Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les premiers résultats de l'expérience G0

Benoit Guillon

▶ **To cite this version:**

Benoit Guillon. Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les premiers résultats de l'expérience G0. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00011276

HAL Id: tel-00011276

https://theses.hal.science/tel-00011276

Submitted on 5 Dec 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

LPSC 05-89

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

présentée par

Benoît GUILLON

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER
(SPECIALITE PHYSIQUE)

Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les premiers résultats de l'expérience G^0

Soutenue le 4 Octobre 2005
devant la Commission d'Examen :

Pr. Eric Liatard	**Président du Jury**
Dr. Michel Garçon	**Rapporteur**
Dr. Franck Maas	**Rapporteur**
Pr. Douglas Beck	
Dr. Hugues Delagrange	
Dr. Serge Kox	**Directeur de thèse**

Remerciements

Mes remerciements officiels s'adressent tout d'abord à Joël Chauvin, ancien directeur de l'ISN, Johann Collot, actuel directeur du LPSC, et à l'ensemble du personnel du Laboratoire pour m'avoir reçu cordialement au sein de leur maison, et fourni l'appui matériel dont j'avais besoin pour mon stage de DEA et mes trois années de thèse.

J'adresse ma reconnaissance à Franck Maas et Michel Garçon pour avoir accepté de rapporter ce travail. Je suis particulièrement honoré que vous ayez participé, par votre lecture attentive et vos multiples corrections, à l'élaboration de ce manuscrit. Je remercie également les autres membres de mon jury de thèse : Eric Liatard, Douglas Beck et Hugues Delagrange pour avoir accepté l'invitation et vous être interessé à mon travail de thèse. J'ai pris plaisir à vous le présenter et j'ai grandement apprécié toutes vos critiques et commentaires pertinents.

Je tiens à remercier solenellement les membres du groupe G^0/JLab de Grenoble : Jean-Sébastien Réal, Christophe Furget, Jean Mougey, Gilles Quemener, Eric Voutier et Serge Kox. Dans l'ordre d'apparition, Jean-Sébastien, non pas pour avoir abandonné la tutelle administrative de ma thèse alors que je ne l'avais à peine commencée, mais pour m'avoir le premier accueilli dans ce groupe pour mon stage de DEA. Merci pour ton expertise en informatique et ton impressionnante efficacité. Mais aussi, grâce à toi, je me suis senti moins seul en me reconnaissant dans ton économie de paroles rythmée de remarques incisives. Je remercie Gilles, pour son aide sur le Cherenkov lors de mon stage de DEA, mais aussi pour m'avoir réveillé au bon moment pour prendre l'avion. Merci à toi Christophe, pour ta pédagogie, ta simplicité et ton soutien moral particulièrement réconfortant au cours des dernières semaines de rédaction. Enfin et surtout, merci à Serge, mon directeur de thèse et co-rédacteur de ce document. Merci Serge pour ta générosité, ton extraordinaire force de travail, tes encouragements, ta franchise, ta confiance en moi et ton soutien moral. Merci pour toutes tes qualités scientifiques et humaines, mais aussi tes défauts qui ont petit à petit fini par déteindre sur ma personne. J'allais oublier un petit détail, ton instruction "rude et sans pitié". Je ne vois toujours pas comment je pourrais un jour te rendre la pareille, et malheureusement, je ne saurais te remercier à ta juste valeur...

Jean-Sébastien, Christophe et Serge, au commencement de ma thèse, je n'avais pas imaginé la formation et la richesse de l'expérience que vous alliez m'apporter. Merci encore pour m'avoir guidé et accompagné tout au long de ces trois années. Bien que je laisse derrière moi avec soulagement la période laborieuse de la rédaction, j'avoue exprimer un semblant de nostalgie...bon...bein...la meilleure manière de vous remercier serait de vous offrir un petit pot de thèse, n'est-ce pas ?

Je tiens également à remercier l'ensemble de la collaboration G^0. En particulier les grands seniors, Douglas Beck, Elisabeth Beise, Jacques Arvieux, Phil Roos, Dave Armstrong, Serge Kox, Bob McKeown... pour leurs conseils avisés, leur intelligence et leur confiance envers le travail des jeunes doctorants ; les post-docs, Paul King, Julie Roche, Damon Spayde, Retif Neveling... pour leur précieux travail et leur aide très pratique ; mais surtout l'équipe des jeunes apprentis physiciens dont j'ai eu la chance de faire partie : Jianglai Liu the King, the Human Bomb Kaz Nakahara, Sweeettyyy Sarah Philips and the Strong Lars Hannelius. Saviez-vous lecteur que règne, dans cette contrée éloignée à certaines heures de la nuit le spectre légendaire "G0 is forever". J'ai réussi à lui échapper sain et sauf, en très grande partie grâce à ces compagnons de route. Vous êtes tous les quatre en train d'affronter l'étape iniatique bien réelle de la rédaction de thèse. Je vous souhaite bien sûr de la franchir brillamment, et si possible rapidement.

J'ai aussi une pensée pour tous les camarades que j'ai rencontré au cours de ces trois années passées entre Grenoble et Newport-News : les collègues de travail : Guillaume, Nicolas, Volker, Malek, Anthonin, Alexandre, Carlos... les acolytes de soirées : Nicolas, Soizic, Yann, Claire, BenT, Delphine, Caro, Ben, Bérangère, John et Fab... les copains de vacances : Fredoux, Elsa, François et Roland... et enfin mes collocs préférés : Diana, Pierre, Dimitri, Elisa, Méli-Mélo, Jojo et Lolo. Vous avez été pour moi un havre de paix et une source de cocasseries imprévisible.

Bien sûr, un grand merci à ma famille que j'adore. Merci pour votre amour inconditionnel, votre soutien et votre fraicheur. Je ne vais pas rappeler ici le bonheur des instants passés à vos cotés...mais quand même...vous vous êtes tous déplacés pour ma soutenance et vous avez très gentiment préparé mon pot de thèse. Merci pour tout.

J'exprime toute ma tendresse pour mu, ma belle dulcinée. Bien entendu, il serait incongru de dire que tu fus une séduisante encyclopédie, un charmant traité de grammaire, une sévère maîtresse de maison, une délicieuse cuisinière ou une petite copine parfaite. Je t'embrasse, trésor, et te remercie de tout coeur pour tout ce que tu as fait et continues à faire pour moi. *wo ai ni*.

Enfin, une pensée pour tous les gens dont j'ai oublié ou tu le nom, et pour vous, futur lecteur, que je remercie dans la foulée.

Table des matières

Introduction **5**

1 Contenu étrange et sonde électro-faible **9**
1.1 L'étrangeté dans le nucléon . . . 9
1.1.1 Contribution de l'étrangeté à la masse . . . 9
1.1.2 Contribution de l'étrangeté à l'impulsion . . . 11
1.1.3 Contribution de l'étrangeté au spin . . . 12
1.2 Sonde électro-faible et violation de parité . . . 15
1.2.1 La symétrie de parité . . . 15
1.2.2 Les interactions électro-faibles . . . 16
1.2.3 Les facteurs de forme électro-faibles du nucléon . . . 20
1.3 L'étrangeté et les facteurs de forme . . . 24
1.3.1 Décomposition sur les saveurs de quarks . . . 24
1.3.2 Contribution de l'étrangeté aux courants vectoriels . . . 26
1.4 Les corrections radiatives électro-faibles . . . 27
1.4.1 Décomposition sur $SU(3)_f$ . . . 27
1.4.2 Le facteur de forme anapolaire . . . 30
1.4.3 Contribution des ordres supérieurs aux facteurs de forme . . . 31
1.5 L'asymétrie de violation de parité . . . 32
1.5.1 Principe de la mesure . . . 33
1.5.2 Expressions des asymétries . . . 34
1.5.3 L'extraction des contributions étranges et axiale . . . 37
1.5.4 La mesure et ses contraintes expérimentales . . . 38
1.5.5 Le programme expérimental . . . 41

2 L'expérience G^0 **45**
2.1 Présentation générale . . . 45
2.1.1 Les deux phases de l'expérience G^0 . . . 45
2.1.2 Le dispositif expérimental G^0 . . . 47
2.2 Le faisceau d'électrons polarisés . . . 48
2.2.1 Présentation générale du JLab . . . 48
2.2.2 La source d'électrons polarisés . . . 50
2.2.3 La source lumineuse . . . 52
2.2.4 Renversement de la polarisation . . . 53
2.2.5 Le réglage du courant . . . 57
2.2.6 L'accélération des électrons . . . 58
2.2.7 Contrôle des paramètres du faisceau . . . 59

2.2.8 Asymétries systématiques et système d'asservissement 63
2.3 La cible cryogénique 70
2.3.1 Les contraintes et la géométrie 70
2.3.2 Le système de refroidissement 70
2.3.3 Les fluctuations de densité de la cible 72
2.4 Le spectromètre G^0 74
2.5 La détection aux angles avant 76
2.5.1 Le système de détection 76
2.5.2 La discrimination du bruit de fond 79
2.6 La détection aux angles arrière 81
2.6.1 Les CEDs et la matrice de coïncidence 81
2.6.2 Les détecteurs Čerenkov 82
2.7 Le traitement des signaux 84
2.7.1 Les électroniques "angles avant" 85
2.7.2 Les électroniques "angles arrière" 86
2.7.3 L'électronique "FastBus" 88
2.7.4 Le système d'acquisition 89

3 De l'asymétrie mesurée à l'asymétrie de violation de parité 91
3.1 L'analyse des données : principe et méthode 91
3.2 La non-linéarité différentielle 93
3.3 Le temps mort 96
3.3.1 Les sources de temps mort 96
3.3.2 Effet et correction du temps mort 99
3.3.3 Le temps mort résiduel 100
3.3.4 Les erreurs systématiques 103
3.4 Le courant de fuite 105
3.4.1 Influence du leakage sur l'asymétrie mesurée 105
3.4.2 La mesure du courant de fuite 107
3.4.3 Correction du leakage et erreurs systématiques 111
3.5 Les fluctuations des paramètres du faisceau 114
3.5.1 Le principe de la correction 115
3.5.2 Les asymétries des paramètres du faisceau 115
3.5.3 Calcul des pentes 117
3.5.4 Correction et erreurs systématiques 119
3.6 La polarisation 120
3.6.1 La mesure de polarisation 120
3.6.2 La correction et les erreurs 121
3.6.3 La Polarisation transverse 122
3.7 Tests de cohérence statistique 123

4 Le bruit de fond physique G^0 129
4.1 Ordre de grandeur et problématique 129
4.2 La contribution de l'enceinte de la cible 132
4.2.1 Les différentes cibles : géométries et matériaux 132
4.2.2 Contribution aux taux de comptage 133
4.2.3 Asymétries *Cible vide* et *Dummy Frame* 138

4.3 Les simulations . . . 139
4.3.1 Les simulations G^0-GEANT . . . 139
4.3.2 La production d'hypérons . . . 141
4.4 Extraction des asymétries élastiques : FPDs 1-14 . . . 145
4.4.1 La méthode . . . 145
4.4.2 Le "2 step-fit" . . . 145
4.4.3 Le "global fit" . . . 147
4.4.4 Asymétries élastiques et budgets d'erreurs . . . 154
4.5 Extraction des asymétries élastiques : FPD 15 . . . 156
4.5.1 L'interpolation des taux de comptage . . . 157
4.5.2 L'interpolation de l'asymétrie du bruit de fond . . . 160
4.5.3 Asymétries élastiques et bilan d'erreur . . . 162

5 Les facteurs de forme étranges 165
5.1 Le formalisme et l'ensemble des paramètres . . . 166
5.1.1 Les facteurs de forme électromagnétiques . . . 166
5.1.2 Le facteur de forme axial effectif G_A^e . . . 171
5.2 Les résultats de la phase G^0 "angles avant" . . . 172
5.3 Les autres expériences . . . 174
5.3.1 SAMPLE . . . 175
5.3.2 HAPPEX . . . 178
5.3.3 A4 . . . 180
5.4 Les prédictions théoriques . . . 182
5.4.1 Relations de dispersion et modèles de type pôle . . . 183
5.4.2 Les modèles de type "loop" . . . 184
5.4.3 Les perturbations chirales (χPT - HBχPT) . . . 185
5.4.4 La QCD sur réseau . . . 185
5.4.5 État actuel des prédictions théoriques . . . 186
5.5 Apports des résultats G^0 et perspectives . . . 187
5.5.1 Les combinaisons linéaires étranges G^0 "angles avant" . . . 188
5.5.2 Séparation de G_E^s et G_M^s à $Q^2 = 0.1$ $(GeV/c)^2$ . . . 189
5.5.3 Résultats à $Q^2 = 0.23$, 0.47 et 0.79 $(GeV/c)^2$ . . . 191
5.5.4 Ajustement des données mondiales et spéculation . . . 192
5.5.5 Perspectives G^0 "angles arrière" . . . 194

Conclusion 197

A Les compteurs Čerenkov 199
A.1 La géométrie des détecteurs . . . 199
A.2 Les tests en cosmiques . . . 200
A.3 Le blindage magnétique des photomultiplicateurs . . . 201

B Ajustement "global-fit" des données nord-américaines 205

C La détermination du quadri-moment transféré 209
C.1 Champ magnétique et positions des détecteurs . . . 210
C.2 Détermination du Q^2 . . . 212

References **214**

Introduction

Alors que l'existence du proton et la valeur de sa masse ont été établies avec les travaux de W. Wien dès 1898 [1] puis ceux de E. Rutherford en 1911 [2], ce n'est qu'en 1932 que J. Chadwick établit clairement l'existence du neutron [3]. Le proton et le neutron sont alors considérés comme les constituants fondamentaux du noyau des atomes, dont la stabilité est assurée par l'interaction forte. La première mise en évidence de la nature composite du proton provient de la mesure de son moment magnétique. L'expérience menée par O. Stern *et al.* en 1933 [4] montre que celui-ci est 2.79 fois plus grand que le magnéton nucléaire μ_N[1], qui d'après les travaux de P. A. M. Dirac est la valeur attendue pour une particule ponctuelle de spin 1/2. Bien que cette anomalie sous-tende l'existence d'une distribution spatiale, elle ne nous donne aucune information sur celle-ci. Il a alors fallu attendre les années 1950 et la production de faisceaux d'électrons d'énergie approchant le GeV au SLAC, pour pouvoir observer le nucléon avec une résolution comparable à sa taille. R. Hofstater *et al.* obtiennent ainsi en 1957 la première estimation expérimentale du rayon de charge du proton ($0.74 \pm 0.24\ fm$) en diffusion élastique électron-proton [6].

À partir des années 1950, la montée en énergie des faisceaux a permis l'observation d'un nombre croissant de nouvelles particules produites et d'états excités du nucléon. La relative organisation de leurs propriétés spectroscopiques (masse, charge et moment magnétique) suggérait alors un ordre sous-jacent. C'est à partir de ces observations que le premier modèle de la structure interne du nucléon fut développé et proposé en 1964 par M. Gell-Mann et G. Zweig [7]. Au nombre quantique d'isospin permettant de décrire le proton et le neutron comme deux états d'une même particule, ils adjoignent un nouveau nombre quantique *"l'étrangeté"*. Ils construisent ainsi le groupe de symétrie $SU(3)$ associée à trois quarks constituants : u (*up*), d (*down*) et s (*strange*), portant chacun une charge électrique fractionnaire de celle du proton (2/3 ou -1/3). Ce modèle s'ajustait remarquablement à la spectroscopie de tous les hadrons observés à cette époque. Encore fallait-il vérifier expérimentalement la réalité physique des quarks. C'est à partir de 1967, et de nouveau au SLAC avec des énergies de faisceau atteignant 20 GeV, que l'on put atteindre des résolutions spatiales assez fines pour sonder la structure interne du nucléon. Les premières mesures de sections efficaces en diffusion profondément inélastique, menées par R. E. Taylor, H. W. Kendall et J. I. Friedmann [8], montrent alors clairement l'existence de nouveaux objets à l'intérieur du proton. Ceux-ci sont quasi-libres, ponctuels et de spin 1/2. Initialement nommés partons, ils sont naturellement identifiés aux quarks de la théorie $SU(3)$ de M. Gell-Mann. Le modèle du nucléon prend forme, mais il reste encore à comprendre l'interaction entre quarks et notamment comment des particules quasi-libres à grande énergie restent confinées à l'intérieur du nucléon. Ceci fut formalisé en 1973 par

[1] $\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_N} = 3.15 \cdot 10^{-14} MeV.T^{-1}$ [5].

la construction théorique de la chromodynamique quantique (QCD), décrivant l'interaction forte au niveau fondamental des quarks, avec les travaux de D. Gross, F. Wilczek et H. D. Politzer [9]. Voilà maintenant plus d'un quart de siècle que ce cadre théorique est considéré comme la base d'une description correcte du nucléon, et que l'existence des quarks est avérée[2]. Toutefois, et bien que cela puisse paraitre surprenant, la description complète du nucléon dans son état fondamental reste encore l'un des enjeux majeurs de la physique subatomique.

Cet état de fait s'explique en grande partie par les propriétés de l'interaction forte entre quarks. Dans le cadre théorique de la QCD, les nucléons et de manière plus générale les hadrons[3] sont décrits comme des objets composites constitués de quarks, confinés par interaction forte. Il existe six quarks élémentaires (*up*, *down*, *strange*, *charm*, *beauty* et *top*) définis comme des particules ponctuelles de spin 1/2. Nous distinguons les baryons formés de trois quarks, dits de valence[4], et les mésons constitués d'une paire quark-antiquark. En outre, le principe d'exclusion de Pauli qui interdit l'existence de trois fermions[5] identiques de spin 1/2 avec leurs spins alignés, nécessite l'introduction d'un nouveau nombre quantique : la couleur. Celle-ci constitue la charge associée à l'interaction forte. Elle est échangée lors de l'interaction entre quarks via l'échange de bosons de jauge au nombre de huit : les gluons. Chaque quark porte une charge de couleur (*Rouge*, $Vert$ ou $Bleu$), les antiquarks portant des charges électriques et de couleur opposées. Bien que les hadrons soient constitués de quarks et d'antiquarks, ils ne peuvent exister que dans un état neutre de couleur. Enfin, la particularité de cette interaction résulte du fait que les gluons portent également des charges de couleur et peuvent ainsi interagir entre eux. Cette propriété entraine un effet d'anti-écrantage de la charge de couleur, et est responsable de la forte dépendance de la constante de couplage (α_s) vis à vis de l'énergie.

Ainsi, la QCD se caractérise selon deux domaines en énergie. À grande échelle d'énergie, correspondant à de courtes inter-distances (typiquement $< 0.1\ fm$), les quarks peuvent être considérés comme libres et sans interaction. Dans ce domaine, dit de "liberté asymptotique", la constante de couplage est faible et autorise donc un traitement perturbatif de l'interaction en puissance de α_s. La QCD perturbative est prédictive et reproduit remarquablement bien les données en diffusion profondément inélastique ou en annihilation e^+e^-. Inversement à basse énergie, correspondant à l'échelle du nucléon ($\sim 1\ fm$), la constante de couplage devient suffisamment grande pour que le développement perturbatif ne soit plus réalisable. Dans ce domaine, la QCD non perturbative peut être traitée dans le cadre de techniques dites "QCD sur réseaux", mais à l'heure actuelle, les puissances de calcul nécessaires sont insuffisantes et nous ne pouvons faire l'économie d'approximations. D'autres méthodes recourent à des modèles plus "phénoménologiques" qui utilisent des degrés de liberté effectifs (quarks constituants, mésons,..) et dont les principaux paramètres sont fixés à partir d'observations expérimentales et/ou de principes fondamentaux de QCD. Ainsi, des mesures précises des propriétés du nucléon à basse énergie deviennent nécessaires et incontournables pour guider le travail théorique et donner des contraintes supplémentaires aux modèles.

[2]Notons toutefois que le dernier quark, le top, ne fut découvert qu'en 1994.

[3]Objets sensibles à l'interaction forte : hadros = fort en grec.

[4](uud) pour le proton et (udd) pour le neutron.

[5]Particule de spin demi-entier obéissant aux lois de la statistique de Fermi-Dirac.

Malgré un effort expérimental important, la structure du nucléon reste mal connue du fait de sa complexité. En effet, les quarks à l'intérieur du nucléon apparaissent exceptionnellement liés car le potentiel d'interaction génère un nombre important de gluons. Ceux-ci peuvent de plus se matérialiser, par fluctuations quantiques, en paires de quark-antiquark. La description du nucléon se complique donc, car aux trois quarks de valence est associée une mer virtuelle de gluons et de paires de quark-antiquark. La contribution de cette mer semble importante mais reste difficile à mesurer précisément. À titre d'exemple, la somme des masses[6] de ses trois quarks de valence ne représente que 1 % de la masse totale du nucléon. Ainsi 99 % de sa masse provient de la mer virtuelle, ou en d'autres termes de l'interaction forte entre quarks. De même, des mesures en diffusion profondément inélastique ont montré que les quarks de valence ne portent que 30 % du spin du nucléon [10]. Dans cette problématique, la question du rôle relatif des paires de quark-antiquark étranges est posée. En effet, l'étrangeté est la plus légère des saveurs ne possèdant pas de composante de valence, et la masse du quark étrange est inférieure ou proche de l'échelle d'énergie de QCD dans le nucléon ($\Lambda_{QCD} \sim 200\ MeV$). Elle est de ce fait largement favorisée par rapport aux saveurs lourdes (c, b et t) et contrairement aux saveurs légères qui possèdent aussi une contribution de valence, elle peut signer directement l'existence et l'influence de la dynamique des quarks de la mer [11]. La quantité $\Sigma_{\pi N}$ mesurée en diffusion pion-nucléon montre que du fait de sa masse, le quark étrange peut contribuer à hauteur de 15 % à la masse du nucléon [12]. De même, les données en diffusion profondément inélastique de leptons polarisés indiqueraient une contribution de la mer étrange au spin total du nucléon de l'ordre de -10 % [10]. Toutefois, au vu des approximations théoriques nécessaires lors de l'interprétation des données, ces résultats restent sujets à caution. Dans ce contexte, D. Kaplan et A. Manohar [11] ont montré que la mesure des facteurs de forme faibles du nucléon, combinée à la connaissance de ses facteurs de forme électromagnétiques, pouvait permettre d'accéder à la contribution du quark étrange aux distributions de charge et de magnétisation, et ceci avec un minimum d'hypothèses.

Ainsi pour cette étude, la diffusion élastique d'électrons s'avère de nouveau être une sonde privilégiée. L'interaction mise en jeu est l'interaction électro-faible qui fut parfaitement testée et validée au cours des quatre dernières décennies. En 1978, l'expérience pionnière de C. Prescott *et al.* [13] a ouvert de nouvelles perspectives en introduisant une technique expérimentale puissante : la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons. L'interaction faible est ainsi passée d'un sujet d'étude en soi, à un instrument de précision permettant de sonder la structure en quarks du nucléon au même titre que l'interaction électromagnétique. En particulier, la violation de parité en diffusion électron-nucléon procure une voie idéale pour appréhender la contribution du quark étrange à ses distributions de charge et de magnétisation [14]. D'énormes progrès techniques au niveau expérimental, en particulier les développements associés aux faisceaux d'électrons polarisés ont été réalisés. Ils permettent d'atteindre aujourd'hui des précisions au niveau du *ppm* (10^{-6}) sur les mesures d'asymétries. Cette précision expérimentale est suffisante pour déceler une contribution de l'étrangeté de l'ordre de 10 %, ce qui est l'ordre de grandeur observé dans d'autres secteurs. Ainsi depuis une dizaine d'années, un vaste programme expérimental est en cours, dans lequel prend place l'expérience G^0. Cette expérience et l'analyse des résultats de sa première phase aux angles avant consti-

[6] $m_u = 1.5-4\ MeV$, $m_d = 4-8\ MeV$, $m_s = 80-130\ MeV$, $m_c = 1.15-1.35\ GeV$, $m_b = 4.1-4.4\ GeV$, $m_t = 175\ GeV$ [5].

tuent l'objet de cette thèse.

Le premier chapitre expose tout d'abord les motivations physiques et les différents secteurs qui ont été explorés (masse, spin et impulsion). Le formalisme de la sonde électrofaible y sera développé ainsi que le principe de la mesure d'asymétrie de violation de parité. Le chapitre deux est dédié à la technique expérimentale et à la description de l'expérience G^0. Nous détaillerons les différents éléments du dispositif expérimental en portant une attention particulière aux propriétés du faisceau d'électrons du Jefferson Laboratory où se déroule l'expérience. Nous soulignerons les efforts menés pour maximiser la statistique tout en minimisant les sources d'erreurs systématiques. Les chapitres trois et quatre décriront le traitement des données collectées durant la phase "G^0 angles avant", phase à laquelle j'ai activement participé pour l'installation des détecteurs, la prise de données et leur analyse. Nous exposerons en détail les différentes étapes permettant de passer des taux de comptage mesurés à une asymétrie physique de violation de parité, en soulignant le travail fait pour l'estimation des erreurs systématiques. Enfin le chapitre cinq présentera l'interprétation physique des données de la phase "G^0 angles avant", puis après une courte introduction du cadre théorique, leur mise en contexte avec les autres expériences en cours.

Chapitre 1

Contenu étrange et sonde électro-faible

1.1 L'étrangeté dans le nucléon

Nous venons de voir en introduction que du point de vue de la théorie QCD, le nucléon est formé de trois quarks de valence (uud pour le proton et udd pour le neutron) plongés dans une mer virtuelle de paires de quark-antiquark ($q\bar{q}$) et de gluons. La question posée dans le cadre de cette thèse est de savoir quel rôle peut jouer cette mer virtuelle dans les propriétés du nucléon dans son état fondamental. Nous présentons tout d'abord les différentes mesures expérimentales sur la contribution des quarks étranges aux propriétés du nucléon, en particulier la masse, l'impulsion puis le spin. Après une introduction sur la sonde électro-faible, nous exposerons le principe de la mesure d'asymétries de violation de parité, permettant d'accéder à la contribution étrange aux distributions de charge et de magnétisation. Nous conclurons ce chapitre par la présentation du programme expérimental mondial en cours depuis une dizaine d'années.

1.1.1 Contribution de l'étrangeté à la masse

Une première observable intéressante concerne la contribution du quark étrange à la masse du nucléon. Celle-ci s'apparente à l'élément de matrice scalaire $\langle N|\bar{s}s|N\rangle$ via la quantité y définie par :

$$y = \frac{2\langle N|\bar{s}s|N\rangle}{\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d|N\rangle} \tag{1.1}$$

Nous allons voir que le cadre théorique des perturbations chirales fournit les outils pour estimer cette contribution [15]. Dans ce formalisme, la masse totale du nucléon M peut se développer selon trois termes :

$$M = m_0 + \sigma_s + \sigma \tag{1.2}$$

où m_0 représente la masse du nucléon à la limite chirale qui correspond au cas où les quarks sont de masse nulle. Cette masse m_0 est le terme dominant et résulte du contenu du nucléon en gluons et du condensat de paires $\bar{q}q$. Les quantités σ_s et σ caractérisent quant à elles la brisure de la symétrie chirale, et jouent de ce fait un rôle fondamental dans

la compréhension de QCD. Elles sont générées par la masse finie des quarks et s'expriment selon les éléments de matrice suivants [15] :

$$\sigma_s = \frac{m_s}{2M}\langle N|\bar{s}s|N\rangle \quad \text{et} \quad \sigma = \frac{\hat{m}}{2M}\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d|N\rangle \tag{1.3}$$

où $\hat{m} = \frac{1}{2}(m_u + m_d)$. De manière à introduire la contribution y du quark étrange à la masse du nucléon, le terme σ est généralement réécrit selon la relation [12] :

$$\sigma = \frac{\hat{m}}{2M}\frac{\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s|N\rangle}{1-y} \quad = \quad \frac{\hat{\sigma}}{1-y} \tag{1.4}$$

La grandeur $\hat{\sigma}$ s'obtient directement à travers la brisure de symétrie $SU(3)_f$, observée par les différences de masses à l'intérieur de l'octet des baryons. Au premier ordre, elle s'exprime comme [16] :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma} &= \frac{\hat{m}}{2M}\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d - 2\bar{s}s|N\rangle \\ &\simeq \frac{\hat{m}}{m_s - \hat{m}}\left(M_\Xi + M_\Sigma - 2M_N\right) \simeq 25\ MeV \end{aligned} \tag{1.5}$$

Cette quantité atteint une valeur de $36 \pm 7\ MeV$, lorsque les corrections chirales d'ordres supérieurs sont prises en compte [16, 17].

Ainsi, pour extraire la contribution étrange y à travers la relation 1.4, il ne reste plus qu'à déterminer le commutateur σ. Cependant, cela ne peut pas se faire par une voie expérimentale directe. Il est nécessaire d'utiliser une relation obtenue par application de la symétrie chirale à basse énergie :

$$\Sigma_{\pi N} = \sigma(2m_\pi^2) + \Delta R \tag{1.6}$$

où ΔR est une correction résiduelle et $\Sigma_{\pi N}$ l'amplitude de diffusion isoscalaire pion-nucléon au point non-physique dit de "Cheng-Daschen" [18] :

$$\Sigma_{\pi N} = F_\pi^2 \bar{D}^+(\nu = 0, t = 2m_{\pi^2}) \tag{1.7}$$

avec F_π la constante de décroissance du pion ($F_\pi = 92.4\ MeV$), $\bar{D}^+$ l'amplitude de diffusion πN isoscalaire, ν la variable d'énergie croisée et t le quadri-moment transféré [12]. Il faut donc calculer la correction ΔR, déterminer la différence $\Delta\sigma \equiv \sigma(2m_\pi^2) - \sigma(0)$, et enfin extrapoler les mesures expérimentales de diffusion πN réalisées dans la région physique ($t < 0$) au point de Cheng-Daschen ($t = 2m_{\pi^2}$). La correction résiduelle ΔR, relativement faible ($\sim 2MeV$), est obtenue via la théorie des perturbations chirales étendue au domaine des baryons lourds HBχPT[1]. La différence $\Delta\sigma$ est obtenue par une analyse faisant intervenir les relations de dispersion [19] : $\Delta\sigma = 15.2 \pm 0.4\ MeV$. À l'heure actuelle, ces deux grandeurs font l'objet d'un consensus.

La principale difficulté résulte en fait de la détermination du terme $\Sigma_{\pi N}$. Ceci provient non seulement de la dispersion des données expérimentales, mais également des différentes

[1]Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory.

techniques d'extrapolation au point de Cheng-Dashen. Ainsi, les valeurs de $\Sigma_{\pi N}$ publiées varient typiquement entre 60 [12] et 80 MeV [20], correspondant à une valeur du terme σ comprise entre 45 et 65 MeV. En utilisant la valeur $\Sigma_{\pi N} = 60\ MeV$, nous obtenons $y \sim 0.2$. Ceci correspond à une contribution du quark étrange à la masse du nucléon relativement importante :

$$m_s \langle p|\bar{s}s|p\rangle \sim 130\ MeV \tag{1.8}$$

En outre, deux calculs basés sur QCD sur réseau ont été menés récemment afin de déterminer directement le commutateur σ et la grandeur y. Ces deux analyses théoriques assignent à la saveur étrange une contribution qui est soit deux fois supérieure [21], soit proche de zéro [22]. Au vu de la dispersion des différentes analyses, la valeur "canonique" de 130 MeV doit être interprétée avec beaucoup de précautions, et il semble raisonnable de lui assigner une erreur relative de 100 %. Notons enfin que le terme $\Sigma_{\pi N}$ ne reflète que la contribution provenant de la masse non nulle du quark étrange [23] ; l'étrangeté pouvant également contribuer à la masse du nucléon à travers les termes d'énergie potentielle et cinétique.

1.1.2 Contribution de l'étrangeté à l'impulsion

En ce qui concerne la structure en impulsion du nucléon, celle-ci peut être obtenue à partir de la diffusion profondément inélastique (DIS)[2] lepton-nucléon. La section efficace de diffusion DIS se caractérise à l'aide de trois fonctions de structure W^1, W^2 et W^3, qui ne dépendent que du quadri-moment $\left(q = (\nu, \vec{q}),\ Q^2 = -q^2\right)$ et de l'énergie (ν) transférés par le lepton initial au nucléon ($\vec{q} = \vec{p_i} - \vec{p_f}$ et $\nu = E_i - E_f$). La valeur de Q^2 caractérise la résolution spatiale de la sonde et pour des valeurs suffisamment grandes, les objets sondés sont directement les quarks à l'intérieur du nucléon. En introduisant la variable d'échelle de Björken x :

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{1.9}$$

on montre qu'à la limite où $Q^2 \to \infty$ les fonctions de structure $W^{1,2,3}$ ne dépendent que de cette variable d'échelle ; cette dernière s'interprétant comme la fraction d'impulsion portée par l'objet sondé. Nous obtenons alors les relations [24] :

$$F_1(x) = \sum_q \frac{1}{2}\ e_q^2\ q(x) = \lim_{Q^2\to\infty} MW^1(Q^2, \nu) \tag{1.10}$$

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2\ x\ q(x) = \lim_{Q^2\to\infty} \nu W^2(Q^2, \nu) \tag{1.11}$$

où e_q est la charge du quark q et $q(x)$ la densité de probabilité que les quarks de saveur q transporte une fraction x de l'impulsion du nucléon. Ainsi la mesure de la section efficace en diffusion profondément inélastique nous procure l'information sur les distributions en impulsion des quarks à l'intérieur du nucléon. On raisonne alors en terme de fonctions de structure de quark individuelles ($q(x)$ et $\bar{q}(x)$), le développement s'effectuant sur les quarks de valence mais également sur les saveurs des quarks n'apparaissant que dans la mer.

[2]Deep Inelastic Scattering. On parle de diffusion profondément inélastique lorsque l'énergie et le quadri-moment transférés (ν et Q^2) par le lepton initial tendent vers l'infini pour une valeur de x fixée ($x = \frac{Q^2}{2M\nu}$).

En ce qui concerne la contribution de la saveur étrange à l'impulsion ($s(x)$ et $\bar{s}(x)$), celle-ci est principalement recherchée via la production de charme en diffusion de neutrino νN (ou d'antineutrino $\bar{\nu} N$) profondément inélastique :

$$\begin{array}{ll} \nu_\mu + s \rightarrow \mu^- + & c + X \\ & \hookrightarrow s + \mu^+ \nu_\mu \\ \bar{\nu}_\mu + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + & \bar{c} + X \\ & \hookrightarrow s + \mu^+ \nu_\mu \end{array} \tag{1.12}$$

Il existe toutefois un canal similaire produisant du charme : $\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + c + X$. Cependant les probabilités des canaux (s-c) et (d-c) sont respectivement proportionnelles aux quantités ($\cos^2\theta_C$) et ($\sin^2\theta_C$), où θ_C représente l'angle de Cabbibo de la matrice CKM[3]. Celui-ci étant extrêmement faible ($\sin^2\theta_C \simeq 4.10^{-2}$ [5]), le canal d-c est fortement supprimé, et l'observation d'une paire $\mu^+\mu^-$ signe directement l'interaction $\nu_\mu s$ (ou $\bar{\nu_\mu}\bar{s}$).

De telles mesures ont été réalisées par les collaborations CCFR [25] et NuTEV [26] qui indiquent toutes deux que les contributions $s(x)$ et $\bar{s}(x)$ deviennent non négligeables pour des valeurs de $x < 1$. En supposant les distributions $s(x)$ et $\bar{s}(x)$ identiques, l'analyse de leurs données montre que les quarks et antiquarks étranges contribuent chacun à hauteur de 2 % à l'impulsion totale du nucléon. Une autre analyse récente menée par Barone *et al.* consiste à ajuster les données mondiales de sections efficaces DIS [27]. Leur étude montre que l'accord avec les données est significativement amélioré lorsque la contrainte $s(x) = \bar{s}(x)$ est relachée. En accord avec les prédictions théoriques basées sur le modèle dit de "light-cone"[28], la distribution $\bar{s}(x)$ semblerait légèrement plus étalée, avec une valeur moyenne centrée à plus grand x. Notons que dans un futur proche la distinction entre $s(x)$ et $\bar{s}(x)$ sera également réalisée par l'expérience NuTeV [29].

La diffusion profondément inélastique nous procure donc une observation directe de la contribution de la saveur étrange à l'impulsion du nucléon. La contribution totale $(s + \bar{s})(x)$ est de l'ordre de 4 %, et plusieurs indications tendent à remettre en cause la symétrie $s(x) = \bar{s}(x)$.

1.1.3 Contribution de l'étrangeté au spin

Le spin du nucléon, qui est égal à 1/2, résulte de celui de ses constituants que sont les quarks et les gluons. Ces composants contribuent non seulement à travers leurs spins intrinsèques (valant 1/2 pour les quarks et 1 pour les gluons), mais également de manière dynamique à travers leurs moments cinétiques orbitaux. Ainsi, le spin total du nucléon se développe comme :

$$J = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g = \frac{1}{2} \tag{1.13}$$

où $\Delta\Sigma$ et ΔG sont les contributions respectives des quarks et des gluons associées à leur spin, et L_q et L_g à leurs moments cinétiques orbitaux.

[3]Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

La diffusion profondément inélastique polarisée est la méthode expérimentale qui fut la plus utilisée pour extraire la contribution $\Delta\Sigma$. La toute première expérience "historique", EMC [10] réalisée au CERN, reste encore célèbre de par la "crise du spin" qu'elle souleva. Les résultats obtenus montraient que la contribution totale des quarks au spin du nucléon était compatible avec zéro : $\Delta\Sigma = 0.12 \pm 0.17$, alors que dans le cadre du modèle des partons[4], cette quantité devait être égale à l'unité. Ces résultats ont par la suite été confirmés et affinés par plusieurs expériences en diffusion d'électrons ou de muons polarisés, sur des cibles de protons et de deutons. Menées au CERN (SMC), à DESY (HERMES) et au SLAC (E154 et E155), elles ont fourni à la communauté une quantité importante de données [30].

Nous avons vu précédemment que la diffusion profondément inélastique inclusive de leptons sur une cible de nucléons permet d'accéder à la fonction de structure $F_1(x)$. De façon similaire, la diffusion profondément inélastique inclusive de leptons polarisés sur des nucléons polarisés donne accès à la fonction de structure polarisée, notée $g_1(x)$:

$$g_1(x) \equiv \frac{1}{2}\sum_q e_q^2 \ [\Delta q(x) + \Delta\bar{q}(x)] \tag{1.14}$$

où les quantités $q^{\uparrow}(x)$ (resp. $q^{\downarrow}(x)$) représentent les fonctions de structure polarisées du quark q dont l'orientation du spin est parallèle (resp. antiparallèle) à celui du nucléon et $\Delta q(x) = q^{\uparrow}(x) - q^{\downarrow}(x)$. La contribution totale de la saveur de quark q au spin du nucléon s'obtient alors par intégration sur la totalité du domaine en x :

$$\Delta q \ \equiv \ \int_0^1 \ \Delta q(x)\ dx \tag{1.15}$$

Dans le modèle des partons, et en négligeant les contributions des saveurs lourdes (c, b et t), la détermination complète de $g_1(x)$ en cibles de proton et de neutron nous donne les deux combinaisons suivantes :

$$\Gamma_1^p \ \equiv \ \int_0^1 g_1^p(x)dx \ = \ \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) \tag{1.16}$$

$$\Gamma_1^n \ \equiv \ \int_0^1 g_1^n(x)dx \ = \ \frac{1}{2}\left(\frac{1}{9}\Delta u + \frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) \tag{1.17}$$

En supposant que la symétrie de saveur $SU(3)_f$ est vérifiée à l'intérieur de l'octet des baryons[5], la décroissance β des hypérons nous donne deux combinaisons linéaires supplémentaires que sont les charges axiales a_3 et a_8 :

$$a_3 \ = \ \Delta u - \Delta d \ = \ F + D \ = \ 1.2601 \pm 0.0025 \tag{1.18}$$

$$a_8 \ = \ \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \ = \ 3F - D \ = \ -0.60 \pm 0.12 \tag{1.19}$$

En combinant toutes ces informations, il nous est ainsi possible d'extraire chacune des contributions : Δu, Δd et Δs. Cependant, outre le fait que la symétrie de saveur $SU(3)_f$

[4]Dans ce modèle, le nucléon est seulement composé de ses trois quarks de valence, ne possédant pas de moment orbital : $L_q = L_g = \Delta G = 0$.

[5]$\Delta\bar{u} = \Delta\bar{d} = \Delta\bar{s} = \Delta s = \Delta\bar{q}$.

est une symétrie brisée, deux autres considérations peuvent compliquer l'interprétation des données et l'extraction de Δs.

La première incertitude provient de la difficulté expérimentale d'accéder au domaine $x \to 0$, alors que parallèlement les fonctions de structure polarisée semblent augmenter significativement dans ce domaine et qu'aucun support théorique fiable n'est disponible [31]. Bien que les différentes expériences en diffusion leptonique inclusive atteignent aujourd'hui $x = 3{\cdot}10^{-3}$, l'extrapolation des données vers 0 reste une source d'incertitude problématique. La méthode la plus utilisée est l'extrapolation "Regge", qui revient à supposer $g_1(x)$ quasi-constante pour $x < 0.003$ [32].

Le deuxième point concerne la prise en compte des ordres supérieurs de la QCD. Le terme axial mesuré en diffusion profondément inélastique polarisée est également sensible à la présence des gluons et s'écrit [32] :

$$a_q = \langle N|\bar{q}\gamma^5 q|N\rangle = \Delta q - \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G \tag{1.20}$$

où le terme $\left(\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G\right)$, communément nommé "anomalie axiale gluonique", modifie également les relations 1.16 et 1.17 :

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) - 3\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G \tag{1.21}$$

$$\Gamma_1^n = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{9}\Delta u + \frac{4}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s\right) - 3\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G \tag{1.22}$$

La détermination de $\Delta\Sigma$ et Δs passe alors par la connaissance de cette contribution des gluons ΔG. La première mesure a été réalisée par l'expérience E581/704 au FNAL [33]. Bien que d'autres mesures ont été réalisées par la suite, les incertitudes statistiques et systématiques restent à l'heure actuelle beaucoup trop importantes et même le signe de ΔG est encore incertain [34]. Trois collaborations que sont COMPASS au CERN [35], HERMES à HERA [36] et PHENIX au RHIC [37] devraient donner des indications précises dans les années à venir. Ainsi, nous mesurons expérimentalement [38] :

$$\Delta\Sigma - 3\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G = 0.27 \pm 0.13 \tag{1.23}$$

En supposant que la contribution ΔG soit nulle et que la symétrie $SU(3)_f$ soit vérifiée, la contribution du quark étrange au spin du nucléon Δs s'élève à -10 % (cf. relations 1.18 et 1.19). En prenant en compte les incertitudes sur ΔG et l'erreur sur la brisure de la symétrie $SU(3)_f$, les valeurs de Δs varient typiquement entre -0.2 et 0 environ.

Nous voyons qu'aucune des observables physiques présentées précédemment ne permet d'affirmer avec certitude que la saveur étrange joue un rôle non négligeable dans les propriétés du nucléon. Toutefois aucun argument théorique ne l'interdit. La suite de ce chapitre est dédiée aux concepts et à la méthode expérimentale permettant d'accéder à la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électro-faibles du nucléon. Celle-ci s'apparente au secteur vectoriel $\langle p|\bar{s}\gamma^\mu s|p\rangle$ et peut être déterminée à partir de mesures d'asymétries de violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon. Nous verrons que contrairement aux trois autres secteurs (impulsion, spin et masse), les approximations théoriques nécessaires à l'interprétation des données sont relativement bien contrôlées.

1.2 Sonde électro-faible et violation de parité

L'expérience G^0 est une mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-nucléon. Ce paragraphe présente alors le formalisme de la diffusion électron-nucléon et des deux interactions mises en jeu : l'interaction électromagnétique et l'interaction faible neutre. Une première partie décrit brièvement la symétrie de parité et la mise en évidence de la violation de cette symétrie par l'interaction faible. Les deux interactions seront ensuite présentées dans le cadre de l'unification électro-faible du modèle standard. Une présentation des facteurs de forme électro-faibles du nucléon, dérivés des propriétés des courants, concluera naturellement cette partie.

1.2.1 La symétrie de parité

La symétrie de parité est une symétrie discrète, se définissant comme le renversement du système de coordonnées par rapport à l'origine : $\mathcal{P}(\vec{r},t) = (-\vec{r},t)$. Elle peut se décomposer en une symétrie par rapport à un plan passant par l'origine O, suivie d'une rotation de 180^0 autour de la normale à ce plan passant par O. D'après l'invariance par rotation d'un système isolé, correspondant à la conservation du moment cinétique total, cette symétrie se réduit à une symétrie plan, ou symétrie miroir. L'opérateur parité $\mathcal{P}$ possède alors deux valeurs propres discrètes $(+1)$ et (-1), que l'on utilise pour caractériser les grandeurs physiques (cf. tableau 1.1). Nous définissons les objets de parité positive $(+)$, que sont les quantités scalaires (énergie, masse,...) et pseudo-vectorielles[6] (spin, champ magnétique,...). Les grandeurs de parité négative $(-)$ sont les quantités vectorielles (position, impulsion,...) ou pseudo-scalaires (hélicité,...).

TAB. 1.1 – Grandeurs physiques et valeurs propres par symétrie de Parité.

scalaire	$(E, m, ..)$	$\mathcal{P}(\vec{u}.\vec{v})$	$= + \vec{u}.\vec{v}$
vecteur	$(\vec{r}, \vec{p},..)$	$\mathcal{P}(\vec{u})$	$= - \vec{u}$
pseudo-scalaire	$(\vec{s}.\vec{p}, ..)$	$\mathcal{P}(\vec{u} \wedge \vec{v}.\vec{w})$	$= - \vec{u} \wedge \vec{v}.\vec{w}$
pseudo-vecteur (axial)	$(\vec{s}, \vec{B},..)$	$\mathcal{P}(\vec{u} \wedge \vec{v})$	$= + \vec{u} \wedge \vec{v}$

Parmi les quatre interactions fondamentales, l'interaction faible est la seule à violer cette symétrie. Cette particularité fut postulée pour la première fois en 1956 par T. D. Lee et C. N. Yang [39], pour expliquer certaines propriétés des désintégrations faibles des Kaons. Ils proposèrent, en même temps, toute une série de mises en évidence expérimentales, en particulier l'étude de la décroissance β du noyau de Cobalt 60 polarisé :

$$^{60}\vec{C}o(J=5) \;\rightarrow\; ^{60}\vec{N}i(J=4) + e^- + \bar{\nu_e}$$

Cette mesure fut réalisée la même année par C. S. Wu [40]. L'expérience consistait à aligner le spin de l'échantillon de Cobalt, donc le spin[7] des électrons issus de la décroissance β, par application d'un champ magnétique orienté soit vers le haut $(\uparrow)$, soit vers le bas $(\downarrow)$. Le dispositif expérimental restait inchangé et la détection des électrons se faisait vers le haut. Cela revenait à fixer l'orientation du spin des électrons β $(\vec{s})$, et à renverser de 180^o le dispositif expérimental ($\vec{r}$ et $\vec{p}$). En renversant le champ magnétique, nous avons donc deux mesures symétriques par opération de parité. Au cours de l'expérience, le nombre

[6] Les quantités pseudo-vectorielles sont également nommées axiales ou vecteur-axiales.
[7] Par conservation du moment cinétique total.

d'électrons détectés (d'impulsion $\uparrow$) était différent selon l'orientation du champ (ou de façon équivalente du spin de l'électron). L'amplitude du processus faible de désintégration β dépendait ainsi de l'orientation du spin de l'électron par rapport à son impulsion, ou en d'autres termes de la quantité pseudo-scalaire qu'est son hélicité :

$$h = \vec{s}.\vec{p} = \pm 1 \tag{1.24}$$

avec $\vec{s}$ et $\vec{p}$ les directions du spin et de l'impulsion de l'électron. L'hypothèse selon laquelle l'interaction faible viole la parité a donc été vérifiée.

Notons que cette expérience pose les fondements des expériences présentées dans cette thèse. Dès lors qu'il est difficile, voir souvent impossible de renverser l'ensemble du dispositif expérimental de 180^o, on renverse un champ externe. Le test de parité consiste alors à construire une quantité pseudo-scalaire à partir du champ externe et des observables de la réaction, puis à mesurer sa dépendance en fonction de l'orientation du champ [41]. La mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon suit exactement ce principe. Elle consiste à mesurer la section efficace de diffusion élastique en fonction de l'hélicité de l'électron, le dispositif expérimental restant inchangé.

1.2.2 Les interactions électro-faibles

Après une brève introduction sur les interactions électromagnétique et faible et leur modèle d'unification, nous introduirons les courants électro-faibles pour le cas des fermions élémentaires, particules ponctuelles de spin 1/2. Ceux-ci seront généralisés par la suite au cas du nucléon.

• L'interaction électromagnétique

De par le nombre important de phénomènes physiques dont elle est responsable (optique, physique atomique, rayonnement des corps noirs,...), l'interaction électromagnétique est la plus étudiée et la mieux connue des quatre interactions fondamentales. Elle est formalisée avec succès en théorie des champs par l'électrodynamique quantique QED. C'est une théorie de jauge invariante sous les transformations locales du groupe de symétrie $U(1)_{em}$, qui sont engendrées par l'opérateur charge électrique. Le boson de jauge de l'interaction est le photon γ, de masse nulle et de spin 1. L'intensité du couplage électromagnétique est caractérisée par la constante de structure fine [5] :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} \sim 1/137 \tag{1.25}$$

• L'interaction faible

La première théorie de l'interaction faible fut formulée en 1934 par E. Fermi et reposait sur l'hypothèse d'un courant vecteur-vecteur, d'intensité donnée par la constante de Fermi [5] :

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} \sim 1.166\ 10^{-5}\ GeV^{-2} \tag{1.26}$$

C'est une interaction à courte distance ($\sim 10^{-17}\ m$), s'expliquant par l'échange de boson massif de spin 1. Afin de rendre compte de la violation de parité, Feynmann et Gell-Mann

introduisent en 1957 le couplage V-A [42]. Les bispineurs de Dirac ψ sont décomposés en deux états de chiralité gauche et droite ψ_R et ψ_L, obtenus via deux projecteurs P_R et P_L :

$$\psi_R = P_R\psi = \frac{1}{2}(1+\gamma^5)\psi \ , \qquad \psi_L = P_L\psi = \frac{1}{2}(1-\gamma^5)\psi \tag{1.27}$$

Le courant faible est alors construit comme la différence entre un couplage vectoriel γ^μ de parité (+) et d'un couplage axial $\gamma^\mu\gamma^5$ de parité (−). Afin d'expliquer aussi bien la décroissance faible du neutron que celle du muon, le boson d'échange existe sous deux états de charge notés W^+ et W^-. De par la symétrie $SU(2)$ d'isospin faible, ces bosons doivent faire partie d'un triplet d'isospin T=1, ce qui implique l'existence d'un troisième boson neutre noté Z^0. La prédiction du courant faible neutre est confirmé en 1975 au CERN en diffusion élastique ν_μ-électron par le détecteur Gargamelle [43]. Les bosons de l'interaction faible ont finalement été détectés et leurs masses mesurées précisément à partir de 1983 au CERN [44] :

$$M_W = 80.419 \ \pm 0.056 \quad GeV/c^2 \tag{1.28}$$
$$M_{Z^0} = 91.1882 \pm 0.0022 \ GeV/c^2 \tag{1.29}$$

• Unification électro-faible : théorie GSW

En 1967 et suite aux travaux successifs de trois physiciens Glashow, Salam et Weinberg [45, 46, 47], les interactions électromagnétique et faible sont unifiées dans le cadre d'une même théorie de jauge. C'est la théorie électro-faible GSW basée sur le groupe de symétrie $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$. Avec la théorie $SU(3)_c$ de la chromodynamique quantique, elle constitue le cadre théorique du modèle standard décrivant les constituants élémentaires et les quatre interactions fondamentales.

Le groupe de symétrie $SU(2)_L$ est associé à un nouveau nombre quantique : la charge d'isospin faible T. Les fermions de chiralité gauche sont alors classés en doublets d'isospin faible $T = \frac{1}{2}$, $T_3 = \pm\frac{1}{2}$:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

et les fermions de chiralité droite[8] en singlets d'isospin nul $T = 0$:

$$e_R, \quad \mu_R, \quad \tau_R, \quad u_R, \quad d_R, \quad s_R, \quad c_R, \quad b_R, \quad t_R$$

Les champs de jauge associés à ce groupe de symétrie correspondent à un triplet de bosons (W^1_μ, W^2_μ, W^3_μ) de masse nulle, d'isospin faible $\vec{T} = \vec{1}$ et de constante de couplage g. Le nombre quantique associé au groupe de symétrie $SU(1)_Y$ est l'hypercharge Y définie par : $Y = 2(Q - T_3)$ avec Q la charge électrique. Ainsi les membres d'un même doublet d'isospin faible portent une même hypercharge, mais une charge électrique différente (cf. tableau 1.2). Le boson de jauge associé au groupe $SU(1)_Y$ est le boson B^0_μ, de masse nulle, d'isospin $\vec{T} = \vec{0}$ et caractérisé par une nouvelle constante de couplage notée g'. Les bosons $W^{1,2,3}_\mu$ et B^0_μ sont introduits sans masse dans ce modèle afin que celui-ci soit renormalisable et conserve la symétrie exacte du groupe $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$. Ainsi l'isospin faible est conservé

[8] Les neutrinos n'existent (ou n'interagissent) que dans l'état de chiralité gauche.

lors d'échanges de bosons $W_\mu^{1,2,3}$ et l'hypercharge lors d'échanges de bosons B_μ^0. Enfin les bosons vecteurs de l'interaction électro-faible se définissent à partir de combinaisons linéaires de ces champs de jauge. La violation de parité étant totale lors de l'échange des bosons chargés $W_\mu^\pm$, ils sont construits à partir des deux bosons $W_\mu^{1,2}$ du groupe $SU(2)_L$. La parité étant violée partiellement lors de l'interaction faible neutre, et conservée lors de l'interaction électromagnétique, les bosons neutres Z^0 et γ sont construits comme deux états orthogonaux de $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$:

$$W_\mu^\pm = \left(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2\right)/\sqrt{2} \tag{1.30}$$

$$Z_\mu^0 = W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu^0 \sin\theta_W \tag{1.31}$$

$$A_\mu = W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu^0 \cos\theta_W \tag{1.32}$$

où θ_W représente le mélange entre les groupes de symétrie $SU(2)_L$ et $SU(1)_Y$. Cet angle de mélange, aussi appelé angle de Weinberg, s'obtient à partir du rapport des constantes de couplage g et g'. D'autres relations sont obtenues du fait que le photon ne se couple qu'aux fermions chargés avec une intensité e :

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g} \quad , \quad e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}} \quad , \quad \sin^2\theta_W = \frac{g'^2}{\sqrt{g^2+g'^2}} \tag{1.33}$$

L'angle θ_W a été mesuré pour la première fois par l'expérience E-122 [13] au SLAC. De par les nombreuses mesures effectuées au SLAC et au CERN, celui-ci est maintenant connu avec une très bonne précision au pôle du Z^0 [5][9] :

$$\sin^2\theta_{W(m_{Z^0})} = 0.23120 \pm 0.00015 \tag{1.34}$$

Fermions	Familles	Q	T_3	Y
leptons	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	0 −1	1/2 −1/2	−1 −1
	$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$	−1	0	−2
quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_L \begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_L$	2/3 −1/3	1/2 −1/2	1/3 1/3
	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}_R \begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}_R \begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}_R$	2/3 −1/3	0 0	4/3 −2/3

TAB. 1.2 – Valeurs de la charge électrique, de la troisième composante de l'isospin faible T_3 et de l'hypercharge Y associée au groupe de symétrie électro-faible $SU(2)_L \bigotimes U(1)_Y$.

Notons qu'à ce stade, les bosons vecteurs de l'interaction faible ne sont toujours pas massifs. Ceci peut être résolu en introduisant quatre nouveaux champs scalaires. Ceux-ci possèdent une symétrie de jauge spontanément brisée en-dessous d'une certaine échelle d'énergie. Du fait de cette brisure de symétrie, ou mécanisme de Higgs [48], trois champs scalaires sont absorbés par les bosons faibles et leur octroient une masse. Le photon γ reste pour sa part sans masse en imposant que le quatrième champ reste libre. Depuis une trentaine d'années, le modèle standard a été intensivement testé et jusqu'à présent

[9] La valeur "effective" de $\sin^2\theta_{W(m_{Z^0})}$ au pôle du Z^0 prend en compte les corrections quantiques d'ordres supérieurs.

aucune déviation significative à ses prédictions n'a été observée. Cependant, l'existence du boson de Higgs reste encore à prouver. Les mesures réalisées au LEP donnent une limite inférieure sur sa masse $M_H > 114\ GeV$ [5]. Il est actuellement recherché par l'expérience D0 au Tevatron et le sera prochainement au LHC par les expériences ATLAS et CMS.

