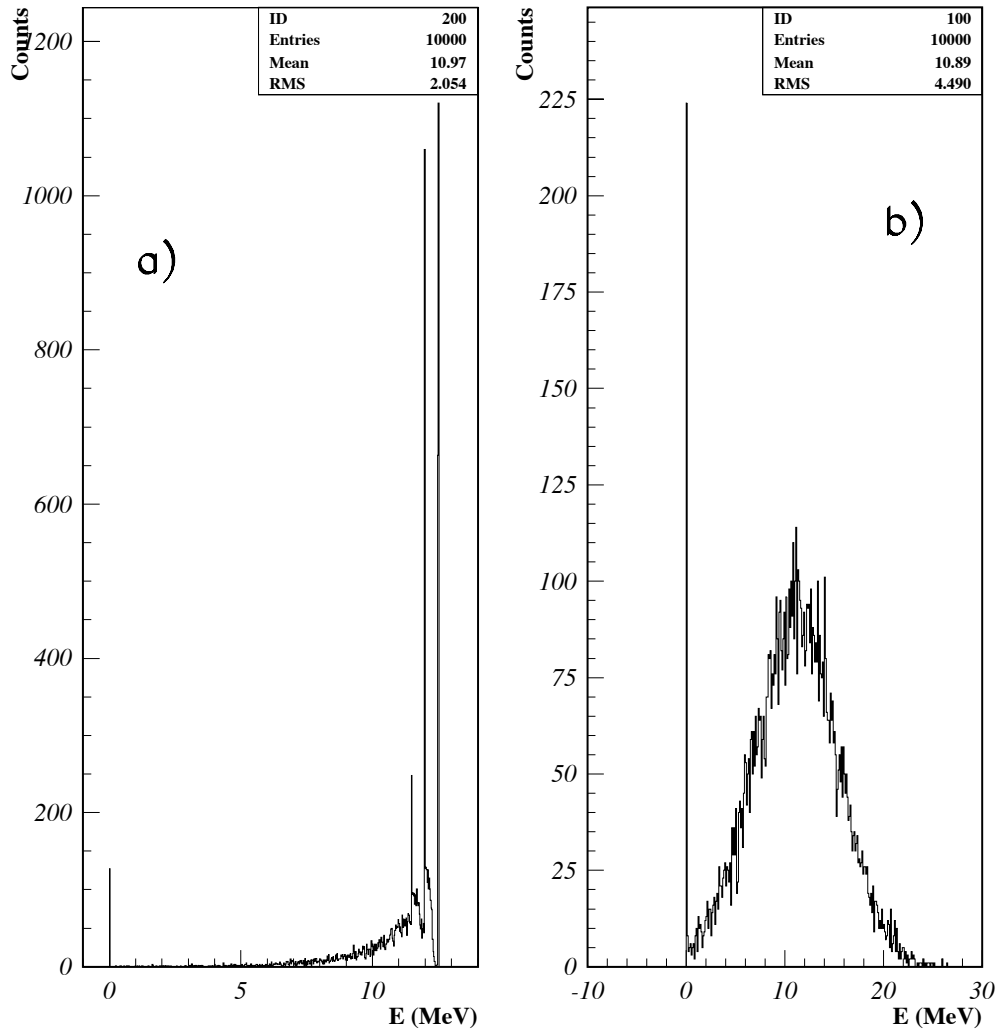


Figure F.12: *Simulated response of a  $6 \times 6$  cm  $BaF_2$  crystal to 12.5 MeV photons. a): Spectrum of energy deposited as predicted by GEANT3.21. b): Same spectrum smeared by typical  $PbWO_4$  resolution at that energy.*

Thus the semi-integrated method is still possible at low energy with the upgrades of the laser and the electron detector but the systematic errors are potentially high, depending on the compromise between the resolution of the calorimeter and the parametrization of the response function. The pile up may also become an issue

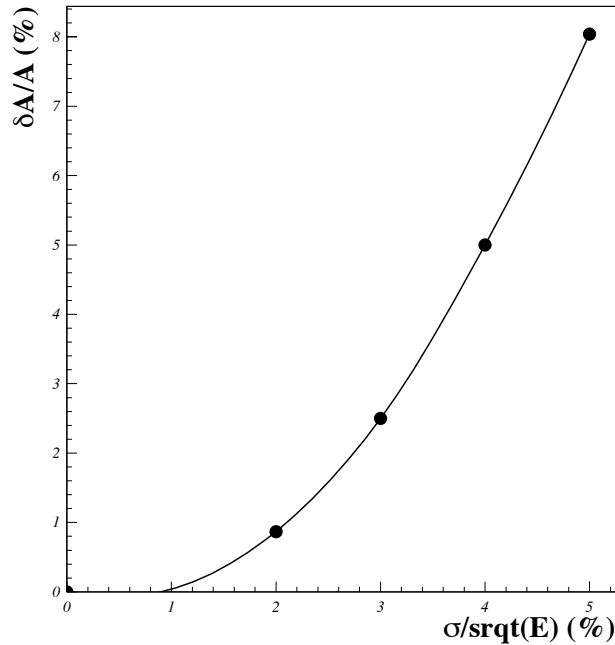


Figure F.13: Mean analyzing power of the semi-integrated method ( $\rho = 0.5$ ) versus statistical resolution of the photon calorimeter. The vertical axis is in % change relative to the "perfect" resolution case.

since the very slow statistical convergence at low energy will require the maximum luminosity.

### Integrated and energy weighted method

Another option is the integrated and energy weighted method (Eq.F.1). In that case the main requirements for the photon detector are:

- *A large light yield to allow small detection threshold:* Figure F.14 shows that for the integrated and energy weighted method the slope at the origin of the mean analyzing power versus threshold is very flat. At  $E_{beam} = 850\text{MeV}$  the detection threshold can be anywhere between 0 and 1MeV and still have a negligible effect on the analyzing power ( $\delta A/A = 0.25\%$  for 1MeV whereas it corresponds to 4% of the Compton edge). Such a detection threshold is too low for the  $PbWO_4$  but is definitely in the range of numerous inorganic scintillators (BGO, NaI, CsI, BaF2,...).
- *A good detection efficiency.* Figure F.15 shows that with a dynamic range of 100 (0.25 to 25 MeV), the detection efficiency can be kept high and flat from 1 MeV until the Compton edge thus reducing the associated systematic errors.

Measurements with radioactive sources can be performed in the low energy region, where the efficiency starts decreasing.

- *A large fiducial volume.* The detector should have many radiation lengths in depth and  $2 R_M$  in the transverse dimension to contain the maximum of the shower.

Because of the typical integration gate of 33ms, no stringent constraint on the time response is required. From preliminary simulations it also turns out that the integrated method is little sensitive to the response function of the photon detector (fig.F.16). Even a rough parametrization of the response function should be able to keep the systematic error well below the percent level. The same requirement for the non-linearity of the detection chain over the whole dynamic range gives a limit of 3%.

## Calorimeter Upgrade

Assuming the upgrade to a green laser we conclude the following about the photon detector for a 2% (or better) polarimetry:

- The semi-integrated method can be used at beam energies  $\geq 2$  GeV with the present setup. Increasing the transverse size of the active part of the detector from the central crystal to the  $3 \times 3$  inner matrix would help. This requires either an accurate inter-calibration of the 9 crystals or a readout of the whole matrix by one bigger PMT.
- Below 2 GeV the use of the semi-integrated method requires the upgrade to a photon detector with a better resolution than  $PbWO_4$  and a time response of few 100ns to reduce the pile up. The depth should be around 20 radiation lengths and the transverse size  $2 R_M$ . We are investigating the possibility of using new materials like LSO or YAP which have very high light yield and short time response. Unfortunately the volume required for the calorimeter is large compared with the usual setups for lower energy gammas. At present, LSO crystals remain prohibitively expensive. Our preliminary design is based on a 9-cell YAP calorimeter with individual PMT's. Tentative cost estimate is \$k3.1 per channel. The new calorimeter will use the existing data acquisition electronics.
- The integrated and energy weighted method is the most promising (see next section). The requirements are met by standard inorganic scintillators like BGO.

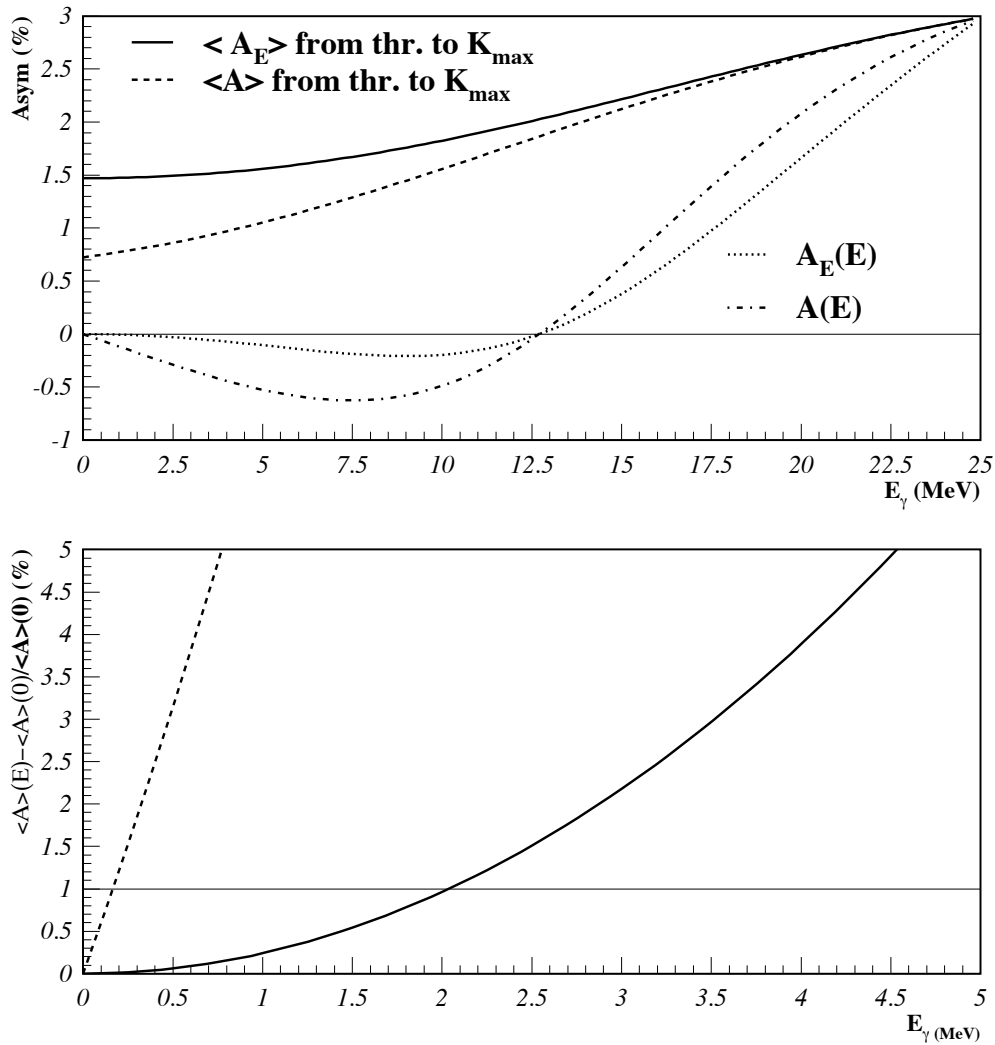


Figure F.14: Top picture: Compton asymmetry (dotted curve) and energy weighted asymmetry (dash-dotted curve) versus photon energy for a green laser and  $E_{\text{beam}} = 850$  MeV. On the same plot the mean (dashed curve) and mean energy weighted (solid curve) analyzing powers can be read with the horizontal axis standing for the detection threshold. Bottom picture: relative variation of the mean analyzing power in the low threshold region. The energy weighting reduces a lot the sensitivity to the position of the detection threshold.

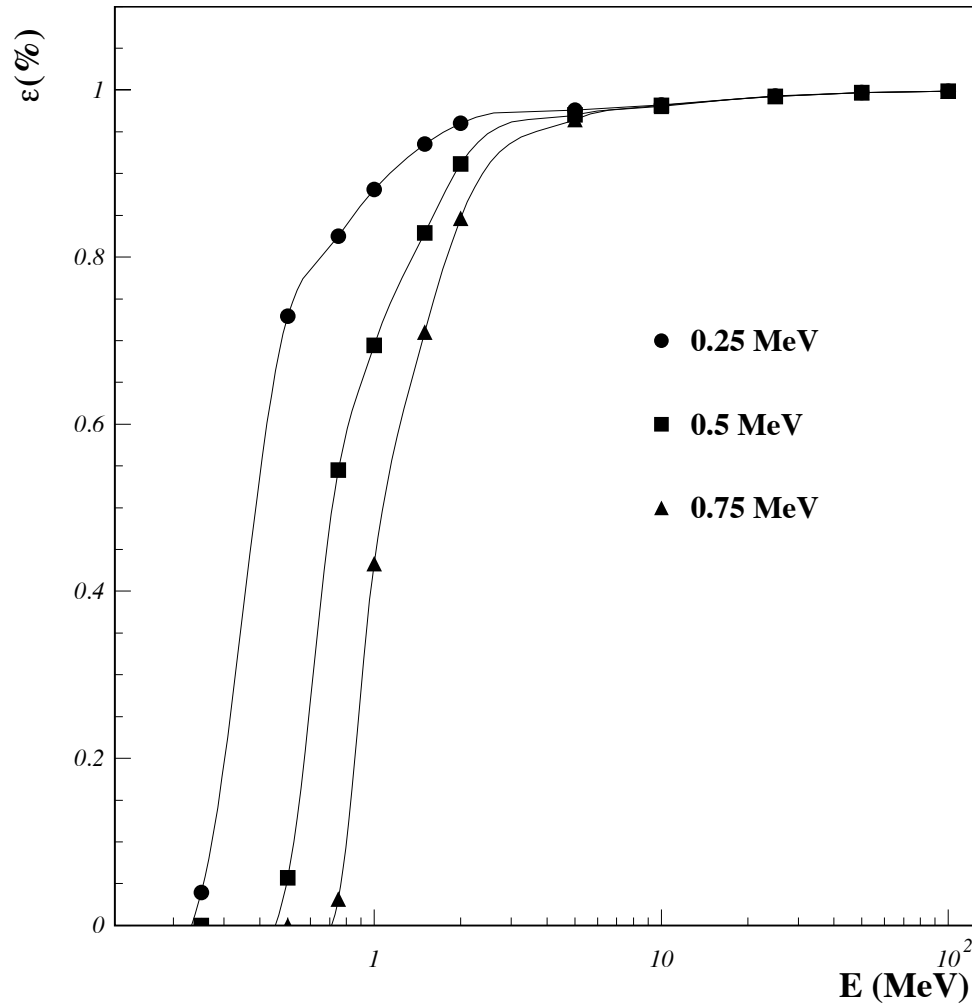


Figure F.15: Percentage of events depositing more than 250keV (circles), 500keV (squares) and 750keV (triangles) versus incident energy in a BaF2 crystal.