• Les courants électro-faibles fermioniques

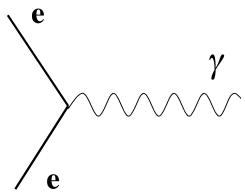
Nous détaillons maintenant les courants associés à l'interaction électromagnétique et faible (les diagrammes de Feynman utilisés illustrent la discussion pour le cas spécifique de la diffusion d'électron). Dans le cas des leptons et des quarks qui sont des particules ponctuelles de spin 1/2, les courants électro-faibles s'écrivent à partir des courants de Dirac vectoriel et axial :

$$j_\mu = \bar{u}\gamma^\mu u \tag{1.35}$$
$$j_5 = \bar{u}\gamma^\mu\gamma^5 u \tag{1.36}$$

où u et $\overline{u}$ $(= u^+\gamma^0)$ sont respectivement les bispineurs de Dirac de l'électron ou du quark dans l'état initial et final, γ^μ les quatre matrices de Dirac (γ^0, γ^1, γ^2, γ^3) et $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

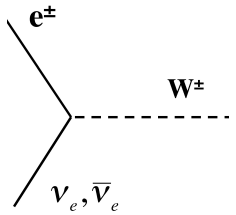
Le courant électromagnétique correspondant au couplage d'un lepton (ou d'un quark) à un photon virtuel est d'origine vectoriel et s'écrit :

$$j_\mu^\gamma = -iQ\overline{u}\gamma^\mu u \tag{1.37}$$



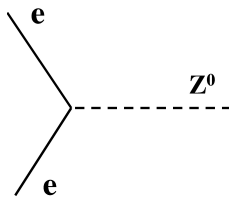
avec Q la charge électrique. Les courants faibles sont quant à eux décrits à partir de deux types de couplage. Les courants chargés (échange de bosons $W^\pm$) ne se couplent qu'aux états d'isospin faible $T = 1/2$. La violation de parité est totale et les courants fermioniques prennent la forme :

$$j_\mu^{W^\pm} = -i\frac{g}{\sqrt{2}}u_\nu\left[\gamma^\mu\frac{1}{2}(1-\gamma^5)\right]\bar{u}_e \tag{1.38}$$



L'interaction faible neutre, via l'échange d'un boson Z^0, dépend de la charge électrique et de l'angle de mélange. Dans ce cas, la violation de parité est partielle et le courant faible neutre s'exprime à partir de constantes de couplage vectoriel et axial :

$$j_\mu^{Z^0} = -i\frac{g}{4\cos\theta_W}\bar{u}\left[\gamma^\mu(c_V^f + c_A^f\gamma^5)\right]u \tag{1.39}$$



Ces constantes de couplage, reportées dans le tableau 1.3, s'expriment comme :

$$c_V^f \;=\; 2\left(T_3 - 2Q\sin^2\theta_W\right) \quad et \quad c_A^f = -2T_3 \tag{1.40}$$

Notons que du fait de la compensation accidentelle $\sin^2\theta_W \simeq 1/4$, la constante de couplage vectoriel des leptons chargés est particulièrement petite. Ainsi, en diffusion élastique électron-nucléon eN, le couplage faible au vertex électron sera essentiellement axial.

Fermions	Familles	Q	c_V^f	c_A^f
leptons	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}$	0 -1	1 $-1+4\sin^2\theta_W$	-1 1
quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}$	$2/3$ $-1/3$	$1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W$ $-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	-1 1

TAB. 1.3 – Valeurs de la charge électrique Q, et des constantes de couplage faible vectoriel c_V^f et axial c_A^f des familles de leptons et de quarks, dans le cadre du Modèle Standard.

1.2.3 Les facteurs de forme électro-faibles du nucléon

Nous allons maintenant nous intéresser à la diffusion élastique électron-nucléon eN, au cours de laquelle l'électron diffuse sur le nucléon via l'échange d'un photon virtuel γ^* ou d'un boson neutre Z^0 (cf. diagrammes 1.1). Nous resterons tout d'abord dans le cadre de l'approximation de Born, ou premier ordre, correspondant à l'échange d'un seul boson.

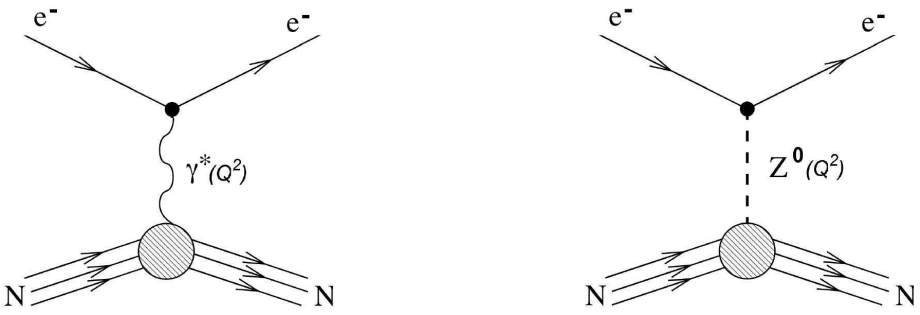


FIG. 1.1 – Diagrammes de Feynman de la diffusion élastique eN au premier ordre, via l'échange d'un photon virtuel γ^* (à gauche), ou d'un boson neutre Z^0 (à droite).

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, les sections efficaces d'interaction s'obtiennent par l'écriture préalable des courants de Noether, conservés, et associés aux particules intervenant dans l'état initial et final. Nous avons déjà introduit l'expression de ces courants électro-faibles, pour le cas de l'électron, fermion ponctuel de spin 1/2. Par contre, le nucléon n'étant pas ponctuel, le courant électro-faible au vertex hadronique ne peut plus s'écrire comme un simple courant de Dirac (cf. équations 1.35 et 1.36). Il sera une somme des courants de ses constituants et dépendra de leur organisation. Le courant est alors paramétrisé par des quantités globales appelées facteurs de forme.

Rappelons que l'objectif de l'expérience G^0 et du programme expérimental qui sera présenté en section 1.5.5, est de déterminer la contribution du quark étrange à ces facteurs de forme électro-faibles. Cette section introduit le formalisme et l'interprétation physique qui peut en être faite. La discussion quant à l'état actuel de leur connaissance est reportée en section 5.1.1.

• **Les facteurs de forme électromagnétiques**

Dans l'approximation de Born, l'amplitude de diffusion électromagnétique de diffusion élastique eN s'exprime comme :

$$\mathcal{M}^{\gamma} = j_{\nu}^{\gamma,e} \left(\frac{g^{\mu\nu}}{Q^2} \right) \mathcal{J}_{\mu}^{\gamma,N} \tag{1.41}$$

avec $j_{\nu}^{\gamma,e}$ le courant électromagnétique au vertex leptonique (cf. équation 1.37), $(g^{\mu\nu}/Q^2)$ le propagateur du photon, et enfin $\mathcal{J}_{\mu}^{\gamma,N}$ le courant électromagnétique au vertex hadronique. Celui-ci s'obtient par l'écriture du courant de Noether le plus général, auquel sont appliquées toutes les lois de conservation associées à l'interaction électromagnétique (conservation de la charge, conservation de la parité, invariance par renversement du temps). Pour le nucléon de spin 1/2, il ne reste finalement que deux termes vectoriels :

$$\mathcal{J}_{\mu}^{\gamma,N} \;=\; (-ie)\, \bar{\mathcal{U}} \left[\gamma_{\mu} F_1^{\gamma,N}(Q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^{\nu}}{2M_N} F_2^{\gamma,N}(Q^2) \right] \mathcal{U} \tag{1.42}$$

où $\mathcal{U}$ et $\bar{\mathcal{U}}$ sont respectivement les bispineurs des nucléons dans l'état initial et final, e la charge de l'électron, M_N la masse du nucléon et $\sigma^{\mu\nu} = i/2(\gamma^{\mu}\gamma^{\nu} - \gamma^{\nu}\gamma^{\mu})$. Les termes $F_1^{\gamma}(Q^2)$ et $F_2^{\gamma}(Q^2)$ sont les facteurs de forme électromagnétiques de Pauli-Dirac. Ils sont introduits devant chaque terme, de manière *ad hoc*, et caractérisent ainsi la structure interne du nucléon. On montre que ces quantités ne dépendent que du quadri-moment transféré entre l'électron et le nucléon [24], et donc de la résolution spatiale de la sonde. Pour alléger les écritures, cette dépendance en Q^2 sera implicite par la suite. À la limite des bas transferts $(Q^2 \to 0)$, les facteurs de forme décrivent les propriétés statiques du nucléon. Pour $Q^2 = 0$, $F_1^{\gamma,N}(0)$ s'identifie à la charge Q_N du nucléon, et $F_2^{\gamma,N}(0)$ à la correction k_N, ou partie anomale du moment magnétique[10] :

$$\mu_{(n,p)} = (Q_N + k_N)\mu_N \tag{1.43}$$

Nous utilisons communément les facteurs de forme de Sachs électrique $G_E^{\gamma,N}$ et magnétique $G_N^{\gamma,N}$, construits à partir de combinaisons linéaires de $F_1^{\gamma,N}$ et $F_2^{\gamma,N}$ [49] :

$$G_E^{\gamma,N} \;=\; F_1^{\gamma,N} - \frac{Q^2}{4M^2} F_2^{\gamma,N} \tag{1.44}$$

$$G_M^{\gamma,N} \;=\; F_1^{\gamma,N} + F_2^{\gamma,N} \tag{1.45}$$

À la limite statique $(Q^2 = 0)$, le facteur de forme électrique s'identifie à la charge électrique du nucléon et le facteur de forme magnétique à son moment magnétique :

$$G_E^{\gamma,p}(0) = 1 \quad , \quad G_M^{\gamma,p}(0) = \mu_p = \quad 2.79 \tag{1.46}$$

$$G_E^{\gamma,n}(0) = 0 \quad , \quad G_M^{\gamma,n}(0) = \mu_n = -1.91 \tag{1.47}$$

Dans le référentiel de Breit[11] et dans la limite de faible recul ($Q^2 \ll M_N^2$, $E \sim E'$), ces facteurs de forme de Sachs sont les transformées de Fourier des densités de charge et de

[10] $k_p = 1.79$ pour le proton et k_n = -1.91 pour le neutron [5].

[11] Le référentiel de Breit (ou Brick wall) est le référentiel dans lequel le photon échangé a une énergie nulle ($\nu = 0$). Les leptons initial et final possèdent la même énergie et des impulsions égales et opposées : $\vec{p} = -\vec{p'} = \vec{q}/2$.

magnétisation $\rho_{E,M}$ [49] :

$$G_{E,M}^{\gamma,N} = \int \rho_{E,M}(\vec{r})\ exp^{-i\vec{q}.\vec{r}} d^3\vec{r} \tag{1.48}$$

Notons toutefois qu'une simple analyse dimensionnelle montre que pour sonder le nucléon avec une résolution spatiale comparable à sa taille ($\sim 1\ fm$), l'énergie mise en jeu est relativement proche de son échelle de masse ($\hbar c/\sqrt{\langle r_p^2\rangle} \sim 200\ MeV$). Cela implique un recul significatif du nucléon et limite l'interprétation "naïve" en terme de transformée de Fourier. Il faut alors prendre en compte les effets relativistes et de ceux du recul du nucléon [50].

On définit également les rayons carrés moyens de charge $\langle r^2\rangle_E$ et de magnétisation $\langle r^2\rangle_M$ à partir des pentes de $G_{E,M}^{\gamma,N}$ à l'origine[12] :

$$\langle r^2\rangle_{E,M} = -6(\hbar c)^2 \left(\frac{dG_{E,M}^{\gamma,N}(Q^2)}{dQ^2}\right)_{Q^2=0} \tag{1.49}$$

Le rayon carré moyen traduit en fait l'écart entre les distributions de charge ou de magnétisation positive et négative ($\langle r^2\rangle_{E,M} = \langle r_+^2\rangle_{E,M} - \langle r_-^2\rangle_{E,M}$). Les valeurs expérimentales sont les suivantes [50, 51] :

$$\langle r_p^2\rangle_E^{1/2} = 0.88 \pm 0.01\ \ fm\ , \quad \langle r_p^2\rangle_M^{1/2} = 0.85 \pm 0.03\ fm \tag{1.50}$$

$$\langle r_n^2\rangle_E = -0.115 \pm 0.003\ fm^2\ , \quad \langle r_n^2\rangle_M^{1/2} = 0.92 \pm 0.07\ fm \tag{1.51}$$

Elles sont caractéristiques de la taille du nucléon, et nous pouvons remarquer une cohérence entre les rayons de charge et de magnétisation du proton et le rayon de magnétisation du neutron. Le rayon de charge négatif du neutron traduit quant à lui la prédominance des charges négatives en sa périphérie et positives en son centre[13]. Les facteurs de forme contiennent ainsi l'information sur les distributions de charge et de magnétisation à l'intérieur des nucléons (cf. figure 1.2). Nous verrons qu'ils constituent de ce fait un moyen d'accéder à sa structure en quark.

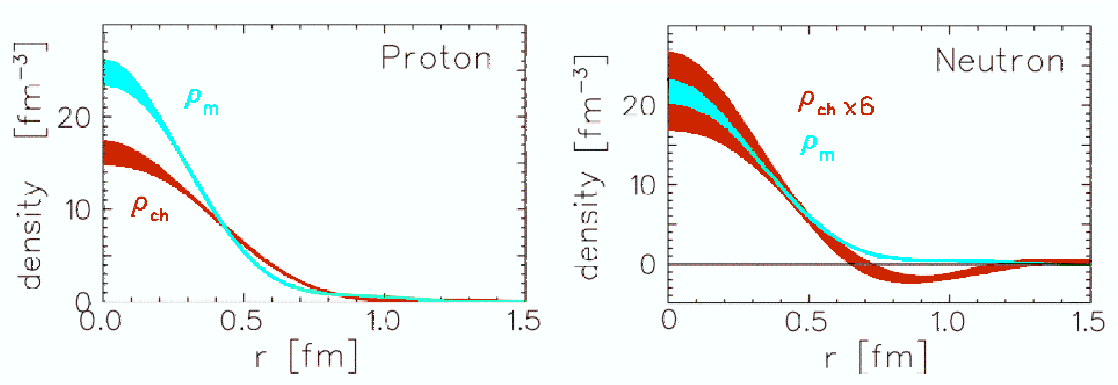


FIG. 1.2 – Distributions de charge (ρ_{ch}) et de magnétisation (ρ_m) à l'intérieur du nucléon [50].

[12] Des rayons de charge sont définis de manière similaire à partir des facteurs de forme de Pauli-Dirac.

[13] Pour cette raison, certains modèles phénoménologiques décrivent le neutron comme constitué d'un coeur positif (proton) entouré d'un nuage de pions.

Les facteurs de forme électromagnétiques $G_{E,M}^{\gamma,N}$ sont des observables physiques, accessibles via la diffusion élastique eN. Nous montrerons en section 5.1.1, qu'ils ont été mesurés sur un large domaine en Q^2. Ils sont en particulier relativement bien connus sur le domaine qui nous intéresse (de 0 à 1 $(GeV/c)^2$), et reproduits par plusieurs paramétrisations analytiques. Notons que la valeur des facteurs de forme électromagnétiques interviendra directement dans l'extraction du contenu en étrangeté, d'où l'importance de les connaître précisément.

- **Les facteurs de forme faibles**

L'électron peut également diffuser élastiquement sur le nucléon via l'échange d'un boson Z^0. Les transferts typiques mis en jeu dans nos expériences sont très loin du pôle du Z^0 ($Q^2 \ll M_Z^2$). Ainsi l'interaction se réduit à une interaction de contact, de longueur déterminée par la constante de fermi G_F. L'amplitude de diffusion faible neutre s'exprime comme :

$$\mathcal{M}^{Z^0} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}}\, j_{Z,e}^{\mu}\, \mathcal{J}_{\mu}^{Z,N} \tag{1.52}$$

où $j_{Z,e}^{\mu}$ et $\mathcal{J}_{\mu}^{Z,N}$ représentent respectivement le courant faible neutre au vertex leptonique (cf. équation 1.39) et au vertex hadronique. Comme précédemment, ce dernier s'obtient par l'écriture du courant de Noether le plus général, auquel sont appliquées toutes les lois de conservation associées à l'interaction faible. Contrairement à l'interaction électromagnétique, la symétrie de parité n'est pas conservée et en conséquence la composante axiale n'est pas éliminée :

$$\mathcal{J}_{\mu}^{Z,N} \;=\; \bar{\mathcal{U}} \left[\gamma_\mu F_1^{Z,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_p} F_2^{Z,N} + \gamma^\mu\gamma^5 G_A^{Z,N} + \frac{q^\mu}{M_N}\gamma^5 G_P\right] \mathcal{U} \tag{1.53}$$

Au couplage vectoriel, nous définissons de nouveau les facteurs de forme faibles de Pauli-Dirac $F_1^{Z,N}$ et $F_2^{Z,N}$. Via des combinaisons linéaires identiques, nous construisons également les facteurs de forme faibles de Sachs $G_E^{Z,N}$:

$$G_E^{Z,N} = F_1^{Z,N} - \frac{Q^2}{4M^2} F_2^{Z,N} \qquad\qquad G_M^{Z,N} \;=\; F_1^{Z,N} + F_2^{Z,N} \tag{1.54}$$

Notons qu'ils peuvent s'interpréter de façon analogue, et avec les mêmes restrictions, comme les transformées de Fourier des distributions de charge et de magnétisation faibles.

Étant donné l'intensité de l'interaction faible, l'amplitude de diffusion est largement dominée par l'interaction électromagnétique. Il est alors impossible d'isoler cette composante faible par une mesure de section efficace absolue en diffusion eN. Idéalement, les facteurs de forme faibles vectoriels pourraient être mesurés via une interaction ne faisant intervenir que des processus faibles, telle la diffusion νN ou $\bar{\nu}N$. Quelques mesures sont disponibles pour des valeurs de Q^2 supérieures à 1 $(GeV/c)^2$, mais les difficultés pour obtenir un faisceau de neutrino et la contamination importante par la composante axiale, rend cette procédure délicate. Les facteurs de forme faibles vectoriels sont en revanche accessibles par une mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés sur le nucléon.

En ce qui concerne la composante axiale, celle-ci fait apparaitre deux termes supplémentaires : le facteur de forme axial $G_A^{Z,P}$ et le facteur de forme pseudo-scalaire induit G_P. Le facteur de forme G_P est assurément le moins connu. Il est sommairement estimé à bas transfert (< 0.2 $(GeV/c)^2$), via la capture de muons ou l'électroproduction de pions [52]. Il sera omis dans la suite de cette discussion, car étant pseudo-scalaire, sa contribution à l'asymétrie de violation de parité est nulle au premier ordre en G_F.

Le facteur de forme axial $G_A^{Z,P}$ est relativement bien connu au premier ordre de la diffusion, car celui-ci s'apparente au facteur de forme axial mesuré en diffusion quasi-élastique neutrino-nucléon. Toutefois, les corrections radiatives d'ordre supérieur, dont les incertitudes peuvent être importantes, devront être prises en compte lors des mesures d'asymétries (cf. section 1.4).

Les facteurs de forme électromagnétiques et les facteurs de forme faibles vectoriels contiennent chacun des informations sur la structure en quark du nucléon. En diffusion élastique eN, nous obtenons ainsi deux images différentes des mêmes distributions des quarks dans le nucléon. La décomposition sur les saveurs de quarks, qui sera présentée dans la partie suivante, en est une formulation explicite.

1.3 L'étrangeté et les facteurs de forme

1.3.1 Décomposition sur les saveurs de quarks

Il est naturel d'exprimer à présent les courants électromagnétique et faible neutre du nucléon en fonction de ses constituants élémentaires. Seuls les porteurs de charges électro-faibles contribuent à ces courants neutres, à savoir les trois quarks de valence mais également toutes les autres saveurs de quark participant à travers les paires $q\bar{q}$ virtuelles composant la mer. Les gluons ne sont pas considérés car ils ne portent qu'une charge de couleur, et ne peuvent pas interagir par interaction électro-faible. Étant donné que les quarks sont des particules ponctuelles de spin 1/2, leurs opérateurs de courant vectoriel et axial sont simplement donnés par les courants de Dirac :

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{J}}^V_{\mu,q} &= \bar{u}_q \gamma_\mu u_q \\ \hat{\mathcal{J}}^A_{\mu,q} &= \bar{u}_q \gamma_\mu \gamma_5 u_q \end{aligned}$$

avec $q = \{u,\, d,\, s,\, c,\, b,\, t\}$, et u_q ($\bar{u}_q$) le bispineur de Dirac associé au quark q (*resp.* anti-quark $\bar{q}$). En considérant que le couplage électro-faible neutre au nucléon est engendré par le couplage aux quarks, les courants vectoriel électromagnétique, vectoriel faible et axial faible du nucléon se décomposent sur la base des éléments de matrice des six saveurs de quarks :

$$\mathcal{J}_\mu^{\gamma,N} \equiv \langle N|\hat{J}_\mu^\gamma|N\rangle = \sum_q Q_q \langle N|\bar{u}_q \gamma_\mu u_q|N\rangle \tag{1.55}$$

$$\mathcal{J}_\mu^{Z,N} \equiv \langle N|\hat{J}_\mu^Z|N\rangle = \sum_q c_V^q \langle N|\bar{u}_q \gamma_\mu u_q|N\rangle \tag{1.56}$$

$$\mathcal{J}_{\mu_5}^{Z,N} \equiv \langle N|\hat{J}_{\mu_5}^Z|N\rangle = \sum_q c_A^q \langle N|\bar{u}_q \gamma_\mu \gamma_5 u_q|N\rangle \tag{1.57}$$

où chaque saveur de quark est pondérée par sa charge électrique (Q_q) pour le courant vectoriel électromagnétique, sa charge faible (c_V^q) pour le courant vectoriel faible et ses constantes de couplage axial (c_A^q) pour le courant axial faible (cf. tableau 1.3). Afin de faire l'analogie avec les relations 1.42 et 1.53, et avec les facteurs de forme phénoménologiques du nucléon, ces décompositions sont réécrites sous la forme :

$$\mathcal{J}_\mu^{\gamma,N} = \bar{\mathcal{U}}_N \left[\sum_q \left(Q_q \left[\gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N} F_2^{q,N} \right] \right) \right] \mathcal{U}_N \tag{1.58}$$

$$\mathcal{J}_\mu^{Z,N} = \bar{\mathcal{U}}_N \left[\sum_q \left(c_V^q \left[\gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N} F_2^{q,N} \right] + c_A^q \left[\gamma_\mu \gamma^5 G_A^{q,N} \right] \right) \right] \mathcal{U}_N \tag{1.59}$$

où les quantités $F_1^{q,N}$, $F_2^{q,N}$ et $G_A^{q,N}$ sont définies comme les contributions de chacune des six saveurs de quark aux facteurs de forme de Pauli-Dirac vectoriel et au facteur de forme axial du nucléon. Ces quantités seront fréquemment appelées "facteurs de forme de quark", bien qu'elles ne reflètent en aucun cas la distribution spatiale du quark associé, qui est considéré ponctuel et sans sous-structure dans le cadre du modèle standard. Par simple identification, nous obtenons les décompositions suivantes :

$$F_{1,2}^{(\gamma,N)} = \sum_q Q_q \; F_{1,2}^{q,N} \tag{1.60}$$

$$F_{1,2}^{(Z,N)} = \sum_q c_V^q \; F_{1,2}^{q,N} \tag{1.61}$$

$$G_A^{(Z,N)} = \sum_q c_A^q \; G_A^{q,N} \tag{1.62}$$

qui sont également valables dans la représentation de Sachs pour la partie vectorielle :

$$G_{E,M}^{(\gamma,N)} = \sum_q Q_q \; G_{E,M}^{q,N} \tag{1.63}$$

$$G_{E,M}^{(Z,N)} = \sum_q c_V^q \; G_{E,M}^{q,N} \tag{1.64}$$

Il est important de comprendre que les facteurs de forme électromagnétiques et faibles représentent maintenant chacun des combinaisons linéaires des mêmes contributions de quarks $G_{E,M}^{q,N}$. Les antiquarks, portant une charge de signe opposé, sont implicitement inclus dans ces décompositions et contribuent avec un signe opposé. Ces facteurs de forme sont donc sensibles à la disymétrie entre les distributions spatiales du quark et de son antiquark. Ainsi pour une saveur de quark n'apparaissant que dans la mer, la contribution aux facteurs de forme électriques sera nulle si les distributions spatiales du quark et de son antiquark sont identiques. L'argument est un peu plus subtil pour la contribution aux distributions de magnétisation, pour lesquelles on se doit de considérer les courants associés au spin des quarks. Ces facteurs de forme de quark dépendent du quadri-moment transféré, et à grande échelle spatiale ($Q^2 \to 0$) se normalisent aux propriétés statiques. Le nucléon n'ayant pas d'étrangeté intrinsèque, la contribution étrange électrique est nulle $G_E^{s,N}(0)$, mais la contribution $G_M^{s,N}(0)$ peut être différente de 0.

1.3.2 Contribution de l'étrangeté aux courants vectoriels

En raisonnant à partir des relations 1.63 et 1.64, nous recherchons 24 "facteurs de forme de quark" $G_{E,M}^{q,N}$ alors que nous n'avons à disposition que 8 observables physiques qui sont les facteurs de forme électro-faibles du nucléon $G_{E,M}^{(\gamma,N)}$ et $G_{E,M}^{(Z,N)}$. Voyons à présent comment deux approximations justifiées vont permettre d'extraire les facteurs de forme étranges $G_E^{s,N}$ et $G_M^{s,N}$.

La première approximation consiste à négliger la contribution des quarks les plus lourds. En effet, les quarks s, c, b et t n'ayant pas de contribution de valence, ils ne peuvent intervenir que par l'intermédiaire de paires quark-antiquark présentes dans la mer virtuelle de QCD. L'application du principe d'incertitude d'Heisenberg permet de comprendre que plus la masse d'un quark est élevée, moins importante sera la probabilité de création d'une paire $q\bar{q}$. Les quarks lourds (c, b et t) ayant une masse relativement grande devant la masse du nucléon, Kaplan et Manohar [11] ont proposé de restreindre la sommation sur les 3 saveurs de quark les plus légères, soit :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{(\gamma,N)} &= \frac{2}{3}G_{E,M}^{u,N} - \frac{1}{3}\left(G_{E,M}^{d,N} + G_{E,M}^{\ s,N}\right) \\ G_{E,M}^{(Z,N)} &= \left(1 - \frac{8}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{u,N} + \left(-1 + \frac{4}{3}\sin^2\theta_W\right)\left(G_{E,M}^{d,N} + G_{E,M}^{s,N}\right) \\ G_A^{(Z,N)} &= G_A^{u,N} - \left(G_{E,M}^{d,N} + G_{E,M}^{s,N}\right) \end{aligned} \tag{1.65}$$

La contribution totale des saveurs lourdes (c, b, t) est estimée être de l'ordre 10^{-4} pour les termes vectoriels et de 10^{-2} pour le terme axial [53]. Cette contribution reste donc négligeable à notre niveau d'analyse.

La deuxième approximation consiste à appliquer la symétrie de charge. Cette symétrie décrit le neutron et le proton comme deux états identiques vis à vis de l'interaction forte. Elle permet d'identifier la contribution du quark u dans le proton à la contribution du quark d dans le neutron, et réciproquement. La contribution du quark étrange est quant à elle identique pour les deux nucléons. Nous illustrons ceci à travers les relations et notations suivantes :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{u,p} &\equiv G_{E,M}^{d,n} \equiv G_{E,M}^{u} \\ G_{E,M}^{d,p} &\equiv G_{E,M}^{u,n} \equiv G_{E,M}^{d} \\ G_{E,M}^{s,p} &\equiv G_{E,M}^{s,n} \equiv G_{E,M}^{s} \end{aligned} \tag{1.66}$$

Toutefois cette symétrie de charge n'est pas une symétrie exacte. Plusieurs auteurs ont estimé les effets de la violation de cette symétrie, soit à travers un modèle de quarks constituants non-relativistes [54], soit à travers un modèle de perturbation chirale [55]. Tous ces différents travaux montrent que l'influence de la violation de cette symétrie sur les expressions des facteurs de forme est de l'ordre de 1 % (cf. relations 1.65). Cette incertitude reste donc négligeable au vu de la précision expérimentale escomptée.

Finalement, en utilisant les relations 1.65 et 1.66, les contributions des trois saveurs les plus légères aux facteurs de Sachs, s'expriment directement comme des combinaisons

linéaires de ces mêmes observables :

$$G_{E,M}^{u} = \left(3 - 4\ \sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(p,Z)} \quad (1.67)$$

$$G_{E,M}^{d} = \left(2 - 4\ \sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{(\gamma,p)} + G_{E,M}^{(\gamma,n)} - G_{E,M}^{(p,Z)} \quad (1.68)$$

$$G_{E,M}^{s} = \left(1 - 4\ \sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)} - G_{E,M}^{(p,Z)} \quad (1.69)$$

Ainsi, la relation 1.69 permet d'appréhender comment extraire les contributions étranges G_E^s et G_M^s. Les facteurs de forme électromagnétiques $G_{E,M}^{(\gamma,p)}$ et $G_{E,M}^{(\gamma,n)}$ étant connus avec une précision satisfaisante, il faut accéder aux facteurs de forme faibles $G_{E,M}^{(p,Z)}$. Un vaste programme expérimental, dans lequel se place l'expérience G^0, est engagé dans ce but.

1.4 Les corrections radiatives électro-faibles

Jusqu'à présent, nous nous sommes placés dans le cadre de l'approximation de Born dans laquelle un seul boson (γ ou Z^0) est échangé. Il existe toutefois des ordres supérieurs, communément regroupés sous le terme de corrections radiatives électro-faibles, faisant intervenir des combinaisons complexes de plusieurs vertex d'interaction. La théorie électro-faible est renormalisable et le traitement perturbatif converge relativement rapidement. Bien que ces corrections radiatives ne contribuent qu'à hauteur de quelques % sur les sections efficaces absolues, il serait erroné de ne considérer que le premier ordre lors d'un calcul d'asymétrie de violation de parité. En effet, les amplitudes de diffusion ne conservant pas la parité, notées (VP), résultent obligatoirement de la combinaison d'un couplage Vectoriel-Axial, et ceci indépendamment des vertex d'interaction (leptonique ou hadronique), soit :

$$\mathcal{M}^{VP} = \mathcal{M}^{VP}_{A(e^-)V(p)} + \mathcal{M}^{VP}_{V(e^-)A(p)} \quad (1.70)$$

où $\mathcal{M}^{VP}_{A(e^-)V(p)}$ représente l'amplitude de diffusion pour laquelle le couplage est axial au vertex leptonique et vecteur au vertex hadronique, et vice-versa pour $\mathcal{M}^{VP}_{V(e^-)A(p)}$. Au premier ordre, ces termes proviennent uniquement de l'interaction faible via l'échange du boson Z^0. Or nous avons vu qu'au vertex leptonique, le couplage vectoriel faible était fortement supprimé du fait de la compensation accidentelle : $\sin^2\theta_W \sim 1/4$. Ainsi la contribution du couplage axial au vertex hadronique est supprimée au premier ordre, et la contamination des corrections radiatives correspondantes s'en trouve favorisée.

Nous allons dans la suite introduire la décomposition des courants et des facteurs de forme électro-faibles sur le groupe de symétrie $SU(3)_f$ puis le formalisme des paramètres R qui sont communément utilisés pour rendre compte de ces effets. Nous présenterons ensuite le terme correctif dominant lors de la mesure d'asymétrie : le facteur de forme anapolaire F_A. Enfin l'estimation délicate de ces corrections d'ordre supérieur sera discutée.

1.4.1 Décomposition sur $SU(3)_f$

Nous avons déjà justifié l'approximation selon laquelle la structure du nucléon était dominée par les trois saveurs de quark les plus légères u, d et s. Toujours dans le cadre de cette approximation, il est intéressant de décomposer les opérateurs de courant sur la base des générateurs du groupe de symétrie $SU(3)_f$. Nous verrons qu'elle s'avérera très pratique

lors de l'introduction des termes correctifs associés aux ordres supérieurs [53]. En outre, cette décomposition n'implique aucunement la validité de la symétrie $SU(3)_f$, qui est en fait une symétrie brisée[14]. Nous disposons ainsi de neuf termes vectoriels et neuf termes axiaux définis par :

$$\hat{V}_\mu^{(a)} \equiv \bar{q}\frac{\lambda^a}{2}\gamma_\mu q \tag{1.71}$$

$$\hat{A}_\mu^{(a)} \equiv \bar{q}\frac{\lambda^a}{2}\gamma_\mu\gamma_5 q \tag{1.72}$$

où q représente le triplet de quarks (u, d, s), $\lambda^0 \equiv (2/3)\mathbf{1}$ avec $\mathbf{1}$ la matrice unité et où λ^a (a = 1,..,8) sont les huit matrices de Gell-Mann génératrices de $SU(3)_f$. En ce qui concerne les courants électromagnétique et faible neutre, pour lesquels la saveur est conservée, nous ne considérons que les termes diagonaux, faisant intervenir les matrices λ^0, λ^3 et λ^8 :

$$\begin{aligned}
\hat{V}_\mu^{(0)} &= \frac{1}{3}\left(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s\right)\\
\hat{V}_\mu^{(3)} &= \frac{1}{2}\left(\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d\right)\\
\hat{V}_\mu^{(8)} &= \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d - 2\bar{s}\gamma_\mu s\right)\\
\hat{A}_\mu^{(0)} &= \frac{1}{3}\left(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d + \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s\right)\\
\hat{A}_\mu^{(3)} &= \frac{1}{2}\left(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u - \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d\right)\\
\hat{A}_\mu^{(8)} &= \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d - 2\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s\right)
\end{aligned}$$

Nous construisons également deux nouveaux opérateurs vectoriel $\hat{V}_\mu^{(s)}$ et axial $\hat{A}_\mu^{(s)}$, associés aux quarks étranges et définis comme :

$$\hat{V}_\mu^{(s)} = \bar{u}_s\gamma_\mu u_s \tag{1.73}$$

$$\hat{A}_\mu^{(s)} = \bar{u}_s\gamma_\mu\gamma_5 u_s \tag{1.74}$$

Par simple identification avec les équations 1.55, 1.56 et 1.57, les opérateurs de courants électromagnétiques et faibles peuvent également se décomposer sur cette base $SU(3)_f$:

$$\begin{aligned}
\hat{J}_\mu^\gamma &= \sum_q Q_q\bar{u}_q\gamma_\mu u_q \quad = \frac{1}{\sqrt{3}}\hat{V}_\mu^{(8)} + \hat{V}_\mu^{(3)}\\
\hat{J}_\mu^Z &= \sum_q C_V^q\bar{u}_q\gamma_\mu u_q \quad = \xi_V^{(T=1)}\hat{V}_\mu^{(3)} + \xi_V^{(T=0)}\hat{V}_\mu^{(8)} + \xi_V^{(0)}\hat{V}_\mu^{(s)}\\
\hat{J}_{\mu_5}^Z &= \sum_q C_A^q\bar{u}_q\gamma_\mu\gamma_5 u_q = \xi_A^{(T=1)}\hat{A}_\mu^{(3)} + \xi_A^{(T=0)}\hat{A}_\mu^{(8)} + \xi_A^{(0)}\hat{A}_\mu^{(s)}
\end{aligned} \tag{1.75}$$

où les paramètres de couplage ξ sont associés aux couplages vectoriels et axiaux au niveau des quarks. Notons que dans le modèle où le neutron et le proton forment un

[14] $m_u \neq m_d \neq m_s$.

doublet d'isospin fort, les composantes (0) et (8) de $SU(3)_f$ représentent des opérateurs isoscalaires (T=0), alors que la composante (3) est de type isovecteur (T=1) [53]. Or, dans le cadre du modèle standard les corrections d'ordre supérieur peuvent également se décomposer en parties isoscalaires et isovecteurs. Nous voyons maintenant l'intérêt de ce formalisme $SU(3)_f$ car la prise en compte de ces corrections laisse la structure des relations 1.75 inchangées, en ne modifiant que les paramètres de couplage ξ. Un formalisme complémentaire développé en référence [53] introduit des facteurs de correction R. Ces derniers sont nuls au premier ordre et n'interviennent que lors de la prise en compte des corrections électro-faibles (cf. tableau 1.4).

Couplage	1^{er} ordre	ordres supérieurs
$\xi_V^{(T=1)}$	$2\left(1-2\sin^2\theta_W\right)$	$2\left(1-2\sin^2\theta_W\right)\left(1+R_V^{(T=1)}\right)$
$\sqrt{3}\xi_V^{(T=0)}$	$-4\sin^2\theta_W$	$-4\sin^2\theta_W\left(1+R_V^{(T=0)}\right)$
$\xi_V^{(0)}$	-1	$-\left(1+R_V^{(0)}\right)$
$\xi_A^{(T=1)}$	-2	$-2\left(1+R_A^{(T=1)}\right)$
$\xi_A^{(T=0)}$	0	$R_A^{(T=0)}$
$\xi_A^{(0)}$	1	$1+R_A^{(0)}$

TAB. 1.4 – Valeurs des coefficients de couplage ξ dans l'approximation de Born et formalisme des paramètres R lorsque les ordres supérieurs sont pris en compte [53].

Cette décomposition $SU(3)_f$ est également applicable au domaine des facteurs de forme, pour lequel nous définissons les quantités :

$$\begin{aligned} G_X^{(0)} &= \frac{1}{3}\left(G_X^u+G_X^d+G_X^s\right) \\ G_X^{(3)} &= \frac{1}{2}\left(G_X^u-G_X^d\right) \qquad\qquad = G_X^{(T=1)} \\ G_X^{(8)} &= \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(G_X^u+G_X^d-2G_X^s\right) = \sqrt{3}G_X^{(T=0)} \end{aligned} \tag{1.76}$$

où $X = E$, M et A. Toujours dans le cas où les deux nucléons forment un doublet d'isospin, nous construisons des facteurs de forme électromagnétiques isoscalaires et isovecteurs :

$$G_{E,M}^{T=0} = \frac{1}{2}\left(G_{E,M}^{\gamma,p}+G_{E,M}^{\gamma,n}\right) \tag{1.77}$$

$$G_{E,M}^{T=1} = \frac{1}{2}\left(G_{E,M}^{\gamma,p}-G_{E,M}^{\gamma,n}\right) \tag{1.78}$$

Notons que le quark étrange n'intervient que dans la partie isoscalaire. Finalement, par identification avec les relations 1.65, les facteurs de forme électro-faibles se décomposent comme :

$$G_{E,M}^{\gamma,N} = \tau_3 G_{E,M}^{T=1} + G_{E,M}^{T=0} \tag{1.79}$$

$$G_{E,M}^{Z,N} = \tau_3\xi_V^{T=1}G_{E,M}^{T=1} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}G_{E,M}^{T=0} + \xi_V^{(0)}G_{E,M}^{s} \tag{1.80}$$

$$G_{A}^{Z,N} = \tau_3\xi_A^{T=1}G_{A}^{T=1} + \sqrt{3}\xi_A^{T=0}G_{A}^{T=0} + \xi_A^{(0)}G_{A}^{s} \tag{1.81}$$

où τ_3 représente la troisième composante de l'isospin fort[15]. Les quantités $\xi_A^{T=0}$ et $G_A^{T=0}$ sont nulles au premier ordre et n'interviennent que lorsque les ordres supérieurs sont pris en compte. La section suivante présente le facteur de forme anapolaire qui tient un rôle dominant dans ces termes correctifs.

1.4.2 Le facteur de forme anapolaire

Le facteur de forme anapolaire F_A caractérise une interaction électromagnétique entre l'électron et le nucléon qui ne conserve pas la parité. Ce couplage axial, qui fut proposé pour la première fois par Zel'dovich [56], traduit le réarrangement possible de la structure interne du nucléon suite à l'échange du photon virtuel γ^*. Ce réarrangement s'effectue via l'interaction entre quarks à l'intérieur du nucléon et fait intervenir des processus faibles par l'échange de bosons $W^\pm$ ou Z^0 (cf. diagramme 1.3.d). Ainsi cette contribution qui viole la symétrie de parité, modifie le courant électromagnétique hadronique en générant un terme axial supplémentaire [53] :

$$\mathcal{J}_\mu^{\gamma,N} = (-ie)\,\bar{\mathcal{U}}\left[F_1^{\gamma,N}\gamma_\mu + F_2^{\gamma,N}\frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_p} + F_A\left(G_F(q^2\gamma_\mu - q^\nu\gamma_\nu q_\mu)\right)\gamma^5\right]\mathcal{U} \quad (1.82)$$

Cette composante contribue ainsi à l'amplitude de diffusion violant la parité $\mathcal{M}_{VA}^{VP}$ qui s'écrit à présent :

$$\mathcal{M}_{VA}^{VP} = \mathcal{M}_{VA}^{Z^0} + \mathcal{M}_{VA}^{anap} \quad (1.83)$$

où les amplitudes $\mathcal{M}_{VA}^{Z^0}$ et $\mathcal{M}_{VA}^{anap}$ s'obtiennent directement à partir de l'expression des courants de l'électron et du nucléon :

$$\mathcal{M}_{VA}^{Z^0} = -i\frac{G_F}{2\sqrt{2}}(1-4\sin^2\theta_W)\;G_A^{Z,N}\;\langle e|\gamma^\mu|e\rangle\langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle \quad (1.84)$$

$$\mathcal{M}_{VA}^{anap} = -i(4\pi\alpha)\;G_F\;F_A\;\langle e|\gamma^\mu|e\rangle\langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle \quad (1.85)$$

puis par addition :

$$\mathcal{M}_{VA}^{VP} = -i\frac{G_F}{2\sqrt{2}}(1-4\sin^2\theta_W)\left[G_A^{Z,N} + \frac{8\pi\alpha\sqrt{2}}{(1-4\sin^2\theta_W)}F_A\right]\langle e|\gamma^\mu|e\rangle\langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle$$

Cette relation illustre clairement l'importance de la composante anapolaire par rapport au terme au premier ordre $G_A^{Z,p}$, du fait de son amplification par le terme $1/(1-4\sin^2\theta_W)$. De manière générale, nous définissons un facteur de forme axial effectif :

$$G_A^{e,N} = G_A^{Z,N} + \eta F_A + R_e \qquad \text{avec} \qquad \eta = \frac{8\pi\alpha\sqrt{2}}{(1-4\sin^2\theta_W)} \simeq 3.45 \quad (1.86)$$

où R_e est un terme supplémentaire correspondant à toutes les autres corrections radiatives ne contribuant pas à F_A. Cette expression est une autre notation de la relation 1.81.

[15] $\tau_3 = +1$ (resp. -1) pour le proton (resp. neutron).

1.4.3 Contribution des ordres supérieurs aux facteurs de forme

La décomposition $SU(3)_f$ et le formalisme des paramètres R permettent d'introduire de manière relativement simple les termes correctifs d'ordres supérieurs. Dans la suite de ce document nous exprimerons les facteurs de forme faibles selon la relation :

$$G_{E,M}^{(Z,N)} = \left(1 - 4\sin^2\theta_W\right)\left(1 + R_V^p\right) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - \left(1 + R_V^n\right) G_{E,M}^{(\gamma,n)} - \left(1 + R_V^{(0)}\right) G_{E,M}^s \qquad (1.87)$$

avec

$$R_V^p = \frac{\tau_3\left(1 - 2\sin^2\theta_W\right) R_V^{T=1} - 2\sin^2\theta_W R_V^{T=0}}{\tau_3 - 2(1+\tau_3)\sin^2\theta_W} \qquad (1.88)$$

$$R_V^n = \frac{\tau_3\left(1 - 2\sin^2\theta_W\right) R_V^{T=1} + 2\sin^2\theta_W R_V^{T=0}}{\tau_3 + 2(1-\tau_3)\sin^2\theta_W} \qquad (1.89)$$

Pour le facteur de forme axial "effectif" (cf. équation 1.86), nous garderons par commodité la séparation en partie isoscalaire et isovecteur :

$$G_A^{eN} = G_A^{e(T=0)} - \tau_3 G_A^{e(T=1)} \qquad (1.90)$$

avec :

$$G_A^{e(T=0)} = \sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{(8)} + \left(1 + R_A^{(0)}\right) G_A^s \qquad (1.91)$$

$$G_A^{e(T=1)} = \left(1 + R_A^{T=1}\right) G_A^{(3)} \qquad (1.92)$$

Notons que lorsque seul le premier ordre de la diffusion est pris en compte, ce qui correspond à des termes correctifs R nuls ($R_V^{T=0} = R_V^{T=1} = R_V^{(0)} = R_A^{T=0} = R_A^{T=1} = R_A^{(0)} = 0$), nous retrouvons correctement les relations 1.65.

Alors que le formalisme permettant de rendre compte des processus d'ordres supérieurs est relativement simple, le calcul des paramètres R est pour sa part délicat. Il n'est d'ailleurs réalisé qu'à la limite statique ($Q^2 = 0$). Les corrections sont généralement classées selon le nombre de quarks intervenant lors de l'interaction considérée [53].

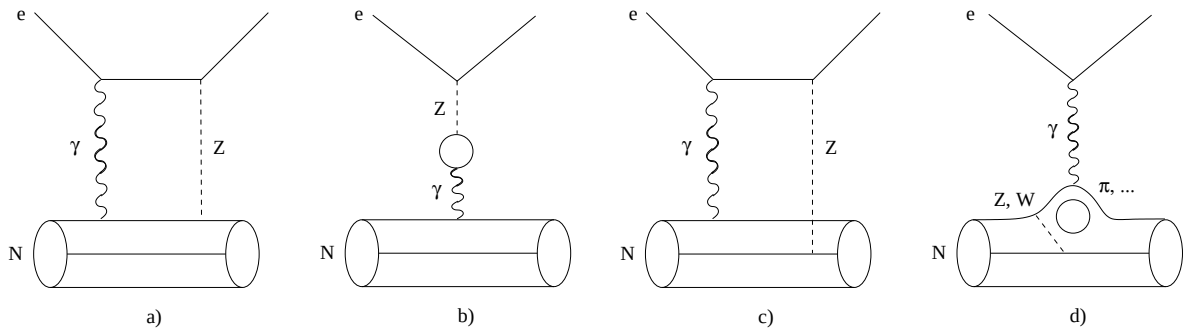


FIG. 1.3 – Exemples de processus d'ordres supérieurs contribuant aux corrections radiatives électro-faibles. Les diagrammes a) et b) correspondent à des processus "one-quark", les diagrammes c) et d) à des processus "many-quark".

Nous distinguons tout d'abord les processus "one-quark", correspondant aux processus n'impliquant qu'un seul quark (cf. diagrammes 1.3.a et 1.3.b). Les autres quarks du

nucléon restant spectateurs et ne contribuant pas à l'expression du courant, ces corrections sont de nature purement électro-faibles. Elles peuvent être calculées de manière contrôlée dans le cadre du modèle standard. Les derniers résultats publiés par le Particle Data Group 2004 [5] sont reportés dans le tableau 1.5. Les corrections sont relativement faibles pour le secteur vectoriel mais atteignent 10 à 20 % pour le secteur axial.

Correction	R_V^p	R_V^n	$R_V^{(0)}$	$R_A^{T=0}$	$R_A^{T=1}$	$R_A^{(0)}$
"one-quark" [5]	-0.045	-0.012	-0.012	-0.25	-0.18	-0.55 ± 0.55
"many-quark" [57]	-	-	-	0.01 ± 0.20	-0.08 ± 0.35	-
total	-0.045	-0.012	-0.012	-0.24 ± 0.20	-0.26 ± 0.35	-0.55 ± 0.55

TAB. 1.5 – Estimation des paramètres R associés aux corrections radiatives électro-faibles.

La deuxième classe de correction, dénommée "many-quark", est quant à elle associée aux processus impliquant l'interaction avec plusieurs quarks (cf. diagrammes 1.3.c et 1.3.d). La plus simple de ces configurations correspond à deux quarks interagissant avec deux bosons d'échange différents. D'autres configurations beaucoup plus complexes mettent en jeu l'interaction entre quarks, la création d'états intermédiaires pouvant être excités, ou encore des boucles de quarks à l'intérieur du nucléon. Leur calcul est très compliqué car il nécessite une bonne modélisation de processus à bas transfert dans le régime non perturbatif de QCD. Alors que les corrections "one-quark" sont une bonne approximation pour le secteur vectoriel, les corrections "many-quark" concernent principalement la composante anapolaire F_A [53].

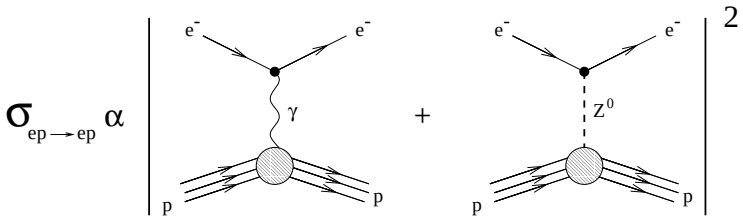
Zhu *et al.* [57] ont estimé le moment anapolaire $F_A(0)$ à partir de la théorie des perturbations chirales étendue au domaine des baryons lourds (HBχPT). Non seulement à la limite statique les incertitudes sont considérables (cf. $R_A^{T=0}$ et $R_A^{T=1}$ dans le tableau 1.5), mais la dépendance en Q^2 est de plus très incertaine. Les deux prédictions théoriques publiées présentent d'ailleurs un désaccord important [58, 59]. La correction sur le terme axial au premier ordre G_A^Z atteint ainsi 30 %, avec une incertitude de 100 % sur la correction. Nous verrons que cette incertitude est suffisamment importante pour limiter l'interprétation des asymétries de violation de parité mesurées aux angles arrière et conduit à un programme de mesures spécifiques.

1.5 L'asymétrie de violation de parité

Nous avons introduit le formalisme des facteurs de forme électro-faibles et leurs décompositions sur les saveurs de quarks. Nous avons ensuite montré que pour extraire les contributions étranges G_E^s et G_M^s, la connaissance des facteurs de forme faibles était nécessaire. L'effet des corrections radiatives électro-faibles étant maintenant présenté, voyons comment une mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon peut permettre d'isoler ces facteurs de forme faibles, et par conséquent les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s.

1.5.1 Principe de la mesure

En omettant les facteurs d'espace de phase et de normalisation, la section efficace totale de diffusion élastique électron-nucléon est directement proportionnelle au module carré de l'amplitude de diffusion $\mathcal{M}$. Cette amplitude complexe s'exprime comme la somme cohérente des amplitudes de diffusion électromagnétique et faible neutre :



$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) + |\mathcal{M}_Z|^2 \tag{1.93}$$

De manière générale, les mesures de section efficace ne peuvent être réalisées avec une précision meilleure que 1%. Les facteurs de normalisation, tels que la charge intégrée, la densité de la cible, l'angle solide de détection mais aussi l'efficacité des détecteurs introduisent beaucoup trop d'erreurs systématiques. Or, pour des quadri-impulsions transférées inférieures au $(GeV/c)^2$, l'amplitude de diffusion élastique est très largement dominée par le courant électromagnétique. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer l'ordre de grandeur des constantes de couplage combinées aux propagateurs des bosons échangés :

$$\frac{\mathcal{M}_Z}{\mathcal{M}_\gamma} \sim \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \frac{Q^2}{4\pi\alpha} \sim 10^{-5} \tag{1.94}$$

Il est donc impossible d'extraire la composante faible neutre par une mesure de section efficace absolue. Cependant, contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible ne conserve pas la parité. De ce fait, une mesure d'asymétrie de violation de parité peut permettre d'isoler le terme d'interférence $\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)$ et par conséquent la composante faible $\mathcal{M}_Z$.

Cette mesure d'asymétrie nécessite la réalisation de deux expériences, images l'une de l'autre par symétrie de parité. En diffusion élastique électron-nucléon, cette symétrie miroir peut être réalisée en renversant le spin de l'électron tout en gardant inchangés les vecteurs positions et impulsions de la réaction (cf. figure 1.4).

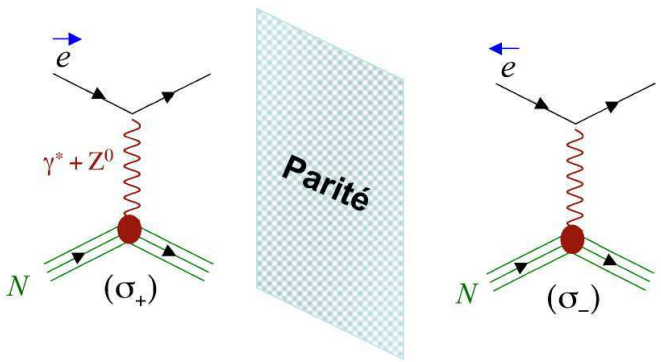


FIG. 1.4 – La symétrie de parité peut être obtenue en conservant les quantités vecteurs ($\vec{r}$ et $\vec{p}$) et en renversant les quantités pseudo-vecteurs (spin) (cf. section 1.2.1).

L'observable physique est obtenue par renversement de l'hélicité (cf. équation 1.24). Nous mesurons alors une asymétrie de violation de parité définie comme :

$$A_{VP} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{+} - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{+} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{-}} \tag{1.95}$$

où $(d\sigma/d\Omega)^{+}$ et $(d\sigma/d\Omega)^{-}$ sont les sections efficaces de diffusion élastique électron-nucléon correspondant à des hélicités positive (+) ou négative (–) du faisceau d'électrons incidents. En exprimant l'asymétrie en fonction des amplitudes $\mathcal{M}^{+}$ et $\mathcal{M}^{-}$, nous obtenons :

$$\begin{aligned} A_{VP} &= \frac{|\mathcal{M}^{+}|^2 - |\mathcal{M}^{-}|^2}{|\mathcal{M}^{+}|^2 + |\mathcal{M}^{-}|^2} \\ &= \frac{|\mathcal{M}_{\gamma}^{+}|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_{\gamma}\mathcal{M}_{Z}^{*})^{+} + |\mathcal{M}_{Z}^{+}|^2 - |\mathcal{M}_{\gamma}^{-}|^2 - \mathcal{R}e(\mathcal{M}_{\gamma}\mathcal{M}_{Z}^{*})^{-} - |\mathcal{M}_{Z}^{-}|^2}{|\mathcal{M}_{\gamma}^{+}|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_{\gamma}\mathcal{M}_{Z}^{*})^{+} + |\mathcal{M}_{Z}^{+}|^2 + |\mathcal{M}_{\gamma}^{-}|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_{\gamma}\mathcal{M}_{Z}^{*})^{-} + |\mathcal{M}_{Z}^{-}|^2} \end{aligned} \tag{1.96}$$

L'interaction électromagnétique conservant la parité ($|\mathcal{M}_{\gamma}^{+}|^2 = |\mathcal{M}_{\gamma}^{-}|^2$) et en négligeant l'amplitude faible $(\mathcal{M}_Z)^2$, on obtient la relation :

$$A_{VP} \simeq \frac{\mathcal{R}e(\mathcal{M}_{\gamma}\mathcal{M}_{Z}^{*})^{+} - \mathcal{R}e(\mathcal{M}_{\gamma}\mathcal{M}_{Z}^{*})^{-}}{|\mathcal{M}_{\gamma}|^2} \tag{1.97}$$

Sur le domaine en Q^2 sondé dans ce type d'expérience (de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$) et selon la cinématique de la diffusion, cette asymétrie varie entre 0.1 et 60 *ppm*. Bien que très faible, elle présente deux avantages décisifs par rapport à une mesure de section efficace absolue. Tout d'abord, en effectuant le rapport, les erreurs de normalisation disparaissent au premier ordre. Mais surtout, nous allons rechercher cette quantité comme une déviation par rapport à 0, et non pas par rapport au terme dominant que serait $\mathcal{M}_{\gamma}^2$.

1.5.2 Expressions des asymétries

Dans cette section nous donnons les expressions générales des asymétries de violation de parité obtenues en diffusion d'électrons polarisés sur le proton, sur le noyau de deutérium, et enfin sur le noyau léger ^{4}He. Ce sont actuellement les trois types de cible utilisées dans le cadre du programme expérimental dédié à l'extraction du contenu en étrangeté du nucléon. Nous montrerons que chacune de ces asymétries peut s'exprimer comme une combinaison linéaire des contributions étranges $G_{E,M}^{s}$ et de la partie isovecteur du facteur de forme axial $G_A^{e(T=1)}$, permettant ainsi leur séparation individuelle.