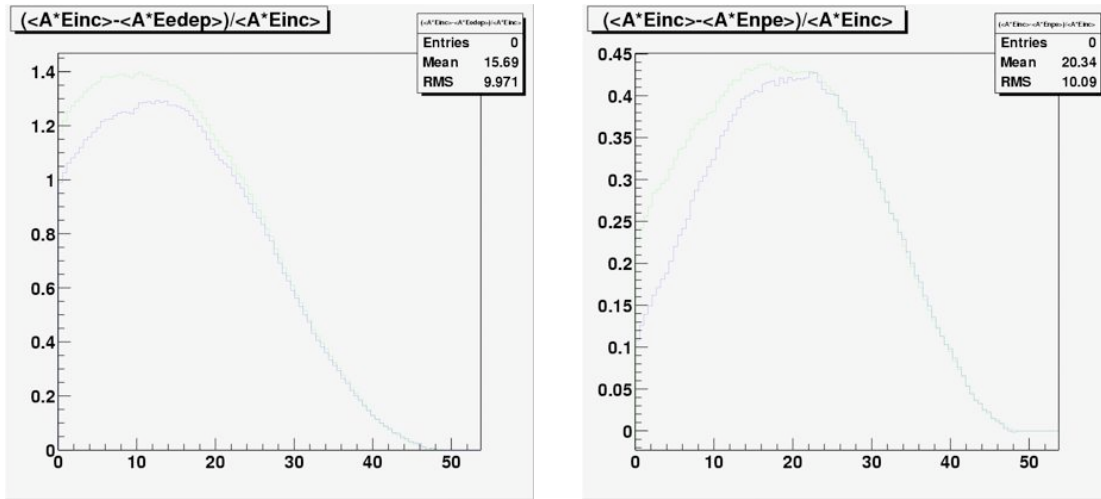


Figure F.16:  $\delta A = (A_{Ei} - A_{Edet})/A_{Ei}$  versus detection threshold for a 1.2 GeV beam and green laser (Compton edge at 49 MeV).  $A_{Ei}$  is the mean analyzing power weighted by the incident photon energy and  $A_{Edet}$  is weighted by the energy deposited in the detector. Left:  $\text{PbWO}_4$  crystal of 1  $R_M$ , Right: 2  $R_M$ . The blue curves include the statistical smearing of the light yield of the detector.

The integrating ADC should be based on the HAPPEX technology. Some electronic components need to be optimized to allow for lower frequency of the signal. This method could be implemented for all beam energies. Cost estimate for a new crystal and its readout is below \$k10.

## F.2.7 Data Acquisition

The upgrade will use the existing data acquisition electronics and software. However, a VME based test set up for detector tests and development of EPICS control software will be necessary.

## F.3 Expected Performances

The expected performances at low energy of the two complementary polarimetry methods are discussed in this section.

### F.3.1 Coincidence Analysis

The results achieved with the response function analysis at 4.5 GeV for the  $N - \Delta$  and  $G_E^p$  experiments [2] are taken as a reference point to evolve the performances of



the Compton polarimeter at different beam energy and laser wave length.

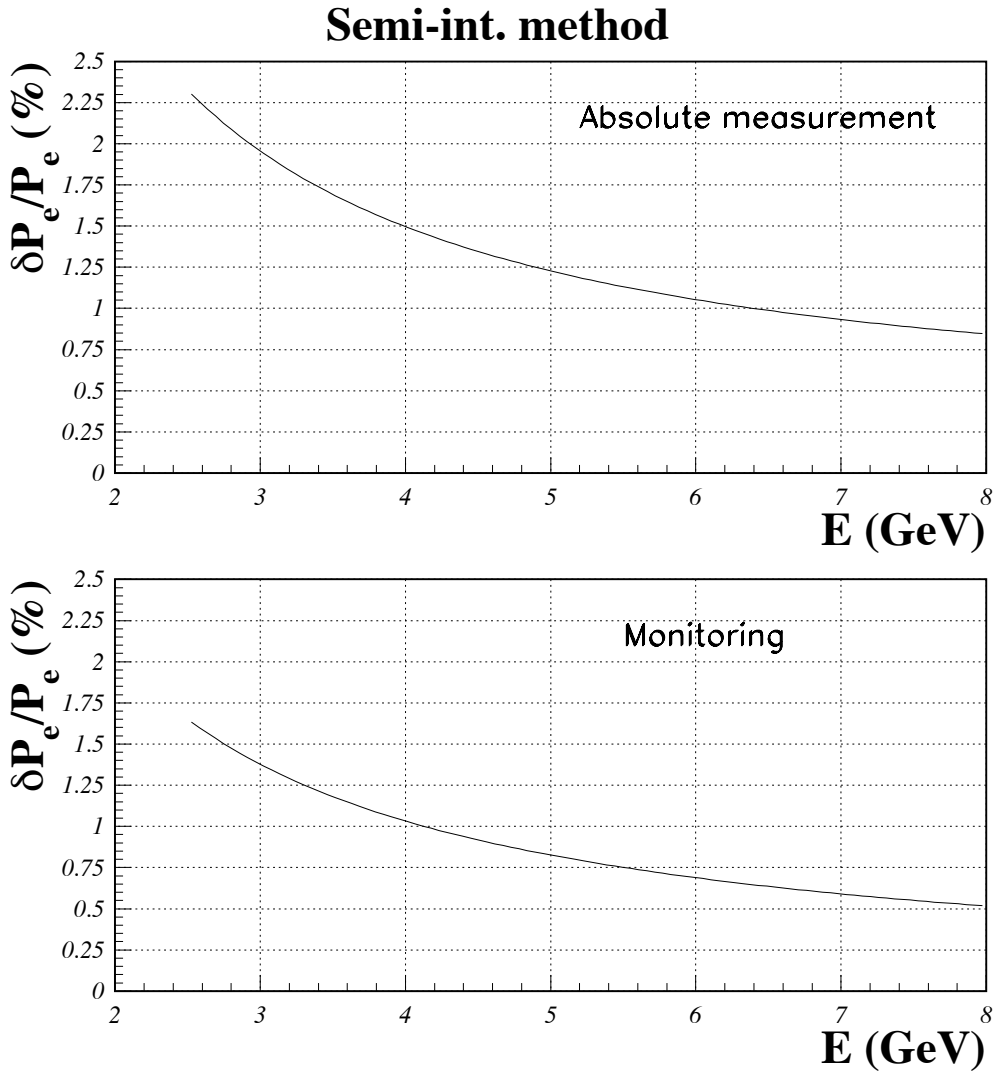


Figure F.17: *Total relative error on the beam polarization for the semi-integrated method with the existing setup. The reference running conditions are taken from table F.4 and evolution with beam energy follows the procedure described in the text. The monitoring error includes only the error not correlated from one run to another. The energy cut at 2.5 GeV is due to the limited operating range of the electron detector.*

The error budget of these measurements is summarized in Table F.4. Figure F.17 illustrates the expected error versus beam energy for the current setup, according the following procedure:

- The normalization error from laser polarization is constant over the whole energy range.

Tableau F.4: Typical error budget of the "response function" analysis for a 40 minutes run with  $E=4.5$  GeV,  $I=40 \mu A$ ,  $P_\gamma = 1500$  W and  $\lambda = 1064$  nm. All errors are relative and  $P_e \simeq 70\%$ . The arrows indicate the expected error after the upgrade of the laser and the detectors with the same kinematics.

	Error source	Corr. (%)	Uncorr. (%)
Laser	Polarization	0.45 $\rightarrow$ 0.30	
$A_{exp}$	Pos. and Angles		0.45 $\rightarrow$ 0.25
	Dead Time	0.10 $\rightarrow$ 0.10	
	Beam current asym.		0.05 $\rightarrow$ 0.05
	Background	0.05 $\rightarrow$ 0.05?	
Ana. Power	Calibration	0.60 $\rightarrow$ 0.30	
	Parameterization	0.45 $\rightarrow$ 0.45	
	Pile up	0.45 $\rightarrow$ 0.25	
Total Syst.		0.99 $\rightarrow$ 0.68	0.45 $\rightarrow$ 0.45
Stat.			0.80 $\rightarrow$ 0.40
Total		0.99 $\rightarrow$ 0.68	1.02 $\rightarrow$ 0.65

- The statistical error is proportional to the inverse square root of the running time. Because the integrated rate depends very little on the Compton kinematics (table F.1), the relative error scales also with the analyzing power for a given run duration.
- False asymmetries from position and angles differences correlated with the electron beam helicity reversals are found to be compatible with zero. The associated systematic error comes from the time limited accuracy of the BPMs measurements. Hence when averaging over a longer period of time this error will scale down as the statistical one. This convergence will be used at low energy to compensate the small analyzing power.
- Contribution from the dead time, current asymmetry and background are supposed to remain small. The later requires that the Compton electrons are detected far enough from the primary beam leading to a minimum beam energy of  $\simeq 2.5$  GeV.
- Evolving the error on the analyzing power versus beam energy requires a detailed simulation which is being developed. We try two scenario which we believe define a reasonable envelop: the error on the analyzing power is either scaled with  $1/E_{beam}$  or kept constant from the value at 4.5 GeV.

From fig. F.17 the HAPPEX2 requirement at 3 GeV (2% accuracy) is met. For accurate

measurements at lower energy, we expect the following improvements based on the upgrades of the laser setup and detectors previously described:

- Laser polarization:

In the present stage of the analysis, the observed variations in time of the laser polarization in the analyzing line are assumed to originate in the variations of the polarization at the CIP. In fact we know they could be due to a rotation of the polarization ellipse with no significant change of the degree of circular polarization. At the present stage of the analysis, the envelop of these variations is taken as a systematic error. A monitoring of the orientation of the polarization ellipse would remove most of this uncertainty and bring the laser polarization error down to 0.3%.

- Dead time:

The green laser setup is expected to double the light power accumulated inside the cavity so that for a two times smaller wave length the total counting rate stays the same. The dead time error is thus expected to remain small.

- Beam current asymmetry:

The feedback developed for the parity experiments will keep the effect of the beam charge asymmetry negligible.

- Background:

From our experience of data taking in 2000 and 2001, a signal to background ratio of 20 was routinely achieved over a beam energy range of 3.5 to 5.7 GeV. Data with the electron detector as close as 4.8 mm to the primary beam were taken with no evidence of beam halo. Although the high threshold ( $\rho = 0.5$ ) of the semi-integrated method is an asset to reduce the background, at 850 MeV the electron detector must operate at 3.4mm away from the primary beam. Data collected this year at this distance show the presence of a beam halo which could be due to an imperfect cut-off of the polarized source laser between two consecutive beam pulses. Assuming the beam halo can still be reduced smaller than the Compton rate at 3.4mm away from the beam centroid, then the ratio of the bremsstrahlung to Compton cross sections integrated from  $\rho = 0.5$  to  $\rho = 1$  doesn't depend on the beam energy to first order. We thus keep the error from the background constant and small (0.05%) with the caveat that beam halo properties must be demonstrated at low energy.

- Response function:

The combined upgrades of the laser and electron detector should provide at

least a factor 2 improvement in the calibration. Thus the relative error at 4.5 GeV becomes 0.30%.

Because of the transition from pair creation to multiple Compton scattering in the photon detector, the error from the parametrization of the response function is difficult to scale to lower beam energy. A complete GEANT4 simulation, coupled to the ROOT based Compton analysis is being developed to address this issue. Meanwhile we keep a 0.45% relative error at 4.5 GeV despite the upgrade to a green laser.

- The pile up effect is presently estimated from simulation. It is not corrected and a 100% systematic error is assigned. More detailed simulation studies will reduce this error. The upgrade to a faster photon detector (few 100ns) will reduce the size of the effect itself. We quote a 0.25% relative error for all energies since the total counting rate doesn't depend on the kinematics.

The final error budget of the semi-integrated method with the setup upgraded for the low energy measurements is show in table F.4. The evolution of the error from the reference at 4.5 GeV to lower energy is shown on figure F.18.

Depending on the way we evolve the error on the analyzing power the relative accuracy at 850 MeV stands between 1 and 3% after 12 hours of data taking.

### **F.3.2 Integrated and energy weighted photon detection**

In the previous sections we have shown that integrating the signal of the photon calorimeter between a low threshold and the Compton edge has numerous advantages for the reduction of the systematic errors. In the following we estimate the contribution of the different sources of error for a measurement at 850 MeV.

- We assume the same properties of the beam positions differences than for the measurement at 4.5 GeV (tableF.4). The error is scaled with the mean analyzing power as taken in table F.1:  $0.45\% \times 4.66/1.47 = 1.40\%$ .
- The background from beam halo observed in the electron detector doesn't show up in the photon detector. This could be explained by the fact that the limiting apertures for the Compton photons are at  $\pm 5\text{mm}$  in the horizontal plane instead of 3 mm in the vertical plane for the electrons. In nominal running conditions a quadrupole upstream the Compton chicane focuses the beam in the horizontal direction.

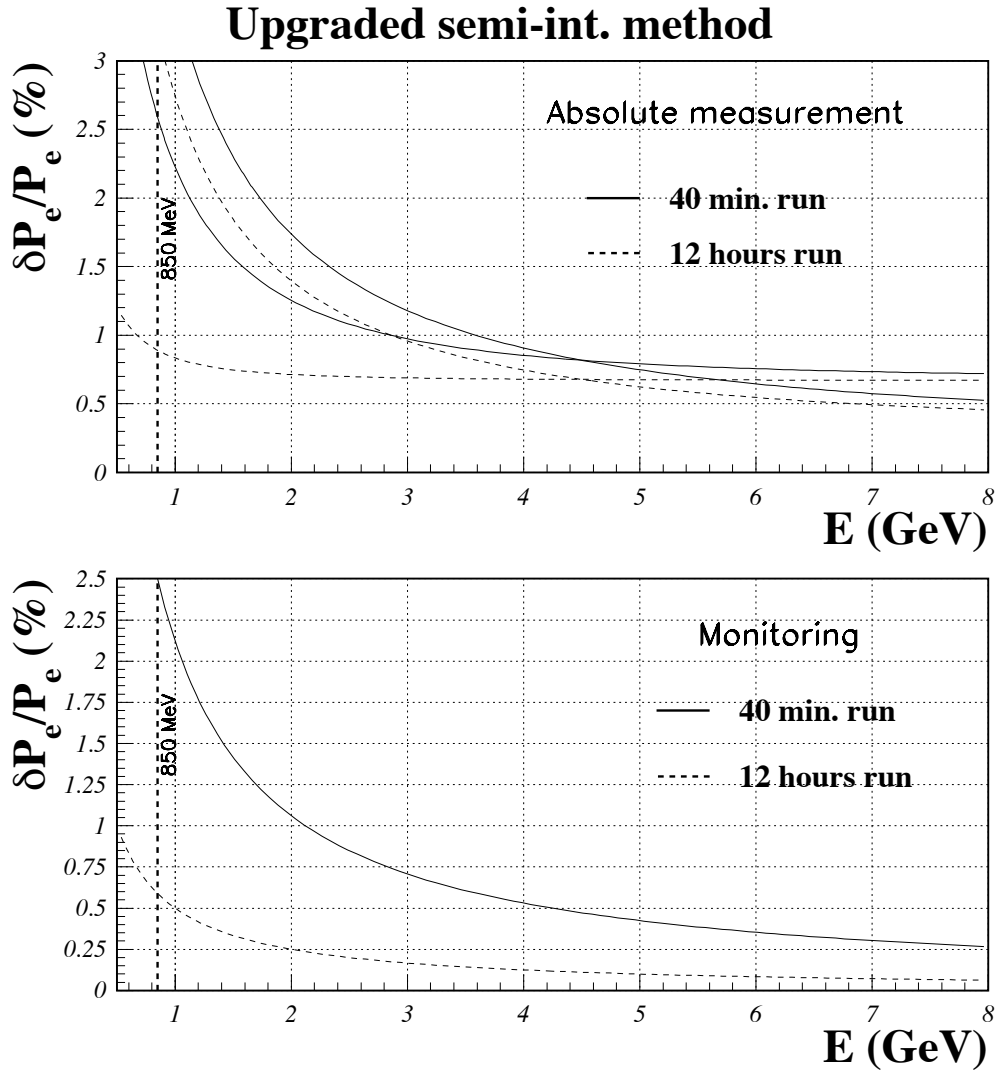


Figure F.18: *Expected performances of the semi-integrated method with the upgraded polarimeter. Solid curves are for a 40 minutes run, dashed curves are for 1 day. The envelope defined by two curves of the same type comes from the two different ways of evolving the response function error versus beam energy (see text for details).*

Tableau F.5: Typical error budget of a "integrated and energy weighed" measurement at 850 MeV with  $P_\gamma = 3000$  W and  $\lambda = 532$  nm. All other running conditions are identical to table F.4.

	Error source	Corr. (%)	Uncorr. (%)
Laser	Polarization	0.30	
$A_{exp}$	Pos. and Angles		1.40
	Background	0.20	
Ana. Power	Response func.	0.50	
	Linearity	0.30	
	Threshold	0.25	
Total Syst.		0.72	1.40
Stat.			3.5
Total		0.72	3.8

Therefore we assume no major contribution from the beam halo and start with the signal over background ratio (S/B) measured at 4.5 GeV for the semi-integrated method:  $S/B \simeq 20$ . Then the main contribution to the background is bremsstrahlung on the residual gas in the beam pipe which cross section can be written as [1]

$$\frac{d\sigma}{dk} = \frac{A}{X_0 N_A} \frac{1}{k} \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3} \frac{k}{E_0} + \frac{k^2}{E_0^2} \right)$$

where  $E_0$  is the beam energy and  $k$  the energy of the radiated photon. Using this formula we can estimate S/B for the integrated and energy weighted method. The integration is performed from a null threshold up to  $E_0$ , the end of the bremsstrahlung spectrum

$$\frac{S}{B} \Big|_0^{E_0} \simeq \ln 2 \times \frac{S}{B} \times \frac{k_{max}}{E_0} \simeq 0.02 \times \frac{S}{B} = 0.4$$

with  $k_{max}$  the Compton edge. Hence we can't afford to integrate all the bremsstrahlung spectrum in our signal. One possibility would be to design a pre-amplifier to limit the pulse height send to the integrating ADC to an equivalent of let's say  $3k_{max}$  (75MeV). The Compton events are not affected because this upper limit is far above the Compton edge. Moreover the rate of high energy bremsstrahlung events is low and pile up with a Compton event becomes very unlikely. Forcing the saturation at 75MeV would bring the S/B ratio back to an acceptable value

$$\frac{S}{B} \Big|_{0MeV}^{75MeV} \simeq \ln 2 \times \frac{S}{B} \times \frac{1}{3} = 4.6$$

The usual data taking procedure (2/3 cavity On, 1/3 cavity OFF) is still suitable

for this level of background. As a safe guess we assume the relative error scales with S/B leading to  $0.05\% \times 20/4.6 = 0.2\%$ .

- From preliminary simulations, the response function of the detector never changes the mean analyzing power by more than 1%. Assuming a control of this effect at the 50% level we end up with 0.5%.
- The acquisition chain will have to be linear over an energy range of 0.25 to 25 MeV. Assuming a not corrected 3% non-linearity leads to a 0.30% error. Tagging the Compton edge with the electron detector and using radioactive sources may be a way to check the linearity online.
- The main goal is to keep the detection threshold low enough so that we have a detection efficiency high and flat down to 1 MeV (fig.F.15). Then the threshold can be anywhere between 0 and 250 keV with no significant contribution to the error. We quote 0.25% which corresponds to the effect of a 1 MeV threshold.
- The integrated method has no dead time. With a few 100 ns decay time of the detector the effect of pile up will be negligible. The control of the beam current asymmetry for the parity experiment is far beyond the Compton requirements.
- The statistical error scales with the inverse square root of the figure of merit. From table F.1 we get  $0.8\% \times \sqrt{13.2/0.69} = 3.5\%$ .

The final error budget is shown in table F.5. Figure F.19 shows that this method is promising for accurate measurements at low energy.

## F.4 Cost and Schedule

We estimate the total equipment cost for the project to be 256 k\$. An itemized cost list of components is shown in Table F.6. For key items, we have consulted with appropriate vendors (as indicated in Table F.6), who have provided us with actual quotations. The estimated cost does not include mechanical design work. Furthermore, there is no contingency built in to the cost estimate.

We estimate that the project can be concluded in approximately two years provided adequate manpower is available from the Hall A Collaboration for the effort.

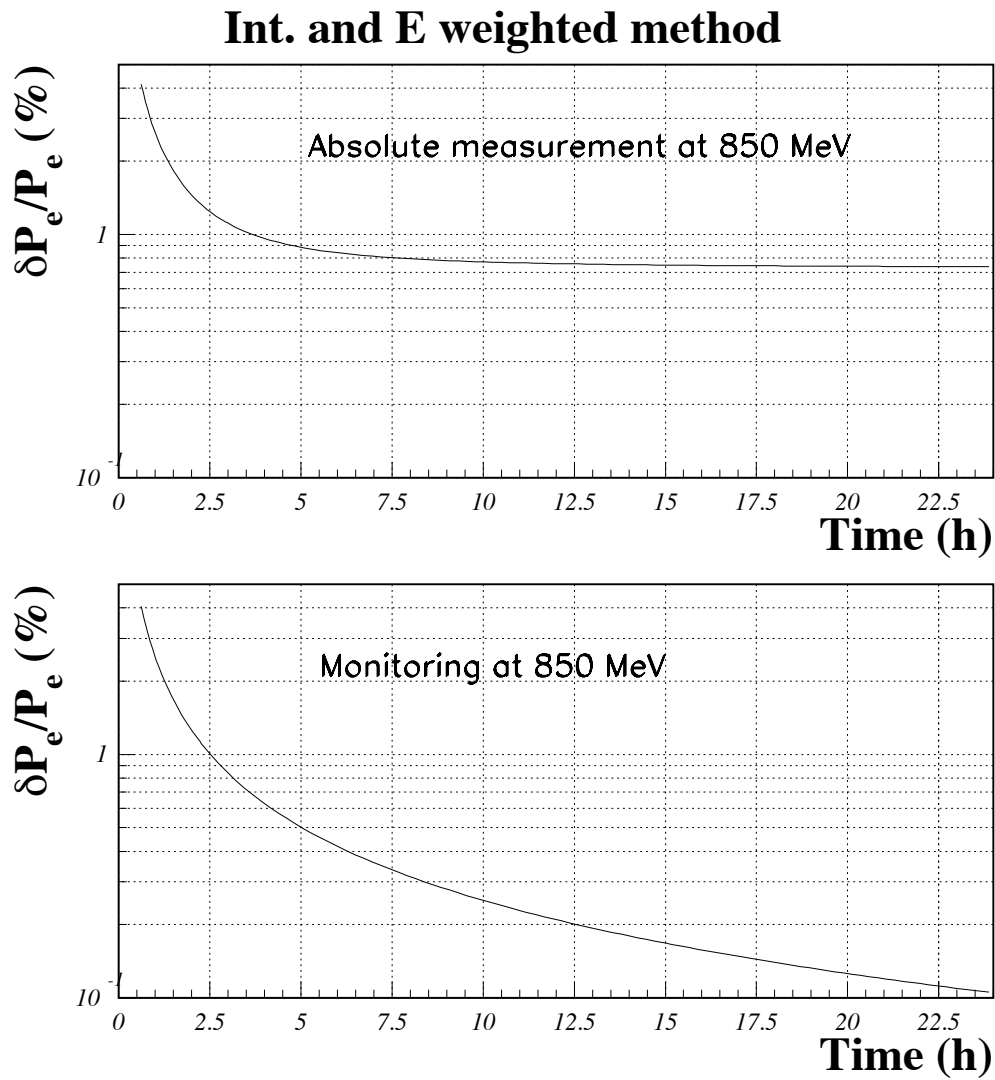


Figure F.19: *Expected performances of the integrated and energy weighted method with the upgraded polarimeter. The beam energy is fixed at 850 MeV.*



Tableau F.6: Cost Estimate

Item	Source	Model	Qty	Cost(\$)	Total
<b><u>Laser</u></b>					<b>68,200</b>
100 mW/532 nm Laser	Innolight	Prometheus	1	54,200	
200 mW upgrade	Innolight		1	14,000	
<b><u>Cavity</u></b>					<b>30,790</b>
HR Mirrors	Research Electro-Optics	532 nm	12	6,900	
Lock-in Amplifier	Signal recovery	7280	1	8,000	
Modulator	Yokogawa	FG200	1	2,445	
Ramp Generator	HP	33120A	1	1,445	
Mechanical	Estimate			12,000	
<b><u>Optics</u></b>					<b>43,300</b>
Transport Mirrors	Newport		10	1,500	
Focusing lenses	Estimate		3	2,000	
polarizer plates	Estimate		4	2,800	
Beam Splitter	Estimate		3	2,500	
Photo Detectors	Estimate		4	2,800	
Faraday Isolator	LeySop	FOI 5/57	1	2,500	
Wollaston prism	LeySop	BSW-10	1	1,000	
Integrating spheres	Newport	819-IS-2	2	5,800	
Power Meter	Newport	2930-C	1	4,200	
Motorized mounts	PI	M-100	6	8,200	
Motion Controller	PI	C848	2	10,000	
<b><u>Electron Detector</u></b>					<b>30,000</b>
Mask	Canberra		1	10,000	
Microstrips	Canberra	250 $\mu$	4	10,000	
Motion control	Estimate			5,000	
Mechanical	Estimate			5,000	
<b><u>Photon Detector</u></b>					<b>40,000</b>
YAP Calorimeter	Estimate			30,000	
BGO Detector	Estimate			5,000	
Integrating Electronics	Estimate			5,000	
<b><u>Control System</u></b>					<b>11,300</b>
VME Crate				3,000	
IOC	Motorola	PPC2600	1	3,800	
Serial I/O Card	estimate			2,500	
Computer	estimate	Linux	1	2,000	
<b><u>Test Setup</u></b>					<b>32,800</b>
Oscilloscope	Tektronics	TDS3054B	1	10,600	
Optics Bench	Newport		1	4,400	
SHG startup kit	Alphalas		1	12,600	
Beam Profiler	Photon	21801	1	5,200	
<b>Project Total</b>					<b>256,390</b>

# Bibliographie

- [1] Review of Particle Physics, J. Phys. G 33, 1-1932 (2006).
- [2] S. Escoffier, *Mesure précise de la polarisation du faisceau d'électrons a TJNAF par polarimétrie Compton pour les expériences Gep et N-Delta*, PhD thesis, CEA-Saclay.
- [3] G. Bardin *et al.*, Conceptual Design Report of a Compton Polarimeter for CEBAF Hall A, CEA-Saclay, 1996.
- [4] H. Sakai *et al.*, Nucl. Inst. Meth.A445 (2000) 113.
- [5] J. Urukawa *et al.*, Nucl. Inst. Meth.A 445, 113 (2000)
- [6] M. Bregant *et al.*, arXIV:hep-ex/0202046 v1 28 Feb 2002.
- [7] A. M. de Riva *et al.* Rev. Sci. Instrum. 67 (8), August 1996
- [8] Optical Frequency Standard Development in Support of NASA's Gravity-Mapping Missions, W. M. Klipstein *et al.* [http://esto.gsfc.nasa.gov/conferences/estc-2002/Papers/PS1P3\(Klipstein\).pdf](http://esto.gsfc.nasa.gov/conferences/estc-2002/Papers/PS1P3(Klipstein).pdf)
- [9] R. A. Boyd *et al.*, "Teaching physics with 670 nm diode lasers", California Inst. of Technology.
- [10] G.C. Bjorklund *et al.* Appl. Phys. B 31, 145 (1983)
- [11] D. Berns, Research Electro Optics, <http://www.reoinc.com/>
- [12] I. Freitag, InnoLight GmbH, <http://www.innolight.de/>
- [13] R. W. P. Drever *et al.* Appl. Phys. B 31, 145 (1983)

# Annexe G

## Pion Detector Analysis

D. Lhuillier  
February 2003

### I- Introduction

The purpose of the pion detector is to measure the flux and rate asymmetry of the pions in the acceptance of the Moller detector. The  $\pi$  detector stands in the back of the detector cart, downstream of the Moller detector and a heavy lead shielding 25 cm thick. Some shielding has also been inserted between the beam pipe and the pion counters to reduce the electromagnetic background. The active part is made of 10 fused quartz cylinders ( $\phi=4\text{cm}$ ,  $L=10\text{cm}$ ) installed around the beam pipe with azimuthal symmetry. They are tilted by 45 degrees with respect to the beam axis for better Cerenkov light collection (fig.G.1). The effect of the  $\pi$  background in the measured Parity Violating asymmetry is

$$A_{exp} = A_{ee} \times \left(1 - \frac{\epsilon N_{\pi}}{N_e}\right) + \frac{\epsilon N_{\pi}}{N_e} A_{\pi} \quad (\text{G.1})$$

where  $A_{exp}$ ,  $A_{ee}$  and  $A_{\pi}$  are the experimental, Moller and pion asymmetries respectively.  $N_{\pi}$  and  $N_e$  are the pions and electrons rate in the Moller detector and  $\epsilon$  the mean Cerenkov energy deposited by pions over the mean Cerenkov energy deposited by electrons in the Moller detector.