- **Diffusion élastique électron-proton**

En développant les expressions de $\mathcal{M}_{\gamma}$ et de $\mathcal{M}_Z$ (cf. équations 1.41 et 1.52) dans l'équation 1.97, l'asymétrie de violation de parité électron-nucléon dans l'approximation de Born est donnée[16] par [61] :

$$A_{VP}^{N} = -\left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\right) \frac{\epsilon\, G_E^{(\gamma,N)} G_E^{(Z,N)} + \tau\, G_M^{(\gamma,N)} G_M^{(Z,N)} - (1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon'\, G_M^{(\gamma,N)} G_A^{eN}}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,N)}\right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,N)}\right)^2} \tag{1.98}$$

[16] Le calcul complet est donné en annexe de la référence [60].

où τ, ϵ et ϵ' sont des facteurs purement cinématiques :

$$\begin{aligned} \tau &= Q^2/(4M_N^2) \\ \epsilon &= \left(1+2(1+\tau)\tan^2(\theta_e/2)\right)^{-1} \\ \epsilon' &= \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)} \end{aligned} \tag{1.99}$$

avec θ_e l'angle de diffusion de l'électron et M_N la masse du nucléon. En remplaçant l'expression des facteurs de forme faibles $\mathrm{G}_{E,M}^{(Z,N)}$ en fonction des contributions étranges et des facteurs de forme électromagnétiques (cf. équations 1.87 et 1.90), l'asymétrie se développe comme une combinaison linéaire des contributions étranges $G_{E,M}^s$ et de la partie isovecteur du facteur de forme axial $G_A^{e(T=1)}$:

$$A_{VP}^N = A_0^N + \xi^N G_E^s + \chi^N G_M^s + \psi^N G_A^{e(T=1)} \tag{1.100}$$

où A_0^N s'apparente à l'asymétrie qui serait mesurée dans le cas où l'étrangeté ne jouerait aucun rôle. Cette asymétrie est calculable dans le cadre du modèle standard. Nous allons donc rechercher une déviation par rapport à A_0^N. Pour le cas de la diffusion électron-proton, et en considérant les corrections radiatives électro-faibles, ces coefficients s'écrivent :

$$\begin{aligned} A_0^p &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\Bigg[(1-4\sin^2\theta_W)(1+R_V^p) - (1+R_V^n)\frac{\epsilon G_E^{\gamma,p}G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,n}G_M^{\gamma,p}}{\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2} \\ &\qquad - \frac{\epsilon'(1-4\sin^2\theta_W)}{\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2}\left(R_A^{T=0}G_A^8 + (1+R_A^{(0)})G_A^s\right)\Bigg] \\ \xi^p &= \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\,(1+R_V^{(0)})\,\frac{\epsilon G_E^{\gamma,p}}{\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2} \\ \chi^p &= \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\,(1+R_V^{(0)})\,\frac{\tau G_M^{\gamma,p}}{\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2} \\ \psi^p &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\,\frac{\epsilon'(1-4\,\sin^2\theta_W)}{\epsilon(G_E^{\gamma,p})^2 + \tau(G_M^{\gamma,p})^2}\,G_M^{\gamma,p} \end{aligned} \tag{1.101}$$

Tous ces coefficients sont calculables numériquement, à partir du modèle standard (constantes de couplage et corrections radiatives), des résultats des mesures sur les facteurs de forme électromagnétiques et du terme axial. Pour un Q^2 donné, ces coefficients dépendent uniquement de la cinématique sélectionnée, c'est à dire de la combinaison énergie E_e et angle de diffusion θ_e de l'électron.

- **Diffusion quasi-élastique électron-deuton**

En diffusion quasi-élastique électron-deuton, les deux nucléons peuvent être considérés statiques et sans interaction. Cette approximation est motivée par le fait que l'énergie de liaison du deuton est relativement faible ($\sim 2.2\ MeV$), de sorte que pour des quadrimoments transférés supérieurs à 0.1 $(GeV/c)^2$, l'interaction proton-neutron est négligeable. Ainsi, l'électron diffuse sur l'un des deux nucléons supposé libre, l'autre restant spectateur. La section efficace de diffusion quasi-élastique électron-deuton, s'obtient alors par la somme incohérente des sections efficaces de diffusion élastique électron-proton et électron-neutron ($\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n$). L'asymétrie de violation de parité s'écrit à partir de la somme pondérée des asymétries correspondantes :

$$A^d = \frac{\sigma_p A^p + \sigma_n A^n}{\sigma_p + \sigma_n} \tag{1.102}$$

La validité de l'approximation "statique" est d'autant plus vraie que les effets d'interférence se compensent lorsque l'on effectue le rapport. Une étude complète [62] a été faite en utilisant différents potentiels d'interaction nucléon-nucléon. Elle montre que pour des Q^2 supérieurs à 0.1 $(GeV/c)^2$, cette approximation est vérifiée à hauteur de 1 à 2 % lors du calcul d'asymétrie. Comme pour le cas du proton, la relation 1.102 se développe également en une combinaison linéaire des contributions étranges et de la partie axiale isovecteur :

$$A_{VP}^d = A_0^d + \xi^d G_E^s + \chi^d G_M^s + \psi^d G_A^{e(T=1)} \tag{1.103}$$

où A_0^d représente également l'asymétrie sans étrangeté avec :

$$\begin{aligned}
A_0^d &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}(f^p+f^n)}\Big[(1-4\ \sin^2\theta_W)\left[f^p(1+R_V^p)+f^n(1+R_V^n)\right] \\
&\qquad -(2+R_V^p+R_V^n)(\epsilon G_E^{\gamma,p}G_E^{\gamma,n}+\tau G_M^{\gamma,p}G_M^{\gamma,n}) \\
&\qquad -(1-4\ \sin^2\theta_W)\epsilon'(G_E^{\gamma,p}+G_E^{\gamma,n})\left(R_A^{T=0}G_A^8+(1+R_A^{(0)})G_A^s\right)\Big] \\
\xi^d &= \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}(f^p+f^n)}\left[(1+R_V^{(0)})\ \epsilon(G_E^{\gamma,p}+G_E^{\gamma,n})\right] \\
\chi^d &= \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}(f^p+f^n)}\left[(1+R_V^{(0)})\ \tau(G_E^{\gamma,p}+G_E^{\gamma,n})\right] \\
\psi^d &= \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}(f^p+f^n)}\left[(1-4\ \sin^2\theta_W)\epsilon'(G_M^{\gamma,p}-G_M^{\gamma,n})\right]
\end{aligned} \tag{1.104}$$

où les quantités f^p et f^n s'écrivent : $f^N = \epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2}$. Comme précédemment, les coefficients A_0^d, ξ^d, χ^d et ψ^d sont calculables numériquement et vont uniquement dépendre de la cinématique sélectionnée.

- **Diffusion élastique électron-^{4}He**

Parmi les autres cibles pouvant être utilisées, le noyau d'Hélium ^{4}He s'avère particulièrement intéressant. Il présente l'avantage d'être un noyau léger isoscalaire et d'isospin nul (J^π=0^+, T=0). Ainsi, la diffusion élastique d'électrons sur ce noyau est une transition isoscalaire purement Coulombienne ($0^+ \rightarrow 0^+$). Les contributions axiales et magnétiques sont supprimées et l'asymétrie de violation de parité s'écrit au premier ordre comme [53] :

$$A_{He} = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\left(4\sin^2\theta_W + \frac{G_E^s}{G_E^{\gamma(T=0)}}\right) \tag{1.105}$$

où $G_E^{\gamma(T=0)}$ est le facteur de forme électrique d'isospin 0 (cf. équation 1.77). Comme pour le noyau de deutérium, certains travaux [63] montrent que les effets de l'interaction nucléon-nucléon dans le noyau sont négligeables pour des Q^2 transférés relativement importants ($\sim$ 1 %). De même pour ce noyau léger (Z = 4), le mélange des états d'isospin (T=0 et T=1) est minime. Ainsi, l'asymétrie mesurée en cible d'Hélium ^{4}He va permettre d'extraire directement le facteur de forme électrique étrange G_E^s.

1.5.3 L'extraction des contributions étranges et axiale

Nous avons vu précédemment que les asymétries de violation de parité obtenues en cible d'hydrogène et de deutérium s'expriment d'une manière générale comme :

$$A_{PV} = A_0 + \xi G_E^s + \chi G_M^s + \psi G_A^{e(T=1)} \tag{1.106}$$

où les facteurs A_0, ξ, χ et ψ sont calculables numériquement, et dépendent de la cible et de la cinématique. Une seule mesure en cible d'hydrogène ou de deutérium ne procure ainsi qu'une combinaison linéaire, ce qui ne permet pas de séparer chacune des trois contributions G_E^s, G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$. La cible d'Hélium fait cependant exception en donnant directement accès à G_E^s. La stratégie adoptée pour séparer chacune des trois contributions consiste alors à mesurer plusieurs de ces combinaisons linéaires qui soient suffisamment différentes et contraignantes. Il faut utiliser différentes cibles, mais également différentes cinématiques (angles avant et arrière). Notons que cette séparation doit être faite pour chaque Q^2 sondé.

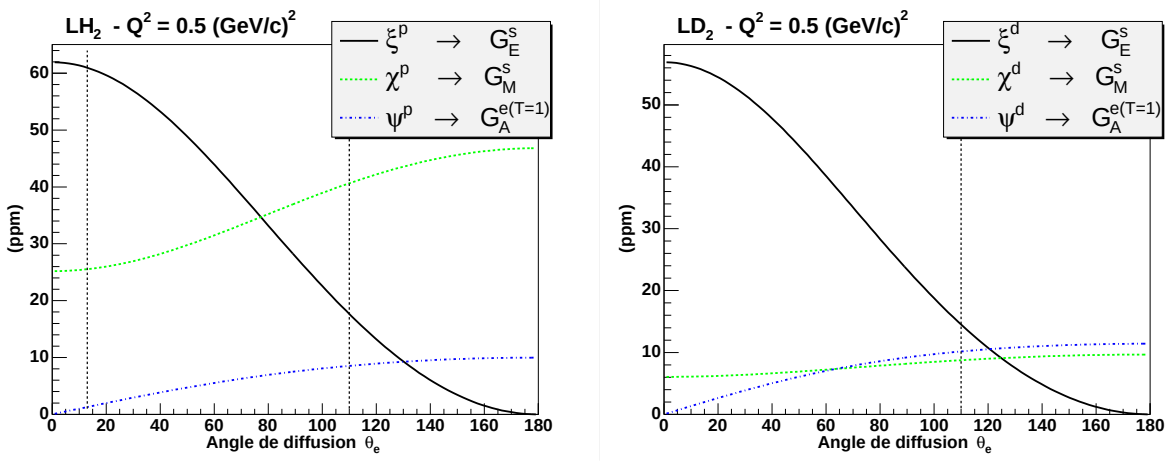


FIG. 1.5 – Dépendance des coefficients ξ, χ et ψ en fonction de l'angle de diffusion de l'électron θ_e, pour un Q^2 de 0.5 $(GeV/c)^2$, en cible d'hydrogène (à gauche) et de deutérium (à droite). Les traits verticaux illustrent les cinématiques sélectionnées par l'expérience G^0.

Les figures 1.5 représentent les dépendances des coefficients ξ, χ et ψ en fonction de l'angle de diffusion de l'électron θ_e, en cible d'hydrogène et de deutérium et pour un quadri-moment transféré de 0.5 $(GeV/c)^2$. Aux angles avant, nous sommes essentiellement sensibles à la contribution électrique G_E^s, qui par contre, se retrouve fortement supprimée aux angles arrière ($\xi \to 0$). La contribution magnétique G_M^s est relativement indépendante de l'angle θ_e, mais dépend surtout du Q^2. En contribution relative, elle devient dominante aux angles arrière en cible LH_2. En ce qui concerne la composante axiale, celle-ci est négligeable aux angles avant ($\psi \to 0$), mais devient importante aux angles arrière, spécialement en cible de deutérium.

Avant de présenter le programme expérimental en cours au niveau mondial, et les différentes combinaisons linéaires déjà mesurées ou planifiées, la section suivante expose les principales spécificités et difficultés associées à ces mesures d'asymétrie. Il pose les préceptes fondamentaux de la mesure, et les impératifs communs des dispositifs expérimentaux, qui seront décrits au chapitre 2 pour l'expérience G^0 et en section 5.5 pour les trois autres expériences concurrentes.

1.5.4 La mesure et ses contraintes expérimentales

Cette section décrit les contraintes expérimentales imposées par l'ordre de grandeur de l'asymétrie mesurée ($\simeq 10^{-5}$ à 10^{-6}) et la précision requise ($\simeq 10^{-6}$ à 10^{-7}). Cette précision relative de 5 à 10 % de l'asymétrie vient du fait que nous cherchons à déterminer une contribution du quark étrange qui est à priori faible (cf. les autres secteurs sondés en section 1.1.2 et les prédictions théoriques en section 5.4). Les deux aspects, que sont la précision statistique et les erreurs systématiques, seront présentés en mettant l'accent sur les principales sources d'erreurs et les moyens permettant de les minimiser. Une revue complète de ces techniques est donnée dans la référence [64].

- **La précision statistique**

Commençons tout d'abord par construire l'expression de l'erreur statistique associée à la mesure d'asymétrie de violation de parité. La polarisation longitudinale du faisceau d'électrons est définie comme :

$$P_e = \frac{N_e^{\uparrow} - N_e^{\downarrow}}{N_e^{\uparrow} + N_e^{\downarrow}} \tag{1.107}$$

où $N_e^{\uparrow}$ et $N_e^{\downarrow}$ représentent respectivement le nombre d'électrons incidents dont le spin est parallèle ou antiparallèle à leur direction de propagation. La polarisation du faisceau est comprise entre -1 et 1. Elle est renversée périodiquement, et pour chaque état de polarisation P_e^+ ou P_e^-, les taux de comptage élastiques $N_{exp}^{\pm}$ sont intégrés. L'asymétrie expérimentale est calculée à partir des nombres d'événements mesurés pour chacun des états de polarisation du faisceau :

$$A_{exp} \;=\; \frac{N_{exp}^{+} - N_{exp}^{-}}{N_{exp}^{+} + N_{exp}^{-}} \tag{1.108}$$

Par définition, l'asymétrie de violation de parité A_{PV} est une asymétrie de sections efficaces (cf. équation 1.95). Il est possible d'égaliser les paramètres expérimentaux (angle solide, densité de cible, intensité,...) entre chaque état de polarisation. De cette façon, cette asymétrie est équivalente à l'asymétrie en taux de comptage définie par l'équation 1.108. Cependant, la polarisation n'est pas parfaite ($|P_e^+| \simeq |P_e^-| < 1$), et la normalisation de l'asymétrie mesurée s'exprime comme suit [65] :

$$A_{exp} = \frac{P_e}{1 + A_{P_e} A_{PV}} A_{PV} \simeq P_e A_{PV} \tag{1.109}$$

où A_{P_e} représente l'asymétrie en polarisation et P_e la polarisation moyenne :

$$A_{P_e} = \frac{|P_e^+| - |P_e^-|}{|P_e^+| + |P_e^-|} \ll 1 \quad , \qquad P_e = \frac{|P_e^+| + |P_e^-|}{2} < 1$$

La largeur statistique (ou écart-type) de l'asymétrie mesurée se développe selon la relation :

$$\delta^2_{A_{exp}} = \left(\frac{\partial A_{exp}}{\partial N^+_{exp}}\right)^2 \delta^2_{N^+_{exp}} + \left(\frac{\partial A_{exp}}{\partial N^-_{exp}}\right)^2 \delta^2_{N^-_{exp}} \tag{1.110}$$

où $\delta_{N^{\pm}_{exp}}\left(=\sqrt{N^{\pm}_{exp}}\right)$ représentent les largeurs des distributions statistiques des nombres d'événements mesurés. L'erreur s'exprime alors comme :

$$\frac{\delta(A_{exp})}{A_{exp}} = \sqrt{\frac{1-A^2_{exp}}{N_0\ A^2_{exp}}} \ \simeq \ \frac{1}{\sqrt{N_0\ A^2_{exp}}} \tag{1.111}$$

où N_0 $(= N^+ + N^-)$ représente le nombre total d'événements détectés. Celui-ci est conditionné par la section efficace de diffusion $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$, l'angle solide de détection $\Delta\Omega$, la luminosité $\mathcal{L}$ et enfin le temps de prise de données T :

$$N_0 = \mathcal{L}\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)\ \Delta\Omega\ T = \rho l\ \frac{I}{e}\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)\ \Delta\Omega\ T \tag{1.112}$$

avec ρ et l qui sont la densité et la longueur de cible, et I l'intensité du courant. Finalement, l'erreur statistique sur l'asymétrie de violation de parité se définit comme :

$$\left(\frac{\delta(A_{PV})}{A_{PV}}\right)^2 \simeq \ \frac{1}{A^2_{PV}\ P^2_e\ \rho l\ \frac{I}{e}\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)\ \Delta\Omega\ T} = \frac{1}{\mathcal{FOM}} \tag{1.113}$$

De manière à minimiser l'erreur statistique, il faut alors maximiser la figure de mérite $(\mathcal{FOM})$ de l'expérience. Ceci est réalisé par un compromis entre toutes ces variables d'intérêt. Le premier point essentiel concerne la polarisation intervenant au carré dans l'équation 1.113. Depuis une dizaine d'années, d'importants progrès techniques ont été réalisés, et les sources d'électrons actuelles permettent d'atteindre des polarisations de l'ordre de 75 à 85 %. Sans cette forte polarisation, le programme expérimental qui sera présenté en section 1.5.5 n'aurait jamais pu voir le jour. Ensuite, pour une précision statistique $\delta(A_{exp})$ de 10^{-7}, il faut 10^{14} événements élastiques. Typiquement, si l'on veut que notre prise de données ne dure pas plus de 500 heures, la luminosité se doit d'être supérieure à $10^{38}\ cm^{-2}.s^{-1}$. Pour cela, les expériences utilisent des intensités de courant faisceau entre 40 et 100 μA et des cibles denses (liquides) et étendues de 10 à 40 cm. Les détecteurs et leurs électroniques doivent alors être capables de supporter des taux de comptage de plusieurs MHz. Il est enfin préférable de maximiser l'acceptance angulaire, en augmentant l'angle solide azimutal de détection.

Il est intéressant de remarquer, qu'en première approximation, l'erreur statistique est indépendante du quadri-moment transféré : $(\mathcal{FOM}) \propto (A^2_{PV}\ \sigma)$ car $A_{PV} \propto Q^2$ et la section efficace $\sigma \propto Q^{-4}$.

- **Les erreurs systématiques**

Parallèlement aux efforts menés pour réduire les erreurs statistiques à des valeurs inférieures à 10^{-6}, un autre défi expérimental consiste à minimiser les sources d'erreurs systématiques à un ordre de grandeur similaire. Les deux sources d'erreurs principales sont les asymétries expérimentales et la contamination du bruit de fond.

De manière à illustrer l'influence des asymétries expérimentales, reprenons la formule générale donnant le nombre d'événements détectés pour chaque état de polarisation $\pm$:

$$N^{\pm} = \rho^{\pm} l^{\pm}\ \frac{I^{\pm}}{e}\ \Delta\Omega^{\pm}\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\pm}\ T^{\pm} \tag{1.114}$$

Nous recherchons l'asymétrie physique intrinsèque des sections efficaces $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\pm}$. Étant donné que l'asymétrie expérimentale est calculée à partir des nombres d'événements mesurés $N^{\pm}$, il faut veiller à ce que chacun des paramètres expérimentaux reste identique pour chaque état de polarisation ($\rho^+ = \rho^- = \rho_0$, $I^+ = I^- = I_0, ...$). On comprend facilement que des asymétries expérimentales sur ces paramètres peuvent induire une fausse asymétrie s'ajoutant à A_{PV} qui est délicate à estimer. Notons que même en l'absence d'asymétrie expérimentale, les fluctuations des paramètres expérimentaux génèrent un élargissement des distributions du nombre d'événements mesurés ($\delta N > \sqrt{N}$). Si elles ne créent pas de fausses asymétries, elles dégradent toutefois la précision finale. Ainsi, il faut mesurer et minimiser fortement les fluctuations et les asymétries de tous ces paramètres expérimentaux.

En ce qui concerne la cible, sa longueur l et sa position sont fixées mécaniquement, et idéalement sa densité ρ est maintenue constante. Cependant, la position et l'angle d'incidence du faisceau d'électrons peuvent modifier la longueur de cible traversée. De même, une asymétrie en intensité, et donc une asymétrie en énergie déposée par le faisceau dans la cible, peut provoquer une différence en densité non négligeable entre les deux états de polarisation. Afin de minimiser ces fluctuations, le système de refroidissement doit être aussi efficace que possible. Bien que les positions des détecteurs et du spectromètre soient elles aussi fixées, une asymétrie en position et/ou en angle d'incidence du faisceau peut modifier les acceptances angulaires $\Delta\Omega^{\pm}$. Une manière simple de minimiser ces effets consistera à assurer la symétrie axiale de l'ensemble de détection. Notons également que les mesures d'asymétrie doivent être faites à des valeurs de Q^2 bien déterminées. La section efficace de diffusion dépend de l'énergie incidente et de l'angle de diffusion ($\sigma = \sigma(\theta, E)$). Il faut donc veiller à ce que l'énergie du faisceau reste stable entre les deux états de polarisation et que la détection se fasse à un même angle de diffusion.

D'après ces premières considérations, il apparaît clairement que les asymétries expérimentales sont principalement imputables aux propriétés du faisceau. Le faisceau d'électrons est ainsi l'élément central de l'expérience, sur lequel repose fondamentalement la qualité des données. Plusieurs procédures vont de ce fait être utilisées pour contrôler et minimiser les fluctuations des paramètres du faisceau.

Tout d'abord, de sorte que les propriétés du faisceau évoluent peu entre deux états de polarisation successifs, nous demandons des renversements de polarisation aussi fréquents que possible ($\sim 30\ Hz$). Ensuite, les asymétries sont calculées à partir de taux de comptage normalisés, soit par la charge ($Q_c = I_e T$), soit par la luminosité :

$$A_{exp} = \frac{Y^+ - Y-}{Y^+ + Y^-} \quad \text{avec} \quad \left(Y^{\pm} = \frac{N^{\pm}_{exp}}{\mathcal{L}^{\pm}} \ \text{ ou } \ Y^{\pm} = \frac{N^{\pm}_{exp}}{Q^{\pm}_c} \right) \tag{1.115}$$

Enfin et surtout, nous utilisons un système d'asservissement sophistiqué qui mesure en temps réel chacun des paramètres du faisceau, et qui produit une rétroaction au niveau des élements optiques de la source d'électrons. Ce principe d'asservissement, qui est illustré en figure 2.17 et qui est commun à toutes les mesures de type violation de parité, constitue un des éléments essentiels de l'instrument expérimental (cf. section 2.2.8.3). Une dernière étape d'analyse, basée sur une technique de régression linéaire, autorise finalement la correction des effets systématiques résiduels (cf. section 3.5.1).

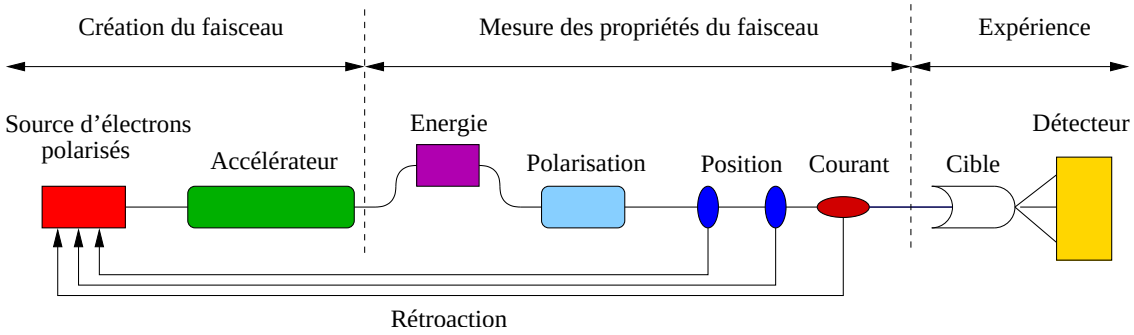


FIG. 1.6 – Mesure des paramètres du faisceau d'électrons et système d'asservissement.

En dernier point, n'oublions pas la contamination du bruit de fond. Pour notre domaine en Q^2 sondés (de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$), les principales sources de bruit de fond physique proviennent de l'électro-production et la photo-production de pions, et l'excitation de résonnances du nucléon. Ce bruit de fond intervient non seulement en terme de taux de comptage mais également en terme d'asymétrie. Une première discrimination est effectuée via les spectromètres magnétiques et/ou les détecteurs. Si cela est suffisant, il est possible d'effectuer la mesure "en aveugle" en intégrant les taux de comptage. C'est notamment le cas pour les expériences SAMPLE et HAPPEX (cf. section 5.5). Pour d'autres configurations, la discrimination du bruit de fond est complétée par des coupures en énergie (A4), ou par des coupures en temps de vol (G^0). L'inconvénient de cette procédure est qu'elle nécessite un traitement des données "événement par événement", qu'il faut réaliser à des taux de comptage très importants de l'ordre du MHz. Malgré les efforts faits pour construire des électroniques aussi rapides que possible, les pertes de statistique par temps mort sont inévitables. En dernier recours, des méthodes de simulation et d'analyse peuvent permettre d'estimer le bruit de fond résiduel. Notons cependant que les asymétries physiques de ces processus restent à l'heure actuelle très mal connues, et qu'elles sont difficiles à déterminer avec précision par des méthodes de simulation.

1.5.5 Le programme expérimental

Nous terminons ce chapitre par la présentation du programme expérimental de mesures d'asymétrie de violation de parité, spécialement dédié à la détermination du contenu en quarks étranges du nucléon.

Ce programme, mené au niveau mondial a débuté depuis une dizaine d'années. Il regroupe aujourd'hui quatre expériences : SAMPLE, HAPPEX, A4 et G^0. Celles-ci sont réparties sur trois sites de mesures : MIT-BATES (Boston, USA), MAMI (Mayence, Allemagne) et JLab (Newport-News, USA). Le tableau 1.5.5 synthétise toutes les combinaisons linéaires mesurées ou qui sont planifiées. Il indique la cible utilisée, la cinématique sélectionnée et enfin le Q^2 auquel le nucléon est sondé. La présentation des dispositifs expérimentaux des trois expériences SAMPLE, HAPPEX et A4 sera faite en section 5.3.

Notons tout d'abord qu'un effort commun est mené dans le but d'uniformiser les quadri-moments transférés entre les expériences : typiquement 0.1, 0.23 et 0.5 $(GeV/c)^2$; l'expérience G^0 est toutefois la seule à atteindre un Q^2 de 1 $(GeV/c)^2$. À l'heure actuelle,

six combinaisons linéaires à un Q^2 proche de 0.1 $(GeV/c)^2$ sont d'ores et déjà disponibles. Les deux mesures pionnières de SAMPLE à 0.1 $(GeV/c)^2$ aux angles arrière ont permis de réaliser une première séparation des composantes axiale et magnétique, mais avec des incertitudes conséquentes. Combinées aux résultats récents des quatre autres mesures à 0.1 $(GeV/c)^2$, menées cette fois-ci aux angles avant, ce jeu de données permet actuellement de séparer relativement précisément chacune des trois contributions G_E^s, G_M^s et G_A^e à cette valeur de Q^2 (cf. section 5.5). En ce qui concerne les plus grandes valeurs de Q^2, l'expérience A4 accède à une combinaison linéaire à 0.23 $(GeV/c)^2$ et l'expérience HAPPEX à une autre combinaison à 0.47 $(GeV/c)^2$. Nous verrons que celles-ci sont confirmées par les données "G^0 angles avant". Cependant toutes ces mesures ont été réalisées en cible d'hydrogène et à des cinématiques relativement proches (angles avant), de sorte que la séparation des trois contributions n'est pas encore réalisable pour ces valeurs de Q^2. Au vu du tableau 1.5.5, seul l'accomplissement du programme G^0 et des mesures aux angles arrière de l'expérience A4 permettraient de faire une séparation complète des trois facteurs de forme sur un domaine en Q^2 important.

Expérience	Cible	Cinématique	Q^2 $(GeV/c)^2$	Sensibilité	Statut
MIT-BATES					
SAMPLE	H_2	arrière	0.10	$G_M^s + 0.46\ G_A^e$	[66]
SAMPLE-II	D_2	arrière	0.10	$G_M^s + 2.31\ G_A^e$	[67]
	D_2	arrière	0.04	$G_M^s + 2.81\ G_A^e$	[67]
JLab - Hall A					
HAPPEX	H_2	avant	0.47	$G_E^s + 0.39\ G_M^s$	[68]
HAPPEX-II	H_2	avant	0.11	$G_E^s + 0.08\ G_M^s$	[69]-x
HAPPEX-He	^4He	avant	0.09	G_E^s	[70]-x
MAMI - Mayence					
A4	H_2	avant	0.23	$G_E^s + 0.23\ G_M^s$	[71]
	H_2	avant	0.11	$G_E^s + 0.11\ G_M^s$	[72]-x
A4-II	H_2	arrière	0.23, 0.47	G_M^s + 0.2-0.3 G_A^e	2005-6
	D_2	arrière	0.23, 0.47	G_M^s + 0.8-1.2 G_A^e	2005-6
JLab - Hall C					
G^0-I	H_2	avant	0.1-1	G_E^s + 0.1-0.9 G_M^s	[73]
G^0-II	H_2	arrière	0.23, 0.47, 0.8	G_M^s + 0.2-0.3 G_A^e	2006-8
	D_2	arrière	0.23, 0.47, 0.8	G_M^s + 0.9-1.5 G_A^e	2006-8

TAB. 1.6 – Programme expérimental et observables. Les références des résultats déjà publiés sont données et les marqueurs x indiquent les prises de données qui seront prolongées pour augmenter la statistique. Les années indiquent les prises de données à venir.

L'expérience G^0, qui constitue le programme le plus complet, projette de séparer les trois contributions (G_E^s, G_M^s et G_A^e), et ceci pour trois quadri-moments transférés : 0.23, 0.47 et 0.8 $(GeV/c)^2$. Pour réaliser la séparation de G_E^s et G_M^s, deux combinaisons linéaires à un même Q^2 sont nécessaires. Celles-ci, effectuées en cible d'hydrogène, doivent être mesurées aux deux cinématiques opposées : angles avant et angles arrière. En outre, nous avons vu que les asymétries aux angles arrière sont particulièrement sensibles à la composante axiale, et que cette dernière est très mal connue du fait des corrections d'ordres supérieurs. Afin de ne pas entacher l'interprétation des données par de trop grandes incertitudes, il fut décidé de mesurer une troisième combinaison linéaire pour

extraire également G_A^e ; la plus contraignante étant obtenue aux angles arrière et en cible de deutérium. Outre le fait que cette mesure permettra d'améliorer efficacement l'extraction de G_E^s et G_M^s, la connaissance de G_A^e présente un intérêt physique en tant que tel. Ainsi le programme G^0 se résume en la résolution de trois systèmes d'équations linéaires (3x3) de la forme :

$$\begin{pmatrix} A_F \\ A_B \\ A_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \eta_F \\ \eta_B \\ \eta_d \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \xi_F & \chi_F & \psi_F \\ \xi_B & \chi_B & \psi_B \\ \xi_d & \chi_d & \psi_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_E^s \\ G_M^s \\ G_A^e \end{pmatrix} \tag{1.116}$$

La première mesure réalisée aux angles avant a permis d'obtenir une première combinaison linéaire sur la totalité du domaine en Q^2 de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$. Cette mesure constitue le sujet de cette thèse. Ces premières données seront complétées prochainement par six mesures aux angles arrière, trois en cible d'hydrogène, et trois en cible de deutérium. Les expressions des combinaisons linéaires pour chacune des valeurs Q^2 de référence sont reportées dans le tableau 1.7.

$Q^2(GeV/c)^2$	Cible	$E_e(GeV)$	$\theta_e(deg.)$	A_0 (ppm)	ξ (ppm)	χ (ppm)	ψ (ppm)
	LH_2	3.0	9	-5.1	24.4	4.6	0.2
0.23	LH_2	0.360	110	-11.3	9.9	9.7	2.9
	LD_2	0.360	110	-16.1	8.1	2.4	3.7
	LH_2	3.0	14	-16.0	58.9	23.3	1.3
0.47	LH_2	0.585	110	-27.4	16.8	36.1	7.7
	LD_2	0.585	110	-38.3	14.1	8.1	9.6
	LH_2	3.0	19	-32.9	112.7	76.2	4.6
0.8	LH_2	0.799	110	-49.3	28.0	106.5	18.4
	LD_2	0.799	110	-66.7	23.3	23.4	21.6

TAB. 1.7 – Cinématiques G^0 et combinaisons linéaires de G_E^s, G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$ mesurées (cf. relations 1.101 et 1.104).

Le dispositif G^0 sera présenté dans le prochain chapitre, l'analyse des données "angles avant" dans les chapitres 3 et 4. L'extraction des contributions étranges, en combinant les résultats de toutes les expériences sera traitée dans le chapitre 5.

Chapitre 2

L'expérience G^0

Nous avons vu précédemment que les asymétries à mesurer étaient de l'ordre du *ppm* (10^{-6}). Afin de déterminer une éventuelle contribution du quark étrange, et pour pouvoir contraindre les différents modèles théoriques, la collaboration G^0 s'est fixé comme objectif une précision relative sur les asymétries mesurées de l'ordre de 5 à 10 % [74]. Le principe de l'expérience et ses contraintes ont été présentées en section 1.5.4. De même le programme G^0 a été décrit en section 1.5.5. Ce chapitre présente maintenant le dispositif expérimental et les moyens mis en oeuvre pour minimiser conjointement l'incertitude statistique et les sources d'erreurs systématiques au niveau du *ppm*. Après sa présentation générale, le dispositif expérimental sera décrit dans des sections spécialisées : le faisceau d'électrons polarisés, la cible cryogénique, le spectromètre puis les systèmes de détection aux angles avant et aux angles arrière.

2.1 Présentation générale

2.1.1 Les deux phases de l'expérience G^0

L'expérience G^0 réalise une séparation cinématique, de type "Rosenbluth", des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s ; la séparation de la composante axiale G_A^e étant realisée avec une seconde cible aux angles arrière. Ceci est fait pour trois quadri-impulsions transférées : 0.23, 0.47 et 0.8 $(GeV/c)^2$. Ainsi le programme se divise en deux phases : "angles avant" et "angles arrière", permettant d'obtenir pour chaque Q^2 trois combinaisons linéaires (cf. tableau 1.7).

- **La mesure aux angles avant**

Dans cette première phase, la mesure des asymétries de violation de parité en diffusion élastique électron-proton est réalisée sur un large domaine en quadri-impulsion transférée de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$ [74, 75]. Cette mesure a été faite avec une cible d'hydrogène et une énergie unique du faisceau d'électrons de 3.03 GeV. À cette cinématique, les électrons sont diffusés à petits angles entre 2^o et 20^o (cf. tableau 2.1), pour lesquels le bruit de fond électron (principalement Møller) est très important. Or pour la diffusion élastique, la réaction est complètement déterminée avec la détection de l'une ou l'autre des particules dans l'état final. Le choix a alors été fait de détecter plutôt les protons de recul, dont les impulsions sont comprises entre 0.34 et 1.1 (GeV/c) et les angles de diffusion entre 53^o et

76^o (cf. tableau 2.1). La détection des protons de recul fut effectuée à l'aide de paires de scintillateurs, notées FPD[1], situées dans le plan focal d'un spectromètre magnétique. Afin de rejeter une contribution non négligeable du bruit de fond chargé (protons inélastiques et pions π^+), une électronique spécifique fut mise en place afin de coder l'information temps de vol de chacune des particules détectées. Le dispositif de détection sera présenté en détail en section 2.5, et son électronique en section 2.7.1. La prise de données a été réalisée entre décembre 2003 et mai 2004. L'analyse qui est à présent finalisée sera présentée dans les chapitres 3 et 4.

Q^2 $(GeV/c)^2$	θ_e $(deg.)$	θ_p $(deg.)$	E'_e (GeV)	P'_p (MeV/c)
0.1	6.01	77.44	2.992	321
0.3	10.60	68.50	2.885	571
0.5	13.96	62.54	2.779	756
0.8	18.22	55.75	2.619	991
1.0	20.83	52.03	2.512	1133

TAB. 2.1 – Cinématiques de la diffusion élastique $\vec{e}p$ sélectionnées pour la phase G^0 angles avant. Les électrons incidents ont une énergie $E_e = 3.03\ GeV$.

- **Les mesures aux angles arrière**

L'objectif des mesures aux angles arrière est de compléter le système d'équation linéaire (3x3) pour chaque Q^2. Ces nouvelles combinaisons de facteurs de forme seront obtenues par des mesures d'asymétries en diffusion élastique $\vec{e}p$ (cible d'hydrogène), et quasi-élastique $\vec{e}d$ (cible de deutérium) [76]. Le dispositif expérimental dans son ensemble (détecteurs et spectromètre) a été conçu de manière à pouvoir être retourné d'un angle de 180^o. À cette cinématique des angles arrière, le Q^2 de la réaction varie très peu avec l'angle de l'électron diffusé. Étant de plus limité par l'acceptance définie par le spectromètre et la position des détecteurs, il n'est plus possible d'accéder à la totalité du domaine en Q^2 avec une seule énergie du faisceau d'électrons incidents. Les mesures sont alors faites avec trois énergies différentes (E_e = 360, 585 et 799 MeV), en détectant l'électron diffusé à un angle fixe autour de 110^o (cf. tableau 2.2). Afin que les trajectoires suivies par les électrons diffusés soient identiques pour chacune des énergies de faisceau, le champ magnétique sera ajusté en modifiant le courant circulant dans les bobines. Le bruit de fond chargé au niveau des détecteurs est principalement composé d'électrons inélastiques et de pions π^-. À cette cinématique, il s'avère que les électrons élastiques et inélastiques possèdent une impulsion supérieure à 200 MeV/c, et se déplacent tous à la même vitesse. Une mesure de temps de vol n'est alors plus applicable pour effectuer la séparation de ces électrons. L'impulsion des pions est aussi suffisament grande pour qu'une mesure de temps de vol ne soit pas utilisable pour les éliminer. Cependant, pour un même angle de diffusion, l'impulsion des électrons ayant diffusé inélastiquement est plus faible. Par conséquent leur trajectoire est plus courbée sous l'influence du champ magnétique et la stratégie adoptée pour éliminer cette composante inélastique consiste alors à faire une trajectographie des particules diffusées. Au système de détection "FPD", va s'ajouter un deuxième hodoscope, composé de "CEDs"[2]. La contamination due aux pions (π^-) sera quant à elle, rejetée à

[1]Focal Plane Detector.
[2]Cryostat Exit Detector.

l'aide de compteurs Čerenkov à aérogel. Le dispositif de détection sera présenté en section 2.6 et son électronique associée en section 2.7.2. Le montage de ces nouveaux éléments est terminé. La période de test du dispositif est prévue pour le printemps 2006, et la prise de données à une énergie de faisceau de 799 MeV ($Q^2 = 0.8$ $(GeV/c)^2$) jusqu'à fin 2006. L'une des deux autres mesures ($E_e = 360$ et 585 MeV) devrait être programmée durant l'été 2006.

Q^2 $(GeV/c)^2$	E_0 (MeV)	E'_e (MeV)	θ_e $(deg.)$
0.23	360	203	110
0.47	585	319	110
0.8	799	373	110

TAB. 2.2 – Cinématiques sélectionnées pour la phase G^0 "angles arrière".

2.1.2 Le dispositif expérimental G^0

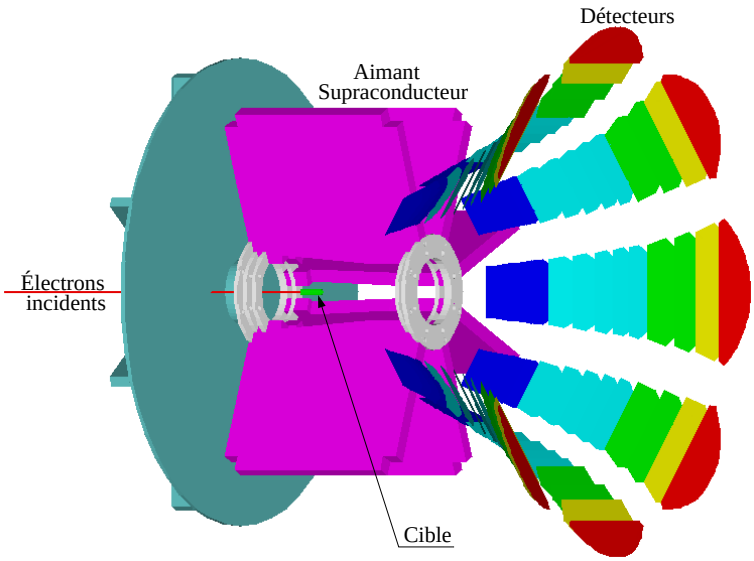


FIG. 2.1 – Schéma du dispositif expérimental G^0.

La figure 2.1 présente une image générale du dispositif de détection. Il a été conçu de manière à maximiser la statistique tout en minimisant, autant que possible, toutes les sources d'asymétries systématiques. Ce dispositif possède une symétrie axiale qui permet de minimiser les corrélations entre les taux de comptage mesurés et la position transverse du faisceau. Cela permet aussi d'obtenir un important angle solide de détection ($\Delta\ \Omega \sim 0.5$ et 0.9 sr). Il est divisé en huit octants, eux-mêmes composés de seize couronnes de détecteurs. La cible utilisée est une cible cryogénique dense (liquide) et étendue de 20 cm de long. Le spectromètre est un aimant supraconducteur, spécialement construit pour le projet G^0. En ce qui concerne le faisceau d'électrons, le courant pour la phase "angles avant" était de 40 μA. Afin de pouvoir effectuer une mesure de temps de vol, il était pulsé à une fréquence correspondant à un pulse toutes les 32 ns. Pour la mesure aux angles arrière, nous fonctionnerons avec un courant de 80 μA et ceci à la fréquence

nominale de CEBAF, soit un pulse toutes les 2 ns. Les luminosités obtenues sont de l'ordre de $2.1 \cdot 10^{38}$ $cm^{-2}.s^{-1}$ pour la phase "angles avant" et $4.2 \cdot 10^{38}$ $cm^{-2}.s^{-1}$ pour la phase "angles arrière". La polarisation du faisceau est de l'ordre de 75 %. Les caractéristiques générales des deux phases de l'expérience G^0 sont résumées dans le tableau 2.3.

Paramètres		Angles avant	Angles arrière
Energie E_e	(GeV)	3.03	0.36→0.80
Intensité I_e	(μA)	40	80
Polarisation P_e	(%)	75	75
Détection θ		(θ_p) 52^o→76^o	(θ_e) 104^o→116^o
Angle solide $\Delta\Omega$	(sr)	0.9	0.5
Luminosité $\mathcal{L}$	$(cm^{-2}.s^{-1})$	$2.1{\cdot}10^{38}$	$4.2{\cdot}10^{38}$
Asymétrie A_{mes}	(ppm)	-1→ -50	-12 → -70

TAB. 2.3 – Caractéristiques générales des deux phases de l'expérience G^0. Les asymétries A_{mes} correspondent aux ordres de grandeur des asymétries physiques attendues.

La collaboration G^0 est une collaboration internationale regroupant plus d'une centaine de physiciens, d'ingénieurs et de techniciens, provenant de 17 laboratoires. Deux laboratoires français, le LPSC Grenoble et l'IPN Orsay, font partie de cette collaboration. La collaboration française a eu la responsabilité de la construction de la moitié du dispositif de détection et de son électronique. Ainsi l'ensemble de détection est partagé en deux sous-systèmes identiques dans leur principe, mais ayant des réalisations techniques relativement différentes. Cette configuration va nous permettre de réaliser, dans un certain sens, deux expériences en une. Ceci va constituer un moyen de contrôle supplémentaire des effets systématiques imputables aux détecteurs et/ou à l'électronique associée.

2.2 Le faisceau d'électrons polarisés

Ce chapitre est consacré à l'élément fondamental de l'expérience, que constitue le faisceau d'électrons polarisés. Nous avons vu précédemment que la qualité des données dépend très fortement de celles du faisceau. Tout d'abord, ses propriétés en termes de polarisation et d'intensité interviennent directement sur la précision statistique des résultats. Deuxièmement, toutes les différences des propriétés du faisceau entre les deux états d'hélicité, que ce soit en intensité, en position, ou en énergie, induisent de fausses asymétries expérimentales intervenant dans le bilan final d'erreurs systématiques. Après une brève présentation du laboratoire JLab, ce paragraphe passera en revue les éléments essentiels de la machine à électrons, à savoir la source d'électrons polarisés, la manipulation du spin puis l'accélérateur. Finalement, une attention particulière sera portée à la mesure des paramètres du faisceau et au système d'asservissement associé.

2.2.1 Présentation générale du JLab

Le Jefferson Laboratory (JLab) est un laboratoire de physique fondamentale situé à Newport-News (Virginie, USA) [77]. Il constitue à l'heure actuelle une référence mondiale dans l'étude de la physique des hadrons et des noyaux légers. Il permet en particulier

d'étudier la structure en quarks des nucléons dans le domaine non perturbatif de QCD. Pour cela, il dispose d'une machine à électrons CEBAF[3], délivrant un faisceau fortement polarisé ($\sim$ 70 à 80%) et d'énergie comprise entre 0.8 et 6 GeV. Le courant peut atteindre une intensité maximale de l'ordre de 200 μA, cette intensité étant partagée entre les différents Halls expérimentaux.

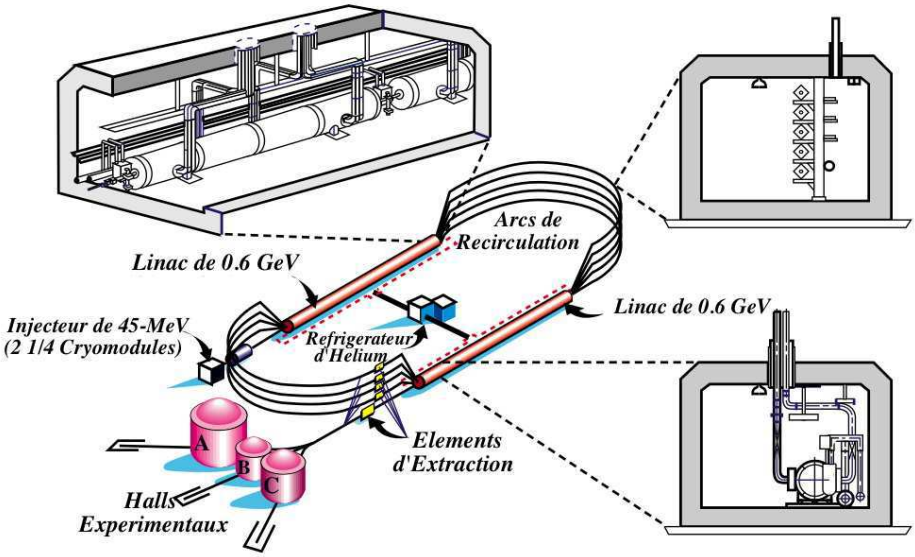


FIG. 2.2 – Vue générale de l'accélérateur CEBAF.

CEBAF est un accélérateur à recirculation composé d'un injecteur, de deux accélérateurs linéaires, d'arcs de recirculation et de trois Halls expérimentaux notés A, B et C (cf. figure 2.2 et section 2.2.6). Du fait de sa conception, il peut délivrer successivement à chacun des trois Halls d'expérience un paquet d'électrons de caractéristiques distinctes, que ce soit en énergie, en charge, ou en polarisation. Ainsi trois expériences différentes peuvent se dérouler simultanément.

Le Hall A [78] possède deux spectromètres à haute résolution HRS[4], et est ainsi dédié aux expériences nécessitant une très bonne résolution en impulsion et/ou la détection en coïncidence de deux particules dans l'état final. Le programme expérimental s'étend de la mesure des facteurs de forme et des fonctions de structure du nucléon, à celle des fonctions d'onde des noyaux légers, tout en passant par des mesures d'asymétries de violation de parité. Le Hall B [79] est équipé d'un détecteur de grande acceptance proche de 4π, dénommé CLAS[5]. Il est spécialement conçu pour la détection en coïncidence de plusieurs particules en voie de sortie. Il peut fonctionner directement avec un faisceau d'électrons à faible intensité (quelques nA), mais possède également un radiateur permettant la production de photons réels par Bremstrahlung. Son domaine d'étude porte principalement sur l'électro-production et la photo-production de mésons et de résonances du nucléon, ainsi que sur les fonctions de structure du nucléon. Enfin le Hall C [80], dans lequel prend place l'expérience G^0, possède deux spectromètres. Un spectromètre HMS[6]

[3]Continuous Electron Beam Accelerator Facility.
[4]High Resolution Spectrometer.
[5]Cebaf Large Acceptance Spectrometer.
[6]High Momentum Spectrometer.

permet la détection de particules de grandes impulsions ($\simeq 8\ GeV/c$) et le second SOS[7] la détection de particules de faible durée de vie. Ce Hall est aussi conçu pour recevoir des dispositifs expérimentaux spécifiques de grande taille.

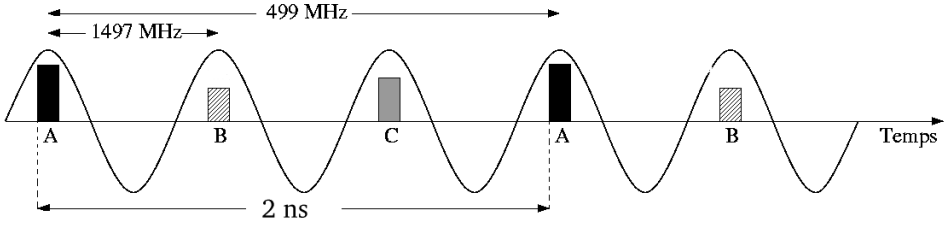


FIG. 2.3 – Structure en temps du faisceau d'électrons fourni par CEBAF.

Pour chacun des Halls, les paquets d'électrons se succèdent à une fréquence de 499 MHz, correspondant à l'arrivée d'un paquet toutes les 2 ns (cf. figure 2.3). Étant donné la résolution temporelle des systèmes de détection et de leurs électroniques associées, ce faisceau paraît continu (cycle utile de 100 %). Cependant durant la phase G^0 "angles avant" le faisceau fut pulsé au seizième de la fréquence nominale (31.2 MHz) pour pouvoir effectuer des mesures de temps de vol et discriminer une partie du bruit de fond. Cette fréquence correspond à l'arrivée d'un paquet d'électrons au niveau de la cible toutes les 32 ns.

Nous allons à présent décrire, étape par étape, les différents éléments de l'accélérateur en commençant par la source d'électrons polarisés.

2.2.2 La source d'électrons polarisés

Comme la plupart des sources d'électrons polarisés utilisées actuellement pour les expériences de type violation de parité à MAMI, au SLAC ou au MIT-BATES, la source d'électrons polarisés de CEBAF fonctionne par pompage optique d'un cristal semi-conducteur d'Arséniure de Gallium contraint (GaAsP). C'est un cristal d'Arséniure de Gallium dont la structure cristalline est développée à partir d'un substrat de GaAs dopé au phosphore $(GaAs)_{0.7}P_{0.3}$ (cf. figure 2.4).

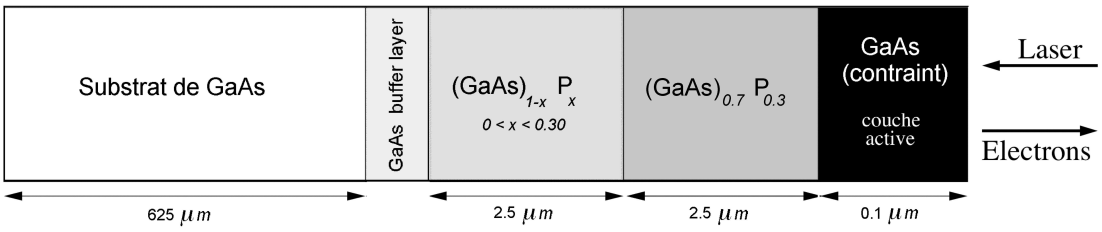


FIG. 2.4 – Structure du cristal d'Arséniure de Gallium contraint (GaAsP). Notons que les dimensions ne sont pas à l'échelle.

Comme le montre la figure 2.5, la structure en bande de ce cristal se compose d'une bande de conduction où le moment orbital de l'électron est égal à 0 (état S) et d'une bande de valence où il est égal à 1 (état P). Du fait de l'interaction spin-orbite, l'état P de la

[7]Short Orbit Spectrometer.

bande de valence est naturellement divisé en deux sous-niveaux $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ séparés par une différence en énergie $\Delta_{SO} = 0.34\ eV$. La contrainte uniaxiale exercée par les atomes de phosphore sur la structure cristalline GaAs brise la symétrie cubique du cristal. Elle permet de lever la dégénérescence des deux sous-niveaux $P_{3/2}$ ($m_j = \pm\frac{1}{2}, \pm\frac{3}{2}$), par une différence en énergie $\delta = 0.065\ eV$. Ainsi, en utilisant un faisceau Laser de longueur d'onde bien ajustée ($E_g < E_\gamma < E_g + \delta$), il est possible de n'exciter vers la bande de conduction que les électrons des niveaux d'énergie $m_j = \pm\frac{3}{2}$. Enfin, d'après les règles de sélection associées à la conservation du moment angulaire total, l'excitation des niveaux $m_j = \pm\frac{3}{2}$ par un photon de polarisation circulaire gauche (resp. droite) permet de peupler les niveaux de la bande de conduction $m_j = +\frac{1}{2}$ (resp. $m_j = -\frac{1}{2}$).

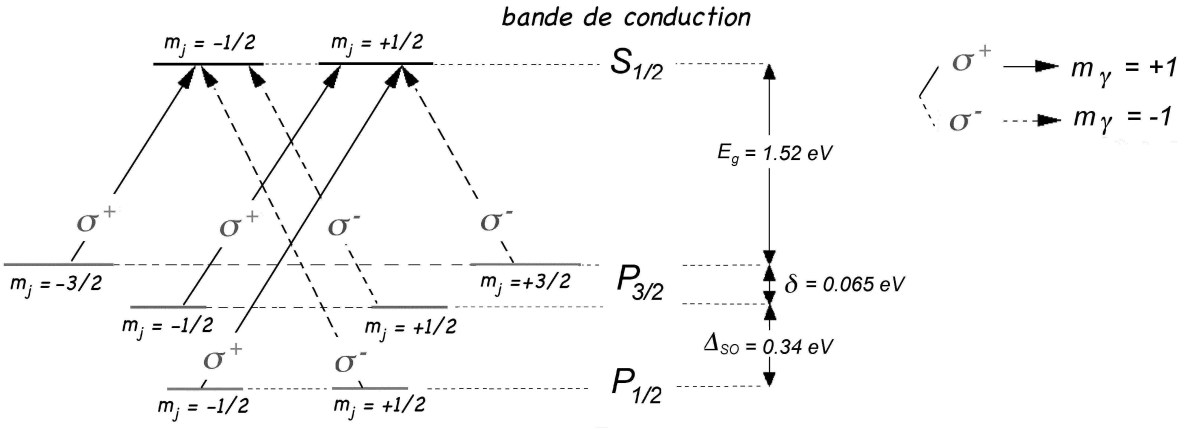


FIG. 2.5 – Structure en bande du cristal d'Arséniure de Gallium contraint (GaAsP) et règles de sélection.

L'énergie du Laser est ajustée pour ne permettre les transitions que pour les niveaux $m_j = \pm\frac{3}{2}$. Idéalement, le pompage optique du cristal avec un Laser de polarisation circulaire et de longueur d'onde adaptée pourrait permettre la production d'un faisceau d'électrons avec une polarisation longitudinale de 100 %. Cependant, entre l'excitation de l'électron sur la bande de conduction et son éjection dans le vide, l'électron se dépolarise lors d'interactions avec le cristal [81]. Ainsi, plus le parcours des électrons dans le cristal est important plus leur polarisation est réduite. Pour le cristal utilisé actuellement à CEBAF, la couche active est réduite à une épaisseur de l'ordre de 100 nm, et la polarisation obtenue expérimentalement est de l'ordre de 70 à 80 %. Il faut également noter que la surface de la photocathode est recouverte d'une couche de fluorure de césium. Les atomes de fluor et de césium cèdent une partie de leurs électrons au cristal. Ils abaissent ainsi l'énergie du vide jusqu'à la création d'une affinité électronique négative entre le vide et la bande de conduction à la surface du cristal. Sans cette "activation" de la photocathode, les électrons pompés dans la bande de conduction resteraient piégés à l'intérieur du cristal face à une barrière de potentiel de 0.4 eV. Les électrons s'échappant librement du cristal sont accélérés à une énergie de 100 keV par application d'une différence de potentiel entre la surface du cristal et une anode placée à proximité.

En plus d'une forte polarisation, la source d'électrons doit produire un faisceau de forte intensité. En sortie de la photocathode, celle-ci s'exprime comme :

$$I_e(\mu A) \simeq \frac{\lambda(nm)}{124}\ QE(\%)\ P_{Laser}(mW) \tag{2.1}$$

où QE représente l'efficacité quantique du cristal, définie par le rapport entre le nombre d'électrons éjectés dans le vide et le nombre de photons incidents ($QE \sim 1\%$). La longueur d'onde du Laser est déterminée par le niveau d'énergie de la photocathode à exciter, soit $\lambda \simeq 800\ nm$. Enfin P_{Laser} représente la puissance lumineuse du Laser incident. Typiquement, pour une intensité de faisceau désirée de 100 μA, cette puissance doit être de l'ordre de 155 mW. L'efficacité quantique du cristal dépend principalement de la longeur d'onde du photon incident, de l'épaisseur de la partie active du cristal, de la qualité de la couche de fluorure de césium et enfin de la charge totale déjà extraite du cristal. Nous avons vu que pour contrôler la polarisation, la longueur d'onde est fixée et l'épaisseur de la couche active minimisée. En ce qui concerne la surface de fluorure de césium, celle-ci se dégrade avec le temps par rétro-bombardement d'ions créés dans le gaz entourant la photocathode. Ils sont produits lorsque le faisceau d'électrons ionise les atomes présents dans le vide résiduel, et un vide aussi poussé que possible est donc requis ($< 10^{-11}\ Torr$) [82]. Enfin, lors des prises de données, la puissance du Laser est ajustée continuellement pour compenser la perte d'efficacité, et le cristal est traité régulièrement afin de régénérer la couche de fluorure de césium en sa surface.