In the second section of this note we present few general characteristics of the pion detector. The experimental determination of the pion asymmetry and estimation of the electromagnetic background is shown in the third section. In the fourth section we explain the "attenuation method" used to measure the pion flux. We present the

experimental results and the various checks of the simulation inherent in this method. The fifth section deals with the simulation of  $\epsilon$ , the weighting factor of the pion flux in the Moller detector.

## II- General Features

The total amount of shielding (Moller det + Lead) in front the pion detector corresponds to 60 radiation lengths and 0.3 nuclear interaction lengths. This large thickness of material is needed to kill the Moller electron flux, expected to be several hundred times higher than the pion flux. Figure G.2 shows a typical spectrum of Cerenkov light collected in the pion detector. Most events give a low signal. Larger signals can be produced when a pion initiates a shower near the end of the shielding. From this spectrum we can extract the energy resolution of the pion detector. Sending pions of 17.5 GeV (mean energy of the pion distribution used for the simulations) leads to  $\Delta E/E = 150\%$ .

The multiplicity of fired channels per incident pion is shown in figure G.3. From this plot we can deduce that the pion detection efficiency is 24%. Among these detected pions, 28% give signal in more than 1 channel. This multiplicity is the result of the angular straggling and shower development through the thick shielding (fig.G.4).

Because of the shielding around the beam pipe the radial acceptance of the pion detector straddles the Moller and the ep rings. The 10 quartz bars define a crown around the beam axis of inner radius 15 cm and outer radius 23.5 cm. The large angular straggling also contributes to bring more pions from the eP ring back in the pion detector acceptance. This eP contamination was present for RunI but killed by the CM8 collimator for RunII.

## III- Asymmetries

In this analysis, the signals are normalized to the beam current. All cuts available in the Root TTree are applied (GoodBeam, TorAline, FbGood and DiffTrig). The sign convention used is the following: the asymmetry of "ch" channel normalized to beam current is computed as  $(2 \cdot \text{polState} - 1) \cdot (\text{ch}[0] - \text{ch}[1]) / (\text{ch}[0] + \text{ch}[1])$  with a global positive sign for 45 GeV beam energy and half-wave plate IN.

- **Statistics:**

For each channel the typical width of the distribution of the pair asymmetries is of the order of 1.35% at  $5.6 \cdot 10^{11}$  electrons per spill, scaling with the square root

of the beam intensity. This width is related to the number  $\epsilon_{det}N_\pi$  of detected pions per spill:

$$\delta A = \frac{1}{\sqrt{2\epsilon_{det}N_\pi}} \times \sqrt{1 + (\Delta E/E)^2}$$

The detector energy resolution and detection efficiency are estimated from the simulation (see section II):  $\Delta E/E = 150\%$ ,  $\epsilon_{det} = 0.24$ . Then the total number of  $\pi$  per spill in the Moller detector is

$$N_\pi^{front} = \frac{1}{\epsilon_{det}} \times \frac{1 + (\Delta E/E)^2}{2} \times \frac{1}{\delta A^2} \times 10.(1 - 0.28)$$

where the last factor stands for the 10 detector channels corrected for the 28% of extra rate due to the multiplicity (section II). We obtain  $N_\pi^{front} = 2.6 \cdot 10^5$  equivalent to 0.62% of the electron flux. This estimation can be compared to the result of direct flux measurement in section IV.

Figure G.5 shows the azimuthal dependence of the asymmetry width. The channels numbers 4 and 9 are in the horizontal plane where the collimators blocking the synchrotron radiation are. Hence these two channels see a little less counts than the others since the "aligned pions" are cut. But because of the large angular straggling (fig.G.4) this cut corresponds to a small fraction of the total rate. The main effect is to cut the high energy part of the pion spectrum (fig.G.2) and improve the energy resolution. Therefore the associated widths are smaller. One last comment about the width of the asymmetry in the pion detector: it is quite larger than any other widths in the experiment. Thus the  $\pi$  detector is not sensitive enough to the beam parameters to regress the data. All regression slopes are found compatible with zero.

- **Checks:**

Figure G.6 shows that the distribution of the pair asymmetries is gaussian over 5 orders of magnitude. Tiny tails are still visible but don't affect significantly the mean value. The residues also show a pure statistical behavior (fig.G.7).

The sign reversals due to an energy change or the insertion of the half-wave plate are illustrated on fig.G.8. The data show a good agreement with all the reversals but the statistical errors are large.

- **Electromagnetic Background:**

Few runs were taken with both the 50 $\mu m$  Moller foil and the LH2 target IN (run# 5725 for Run I and 6683→6687 for Run II). The electrons scattered off the polarized Moller foil have a very large asymmetry of the order of 5%. Including the dilution from the electrons scattered off liquid hydrogen leads to a 522 ppm asymmetry in the Moller detector(fig.G.9), which is still quite large.

Hence looking at the asymmetry in the pion detector for this same runs provides a powerful constraint on the punch-through electromagnetic background as well as on the secondary pions that could be generated inside the shielding material. From results shown in figure G.10 the asymmetry in the pion detector is  $62 \pm 11$  ppm which leads to only  $13.5 \pm 2.7\%$  contamination from electromagnetic background!

- **Results:**

Figure G.11 shows the mean asymmetry versus pion counter number. There is no obvious azimuthal dependence. To correct for the electromagnetic background, we only take into account the dilution factor assuming a zero Moller asymmetry. As discussed in the last section this is an over-estimate of the effect of the pion flux. Then the corrected pion asymmetry is

$$\begin{aligned}
 & A_{\pi} = -1.74 \pm 0.46(stat) \text{ ppm} \quad (\text{Run I}) \\
 & A_{\pi} = -0.36 \pm 0.48(stat) \text{ ppm} \quad (\text{Run II})
 \end{aligned}
 \tag{G.2}$$

These results are 3 sigma apart. The discrepancy might be accidental or due to the installation of the CM8 collimator between RunI and RunII. Indeed we know (section IV) that this collimator reduces the signal in the pion detector by 40%. It is not clear by how much it can affect the pion asymmetry. Correction of the Moller asymmetry is presented in the last section with or without summing the 2 runs.

Effect of the correlation between pion channels (fig.G.3) are not yet taken into account.

## IV- Flux

We report here the principle and results of the "Attenuation method" which is believed to be the most accurate to estimate the pion flux  $N_{\pi}$ .

- **Principle:**

The attenuation method relies on the measurement and simulation of the signal ratio of a pion counter in front and behind a shielding. Because of the very

different energy losses of  $\pi$  and  $e^-$  when passing through matter (fig.G.12) an electron flux will be attenuated much faster than pions with increasing thickness of shielding. Hence, in our case of a small pion contamination a positive offset will show up at some point above the expected attenuation of a pure electromagnetic flux. Depending on the relative intensity of pions, more or less shielding is required before seeing an effect. No effect gives an upper limit on the pion flux.

The method is illustrated in figure G.13. Measurements were taken at the location of the Moller wheel before it was installed, with a pion counter behind a set of different shielding. The offset of the pion flux appears for an equivalent thickness of 13.5 inches of lead, which actually corresponds to the total thickness of the Moller detector + the lead shielding. Therefore careful measurements were performed in November 2002 using the detector cart setup as shown in figure G.14. The experimental procedure is detailed in the next paragraph.

In order to determine the ratio  $N_\pi/N_e$  in front the Moller detector, the measured attenuation  $Att$  is related to the following ratio of simulated quantities:

$$Att = \frac{C_e^B + \frac{N_\pi}{N_e} C_\pi^B}{C_e^F + \frac{N_\pi}{N_e} C_\pi^F} \quad (G.3)$$

where  $C_e^{F(B)}$  is the amount of Cherenkov photo-electrons produced in the front (back) counter by N electrons. Idem for  $C_\pi^{F(B)}$  and N pions.

- **Attenuation measurement:**

To minimize the systematic errors, only ratio of signals are measured. We proceed in three steps:

- We measure the signal  $PMT_{front}^{Fe}$  of a pion counter in front the Moller detector. The  $50\mu m$  iron target is used to avoid saturations. 1 inch of lead (maximum shower) is inserted in front of the quartz bar to reduce edge effects. Data are taken for a set of PMT high voltages.
- The same counter is moved to the back. The LH2 target can now be used to get a signal,  $PMT_{back}^{LH2}$ , within the ADC range. A HV scan is performed again.
- The scaling factor to extrapolate  $PMT_{front}^{Fe}$  from the iron to the LH2 target is measured via the ratio in the "mids" channels of the Moller detector.

At the end the attenuation factor is given by

$$Att = \frac{PMT_{back}^{LH2}}{PMT_{front}^{Fe}} \times \frac{mids^{LH2}}{mids^{Fe}} = R_{PMT} \times R_{mids}$$

The HV scan allows 3 measurements of the ratio  $R_{PMT}$ . The systematics related to the PMT gain are small since the ratio are measured using the same tube, at the same HV. The dispersion of the results is taken as the error bar. We find  $R_{PMT} = 43.5 \pm 6.5$ .

While measuring  $R_{mids}$  the HV of the Moller detector are kept constant which leads to pretty small signals when the iron target is into the beam path. Figure G.15 show the value of the ratio for each mid channel, before and after correcting the non-linearities. Expectation from the target thicknesses is 100, the experimental value is  $R_{mids} = 115 \pm 10$ .

Finally we obtain

$$Att = 4992 \pm 863$$

- **Simulation:**

The right hand side of equation G.3 is exclusively determined by GEANT simulations. Moller electrons and pions generated at the target are propagated through the magnets and lead to the momentum-radius distributions shown in figure G.16. These distributions are used as an input to send an electron or pion flux through the setup illustrated in figure G.14. Same total number of electrons and pions is used. Once a momentum and a radius are picked up in the distributions a random azimuthal angle is chosen. Since the azimuthal acceptance of a pion counter is large (fig.G.4), a  $2\pi$  angular range is used.

For a pion counter in front the Moller detector we get

$$\begin{aligned} C_{\pi}^F &= 1.93 \cdot 10^5 \pm 8 \cdot 10^3 \\ C_e^F &= 4.34 \cdot 10^6 \pm 8 \cdot 10^4 \end{aligned}$$

and when the counter is in the back

$$\begin{aligned} C_{\pi}^B &= 1.19 \cdot 10^5 \pm 4 \cdot 10^3 \\ C_e^B &= 120 \pm 34 \end{aligned}$$

where the errors are statistical only. Then from equation G.3

$$\frac{N_{\pi}}{N_e} = \frac{C_e^F - Att C_e^B}{Att C_{\pi}^B - C_{\pi}^F} = 0.63\% \quad (G.4)$$

To estimate the systematic errors few checks of the simulation were performed:



- **Showers development:**

Figures G.17 and G.18 show that longitudinal and lateral profiles of the Cerenkov component of pions is well simulated by GEANT, even for thick shieldings. An independent check is the effect of collimator CM8. The simulation predicts an attenuation of 38% of the pion signal, in very good agreement with the 40% measured value. Hence the shower development is not considered as a dominant error for the simulation of the pion signal. The uncertainty is actually larger for electrons. The only contribution to  $C_e^B$  is from leakage of electromagnetic showers after 60 radiation lengths, amplifying any default in the simulation of the showers. For instance some deviation is seen in the lateral profile of electrons (fig.G.18). One way to estimate the error on  $C_e^B$  is to compute the Signal/Bckg ratio in the pion detector from the previous results:

$$\frac{S}{B} = \frac{N_\pi}{N_e} \times \frac{C_\pi^B}{C_e^B} = 16\%$$

which is pretty close to the experimental value of  $13.5 \pm 2.7\%$  obtained from the asymmetry with iron and LH2 targets. Finally, a safe relative error of 100% is assigned to  $C_e^B$ .

- **Sensitivity to energy distribution:**

One expect the signals in the front PMT,  $C_e^F$  and  $C_\pi^F$ , to be sensitive to the energy distribution of the incident particles. Figure G.19 shows the detector response in the range [10-30] GeV. The mean sensitivities are found to be

$$\begin{aligned} S(C_e^F) &= 3.9 \pm 0.3 \text{ \%}/\text{GeV} \\ S(C_\pi^F) &= 2.8 \pm 0.4 \text{ \%}/\text{GeV} \end{aligned}$$

The Moller kinematics and the magnetic elements are well known and constraint the electron distribution at the 1 GeV level ( $\delta C_e^F/C_e^F = 5\%$ ). The uncertainty on the pions energy is assumed to be  $\pm 15$  GeV which is close to the acceptance of the magnetic chicane ( $\delta C_\pi^F/C_\pi^F = 42\%$ ). Due to the straggling into the heavy shielding, the signals in the back PMT are twice less sensitive ( $\delta C_\pi^B/C_\pi^B = 21\%$ ).

• **Results:**

From the above discussion, the errors on the simulated signals are

$$C_\pi^F = 1.93 \cdot 10^5 \pm 8 \cdot 10^3 \pm 8.1 \cdot 10^4$$

$$\begin{aligned}
C_e^F &= 4.34 \cdot 10^6 \pm 8 \cdot 10^4 \pm 2.2 \cdot 10^5 \\
C_\pi^B &= 1.19 \cdot 10^5 \pm 4 \cdot 10^3 \pm 2.5 \cdot 10^4 \\
C_e^B &= 120 \pm 34 \pm 120
\end{aligned}$$

The relative error on  $N_\pi/N_e$  is derived from Eq.G.4

$$\delta \frac{N_\pi}{N_e} \bigg/ \frac{N_\pi}{N_e} = \frac{\delta C_e^F \oplus C_e^B \delta Att \oplus Att \delta C_e^B}{C_e^F - Att C_e^B} \oplus \frac{\delta C_\pi^F \oplus C_\pi^B \delta Att \oplus Att \delta C_\pi^B}{Att C_\pi^B - C_\pi^F}$$

The contribution of each source of error is the following

$$\delta \frac{N_\pi}{N_e} \bigg/ \frac{N_\pi}{N_e} = 6.1 (\delta C_e^F) \oplus 16.7 (\delta C_e^B) \oplus 0.014 (\delta C_\pi^F) \oplus 21.0 (\delta C_\pi^B) \oplus 17.5 (\delta Att) \%$$

As expected the error from  $C_\pi^F$  doesn't contribute. All other errors are comparable. Hence final result for the flux ratio is

$$N_\pi/N_e = 0.0063 \pm 0.0021$$

(G.5)

All this study has been performed during RunII, with CM8 in. This collimator cut most of the pions out of the Moller ring acceptance. Hence the pions flux determined above is a good estimate of the flux seen by the Moller detector.

## V- Energy deposit of pions in the Moller detector

The last missing piece of Eq.(G.1) is  $\epsilon = N_{\gamma_c}^\pi / N_{\gamma_c}^e$ , the mean Cerenkov response to pions over the mean Cerenkov response to electrons of the Moller detector. This quantity weights the flux ratio discussed in the previous section. Simulation of  $N_{\gamma_c}^\pi$  and  $N_{\gamma_c}^e$  is illustrated in figure G.20. The ratio of Cerenkov photons is 0.22.

The discussion of the systematic error of epsilon is similar to the one of  $C_e^F$  and  $C_\pi^F$ . The distribution of the Moller electrons is assumed well known and a large uncertainty of 15 GeV is assigned to the pion energy. The sensitivity of the number of generated Cerenkov photons to the pion energy is found to be

$$S(N_{\gamma_c}^\pi) = 4.6 \pm 0.3 \% / GeV$$

leading to a relative error  $\delta\epsilon/\epsilon = 69\%$  which is the main error in this study of the pion background. The final result is

$$\epsilon = 0.22 \pm 0.15$$

(G.6)

## VI- Conclusion

From Eq.(G.1) the correction to be applied to the experimental asymmetry due to the pion background is, in the limit  $\epsilon N_\pi/N_e \ll 1$

$$Corr = \epsilon \frac{N_\pi}{N_e} \times (A_{exp} - A_\pi) \quad (G.7)$$

The error calculation gives

$$\delta Corr = Corr \left[ \frac{\delta\epsilon}{\epsilon} \oplus \frac{\delta N_\pi/N_e}{N_\pi/N_e} \right] \oplus \epsilon \frac{N_\pi}{N_e} \delta A_\pi \quad (G.8)$$

Assuming the pion correction to be few percent of the experimental asymmetry, the doubly-polarized Moller asymmetry  $A_{zz}^{exp}$  of fig.G.10 provides us the relative sign of the  $A_{exp}$  and  $A_\pi$ . QED calculations lead to

$$A_{zz} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} < 0$$

Since we measure a positive value, our sign convention described in the introduction of section III corresponds to  $A=(L-R)/(L+R)$ . Hence from the proposal and using this same convention, the mean expectation of the parity violating Moller asymmetry is

$$A_{ee} = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} = -0.11 \text{ ppm.}$$

According to Eqs.(G.2), Moller and pion asymmetries have the same sign. Thus before final result of the Moller data, a safe over-estimate of the correction due to pions (Eq.G.7) and its error (Eq.G.8) is to assume  $A_{exp} \simeq 0$ , which we do in the following. Combining results from Eqs.(G.2,G.5,G.6) we obtain

$$Corr = 2.4 \pm 1.9 \text{ ppb (RunI)}$$

$$Corr = 0.5 \pm 0.8 \text{ ppb (RunII)}$$

$$Corr = 1.0 \pm 0.9 \text{ ppb (RunI} \oplus \text{RunII)}$$

All plots available at:

<http://www.slac.stanford.edu/~dlh/TECHNOTE/>

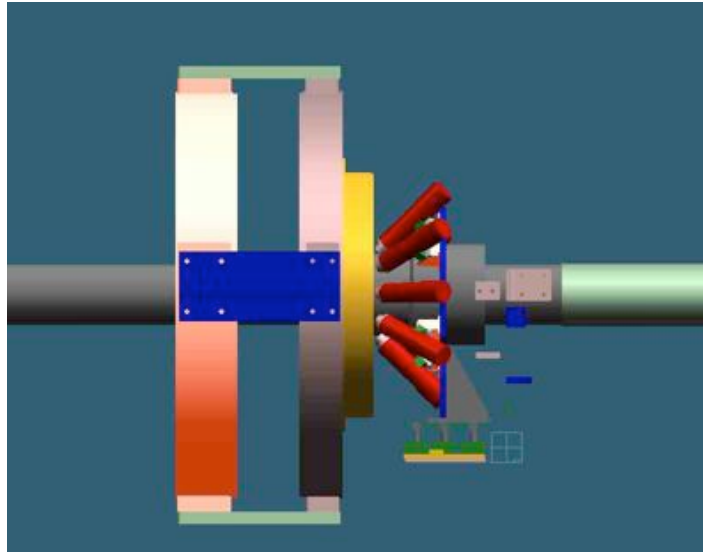


Figure G.1: Schematic view of the detector cart. From left to right, one can see the Moller/eP detector, the lead shielding and 5 of the 10 pion counters.

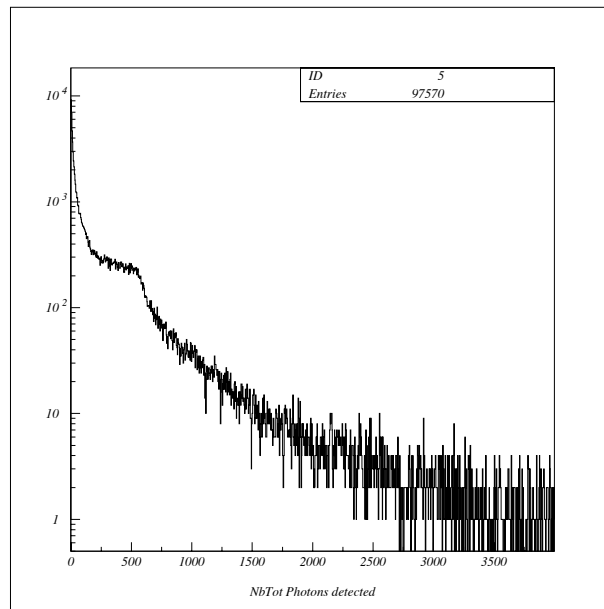


Figure G.2: Simulated detector response (number of Cerenkov photons on PMT) for  $4 \cdot 10^5$  incident pions.

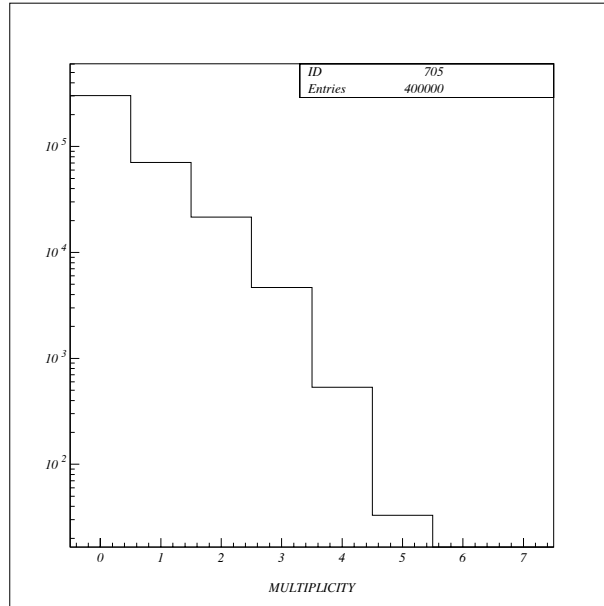


Figure G.3: Number of pion channels fired per incident pion.

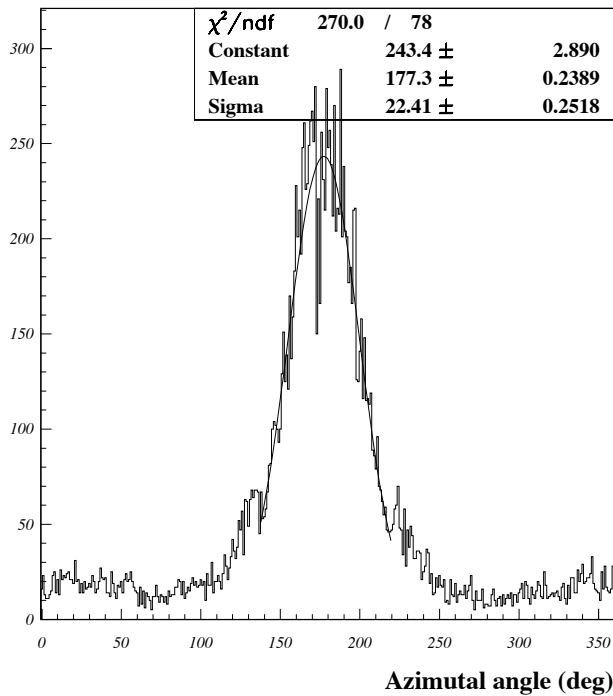


Figure G.4: Difference between the azimuthal angle of the incident  $\pi$  and the central azimuthal angle of the fired pion counter (180 is only a offset for display, it is equivalent to no angular dispersion). Because of the heavy shielding in front of it, a pion counter has a very large angular acceptance.

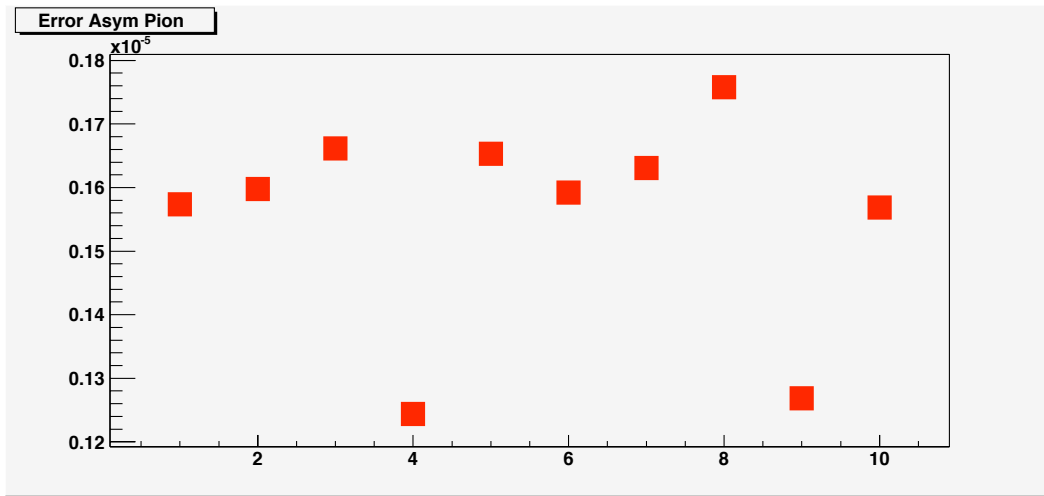


Figure G.5: Error of the rate asymmetry versus pion channel number. Data are from run II.

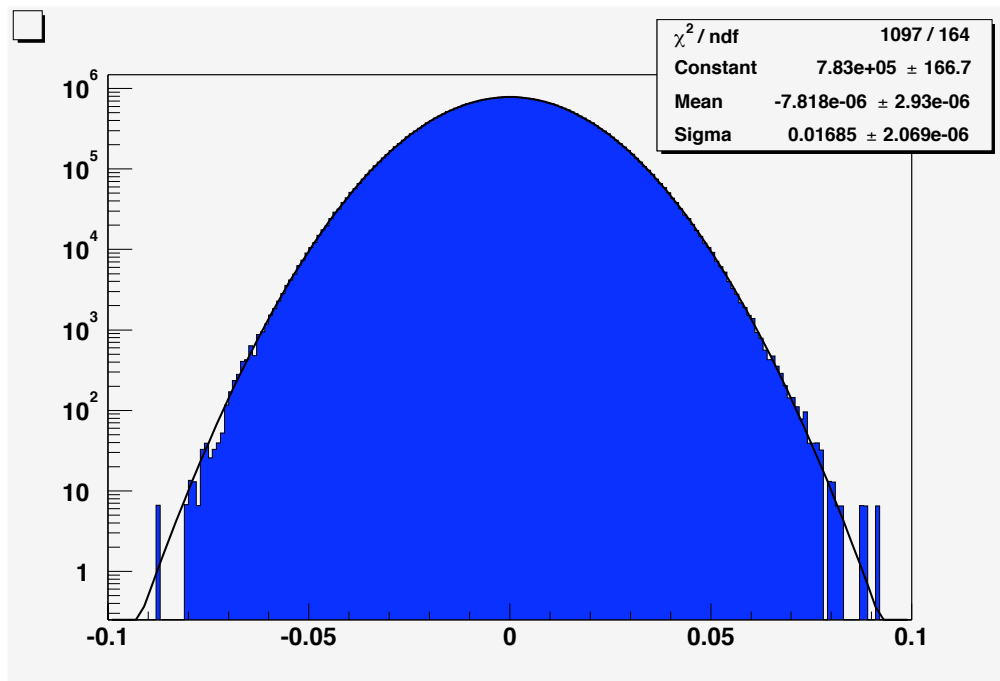


Figure G.6: Typical distributions of the pair asymmetries in a pion counter.