2.2.3 La source lumineuse

La source lumineuse de CEBAF est composée de trois Lasers, associés chacun à un Hall expérimental (cf. figure 2.6). Cette configuration permet d'ajuster de manière indépendante l'intensité du faisceau d'électrons dans chacun des trois Halls. Ces Lasers fonctionnent à la fréquence nominale de 499 MHz, de façon synchrone avec l'accélérateur. En fonctionnement normal, les Lasers utilisés sont des diodes Laser monomodes contrôlées par un signal périodique appliqué aux bornes de leur cathode. Pour la prise de données G^0 aux angles avant, le faisceau devait être pulsé au seizième de la fréquence nominale. Afin de conserver une intensité intégrée de 40 μA, la charge "pulse à pulse" devait être multipliée par seize, soit $1.3{\cdot}10^{-12}C$ ou $8{\cdot}10^6$ électrons par pulse. Les Lasers monomodes n'étant pas assez puissants, un Laser spécifique Ti-Sapphire fut utilisé [83]. Enfin, la source est composée de deux canons à électrons maintenus sous vide, notés Gun1 et Gun2 sur la figure 2.6, et comprenant chacun une photocathode de GaAsP et les éléments d'extraction. Ceci permet de ne pas arrêter la production d'électrons lorsque l'un des deux canons est en attente de maintenance[8]. On utilise alors un miroir, noté (a) sur la figure 2.6, pour dévier le faisceau Laser et utiliser l'un ou l'autre des deux canons.

Idéalement, les largeurs en temps de chacun des pulses Laser sont inférieures à 100 ps. Cependant, les pulses ne sont pas rigoureusement de forme "carrée" et la queue du pulse produit peut s'étaler jusqu'à contaminer le pulse suivant (667 ps plus tard). À cela s'ajoute également un niveau continu de lumière. Pour les diodes Laser (A et B), cette composante continue est principalement imputable à une diode Laser amplificatrice qui comme son nom l'indique a pour but d'amplifier la puissance Laser émise lors du pulse RF. Pour maximiser cette puissance et améliorer le temps de réponse de l'amplificateur, un offset continu renforce le signal périodique primaire appliqué à ses bornes. L'inconvénient est qu'en dehors du pulse RF, cette diode émet alors spontanément une faible quantité de lumière par effet ASE[9]. Pour le Laser G^0 qui n'utilise pas d'amplificateur, ce niveau continu

[8] Lors par exemple de la réactivation d'une photocathode.
[9] Amplification Spontaneous Emission.

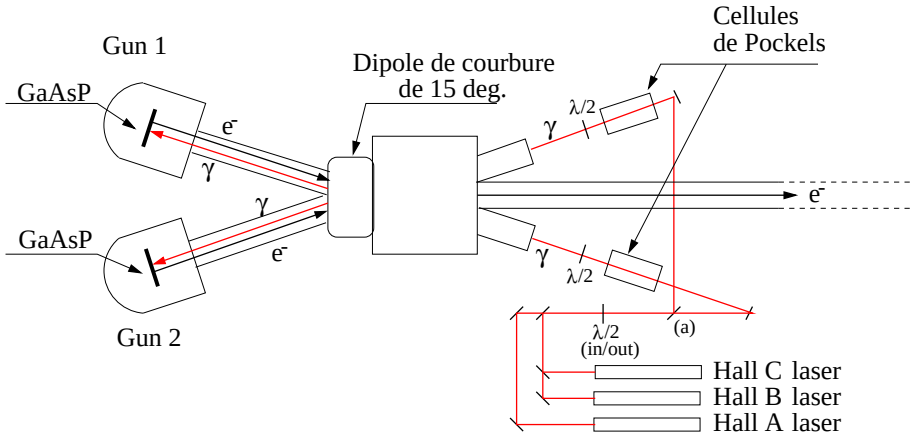


FIG. 2.6 – Principe de fonctionnement de la source de CEBAF.

est beaucoup plus faible et trouve son origine dans le fonctionnement même du pompage du cristal de Ti-Sapphire. Sa fréquence d'émission est normalement déterminée par la longueur d'onde de la cavité Laser, cependant un faible niveau continu reste visible en sortie de la cavité. Ainsi, en plus des pulses Laser RF, une faible quantité de lumière atteint continuellement la surface de la photocathode. Nous verrons en section 3.4 que cette contribution s'est avérée problématique pour la prise des données de l'expérience G^0. Le courant observé dans le Hall C étant alors la somme du courant primaire G^0 pulsé à 32 ns et d'un courant de fuite, ou "leakage", pulsé à 2 ns (cf. section 2.2.5), de très faible intensité ($\simeq$ 50 nA), mais dont l'asymétrie en charge était conséquente ($>$ 500 ppm).

2.2.4 Renversement de la polarisation

2.2.4.1 La cellule de Pockels

Afin de ne pas créer de fausses asymétries en taux de comptage corrélées à l'hélicité du faisceau d'électrons, les paramètres du faisceau doivent rester identiques pour les deux états de polarisation. Une manière efficace de minimiser ces fausses asymétries consiste à effectuer des renversements de polarisation suffisamment rapides, de sorte que les propriétés du faisceau aient peu évolué entre deux états de polarisation successifs.

Nous avons vu qu'un état d'hélicité, positif (resp. négatif) des électrons, était généré par un Laser de polarisation circulaire droite (resp. gauche). Or la lumière produite par les Lasers est polarisée linéairement. En pratique, le changement d'une polarisation linéaire en une polarisation circulaire droite (ou gauche) peut être effectué grâce à une cellule de Pockels jouant le rôle d'une lame quart-d'onde. Cette cellule est un cristal biréfringent (bi-axe), dont les indices optiques associés à ces deux directions orthogonales dépendent de la tension électrique à laquelle il est soumis. La différence entre les indices optiques des deux axes orthogonaux du cristal introduit un déphasage entre les composantes associées selon la relation :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r V = P(\lambda) V \tag{2.2}$$

où λ représente la longueur d'onde des photons incidents, n_0 l'indice ordinaire de réfraction du cristal, V la tension appliquée et r un coefficient dépendant des propriétés

électro-optiques du matériau. Le cristal utilisé actuellement à CEBAF est un cristal de KD_2PO_4 (KD^*P), pour lequel $r = (26.4 \pm 0.7)\cdot 10^{-12}\ m/V$. La tension à appliquer pour obtenir une lame quart d'onde ($\phi = \pm \frac{\pi}{2}$) est de l'ordre de $\pm$ 2600 V [84].

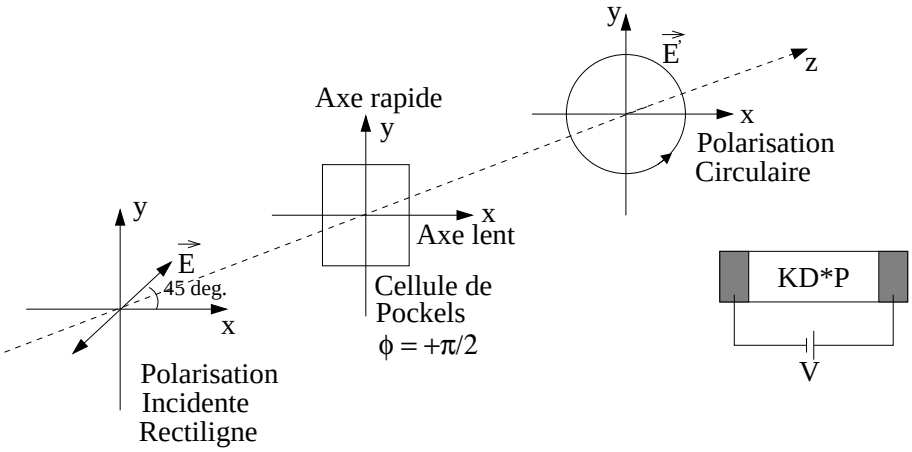


FIG. 2.7 – Transformation d'une polarisation linéaire en une polarisation circulaire droite. La cellule de Pockels agit comme une lame quart-d'onde introduisant un déphasage $\phi = \pm \frac{\pi}{2}$ selon le signe de la tension qui lui est appliquée.

La figure 2.7 illustre la transformation d'une polarisation linéaire en une polarisation circulaire droite, correspondant à une tension appliquée V_+ positive. Le cristal est tout d'abord positionné, de sorte que la polarisation rectiligne du Laser incident soit orientée à 45^o par rapport aux axes optiques du cristal. En notant X l'axe lent et Y l'axe rapide, chacune des deux composantes s'écrit comme :

$$E_{x_i} = E_{y_i} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t) \tag{2.3}$$

avec E_0 l'amplitude et ω la pulsation du champ électrique associées aux photons incidents. Après le passage à travers la cellule de Pockels, la composante E_y, qui s'est propagée selon l'axe rapide, est en avance de $\pi/2$ par rapport à la composante E_x. Il en résulte une polarisation circulaire droite :

$$E_{x_f} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t) \qquad \text{et} \qquad E_{y_f} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \cos(\omega t + \frac{\pi}{2}) \tag{2.4}$$

Réciproquement, l'application d'une tension négative introduit un déphasage $\phi = -\pi/2$, permettant d'obtenir cette fois-ci une polarisation circulaire gauche. Ainsi, le simple renversement du signe de la tension appliquée au cristal permet d'obtenir un faisceau d'électrons d'hélicité positive ou négative.

L'avantage de cette technique est que le renversement de la tension peut être effectué rapidement. Cette fréquence de renversement est tout de même limitée par la vitesse de basculement de la tension et le temps nécessaire pour que le cristal atteigne son nouvel état d'équilibre, temps de l'ordre de 100 μs [82]. La fréquence de renversement utilisée à CEBAF est de 30 Hz, qui est une sous-harmonique de la fréquence du

courant secteur américain (60 Hz). On notera par la suite macropulse, ou MPS, l'intervalle de temps de 33 ms pour lequel la polarisation du faisceau d'électrons reste inchangée. Voyons à présent comment sont séquencés ces états d'hélicité, pour le cas spécifique de l'expérience G^0.

2.2.4.2 Structure temporelle des états d'hélicité

La structure d'hélicité choisie pour la prise de données G^0 est une structure en quartet (cf. figure 2.8). La succession des états de polarisation (+) et (−) se fait alors selon deux combinaisons possibles : "$+--+$" ou "$-++-$". Pour chaque quartet, le premier état de polarisation est choisi de façon pseudo-aléatoire, alors que les trois suivants sont fixés par complémentarité. Cette configuration va permettre de s'affranchir des dérives lentes des paramètres du faisceau. La figure 2.8 en est une illustration. Dans le cas d'une structure en doublet, une variation de l'intensité crée une fausse asymétrie à l'intérieur même de chaque doublet. Bien que ces fausses asymétries peuvent s'annuler sur la totalité de la prise de données, elles ont pour conséquence un élargissement des distributions observées. Or pour une structure en quartet, la moyenne des intensités pour chaque état de polarisation se compense, au premier ordre, à l'intérieur même du quartet.

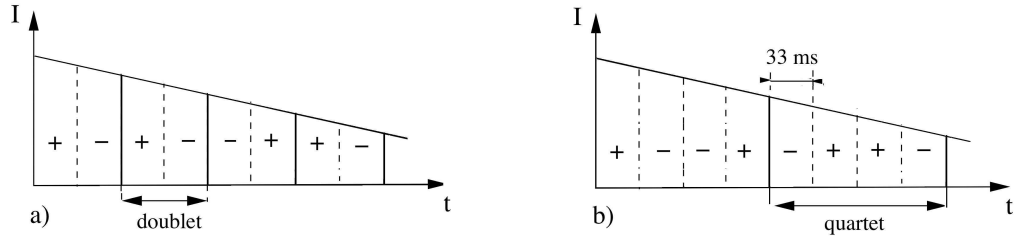


FIG. 2.8 – Dérive lente de l'intensité du faisceau et génération de fausses asymétries à l'intérieur même de chaque doublet : figure a) ; structure d'hélicité en quartet, utilisée lors de la prises de données G^0 : figure b).

Il faut également noter que le signal d'hélicité est envoyé au système d'acquisition avec un retard de huit MPS, soit deux quartets. Cette procédure permet d'éliminer le couplage des signaux électroniques associé aux effets de boucles de masse. Elle élimine toute corrélation entre les signaux électroniques du renversement d'hélicité (fonctionnement de la source, ou de l'accélérateur) et ceux associés à l'électronique de détection (modules d'électronique ou système d'acquisition). En effet, des tests effectués sur nos cartes d'électronique ont montré qu'un signal d'hélicité non retardé pouvait introduire une fausse asymétrie de plusieurs *ppm* sur les asymétries mesurées [85].

2.2.4.3 La lame 1/2 onde

La plupart des expériences de type violation de parité utilisent également un autre dispositif optique, dénommé IHWP[10]. Cet élément mécanique (notée $\lambda/2$ sur la figure 2.6) consiste simplement en une lame demi-onde pouvant être insérée sur le parcours des faisceaux Laser. Cette lame introduit un déphasage $\phi = \pi$ en amont de la cellule de Pockels, et par voie de conséquence renverse la polarisation circulaire en aval de cette cellule. L'insertion de cette lame demi-onde permet donc d'obtenir une polarisation de signe opposé

[10]Insertable Half Wave Plate.

par rapport à celle associée au signal d'hélicité de l'accélérateur gouvernant la cellule de Pockels. Cette technique s'avère être un moyen de contrôle efficace pour tester l'existence de fausses asymétries systématiques. En effet, cette lame demi-onde renverse le signe des asymétries physiques mesurées, que ce soit l'asymétrie de violation de parité recherchée ou les asymétries du bruit de fond. Par contre, les fausses asymétries liées au fonctionnement de l'électronique ou au fonctionnement de l'accélérateur restent inchangées [86] :

$$\begin{aligned} A_{phys} &\rightarrow \lambda/2 \rightarrow -A_{phys} \\ A_{syst} &\rightarrow \lambda/2 \rightarrow A_{syst} \end{aligned}$$

Ainsi, au cours des prises de données les mesures seront effectuées alternativement avec ou sans lame 1/2 onde (périodes de l'ordre de 3 jours). En l'absence de fausses asymétries expérimentales, l'asymétrie mesurée doit changer de signe tout en gardant la même amplitude. Inversement, un offset de cette symétrie par rapport à l'origine signe l'existence de fausses asymétries expérimentales. Il est également intéressant de noter que si l'on dispose de deux échantillons statistiquement équivalents, la soustraction des états opposés permet de compenser les effets systématiques. On notera par la suite état "IHWP-IN" et "IHWP-OUT", les données prises avec ou sans cette lame demi-onde.

2.2.4.4 Le filtre de Wien

Ce dispositif est le dernier élément permettant de contrôler la polarisation. Nous avons vu qu'en sortie de la source polarisée les électrons possédent une polarisation purement longitudinale, correspondant à une orientation du spin parallèle à leur direction de propagation. Cependant, le transport du faisceau d'électrons entre la photocathode et chacun des trois Halls expérimentaux nécessite l'utilisation de nombreux éléments magnétiques. Tous ces éléments ont pour effet d'induire une précession du spin de l'électron. Ainsi sans correction, le faisceau d'électrons arriverait au niveau de la cible dans le Hall expérimental, avec une orientation de spin différente de son axe de propagation. Afin d'éviter toute composante transverse, les électrons vont passer à travers un filtre de Wien [87]. Ce dispositif superpose un champ électrique et un champ magnétique statiques orthogonaux, contenus dans le plan transverse à l'axe de propagation du faisceau (cf. figure 2.9).

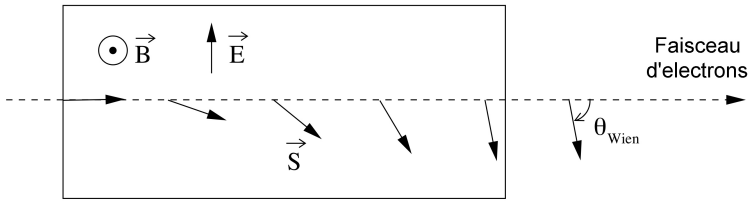


FIG. 2.9 – Schéma de principe d'un filtre de Wien (voir texte).

Le rôle du champ magnétique consiste à faire précesser l'axe de polarisation du faisceau d'électrons. Celui-ci est tourné d'un angle θ_{Wien} selon la relation :

$$\theta_{Wien} = \frac{L}{c\beta}\frac{e|\vec{B}|}{m_e c}\left[\frac{g}{2}(1+\beta^2)-2\right] \tag{2.5}$$

où e, m_e et $g/2$ sont la charge, la masse et le moment gyromagnétique de l'électron, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ le facteur de Lorentz et L la longueur du filtre. L'application du champ électrique permet

pour sa part de compenser la déviation de la trajectoire des électrons induite par le champ magnétique, de sorte que l'axe de propagation reste inchangé :

$$\vec{F} = q\left(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}\right) = \vec{0} \tag{2.6}$$

D'après la relation 2.5, il est plus aisé de modifier le spin lorsque les électrons ont une faible énergie. Le filtre de Wien sera donc placé juste après la source polarisée où les électrons possèdent une énergie de 100 keV. Après avoir calculé l'intégrale de champ que subiront les électrons tout au long de leur trajet vers la cible, et l'angle de précession résultant θ_{acc}, les champs électrique et magnétique du filtre de Wien pourront être ajustés. Si l'on souhaite une polarisation purement longitudinale au niveau de la cible, le filtre de Wien sera optimisé de sorte que $\theta_{Wien} = -\theta_{acc}$.

2.2.5 Le réglage du courant

Après avoir décrit l'optimisation de la polarisation du faisceau d'électrons, voyons à présent comment régler son intensité. L'accélérateur doit être capable de fournir trois faisceaux d'intensités différentes. Idéalement, ce réglage pourrait être effectué en optimisant de manière individuelle la puissance de chacun des Lasers. Cependant, le dispositif présenté dans cette section va permettre d'ajuster plus finement la charge de chaque paquet. Nous verrons en section 3.4, que l'utilisation de ce dispositif a également permis d'appréhender le courant de fuite associé au Laser G^0.

En sortie de la photocathode, les différents paquets d'électrons, se succèdent toutes les 670 ps selon un même axe de propagation. La première étape va consister à séparer spatialement les paquets, dans le plan transverse à l'axe de propagation, et selon leur Hall de destination. Cette séparation est réalisée à l'aide d'une première cavité radio-fréquence ("Chopper cavity 1"). Les paquets associés aux différents Halls vont ensuite traverser des obturateurs, que l'on appelle communément "slits", notés A, B et C sur la figure 2.10, et dont la surface de transmission est ajustable. Selon la taille de chacun des obturateurs, nous pourrons laisser passer un nombre plus ou moins important d'électrons, et définir ainsi l'intensité de chaque faisceau. En sortie, une seconde cavité radiofréquence ("Chopper cavity 2") refocalise les paquets sur le même axe de propagation.

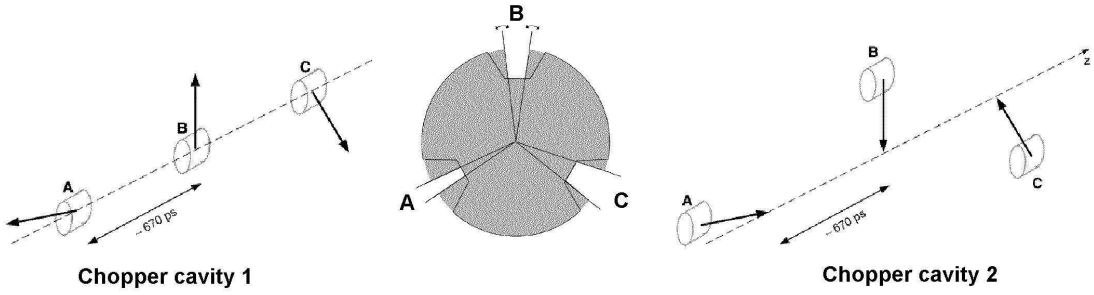


FIG. 2.10 – Séparation spatiale des paquets d'électrons destinés aux différents Halls, et principe de l'obturateur permettant le contrôle de la charge [82].

Pour faciliter la séparation des paquets, celle-ci est effectuée lorsque les électrons ont une faible énergie de 100 keV. Ce dispositif complète alors la séparation temporelle par une

séparation spatiale, qui lui est corrélée. La charge d'un paquet est alors directement reliée à sa largeur spatiale ou de façon équivalente à sa largeur temporelle. Comme nous l'avons vu précédemment, une composante continue se superpose au faisceau pulsé (cf. section 2.2.3) ; celle-ci se retrouve répartie uniformément tout autour du dispositif d'obturation. Si ces électrons ne sont pas correctement calés sur la structure en temps nominale à 2 ns, ils ne peuvent traverser les obturateurs. En sortie nous obtenons donc un faisceau qui est proprement pulsé à 2 ns pour chacun des Halls. Une fraction de ces électrons parasites se retrouve malgré tout à l'intérieur de chaque paquet. Pour le faisceau G^0, un pulse sur seize sera rempli correctement par le Laser G^0. Les quinze autres, parasites, seront remplis fortuitement par les électrons issus de la composante continue.

2.2.6 L'accélération des électrons

Après avoir été extraits de la source polarisée, les électrons sont transportés sur une dizaine de mètres durant lesquels ils vont traverser différents éléments optiques, dont les plus importants ont été présentés précédemment. Les électrons sont ensuite accélérés au niveau de l'injecteur par 18 cavités supraconductrices, jusqu'à une énergie de d'ordre de 45 MeV. En sortie de l'injecteur, ces électrons ultra-relativistes ($\beta = 0.99$) entrent dans le premier LINAC à une vitesse très proche de celle des électrons circulant déjà dans l'accélérateur. Cette condition est nécessaire, étant donné que CEBAF est un accélérateur à recirculation (cf. figure 2.2). Cela évite un étalement spatial et le mélange des paquets d'électrons destinés à chacun des trois Halls.

Les électrons sont enfin accélérés par les deux LINACs de 240 mètres de long, composés chacun de 160 cavités radiofréquences supraconductrices en Niobium pur. Le champ électromagnétique à l'intérieur des cavités est un champ stationnaire sinusoïdal, en phase avec l'injecteur (1497 MHz). Le champ accélérateur maximal est de l'ordre de 9.1 MeV/m, correspondant à une énergie maximale délivrée par LINAC de 0.6 GeV. Les électrons peuvent effectuer au plus cinq tours dans l'accélérateur et atteindre les Halls expérimentaux avec une énergie maximale de 6 GeV. En ce qui concerne la prise des données G^0 "angles avant", qui nécessitait une énergie de 3.03 GeV, la puissance accélératrice des LINACs a été ajustée à 500 MeV et les électrons parcouraient seulement trois tours. Pour passer d'un LINAC à l'autre, les électrons sont tout d'abord séparés en énergie par un champ magnétique horizontal, puis envoyés en entrée d'arcs de recirculation disposés à différentes altitudes (cf. figure 2.2). Selon l'énergie des électrons, correspondant en fait au nombre de tours déjà réalisés, un champ magnétique constant est ajusté pour chaque arc, et ceci afin de maintenir un rayon de courbure identique à l'intérieur de l'arc. En sortie, les paquets d'énergies différentes sont refocalisés sur la ligne de faisceau du LINAC suivant, et ceci par application d'un nouveau champ magnétique horizontal. Enfin, l'extraction des paquets d'électrons est effectuée en sortie du LINAC sud par un ensemble d'éléments magnétiques que l'on appelle "Beam Switch Yard" ou BSY. Ce système, fonctionnant à la même fréquence que la source, soit 1497 MHz, dévie les pulses des faisceaux en les envoyant vers leur Halls respectifs.

Pour le cas spécifique de l'expérience G^0 aux angles avant, normalement seul un pulse sur les seize qui sont déviés vers le Hall C au niveau du BSY devrait être rempli. Cependant, nous avons vu dans les sections 2.2.3 et 2.2.5 qu'une composante continue des

Lasers entrainait la production de "bunchs" parasites envoyés vers l'injecteur toutes les 2 ns. Étant donné la fréquence de fonctionnement du BSY, ces "bunchs" parasites sont aussi déviés en entrée du Hall C. Il en résulte un très faible courant de fuite pulsé à 2 ns. Nous verrons en section 3.4, les moyens mis en oeuvre pour quantifier ce courant de fuite et corriger les données de cet effet.

2.2.7 Contrôle des paramètres du faisceau

Nous allons maintenant présenter la mesure des paramètres de notre faisceau, que ce soit en position, en énergie, en courant ou en polarisation. Ces mesures s'effectuent généralement entre le BSY et l'entrée du Hall C, dans une région que l'on appelle l'Arc (cf. figure 2.11). Ces paramètres doivent être mesurés au plus près de la cible, et en aval de tout dispositif magnétique pouvant les modifier par la suite. Dans la mesure du possible, les moniteurs ne doivent pas dégrader la qualité du faisceau (mesure non destructive) de sorte que le contrôle de ces paramètres se fasse en même temps que la prise de données. Enfin, il est important de comprendre que ce ne sont pas les valeurs absolues des paramètres qui importent, mais plutôt la différence de ces paramètres entre les deux états d'hélicité. Ce sont ces différences qui créent des fausses asymétries et qu'il faut donc contrôler précisément. Ce chapitre présente tout d'abord les moniteurs de courant et de position. Après une description du principe de la mesure en énergie, le polarimètre Møller du Hall C sera présenté. Finalement un court paragraphe décrira les moniteurs de luminosité.

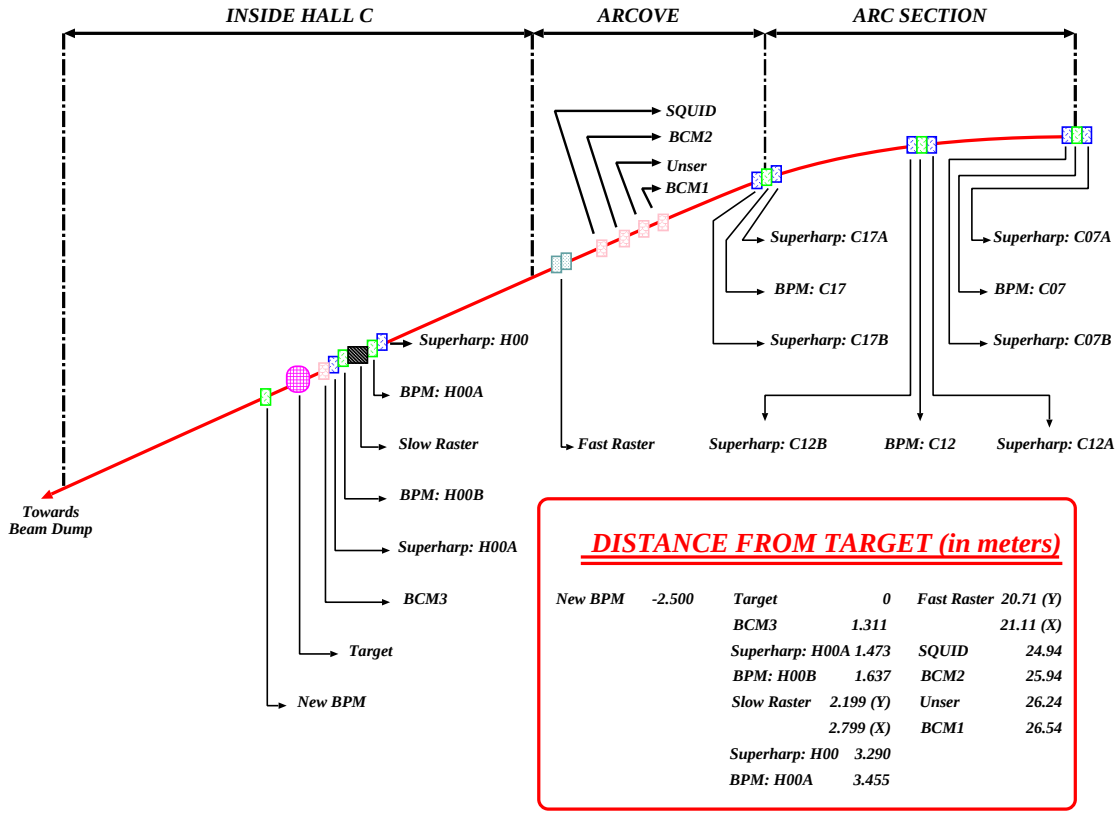


FIG. 2.11 – Schéma de la ligne de faisceau du Hall C.

2.2.7.1 Mesure de l'intensité

Auprès de CEBAF, l'intensité du courant d'électrons est mesurée à l'aide de cavités radio-fréquence résonnantes dénommées BCM[11]. La forme cylindrique et les dimensions des cavités (15.5 cm de diamètre, 15.2 cm de long) permettent d'ajuster leur fréquence de résonnance sur celle de l'accélérateur (1497 MHz). Le champ électromagnétique créé par le passage du faisceau d'électrons est amplifié par la cavité, puis capté au niveau d'une antenne constituée d'une boucle de fil. Le courant induit dans cette antenne est directement proportionnel à l'intensité du courant [88]. Afin d'avoir une mesure en intensité absolue, ces BCMs sont calibrés à l'aide d'un deuxième type de moniteur. Ce moniteur UNSER fonctionne selon le principe du transformateur à courant continu [89]. Il peut être calibré précisément à l'aide d'un fil traversé par un courant d'intensité connue, cependant il est inutilisable lors des prises de données du fait de son instabilité. Une fois calibrées à l'aide des moniteurs UNSER, les BCMs permettent de mesurer l'intensité sur une large dynamique entre 0.5 à 150 μA.

2.2.7.2 Mesure de la position

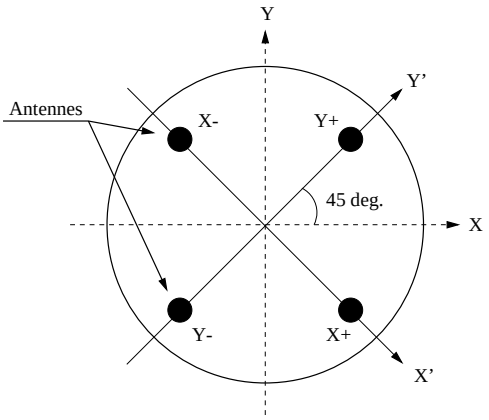


FIG. 2.12 – Principe de fonctionnement des moniteurs de position (BPM).

De même que pour celle du courant, la mesure en position est effectuée à l'aide de cavités radio-fréquence résonnantes de formes cylindriques et dénommées BPMs[12]. Quatre antennes parallèles à l'axe du faisceau, et à 45^o par rapport à la verticale et l'horizontale, sont positionnées à l'intérieur de la cavité. Le courant parcourant chacune des quatre antennes est intégré par des modules ADC[13] à une fréquence de 30 Hz. Ceci permet de déduire la position du faisceau dans le plan transverse à sa direction. En suivant la notation de la figure 2.12, les positions X et Y s'écrivent :

$$X = \alpha \frac{X_+ - X_-}{X_+ + X_-} \quad \text{et} \quad Y = \beta \frac{Y_+ - Y_-}{Y_+ + Y_-}$$

ou α et β sont les facteurs de conversion en unité de longueur du courant lu dans les antennes. Le domaine de fonctionnement de ces moniteurs est de $\pm$ 5mm autour du centre de la cavité, et la précision obtenue est de l'ordre de 100 μm [90]. La position est mesurée à deux endroits distincts, de sorte qu'il est possible d'en déduire l'angle d'incidence du faisceau d'électrons au niveau de la cible.

2.2.7.3 Mesure de l'énergie

La méthode utilisée pour mesurer l'énergie du faisceau d'électrons dans le Hall C consiste à déterminer l'angle de déviation du faisceau lors de son passage à travers un champ magnétique. Cette mesure est effectuée le long de l'Arc (entre le BSY et l'entrée du Hall), où le faisceau d'électrons est soumis successivement aux champs magnétiques créés par

[11] Beam Cavity Monitor.
[12] Beam Position Monitor.
[13] Analogic to Digital Converter.

huit dipoles (cf. figure 2.11). L'énergie et l'angle de déviation des électrons du faisceau sont alors reliés par l'expression :

$$E = e\ c\ \frac{\int \vec{B}.\vec{dl}}{\theta} \tag{2.7}$$

où e et θ sont la charge et l'angle de déviation de l'électron. La mesure de la position du faisceau est effectuée par des moniteurs de position "superharps", situés aux extrémités et au centre de l'Arc. Ceux-ci permettent d'accéder directement à l'angle de déviation θ. La précision obtenue par cette méthode est ΔE/E $\simeq 10^{-4}$. Il faut noter que la mesure de position effectuée par les moniteurs superharps est une mesure destructive, dans le sens où elle dégrade de façon significative la qualité du faisceau. Lors des prises de données, on préférera donc utiliser les BPMs présentés précédemment. Bien que moins précis en terme de position absolue, ils permettent d'obtenir une précision sur la différence en énergie entre les deux états d'hélicité de l'ordre de 5 eV (cf. chapitre 3.5.1).

2.2.7.4 Mesure de la polarisation

La mesure de la polarisation du faisceau G^0 est effectuée dans le Hall C à l'aide d'un polarimètre Møller [91]. Le principe de la mesure repose sur la diffusion élastique d'électrons polarisés (ou diffusion Møller) :

$$\vec{e} + \vec{e} \rightarrow \vec{e} + \vec{e} \tag{2.8}$$

Dans le cas d'une polarisation longitudinale des électrons selon l'axe z, la section efficace, calculée précisément par l'application directe de la théorie QED, s'écrit comme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left(1 + P_z^C P_z^F A_{zz}(\theta_{cm})\right) \tag{2.9}$$

où $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$ représente la section efficace de diffusion non polarisée, P_z^C (P_z^F) les taux de polarisation longitudinale des électrons de la cible (resp. du faisceau), θ_{cm} l'angle de diffusion dans le repère du centre de masse et A_{zz} le pouvoir d'analyse de la réaction. Ainsi la polarisation longitudinale du faisceau P_z^F peut être déterminée par la mesure de l'asymétrie suivante :

$$A_{Møller} = \frac{\frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega}} = A_{zz}(\theta_{cm}) P_z^C P_z^F \tag{2.10}$$

où $\frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\Omega}$ et $\frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow}}{d\Omega}$ représentent les sections efficaces de diffusion lorsque le spin des électrons du faisceau est parallèle (resp. antiparallèle) à celui des électrons de la cible. L'expression du pouvoir d'analyse étant la suivante :

$$A_{zz} \quad = \quad -\sin^2(\theta_{cm}) \frac{8 - \sin^2(\theta_{cm})}{\left(4 - \sin^2(\theta_{cm})\right)^2} \tag{2.11}$$

la mesure de l'asymétrie se fait à un angle de diffusion $\theta_{cm} = 90^o$, pour lequel le pouvoir d'analyse est maximum et vaut A_{zz} = -7/9.

Cependant, il faut également prendre en compte la quantité de mouvement des électrons de la cible, qui modifie de façon substantielle l'angle de diffusion Møller. C'est l'effet Levchuk [92] qui se formalise selon la relation suivante :

$$\theta_{Levchuk} = \theta_{lab}\sqrt{1 + \frac{p_z}{m_e}} \tag{2.12}$$

où $\theta_{Levchuk}$ représente l'angle de l'électron diffusé, θ_{lab} l'angle de diffusion Møller lorsque l'électron cible est au repos, et p_z la projection de l'impulsion de l'électron cible selon l'axe z. En outre, la polarisation des électrons de la cible dépend des niveaux d'énergie atomique sur lesquels ils se trouvent, et dépend donc de leurs impulsions. Non seulement cet effet entraînera un élargissement de la distribution angulaire des électrons diffusés, mais de plus, la polarisation mesurée pour $\theta_{cm} = 90^o$ pourra être différente de la polarisation effective du milieu (effet de l'ordre du %). La stratégie adoptée pour le polarimètre du Hall C [91] consiste à augmenter l'acceptance angulaire de détection, malgré une augmentation significative du bruit de fond. Ce bruit de fond est principalement constitué d'électrons Mott, issus de diffusions électron-noyau. Il pourra être éliminé en imposant la détection en coïncidence de l'électron diffusé et de l'électron de recul, pour lesquels les angles de diffusion sont symétriques par rapport à l'axe du faisceau.

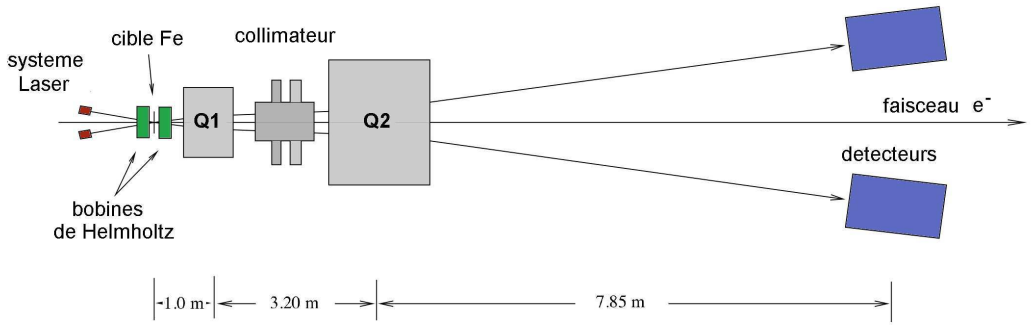


FIG. 2.13 – Schéma du polarimètre Møller utilisé dans le Hall C.

Le polarimètre Møller, représenté sur la figure 2.13, est situé à l'entrée du Hall C. La cible polarisée est constituée d'une fine plaque de Fer placée dans une chambre à vide. La polarisation de la cible, de l'ordre de 8 %, est obtenue par application d'un champ magnétique de 4 T produit par deux bobines de Helmholtz supraconductrices. Cette polarisation est déterminée à l'aide d'un faisceau Laser, en mesurant la modification (par effet Kerr) de la polarisation du Laser par la magnétisation du milieu qu'il traverse. Un spectromètre magnétique en aval de la cible permet d'augmenter l'acceptance angulaire. Les électrons diffusés et les électrons de recul sont focalisés par un premier quadripôle Q1 sur un collimateur, permettant de sélectionner la cinématique. Ils sont ensuite défocalisés par le deuxième quadripôle Q2 en direction des deux détecteurs fonctionnant en coïncidence.

Il faut noter que la mesure de polarisation effectuée par un tel polarimètre est destructive, et que l'expérience ne peut se dérouler dans le même temps. Bien qu'une précision statistique de 1% ne requiert que cinq minutes de prise de données, la mise en place ce cette mesure dure typiquement une heure. Durant l'expérience G^0, la mesure de polarisation a

été effectuée régulièrement (typiquement tous les deux jours) et de préférence lorsque la configuration de l'accélérateur était modifiée. Les résultats seront présentés en section 3.6.

2.2.7.5 Moniteur de luminosité

Enfin, nous utilisons également huit moniteurs de luminosité. Comme le montre la figure 2.14, ces moniteurs sont disposés par groupes de quatre symétriquement par rapport à l'axe du faisceau. Quatre moniteurs sont localisés à 699 cm en aval du centre de la cible et détectent les électrons diffusés à un angle de 2^o. Les quatre autres sont positionnés à 1073 cm et détectent les électrons à un angle de 1.2^o. Les électrons sont principalement issus de diffusions élastiques $\vec{e}p$ (25 %), de diffusions Møller (25 %) ou de diffusions avec les enceintes en Aluminium de la cible (50 %). À cette cinématique, la valeur de Q^2 est relativement faible et la combinaison de toutes ces contributions possède une asymétrie physique inférieure à 0.1 ppm [93].

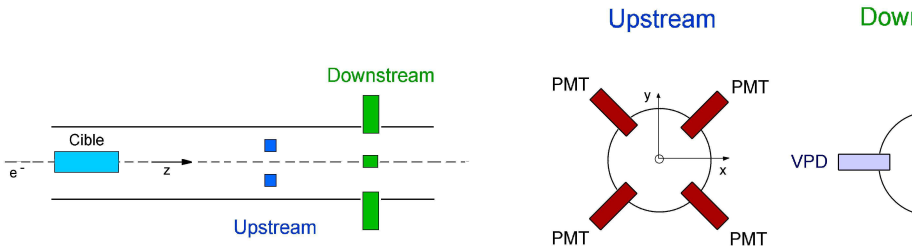


FIG. 2.14 – Disposition des détecteurs de luminosité (la figure n'est pas à l'échelle).

Ces détecteurs sont constitués d'un matériau en quartz de volume 3.5x3.5x1.6 cm^3 produisant de la lumière Čerenkov. Six de ces détecteurs sont couplés à des photomultiplicateurs et les deux autres à des VPDs[14]. Le signal des PMTs et des VPDs étant intégré, ces moniteurs ne possèdent pas de temps mort. Étant donné qu'à cette cinématique les taux de comptage sont très élevés ($> 2\ GHz$), nous obtenons une précision statistique significative en très peu de temps. Cela va être très utile à plusieurs niveaux d'analyse. L'asymétrie physique des événements détectés étant très faible, nous pourrons vérifier rapidement l'existence de fausses asymétries expérimentales liées aux propriétés du faisceau. Ils vont également permettre de contrôler la stabilité de la densité de la cible, et d'étudier plus rigoureusement les pertes par temps mort de l'électronique de détection (cf. section 3.3). Nous verrons aussi que ces moniteurs vont constituer un outil efficace pour déterminer l'asymétrie du courant de fuite (cf. section 3.4).

2.2.8 Asymétries systématiques et système d'asservissement

Finalement, nous abordons dans cette section les principales sources d'asymétries systématiques liées aux paramètres du faisceau (charge, position et énergie). Comme nous l'avons souligné en section 1.5.4, ces effets systématiques induisent une fausse asymétrie en taux de comptage qu'il faut contrôler avec le plus de précision possible. Nous décrirons l'origine de chacune de ces asymétries, avant de commenter le système d'asservissement mis en place par la collaboration G^0. Les résultats sur la totalité de la prise de données

[14] Vaccum Photodiode.

seront présentés dans la section d'analyse 3.5.1, dans laquelle nous décrirons également une méthode de correction des asymétries résiduelles. Une revue complète et détaillée sur ce sujet est donnée dans les références [94, 95].

2.2.8.1 Les sources d'asymétries systématiques

- **Asymétrie en charge**

L'asymétrie en charge est imputable à plusieurs effets combinés et relativement complexes. Tout d'abord, la polarisation en sortie de la cellule de Pockels, qui devrait être circulaire dans le cas idéal, peut posséder une faible composante linéaire résiduelle. Nous obtenons alors en sortie de cette cellule une polarisation elliptique, dont l'axe principal peut pivoter selon le signe de la haute tension appliquée (cf. figure 2.15). Nous écrivons le déphasage introduit par la cellule de Pockels de la façon suivante :

$$V_+ \ : \ \delta_+ = +\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) - \Delta \tag{2.13}$$

$$V_- \ : \ \delta_- = -\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) - \Delta \tag{2.14}$$

où α (resp. Δ) représentent une correction symétrique (resp. antisymétrique). Le terme antisymétrique Δ, qui ne dépend pas du signe de la haute tension, peut provenir d'une biréfringence résiduelle de la cellule ou d'éléments optiques (miroir et/ou lentille). Dans le cas d'éléments optiques parfaits, ces termes α et Δ sont nuls et la polarisation est purement circulaire.

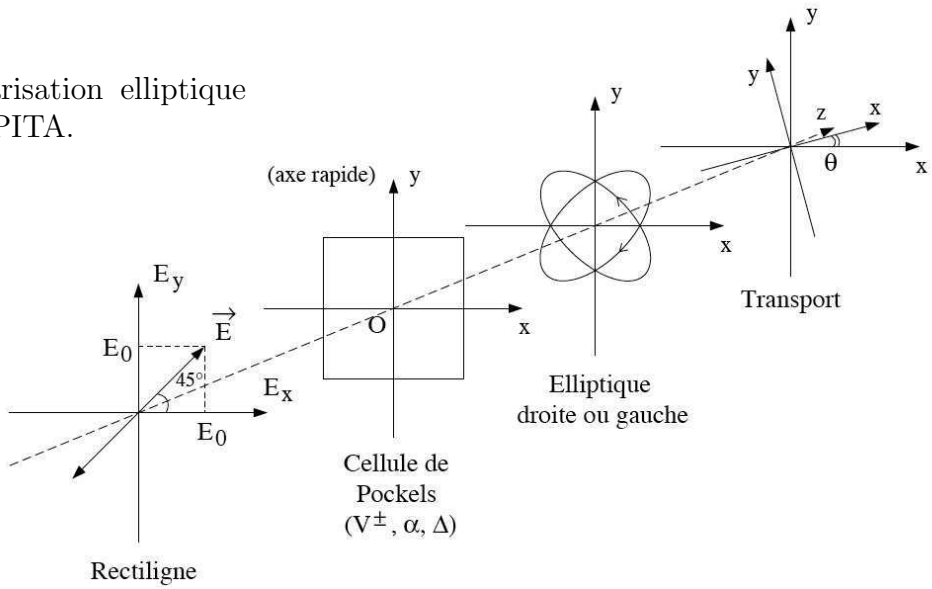


FIG. 2.15 – Polarisation elliptique du Laser et effet PITA.

En fait, cette faible composante linéaire ne serait pas gênante si les éléments optiques utilisés tout au long du trajet de la lumière (y compris la photocathode) ne possédaient pas un fort pouvoir d'analyse. Malencontreusement, le système optique, pris dans son ensemble possède un axe privilégié de transport de la lumière. Nous pouvons caractériser cette asymétrie par deux axes orthogonaux X' et Y', auxquels nous associons deux coefficients de transmission $T_{X'}$ et $T_{Y'}$ différents. La puissance lumineuse délivrée au niveau de la photocathode dépend alors de l'orientation de la composante linéaire, donc du signe de la

haute tension appliquée aux bornes de la cellule de Pockels. On appelle communément cette asymétrie de transport de la lumière, l'effet PITA[15]. La situation se complique lorsque nous prenons en compte un autre axe privilégié de polarisation au niveau de la photocathode. En effet, la contrainte uniaxiale exercée par les atomes de Phosphore (cf. section 2.2.2) engendre une anisotropie de l'efficacité quantique. De la même façon, cette anisotropie s'interprète en termes d'axe privilégié et de pouvoir d'analyse dont les conséquences sont identiques à celles de l'effet PITA. Si l'on note θ l'angle entre l'axe rapide de la cellule de Pockels X et l'axe privilégié X', l'asymétrie en intensité en sortie de la photocathode s'écrit au premier ordre comme :

$$A_I = \frac{\epsilon}{T}\ \Delta\ \sin 2\theta \tag{2.15}$$

où $T = (T_{X'} + T_{Y'})/2$ et $\epsilon = T_{X'} - T_{Y'}$. Nous voyons que l'asymétrie en charge est fonction du déphasage antisymétrique Δ, et de l'angle θ. Les procédures de correction présentées par la suite auront donc pour objectif de minimiser ces deux grandeurs.

- **Asymétrie en position**

Les asymétries en position au niveau de la cible proviennent des différences en position du faisceau Laser au niveau de la photocathode. En effet, selon la position d'extraction des électrons au niveau de cette photocathode, les trajectoires dans l'accélérateur sont légèrement différentes et se traduisent alors par une différence en position dans le Hall. Parmi les effets responsables d'une différence en position au niveau de la photocathode, le plus important et que l'on appelle communément "steering effect" est induit par le passage du faisceau Laser dans la cellule de Pockels (cristal KD*P). Selon le signe de la haute tension appliquée aux bornes de ce cristal, ses surfaces d'entrée et de sortie vont soit se bomber soit s'incurver (cf. figure 2.16). Le cristal va alors se comporter soit comme une lentille convergente, soit comme une lentille divergente. Si le faisceau Laser n'est pas correctement centré au niveau de la cellule de Pockels, sa direction de propagation sera déviée. La meilleure façon de minimiser cette asymétrie consiste donc à positionner l'axe de propagation du faisceau au centre de la cellule de Pockels. Il est important de remarquer que si l'efficacité quantique de la photocathode n'est pas homogène sur sa surface, l'asymétrie en position introduit également une asymétrie en charge.

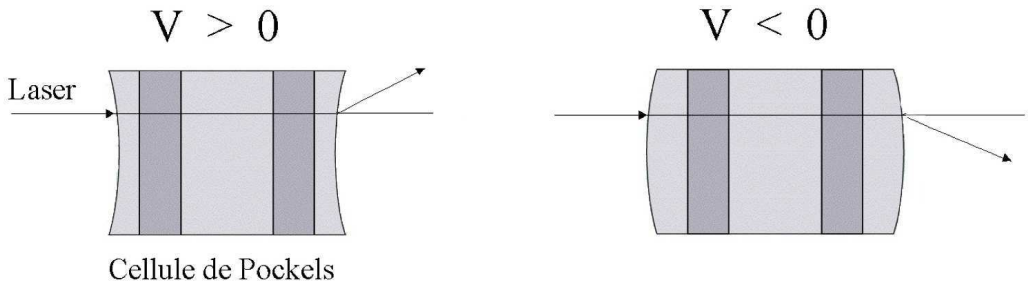


FIG. 2.16 – Modification des surfaces d'entrée et de sortie de la cellule de Pockels, selon le signe de la haute tension appliquée à ces bornes ("steering effect" [94]).

[15]Polarization Induced Transport Asymmetry.

- **Asymétrie en énergie**

Les asymétries en énergie sont générées au niveau des cavités accélératrices du fait de l'inhomogénéité de la puissance délivrée par le champ accélérateur au niveau d'un même paquet d'électrons. En effet, pour chaque pulse du faisceau les électrons situés en amont du paquet vont absorber une plus grande quantité d'énergie que ceux situés en fin de pulse. Idéalement, cet effet appelé "beam loading" augmente seulement la dispersion en énergie des électrons à l'intérieur de chaque pulse. Cependant, pour le cas spécifique de CEBAF où les paquets d'électrons destinés à chacun des Halls sont seulement séparés de 667 ps, l'effet "beam loading" peut être engendré par le pulse d'électrons précédent. Étant donné que cet effet se couple avec la charge, une asymétrie en charge d'un des faisceaux d'électrons peut se répercuter en une asymétrie en 'beam loading, puis en une asymétrie en énergie du faisceau subséquent. Pour la prise de données G^0, cet effet était négligeable car les pulses "Hall C" suivaient au niveau de l'accélérateur les pulses "Hall B" dont la charge est relativement faible. Par contre, pour la prise de données HAPPEX une forte asymétrie en charge du faisceau "Hall C" fut responsable d'une asymétrie en énergie observée dans le Hall A [86].

La suite de cette section est dédiée aux méthodes permettant de minimiser ces fausses asymétries. Nous allons distinguer deux procédures. Tout d'abord la minimisation passive qui consiste à optimiser l'optique du Laser en amont de la prise de données. Puis la minimisation active ou "feedback" qui se déroule en même temps que la prise de données. Cette discussion est illustrée par la figure 2.17, où sont représentés les différents éléments optiques utilisés.

2.2.8.2 Les minimisations passives

En ce qui concerne la minimisation passive, elle consiste tout d'abord à choisir la cellule de Pockels ayant les meilleures propriétés optiques que ce soit en termes de polarisation, d'efficacité quantique et de faible pouvoir d'analyse. Quelquefois, ceci est simplement réalisé en choisissant une région privilégiée de la photocathode. Parallèlement pour minimiser l'asymétrie en position un système de lentilles est optimisé de sorte que le faisceau Laser soit bien collimaté au centre de la cellule de Pockels, et en une région stable au niveau de la photocathode.

En ce qui concerne l'asymétrie en charge (cf. équation 2.15), nous utilisons deux procédures indépendantes. La première a pour objectif d'éliminer le déphasage antisymétrique Δ à l'aide de la cellule de Pockels. En effet, d'après la relation 2.2, le déphasage induit par cette cellule est directement proportionnel à la tension qui lui est appliquée. Les hautes tensions nominales sont $\pm$ 2.6 KV, mais il est possible d'ajouter un offset constant ΔV et introduire ainsi un déphasage supplémentaire. Dans un domaine restreint de variation, nous obtenons une relation linéaire entre l'asymétrie en charge et cet offset : $A_I \; \alpha \; \Delta V$. Nous utilisons donc cette relation très simple pour optimiser l'offset ΔV, et faire tendre l'asymétrie en intensité vers zéro.

La deuxième technique utilise une lame demi-onde, notée RHWP[16] sur la figure 2.17, dont nous pouvons faire varier mécaniquement l'orientation. Cette lame, localisée en aval

[16]Rotatable Half Wawe Plate.

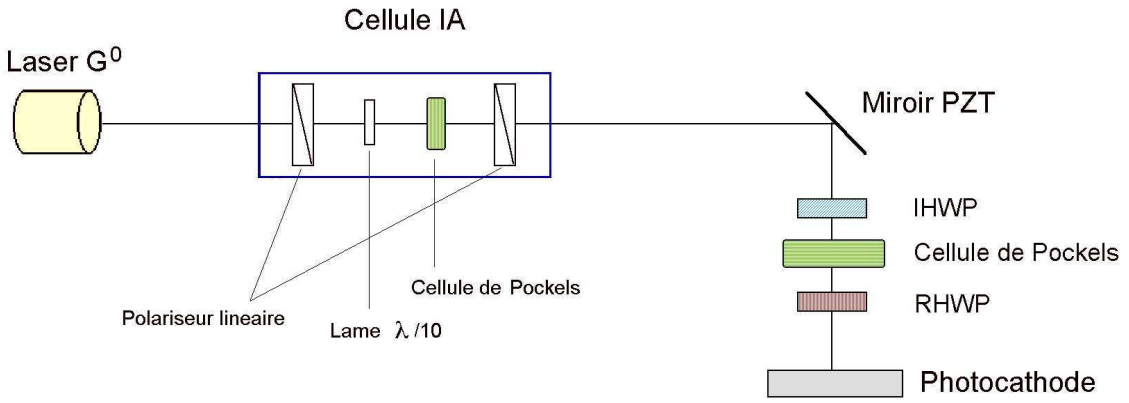


FIG. 2.17 – Eléments optiques au niveau de la source polarisée permettant de minimiser les asymétries des paramètres du faisceau.

de la cellule de Pockels, modifie d'un angle ϕ l'orientation de la composante linéaire résiduelle[17]. L'objectif est de renverser l'axe principal de l'ellipse symétriquement par rapport à l'axe de transmission X' de la photocathode, de sorte que quelque soit l'état de polarisation (+ ou −), la composante linéaire se trouve analysée de la même manière par le cristal (cf. figure 2.18). Au premier ordre, la relation entre l'asymétrie en intensité et l'angle ϕ introduit par la lame demi-onde peut s'écrire comme :

$$A_I = \frac{\epsilon}{T}\Delta\sin(2\theta - 4\phi) \tag{2.16}$$

L'effet obtenu est illustré par la figure 2.18, où nous voyons que par ajustement de l'angle RHWP ϕ, il est possible d'annuler l'asymétrie en charge. Nous observons une variation sinusoïdale de périodicité 4π, en accord avec le fait qu'une rotation de 90^o de la lame demi-onde induit une rotation de 180^o de la polarisation de l'ellipse[18].

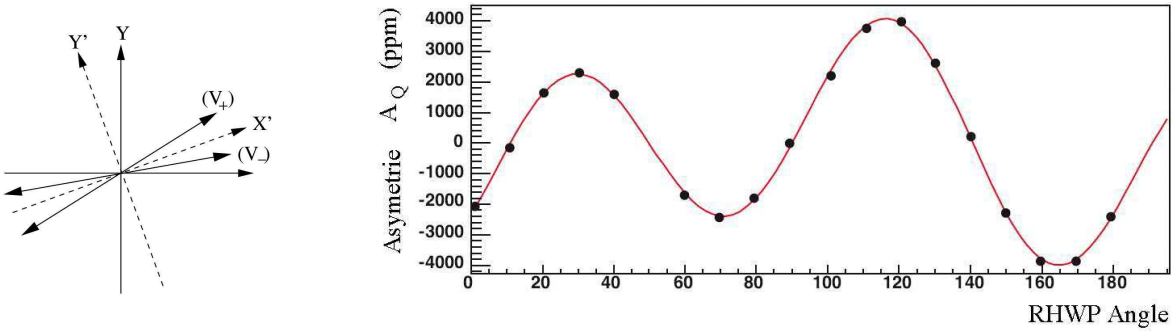


FIG. 2.18 – Figure de gauche : orientation de la polarisation linéaire du Laser (cf. texte). Figure de droite : asymétrie en intensité en fonction de l'angle de la lame demi-onde [94].

Les procédures présentées dans ce paragraphe concernent seulement les réglages de l'optique du Laser. Elles vont permettre de minimiser au premier ordre les asymétries en intensité et en position. Malgré tout, ces méthodes sont basées sur des réglages ponctuels

[17]Cette lame $\lambda/2$ transforme la polarisation circulaire droite en circulaire gauche (et inversement).

[18]Une analyse plus fine de cette dépendance révèle une faible composante supplémentaire, de périodicité 2π, que l'on peut relier à l'imperfection de la lame demi-onde utilisée.

et ne prennent pas en compte les multiples corrélations entre les différentes asymétries systématiques. Nous devons utiliser en plus un système d'asservissement dynamique prenant en compte toutes ces interférences.

2.2.8.3 La minimisation active : le système d'asservissement

Le système d'asservissement, ou "feedback", se base sur une mesure en continu des asymétries des paramètres du faisceau, qui est associée à une rétroaction, appliquée en temps réel au niveau de la source. Nous effectuons une première rétroaction sur la charge via une cellule IA[19] qui permet d'atténuer l'intensité du Laser. Une seconde rétroaction est quant à elle réalisée sur ses positions X et Y, via un miroir monté sur un système PZT[20]. L'agencement de ces différents éléments optiques est représenté sur la figure 2.17. Il est intéressant de noter que contrairement aux minimisations passives, la procédure d'asservissement ne corrige pas les sources d'asymétries systématiques mais se contente de les contrebalancer de façon artificielle. Notons également qu'aucun asservissement ne fut réalisé sur l'énergie ou sur les angles d'incidence, car il s'est avéré que leurs effets sur l'asymétrie mesurée restaient négligeables.

- **La cellule IA**

C'est un dispositif qui va permettre d'intervenir directement sur la puissance du Laser, et ceci indépendamment de son optique. La cellule IA est composée tout d'abord de deux polariseurs linéaires de même orientation, situés en entrée et en sortie de la cellule. Ces polariseurs ont pour objectif de ne laisser passer que la composante de lumière parallèle à leur axe de transmission. À cela s'ajoutent une lame $\lambda/10$ et une cellule de Pockels. La lame $\lambda/10$ est positionnée de sorte qu'elle transforme la polarisation linéaire en une polarisation légèrement elliptique. Puis la cellule de Pockels va permettre d'ajuster la composante de lumière parallèle à l'axe de transmission du polariseur linéaire. Ainsi en sortie, nous obtenons une polarisation linéaire, dont l'intensité dépend de la tension appliquée aux bornes de la cellule de Pockels. Afin de minimiser l'asymétrie en intensité, cette tension sera ajustée selon l'état d'hélicité. Il faut noter que la lame $\lambda/10$ est utilisée uniquement dans le but de minimiser l'amplitude de la tension à appliquer aux bornes de la cellule de Pockels (typiquement entre -10 et 10 V).

- **Le miroir PZT**

Ce miroir est positionné après la cellule IA. Il est monté sur un support dont l'orientation est ajustable via des cristaux piézo-électriques. Ils permettent de modifier la position du faisceau Laser au niveau de la photocathode, l'un en X et l'autre en Y. La réponse de ces cristaux est fonction de la tension qui leur est appliquée (typiquement de 0 à 9 V). Cette réponse est très rapide et peut être ajustée pour chaque état d'hélicité.

- **L'algorithme d'asservissement**

Comme mentionné précédemment, les asymétries en charge et en position sont fortement corrélées. En d'autres termes, les asymétries en position dépendent de la tension appliquée à la cellule IA. Réciproquement l'asymétrie en charge dépend des deux tensions

[19] Intensity Attenuator.
[20] Piezo-Electric Transducer.

associées au miroir PZT. Pour prendre en compte ces interférences, l'algorithme d'asservissement est basé sur la résolution d'un système d'équations linéaires (3x3), prenant en compte tous les termes croisés :

$$\begin{pmatrix} A_Q \\ \delta_X \\ \delta_Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial A_Q/\partial V_{IA} & \partial A_Q/\partial V_{PZT_X} & \partial A_Q/\partial V_{PZT_Y} \\ \partial \delta_X/\partial V_{IA} & \partial \delta_X/\partial V_{PZT_X} & \partial \delta_X/\partial V_{PZT_Y} \\ \partial \delta_Y/\partial V_{IA} & \partial \delta_Y/\partial V_{PZT_X} & \partial \delta_Y/\partial V_{PZT_Y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_{IA} \\ V_{PZT_X} \\ V_{PZT_Y} \end{pmatrix} \tag{2.17}$$

où V_{IA}, V_{PZT_X} et V_{PZT_Y} représentent les différences de tension entre les deux états d'hélicité opposées. Des mesures spécifiques IA/PZT, permettent de déterminer chacun des éléments de cette matrice (3x3). Elles consistent à modifier individuellement chacune des différences de tensions (typiquement entre 0 et 9 V), puis à mesurer les trois pentes associées. Elles sont réalisées dès que des changements significatifs interviennent au niveau de l'injecteur ou de l'accélérateur.

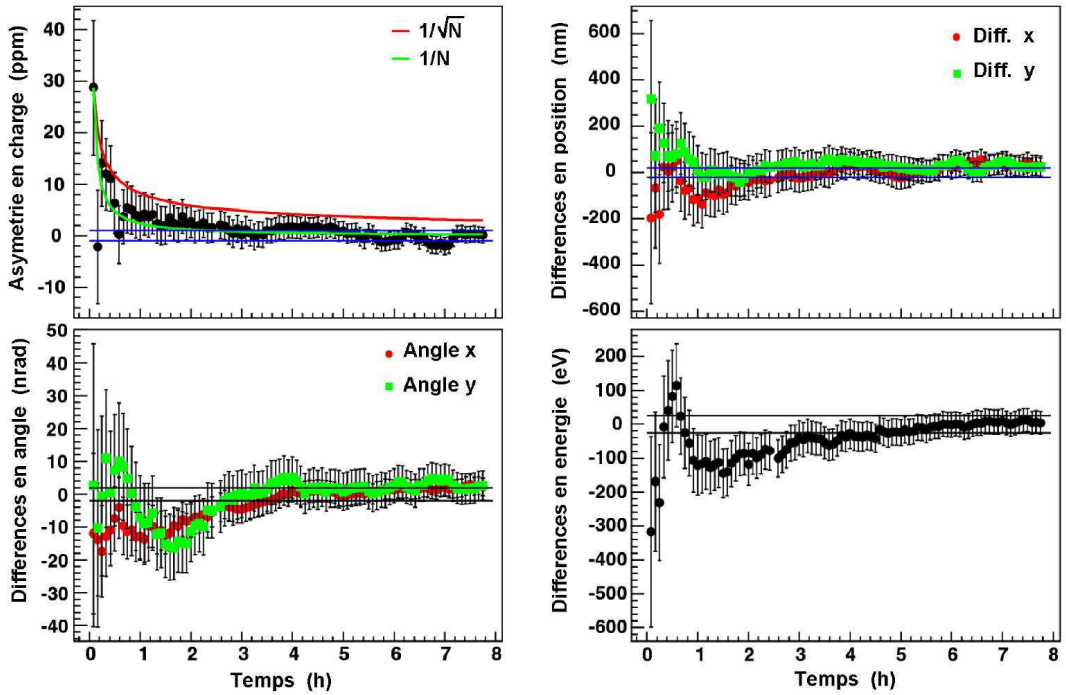


FIG. 2.19 – Convergence des propriétés du faisceau. Aucun asservissement n'est réalisé sur les angles d'incidence et l'énergie faisceau.

Au cours de la prise de données, l'asymétrie A_Q et les asymétries en position δ_X et δ_Y sont mesurées quartet par quartet et intégrées toutes les cinq minutes. Le signal d'asservissement, obtenu par inversion de la matrice (3x3), est calculé de manière à contrebalancer les asymétries mesurées durant la période précédente. La convergence des paramètres en zéro est alors visible après quelques heures de prise de données seulement. Cette convergence est clairement illustrée en figure 2.19. Notons que dans le cas d'une asymétrie intrinsèque nulle, celle-ci converge naturellement en zéro selon une loi en $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre d'événements mesurés. De même, dans le cas d'un asservissement parfait, la convergence devrait suivre une loi en $1/N$ [86]. Ces dépendances sont représentées pour l'asymétrie en charge en figure 2.19. Ce système d'asservissement a très bien fonctionné tout au long de l'expérience. Les résultats, en termes d'asymétries des paramètres faisceau intégrées sur toute la prise de données, seront présentés en section 3.5.1.

2.3 La cible cryogénique

Comme pour chacun des éléments du dispositif expérimental, les propriétés de la cible doivent répondre à plusieurs exigences afin de maximiser la statistique tout en minimisant les effets systématiques. La cible G^0 est une cible cryogénique [96, 97] dont le principe est très fortement inspiré de la cible qui fut utilisée par l'expérience SAMPLE. Elle fut conçue et construite spécialement pour l'expérience G^0 par les laboratoires CALTECH et JLab.

2.3.1 Les contraintes et la géométrie

Nous avons vu précédemment qu'afin de réduire le temps de prise de données, la luminosité doit être aussi grande que possible. Cette condition est satisfaite en utilisant entre autre, une cible dense et étendue. La cible G^0 est une cible longue de 20 cm, remplie d'hydrogène ou de deutérium liquide ($\rho_{LH2} = 0.071\ g.cm^{-3}$ et $\rho_{LD2} = 0.17\ g.cm^{-3}$). Ainsi, en cible de LH_2 et au courant nominal de 40 μA pour la phase aux angles avant, la luminosité obtenue est de l'ordre de $2 \cdot 10^{38}\ cm^{-2}.s^{-1}$.

Cette cible est composée de deux parties cylindriques (cf. figure 2.20). La première partie, appelée "enceinte de diffusion", est une cellule de 20 cm où se produisent les diffusions élastiques. Cette cellule sera remplie par de l'hydrogène ou du deutérium liquide selon les différentes phases de prise de données. La deuxième partie, située en amont est une cellule d'hélium gazeux de 16 cm de long. Elle permet de maintenir des courbures identiques pour les fenêtres d'entrée et de sortie. Quelle que soit la position transverse du faisceau, les électrons parcourent la même distance dans la cible. L'utilisation de cette cellule minimise ainsi les corrélations entre les taux des réactions dans l'enceinte de diffusion et la position du faisceau. De plus, elle permet de décaler cette enceinte de diffusion en aval du cycle de refroidissement (cf. figure 2.21). Cette géométrie évite aux particules issues de réactions avec l'hydrogène (ou le deutérium) de traverser la matière associée au système de recirculation, qui de surcroît n'est pas symétrique par rapport à l'axe du faisceau. Il est à noter que la contribution de cette cellule d'Hélium aux taux de comptage mesurés est négligeable. D'une part la quantité de matière correspondante est faible par rapport aux autres contributions de la cible (cf. tableau 4.1), d'autre part elle se trouve défavorisée par les effets d'acceptance.

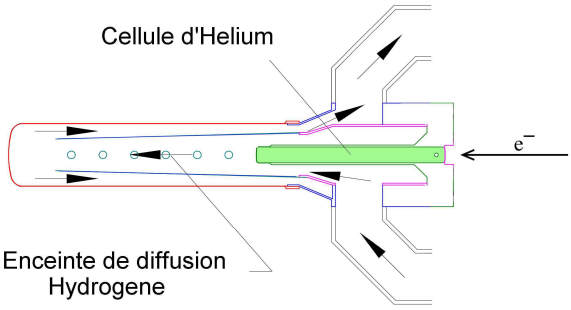


FIG. 2.20 – Cellules de la cible.

2.3.2 Le système de refroidissement

Afin d'éviter les fluctuations de densité de la cible intervenant directement sur la précision des mesures (cf. section 2.3.3), la température de la cible doit rester aussi stable que possible. Le fait de maximiser la longueur de la cible et l'intensité du faisceau nécessite un système de refroidissement d'autant plus efficace. Cette température est maintenue à 20 K en cible de LH_2, et à 22 K en cible de LD_2. Bien que les "beam trips" (arrêts

brusques du faisceau) soient éliminés lors de l'analyse des données, la température de la cible cryogénique doit être maintenue constante même en cas d'arrêt ou de redémarrage brusque du faisceau. En effet le liquide cryogénique ne doit en aucun cas se solidifier car ceci aurait de très graves conséquences sur le système de refroidissement. Étant donné le volume (6.5 litres) et la quantité de fluide cryogénique communément utilisée, l'hydrogène se solidifierait à 14 K et le deutérium à 18.7 K.

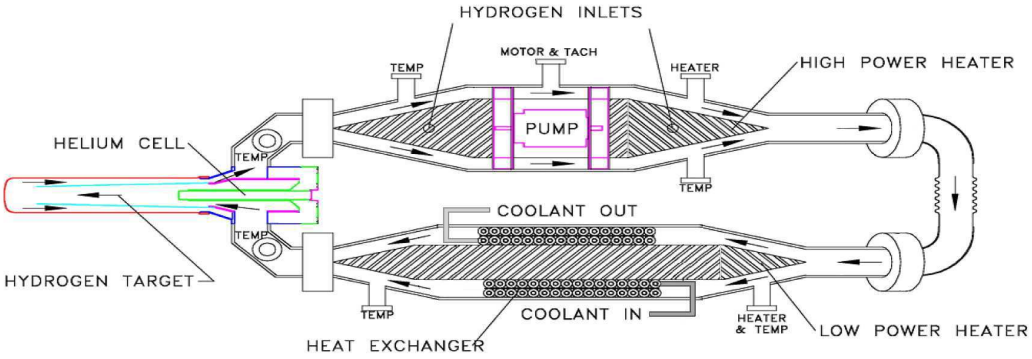


FIG. 2.21 – Système de refroidissement cryogénique de la cible.

Le liquide cryogénique est renouvelé en circuit fermé par une boucle de recirculation. Lors de son passage à travers ce circuit de recirculation, il est refroidi par de l'Hélium-4 gazeux à 15 K, lui-même refroidi par de l'Hélium-4 liquide à 2 K. Il est important de noter que ce flot d'hélium réfrigérant est continu, et ceci quelle que soit l'intensité du faisceau. En effet ce système de refroidissement est conçu de manière à maintenir constantes les puissances calorifiques reçues et/ou perdues par le liquide cryogénique. En d'autres termes, quelle que soit l'énergie déposée par le faisceau d'électrons, la quantité d'énergie perdue par le fluide cryogénique lors de son passage à travers la boucle de refroidissement est constante et égale à 450 W :

$$\begin{aligned} P_{recue} &= 250\ W && \text{(déposée par le faisceau d'}e^{-}\text{ à 40 } \mu A) \\ &+ 100\ W && \text{(pompe de recirculation)} \\ &+ 100\ W && \text{(pertes de chaleur avec l'extérieur)} \end{aligned}$$

En cas de variations de l'intensité du faisceau, un système d'asservissement, dénommé "High Power Heater", compense la diminution d'énergie déposée par le faisceau à hauteur de 250 W. Ce système "HPH" consiste simplement en des résistances chauffantes plongées dans le fluide cryogénique. Il ajuste en permanence l'intensité I_{set} aux bornes des résistances en fonction de l'intensité du faisceau de sorte que :

$$P_{beam} + P_{HPH} = Cste = 250\ W \qquad \text{avec} \qquad P_{HPH} = R_{h_{set}}\ I_{set}^2$$

La puissance maximum délivrée par ce système "HPH" est de l'ordre de 1000 W, puissance largement suffisante pour réchauffer l'hydrogène à l'état gazeux. Ce système sera donc utilisé pour vider la cible, ou lors de prises de données spécifiques en "cible gazeuse" dédiées à la détermination de la contribution des fenêtres de la cible (cf. chapitre 4.2).

Un dispositif supplémentaire nommé "fast raster" est également utilisé lorsque la cible est sous faisceau. Il consiste à modifier la position transverse du faisceau en entrée de la cible, de sorte que le faisceau balaye rapidement et uniformément une zone carrée de surface typique de 2x2 mm^2. Cette technique permet d'éviter l'ébullition locale du fluide cryogénique en répartissant la quantité d'énergie déposée par les électrons. Enfin, notons que des cibles solides d'Aluminium et un radiateur en Tungstène, ont également été utilisées dans le but de déterminer la contribution de l'enceinte de la cible en termes de taux de comptage et d'asymétries. L'analyse de ces données sera présentée en section 4.2.

2.3.3 Les fluctuations de densité de la cible

En ce qui concerne les propriétés de la cible, deux effets peuvent dégrader la qualité de la mesure : les fluctuations de densité de la cible à l'échelle du renversement de l'hélicité et/ou une perte globale de densité. Ils ont tous deux été étudiés durant des prises de données spécifiques.

- **Les fluctuations de densités**

Les fluctuations de densité de la cible résultent de processus aléatoires complexes, difficilement modélisables. Elles dépendent de la température de la cible, de la fréquence de fonctionnement de la pompe du système de refroidissement, de la taille et de la fréquence du fast raster, et enfin des propriétés du faisceau (taille, position, charge). Lorsque ces fluctuations interviennent à l'échelle du renversement de l'hélicité, elles engendrent une source de bruit supplémentaire. Ceci a pour conséquence l'élargissement de la largeur des asymétries mesurées : $\sigma^2_{mes} = \sigma^2_o + \sigma^2_b$ où σ_o représente la largeur statistique et σ_b la largeur systématique imputable à ces fluctuations de densité.

Cette largeur σ_b peut être estimée en effectuant des mesures d'asymétries, durant lesquelles nous modifions la surface balayée par le fast raster (cf. figure 2.22). Ces mesures sont ensuite interprétées via un modèle heuristique, dans lequel nous supposons que la largeur σ_b dépend inversement de cette surface de balayage :

$$\sigma_b = \frac{\sigma_\rho}{r^2}. \tag{2.18}$$

où σ_ρ est indépendant de la taille du raster, et r^2 la surface de raster. Ce modèle est basé sur l'hypothèse que la largeur σ_b est proportionnelle à l'amplitude des fluctuations de densité, elle-même inversement proportionnelle au volume de la cible traversée par le faisceau.

Les résultats, présentés sur la figure 2.22, montrent que la contribution des fluctuations de densité à la largeur mesurée est de l'ordre de 238 $\pm$ 65 ppm, au fonctionnement nominal (r^2 = 2x2 mm^2). Lors des mesures standard d'asymétries, les taux de comptage mesurés au niveau des FPDs, sont partagés en seize canaux. Pour chacun de ces canaux en Q^2, les largeurs obtenues sont de l'ordre de 1200 ppm. Ainsi, les fluctuations de densité ne contribuent qu'à hauteur de 2 % et l'effet systématique reste négligeable.

- **Diminution globale de densité**

La diminution en densité est causée par une augmentation globale de la température et/ou par des ébullitions locales mais stables du liquide cryogénique. L'inconvénient est

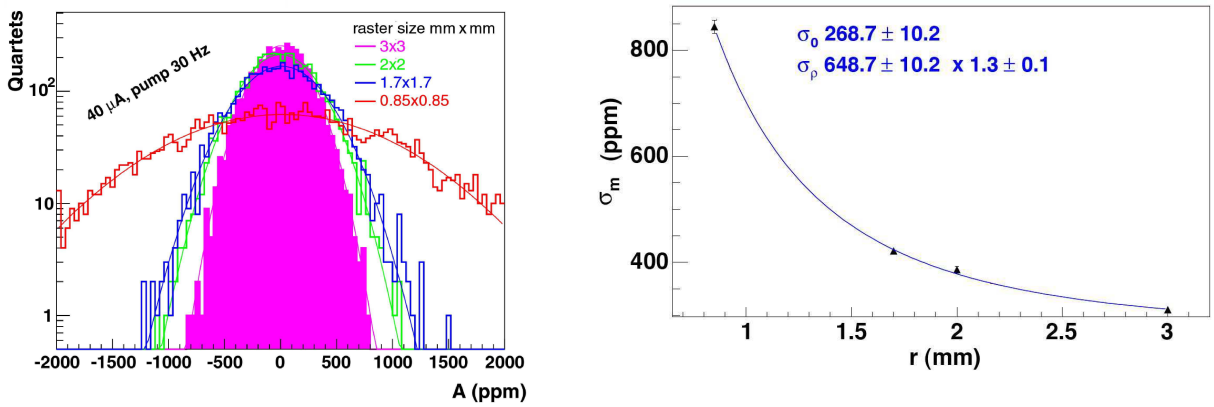


FIG. 2.22 – Distributions en asymétrie obtenues via les moniteurs de luminosité (à gauche) et largeur des distributions en asymétrie mesurées au niveau des FPDs (à droite) en fonction de la surface balayée par le fast raster [97].

qu'elle diminue les taux de comptage mesurés, donc la précision statistique pour un temps déterminé de la prise de données.

Un moyen très simple d'étudier cet effet est de regarder les taux de comptage obtenus via les détecteurs de luminosité. En effet, ces détecteurs ne possèdent pas de temps mort. Idéalement, l'amplitude du signal mesuré est directement proportionnelle à la quantité de matière traversée, donc de la densité de la cible. Plusieurs séries de mesures on été réalisées en modifiant l'intensité du courant (cf. figure 2.23). Les résultats de ces mesures indiquent une diminution relative des taux de comptage normalisés de l'ordre de 0.4 % au courant nominal de 40 μA. Cette perte est directement imputable à une diminution de la densité globale de la cible de 0.4 %.

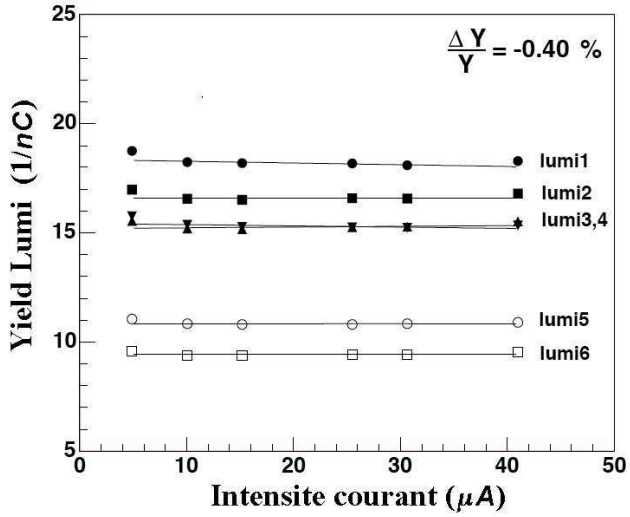


FIG. 2.23 – Taux de comptage normalisés $(1/nC)$, mesurés via les moniteurs de luminosité, en fonction de l'intensité du courant.

Ces deux études illustrent l'efficacité du sytème de refroidissement. Les fluctuations de densité de la cible sont suffisamment réduites pour ne pas induire d'effets systématiques significatifs. Pour cette raison, un fonctionnement à une intensité de 80 μA et une structure en temps de 2 ns, est dorénavant retenu pour la mesure aux angles arrière.

2.4 Le spectromètre G^0

L'objectif du spectromètre G^0 est de sélectionner les canaux cinématiques désirés et de focaliser les particules d'intérêt vers les détecteurs. Lors de sa conception, la première exigence forte à laquelle il devait répondre était de pouvoir être utilisé aussi bien pendant la phase aux angles avant que pour celle aux angles arrière. Pour la phase "angles avant", il fallait détecter dans le plan focal les protons de recul couvrant la totalité du domaine en quadri-impulsions transférées de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$, correspondant à des angles de diffusion θ_p compris entre 53^o et 76^o (cf. tableau 2.1). Pour la phase "angles arrière", la mesure se fera par détection des électrons diffusés à un angle fixe autour de $\theta_e = 110^o$. En utilisant trois énergies de faisceau différentes, les quadri-impulsions 0.23, 0.47 et 0.8 $(GeV/c)^2$ seront couvertes (cf. tableau 2.2). Le courant parcourant l'aimant, et donc le champ magnétique à l'intérieur du spectromètre, sera ajusté selon l'énergie du faisceau incident afin de ne pas modifier la géométrie du dispositif expérimental. Les exigences quant à la géométrie et à l'optique du spectromètre magnétique G^0 ont pour objectif de maximiser les taux de comptage élastiques tout en minimisant la contribution du bruit de fond au niveau du plan focal. Il doit également permettre d'avoir une résolution en Q^2 aussi précise que possible, car l'incertitude associée interviendra directement dans le bilan d'erreur final (cf. annexe C). Enfin la symétrie axiale doit être conservée afin de contrôler et de minimiser les effets systématiques corrélés à la position transverse du faisceau ou à une composante transverse de la polarisation.

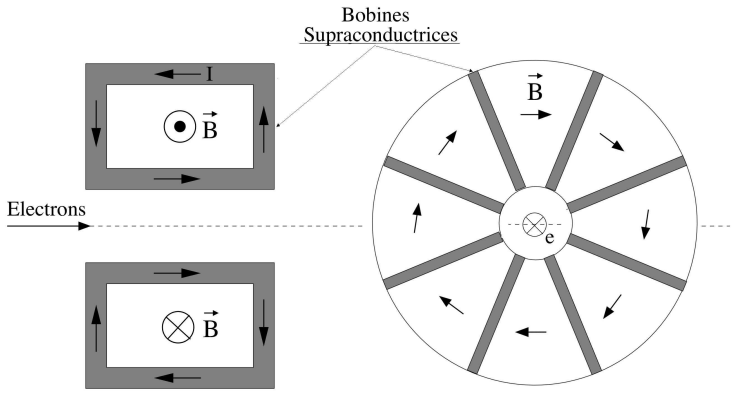


FIG. 2.24 – Vue schématique de l'aimant. La géométrie des huit bobines supraconductrices et le courant appliqué produisent un champ magnétique toroïdal.

L'aimant est composé de huit bobines supraconductrices quasi-rectangulaires, chacune constituée de 144 spires en Nobium pur entourées d'une matrice de cuivre de 100 mm^2 de section (cf. figure 2.24). Ces bobines fonctionnent en régime supraconducteur à une température de 4.5 K. Ce fonctionnement supraconducteur présente deux avantages. Tout d'abord, les coûts de fonctionnement en terme de puissance électrique se trouvent largement diminués. Ensuite, il permet de réduire la taille des bobines et d'augmenter ainsi l'acceptance azimutale, donc l'angle solide de détection. L'ensemble du spectromètre est placé dans un cryostat à 4.5 K, qui est maintenu sous vide pour minimiser les pertes d'énergie. Ce cryostat est composé d'aluminium et d'acier inoxydable[21].

[21] 316L stainless steel.

La cible cryogénique étant étendue, l'optique magnétique du spectromètre est un champ à grossissement nul [98]. En d'autres termes, quelle que soit la position longitudinale du vertex d'interaction au niveau de la cible, les protons (ou électrons) issus de diffusions élastiques pour une même valeur de Q^2 (ou de façon équivalente avec un même angle de diffusion θ_p ou θ_e) seront focalisés en une même surface au niveau du plan focal. Nous verrons au paragraphe 2.5 que le sytème de détection est divisé en 16 couronnes iso-Q^2, chacune étant sensible à un Q^2 fixe et bien déterminé. Pour ne pas perturber la trajectoire du faisceau d'électrons incidents et le fonctionnement de la pompe de refroidissement cryogénique, le champ magnétique doit être très faible au niveau de la cible. Pour la phase "angles avant" le courant appliqué aux bornes des bobines était de 5000 A. L'angle de déviation des protons élastiques, était compris entre 35^o et 87^o, correspondant à une intégrale de champ ($\int Bdl$) de 1.5 $T.m$. Pour la phase "angles arrière", à chaque énergie devra correspondre un champ particulier. Le courant appliqué aux bornes des bobines variera entre 2700 et 3800 A.

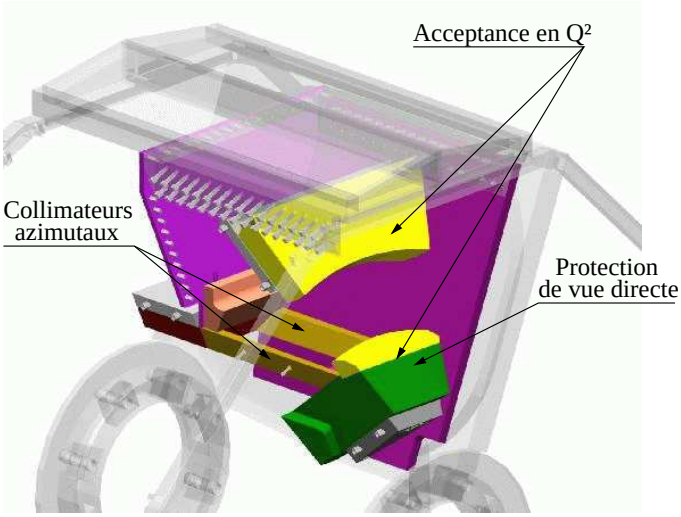


FIG. 2.25 – Système de collimation du spectromètre G^0. Un seul secteur est représenté.

Le système de détection ne permettant pas de discriminer la totalité du bruit de fond, le rôle du spectromètre est aussi de réduire cette contamination. Ceci est réalisé à l'aide de collimateurs, définissant également l'acceptance en Q^2. Ces collimateurs, situés à l'intérieur du cryostat, ont été fabriqués en plomb, qui outre ses propriétés d'absorption est non magnétique. Comme le montre la figure 2.25, deux sortes de collimateurs sont utilisés. Les premiers collimateurs permettent de délimiter l'acceptance azimutale de chaque octant. En effet, à proximité des bobines, le champ n'est plus uniforme et ne possède plus la symétrie cylindrique. Il faut donc éviter que les particules diffusées aient une trajectoire proche de cette zone, ce qui aurait pour conséquence la dégradation de la résolution en Q^2. Ces collimateurs réduisent l'ouverture angulaire couverte par chacun des octants de 45^o à 22.5^o ($\Delta\phi = \pm 11.5^o$). La deuxième série de collimateurs est utilisée pour masquer les détecteurs d'une vue directe de la cible. Ils évitent ainsi la détection des particules neutres (γ et neutron) dont les trajectoires rectilignes ne sont pas modifiées par le champ magnétique. Ces collimateurs permettent également de rejeter une partie du bruit de fond chargé.

Enfin, il est important de noter que tous les matériaux composant le spectromètre sont amagnétiques. Ceci permet tout d'abord d'éviter les processus hadroniques sur des noyaux polarisés, qui avec des asymétries de l'ordre du % seraient très difficilement contrôlables. De plus, le champ magnétique à l'intérieur du spectromètre peut être calculé exactement, permettant d'atteindre une résolution sur la valeur du Q^2 de l'ordre de 1 % en valeur relative (cf. annexe C).

2.5 La détection aux angles avant

Pour rappel, la première mesure réalisée aux angles avant consistait en la mesure des asymétries de violation de parité en diffusion élastique électron-proton sur un large domaine en quadri-impulsion transférée de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$. Cette mesure a été réalisée à une énergie de faisceau fixe de 3.03 GeV, par détection des protons de recul. La détection fut effectuée au niveau du plan focal du champ magnétique, par des paires de scintillateurs, notées FPDs pour "Focal Plane Detectors" (cf. figure 2.26). Une première section décrit ces détecteurs, puis suivra une présentation de la stratégie adoptée pour discriminer le bruit de fond.

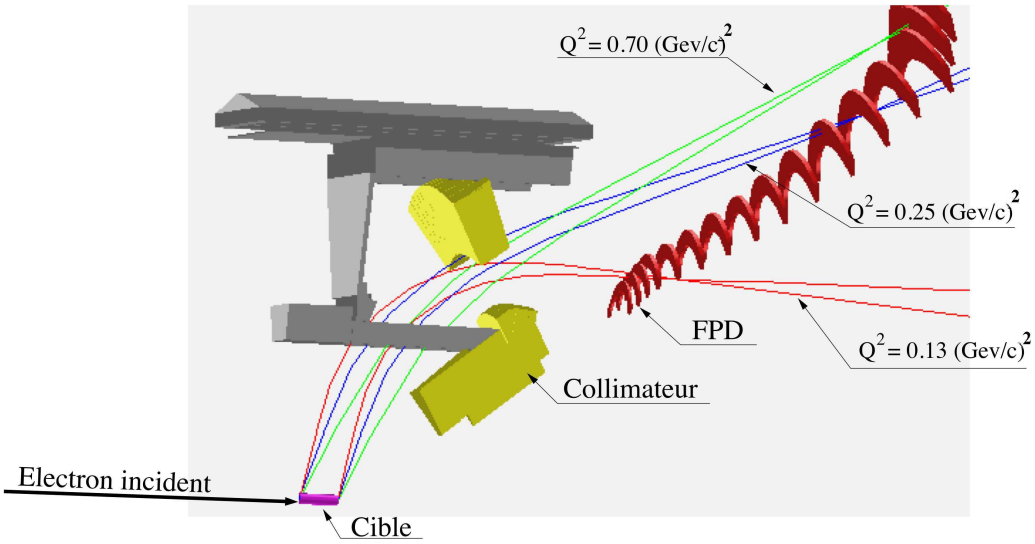


FIG. 2.26 – Trajectoires suivies par des protons de recul élastiques pour trois quadri-impulsions transférées : 0.13, 0.25 et 0.7 $(GeV/c)^2$. Un seul octant est représenté.

2.5.1 Le système de détection

Le système de détection est composé de huit octants. Quatre octants ont été conçus et construits en France par une collaboration entre le LPSC Grenoble et l'IPN Orsay. Les quatre autres secteurs ont été développés par la partie nord-américaine de la collaboration. Ces deux systèmes sont identiques dans leur principe, bien qu'il existe quelques différences quant à leur réalisation technique. Ils sont totalement indépendants et possèdent chacun leur électronique propre (cf. section 2.7). Comme l'illustre la figure 2.27, les octants sont

disposés de sorte que le système de détection total, mais également chacun des deux sous-systèmes, possèdent une symétrie axiale par rapport à l'axe du faisceau. Cette géométrie s'avère efficace pour contrôler et minimiser les corrélations entre les taux de comptage mesurés et la position transverse du faisceau d'électrons incidents. On notera "FR" ("NA") les octants francais (resp. nord-américains).

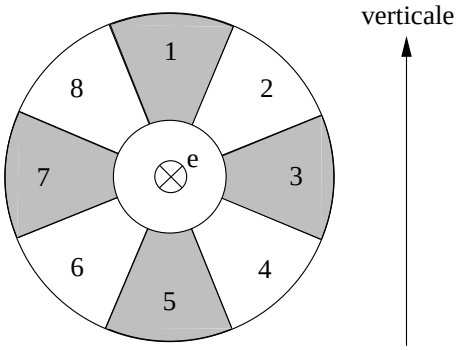


FIG. 2.27 – Disposition des octants. Les nombres impairs correspondent aux octants nord-américains, et les nombres pairs aux octants français.

Chacun des huit octants est composé de seize paires de scintillateurs ("Front" et "Back") localisés dans le plan focal du spectromètre magnétique. La carte de champ magnétique a été calculée précisément à l'aide du logiciel TOSCA [99], en prenant en compte la géométrie des bobines supraconductrices ainsi que le courant qui leur est appliqué. La forme et la position des détecteurs ont ensuite été optimisées avec l'aide d'un programme dit de "fast tracking" [100], de sorte que l'incurvation des FPDs coïncide avec les courbes iso-Q^2 définies par le champ magnétique (cf. figures 2.28 et 2.29). Il faut noter que les détecteurs couvrent ainsi la totalité de l'acceptance azimutale définie par les collimateurs du spectromètre. De plus l'orientation des FPDs est telle que les protons élastiques pénètrent perpendiculairement dans les détecteurs, ce qui permet de garder une couverture angulaire identique pour les deux scintillateurs "Front" et "Back". Enfin, la taille de chacun des seize détecteurs a été calculée de sorte que les taux de comptage se répartissent uniformément ($\sim$ 1 MHz par détecteur). Cela permet d'appliquer sur l'ensemble des détecteurs, un traitement identique vis à vis du temps mort ($\sim$ 10 à 20 %).

Les différents domaines en quadri-impulsion transférée couverts par chacun des seize détecteurs sont représentés sur la figure 2.30. Il apparaît tout d'abord que pour les faibles valeurs de Q^2, la variation s'échelonne lentement de 0.1 à 0.4 $(GeV/c)^2$ lorsque l'on passe du détecteur 1 au détecteur 13. Le domaine de variation en Q^2 pour chacun des détecteurs est relativement faible et lors de l'analyse finale, nous aurons la possibilité de regrouper ces détecteurs à notre convenance pour diminuer l'erreur statistique. En ce qui concerne les détecteurs 14 et 15, la situation est différente. Le détecteur 15 couvre un très large domaine en Q^2 de 0.5 à 0.8 $(GeV/c)^2$. La raison est qu'il se trouve en un point de rebroussement qui est du à une combinaison entre la cinématique de la réaction et l'optique magnétique du spectromètre. Cet effet est particulièrement visible pour le détecteur 14. Il est sensible à deux domaines distincts en Q^2. Tout d'abord une composante en Q^2 autour de 0.4 $(GeV/c)^2$ relativement compacte, qui constitue le signal principal, et une composante secondaire autour de 1 $(GeV/c)^2$ (cf. figure 2.30). La séparation en Q^2 pour ces détecteurs s'est donc faite par des coupures en temps de vol. Comme l'illustre la figure 2.30, la corrélation entre la quadri-impulsion transférée et le temps de vol au niveau des détecteurs est suffisamment forte pour que l'on puisse séparer ces différentes contributions. Il faut noter également

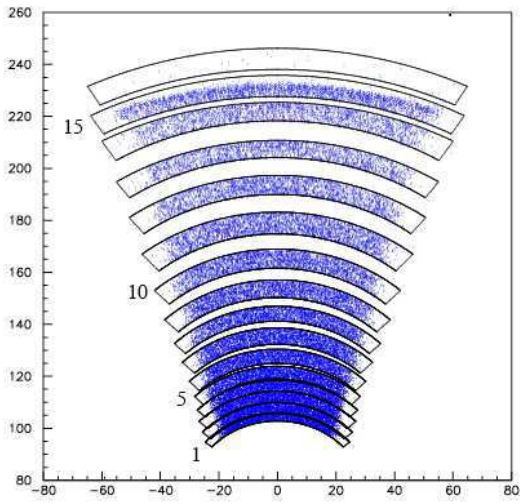


FIG. 2.28 – Forme des détecteurs dans le plan transverse du faisceau.

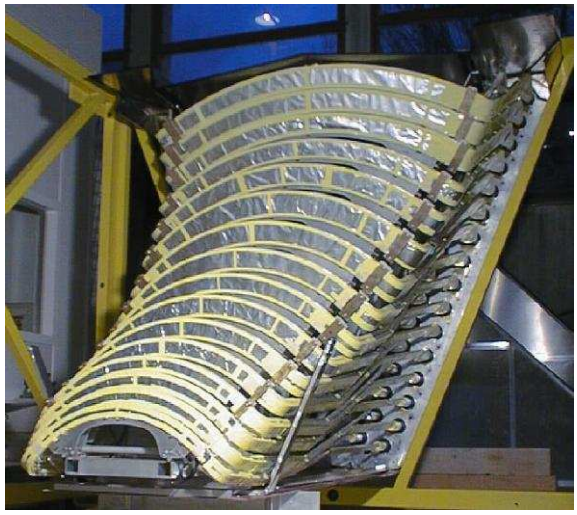


FIG. 2.29 – Photo d'un octant français

que le détecteur 16 ne détecte aucun signal élastique. Il constitue un moyen efficace de valider les simulations et le bon contrôle du champ magnétique de l'aimant. Nous verrons au prochain chapitre qu'il a également contribué à une meilleure compréhension du bruit de fond, en particulier pour le détecteur 15.

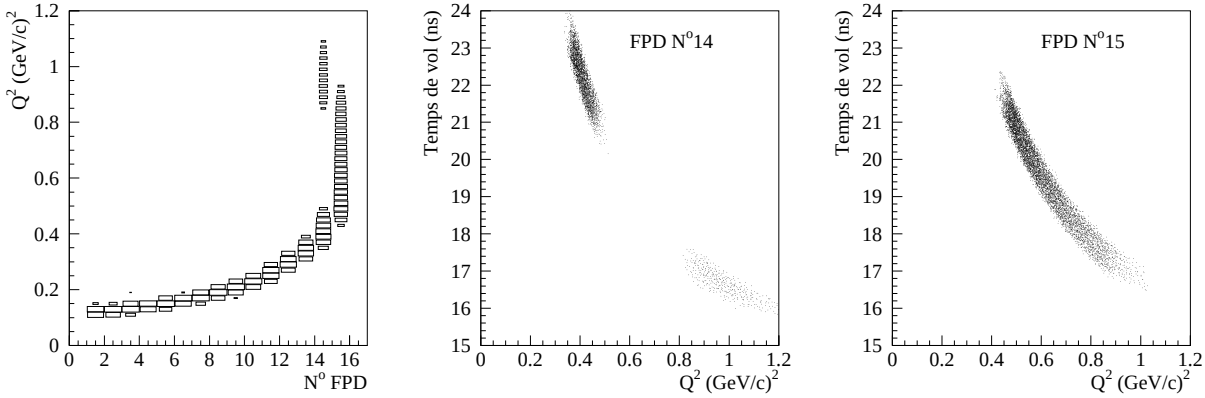


FIG. 2.30 – Figure de gauche : quadri-impulsion transférée en fonction du numéro de détecteur. figures de droite : Temps de vol des protons de recul élastiques détectés par les détecteurs 14 et 15 en fonction du Q^2.

Les FPDs sont constitués de deux scintillateurs plastique BC408, identiques et placés l'un derrière l'autre. Ils sont séparés par une plaque d'aluminium de 3 mm pour les octants français et par une plaque plastique de 2 mm pour les octants nord-américains. Cette plaque permet tout d'abord d'améliorer la rigidité de l'ensemble Front-Back. Elle permet également de se préserver des phénomènes dits de "cross talk", en évitant que les particules chargées éjectées d'un scintillateur soient détectées dans l'autre. Lors de la prise de données, on impose la coïncidence de ces deux scintillateurs, afin de réduire le bruit de fond neutre (γ et neutron) et faiblement énergétique. Pour ce faire, l'épaisseur

des scintillateurs a donc été optimisée pour la détection des protons de recul. Elle est de 0.5 cm pour les détecteurs 1 à 3, et de 1 cm pour tous les autres. Ces détecteurs doivent être le plus mince possible afin de diminuer l'efficacité de détection vis-à-vis des particules neutres, tout en étant suffisamment épais pour que le signal déposé par les protons de recul puisse être détectable. L'ensemble de ces détecteurs est monté au sein des octants sur une "Ferris-Wheel" avec une précision en position de l'ordre du mm.

Pour chaque scintillateur, les photons créés lors du passage d'une particule sont collectés par deux photomultiplicateurs, via des guides de lumière placés à chacune de ses deux extrémités ("Left et Right"). Ces guides de lumière, de longueur variant de 30 cm (FPD 16) à 2 m (FPD 1), permettent d'éloigner les PMTs du champ magnétique de l'aimant. Les PMTs nécessitent ainsi un faible blindage, qui ne perturbe pas la carte de champ magnétique. Les photomultiplicateurs utilisés sont de la société Photonis (XP2282B pour la partie française et XP2262B pour la partie nord-américaine). Afin d'augmenter la durée de vie de ces PMTs, le service électronique du LPSC-Grenoble, a développé un pont d'alimentation spécifique comprenant un amplificateur de gain 20 qui permet de réduire efficacement le courant d'anode [101]. En ce qui concerne les PMTs nord-américains, ils utilisent un amplificateur à gain 10, dissocié du pont d'alimentation. Enfin la "Ferris-Wheel" dans son ensemble est recouverte d'une bâche noire protégeant les photomultiplicateurs de la lumière ambiante.

Avant le montage des octants dans le Hall, l'ensemble de détection ("scintillateur + guide de lumière + PMTs") a été testé et validé à partir de mesures en rayonnement cosmique [102]. Les muons cosmiques de haute énergie sont au minimum d'ionisation et déposent une quantité d'énergie de 2 MeV/cm. Les méthodes de simulation permettent de calculer l'énergie déposée par les protons de recul pour la mesure aux angles avant, ou par les électrons diffusés pour la mesure aux angles arrière [103]. Les protons de recul pour la phase aux angles avant produisent un signal compris entre 100 et 200 photo-électrons. Les électrons pour la mesure aux angles arrière vont produire un signal compris entre 50 et 200 photo-électrons, signal suffisamment important pour pouvoir être discriminé du bruit de fond.

2.5.2 La discrimination du bruit de fond

Initialement, le bruit de fond provenant de la cible a été estimé en confrontant des mesures expérimentales effectuées auprès du spectromètre SOS du Hall C et des simulations utilisant le progiciel GEANT [104, 105]. D'après ces premières études, qui ne prenaient pas en compte les fenêtres en aluminium de la cible, ce bruit de fond était essentiellement constitué de particules chargées (protons inélastiques et π^+), de photons créés le long de la cible par rayonnement Bremstrahlung, et de neutrons. Ces études ont permis de mettre en place une première stratégie pour discriminer cette contamination.

La première étape incombe au spectromètre et à ses collimateurs. Les collimateurs, cachant les détecteurs d'une vue directe de la cible, permettent d'éliminer le bruit de fond neutre (γ et neutron) provenant de la cible dont les trajectoires ne sont pas courbées par le champ magnétique de l'aimant. La combinaison entre le champ magnétique et la position des collimateurs est spécialement agencée pour les trajectoires suivies par les

protons de recul élastiques. Elle permet également d'éliminer une partie du bruit de fond chargé (protons inélastiques et π^+) dont les trajectoires ne coïncident pas avec la disposition des collimateurs.

La deuxième étape consiste à imposer la coïncidence entre les deux scintillateurs de chaque paire de FPDs (cf. section 2.5.1). Ceci permet d'éliminer les particules neutres (γ et neutron) et les particules de faible énergie qui ne laissent un signal que dans un seul des deux scintillateurs. La probabilité de détecter un neutron est de plus réduite du fait de la faible épaisseur des scintillateurs.

Cependant, ces deux premières conditions ne peuvent éviter la détection des particules chargées qui passent dans l'acceptance du spectromètre. L'étape finale consiste donc à faire une acquisition "événement par événement", en codant l'information de temps de vol des particules détectées. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.1, pour la phase G^0 aux angles avant, le faisceau était pulsé à une fréquence de 31.2 MHz de sorte qu'un paquet d'électrons arrive au niveau de la cible toutes les 32 ns. Cette configuration a été motivée par le fait que le temps de vol des particules entre la cible et les détecteurs est compris entre 5 et 25 ns. Nous verrons au chapitre 2.7.2 que l'électronique G^0 a été conçue de manière à coder pour chaque événement détecté, le temps de vol entre la cible et le détecteur. Des simulations préliminaires montraient que les processus inélastiques pouvaient raisonablement être différenciés des processus élastiques par de simples coupures sur le temps de vol, sauf pour les détecteurs 14 et 15 (cf. figure 2.31)

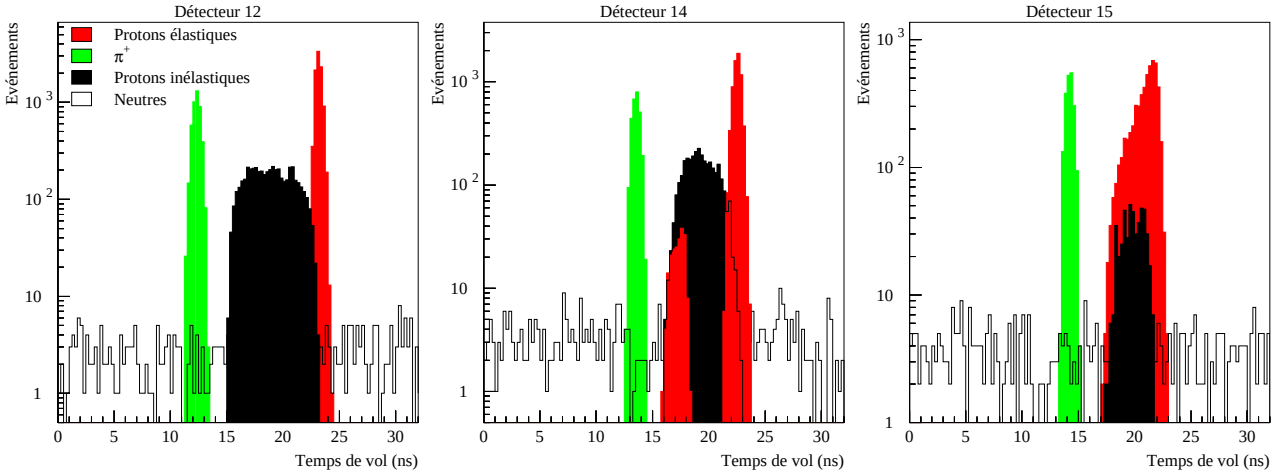


FIG. 2.31 – Résultats des simulations préliminaires ne prenant pas en compte les fenêtres de la cible : spectres en temps de vol pour les FPD 12, 14 et 15 [84].

Cependant, au cours de la période de test du dispositif expérimental, il s'est avéré que le bruit de fond observé était nettement plus important que celui initialement attendu, avec une importante contribution de protons issus de processus inélastiques et ayant le même temps de vol que le signal élastique [106]. Cette contamination inélastique est d'autant plus embarrassante qu'elle possède une asymétrie physique intrinsèque non négligeable. De plus, la valeur de ces asymétries du bruit de fond varie selon le temps de vol, indépendamment d'un détecteur à l'autre (de -10 à +20 ppm) [106]. La méthode proposée initialement, et qui consistait à faire de simples coupures en temps de vol pour différencier le bruit de fond du signal élastique n'était donc plus applicable. La première

réaction fut d'améliorer les simulations, en utilisant de nouveaux générateurs d'événements et en prenant en compte cette fois-ci les fenêtres en Aluminium de la cible. Combinées à des mesures en cible vide (Hydrogène gazeux), ces simulations ont montré qu'une partie non négligeable de ce bruit de fond provenait des fenêtres de la cible, en particulier de la fenêtre de sortie. Il a donc été décidé de réduire l'épaisseur de cette fenêtre d'un facteur quatre (de 0.34 à 0.076 mm). Lors de la prise de données suivante, des mesures complémentaires en cible solide d'Aluminium ont également été planifiées, afin de mesurer la contribution des fenêtres en termes d'asymétrie. À l'heure actuelle, les méthodes de simulation et/ou les mesures expérimentales du bruit de fond ne sont pas assez précises pour être utilisées directement. Pour contourner cette méconnaissance, j'ai mis en place une méthode d'ajustement global reproduisant simultanément les asymétries et les taux de comptage en fonction du temps de vol. Cette méthode, ainsi qu'une étude qualitative et quantitative du bruit de fond, feront l'objet du chapitre 4.

2.6 La détection aux angles arrière

Le dispositif expérimental dans son ensemble (système de détection et spectromètre) a été retourné de 180^o pour la mesure aux angles arrière. L'objectif étant d'effectuer six mesures (mesures en cibles d'hydrogène et de deutérium, et ceci pour trois valeurs de Q^2), avec la détection des électrons diffusés à un angle fixe autour de 110^o (cf. tableau 2.2). De même que pour la mesure aux angles avant, l'étude du bruit de fond a été faite à l'aide de mesures effectuées auprès du spectromètre SOS du Hall C et des méthodes de simulation. Pour ces dernières, un effort particulier a été mené en termes de générateurs d'événements [107]. Le bruit de fond chargé se présentant au niveau des détecteurs est principalement composé d'électrons inélastiques et de pions π^-.

La stratégie adoptée pour éliminer la composante inélastique est présentée sur la figure 2.32. Elle consiste à réaliser une trajectographie des particules diffusées. Au système de détection FPD va s'ajouter un deuxième hodoscope, composé de CEDs ("Cryostat Exit Detector"). Malgré tout, même après que les coupures CED-FPD soient appliquées, la contamination due aux pions (π^-) est encore supérieure au signal élastique d'un facteur huit dans le cas le plus défavorable (cible LD_2, $E_e = 799MeV$). Cette composante sera éliminée à l'aide de compteurs Čerenkov à aérogel [108].

2.6.1 Les CEDs et la matrice de coïncidence

Le point d'impact des électrons élastiques est distribué entre les détecteurs FPD 3 à 16. Durant la phase de conception, il a été décidé d'associer un CED pour chaque FPD touché. Étant donné que les taux de comptage élastiques attendus pour les détecteurs 13 à 16 sont relativement faibles, un seul CED sera finalement assigné pour ces détecteurs. Ainsi, à chaque octant est associée une matrice de coïncidence composée de 14 FPDs (3 à 16) et de 9 CEDs (1 à 9). Afin d'optimiser la séparation entre les trajectoires élastiques et inélastiques, la distance entre les CEDs et les FPDs doit être la plus grande possible. Les CEDs ont donc été placés juste après la fenêtre de sortie de l'aimant. Le CED 9, qui est le plus éloigné de la ligne de faisceau, est quant à lui positionné 31 cm en retrait par rapport aux autres scintillateurs pour le protéger d'une vue directe de la cible.

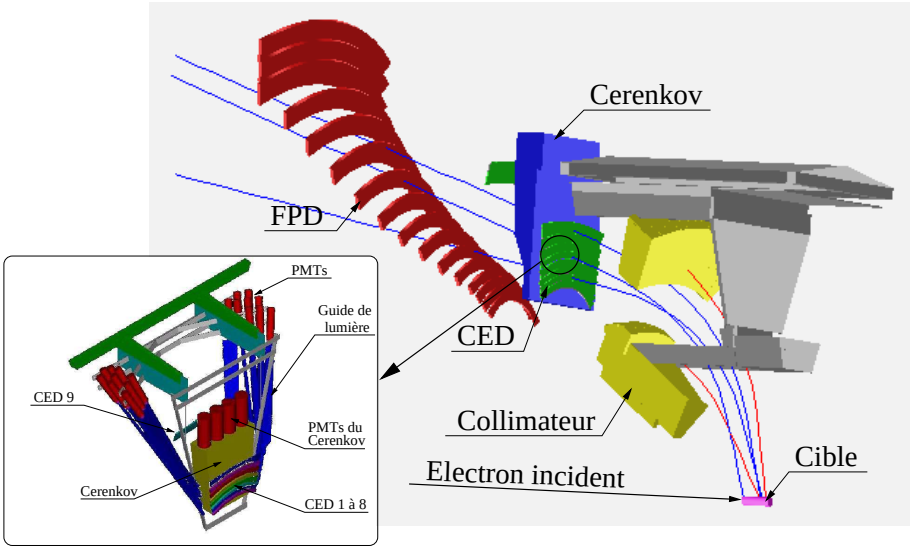


FIG. 2.32 – Dispositif expérimental utilisé pour la mesure aux angles arrière et trajectoires suivies par les électrons "élastiques".

Les CEDs sont composés d'un scintillateur en plastique BC408 de 1 cm d'épaisseur. Leur forme a été définie de sorte qu'ils épousent l'acceptance définie par le spectromètre, et leur position de sorte qu'ils se trouvent sur la trajectoire des électrons élastiques détectés par leur FPD associé [109]. Pour chaque CED, les photons créés dans le scintillateur lors du passage des électrons sont collectés vers deux photomultiplicateurs, situés aux l'extrémités de guides de lumière. Comme pour les angles avant, la longueur de ces guides de lumière permet de positionner les PMTs dans une zone à champ magnétique réduit. En ce qui concerne les FPDs, l'association Front-Back n'a plus de raison d'être, car la discrimination du bruit de fond neutre et du bruit de fond faiblement énergétique est d'ores et déjà assurée par la coïncidence CED-FPD. Les scintillateurs Back ne seront donc pas utilisés. Leurs photomultiplicateurs, qui ont été démontés, ont été utilisés lors de l'assemblage des CEDs. Une série de tests en rayonnement cosmique et des simulations montrent que le signal en photo-électrons collecté par les PMTs après le passage d'électrons élastiques devrait être amplement suffisant. En effet, le nombre de photo-électrons associé au passage de muons cosmiques au minimum d'ionisation est de l'ordre de 200 [110].

La figure 2.33 représente les matrices de coïncidence simulées pour les énergie de faisceau de 360 et 799 MeV. La composante élastique y est convenablement séparée de la composante inélastique et elle sera extraite par de simples sélections sur les combinaisons CED-FPD.

2.6.2 Les détecteurs Čerenkov

L'objectif du détecteur Čerenkov est de discriminer les électrons des pions π^- et leurs produits de décroissance μ^-. Cette discrimination est particulièrement importante en cible de deutérium, pour laquelle le signal des π^- atteint 90 % du signal total dans le cas le plus défavorable (énergie de faisceau de 799 MeV). Pour chacun des huit secteurs de détection,

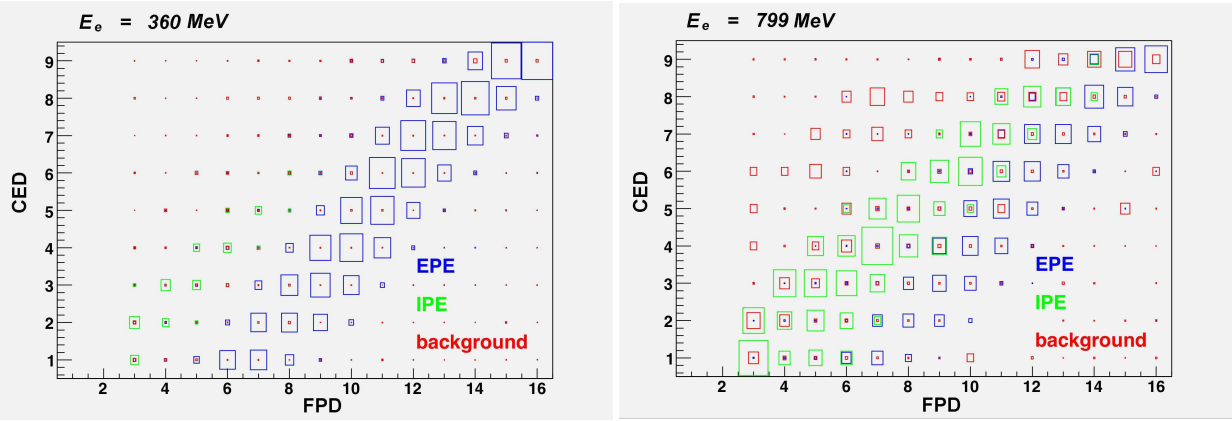


FIG. 2.33 – Matrice de coïncidence CED-FPD pour les processus de diffusions élastiques (EPE) et inélastiques (IPE et background), pour une énergie du faisceau de 360 MeV (à gauche) et 799 MeV (à droite) [111]. Ces matrices prennent en compte l'acceptation du signal Čerenkov (cf. section 2.6.2).

un compteur Čerenkov sera placé entre les systèmes hodoscopes CED et FPD. Étant donné sa position dans le dispositif expérimental, il se doit d'être compact, de ne pas générer de gerbes secondaires et d'induire une perte d'énergie la plus faible possible (faible densité) pour les électrons qui le traversent.