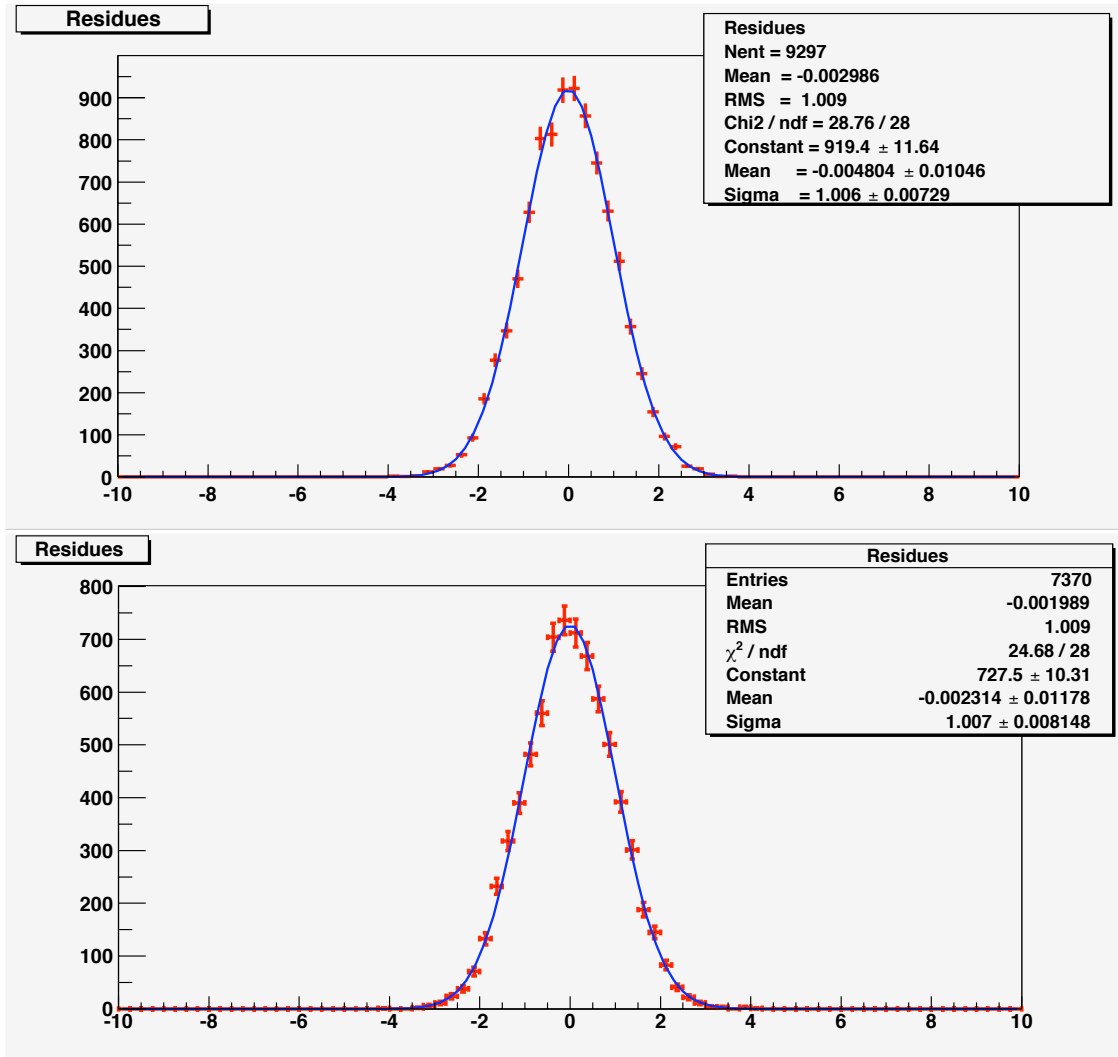


Figure G.7: Distribution of the residues  $(A_i - \langle A \rangle) / \delta_i$  for all pion counters and all runs of RunI (top) and RunII (bottom). The sigma of a pure statistical distribution is expected to be 1.



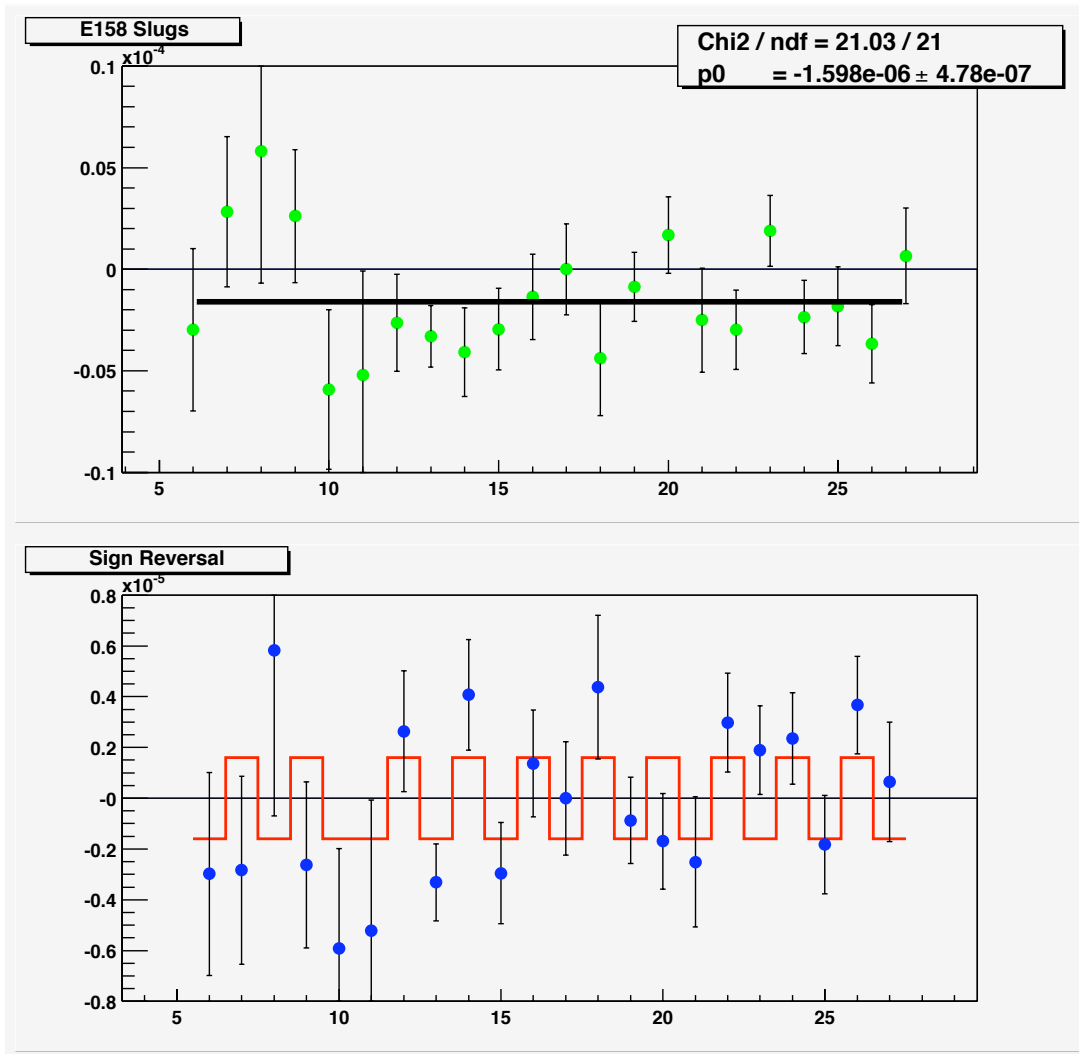


Figure G.8: Top picture: display of the mean asymmetry versus slug number. The sign is corrected for the spin precession (45 or 48 GeV) and the half-wave plate state (IN or OUT). Bottom picture: Data not sign corrected are statistically compatible with all sign reversals.

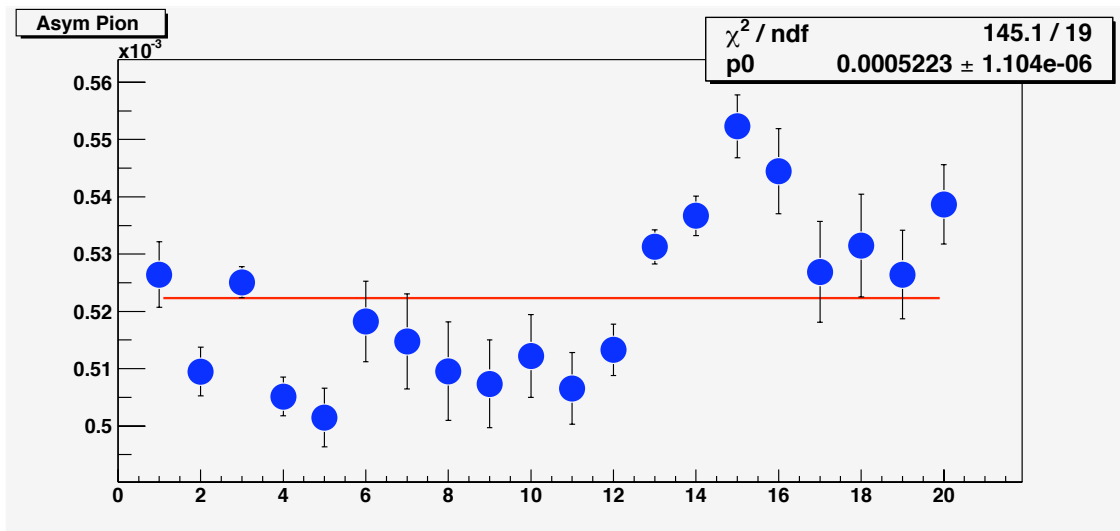


Figure G.9: Asymmetry in "mids" channels of the Moller detector when both Fe and LH2 targets are IN.

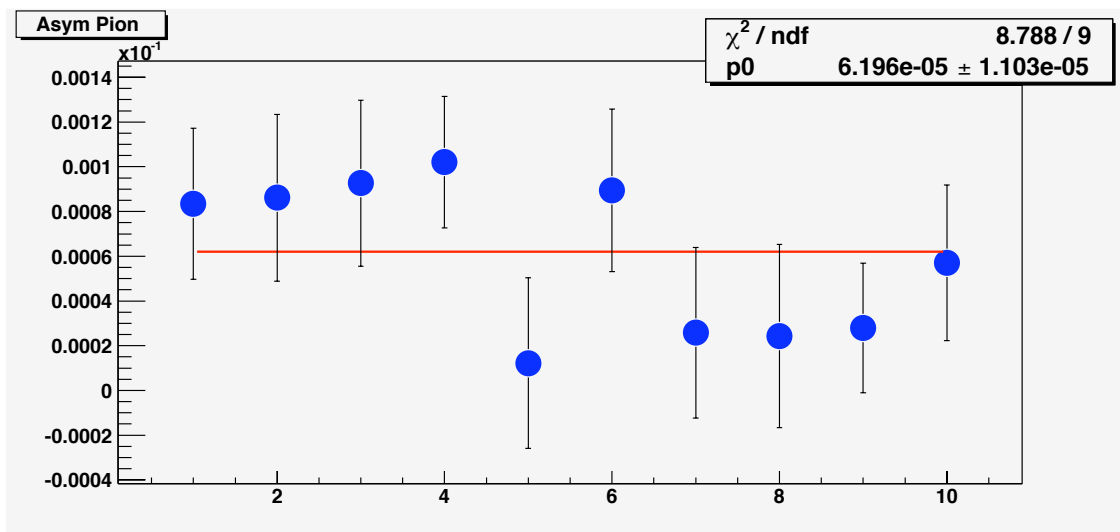


Figure G.10: Asymmetry in pion detector when both Fe and LH2 targets are IN (no regression applied).

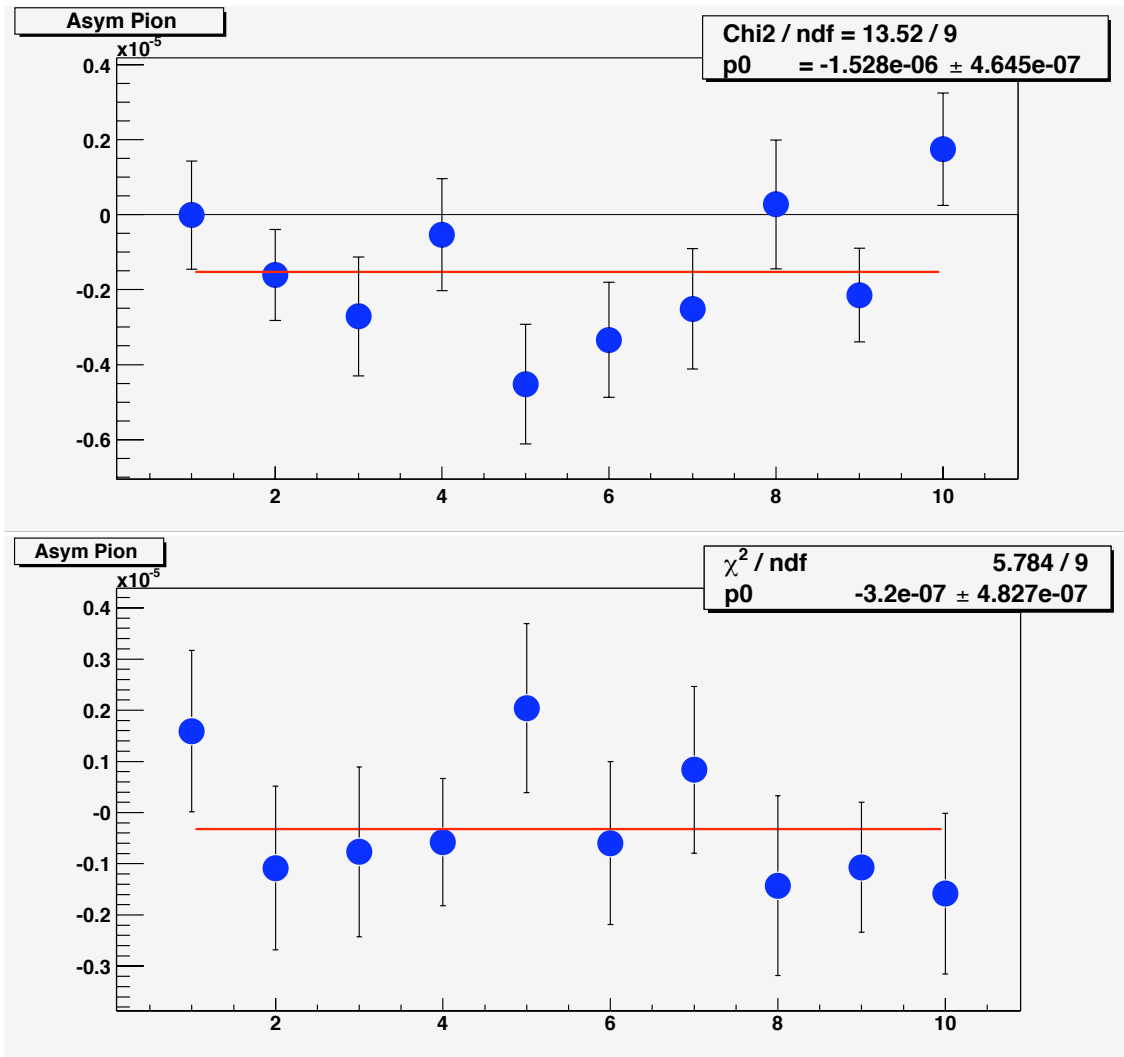


Figure G.11: Pion asymmetry versus channels for all runs of RunI (top) and RunII (bottom).