L'indice de réfraction du milieu radiateur est fixé par la distribution en impulsion des pions π^- et des muons μ^- (cf. tableau 2.4). L'indice $n = 1.03$ correspond au meilleur compromis entre la discrimination du bruit de fond et un nombre suffisamment important de photons créés par les électrons élastiques traversant 5 cm de milieu radiateur [112]. L'aérogel de silice (AGL) a été retenu comme milieu radiateur étant donné sa faible densité ($\rho \sim 0.11\ g/cm^3$) qui permet de limiter les pertes d'énergie et la création des gerbes secondaires. Il est fourni par Matsushita Company [113] (Japon), et livré sous forme de blocs de dimensions 113×113×10 mm^3.

$E_e\ (MeV)$	$P_\pi\ (MeV/c)$	β_π^{max}	$P_\mu\ (MeV/c)$	β_μ^{max}
424	100-250	0.87	50-225	0.90
585	100-300	0.91	50-275	0.93
799	100-375	0.94	50-350	0.96

TAB. 2.4 – Cinématiques des pions et muons obtenues lors de la diffusion élastique électron-proton pour les 3 phases G^0 angles arrière.

Quatre détecteurs Čerenkov ont été conçus et construits en France par le LPSC Grenoble, et les quatre autres par la partie nord-américaine de la collaboration. La géométrie du détecteur fut étudiée et optimisée en combinant des simulations Litrani [114], et des mesures sur un petit prototype [115]. Le détecteur est divisé en deux parties (cf. figure 2.34). Tout d'abord le milieu radiateur d'une épaisseur de 5 cm, composé de cinq couches d'Aérogel. Puis l'enceinte de diffusion, ou boîte de lumière, ayant pour objectif de focaliser efficacement les photons Čerenkov créés dans le milieu radiateur vers les surfaces d'entrée des photomultiplicateurs. Cette boîte a une forme trapézoïdale et comprend un plan incliné.

Ceci permet d'augmenter le nombre de photons collectés et de réduire les dispersions de leur temps d'arrivée au niveau des PMTs ($\sim$ 10 à 20 ns). Toutes les surfaces internes de la boîte sont recouvertes d'un revêtement diffusif, constitué de trois couches de papier millipore [116] caractérisé par un fort coefficient de diffusion et de réflexion, et un faible coefficient d'absorption. Les PMTs sont de type Photonis XP4572B/D2 [117] avec un diamètre de photocathode de 130 mm. Afin de les protéger du champ de fuite de l'aimant, ces derniers sont insérés 15 cm à l'intérieur d'un blindage magnétique, composé de trois couches de fer doux et d'une couche en mu-métal [118]. Des tests du blindage magnétique réalisés au LCMI[22] Grenoble montrent que celui-ci est très bien adapté. Parallèlement, lors de tests en rayonnement cosmique, le signal mesuré était typiquement de l'ordre de huit photo-électrons, avec un temps de collection inférieur à 25 ns. Ces études, ainsi qu'une description complète et détaillée des quatre détecteurs français, seront présentées en annexe A.

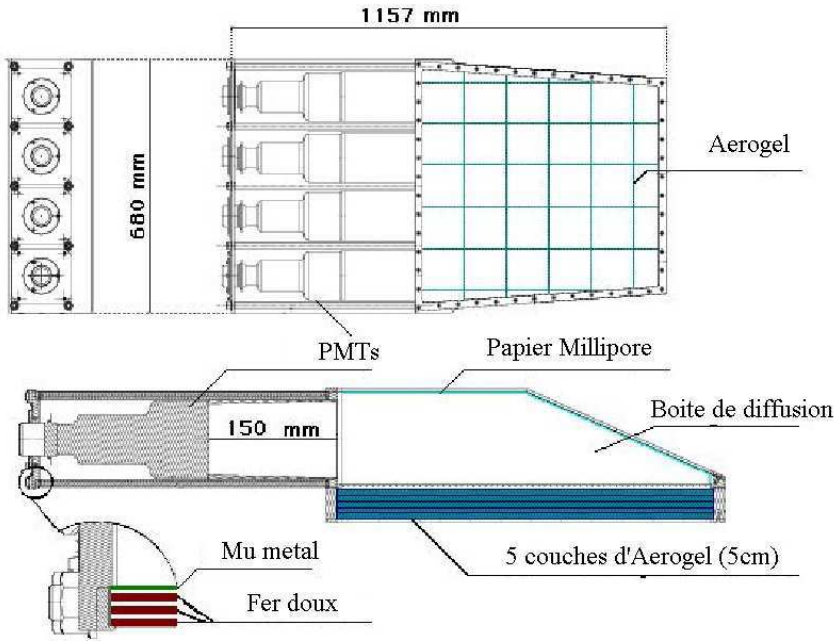


FIG. 2.34 – Géométrie du compteur Čerenkov.

Les compteurs Čerenkov feront partie intégrante du déclenchement de l'acquisition, et seront utilisés en mode acceptation pour valider l'incrémentation des échelles de comptage. Le signal caractérisant le passage d'électrons élastiques doit donc être suffisament important pour être différenciable du bruit de fond. La figure 2.35 illustre l'efficacité de rejection du détecteur dans le cas le plus défavorable (LD_2, $E_e = 799\ MeV$). Ces résultats de simulation montrent que les compteurs Čerenkov vont permettre de rejeter plus de 98 % du signal π^-.

2.7 Le traitement des signaux

Ce chapitre présente les systèmes d'électronique mis en place pour les phases "angles avant" et "angles arrière". Pour chacune de ces deux phases, deux électroniques séparées, et associées aux deux ensembles de détection français et nord-américain, ont été conçues de

[22]Laboratoire de Champ Magnétique Intense [119].

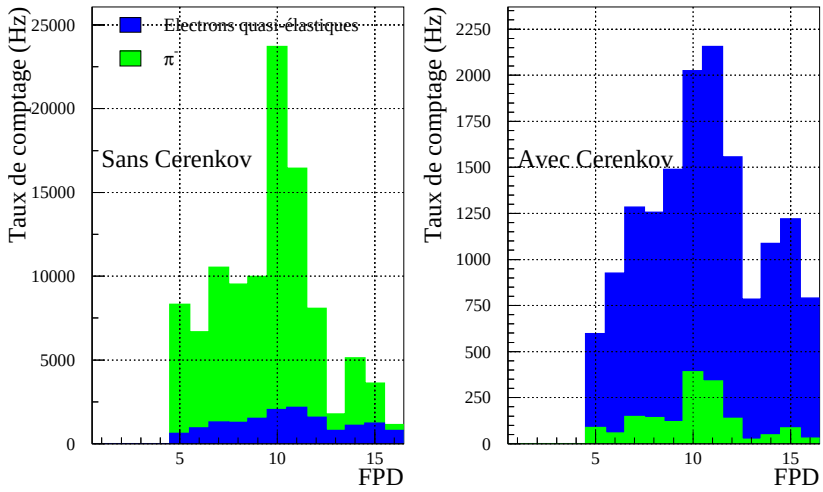


FIG. 2.35 – Taux de comptage en fonction du FPD (LD_2, $E_e = 799\ MeV$), avant et après discrimination du Čerenkov. Ce sont les projections des matrices de coïncidence où seules les cellules contribuant significativement au taux de comptage QE sont prises en compte.

manière à pouvoir traiter chaque événement malgré des taux de comptage élevés de l'ordre du MHz. Ces électroniques sont identiques dans leur principe, mais ont des réalisations techniques relativement différentes. La confrontation des résultats "FR" et "NA" sera un moyen supplémentaire pour vérifier l'existence de biais expérimentaux, imputables aux détecteurs et/ou à leurs électroniques associées.

2.7.1 Les électroniques "angles avant"

Pour la phase angles avant, l'électronique devait imposer pour chaque détecteur FPD, la coïncidence en temps des signaux issus de ses deux scintillateurs "Front" et "Back", tout en codant l'information de temps de vol. Le principe général du traitement des signaux est représenté sur la figure 2.36.

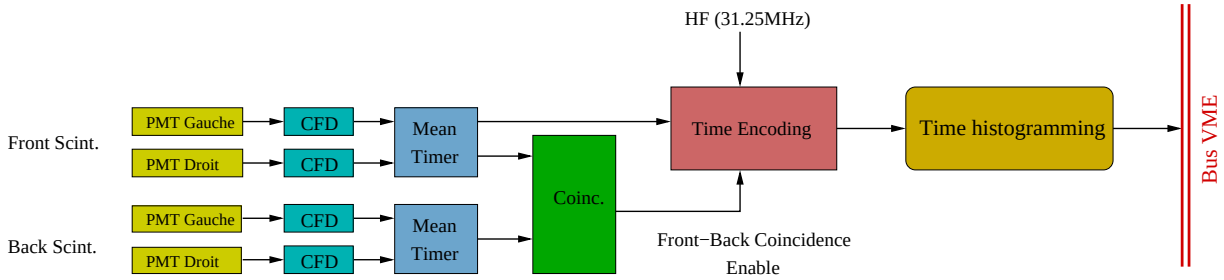


FIG. 2.36 – Principe du traitement des signaux électroniques pour la configuration "angles avant" pour un seul détecteur FPD.

Étant donné la longueur des scintillateurs (variant de 40 à 120 cm), les signaux collectés par les PMTs peuvent avoir une amplitude variant d'un facteur deux. De plus, lorsque la particule traverse un scintillateur à l'une de ses extrémités, les temps d'arrivée des signaux aux niveaux des deux PMTs associés sont séparés de 4 à 5 ns. Pour pouvoir

faire une mesure précise du temps de vol, nous avons utilisé deux types spécifiques de module d'électronique. Tout d'abord, les signaux en sortie de chacun des photomultiplicateurs sont discriminés en amplitude par des CFDs (Constant Fraction Discriminators). Ces modules ont l'avantage de générer un signal logique dont le temps de sortie est indépendant de l'amplitude du signal d'entrée. En sortie de ces CFDs, les deux signaux logiques associés à chacun des scintillateurs "Left" et "Right" sont envoyés en entrée d'un module "Mean-Timer", qui produit un signal d'amplitude correspondant à la moyenne des temps d'arrivée de ces deux signaux CFDs [120]. L'utilisation combinée de ces modules permet donc d'avoir un signal temporel qui ne dépend pas du point d'impact des particules au niveau des détecteurs. Enfin, pour chaque détecteur, si les deux signaux "Front" et "Back" se retrouvent en coïncidence dans une fenêtre en temps de 7 ns, le codage du temps de vol est effectué. Il faut également noter que pour chaque micro-pulse de 32 ns, la référence en temps est donnée par un signal délivré par l'accélérateur, dénommé "YO" et synchrone avec l'arrivée d'un pulse d'électrons au niveau de la cible.

Pour l'électronique française, tous les modules d'électronique sont intégrés dans des cartes DMCH-16X[23] [121, 122]. Chaque carte DMCH-16X permet le traitement de huit détecteurs, soit un demi-secteur de détection. À l'intérieur de ces cartes, le codage en temps est effectué à l'aide de flash TDC[24] avec un binning de 250 ps par canal. Cette information est ensuite traitée par quatre DSP (Digital Signal Processing), qui permettent la construction d'histogrammes en temps. Ces cartes sont entièrement programmables. Nous pouvons régler à notre convenance le seuil de chacun des discriminateurs et le retard des signaux Mean-Timer. Nous pouvons également choisir entre plusieurs configurations possibles (Front et/ou Back) et la largeur de la fenêtre de coïncidence (7 ou 11 ns). Il existe enfin une carte intégrée, dénommée SDMCH, comprenant des échelles et permettant l'enregistrement du nombre d'événements issus de chaque discriminateur et de chaque "Mean-Timer".

L'électronique nord-américaine est quant à elle plus modulaire [123]. Les 256 discriminateurs nécessaires sont regroupés dans 16 modules Lecroy. En ce qui concerne les modules Mean-Timer, ils ont été développés et construits par le service d'électronique du LPSC Grenoble [124, 125]. Enfin le codage en temps est effectué sur 24 bits à l'aide de carte LTD[25] possédant une résolution temporelle de 1 ns. Les histogrammes en temps de vol sont construits à partir d'échelles VME également mises au point au LPSC Grenoble [126].

Pour les seize détecteurs, de chacun des huit octants, les histogrammes en temps ont été remplis MPS par MPS, pour lesquels l'hélicité restait constante. Ces spectres ont été transférés à une fréquence de 30 Hz et enregistrés pendant le renversement de l'hélicité du faisceau afin de ne pas générer de temps mort supplémentaire.

2.7.2 Les électroniques "angles arrière"

Pour la phase aux angles arrière, le principe de détection est basé sur une matrice de coïncidence entre les deux hodoscopes, formée d'une part par les neuf CEDs et d'autre part

[23]Discriminator, Mean-Timer, Time to Digit Coder and Histogram.
[24]Time to Digital Converter.
[25]Latched Time Digitizer.

par les quatorze FPDs (cf. section 2.6). De plus, afin de rejeter une autre partie importante du bruit de fond composée de pions et de leurs produits de décroissance, l'électronique doit également prendre en compte le signal des compteurs Čerenkov. Le schéma de principe de l'électronique permettant de traiter les signaux d'un octant est représenté en figure 2.37.

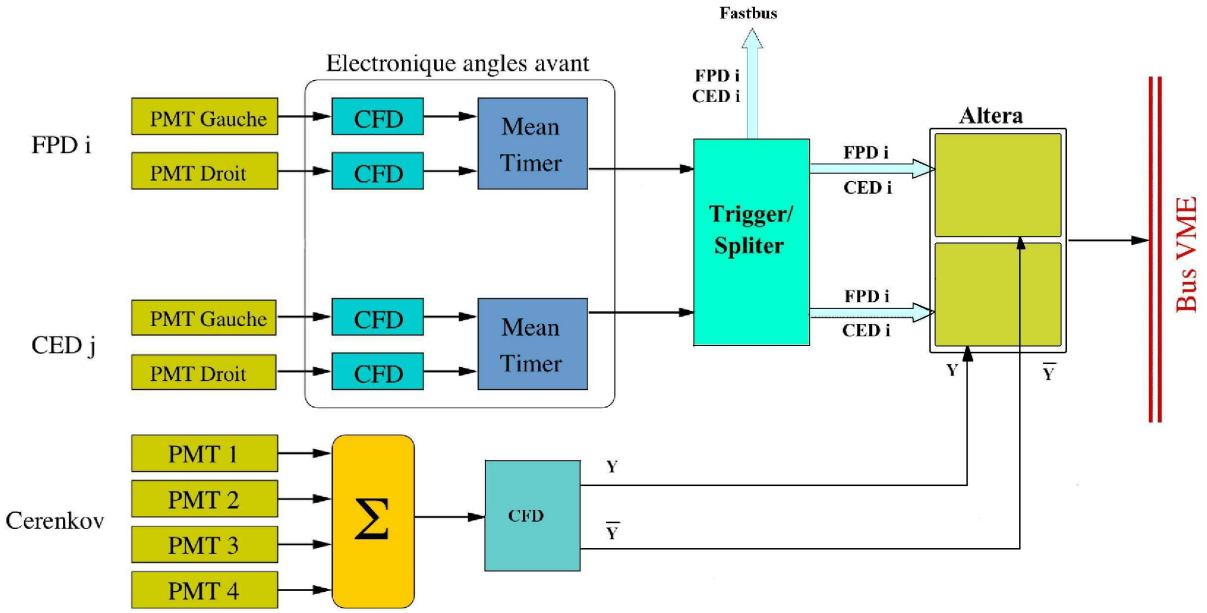


FIG. 2.37 – Principe du traitement des signaux électroniques issus d'un octant pour la configuration "angles arrière".

Le traitement des signaux, issus des hodoscopes, utilise une partie de l'électronique déjà mise en place pour la phase aux angles avant (cartes DMCH pour l'électronique française et modules commerciaux pour l'électronique nord-américaine). Comme précédemment, les signaux provenant des photomultiplicateurs, couplés aux scintillateurs CEDs ou FPDs, sont tout d'abord envoyés en entrée de discriminateurs CFDs. De même, des modules Mean-Timers effectuent la moyenne temporelle des deux signaux logiques associés à chaque scintillateur.

Les signaux sont ensuite envoyés en entrée d'un module "Trigger/Splitter". Ce module duplique en trois exemplaires les signaux initiaux, et ouvre une fenêtre en temps de coïncidence ($\sim 8\ ns$). Un premier signal sera directement envoyé en entrée d'une électronique "FastBus" (cf. section 2.7.3). Puis si deux événements CED et FPD se retrouvent en coïncidence, deux paires identiques de signaux (deux CEDs et deux FPDs) sont envoyées en entrée d'un même module ALTERA (cf. figure 2.37).

La carte ALTERA va permettre de traiter les signaux d'un octant, en construisant deux matrices de coïncidence complémentaires CED_i-FPD_j. L'une est associée à la mesure d'asymétrie ($\vec{e}p$ et $\vec{e}d$), et sera remplie en fonction de l'acceptation du signal Čerenkov (Y). La seconde est associée à la mesure des pions de la transition N-Δ, pour laquelle le signal Čerenkov devient veto ($\bar{Y}$). Ainsi à chaque combinaison CED-FPD possible, correspond deux échelles de comptage intégrées dans une même carte ALTERA. Notons également que des échelles spécifiques, sont dédiées aux événements multi-hits, correspondant à plus

de deux CED ou plus de deux FPD touchés : (CEDi et FPD>2) ou (FPDj et CED>2). Bien sûr ces évenements ne seront pas comptabilisés dans le calcul des asymétries, mais ils pourront servir pour contrôler le bruit de fond, ou les effets du temps mort. Cela représente en tout 482 échelles par octant.

En ce qui concerne le traitement des signaux associés aux PMTs des compteurs Čerenkov, deux options sont envisageables. La première consiste à faire la somme analogique des signaux des quatre PMTs, puis à appliquer un seuil global (> 2 p.e.). La deuxième consiste à appliquer un seuil individuel ($\simeq 0.5$ p.e.) et commun à chaque PMTs, puis à définir une multiplicité seuil (deux ou trois). Ces deux options seront testées sous faisceau, et la décision prise en fonction du bruit de fond réel. Enfin, notons que comme précédemment, les données seront transférées et enregistrées pendant le renversement de l'hélicité à une fréquence de 30 Hz.

2.7.3 L'électronique "FastBus"

L'utilisation de cette électronique s'inscrit dans l'optique d'un contrôle de l'expérience et nous présentons son utilisation durant la phase aux angles avant. Elle est composée de modules TDCs et ADCs, disposés dans un chassis FastBus. Les modules TDCs sont associés à chacune des voies CFDs (1024) et MTs (512). Ils permettent le codage en temps avec une excellente résolution temporelle de 50 ps. Parallèlement, les modules ADCs intègrent le signal de chacun des 1024 photomultiplicateurs, pendant une fenêtre en temps de 200 ns. Le signal ADC en sortie est ainsi directement relié à la charge déposée par la particule dans le scintillateur. Étant donné le très grand flux de données, le taux d'acquisition est limité à 800 Hz et permet d'enregistrer les informations d'un événement sur 10000 seulement.

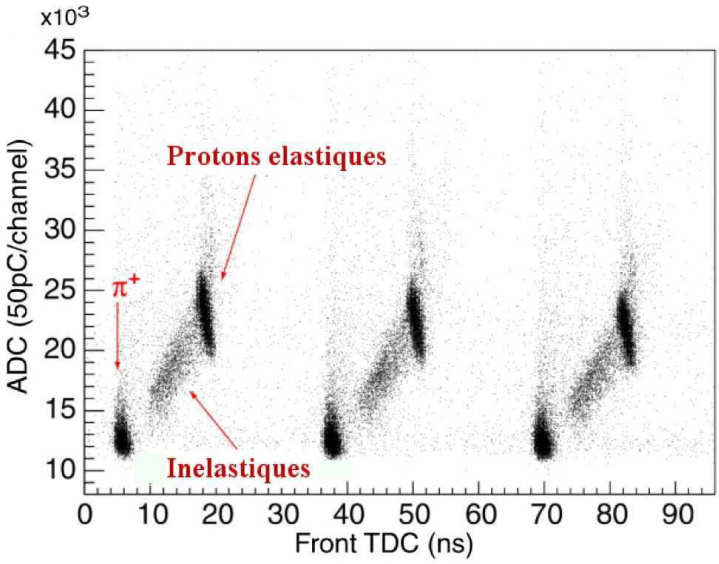


FIG. 2.38 – Charge intégrée du signal d'un photomultiplicateur (ADC) en fonction du temps de vol (TDC). Sur cette figure trois pulses de 32 ns sont représentés.

Cette électronique constitue un moyen de contrôle de l'évolution des gains des PMTs, et du bon fonctionnement des CFDs et MTs. Elle est couplée avec un système GMS[26] [127], composé d'une lampe à plasma produisant de la lumière ultra-violette et générant un signal dans le scintillateur proche de celui produit par le passage d'une particule. Ce dispositif

[26]Gain Monitoring System.

ne fonctionne que durant la période de renversement de l'hélicité. Cette lumière UV est transportée, via des fibres optiques, à chaque extrémité des scintillateurs. L'intensité du Laser étant calibrée, le signal ADC permet de suivre l'évolution des gains des PMTs au cours de l'expérience. Les informations FastBus sont sauvegardées sous forme de Ntuple "événement par événement". Elles permettent ainsi d'accéder aux corrélations entre les signaux ADC et TDC, utiles pour l'étude des effets de seuil des CFDs et/ou l'identification des particules (cf. figure 2.38). Cette électronique fut également utilisée lors de l'analyse du temps mort, qui nécessitait la connaissance des distributions en temps de vol de chacun des modules d'électroniques CFD et MT. Enfin les données "FastBus" se sont avérées intéressantes pour déterminer précisément la différence de temps de vol entre les pions et les protons élastiques lors de la détermination de la valeur du Q^2 (cf. annexe C).

2.7.4 Le système d'acquisition

Le transfert et l'enregistrement des données sont effectués via le système d'acquisition CODA ("CEBAF Online Data Acquisition") [128]. Développé par le groupe "acquisition de données" de CEBAF, CODA est le sytème d'acquisition standard utilisé par la plupart des expériences se déroulant auprès de cet accélérateur. Il permet la lecture et l'enregistrement des données spécifiques de l'électronique G^0, que ce soit les histogrammes en temps pour la phase "angles avant" ou les échelles de comptage associées aux matrices de coïncidence pour la phase "angle arrière". Il enregistre également en permanence tout un ensemble de paramètres relatifs au bon fonctionnement du dispositif expérimental et de l'accélérateur. Ces données, dites "slow control", comprennent les propriétés du faisceau (intensité, position, hélicité,...), les paramètres de l'aimant (température, courant,...) et les paramètres de la cible (température, pression,...).

Afin de ne pas générer de temps mort, le transfert des données s'effectue à une fréquence de 30 Hz, au moment du renversement de l'hélicité. Lors de cette période d'une durée de 200 μs, les données "slow control" sont lues et enregistrées par l'acquisition. En même temps, les données de l'électronique française, qui ont été stockées pendant le MPS au niveau des DSPs de chaque DMCH16x, sont transférées vers un DSP concentrateur. Ces données seront alors lues par le système d'acquisition pendant le MPS suivant. Toutes ces données sont transférées sur disque. Après analyse elles sont enregistrées sur support magnétique. Pour la phase "angles avant", le flux de données produit au cours de l'expérience fut de l'ordre de 1.8 MBytes par seconde. Notons que toutes les données G^0 "angles avant" (total d'environ 5 TBytes) ont été transférées sur disque au LPSC Grenoble, via le CCIN2P3, et ceci dans le but de mener une analyse parallèle à celle faite aux Etats-Unis.

Chapitre 3

De l'asymétrie mesurée à l'asymétrie de violation de parité

Ce chapitre présente les premières étapes de l'analyse, permettant de transformer les taux de comptage mesurés au niveau des détecteurs en une asymétrie physique de violation de parité. Il expose ainsi les différentes sources d'effets systématiques qui trouvent leurs origines au niveau du système de détection (non-linéarité différentielle et temps mort de l'électronique), mais surtout dans les propriétés du faisceau (courant de fuite, asymétries et polarisation). Une attention particulière sera portée à l'influence de ces effets systématiques sur l'asymétrie mesurée, les moyens dont nous disposons pour les contrôler, leurs corrections et enfin et surtout l'estimation des erreurs qui leur sont associées. En épilogue, un court paragraphe présentera des tests sur le comportement statistique des données.

3.1 L'analyse des données : principe et méthode

• **Le Traitement des données**

Rappelons tout d'abord l'architecture du traitement des données, et quelques définitions standard. Nous avons vu qu'un pulse du faisceau arrive au niveau de la cible toutes les 32 ns. Ces courtes périodes en temps, au cours desquelles nous codons l'information de temps de vol des particules détectées, sont appelées "micro-pulses". À un second niveau, l'hélicité du faisceau d'électrons est inversée à une fréquence de 30 Hz. Cette période de 30 ms, durant laquelle l'hélicité reste inchangée, contient 10^6 micro-pulses et est nommée MPS ou "Macro-Pulse". Enfin, la brique élémentaire de notre mesure d'asymétrie est le "quartet", correspondant à quatre MPS, se succédant selon deux configurations possibles : "$+--+$" ou "$-++-$". La prise de données fut quant à elle fractionnée en "run", d'une durée de l'ordre d'une heure et correspondant à environ 27000 quartets.

La prise des données (test du dispositif et physique), qui a commencé fin 2003, a duré près de six mois. Ainsi nous avons collecté plus de 900 runs de "production", équivalent à 701 heures au courant nominal de 40 μA. Nous avons ainsi enregistré 19.10^6 quartets, et accumulé une charge considérable de 101 Coulombs de faisceau. Cela représente en terme de stockage de données plus de 5 Tera-Bytes.

Nous avons vu que le traitement des informations est réalisé événement par événement (discrimination, coïncidence et mesure de temps de vol), mais que l'enregistrement est semi-intégré, dans le sens où il se fait après la construction d'histogrammes en temps de vol. Ainsi, pour chaque MPS, nous enregistrons le signal, que sont les spectres intégrés mais également tous les paramètres relatifs aux conditions expérimentales (propriétés du faisceau ou de la cible). Le calcul d'asymétrie est ensuite réalisé pour chaque quartet, en normalisant les taux de comptage par la charge intégrée de chaque état d'hélicité :

$$A_{mes}(i) \;=\; A\left(Y_{mes(i)}\right) \;=\; A\left(\frac{N_{mes}(i)}{Q}\right) \;=\; \frac{\frac{N^{+}_{mes}(i)}{Q^{+}} - \frac{N^{-}_{mes}(i)}{Q^{-}}}{\frac{N^{+}_{mes}(i)}{Q^{+}} + \frac{N^{-}_{mes}(i)}{Q^{-}}} \tag{3.1}$$

Ces asymétries sont calculées pour chaque canal en temps (noté "i"), mais également à l'intérieur de coupures plus larges (cf. cut1, 2 et 3, puis "proton élastique" sur la figure 3.1). Ce traitement des données est réalisé au cours d'une analyse "run à run", à l'aide d'un programme appelé "g0analysis" [129], mis en place par la collaboration. Ce programme est écrit en langage orienté objet C++, et se base sur les classes prédéfinies de ROOT [130]. Au cours de cette analyse, de multiples corrections (temps mort, régression linéaire,...) ainsi que des coupures relatives aux qualités du faisceau sont appliquées "quartet par quartet". On demande ainsi pour chaque quartet que les paramètres du faisceau ne soient pas à plus de quatre déviations standard des distributions obtenues au cours du run considéré, soit typiquement :

$$A_Q < 600\ ppm, \quad \Delta_{X,Y} < 10\ \mu m, \quad \Delta\theta_{X,Y} < 1\ \mu rad, \quad \Delta E < 7.5\ keV$$

Enfin pour chaque run, nous calculons les valeurs moyennes de chacune des variables d'intérêt. Cette valeur moyenne est simplement définie comme la moyenne algébrique sur tous les quartets, et l'erreur associée est calculée à partir de la déviation standard :

$$\bar{X}(i) \;=\; \frac{1}{N_{qrt}} \sum_{qrt} X_{qrt}(i) \tag{3.2}$$

$$\delta\bar{X}(i) \;=\; \frac{1}{\sqrt{N_{qrt}(N_{qrt}-1)}} \sqrt{\sum_{qrt} (X_{qrt}(i) - \bar{X}(i))^2} \tag{3.3}$$

Ces valeurs "run à run" sont finalement enregistrées dans une base de données MySQl [131], dans laquelle nous sauvegardons également tous les fichiers de configuration de l'électronique (gain, seuil, fenêtre de coïncidence,...), les paramètres de calibration (moniteurs), les paramètres de la cible (densité, température,...), ou encore le mode de fonctionnement des deux autres Halls expérimentaux. La figure 3.1 montre les spectres en taux de comptage et en asymétrie en fonction du temps de vol, obtenus pour le détecteur 8 sur la totalité de la prise de données. Ces spectres représentent l'aboutissement du traitement des signaux et la clef de voûte de notre analyse.

- **Les corrections successives**

Les principales étapes d'analyse sont représentées dans l'ordre chronologique en figure 3.2. La première correction concerne le temps mort de l'électronique de détection. Puis suivent toutes les corrections imputables aux propriétés du faisceau : le courant de fuite, les asymétries des paramètres du faisceau et enfin la polarisation. La correction du bruit de fond qui fut l'élément perturbateur principal, fera à elle seule l'objet du chapitre 4. Il faut noter que toutes ces étapes d'analyse ont été réalisées en aveugle, dans le

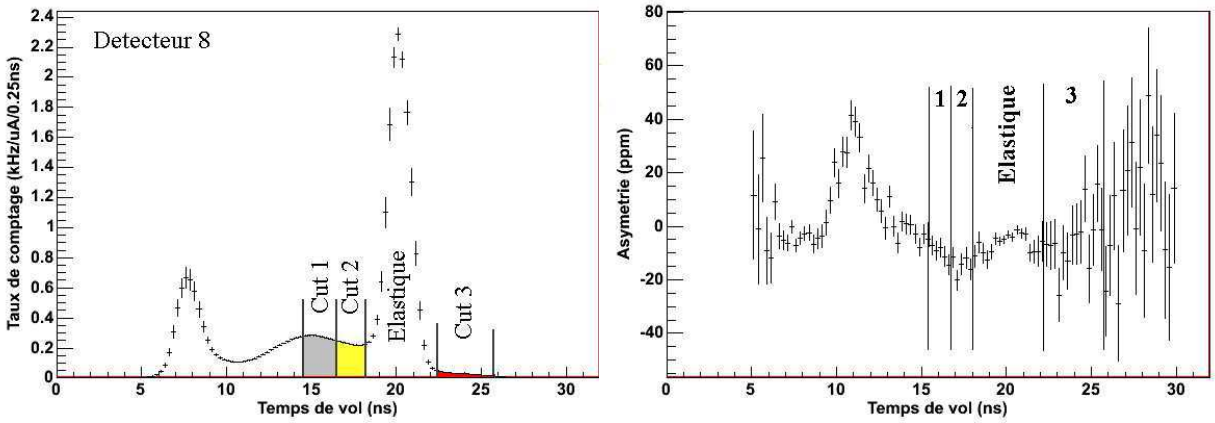


FIG. 3.1 – Spectres en temps de vol, des taux de comptage (à gauche), et des asymétries (à droite), obtenus pour le détecteur 8 sur la totalité de l'expérience.

sens où les asymétries étaient au préalable mutipliées par un "blinding factor" compris entre 0.75 et 1.25. Ce facteur crypté fut tenu secret tout au long de l'analyse, et ne fut divulgué qu'une fois les méthodes de correction validées par plusieurs analyses parallèles et indépendantes (quatre étudiants). Il a été mis en place afin d'éviter tout biais, conscient ou inconscient, des analyseurs. En effet, en cours d'analyse, il ne nous était pas possible de confronter insidieusement nos résultats avec les prédictions théoriques ou avec les données d'expériences concurrentes déjà publiées.

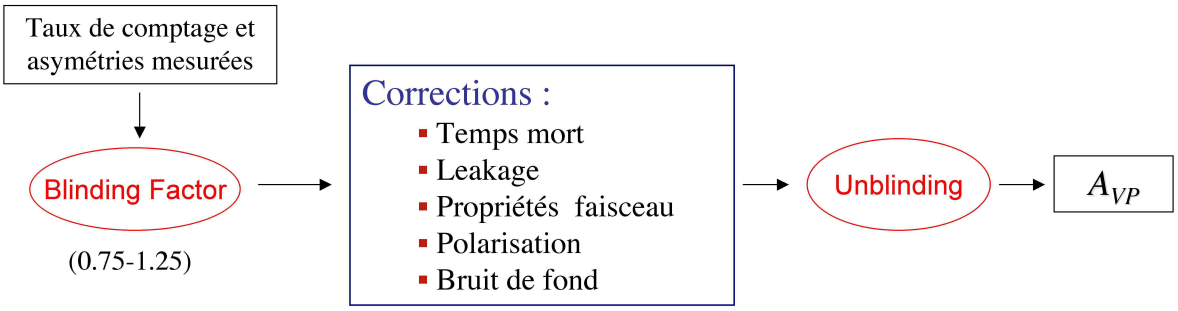


FIG. 3.2 – Corrections successives appliquées lors de l'analyse des données.

La suite de cette section présente en détails chacune de ces corrections qui ont été appliquées successivement. La première partie est dédiée à la non-linéarité différentielle du codage en temps de l'électronique. Ce n'est pas une correction sur l'asymétrie en tant que telle, mais elle va nous permettre d'améliorer notre précision sur l'information de temps de vol nécessaire lors de l'extraction du quadri-moment transféré Q^2.

3.2 La non-linéarité différentielle

Pour chaque micro-pulse de faisceau, toutes les 32 ns, les électroniques ont pour objectif le codage de l'information de temps de vol pour chacune des particules détectées. En ce qui concerne l'électronique française, cette mesure est effectuée à l'aide de mo-

dules "flash TDC" (cf. section 2.7). La fenêtre en temps de 32 ns est codée sur 128 canaux, correspondant à 250 ps par canal en moyenne. Pour l'électronique nord-américaine, cette mesure est réalisée à l'aide de modules "LTD" sur une fenêtre de 30 ns. L'encodage est réalisé sur 24 canaux, correspondant à environ 7 ns pour le premier canal et 1 ns pour tous les autres. Toutefois, pour chacune de ces deux électroniques les largeurs en temps des canaux peuvent fluctuer autour de leur valeur nominale. Ce phénomène, communément appelé "Non-Linéarité Différentielle" ou DNL[1], a des origines relativement différentes selon l'électronique utilisée. De manière générale, les largeurs varient avec le temps indépendamment d'un canal à l'autre, et évoluent avec la température ambiante. La dispersion maximale est de l'ordre de 100 ps pour l'électronique française et de 500 ps pour l'électronique nord-américaine [132].

La DNL dégrade la qualité des spectres en temps de vol. Elle peut devenir problématique lors d'ajustements des spectres par des fonctions analytiques ou lors de calculs de centroïdes[2]. Elle a notamment pour effet d'augmenter l'incertitude lors de la détermination du facteur de dilution (cf. étude du bruit de fond en section 4), ou de la position des pics pions et protons (cf. étude du Q^2 en annexe C). De plus, un mauvais contrôle de cette DNL aurait un impact conséquent lors du traitement du détecteur 15, pour lequel trois coupures étroites en temps seront appliquées.

La mesure de DNL s'effectue simplement à partir de spectres temporels plats, ou spectres blancs (cf. figure 3.3). Les différentes techniques qui ont été utilisées pour créer de tel spectres consistaient à envoyer des signaux distribués aléatoirement en temps, soit au niveau des scintillateurs (bruit de fond ambiant (γ) du Hall pour les données françaises), ou soit directement en entrée des modules d'électronique (générateur d'impulsions aléatoires pour les données nord-américaines). Pour chacune de ces deux méthodes, la largeur en temps d'un canal est directement proportionnelle au nombre d'événements détectés à l'intérieur de ce même canal :

$$\Delta t_{canal} = \frac{N_{canal}}{N_{tot}}.32\ ns$$

En ce qui concerne l'électronique française, la correction de la DNL consiste à transformer le spectre mesuré en un nouveau spectre, dont chaque canal a pour largeur la largeur nominale $\Delta_0 = 250\ ps$. La méthode est itérative et s'applique à partir du premier canal jusqu'au dernier canal 128, par pas de 1. Pour chaque canal i de largeur Δ_i, on applique la procédure suivante :

- Si $\Delta_i < \Delta_0$: les événements absents sont compris dans le canal subséquent $i+1$. On transfère alors du canal i+1 au canal i, un nombre d'événements correspondant à la largeur $(\Delta_0 - \Delta_i)$ pour le canal i+1 :

$$\begin{aligned} N_i^{cor} &= N_i + \frac{(\Delta_0 - \Delta_i)}{\Delta_0} N_{i+1} \quad \text{avec} \quad \Delta_i^{cor} = \Delta_0 \\ N_{i+1}^{cor} &= N_{i+1} - \frac{(\Delta_0 - \Delta_i)}{\Delta_0} N_{i+1} \quad \text{avec} \quad \Delta_{i+1}^{cor} = \Delta_{i+1}^{cor} - (\Delta_0 - \Delta_i) \end{aligned}$$

[1] Differential Non Linearity.

[2] Moyenne temporelle pondérée par les taux de comptage.

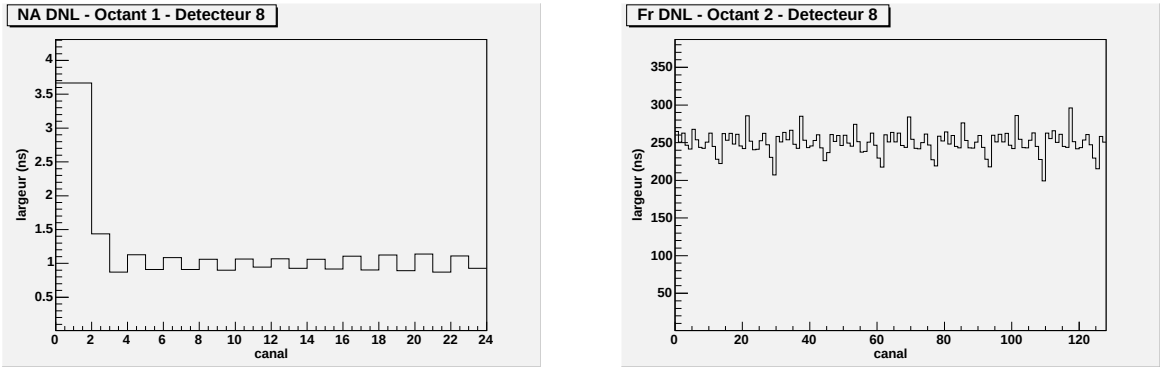


FIG. 3.3 – Spectres blancs de DNL pour les électroniques nord-américaine (à gauche) et française (à droite). Nous pouvons observer une structure à 2 ns (2 canaux) pour l'électronique nord-américaine, et à 4 ns (16 canaux) pour l'électronique française.

- Si $\Delta_i > \Delta_0$: on effectue la transformation inverse :

$$N_i^{cor} = N_i - \frac{(\Delta_i - \Delta_0)}{\Delta_0} N_i \quad \text{avec} \quad \Delta_i^{cor} = \Delta_0$$
$$N_{i+1}^{cor} = N_{i+1} + \frac{(\Delta_i - \Delta_0)}{\Delta_0} N_i \quad \text{avec} \quad \Delta_{i+1}^{cor} = \Delta_{i+1}^{cor} + (\Delta_i - \Delta_0)$$

Cette méthode a l'avantage de conserver le nombre total d'événements mesurés à l'intérieur des 32 ns. Cependant, elle fait l'approximation que la distribution "vraie" en temps de vol, est identique pour deux canaux consécutifs. Un spectre en temps de vol avant et après correction de la DNL est représenté sur la figure 3.4. Au final, cette correction va nous permettre d'améliorer la précision sur la position des pics pions et/ou protons d'un facteur dix, passant alors de 100 à 10 ps [60].

En ce qui concerne l'électronique nord-américaine, la stratégie adoptée est totalement différente. Au lieu de modifier les taux de comptage à l'intérieur de chaque canal, elle consiste simplement à transformer le "binning", et à associer à chaque canal sa largeur correspondante. Ainsi, lors de l'analyse, nous traitons des spectres dont la largeur effective de chaque canal varie selon le temps de vol [132].

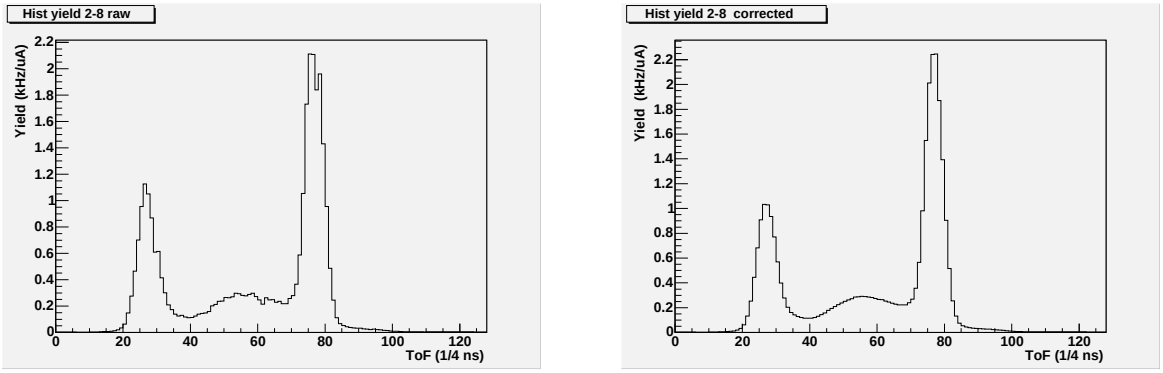


FIG. 3.4 – Spectres en temps de vol pour l'électronique française détecteur 8, avant (à gauche) et après correction de la DNL (à droite).

3.3 Le temps mort

L'expérience G^0 est une expérience de taux de comptage, dont la stratégie adoptée pour discriminer le bruit de fond repose sur un traitement des données "événement par événement". Étant donné les taux de comptage importants de l'ordre du MHz, et malgré les efforts pour construire une électronique aussi rapide que possible, nous ne pouvions éviter les pertes par temps mort. Celui-ci correspond au temps minimum entre deux événements consécutifs, pour que le deuxième puisse être détecté. Pour la mesure aux angles avant, les spectres en temps ont été remplis pour chaque état d'hélicité (durée d'un MPS) puis transférés au système d'acquisition durant le temps nécéssaire pour le renversement de l'hélicité. Ainsi, aucune perte par temps mort n'est attendue au niveau du transfert de données. Les pertes proviennent alors de l'électronique, constituée de discriminateurs et de Mean-Timers et possédant un temps mort intrinsèque de 30 ns environ. Nous verrons qu'au courant nominal de 40 μA, les pertes en taux de comptage sont de l'ordre de 10 à 15 % selon les détecteurs.

Non seulement le temps mort dégrade la statistique, mais de plus il contamine l'asymétrie mesurée. En effet, les pertes par temps mort dépendent de la fréquence d'événements en entrée de l'électronique. Du fait d'une asymétrie physique intrinsèque de ces événements, les pertes en taux de comptage sont corrélées à l'hélicité du faisceau d'électrons. On comprend également que cet effet peut être amplifié par d'autres asymétries expérimentales, telles que les différences en charge ou en densité de cible selon l'état d'hélicité. L'objectif de la correction de temps mort présentée dans cette section, est que les fausses asymétries induites ne contribuent qu'à hauteur de quelques % à l'asymétrie mesurée [60].

3.3.1 Les sources de temps mort

3.3.1.1 Le temps mort associé au fonctionnement de l'électronique

Pour rappel, le principe de détection et le fonctionnement de l'électronique sont présentés en section 2.7.1. Une vue globale de l'architecture du traitement des signaux est également donnée sur la figure 2.36. Le temps mort provient des modules d'électronique, que sont les Mean-Timers (MT) et les discriminateurs à fraction constante (CFD). Chacun de ces modules possède un temps mort intrinsèque, que l'on note τ de façon générique, et qui fut mesuré individuellement [133]. Cependant, il s'avère que les temps morts des modules Mean-Timers dépendent du fonctionnement en amont de leurs deux discriminateurs associés. Ils varient selon qu'un seul ou que les deux discriminateurs aient été déclenchés au préalable. Les valeurs données ci-dessous ont été obtenues à l'aide d'un générateur à double impulsion de retard variable, et d'un oscilloscope couplé aux sorties des discriminateurs et des Mean-Timers [134] :

$$\text{- Un seul discriminateur déclenché :} \quad \tau = 34.0 \pm 0.6\ ns \tag{3.4}$$

$$\text{- Deux discriminateurs déclenchés :} \quad \tau = 29.8 \pm 0.2\ ns \tag{3.5}$$

Dès lors, nous ne pouvions plus simplement raisonner en termes de temps mort par module d'électronique, mais plutôt en terme de temps mort par type d'événement.

Nous allons à présent distinguer 3 cas :

- Événement "*coïncidence*" ou "*mesure*" : les quatre discriminateurs sont déclenchés, et les signaux logiques des deux Mean-Timers sont en coïncidence. Ces événements correspondent aux événements mesurés dans les spectres "ToF" qui seront utilisés lors du calcul d'asymétries. Le temps mort associé est $\tau_{mes} = 30\ ns$ (cf. relation 3.5).

- Événement "*MT simple*" : un seul Mean-Timer est déclenché dans la fenêtre en temps de coïncidence. Les événements pour lesquels le Mean-Timer d'un scintillateur est déclenché avec un seul des discriminateur de l'autre scintillateur sont exclus de cette définition. Ces événements signent le passage de particules neutres ou de faible énergie ne déposant de l'énergie que dans l'un des deux scintillateurs. Le temps mort associé est également de 30 ns : $\tau_{mt} = 30\ ns$ (cf. relation 3.5).

- Événement "*CFD simple*" : ce sont tous les autres événements qui ne rentrent pas dans le cadre des définitions précédentes, à savoir lorsque pour au moins un des deux scintillateurs un seul discriminateur est déclenché. Cette situation se réalise lorsque pour un scintillateur la particule dépose une faible quantité d'énergie à l'une des deux extrémités. L'atténuation de la lumière dans le scintillateur et les guides de lumière ne permettent pas le déclenchement des deux discriminateurs. On associe à ce type d'événement un temps mort $\tau_{cfd} = 35\ ns$ (cf. relation 3.4).

En ce qui concerne l'électronique française, nous avons vu que pour chaque micro-pulse de 32 ns, le temps de vol était codé sur 128 canaux. Pour chacun de ces micro-pulses, la probabilité que l'électronique soit en temps mort à l'instant t au canal i, à cause d'un événement de type "A" (c'est à dire un des trois types d'événements cités précédemment), est donc égale à la probabilité qu'au moins un événement "A" ait eu lieu entre les instants t et t - τ_A, soit :

$$P_{tm}^{A}(i) = \sum_{j=i-\tau_A}^{i-1} P_A(j) \tag{3.6}$$

où τ_A est le temps mort exprimé en nombre de canaux, j est égal à $i - \tau_A$ modulo 128 étant donné la périodicité du codage en temps, et $P_A(j)$ représente la probabilité d'occurence d'un événement de type "A" au canal j. Pour chaque type d'événement, les taux de comptage par canal et par détecteur sont de l'ordre du ($kHz/\mu A$/canal). Au courant nominal de 40 μA, la probabilité qu'un événement se présente en entrée de l'électronique au canal i au cours d'un micro-pulse est donc très faible ($< 0.1\%$/canal). Nous pouvons donc raisonnablement appliquer les lois de la statistique de Poisson, et la probabilité qu'au moins un événement de type "A" se produise au canal j au cours d'un micro-pulse de 32 ns s'écrit :

$$P_A(j) = 1 - P_p(0, R_A(j)) = 1 - e^{-R_A(j)} \simeq R_A(j) \tag{3.7}$$

où $R_A(j)$ représente le nombre moyen d'événements de type "A" mesurés au canal j au cours d'un micro-pulse. Cette grandeur est calculée MPS par MPS, ou en d'autres termes état d'hélicité par état d'hélicité :

$$R_A(j) = \frac{N_A(j)}{N_{pulse}} \tag{3.8}$$

avec $N_A(j)$ le nombre d'événements de type "A" mesurés au canal j au cours d'un MPS, et N_{pulse} le nombre de micro-pulses par MPS ($N_{pulse} \simeq 10^6$).

Nous pouvons appliquer exactement le même raisonnement pour l'électronique nord-américaine. Toutefois, il n'y a que 24 canaux par micro-pulse et les temps morts intrinsèques des modules d'électronique sont légèrement différents. D'après ces premières considérations, il apparaît clairement que la qualité de la correction dépend de notre connaissance sur le temps mort associé aux différents types d'événements, mais également de la connaissance de leurs taux de comptage respectifs en fonction du temps de vol (cf. équations 3.6 et 3.7).

3.3.1.2 Le temps mort supplémentaire contrôlé : NPN

Le NPN, ou "Next Pulse Neutralisation", a été mis en place afin d'éliminer toute incertitude concernant le temps mort associé aux événements "*coïncidence*" qui correspondent aux événements mesurés dans les spectres de temps de vol. Le principe du NPN, représenté sur la figure 3.5, est le suivant : dès qu'un événement "*coïncidence*" est détecté au cours d'un micro-pulse, l'encodage est suspendu jusqu'à la fin du pulse suivant. La probabilité de mesurer deux événements au cours de deux micro-pulses consécutifs est très faible (1 à 2 %). Ainsi cette procédure "NPN" n'augmente que très légèrement le temps mort effectif, tout en permettant de connaître exactement l'instant à partir duquel un nouvel événement pourrait être mesuré.

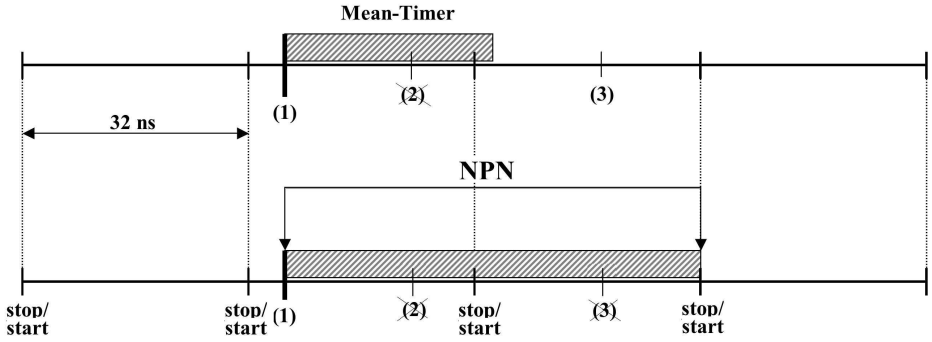


FIG. 3.5 – L'événement (1) est un événement "*coïncidence*" mesuré et les zones grisées représentent les zones pour lesquelles l'électronique est en temps mort. Sur la figure du haut (sans NPN), seul l'événement (2) ne sera pas codé du fait du temps mort du module Mean-Timer. Lorsque l'on applique le NPN (figure du bas), on suspend le codage jusqu'au "stop" de la fenêtre en temps de 32 ns subséquente, et l'événement (3) ne peut être encodé.

Étant donné que le temps mort introduit par le NPN est supérieur au temps mort intrinsèque des modules Mean-Timers, le temps mort associé aux événements "*coïncidence*" ne dépend plus du temps mort de ce module d'électronique. Il est uniquement fonction du temps d'arrivée du signal à l'intérieur du micro-pulse ($32ns < \tau_{mes} < 64ns$). La probabilité que l'électronique soit en temps mort au canal i à cause d'un événement "*coïncidence*", est maintenant égale à la probabilité qu'un événement "*coïncidence*" ait eu lieu dans le pulse précédent ou entre les canaux 1 et $i-1$ de ce même pulse :

$$P_{tm}^{mes}(i) \;=\; \sum_{j=1}^{128} R_{mes}(j) + \sum_{j=1}^{i-1} R_{mes}(j) = P_{pulse} + \sum_{j=1}^{i-1} R_{mes}(j) \qquad (3.9)$$

où $R_{mes}(j)$ est donné par la relation 3.8 et P_{pulse} représente la probabilité de mesurer un événement "*coïncidence*" au cours d'un micro-pulse entier.

Étant donné le temps de propagation des signaux dans les cartes d'électronique, la fin du NPN ne se situe pas exactement au canal 128. De plus, le temps mort des Mean-Timers ($\tau_{MT} \sim 30\ ns$) est très proche de la valeur minimale de mise en temps mort du NPN ($32\ ns$). Afin d'éviter toute imprécision lors de la correction, deux césures ont été définies [135] :

- Césure "aval" : dernier canal mis en temps mort par le NPN
- Césure "amont" : premier canal pour lequel deux pulses sont mis en temps mort

Tout événement "*coïncidence*" arrivant entre les césures amont et aval entraine la mise en temps mort pendant les deux pulses suivants. Cette mise en temps mort supplémentaire modifie légèrement la relation 3.9. Par souci de simplification, elle ne sera pas prise en considération dans les formules de cette section, bien qu'elle soit correctement appliquée lors du traitement des données.

3.3.2 Effet et correction du temps mort

3.3.2.1 Effet du temps mort sur les taux de comptage

Pour chaque micro-pulse, la probabilité de coder un événement au canal i est égale au produit de la probabilité d'avoir au moins un événement "*coïncidence*" en entrée de l'électronique et de la probabilité de ne pas être en temps mort au même instant :

$$P_{mes}(i) = P_{reel}(i)\,(1 - P_{tm}(i)) \tag{3.10}$$

où P_{mes} représente la probabilité de mesurer un événement "*coïncidence*", P_{reel} la probabilité qu'au moins un événement "*coïncidence*" se présente en entrée de l'électronique, et P_{tm} la probabilité d'être en temps mort au même instant. Nous avons vu qu'il existait trois types d'événements distincts, contribuant de façon indépendante au temps mort total. Étant donné que ces événements sont décorrélés, il nous est possible de composer linéairement ces trois contributions, soit :

$$P_{tm}(i) = P_{tm}^{mes}(i) + P_{tm}^{mt}(i) + P_{tm}^{cfd}(i) \tag{3.11}$$

Les probabilités de temps mort sont données par la relation 3.7, pour les événements simples "*mt*" et "cfd", et par la relation 3.9 pour les événements "*coincidence*". Le nombre d'événements "*coïncidence*" réels en entrée de l'électronique N_{vrai} s'obtient finalement selon la formule de correction suivante :

$$N_{vrai}(i) \;=\; \frac{N_{mes}(i)}{1 - P_{tm}^{mes}(i) - P_{tm}^{mt}(i) - P_{tm}^{cfd}(i)} \tag{3.12}$$

Étant donné l'asymétrie physique des événements en entrée de l'électronique et les fluctuations de l'intensité du faisceau, la correction est effectuée MPS par MPS de façon individuelle pour chaque état d'hélicité.

La correction de temps mort, imputable aux événements "*coïncidence*" est la plus aisée. En effet, il est tout d'abord très simple d'accéder aux taux de comptage car cela se fait directement à partir des spectres en temps de vol obtenus. De plus, dès lors que l'on applique le NPN (cf. section 3.3.1.2) le temps mort associé à ce type d'événement, bien que variable, est parfaitement connu. En ce qui concerne les événements "cfd" et "*mt*", la

correction est un peu plus délicate. Dans le cas de l'électronique française, la détermination des taux de comptage est faite en utilisant les échelles de comptage et les données "Fastbus" (cf. section 2.7). Une étude détaillée de cet exercice est présentée en réference [60]. Cette procédure étant relativement coûteuse en temps, la méthode de correction consiste à construire de façon régulière des spectres "références", correspondant aux distributions en temps de vol (normalisées par la charge) de chacun de ces deux types d'événements. La correction se fait toujours MPS par MPS mais en utilisant la charge intégrée au cours du MPS pour normaliser chacune de ces deux contributions références "cfd" et "mt".

3.3.2.2 Effet du temps mort sur l'asymétrie mesurée

Nous allons à présent étudier l'effet du temps mort sur les asymétries mesurées à l'intérieur des coupures "proton élastique". Pour s'affranchir au premier ordre des fluctuations en intensité, nous avons vu que les asymétries sont calculées à partir des taux de comptage normalisés (cf. équation 3.1). D'après la relation 3.10, ils s'écrivent comme :

$$Y_{mes} \;=\; Y_{reel}\;(1 - P_{tm}) \tag{3.13}$$

où Y_{reel} représente le taux de comptage normalisé "$vrai$" en entrée de l'électronique, qui se devrait d'être mesuré en l'absence de pertes par temps mort. La probabilité de temps mort P_{tm} dépend des taux de comptage absolus en entrée de l'électronique qui sont directement proportionnels à l'intensité du courant. Nous pouvons montrer après quelques lignes de calcul, et en omettant en première approximation les dépendances temporelles, que l'asymétrie mesurée dans les coupures "proton élastique" s'exprime selon le développement suivant :

$$A_{mes} = A_{reel} - \frac{P_{tm}^{mes}(A_{mes} + A_Q) + P_{tm}^{mt}(A_{mt} + A_Q) + P_{tm}^{cfd}(A_{cfd} + A_Q)}{1 - P_{tm}^{mes} - P_{tm}^{mt} - P_{tm}^{cfd}} \tag{3.14}$$

où A_{reel} représente l'asymétrie physique vraie que nous recherchons, A_Q l'asymétrie en charge du faisceau d'électrons, et A_A les asymétries en taux de comptage normalisés dans la région considérée de chacun des événements contribuant au temps mort ($A =$ "mes", "cfd" ou "mt") :

$$A_Q \;=\; \frac{Q^+ - Q^-}{Q^+ + Q^-} \quad \text{et} \quad A_A = \frac{Y_A^+ - Y_A^-}{Y_A^+ + Y_A^-} \tag{3.15}$$

La relation 3.14 illustre clairement l'influence du temps mort sur l'asymétrie mesurée. Pour chaque type d'événement contribuant au temps mort total, le temps mort associé se couple non seulement à l'asymétrie physique intrinsèque de ces événements mais également à l'asymétrie en intensité du courant.

3.3.3 Le temps mort résiduel

3.3.3.1 Taux de comptage normalisés en fonction du courant

Nous avons vu précédemment de quelle façon était réalisée la correction du temps mort. Voyons à présent comment vérifier l'efficacité de cette correction. La première analyse triviale consiste à regarder la variation des taux de comptage normalisés en fonction de l'intensité du faisceau. En effet, la contribution du bruit de fond ambiant étant négligeable

le nombre d'événements mesurés par le système de détection doit être directement proportionnel à l'intensité du faisceau. De la même façon, les taux de comptage normalisés doivent être constants et indépendants de l'intensité du faisceau. Nous avons donc effectué plusieurs séries de mesures en faisant varier l'intensité entre 10 et 40 μA. Sur la figure 3.6 sont reportés les taux de comptage normalisés à l'intérieur des coupures "proton élastique" pour chacun des détecteurs français, avant et après correction du temps mort.

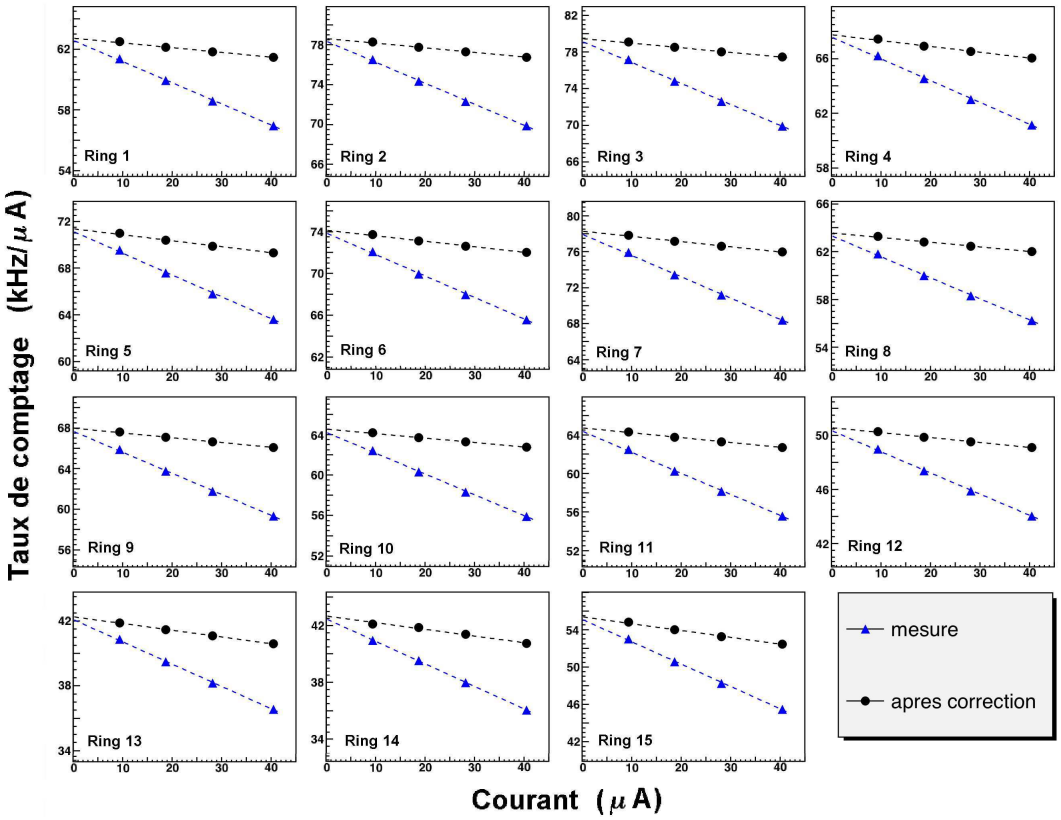


FIG. 3.6 – Variation des taux de comptage normalisés ($Y = N/Q$) dans les coupures "proton élastique" pour les données françaises, en fonction de la valeur du courant faisceau. Les marqueurs triangles et ronds correspondent respectivement aux données mesurées avant et après correction du temps mort.

Nous voyons tout d'abord que les taux de comptage normalisés décroissent linéairement avec le courant faisceau. Le modèle de temps mort, formalisé par la relation 3.10, reproduit donc correctement la réalité. Les valeurs des pentes nous donnent accès au temps mort intrinsèque, mais également au temps mort résiduel non corrigé. Cependant, il faut noter que de façon rigoureuse, la variable à utiliser pour cette étude est non pas l'intensité du faisceau, mais la luminosité de la réaction (cf. équation 3.16). En effet, non seulement les paramètres du faisceau (position, halo,...) peuvent varier avec l'intensité mais modifier aussi bien l'acceptance ($\Delta\Omega$) que la longueur de cible traversée (l). Mais surtout lorsque la puissance déposée augmente, la densité effective de la cible (ρ) peut diminuer sous l'effet d'une ébullition locale de l'hydrogène (cf. section 2.3) :

$$N_{mes} \quad \alpha \quad \rho\, l\, \frac{I}{e}\, \frac{d\sigma}{d\Omega}\Delta\Omega \tag{3.16}$$

Une quelconque variation de ces paramètres avec l'intensité du courant pourrait donc mo-

difier les taux de comptage, et induire un effet que l'on attribuerait à tort à une mauvaise correction de temps mort. Nous avons donc réalisé exactement la même étude, mais en normalisant cette fois-ci les taux de comptage à l'aide des détecteurs de luminosité (cf. section 2.2.7.5). Par commodité, nous raisonnons toujours en terme de temps mort fonction du courant, mais en définissant la quantité suivante :

$$S = \frac{1}{Y'_o}\frac{\partial Y'}{\partial Ie} \tag{3.17}$$

où Y' représente le taux de comptage normalisé par la luminosité ($Y' = N/\mathcal{L}$), S la pente relative de ce taux de comptage normalisé en fonction du courant et Y'_0 la valeur du taux de comptage normalisé "vrai" en l'absence de temps mort. Y'_0 est obtenue par extrapolation des taux de comptage normalisés à une intensité de faisceau nulle (cf. figure 3.6). Les valeurs de ces pentes sont données en figure 3.7.

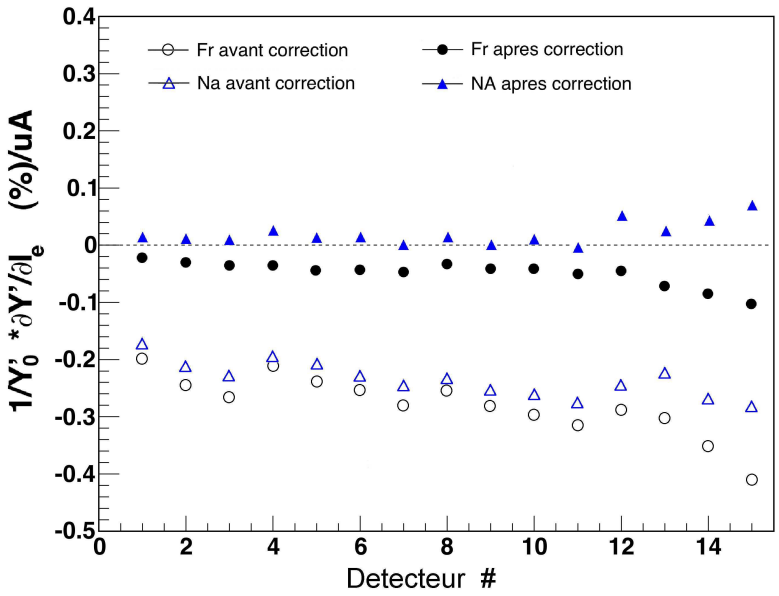


FIG. 3.7 – Valeurs des pentes relatives des taux de comptage normalisés par la luminosité en fonction de l'intensité du courant, exprimées en $(\%)/\mu A$. Les ronds correspondent aux données françaises et les triangles aux données nord-américaines, que ce soit avant (marqueur vide) ou après correction du temps mort (marqueur plein).

D'après ces résultats illustrés en figure 3.7, les pentes relatives imputables aux temps mort sont de l'ordre de 0.2 à 0.45 % par μA. Ceci correspond à des pertes en taux de comptage de l'ordre de 8 à 15 % au courant nominal de 40 μA. En ce qui concerne l'électronique française, la correction appliquée permet de résorber plus de 80 % de ces pertes, et nous nous retrouvons donc avec un temps mort résiduel de l'ordre de 1 à 4 %. Pour l'électronique nord-américaine, le temps mort intrinsèque est moins important et la procédure appliquée sur-corrige légèrement l'effet initial.

En ce qui concerne les pertes de luminosité à 40 μA, qui sont une combinaison de tous les effets cités précédemment (en particulier la densité de cible), elles sont inférieures à 1 %, en accord avec les études présentées en section 2.3.3.

3.3.3.2 Asymétrie mesurée en fonction de l'asymétrie en charge

La seconde procédure utilisée pour déterminer le temps mort résiduel consiste à mesurer la variation de l'asymétrie au niveau des FPDs en fonction de l'asymétrie en charge du faisceau d'électrons. En effet, d'après l'équation 3.14 cette dépendance nous donne directement accès aux probabilités de temps mort selon la relation suivante :

$$\frac{\partial A_{mes}}{\partial A_Q} = - \frac{P_{tm}^{mes} + P_{tm}^{mt} + P_{tm}^{cfd}}{1 - P_{tm}^{mes} - P_{tm}^{mt} - P_{tm}^{cfd}} \tag{3.18}$$

Il nous est possible d'imposer artificiellement de larges asymétries en charge au niveau de l'injecteur, par l'utilisation combinée de la cellule de Pockels, de la cellule "RHWP" et de la cellule "IA" (cf. section 2.2.8.3). Nous avons ainsi réalisé quatre séries de mesures, en faisant varier l'asymétrie en intensité entre -4000 et +1000 *ppm*. Les résultats sont représentés sur la figure 3.8 et résumés dans le tableau 3.1.

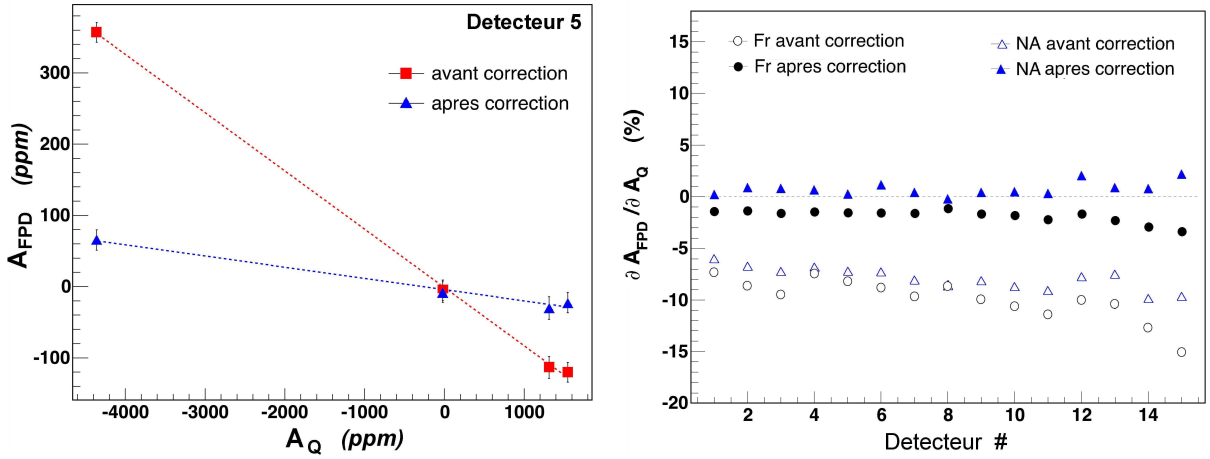


FIG. 3.8 – Figure de gauche : asymétrie normalisées en taux de comptage, en fonction de l'asymétrie en intensité, avant et après correction de temps mort. Cette figure correspond au détecteur 5. Figure de droite : valeurs des pentes $(\partial A_{FPD}/\partial A_Q)$ exprimées en (%), avant et après correction du temps mort, pour les données françaises et nord-américaines.

Les résultats obtenus avec cette méthode sont en excellent accord avec l'étude précédente (cf. figure 3.8). Nous pouvons faire les mêmes remarques, à savoir que le temps mort résiduel après correction du temps mort est de l'ordre de 1 à 4 % pour les données françaises, alors que la procédure nord-américaine semble légèrement sur-corriger l'effet initial.

3.3.4 Les erreurs systématiques

Reprenons la relation 3.14 qui donne l'asymétrie systématique imputable à l'effet du temps mort et qui s'écrit selon :

$$A_{cor} = -\frac{P_{tm}^{mes}(A_{mes} + A_Q) + P_{tm}^{mt}(A_{mt} + A_Q) + P_{tm}^{cfd}(A_{cfd} + A_Q)}{1 - P_{tm}^{mes} - P_{tm}^{MT} - P_{tm}^{CFD}} \tag{3.19}$$

Dans un cas idéal, cette fausse asymétrie devrait être éliminée par la procédure de correction que nous avons mis en place au niveau des taux de comptage (cf. section 3.3.2).

Détecteur	NA_{init}	NA_{cor}	FR_{init}	FR_{cor}
1	-5.9 (0.3)	0.2 (0.3)	-7.4 (0.3)	-1.4 (0.3)
2	-6.7 (0.3)	0.9 (0.3)	-8.6 (0.3)	-1.4 (0.3)
3	-7.2 (0.3)	0.9 (0.3)	-9.5 (0.3)	-1.6 (0.3)
4	-6.8 (0.3)	0.7 (0.3)	-7.4 (0.3)	-1.5 (0.3)
5	-7.2 (0.3)	0.3 (0.3)	-8.2 (0.3)	-1.6 (0.3)
6	-7.2 (0.3)	1.2 (0.3)	-8.9 (0.3)	-1.6 (0.3)
7	-8.0 (0.3)	0.5 (0.3)	-9.7 (0.3)	-1.6 (0.3)
8	-8.5 (0.3)	-0.2 (0.3)	-8.6 (0.3)	-1.2 (0.3)
9	-8.0 (0.3)	0.5 (0.3)	-9.9 (0.3)	-1.7 (0.3)
10	-8.6 (0.3)	0.6 (0.3)	-10.6 (0.3)	-1.8 (0.3)
11	-9.0 (0.4)	0.4 (0.4)	-11.4 (0.3)	-2.2 (0.3)
12	-7.7 (0.3)	2.1 (0.3)	-10.1 (0.4)	-1.7 (0.4)
13	-7.7 (0.4)	1.0 (0.4)	-10.4 (0.4)	-2.3 (0.4)
14	-9.8 (0.4)	0.8 (0.4)	-12.7 (0.4)	-2.9 (0.4)
15	-9.6 (0.3)	2.3 (0.3)	-15.1 (0.4)	-3.4 (0.4)

TAB. 3.1 – Valeurs des pentes ($\partial A_{FPD}/\partial A_Q$) exprimées en (%), avant et après correction de temps mort. Les valeurs entre parenthèses sont les erreurs associées.

Cependant, les études présentées précédemment en sections 3.3.3.1 et 3.3.3.2, montrent que nous nous retrouvons avec un temps mort résiduel, non corrigé ou sur-corrigé, de l'ordre du % (cf. tableau 3.1). Nous formalisons ce temps mort résiduel par la relation suivante :

$$\frac{\partial A_{cor}}{\partial A_Q} \;=\; -\,\frac{\left(P_{res}^{mes}+P_{res}^{mt}+P_{res}^{cfd}\right)}{1-\left(P_{res}^{mes}-P_{res}^{mt}-P_{res}^{cfd}\right)} \sim -\,\left(P_{res}^{mes}+P_{res}^{mt}+P_{res}^{cfd}\right) \sim -3.5 \;\text{ à }\; 2\%$$

où P_{res} traduit le temps mort résiduel non corrigé de chacun des types d'événements. En ce qui concerne la fausse asymétrie introduite par le couplage du temps mort avec l'asymétrie en intensité, celle-ci peut raisonnablement être négligée. Nous verrons, dans la section 3.5.1 que non seulement ce couplage est fortement supprimé par la méthode de régression linéaire, mais de plus que cette asymétrie en charge est minime ($A_Q \sim$ -0.14 ppm). En terme de fausse asymétrie, il ne nous reste que la partie imputable aux asymétries physiques, soit :

$$\Delta A_{tm} = -\left(P_{res}^{mes}A_{mes} + P_{res}^{mt}A_{mt} + P_{res}^{cfd}A_{cfd}\right) \tag{3.20}$$

Les asymétries A_{mes} sont accessibles via les spectres mesurés. De même les asymétries intrinsèques des événements simples "mt" et "cfd" peuvent être calculées à partir des échelles de comptage de l'électronique française (cf. figure 3.9). Cependant, la difficulté du problème résulte dans le fait que l'on ne sait pas comment se répartit le temps mort résiduel selon les différents types d'événements.

Quoi qu'il en soit, étant donné l'ordre de grandeur des asymétries de chacun des différents types d'événements ($\sim$ 1 à 5 ppm) qui se combinent à un temps mort résiduel de l'ordre du %, l'effet est extrêmement faible et induit une fausse asymétrie de l'ordre de 0.02 à 0.1 ppm. Les études qui furent menées consistaient alors à attribuer totalement le temps mort, soit aux événements "mes", soit aux événements simples "mt" et "cfd". Nous avons finalement pris la moyenne des deux corrections obtenues précédemment comme valeur finale de la fausse asymétrie induite. Les termes correctifs globaux, c'est à

dire appliqués sur la somme des données françaises et nord-américaines, sont donnés dans le tableau 3.2. Étant donné que ces termes correctifs sont très faibles et que leurs estimations ne sont qu'approximatives, il a été décidé de leur associer une erreur systématique prudente de 100 %.

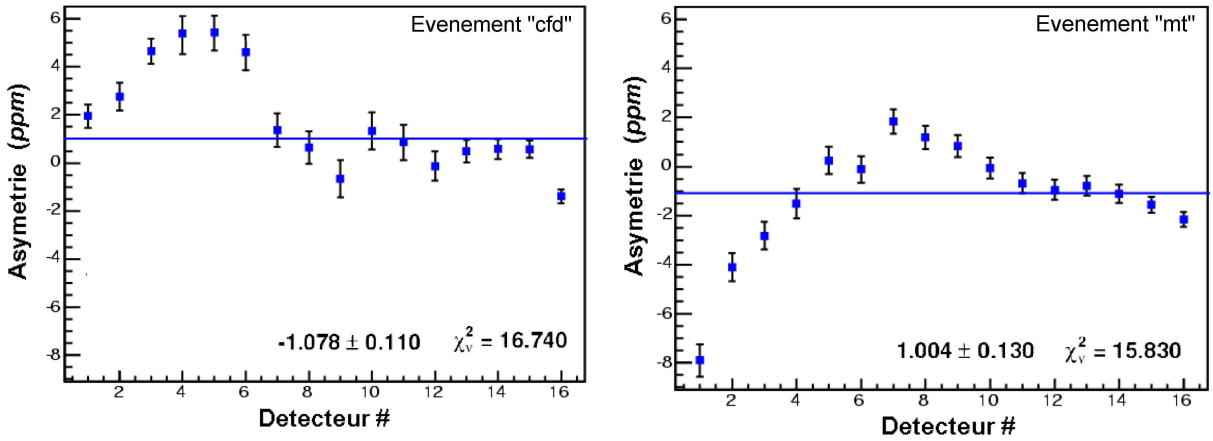


FIG. 3.9 – Asymétries des événements simples "cfd" (à gauche) et "mt" (à droite) obtenues via les échelles de comptage de l'électronique française.

TAB. 3.2 – Correction du temps mort résiduel sur l'asymétrie ($1\ ppb = 10^{-9}$).

Détecteur	1	2	3	4	5	6	7	8
ΔA_{tm} (ppb)	95	61	7	14	41	27	34	27
Détecteur	9	10	11	12	13	14	15	
ΔA_{tm} (ppb)	7	7	7	54	27	54	81	

3.4 Le courant de fuite

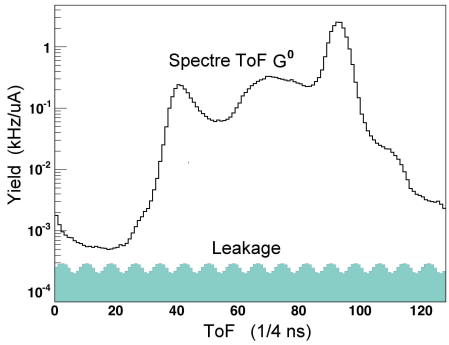
L'origine du courant de fuite, ou leakage, a été discutée en section 2.2.3. Il provient d'une composante continue de lumière produite par les trois Lasers A, B et C. Les propriétés de ce courant sont une très faible intensité ($\simeq 50\ nA$), une structure temporelle à $2\ ns$ et une asymétrie en charge très importante ($\simeq 500\ ppm$). En outre, ses caractéristiques en termes d'intensité et d'asymétrie varient de manière significative avec le temps. Étant donné que ce courant de fuite ne fut découvert que tardivement pendant les prises de données, aucune mesure permettant de quantifier cet effet n'avait été planifiée. Malgré tout, nous verrons qu'un important effort d'analyse et des prises de données spécifiques nous ont permis de mettre en place une méthode de correction basée sur une région de temps de vol dépourvue de signal physique. Dans la suite de cette section, l'indice G^0 se rapportera aux événements émanant du faisceau primaire G^0 et l'indice L aux événements du courant de fuite. Une revue complète et détaillée de cette étude est donnée dans la référence [136].

3.4.1 Influence du leakage sur l'asymétrie mesurée

3.4.1.1 Propriétés du leakage et problématique

Tout d'abord, il est important de comprendre que les événements détectés et provenant du courant de fuite sont les mêmes que ceux provenant du faisceau primaire G^0,

dans le sens où ils sont issus des mêmes processus physiques. La différence majeure et qui s'avérera problématique, est que le courant de fuite est pulsé à 499 MHz contrairement au faisceau G^0 pulsé à 31 MHz. Dans la fenêtre en temps de 32 ns, nous observons donc une superposition de seize "spectres G^0" identiques, décalés de 2 ns l'un par rapport à l'autre. Il en résulte un "spectre leakage" quasiment plat en termes de taux de comptage, et par voie de conséquence en termes d'asymétries (cf. figure 3.10). Ces quantités ne sont plus corrélées avec le temps de vol et possèdent une valeur constante. En première approximation, elles peuvent s'exprimer comme les valeurs moyennes sur la fenêtre en temps de 32 ns des taux de comptage et des asymétries du faisceau primaire G^0 (cf. équations 3.21 et 3.22).



$$Y_L(t) = \int_o^{32\ ns} Y_{G^o}(t)dt \equiv \langle Y_{G^o}(t)\rangle \qquad (3.21)$$

$$A_{Y_L}(t) = \int_o^{32\ ns} A_{Y_{G^o}}(t)dt \equiv \langle A_{Y_{G^o}}(t)\rangle \qquad (3.22)$$

FIG. 3.10 – Contribution du leakage en termes de taux de comptage et d'asymétrie.

D'autre part, les moniteurs d'intensité mesurent un courant total intégré qui est la somme du courant primaire G^0 et du courant de fuite. Le sytème de feedback qui intervient au niveau de la source polarisée a pour but l'annulation de l'asymétrie en charge totale. Étant donné que le courant de fuite, présent dans notre mesure, possède une asymétrie en intensité importante, l'asymétrie en charge du faisceau primaire tend vers une valeur non nulle sous l'effet du système d'asservissement (cf. équations 3.23 et 3.24).

$$I_{mes} = I_{G^o} + I_L \qquad (3.23)$$

$$A_{I_{mes}} = \frac{I_{G^o}}{I_{mes}} A_{I_{G^o}} + \frac{I_L}{I_{mes}} A_{I_L} \simeq 0\ ppm \qquad (3.24)$$

Les prises de données, qui seront présentées dans le prochain paragraphe 3.4.2, ont montré que l'intensité du leakage était de l'ordre de 50 nA mais avec une asymétrie en intensité d'environ 600 ppm en moyenne. Bien que ce courant de fuite ne contribue qu'à hauteur de 0.1 % au courant total, nous allons voir à présent que la combinaison de ces deux propriétés, structure temporelle et asymétrie en intensité, induit de fausses asymétries systématiques non négligeables, et qui de plus varient selon le temps de vol.

3.4.1.2 Formules de correction

Afin de s'affranchir au premier ordre de l'asymétrie en charge du courant, nous avons vu que les asymétries sont calculées à partir des taux de comptage normalisés. En faisant intervenir le courant de fuite, ils s'écrivent selon la relation suivante :

$$Y_{mes}(t) = \frac{R_{mes}(t)}{I_{mes}} = \frac{R_{G^o}(t) + R_L(t)}{I_{G^o} + I_L} = \frac{I_{G^o}\ Y_{G^o}(t) \quad + \quad I_L\ Y_L(t)}{I_{G^o} \quad + \quad I_L} \qquad (3.25)$$

où la structure temporelle des différentes contributions est contenue dans l'expression des taux de comptage normalisés, alors que les intensités sont considérées comme constantes. En suivant cette notation, l'asymétrie se développe selon l'équation 3.26 :

$$\begin{aligned} A_{mes}(t) &\equiv A\left(\, Y_{mes}(t)\, \right) = A\left(\frac{I_{G^o}\ Y_{G^o}(t) \ + \ I_L\ Y_L(t)}{I_{G^o} \ + \ I_L} \right) \\ &= \frac{R_{G^o}(t)}{R_{mes}(t)} A_{Y_{G^o}(t)} + \frac{R_L(t)}{R_{mes}(t)} A_{Y_L(t)} + \left(\frac{R_{G^o}(t)}{R_{mes}(t)} - \frac{I_{G^o}}{I_{mes}} \right) A_{I_{G^o}} + \left(\frac{R_L(t)}{R_{mes}(t)} - \frac{I_L}{I_{mes}} \right) A_{I_L} \end{aligned} \tag{3.26}$$

où $A_{Y_{G^o}(t)}$ et $A_{Y_L(t)}$ représentent les asymétries physiques intrinsèques en termes de taux de comptage normalisés, et où $A_{I_{G^o}}$ et A_{I_L} sont les asymétries en intensité des deux courants associés. Il est intéressant de remarquer à travers les relations 3.25 et 3.26 que l'impact du courant de fuite sur l'asymétrie découle uniquement de sa structure en temps particulière : $Y_L(t) \neq Y_{G^o}(t)$. En effet, dans le cas où le courant de fuite serait pulsé à la même fréquence que le faisceau G^0 ($Y_L(t) \equiv Y_{G^o}(t)$), l'asymétrie ne serait pas contaminée : $A_{mes}(t) = A\left(Y_{G^o}(t)\right)$. Par la suite, cet artefact temporel est amplifié par une asymétrie en intensité A_{I_L} conséquente.

En considérant les ordres de grandeur de chacune des contributions :

$$R_{G^o}/R_{mes} \simeq I_{G^o}/I_{mes} \simeq 1, \quad R_L/R_{mes} \ll 1, \quad A_{I_{G^o}} \ll 1 \ \text{ et } \ |A_{Y_L}| \ll |A_{I_L}|$$

nous pouvons raisonablement omettre les deuxième et troisième termes de l'équation 3.26, de sorte qu'elle se simplifie comme :

$$A_{mes}(t) \ \simeq A_{Y_{G^o}}(t) \ + \ \left(\frac{R_L(t)}{R_{G^o}(t)} - \frac{I_L}{I_{G^o}} \right) A_{I_L} \tag{3.27}$$

Ainsi, la fausse asymétrie induite par le courant de fuite intervient comme un terme correctif $\Delta A_L(t)$, inversement proportionnel au courant primaire G^0 :

$$A_{Y_{G^o}}(t) = A_{mes}(t) + \Delta A_L(t) \quad \text{avec} \quad \Delta A_L(t) \simeq -\frac{I_L}{I_{G^o}} \left(1 - \frac{\langle Y_{G^o}(t) \rangle}{Y_{G^o}(t)} \right) A_{I_L} \tag{3.28}$$

Cette fausse asymétrie dépend du temps de vol, et change de signe selon que $Y_{G^o}(t)$ est inférieur ou supérieur à $Y_L(t) \equiv \langle Y_{G^o}(t) \rangle$. Le prochain paragraphe est dédié à la détermination de l'intensité I_L et de l'asymétrie A_{I_L}, qui restent les seules grandeurs à connaître précisément pour pouvoir appliquer la correction 3.28.

3.4.2 La mesure du courant de fuite

3.4.2.1 Les mesures directes

- **Courant de fuite des Lasers A et B**

Les propriétés des courants de fuite associés aux Lasers A et B peuvent être mesurées directement en arrêtant le Laser G^0. En fonctionnement "Laser A "seul ou "Laser B" seul, les spectres en taux de comptage mesurés nous permettent d'accéder aux intensités de chacun des courants : $I_L = R_{mes}(t)/\langle Y_{G^o}(t) \rangle$. Bien qu'une structure à 2 ns soit clairement visible (cf. figure 3.11), ces contributions peuvent être considérées en première approximation comme constantes. En ce qui concerne les asymétries en intensité A_{I_L}, celles-ci sont

accessibles via les détecteurs de luminosité, opérant à fort gain (cf. section 2.2.7.5). Ils permettent d'obtenir rapidement une précision statistique satisfaisante. Les différentes prises de données sont résumées dans le tableau 3.3.

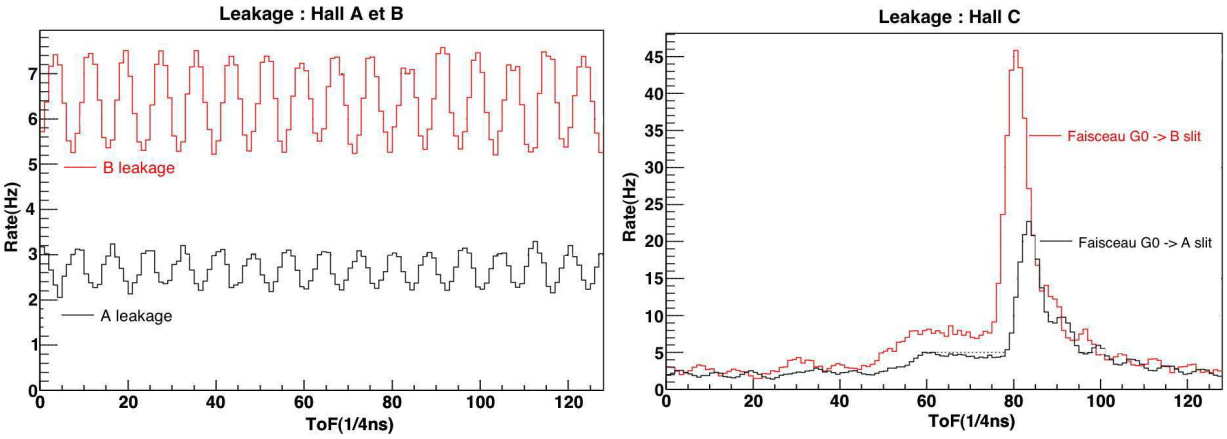


FIG. 3.11 – Figure de gauche : spectres en temps de vol du courant de fuite du Laser A (noir) et du Laser B (rouge). Figure de droite : spectres en temps de vol du courant de fuite du faisceau primaire G^0, lorsque celui-ci est envoyé en entrée du slit "A" (noir) ou du slit "B" (rouge). Ces figures correspondent au détecteur 5 de l'octant 4 [137].

- **Courant de fuite du Laser G^0**

Pour le courant de fuite imputable au Laser G^0, cela s'avère un peu plus délicat. Celui-ci est obtenu en dirigeant le faisceau Laser G^0 sur les obturateurs, ou "slits", A et B du chopper situé au niveau de l'injecteur (cf. section 2.2.5 et figure 2.10). Les spectres en temps de vol mesurés dans le Hall traduisent alors le courant de fuite du Laser G^0 (cf. figure 3.11). Pour chacune des deux configurations, "slit A" ou "slit B", nous observons clairement deux contributions. D'une part, un spectre similaire à ce que l'on obtient en fonctionnement normal et correspondant à une structure à 32 ns. Celui-ci s'explique par la queue de décroissance du pulse Laser G^0. La deuxième contribution est continue, et s'apparente à une structure à 2 ns. Celle-ci s'explique par la composante continue du faisceau, se retrouvant pulsée à 2 ns après le passage dans l'obturateur (cf. section 2.2.3).

Rappelons tout d'abord que le sens de rotation du chopper est A→B→C. En fonctionnement nominal, le pulse G^0 qui est envoyé dans le "slit"C produit un pic élastique au niveau du système de détection, d'une amplitude de l'ordre de 150 $kHz/0.25$ ns. Or, lorsque nous envoyons le faisceau G^0 en entrée du "slit" B, nous mesurons un pic de l'ordre de 45 $Hz/0.25$ ns. Cette faible amplitude qui correspond à la queue de décroissance du pulse RF G^0 667 ps plus tard montre ainsi l'étroitesse du pulse principal. De même lorsque le faisceau est envoyé en entrée du "slit" A, l'amplitude du pic élastique, associée à la contribution de la queue de décroissance 1.33 ns plus tard, décroît encore d'un facteur deux ($\simeq$ 22 $Hz/0.25$ ns). Cette lente diminution correspond approximativement à un temps de décroissance de l'ordre de 1 ns. Ainsi, dans la configuration normale (faisceau G^0 envoyé dans le "slit"C), où la queue de décroissance atteint la "slit" C toutes les n x $2ns$, nous obtenons par extrapolation exponentielle une faible contribution en taux de comptage de 11.2, 1.4, 0.17..... $Hz/0.25$ ns. En première approximation, nous supposons que

l'asymétrie en intensité de cette queue de décroissance est identique à l'asymétrie du pulse RF principal. Ainsi cette contribution n'est pas prise en compte dans l'étude du courant de fuite et elle est considérée comme faisant partie intégrante du faisceau primaire G^0.

Dans la suite de cette discussion, nous ne nous intéresserons qu'à la composante continue. Un ajustement linéaire montre qu'elle contribue à environ 50 % des taux de comptage totaux, lorsque le faisceau G^0 est envoyé en entrée du "slit B". Enfin l'asymétrie associée à la queue de décroissance étant supposée minime ($\simeq A_{I_{G^o}}$), l'asymétrie en intensité de la composante continue s'approxime comme deux fois l'asymétrie obtenue via les détecteurs de luminosité (cf. tableau 3.3).

Laser	Run	IHWP	I_L (nA)	A_{I_L} (ppm)
A	22071	IN	13	-1879 (20)
	22120	IN	12	-1121 (20)
C	22028	OUT	11	-446 (52)
	22029	OUT	11	-204 (54)
	22060	IN	11	-614 (58)
	22069	IN	12	-370 (70)
	22096	IN	12	-200 (14)
	22106	IN	12	686 (32)

Laser	Run	IHWP	I_L (nA)	A_{I_L} (ppm)
B	21865	IN	38	-690 (20)
	21866	OUT	39	435 (20)
	22030	OUT	31	-511 (10)
	22062	OUT	16	-162 (20)
	22067	IN	15	-101 (22)
	22104	IN	14	559 (17)
	22152	OUT	26	-565 (10)
	22162	OUT	29	-974 (11)

TAB. 3.3 – Mesures directes des propriétés du courant de fuite en termes d'intensité et d'asymétrie, et en fonction de l'état de la lame demi-onde. Les valeurs entre parenthèses représentent les erreurs statistiques [137].

Au vu des résultats présentés dans le tableau 3.3, il apparaît que même pour des mesures relativement proches et similaires, les propriétés de ce courant de fuite fluctuent de façon significative. A fortiori, ces variations sont certainement beaucoup plus importantes sur l'ensemble de nos prises de données, au cours desquelles le mode de fonctionnement (énergie, courant, polarisation,..) des trois Lasers a pu varier progressivement ou subitement. Il n'était donc pas possible d'utiliser ces mesures directes en vue de corriger l'ensemble de nos données. Nous allons voir dans le prochain paragraphe, comment une région en temps de vol "cut 0" communément mesurée tout le long de l'expérience, va nous permettre de suivre l'évolution des propriétés de ce courant de fuite.

3.4.2.2 Le "cut 0" comme moniteur

L'idée du "cut 0" consiste à sélectionner une région à l'intérieur des spectres en temps de vol, qui soit dépourvue de signal physique et par voie de conséquence qui soit la plus sensible au courant de fuite. Le "cut 0" est donc choisi comme la région pour laquelle la contribution du faisceau primaire G^0 est minimale. Elle se situe en amont des particules les plus rapides (pions π^+), et en aval des protons les plus lents (cf. figure 3.12). Au vu de la résolution temporelle demandée, il s'est avéré que cette région ne pouvait être définie que pour l'électronique française[3]. De plus, pour les grands détecteurs (>8), cette région n'existe plus car la contribution des particules les plus lentes arrivant du pulse précédent, chevauche celle des pions les plus rapides. Le "cut 0" est donc défini pour les détecteurs 1 à 7 des quatre octants français.

[3]La résolution temporelle de 1 *ns* de l'électronique nord-américaine n'est pas suffisante pour extraire proprement cette région de temps de vol.

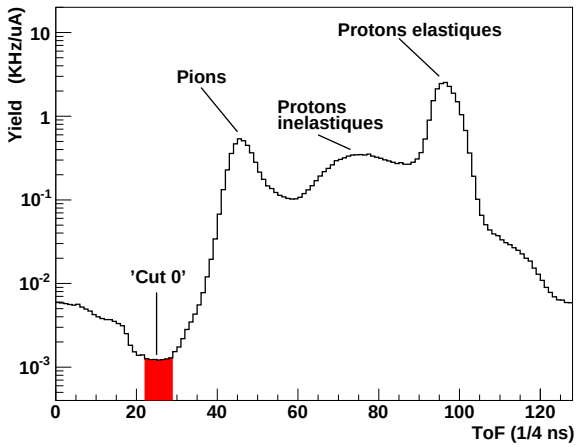


FIG. 3.12 – Fenêtre en temps "cut 0".

Bien que le "cut 0" soit insensible aux particules produites directement dans le pulse RF G^0, une composante non négligeable peut provenir du bruit de fond ambiant (photon et neutron) régnant dans le Hall C. Nous associons ces taux de comptage à une contribution supplémentaire du faisceau G^0, notée $R_{C,back}$. Afin de contrôler précisément cette contribution, nous avons effectué toute une série de prises de données, en alternant des mesures directes de leakage (cf. section 3.4.2.1) et des mesures standard d'asymétries. Les mesures directes nous permettent tout d'abord de connaître précisément la contribution de chacun des trois Lasers, en terme de courants de fuite. La contribution du bruit de fond ambiant $R_{C,back}$ est alors obtenue par soustraction de la contribution du courant de fuite déduite dans le "cut 0" au taux de comptage mesuré à l'intérieur de ces mêmes coupures lors des mesures standards. Pour un courant de 40 μA, ce bruit de fond contribue à hauteur de 3.5 kHz à l'intérieur des coupures "cut 0", soit 60 % du total. Cette contribution est proportionnelle au courant atteignant le Hall, et nous lui attribuons en première approximation une asymétrie du même ordre de grandeur que l'asymétrie en intensité du faisceau G^0. Le tableau 3.4 passe en revue les différentes contributions.

Composante	R_{cut0} (kHz)	I_L (nA)	A_{I_L} (ppm)
Laser A	0.6	12.2	$\sim$ 1000
Laser B	1.4	28.4	$\sim$ 500
Laser C	0.56	11.3	$\sim$ 200
Hall C (bruit de fond)	3.5	-	$\sim$ $A_{I_{G^o}}$

TAB. 3.4 – Séparation des composantes du "cut 0". Ces valeurs sont celles obtenues pour le mode de fonctionnement typique : Hall A à 100 μA, Hall B à 25 nA et Hall C à 40 μA [137].

Ainsi, l'intensité du courant de fuite I_L est accessible, via les taux de comptage mesurés dans le "cut 0", selon la relation :

$$I_L = \int_{cut0} \left(\frac{R_L(t)}{Y_L(t)} \right) = \frac{R_{cut0} - R_{C,back}}{\int_{cut0} \langle Y_{G^o}(t) \rangle} \tag{3.29}$$

où R_{cut0} représente le taux de comptage total mesuré dans les coupures "cut 0", $R_{C,back}$ la contribution du bruit de fond ambiant, et $\langle Y_C(t) \rangle$ la valeur moyenne sur la totalité du spectre de 32 ns des taux de comptage normalisés (cf. équation 3.21). En ce qui concerne l'asymétrie du leakage, elle s'écrit via le "cut 0" :

$$A_{cut0} = \frac{R_{C,back}}{R_{cut0}} \, A_{C,back} + \frac{R_L}{R_{cut0}} \, A_{IL} \tag{3.30}$$

L'asymétrie du bruit de fond ambiant $A_{C,back}$ est négligeable (cf. tableau 3.4). Celui-ci intervient comme un facteur de dilution. L'expression de l'asymétrie en intensité du leakage s'obtient finalement comme :

$$A_{I_L} = \frac{R_{cut0}}{R_L}\, A_{cut0} \qquad \text{avec} \qquad R_L = R_{cut0} - R_{C,back} \tag{3.31}$$

L'utilisation du "cut 0" nous a ainsi permis de suivre run par run les propriétés du leakage. Les résultats sont présentés sur la figure 3.13, où nous observons selon les différentes périodes de prises de données, de fortes fluctuations de l'intensité et de l'asymétrie. En moyenne, les résulats "IHWP-IN" et "IHWP-OUT" sont en bon accord, et l'erreur statistique sur l'intensité est seulement de l'ordre de 5 %.

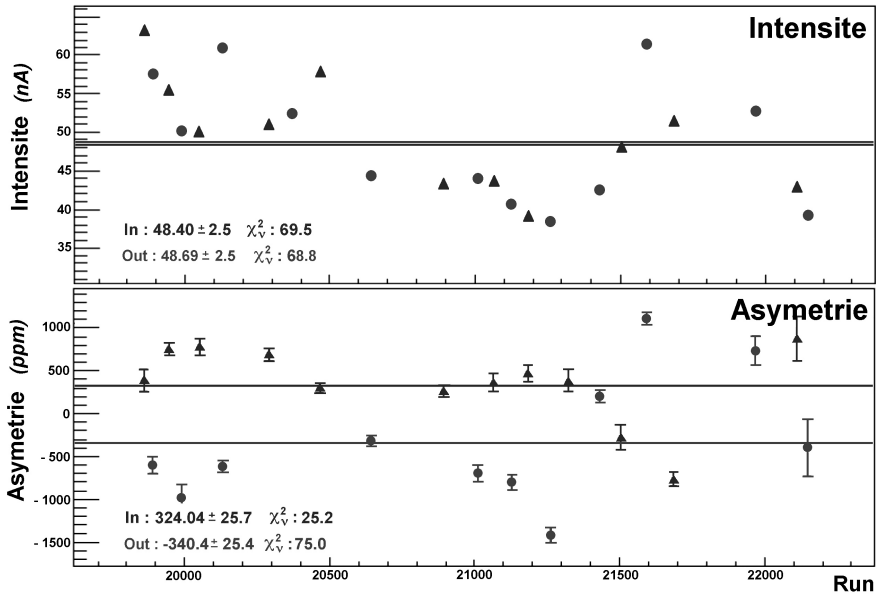


FIG. 3.13 – Intensité et asymétrie du courant de fuite obtenues à partir du "cut 0" selon les différentes périodes de prises de données : "IHWP-IN" (rond rouge) et "IHWP-OUT" (triangle bleu) [137].

En deuxième analyse, la correction fut réalisée canal par canal selon le temps de vol, par application de la relation 3.28 et en utilisant les valeurs d'intensité et d'asymétrie obtenues pour le run considéré. Le prochain paragraphe présentera les études menées dans le but de valider cette méthode et d'estimer les erreurs systématiques correspondantes.

3.4.3 Correction du leakage et erreurs systématiques

D'après la relation 3.28, la correction de la fausse asymétrie associée au courant de fuite est directement proportionnelle au produit de son intensité et de son asymétrie : $\Delta A_L \; \alpha \; I_L A_{I_L}$. L'erreur sur la correction est par conséquent directement proportionnelle aux incertitudes systématiques et statistiques associées à la détermination de ces quantités via la procédure "cut 0". Sur la totalité des prises de données, l'erreur statistique est de l'ordre de 5 % en valeur relative (cf. figure 3.13). En ce qui concerne l'évaluation de l'erreur systématique, nous avons utilisé trois approches indépendantes.

3.4.3.1 Les mesures directes

Cette étude consistait à comparer les valeurs d'intensités I_L et d'asymétries A_{I_L} obtenues soit par les mesures directes (cf. section 3.4.2.1), soit par la procédure "cut 0". Pour ce faire nous avons utilisé la période de prises de données au cours de laquelle les mesures directes du leakage ont été réalisées entre les mesures standards d'asymétries. Tout d'abord, pour chaque prise de données standard l'intensité et l'asymétrie furent déduites du "cut 0", et ceci par application des relations 3.29 et 3.31. Parallèlement, les mesures prises avec les Lasers A et B donnaient l'intensité et l'asymétrie du courant de fuite imputables à ces deux Lasers : $I_{L,AB}$, $A_{I_L,AB}$. En ce qui concerne le courant de fuite du Laser G^0, nous avons montré que son intensité pouvait être considérée comme constante : $I_{L,G^0} = 11.3\ nA$. Son asymétrie A_{I_L,G^0}, fut mesurée à six reprises, puis appliquée à six périodes en temps correspondantes. L'intensité et l'asymétrie, obtenues via les mesures directes, s'écrivent donc comme :

$$I_{L,direct} = I_{L,AB} + I_{L,G^0} \quad \text{et} \quad A_{I_L,direct} = \frac{I_{L,AB}A_{I_L,AB} + I_{L,G^0}A_{I_L,G^0}}{I_{L,AB} + I_{L,G^0}}$$

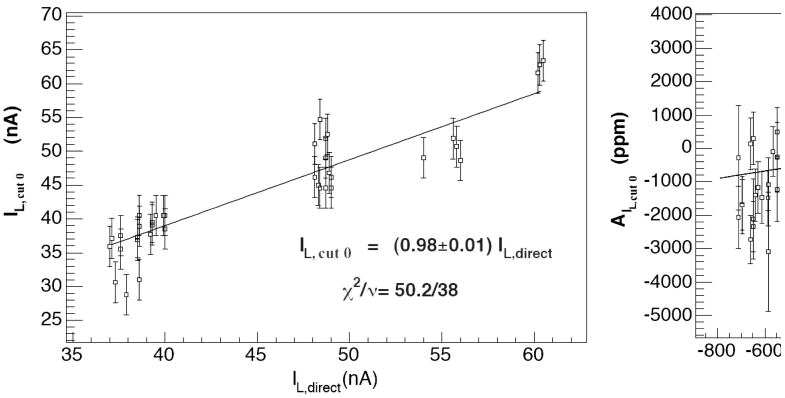


FIG. 3.14 – Valeurs de l'intensité (à gauche) et de l'asymétrie (à droite) du courant de fuite, obtenues soit par la procédure "cut 0" (axe vertical), soit via les mesures directes (axe horizontal) [137].

Dans le but de quantifier la cohérence des résultats (cf. figure 3.14), deux ajustements linéaires ($I_{L,cut0} = \alpha I_{L,direct}$ et$A_{I_L,cut0} = \alpha A_{I_L,direct}$) ont été réalisés. Nous voyons tout d'abord que les intensités obtenues via les deux méthodes sont en excellent accord, avec une pente proche de l'unité, et dont l'erreur systématique de l'ordre du pourcent est négligeable. En ce qui concerne l'asymétrie en charge, le résultat de l'ajustement[4] (1.12 ± 0.22) montre que la procédure "cut 0" permet de connaître cette quantité avec une précision de l'ordre de 20 %. Il faut noter que cette erreur globale (*"syst + stat"*) ne prend en compte que la statistique accumulée durant cette période de test, et se trouve ainsi légèrement surestimée. En conclusion, il est raisonnable d'assigner à la correction du courant de fuite une erreur prudente totale de l'ordre de 20 %.

[4]L'erreur sur la pente est mutipliée par $\sqrt{\chi^2/\nu}$, pour prendre en compte les effets systématiques.

3.4.3.2 Les propriétés statistiques du cut 3

La deuxième méthode consiste à étudier les asymétries obtenues dans la coupure 3 (cf. figure 3.1). Étant donné les très faibles taux de comptage, cette région est après le "cut 0", la région la plus sensible au courant de fuite. La correction pour cette coupure atteint ainsi -2.6 *ppm*. Les asymétries "cut 3", obtenues pour différents états de la lame demi-onde avant et après correction du leakage, sont représentées sur la figure 3.15.

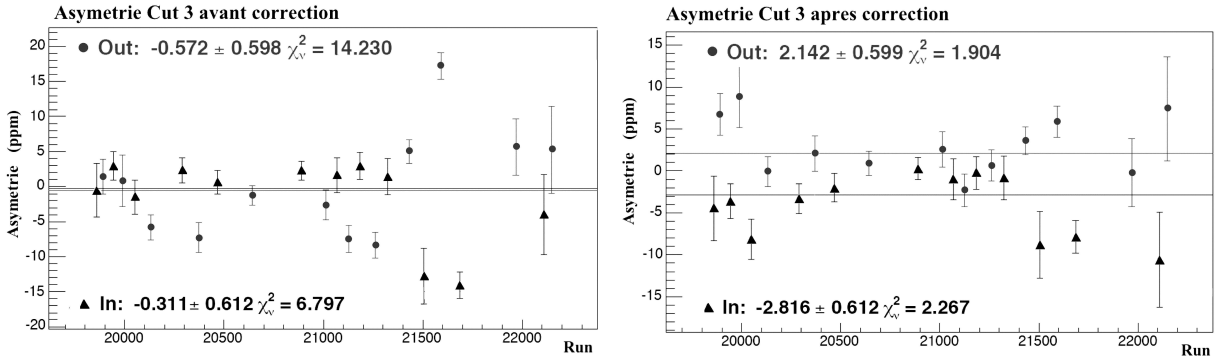


FIG. 3.15 – Asymétries mesurées dans le "cut 3", pour les différents états de la lame demi-onde "IHWP-IN" et "IHWP-OUT", avant (gauche) et après (droite) correction du courant de fuite [137].

Nous voyons que pour chacun des états de la lame demi-onde, la correction permet d'améliorer de manière significative la dispersion des données en réduisant la valeur du χ^2. Cependant, même après avoir appliqué la correction, le χ^2 réduit reste relativement important. Nous pouvons faire l'hypothèse que la valeur de ce χ^2 (~ 2) traduit une dispersion systématique des données du même ordre de grandeur que la dispersion statistique, et par la suite associons à ces effets systématiques une erreur de l'ordre de 0.6 *ppm*. Pour être prudent, la totalité de cette incertitude est assignée à la correction du courant de fuite. Avec une correction de -2.6 *ppm*, l'erreur relative obtenue s'élève alors à 23 %.

3.4.3.3 La correction à différents courants

La dernière approche consiste à confronter les valeurs d'asymétries obtenues pour différentes intensités de courant. En effet d'après la relation 3.28, l'effet du leakage est inversement proportionnel à l'intensité du faisceau primaire G^0 : $\Delta A_L \; \alpha \; 1/I_{G^0}$. Nous avons donc classé les différentes prises de données selon l'intensité du courant, à savoir 10, 20 et 40 μA. Les valeurs d'asymétries mesurées, puis corrigées du leakage, sont données dans le tableau 3.4.3.3, et ceci pour quatre coupures en temps de vol. La coupure "3" fut partagée en deux (cut 3,1 et cut 3,2) de manière à augmenter la sensibilité.

Dans le cas d'une correction parfaite, les asymétries corrigées devraient être indépendantes de l'intensité et converger vers une même asymétrie physique. Étant donné que la correction est minimale pour une intensité de faisceau de 40 μA, nous allons faire l'hypothèse que l'asymétrie physique vraie est très proche de celle qui est obtenue après correction à cette intensité. Nous pouvons ensuite calculer pour chaque coupure, les corrections idéales (Δ_{ideal}), que nous aurions dû appliquer, pour atteindre cette asymétrie référence.

Ainsi, l'écart entre cette correction idéale et la correction du leakage calculée (ΔA_{cor}) donne une estimation de l'erreur systématique : $\delta\Delta_{syst} = \Delta_{ideal} - \Delta A_{cor}$. La dernière colonne du tableau 3.4.3.3 présente ces erreurs en valeur relative $\left(\frac{\delta\Delta_{syst}}{\Delta A_{cor}}\right)$ qui, comme précédemment, sont inférieures ou de l'ordre de 20 %.

Cut	$I_{G^0}(\mu A)$	A_{mes} (ppm)	A_{cor} (ppm)	ΔA_{cor} (ppm)	Δ_{ideal} (ppm)	$\delta\Delta_{syst}$ (ppm)	$\frac{\delta\Delta_{syst}}{\Delta A_{cor}}$ (%)
proton	40	-2.64 (0.07)	-2.33	0.31	-	-	-
	20	0.28 (0.35)	-2.71	-2.99	-2.61	-0.38	**-12.7**
	10	3.75 (0.64)	-1.79	-5.54	-6.08	-0.54	**9.7**
cut3	40	0.14 (0.43)	-2.47	-2.61	-	-	-
	20	-29.60 (2.10)	-7.20	22.40	27.13	4.73	**21.1**
	10	-51.30 (3.90)	-9.50	41.80	48.33	7.03	**16.8**
cut3,1	40	-0.86 (0.53)	-2.65	-1.79	-	-	-
	20	-22.30 (2.70)	-6.30	16.00	19.65	3.65	**22.8**
	10	-35.10 (4.90)	-4.70	30.40	32.45	2.05	**6.7**
cut3,2	40	2.07 (0.74)	-2.12	-4.19	-	-	-
	20	-40.78 (3.34)	-8.58	32.20	38.65	6.45	**20.0**
	10	-79.30 (6.44)	-17.80	61.50	77.18	15.67	**25.5**

TAB. 3.5 – Correction du leakage pour différentes coupures en temps de vol, et pour différentes intensités de courant. Estimation de l'erreur systématique associée [137].

3.4.3.4 L'erreur systématique sur l'asymétrie élastique

Au vu de ces études, nous pouvons raisonnablement assigner à la correction du courant de fuite, effectuée via le "cut 0", une erreur systématique de 20 %. Nous verrons au chapitre 4 qu'afin de s'affranchir du bruit de fond, l'asymétrie physique élastique est obtenue par une méthode d'ajustement combiné des taux de comptage et des asymétries. Pour ce faire, nous utilisons des paramétrisations polynômiales qui sont fonction du temps de vol, et qui couvrent un large domaine en temps de plusieurs nanosecondes. Or la correction du leakage dépend également du temps de vol. Elle affecte ainsi de manière corrélée, aussi bien l'extraction du bruit de fond que l'extraction du signal élastique. Pour déterminer l'effet de la correction du leakage sur l'asymétrie physique élastique, nous devons donc comparer les asymétries extraites de ces méthodes d'ajustement avant et après que la correction ait été appliquée canal par canal sur l'ensemble du spectre. L'écart entre les asymétries élastiques extraites est de 0.71 *ppm*, avec une dispersion entre les détecteurs de l'ordre de 5 % seulement[5]. Nous obtenons donc, une erreur systématique globale de 0.14 *ppm*, applicable à l'ensemble des détecteurs :

$$\Delta A_L = A_{el,cor} - A_{el,brute} = 0.71 \ \pm \ 0.14 \ ppm \tag{3.32}$$

3.5 Les fluctuations des paramètres du faisceau

Nous avons vu en section 1.5.4 que les taux de comptage mesurés sont sensibles à tous les paramètres du faisceau, que ce soit l'intensité, la position, l'angle d'incidence

[5]En effet la correction du leakage sur l'asymétrie élastique dépend principalement du rapport entre le taux de comptage élastique et le taux de comptage total, rapport qui est quasi-constant sur l'ensemble des détecteurs.

ou encore l'énergie. Le dispositif expérimental a été conçu de manière à minimiser cette sensibilité. Par exemple, la symétrie axiale du spectromètre élimine au premier ordre l'effet des corrélations entre la position et l'angle d'incidence des électrons. De même, le système de refroidissement de la cible permet d'obtenir une densité indépendante de la puissance déposée par le faisceau. Parallèlement, le système d'asservissement présenté en section 2.2.8 permet de ramener les asymétries des paramètres du faisceau à des valeurs faibles. La dernière étape, présentée dans cette section, permet de corriger les asymétries systématiques résiduelles à l'aide d'une procédure dite de régression linéaire [95].