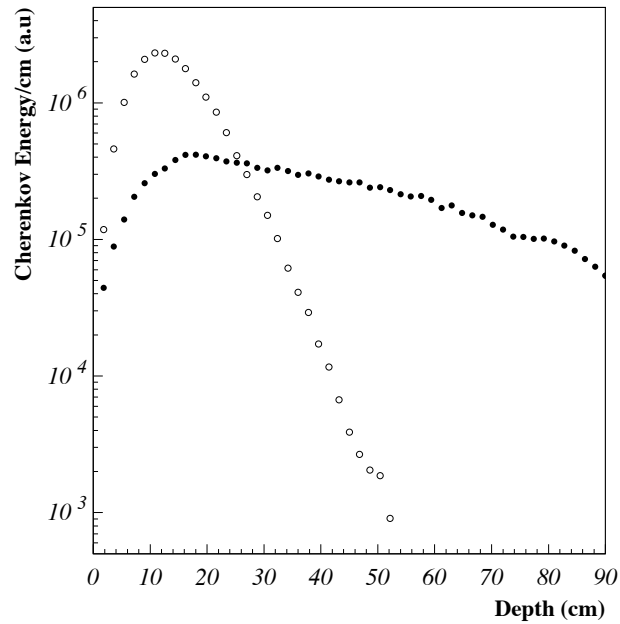


Figure G.12: Cerenkov light emitted by electrons (open circles) and pions (black circles) when passing through Copper.

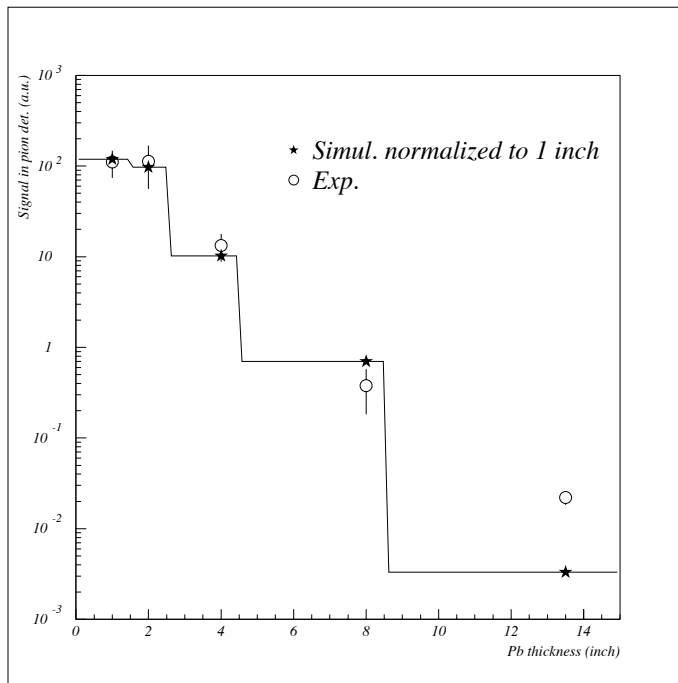


Figure G.13: Signal in one Pion counter behind different thicknesses of Lead. The open circles are real data. The stars are the simulated responses of the pion detector to a pure incident electron flux. This simulation is normalized to the 1" data point. The pion flux shows up as a positive offset of the experimental points with respect to the simulation for 13.5 inches of shielding.

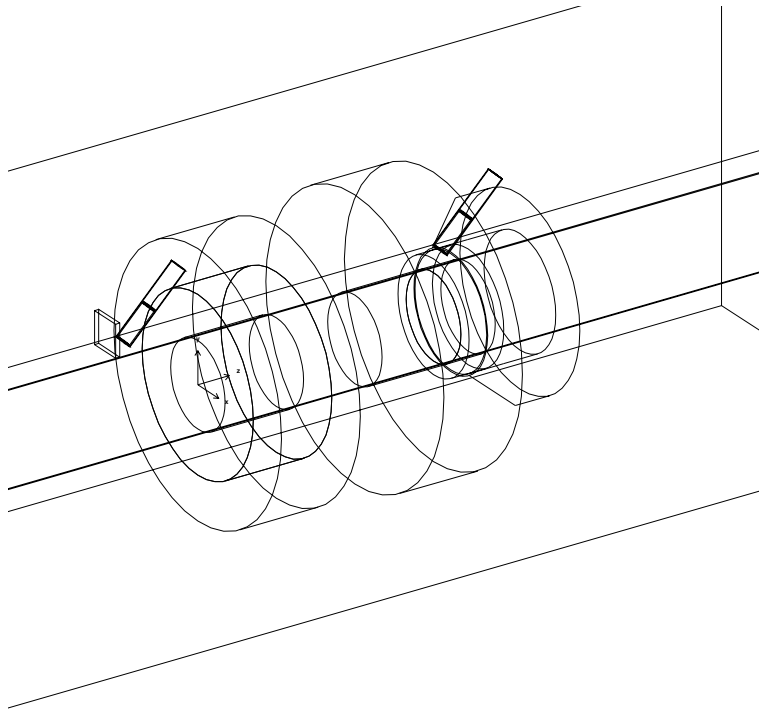


Figure G.14: Detector cart defined for the GEANT simulation of the attenuation method.

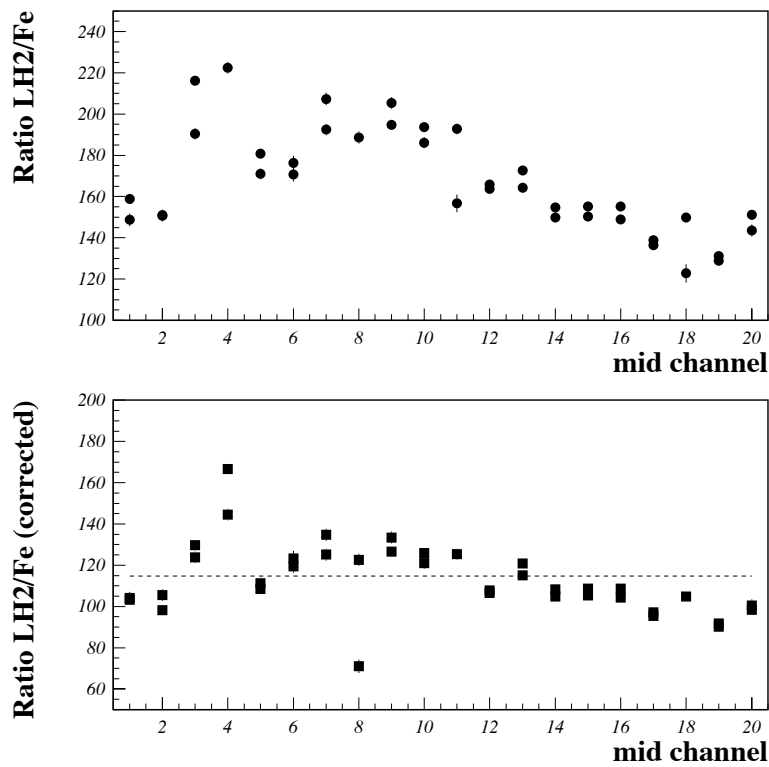


Figure G.15: Signal ratio in the 20 mids channels for LH2 / Fe targets, before and after correction of the non-linearities.

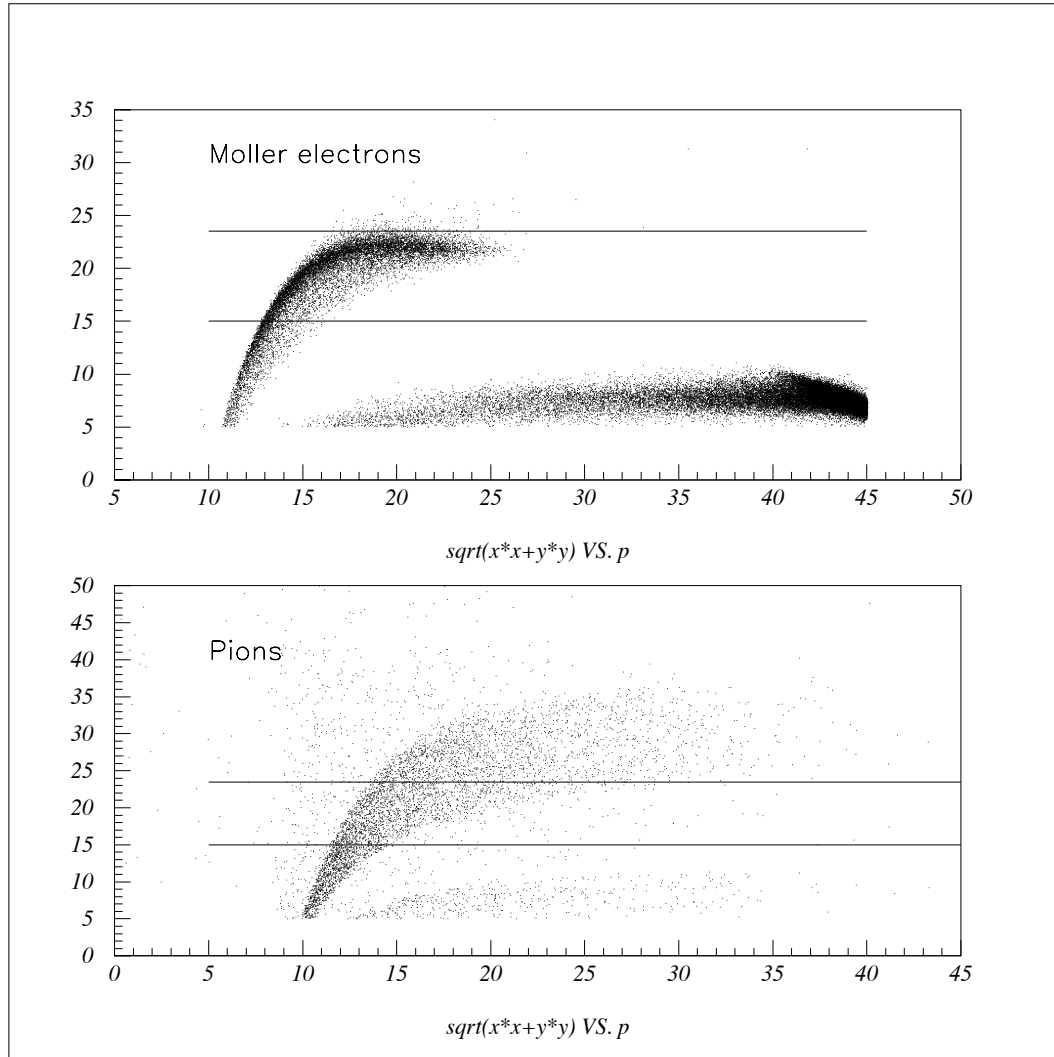


Figure G.16: Radius(cm) versus Energy(GeV) distributions in front the Moller detector for Moller electrons and pions. The horizontal lines correspond to the geometrical acceptance of the pion detectors but because of the angular straggling through the shielding the real acceptance is quite larger.

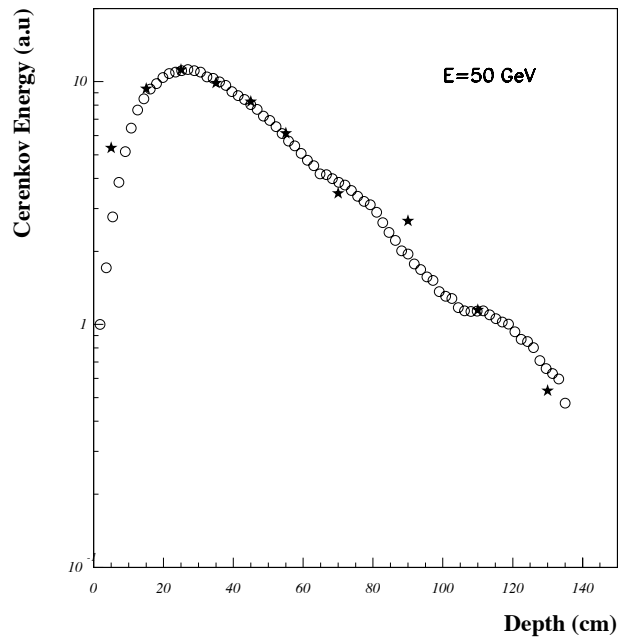


Figure G.17: Longitudinal profile of the Cherenkov component of 50 GeV  $\pi^-$  showers in iron. Stars are data from fig.20 of NIM A399 (97), multiplied by a normalization factor. The good agreement shows that the attenuation of  $\pi$  is rather well simulated by GEANT even for thick absorbers.

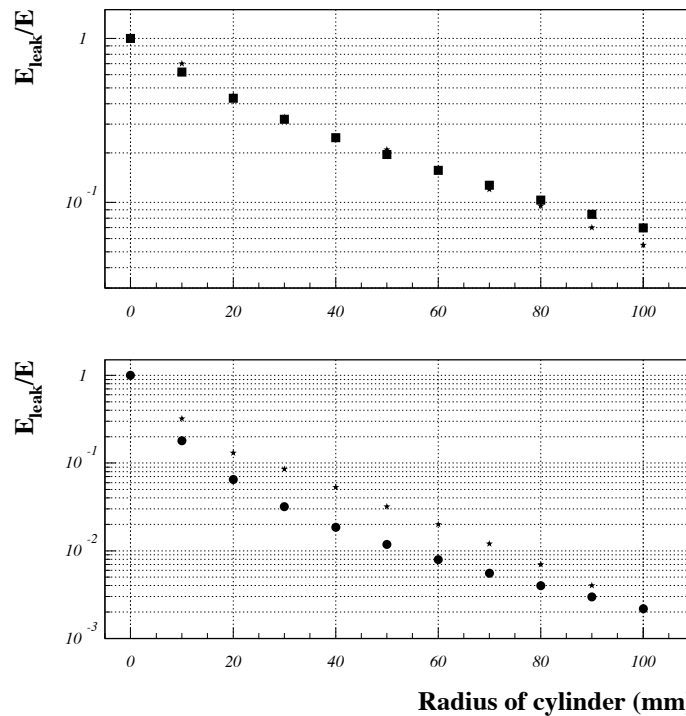


Figure G.18: Lateral profile of the Cherenkov component of 80 GeV pion (top) and electron (bottom). The stars are data from fig.19 of NIM A399 (97), the black circles and squares are from GEANT simulation.

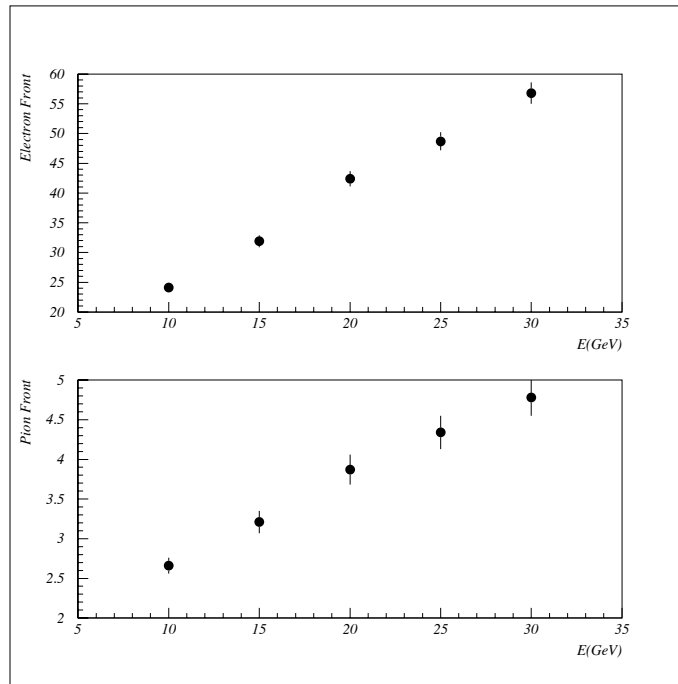


Figure G.19: Response of a pion counter behind 1 inch of lead to mono-energetic electrons (top) and pions (bottom). Spatial distribution is taken from figure 16.

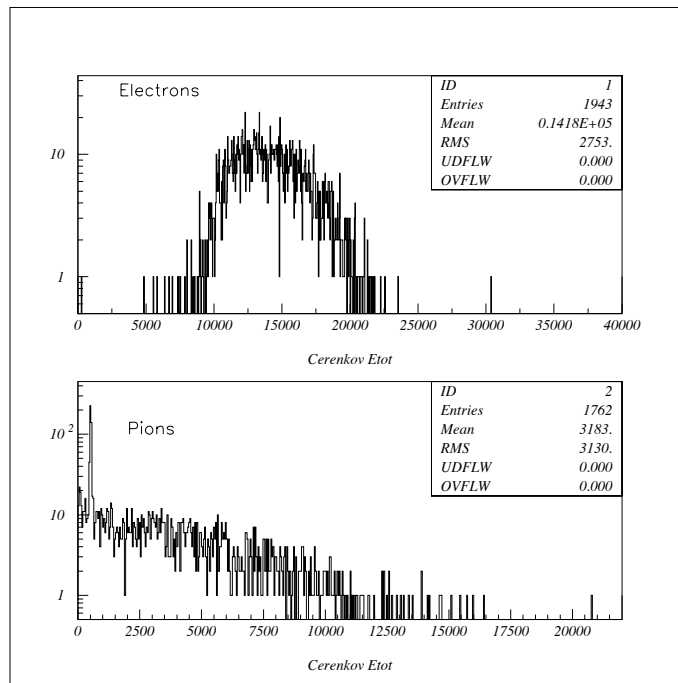


Figure G.20: Cerenkov energy deposited in the Moller detector by electrons (top) and pions (bottom). The momentum and position distributions are taken from the GEANT simulation. The average Cerenkov energy deposit of a pion is 4.5 times lower than an electron.



## Annexe H

# Precision Measurements of the Weak Mixing Angle in Møller Scattering



# Bibliographie

- [1] S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields*, Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [2] N.C. Yang, *Nobel Lecture 1957*,  
[http://nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1957/yang-lecture.html](http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1957/yang-lecture.html).
- [3] O. Laporte, *Z. Physik* **23**, 135 (1924).
- [4] E.P. Wigner, *Z. Physik* **43**, 624 (1927).
- [5] E. Fermi, *Z. Physik* **88**, 161 (1934).
- [6] C.L. Cowan, Jr. F. Reines, F.B. Harrison, H.W. Kruse and A.D. McGuire *Science* **124**, 103, (1956)  
F. Reines and C.L. Cowan, *Nature* **178**, 466, (1956).
- [7] R.H. Dalitz, *Phil. Mag.* **44**, 1068, (1953).
- [8] T.D. Lee and C.N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [9] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes and R.P. Hudson, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [10] R.L. Garwin, L. Lederman and M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957)  
voir aussi: J.I. Friedman and V.L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
- [11] R.P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
- [12] M. Goldhaber, L. Grodzins and A.W. Sunyar, *Phys. Rev.* **109**, 1015 (1958).
- [13] Review of Particle Physics, *J. Phys. G* **33**, 1-1932 (2006).
- [14] Ya.B. Zeldovich, *Sov. Phys. JETP* **2**, 682 (1959)  
Initialement publié dans: *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)* **36**, 964 (1959).

- 
- [15] R.G. Sachs, *Phys. Rev.* **126**, 2256 (1962).
- [16] M. Rosenbluth, *Phys. Rev.* **79**, 615 (1950).
- [17] O. Gayou *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 092301 (2002).
- [18] J. Friedrich and T. Walcher, *Eur.Phys.J.* **A17**, 607 (2003).
- [19] J. J. Kelly, *Phys.Rev.* **C70**, 068202 (2004).
- [20] G.A. Miller, *Phys. Rev.* **C57**, 1492 (1998).
- [21] D. Kaplan and A.V. Manohar, *Nucl. Phys.* **B310**, 527 (1988).
- [22] R.D. Ball, S. Forte and G. Ridolfi, *Phys. Lett. B* **378**, 255 (1996).
- [23] COMPASS collaboration, E.S. Ageev *et al.*, *Phys. Lett. B* **633**, 25-32 (2006).
- [24] COMPASS collaboration, V.Yu. Alexakhin *et al.*, *Phys. Lett. B* **647**, 8-17 (2007).
- [25] J. Gasser, H. Leutwyler and M.E. Sainio, *Phys. Lett.* **B253**, 252-59 (1991)  
B. Borasoy and U.G. Meissner, *Ann. Phys.* **254**, 192-232 (1997).
- [26] V. Bernard, L. Elouadrhiri and U.G. Meissner, *J. Phys.* **G28**, R1-R35 (2002).
- [27] M.J. Musolf, T.W. Donnelly, J. Dubach, S.J. Pollock, S. Kowalski and E.J. Beise, *Phys.Rept.* **239**, 1-178 (1994).
- [28] W. Heil *et al.*, *Nucl. Phys.* **B327**, 1-31 (1989).
- [29] P.A. Souder *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 694-697 (1990).
- [30] E. Hadjimichael, *et al.*, *Phys. Rev.* **C45**, 2666 (1992).
- [31] J. Schwinger, *Ann. of Phys.* **2**, 407 (1957).
- [32] S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579-588 (1961).
- [33] S.Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264-1266 (1967).
- [34] A. Salam, *Elementary Particle Theory*, p367, ed. NSvartholm, (Almquist and Wiksells, Stockholm 1969)
- [35] P. Higgs, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 508 (1964).
- [36] P. Galison, *Rev. Mod. Phys.* **55**, 477-509 (1983).
- [37] G.'t Hooft and M. Veltman, *Nucl. Phys.* **B44**, 189-213 (1972).

- 
- [38] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, and L. Miani, *Phys. Rev.* **D2**, 1285 (1970).
- [39] J.J. Aubert, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404-1406 (1974)  
J.E. Augustin, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406-1408 (1974).
- [40] A. Czarnecki and W.J. Marciano, *Phys. Rev.* **D53**, 1066 (1996).
- [41] F.J. Petriello, *Phys. Rev.* **D68**, 033006 (2003).
- [42] V. Zykunov, *Phys. Atom. Nucl.* **67**, 1342 (2004).
- [43] J. Erler, A. Kurylov, and M.J. Ramsey-Musolf, *Phys. Rev.* **D68**, 016006 (2003).
- [44] K.A. Aniol *et al.*, HAPPEX Collaboration *Phys. Rev.* **C69**, 065501 (2004).
- [45] HAPPEX-He, JLab proposal 2000, *Parity Violation from  $^4\text{He}$  at low  $Q^2$ : A clean measurement of  $\rho_s$* ,  
<http://hallaweb.jlab.org/experiment/HAPPEX/general.html>
- [46] J. Alcorn *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A522**, 294-346, (2004).
- [47] T. Maruyama *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 2640 (2004).
- [48] B. Humensky, L. Kaufman, and K. Paschke, *Injector Beam Studies*, Internal HAPPEX Technote, April 25-26, 2003.  
G. D. Cates, *Eur. Phys. J.* **A24**, 109 (2005)
- [49] L. J. Kaufman, *Ph.D. thesis*, University of Massachusetts, Amherst, 2007.
- [50] A. Vacheret, *Thèse de Doctorat*, Université Louis Pasteur, Strasbourg, 2004.
- [51] G. W. Miller, *Ph.D. thesis*, Princeton University, 2001.
- [52] N. Akchurin *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A399**, 202-226 (1997).
- [53] X. Sarazin, M. Schneider, J. Schwiening, R. Reif and J. Va'vra, *Babar DIRC Note* **39**, (1996).
- [54] Programme SNAKE développé par P. Vernin, SPhN-CEA Saclay.
- [55] P. Janssens *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A566**, 675-686 (2006).
- [56] T. Holmstrom, R. Feuerbach, R. Michaels,  *$Q^2$  measurements for HAPPEX-2*, HAPPEX technical note.
- [57] L. C. Maximon and W. C. Parke, *Phys. Rev.* **C 61**, 045502 (2000).

- 
- [58] J. Arvieux, B. Collin, H. Guler, M. Morlet, S. Niccolai, S. Ong and J. Van de Wiele, *Eur.Phys.J.* **A26**, 429-439 (2005).
- [59] B. Moffit, *PhD. Thesis*, William&Mary University, Willimasburg (VA), 2006.
- [60] L. J. Kaufman, *PhD. Thesis*, University of Massachusetts, Amherst (MA), 2007.
- [61] N.W. Park and H. Weigel, *Nucl. Phys.* **A451**, 453 (1992).
- [62] H.W. Hammer, U.G. Meissner, and D. Drechsel, *Phys. Lett.* **B367**, 323 (1996).
- [63] H.W. Hammer and M.J. Ramsey-Musolf, *Phys. Rev.* **C60**, 045204 (1999).
- [64] A. Silva *et al.*, *Phys. Rev.* **D65**, 014016 (2001).
- [65] R. Lewis *et al.*, *Phys. Rev.* **D67**, 013003 (2003).
- [66] D.B. Leinweber *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 212001 (2005)  
D.B. Leinweber *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 022001 (2006).
- [67] E.J. Beise, M.L. Pitt, D.T. Spayde, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54**, 289-350 (2005).
- [68] F.E. Maas *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 022002 (2004)  
F.E. Maas *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 152001 (2005).
- [69] D.S. Armstrong *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 092001 (2005).
- [70] R. Michaels, P.A. Souder, G. Urciuoli, Jefferson Lab. Experiment 00-003  
C.J. Horowitz, S.J. Pollock, P.A. Souder, R. Michaels, *Phys.Rev.* **C63**, 025501 (2001).
- [71] C. J. Horowitz and J. Piekarewicz, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5647 (2001).
- [72] PVDIS experiment, JLab proposal 2004,  $\vec{e}^{-2}H$  Parity Violating Deep Inelastic Scattering at CEBAF 6 GeV, <http://hallaweb.jlab.org/experiment/E05-007/>
- [73] C.K. Sinclair, *Electron beam polarimetry*, 8th Beam Instrumentation Workshop, Stanford, May 1998. <http://citeseer.ist.psu.edu/362965.html>
- [74] A. Denner and S. Dittmaier, *Nucl.Phys.* **B540**, 58-86 (1999)
- [75] G. Bardin *et al.*, *Conceptual design report of a Compton polarimeter for CEBAF Hall A*, CEA/DAPNIA/SPhN note 96-14 (1996)
- [76] J.P. Jorda *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A412**, 1-18 (1998)

- 
- [77] N. Falletto *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A459**, 412-425 (2001)
- [78] R.W.P. Drever *et al.*, *Applied Phys.* **B31**, 97 (1983)
- [79] M. Baylac *et al.*, *Phys. Lett.* **B539**, 8-12 (2002).
- [80] <http://halloweb.jlab.org/compton/Logbook/>
- [81] C. Prescott *et al.*, *Phys. Lett.* **B77**, 347 (1978).
- [82] T. B. Humensky *et al.*, *Nucl. Instr. Meth.* **A521**, 261 (2004).
- [83] D. Relyea, B.Humensky, *Ph.D. thesis*, Princeton University, 2003,  
I. Younus, *Ph.D. thesis*, Syracuse University, 2003,  
K. Bega, P. Mastromarino, G.M. Jones, *Ph.D. thesis*, Caltech Institute of Technology, 2004,  
W. Emam, *Ph.D. thesis*, Syracuse University, 2004.
- [84] J. Gao *et al.*, *Nucl. Instrum. Meth.* **A498**, 90-100 (2003)
- [85] C. Wood *et al.*, *Science* **275**, 1789 (1997).
- [86] G. P. Zeller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 091802 (2002).
- [87] J.T. Longerdan and A.W. Thomas, *Phys. Lett.* **B558**, 132 (2003).
- [88] M. A. Bouchiat and C. Bouchiat, *Phys. Lett.* **B48**, 111 (1974).
- [89] M. A. Bouchiat, J. Guna, L. Hunter and L. Pottier, *Phys. Lett.* **B117**, 358 (1982).
- [90] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum and J. S. M. Ginges, *Phys. Rev.* **D66**, 076013 (2002).
- [91] A. Derevianko, B. Ravaine and W. R. Johnson, *physics/0401043*, (2004).
- [92]  $Q_{weak}$  experiment, JLab proposal 2002, *A Precision Test of the Standard Model and Determination of the Weak Charges of the Quarks through Parity-Violating Electron Scattering*, <http://www.jlab.org/qweak/>
- [93] J. Erler, A. Kurylov, and M.J. Ramsey-Musolf, *Phys. Rev.* **D68**, 016006 (2003).