3.5.1 Le principe de la correction

Pour de faibles fluctuations des paramètres du faisceau autour de leur valeur moyenne, nous pouvons considérer la variation des taux de comptage comme linéaire au premier ordre d'un développement en série de Taylor :

$$Y_{mes} = \langle Y_{mes} \rangle + \sum_i \left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i} \right) (P_i - \langle P_i \rangle) \tag{3.33}$$

où la somme est effectuée sur les six paramètres du faisceau ($P_i = I$, x, y, θ_x, θ_y et E). $\langle Y_{mes} \rangle$ représente la valeur moyenne des taux de comptage mesurés, et $\langle P_i \rangle$ les valeurs moyennes de chacun des paramètres. Les pentes $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P}\right)$ traduisent quant à elles les sensibilités en taux de comptage du dispositif de détection en fonction des paramètres du faisceau. Lorsque les fluctuations en taux de comptage deviennent non négligeables devant la largeur statistique, et lorsqu'elles sont de plus corrélées à l'état d'hélicité l'effet induit sur l'asymétrie doit être corrigé. En première approximation[6], cette fausse asymétrie intervient comme un terme correctif ΔA_f et s'exprime selon la relation suivante :

$$A_{mes} = A_0 + \Delta A_f \quad \text{avec} \quad \Delta A_f = \sum_i \frac{1}{2\ Y_{mes}} \left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i} \right) \Delta P_i \tag{3.34}$$

où A_0 représente l'asymétrie des taux de comptage en l'absence d'asymétries systématiques des paramètres du faisceau, et ΔP_i les différences de chacun de ces paramètres entre les deux états d'hélicité ($\Delta P_i = P_i^+ - P_i^-$).

Dans la suite de cette section, nous discuterons tout d'abord les asymétries des paramètres du faisceau obtenues tout au long de l'expérience. Nous exposerons ensuite deux méthodes complémentaires permettant d'accéder aux valeurs des pentes $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$. Puis finalement, nous présenterons les corrections et l'estimation des erreurs systématiques qui lui sont associées.

3.5.2 Les asymétries des paramètres du faisceau

Les paramètres du faisceau ont été mesurés tout au long de la prise de données, état d'hélicité par état d'hélicité (ou MPS par MPS). Ces mesures ont été réalisées via les moniteurs présentés en section 2.2.7. Les asymétries obtenues pour chaque run de prises de

[6]Lorsque les fluctuations relatives des paramètres du faisceau sont faibles (dépendance linéaire des taux de comptage) et lorsque $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i} \Delta P_i\right) << 2\ Y_{mes}$.

données sont représentées sur la figure 3.16. Nous pouvons voir que les propriétés du faisceau sont relativement stables et qu'aucun effet systématique significatif n'est visible entre les deux états de la lame demi-onde "IHWP-IN" et "IHWP-OUT". Le tableau 3.6 résume les asymétries des paramètres du faisceau lorsque l'on considère la totalité des prises de données. Les résultats obtenus sont meilleurs que les spécifications requises initialement et illustrent clairement l'efficacité du système d'asservissement mis en place (cf. section 2.2.8).

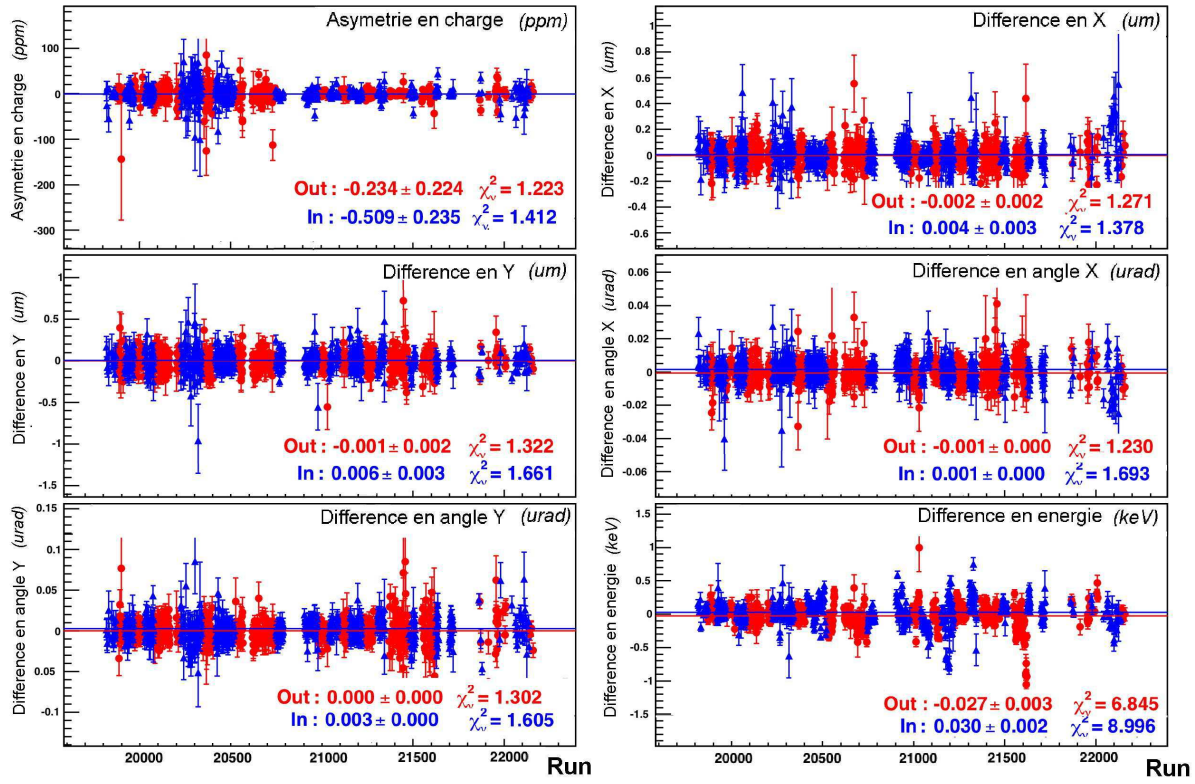


FIG. 3.16 – Asymétries des paramètres du faisceau (charge, positions, angles et énergie) en fonction du numéro de run et de l'état de la lame demi-onde. Les marqueurs triangles (noirs) et ronds (rouges) correspondent respectivement aux prises de données avec ou sans lame demi-onde. Les valeurs "In" et "Out" correspondent aux valeurs moyennes sur l'ensemble de la prise de données.

TAB. 3.6 – Asymétries des paramètres du faisceau requises et obtenues.

Paramètres	Spécifications	Valeurs atteintes
A_Q (ppm)	1	-0.14 ± 0.32
ΔX (nm)	20	3 ± 4
ΔY (nm)	20	4 ± 4
$\Delta\theta_X$ $(nrad)$	2	1 ± 1
$\Delta\theta_Y$ $(nrad)$	2	1.5 ± 1
ΔE (eV)	75	29 ± 4

3.5.3 Calcul des pentes

Expérimentalement, nous avons exploité deux procédures permettant d'accéder aux valeurs des sensibilités $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$, dont les résultats peuvent être comparés. La première méthode utilise les corrélations naturelles entre les taux de comptage et les valeurs des paramètres faisceau observées lors des mesures standards d'asymétries. Le principal avantage est qu'elle utilise directement les données d'asymétries auxquelles la correction sera appliquée. La précision statistique est ainsi convenable, et il n'y a pas d'incertitude quant à l'extrapolation des résultats à d'autres configurations expérimentales. Cependant, sous l'influence du "feedback faisceau" ces paramètres varient peu et le bras de levier pour la mesure de la sensibilité $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$ se retrouve limité. La deuxième méthode, dénommée "Coil Modulation", consiste à provoquer de manière artificielle et contrôlée de grandes asymétries en position et en angle. Ceci est réalisé à l'aide d'aimants situés en entrée du Hall C. Le bras de levier étant beaucoup plus important, il est plus aisé d'extraire les pentes. Cependant, ces mesures sont destructives et nous ne pouvions alors effectuer des mesures d'asymétries. Ces prises de données étaient donc limitées à deux minutes pour chaque run standard d'une heure, et la précision statistique s'en trouvait dégradée.

Il est important de comprendre que pour chacune de ces deux méthodes, tous les paramètres du faisceau varient simultanément, et de manière corrélée. Dans l'analyse des données, nous devons prendre en compte la totalité des corrélations entre ces différents paramètres. De manière générale, nous caractérisons la corrélation entre deux quantités x et y à travers un coefficient C_{xy} défini comme suit [138] :

$$C_{xy} = \frac{\langle (x - \langle x \rangle)(y - \langle y \rangle) \rangle}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{cov(x,y)}{\sigma_x \sigma_y} \tag{3.35}$$

où σ_x et σ_y représentent les écarts types et $cov(x,y)$ la covariance des variables x et y. En utilisant la relation 3.33, les corrélations entre le taux de comptage mesuré et chacun des six paramètres du faisceau peuvent alors s'écrire selon l'équation matricielle suivante[7] :

$$C_{YP_i} = \sum_j \left(\frac{\sigma_j}{\sigma_Y} C_{P_j P_i}\right)\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_j}\right) = \sum_j M_{ij}\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_j}\right) \tag{3.36}$$

Pour chacune des deux procédures décrites précédemment, nous pouvons extraire les coefficients de corrélation des données, ainsi que les écarts types qui interviennent dans l'expression des éléments matriciels (M_{ij}). Les valeurs de chacune des pentes sont finalement obtenues par inversion de cette matrice (6x6) :

$$\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right) = \sum_j (M_{ij})^{-1} C_{YP_j} \tag{3.37}$$

Les résultats de chacune des deux méthodes sont en excellent accord. À titre d'exemple et d'illustration, les pentes obtenues pour le détecteur 1 sont représentées sur la figure 3.17. La précision obtenue avec la procédure "corrélations naturelles" étant bien meilleure, nous utiliserons ces résultats par la suite.

[7] Les corrélations entre la valeur moyenne des taux de comptage et les variations des paramètres du faisceau peuvent être supposées nulles en première approximation : $cov(\langle Y_{mes} \rangle, \delta P_i) = 0$.

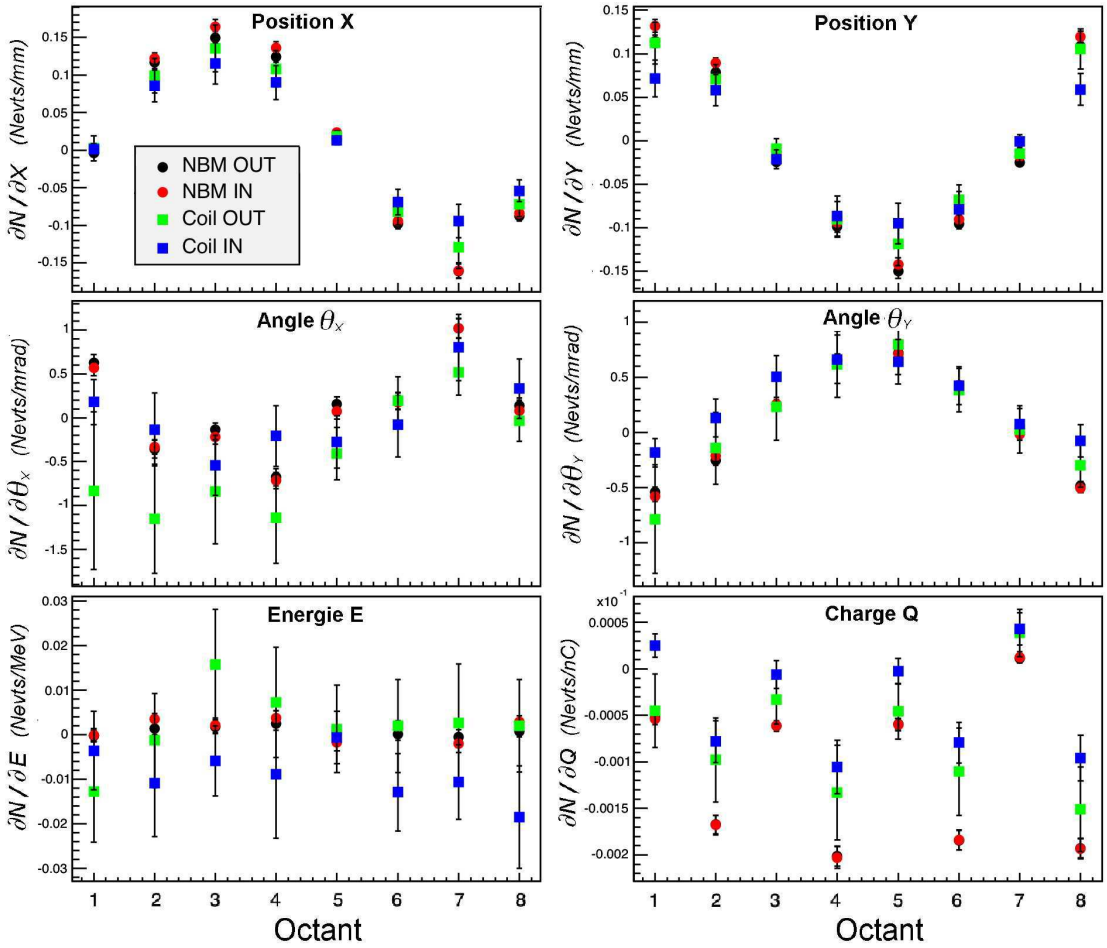


FIG. 3.17 – Valeurs des pentes $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$ obtenues pour le détecteur 1 en fonction du numéro de l'octant et de l'état de la lame demi-onde ("IHWP-IN" et "IHWP-OUT"). Les marqueurs ronds et carrés correspondent respectivement aux pentes obtenues via les mesures standards d'asymétries ("NBM") ou via des mesures "Coil Modulation" ("Coil").

Aucun effet systématique ne semble imputable à l'utilisation de la lame demi-onde. Comme escompté, les sensibilités $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$ ne dépendent pas de l'état de polarisation. En outre, pour les sensibilités en position et en angle, nous observons une très nette dépendance en fonction de la position de l'octant par rapport à l'axe du faisceau (cf. figure 2.27). Prenons l'exemple des sensibilités en position X : $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial X}\right)$. Cette sensibilité est compatible avec zéro pour les octants 1 et 5, puis maximale pour les octants 3 et 7. Cette variation s'explique par leurs dispositions relatives selon l'axe du faisceau. Les octants 3 et 7 étant contenus dans le plan (x0z), ils sont les plus sensibles à un décalage en X. Inversement, les octants 1 et 5, contenus dans le plan (y0z), seront plutôt sensibles à une asymétrie en position Y. Il faut noter que des méthodes de simulation permettent de reproduire correctement ces dépendances [139], et qu'en intégrant les données sur les huit octants, la symétrie axiale compense significativement ces effets systématiques. Cette remarque ne s'applique pas aux asymétries en énergie ou en charge. En ce qui concerne la sensibilité des taux de comptage avec la charge $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial Q}\right)$, la différence entre les octants français et nord-américains

(cf. figure 3.17) s'explique par des pertes par temps mort différentes pour chacune des deux électroniques. Elles sont relativement moins importantes pour l'électronique nord-américaine (cf. section 3.3). Le tableau 3.7 résume les valeurs typiques de ces sensibilités sur l'ensemble des détecteurs.

Paramètres	Q	x ou y	θ_x ou θ_y	E
$\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$	10^{-3} $(\%/nC)$	-1 à 1 $(\%/mm)$	-6 à 8 $(\%/mrad)$	0.01 $(\%/MeV)$

TAB. 3.7 – Sensibilités typiques en fonction des paramètres faisceau [95].

3.5.4 Correction et erreurs systématiques

La correction des asymétries du faisceau s'effectue en deux étapes. Une première analyse, "run à run", consiste à déterminer les valeurs des pentes $\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right)$. Cette analyse est réalisée, détecteur par détecteur, à partir des corrélations naturelles observées au cours du run (cf. relation 3.37). La correction est ensuite réalisée lors d'une deuxième phase, quartet par quartet. Nous utilisons alors les différences des paramètres du faisceau ΔP_i observées pour chaque quartet, et les pentes obtenues précédemment pour le run considéré. Cette correction est réalisée directement sur les asymétries selon la relation 3.34. Une analyse parallèle, permettant de vérifier la correction, consiste à corriger les taux de comptage via la relation 3.33 et à vérifier que les pentes s'annulent après correction. Les résultats présentés en figure 3.18 montrent que la correction est relativement bien contrôlée.

Les erreurs systématiques sont estimées en prenant en compte la totalité des données. En ce qui concerne les erreurs sur les pentes, l'erreur statistique est très faible et ne traduit pas la dispersion observée au cours de l'expérience. De façon prudente, nous utilisons les déviations standards observées sur l'ensemble des runs. En ce qui concerne les erreurs sur les asymétries du faisceau (cf. tableau 3.6), elle prennent en compte les erreurs statistiques et la dispersion systématique (cf. χ^2 en figure 3.16). Ces erreurs sont finalement combinées quadratiquement :

$$(\delta\Delta A_f)^2 = \left(\frac{1}{2\ Y_{mes}}\right)^2 \left(\sum_i \left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i} * \delta\Delta P_i\right)^2 + \left(\delta\left(\frac{\partial Y_{mes}}{\partial P_i}\right) * \Delta P_i\right)^2\right)$$

Les corrections et les erreurs associées pour chacun des quinze détecteurs sont données dans le tableau 3.8. Nous voyons qu'une fois intégrées sur les huit octants, les fausses asymétries et leurs erreurs associées sont extrêmement faibles ($\sim 10^{-8}$). Étant donné que les erreurs sur les propriétés du faisceau sont identiques pour chacun des détecteurs, nous aurions dû rigoureusement séparer le bilan d'erreur en une contribution point par point[8], et une contribution globale. Cependant, au vu des faibles valeurs observées, il n'a pas été jugé utile d'en tenir compte.

[8]détecteur par détecteur.

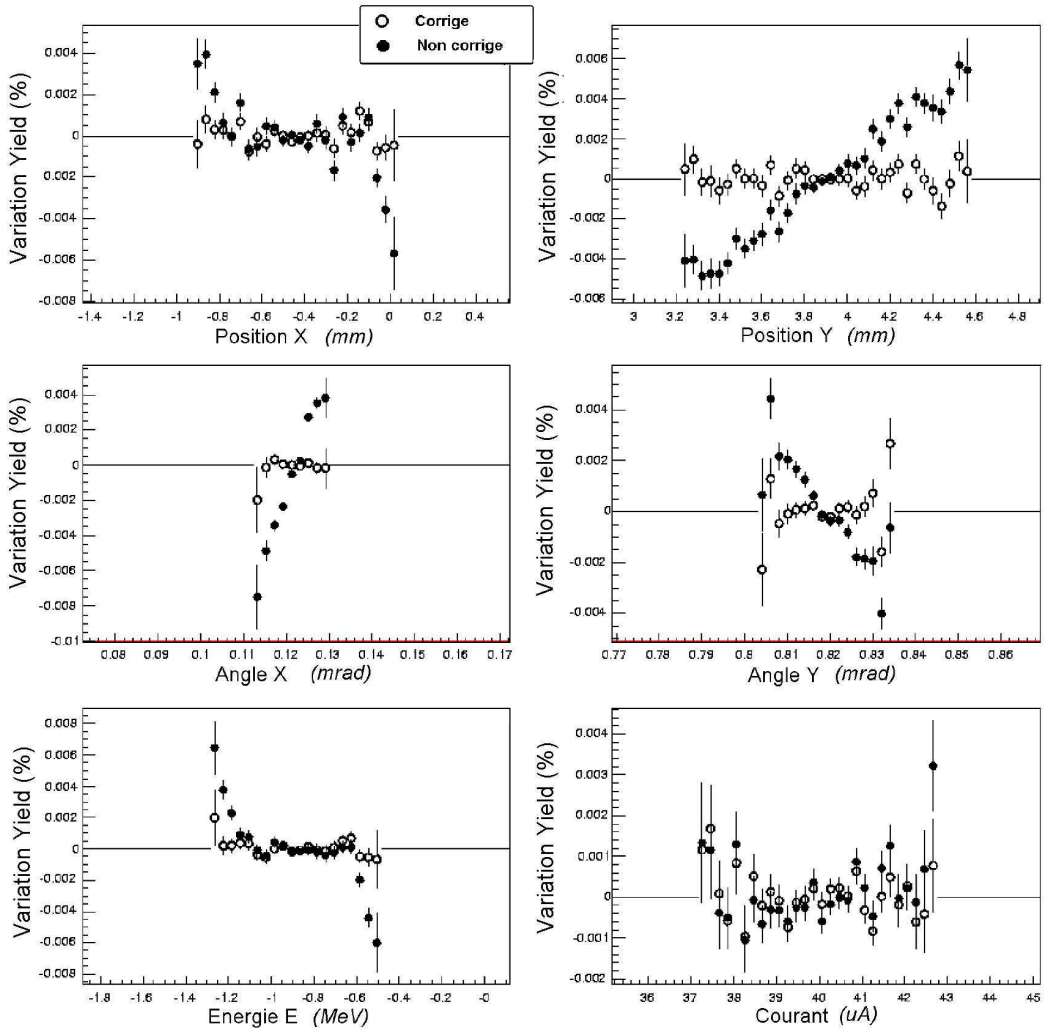


FIG. 3.18 – Variations des taux comptage normalisés en fonction des paramètres du faisceau, avant (marqueur fermé) et après (marqueur ouvert) correction par régression linéaire.

TAB. 3.8 – Corrections et erreurs systématiques (entre parenthèses) de la régréssion linéaire.

dét.	ΔA_f (ppb)	dét.	ΔA_f (ppb)	dét.	ΔA_f (ppb)
1	-17 (6)	**6**	-24 (7)	**11**	-32 (9)
2	-19 (6)	**7**	-28 (9)	**12**	-13 (6)
3	-18 (5)	**8**	-24 (8)	**13**	-27(10)
4	-21 (6)	**9**	-29(11)	**14**	-22(10)
5	-26 (8)	**10**	-26(10)	**15**	-6 (8)

3.6 La polarisation

3.6.1 La mesure de polarisation

La polarisation longitudinale P_e^z du faisceau d'électrons a été mesurée périodiquement tous les deux à trois jours à l'aide du polarimètre Møller installé en entrée du Hall C (cf. section 2.2.7.4). Nous avons vu que cette mesure est destructive et ne pouvait être réalisée en même temps que la prise de données. Ces mesures sont relativement rapides (quelques dizaines de minutes) et ne nécessitaient qu'une faible intensité de courant ($\simeq 2\ \mu A$). Elles étaient effectuées de préférence après les périodes de maintenance ou de réglage du fais-

ceau au niveau de l'injecteur ou de l'accélérateur : optimisation de l'optique magnétique de l'accélérateur, activation de la photocathode d'Arséniure de Galium, insertion de la lame demi-onde,.... La figure 3.19 résume toutes les mesures qui ont été réalisées lors de l'expérience.

En ce qui concerne le bilan d'erreur, l'erreur statistique est de l'ordre de 0.2 à 0.5 %, selon la durée de chaque mesure (cf. figure 3.19). Quant aux erreurs systématiques, résumées dans le tableau 3.9, elles contribuent à hauteur de 1.32 %. Elles proviennent principalement des caractéristiques de la cible polarisée de Fer (déformations mécaniques, polarisation, température,...), des propriétés du faisceau (position, charge, leakage,...), de l'effet Levchuk (cf. section 2.2.7.4) et enfin de l'extrapolation des mesures entre 2 et 40 μA.

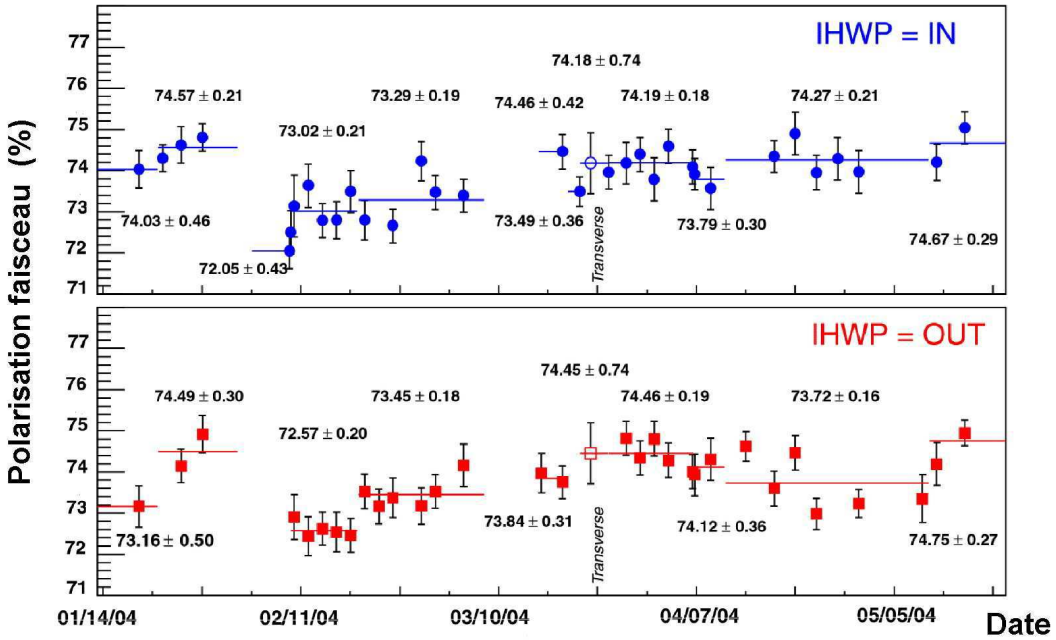


FIG. 3.19 – Mesure de polarisation en fonction du calendrier et de l'état de la lame demi-onde, "IHWP-IN" (ronds sur la figure du haut) et "IHWP-OUT" (carrés sur la figure du bas). Les barres d'erreurs sont uniquement d'origine statistique.

TAB. 3.9 – Erreurs systématiques de la mesure de polarisation.

Origine	Erreur (%)	Origine	Erreur (%)
Cible Fe	0.42	Faisceau	0.52
Leakage	0.2	Effet Levchuk	0.3
Extrap. en courant	1	Détection	0.35

3.6.2 La correction et les erreurs

La correction de la polarisation longitudinale sur l'asymétrie mesurée s'écrit :

$$A_{mes} = P_e^z A_{PV} \tag{3.38}$$

où A_{PV} est l'asymétrie de violation de parité physique, et P_e^z la polarisation longitudinale. Sur la totalité des runs, les moyennes de chaque état de la lame demi-onde "IHWP-IN" et

"IHWP-OUT" sont en très bon accord, et ne montrent aucun effet systématique :

$$P_e^{z\,(\mathrm{IN})} = 73.83 \pm 1.10\ \% \tag{3.39}$$

$$P_e^{z\,(\mathrm{OUT})} = 73.78 \pm 1.09\ \% \tag{3.40}$$

Étant donné la stabilité de la polarisation sur les périodes en temps au cours desquelles le faisceau ne fut pas modifié, la correction est réalisée par groupe de runs (cf. figure 3.19). L'erreur de la correction est appliquée à l'ensemble des données. C'est une erreur globale (commune à tous les détecteurs), correspondant à 1 % de l'asymétrie élastique extraite[9].

3.6.3 La Polarisation transverse

Idéalement, le filtre de Wien permet d'ajuster l'angle de précession au niveau de l'injecteur de sorte que la polarisation soit purement longitudinale au niveau de la cible (cf. section 2.2.4.4). Cependant, l'incertitude sur l'angle du spin de l'électrons θ_{spin} en entrée du Hall est de 3^o. Outre le fait qu'une composante transverse diminue en relatif la polarisation longitudinale ($\vec{P} = \vec{P_z} + \vec{P_T}$), l'inconvénient majeur est qu'elle permet à d'autres processus de contribuer à l'asymétrie mesurée. Ces processus qui ne violent pas la symétrie de parité, possédent cependant une dépendance en ϕ et génèrent une asymétrie gauche-droite que l'on exprime via la relation suivante :

$$\sigma = \sigma_0(1 + A_N \vec{P}.\vec{n}) \tag{3.41}$$

où A_N est le pouvoir d'analyse du processus et $\vec{n}$ le vecteur unitaire dans le plan transverse. Ils deviennent donc problématiques si le dispositif de détection n'est pas exactement symétrique par rapport à l'axe du faisceau. Les processus en jeu sont tout d'abord la diffusion Mott électron-noyau, faisant intervenir une interaction spin-orbite [84], mais importante seulement aux grands angles de diffusion (angles arrière). Ensuite, la diffusion Møller entre électrons fait intervenir un terme d'interférence entre l'échange d'un et de deux photons. Celle-ci est décelable uniquement à des angles de diffusion très faibles. Enfin le processus pouvant contribuer pour la cinématique de G^0 est l'échange de deux photons entre l'électron et le nucléon.

De manière générale, nous formalisons la contribution de cette composante transverse sur l'asymétrie mesurée par [140] :

$$\Delta A_T = A_T \frac{P^T}{P} f_a \tag{3.42}$$

où A_T est l'asymétrie mesurée lorsque la polarisation est purement transverse, P^T le degré de polarisation transverse, P la polarisation totale du faisceau et f_a un facteur traduisant l'asymétrie azimutale du dispositif de détection. De manière à contrôler au mieux cet effet, nous avonc donc réalisé des mesures spécifiques en polarisation purement transverse [141]. Nous prenons de façon prudente, l'asymétrie maximale observée comme valeur de A_T ($\sim 10\ ppm$). Le facteur d'asymétrie f_a, de l'ordre de 2 %, est estimé à partir de la dispersion des taux de comptage en fonction de l'octant observée en polarisation longitudinale. À partir de la relation 3.42, nous obtenons donc l'incertitude :

$$\Delta A_T = 10\ \frac{\sin 3}{0.99}\ 0.02 = \ 0.0106\ ppm \tag{3.43}$$

[9]Cette erreur correspond à la somme des erreurs de chacun des états "IHWP-IN" et "IHWP-OUT".

Au terme de cette étude, nous assignons à la composante transverse une erreur globale très faible de 0.01 *ppm*, identique pour chacun des détecteurs. Celle-ci est appliquée directement sur l'asymétrie élastique.

3.7 Tests de cohérence statistique

Nous allons finalement terminer ce chapitre par une vérification du comportement statistique de nos données. Pour ce faire, nous allons utiliser deux procédures indépendantes. La première consiste simplement à vérifier que les distributions en asymétrie "quartet par quartet" suivent un comportement gaussien. La deuxième consiste à confronter les résultats obtenus avec ou sans lame demi-onde.

- **Distribution gaussienne et écart-type**

Expérimentalement, nous construisons les asymétries par quartet. Chaque quartet est formé de quatre MPS, dont la structure en hélicité peut être "$+--+$" ou "$-++-$". Il faut noter qu'avant de construire les asymétries, nous appliquons les coupures sur les propriétés du faisceau définies en section 3.1. De même, quartet par quartet, la correction de temps mort est appliquée sur les taux de comptage, et une régression linéaire sur les asymétries. L'objet de cette première étude va consister à vérifier que les distributions d'asymétries obtenues pour chaque quartet suivent un comportement statistique, ou en d'autres termes sont bien gaussiennes. La figure 3.20 montre les distributions obtenues pour chacun des seize détecteurs de l'octant 1, avec la lame demi-onde dans l'état "IHWP-IN". Nous pouvons observer que les distributions suivent un comportement gaussien sur plus de cinq ordres de grandeur. Les valeurs de χ^2 réduit sont quant à elles de l'ordre de l'unité sur la totalité des 128 détecteurs (cf. figure 3.21) et illustrent clairement la qualité des données.

La deuxième étape consiste à confronter la largeur de ces distributions avec celle idéalement attendue dans le cas où le nombre d'événements détectés serait une variable purement statistique. Nous avons vu en section 1.5.4 que la largeur statistique s'écrit comme :

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1-A^2}{N_0}} \simeq \sqrt{\frac{1}{N_0}} \tag{3.44}$$

où N_0 représente le nombre total d'événements détectés par quartet ($N_0 = N^+ + N^-$). Cette largeur représente donc la largeur minimale en l'absence de tout bruit supplémentaire. Avant de confronter cette largeur purement statistique avec la largeur des distributions mesurées, il nous faut prendre en compte un effet subtil associé à la correction du temps mort. Nous avons vu que la correction de temps mort est effectuée directement sur les taux de comptage N_{mes}. Après correction, le nombre d'événements N_{cor} est bien égal aux nombre d'événements réels en entrée de l'électronique : $N_{cor} = N_{reel}$. Cependant, la largeur de la distribution n'est pas égale à $\sqrt{N_{cor}}$. Elle est en fait supérieure d'un facteur $\sqrt{1+P_{tm}}$, où P_{tm} représente la probabilité de temps mort [142]. Ces probabilités sont données dans le tableau 3.1. Ceci provient du fait que l'on effectue la correction directement sur les taux de comptage et non pas sur l'asymétrie. La largeur mesurée est donc à comparer avec la largeur statistique définie comme :

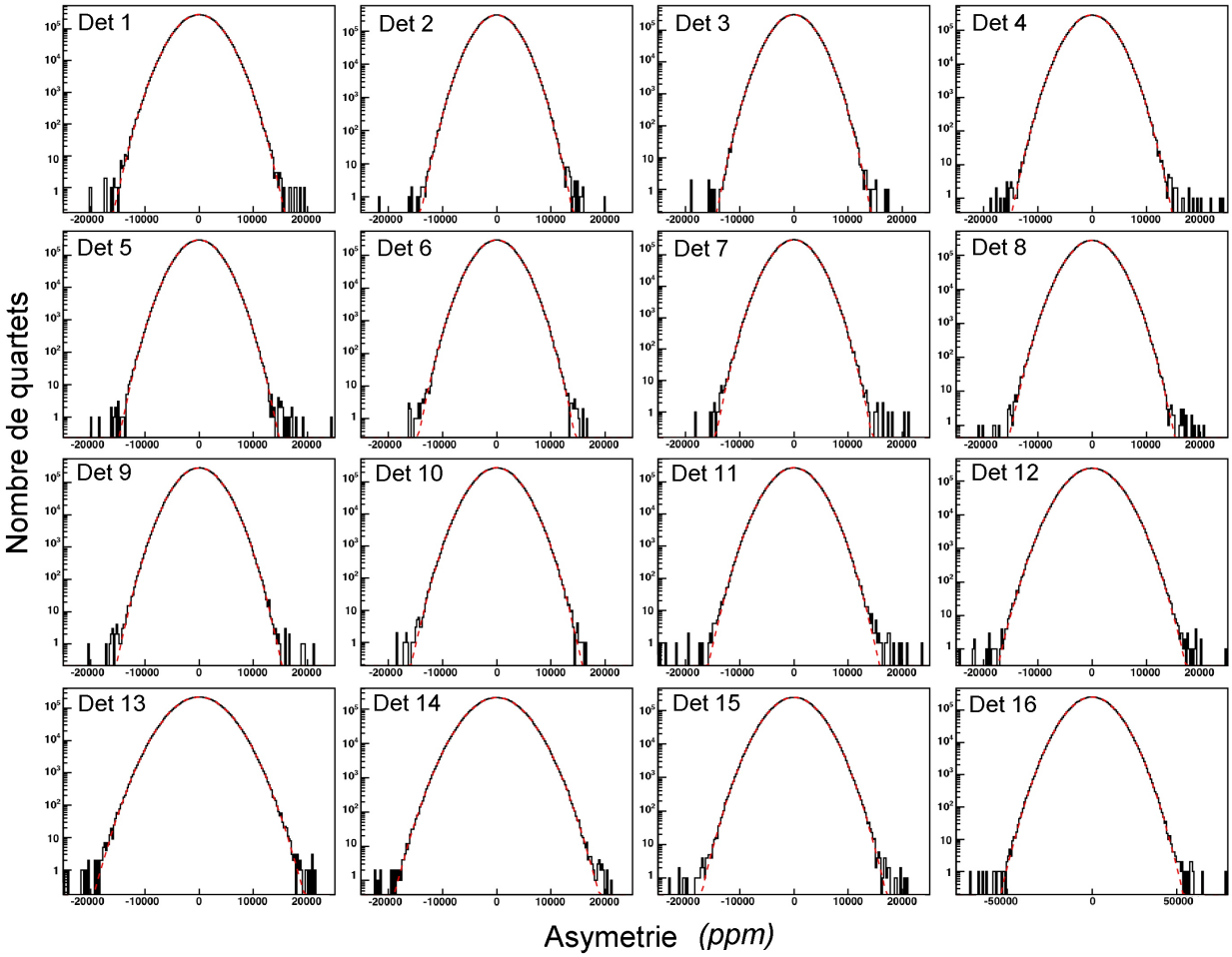


FIG. 3.20 – Distributions en asymétrie "quartet par quartet" obtenues sur la totalité des prises de données avec la lame demi-onde (état "IHWP-IN"), pour les seize détecteurs de l'octant 1. Ces distributions sont ajustées par une fonction gaussienne (en rouge).

$$\sigma_o = \sqrt{\frac{1 + P_{tm}}{N_0}} \tag{3.45}$$

La confrontation des résultats est donnée en figure 3.21 de droite. Nous voyons que pour la plupart des détecteurs, la largeur des distributions obtenues sur la totalité des prises de données est contrôlée au niveau de quelques % : $(\sigma_{meas} - \sigma_o)/\sigma_o < 3\%$. C'est un résultat remarquable étant donné les multiples sources de bruit pouvant conduire à un écart au comportement statistique : fluctuations de densité de la cible, résolution des détecteurs ou encore fluctuations de chacun des paramètres du faisceau. En outre, 0.5 % de cette largeur peut être imputable aux fluctuations de densité de la cible (cf. section 2.3.3).

- **Renversement mécanique de l'hélicité : lame 1/2 onde**

Une autre technique de contrôle de la présence d'effets systématiques est basée sur le renversement mécanique de l'hélicité, opéré via une lame demi-onde (cf. section 2.2.4.3). Cette lame renverse les asymétries physiques du signal élastique et du bruit de fond tout

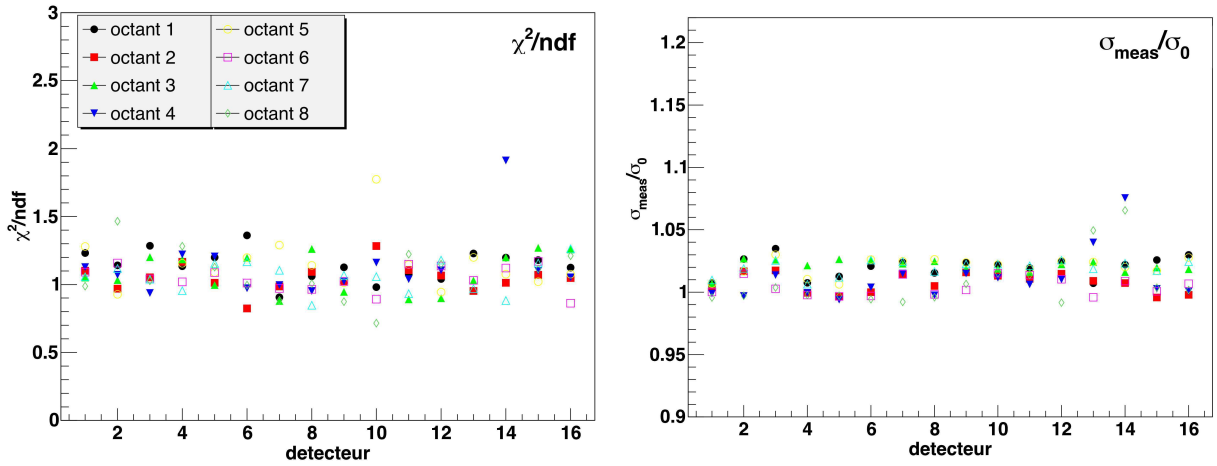
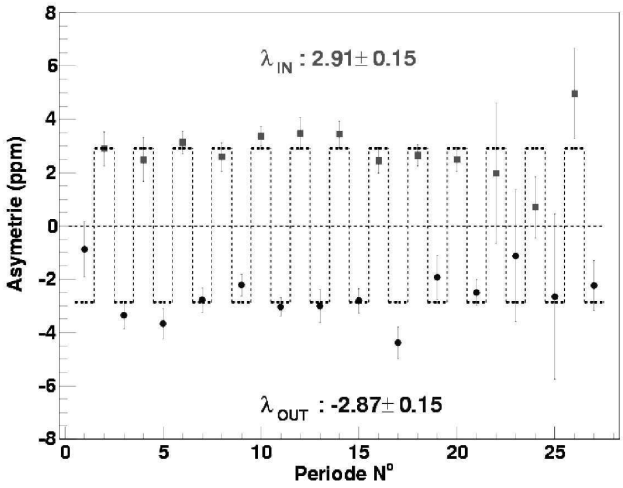


FIG. 3.21 – Figure de gauche : résulats en termes de χ^2/ndf de l'ajustement gaussien réalisé sur les distributions en asymétrie. Figure de droite : rapport entre la largeur des distributions en asymétries mesurées et la largeur idéale purement statistique (cf. équation 3.45).

en laissant inchangées la plupart des asymétries systématiques liées au fonctionnement de l'accélérateur ou du système de détection. Les prises de données sont ainsi séparées en plusieurs périodes ($\sim$ une semaine) avec ou sans lame demi-onde. En l'absence de fausses asymétries systématiques, les résultats doivent être symétriques par rapport à l'origine.

La figure 3.10 résume les différentes périodes de prises de données effectuées avec ou sans lame demi-onde. Les valeurs d'asymétries correspondent à la somme des asymétries obtenues sur tous les détecteurs et sur tous les octants ("FR" et "NA"), dans les coupures "proton élastique". Comme nous pouvons le constater, aucun effet systématique n'apparaît. La deuxième figure 3.22 illustre le même propos individuellement pour chaque détecteur. Pour chacune des coupures définies sur la figure 3.1, la somme algébrique des résultats obtenus pour les deux états "IHWP-IN" et "IHWP-OUT" est compatible avec zéro. Comme précédemment les résultats obtenus ne montrent aucun effet systématique.

TAB. 3.10 – Somme sur tous les détecteurs, des asymétries observées dans les coupures "proton élastique", en fonction des périodes de prises de données avec ("IHWP-IN") ou sans lame demi-onde ("IHWP-OUT"). Les barres d'erreurs sont purement statistiques. Ces données ne sont pas corrigées du courant de fuite, qui est responsable d'une diminution des asymétries en fin de prise de données.



Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes étapes et les corrections successives permettant de passer des taux de comptage à l'asymétrie physique en fonction du temps de vol. Nous avons ainsi fortement réduit toutes les fausses asymétries liées au

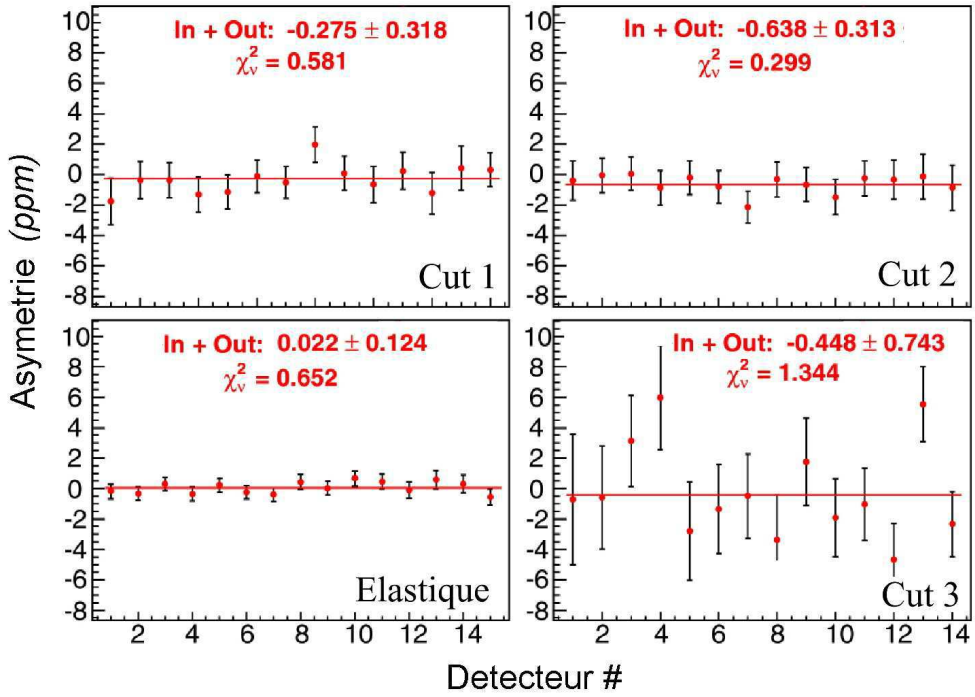


FIG. 3.22 – Somme algébrique des asymétries observées avec et sans lame demi-onde ("IHWP-IN" + "IHWP-OUT"), pour quatre coupures en temps de vol et en fonction du numéro de détecteur. Les barres d'erreurs sont purement statistiques.

fonctionnement du dispositif expérimental et estimé les erreurs sytématiques associées à leurs effets résiduels. Les corrections associées au temps mort et aux asymétries des paramètres du faisceau sont additives et s'appliquent détecteur par détecteur de manière individuelle (ou point par point). Les corrections et les incertitudes associées aux temps mort sont de l'ordre de 0.05 *ppm*. Les corrections et les incertitudes associées aux asymétries des paramètres du faisceau sont respectivement de l'ordre de 0.02 et 0.01 *ppm*. La correction du courant de fuite est également additive. Elle est d'environ 0.71 *ppm* avec une erreur globale (commune à tous les détecteurs) de 0.14 *ppm*. Enfin la correction de la polarisation est multiplicative et l'erreur qui lui est associée est globale et correspond à 1 % de la correction. Le tableau 3.11 résume l'ordre de grandeur de ces corrections ainsi que les erreurs correspondantes. Ces valeurs sont à comparer à des asymétries mesurées variant entre -1.4 et -12.6 *ppm* et des erreurs statistiques comprises entre 0.45 et 0.7 *ppm*.

TAB. 3.11 – Premier bilan des corrections et des erreurs systématiques associées. Les valeurs sont données en *ppm* pour les corrections additives.

Source	Correction	Incertitude
point par point		
Temps mort (+)	0.007 à 0.095	0.007 à 0.095
Asymétries du faisceau (+)	-0.006 à -0.032	0.005 à 0.011
global		
Leakage (+)	0.71	0.14
Polarisation P_L (×)	1/0.738	1/73.8
Polarisation P_T (+)	0	0.01

Les asymétries physiques obtenues dans ce chapitre correspondent à la totalité des événements détectés et incluent donc le bruit de fond. La dernière étape, qui sera présentée dans le prochain chapitre, concerne la soustraction du bruit de fond ayant le même temps de vol que le signal élastique, puis l'extraction de l'asymétrie élastique recherchée. Les corrections et les incertitudes (additives ou multiplicatives) de la polarisation et des effets résiduels non corrigés du temps mort et des asymétries faisceau, présentés dans ce chapitre, ne seront pas appliquées sur les asymétries physiques totales, mais sur les asymétries élastiques obtenues à partir de cette étude.

Chapitre 4

Le bruit de fond physique G^0

Ce chapitre présente la dernière étape d'analyse, qui consiste à isoler le signal élastique de celui du bruit de fond physique. En effet, il est apparu au cours des prises de données "commissioning", que la contribution de processus inélastiques ayant le même temps de vol que les protons élastiques était plus importante que prévu. Nous verrons que non seulement ce bruit de fond peut contribuer à hauteur de 10 à 20 % aux taux de comptage mesurés à l'intérieur des coupures élastiques, mais que de plus il possède une asymétrie physique intrinsèque non négligeable. En première partie, nous introduirons les ordres de grandeurs et la problématique, en termes de formules de corrections et de précisions à atteindre. Nous décrirons ensuite une méthode purement expérimentale permettant d'extraire la contribution des enceintes de la cible. Les méthodes de simulation, mises en place dans le but de reproduire aussi bien les taux de comptage que les asymétries de ce bruit de fond, seront exposées ainsi que leurs limitations. Enfin nous concluerons ce chapitre par les procédures d'extraction utilisées lors de l'analyse des données G^0.

4.1 Ordre de grandeur et problématique

La figure 4.1 montre un spectre en taux de comptage typique obtenu avec l'électronique française lors des prises de données "commissioning". Ce spectre illustre la contamination du pic "proton élastique" par un bruit de fond, identifié par la suite à des protons issus de processus inélastiques. Une étude préliminaire [106], reposant sur l'ajustement des données par des fonctions polynômiales et gaussiennes, a montré que cette contribution atteint 10 à 20 % du signal élastique avec une erreur de l'ordre de quelque pourcents.

Le deuxième enseignement portait sur l'asymétrie du bruit de fond. Une première étude a consisté à étudier la dépendance des asymétries mesurées à l'intérieur de trois coupures en temps de vol, situées de part et d'autre du pic élastique (cf. cuts 1, 2 et 3 sur la figure 4.1). Les résultats obtenus ont montré que l'asymétrie des événements inélastiques varie non seulement selon les détecteurs touchés, mais également selon le domaine en temps de vol pour un détecteur donné, et ceci entre -10 et +40 *ppm* (cf. figure 4.2). Ces études préliminaires [106, 143] ont également permis d'estimer l'asymétrie du bruit de fond sous le pic élastique, notée $A_b(t)$ par la suite. Plusieurs méthodes d'interpolation ou d'extrapolation à partir des asymétries mesurées dans les différentes régions en temps ont été utilisées. Toutefois ces études préliminaires ne permettaient d'atteindre qu'une précision de l'ordre

de 10 à 20 *ppm* sur l'asymétrie du bruit de fond sous le pic élastique.

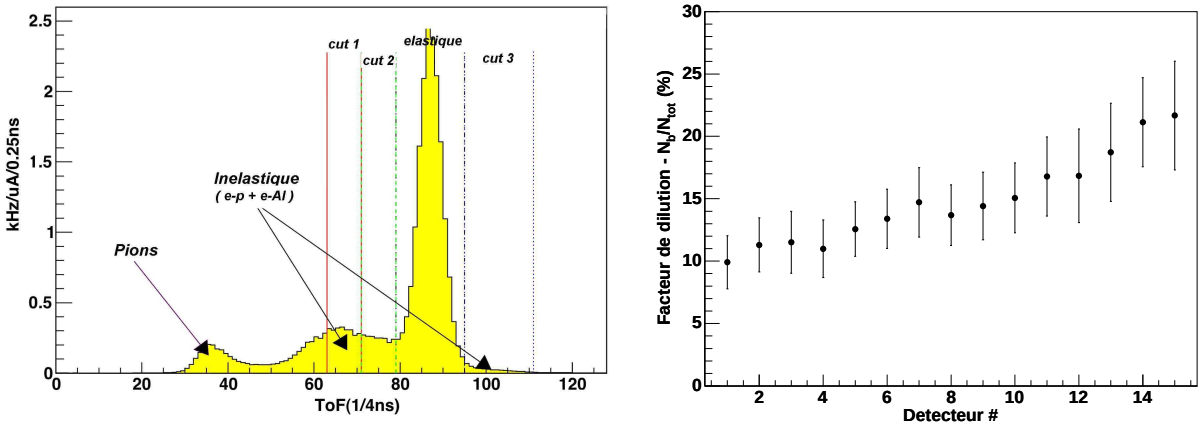


FIG. 4.1 – Figure de gauche : spectre en taux de comptage obtenu via l'électronique française (détecteur 5) et nomenclature des coupures en temps de vol. Figure de droite : facteur de dilution (N_{back}/N_{tot}) à l'intérieur des coupures élastiques.

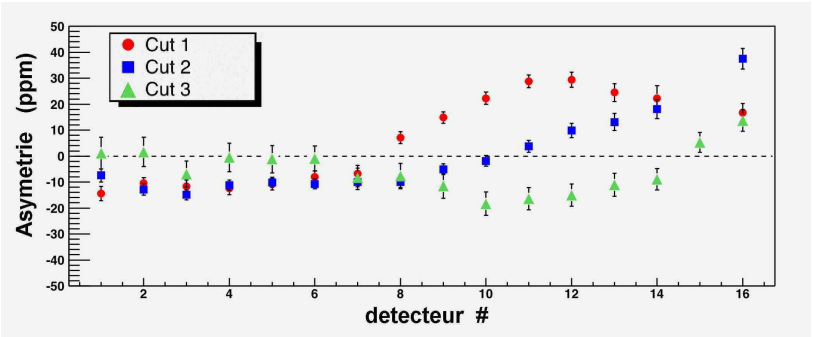


FIG. 4.2 – Asymétries mesurées à l'intérieur des trois coupures inélastiques [106]. Ces valeurs correspondent aux prises de données "commissioning".

L'asymétrie mesurée à l'intérieur des coupures élastiques peut s'exprimer à partir des contributions élastique et inélastique selon la relation :

$$\begin{aligned} A_m &= \frac{N_m^+ - N_m^-}{N_m^+ + N_m^-} = \frac{(N_{el}^+ + N_b^+) - (N_{el}^- + N_b^-)}{(N_{el}^+ + N_b^+) + (N_{el}^- + N_b^-)} \\ &= \frac{1}{(1+R)} A_{el} \; + \; \frac{R}{(1+R)} A_b \end{aligned} \tag{4.1}$$

où les indices *(b)* et *(el)* font référence respectivement aux événements du bruit de fond et aux événements élastiques, et où le facteur de dilution R est défini comme : $R = N_b/N_{tot}$. L'asymétrie élastique ainsi que son erreur[1] s'écrivent alors :

$$A_{el} = (1+R)A_m - RA_b \tag{4.2}$$

$$\delta A_{el} = \sqrt{(A_m - A_b)^2 \delta R^2 + R^2 \delta A_b^2 + (1+R)^2 \delta A_m^2} \tag{4.3}$$

L'incertitude δA_{el} dépend donc du facteur de dilution R, de la différence entre l'asymétrie mesurée et l'asymétrie du bruit de fond $(A_m - A_b)^2$, et enfin de leurs erreurs correspondantes. Les incertitudes sur A_b et R obtenues dans l'analyse préliminaire ne permettaient

[1]Cette formule d'erreur n'est valable que lorsque les erreurs associées au facteur de dilution et à l'asymétrie du bruit de fond sont indépendantes et décorrélées.

pas d'atteindre une précision sur l'asymétrie élastique meilleure que 5 *ppm* pour certains détecteurs ; la contribution principale provenant des grandes asymétries positives non attendues initialement $(A_m - A_b)^2$. Clairement, la situation ne répondait pas aux spécifications requises dans la proposition d'expérience.

Au vu de ce bilan, plusieurs questions se sont posées :

• La contribution du bruit de fond étant plus importante que prévu, quelle est son origine ? Quelle est la contribution de processus quasi-élastiques provenant des fenêtres de la cible ou de l'enceinte de diffusion LH_2 ?

• Quels sont les processus physiques pouvant générer des asymétries variant rapidement selon le temps de vol avec des valeurs fortement positives ? En effet, on s'attend intuitivement à ce que l'asymétrie transportée par les protons inélastiques soit négative.

• Enfin, quelle méthode peut être mise en oeuvre pour extraire avec une précision satisfaisante la contribution du bruit de fond aux taux de comptage et aux asymétries ? Méthode expérimentale et/ou simulation ?

En fait, la contribution du bruit de fond avait été sous-estimée car les premières simulations ne prenaient pas correctement en compte la contribution des enceintes de la cible. Des prises de données en cible d'hydrogène gazeuse GH_2 ont montré qu'une partie non négligeable provenait de l'enceinte en Aluminium de la cible, en particulier de la fenêtre de sortie. Il fut donc décidé de réduire l'épaisseur de cette fenêtre d'un facteur quatre, passant ainsi de 11 à 3 $mils$[2]. Même réduite, il reste nécessaire de connaître l'asymétrie inélastique générée par cette fenêtre. Pour cela des mesures en cibles solides en Aluminium ont été mises en oeuvre. Suffisamment épaisses, elles permettent d'obtenir une précision statistique satisfaisante en un temps raisonnable sur la totalité du domaine en temps de vol. Parallèlement, un effort important fut mené sur les méthodes de simulation, en particulier en termes de générateurs d'événements inélastiques.

La suite de ce chapite développe ainsi les deux aspects relatifs à la compréhension du bruit de fond et à l'extraction de l'asymétrie élastique. La compréhension du bruit de fond passe tout d'abord par l'analyse des données en cible gazeuse et cibles solides. Celles-ci vont nous permettre d'extraire la contribution de l'enceinte de la cible en termes de taux de comptage et d'asymétries. Nous présenterons ensuite les méthodes de simulation, et notamment l'explication de l'origine des asymétries positives par la production d'hypérons et la détection de leurs produits de décroissance faible. La deuxième partie de ce chapitre portera sur les méthodes permettant d'extraire correctement l'asymétrie élastique. Pour les détecteurs 1 à 14, nous utiliserons un ajustement combiné des taux de comptage et des asymétries. Pour le détecteur 15, qui couvre un large domaine en Q^2, la méthode de correction repose sur une analyse des taux de comptage et des asymétries inélastiques observées pour les détecteurs voisins (12, 13, 14 et 16).

[2] $1\ mil = 1/1000\ inch = 0.0254\ mm$.

4.2 La contribution de l'enceinte de la cible

L'étude présentée dans ce chapitre porte sur la détermination expérimentale des contributions de l'enceinte de la cible, que ce soit en termes de taux de comptage ou d'asymétries. Une première partie présente les différents éléments que nous avions à disposition (géométries et matériaux). Suivra une étude basée sur les prises de données en *"cible vide"*, menées pour différentes pressions de gaz. La combinaison de ces mesures permet de séparer non seulement les contributions en taux de comptage des fenêtres d'entrée et de sortie, mais également les contributions relatives des processus d'électro-production et de photo-production pour la fenêtre de sortie. Enfin les mesures d'asymétrie seront présentées. Le détail de cette étude est donné dans les références [144, 145].

4.2.1 Les différentes cibles : géométries et matériaux

Rappelons tout d'abord que l'enceinte de la cible est divisée en deux parties, la cellule d'Hélium et l'enceinte de diffusion (cf. figure 4.3). Nous définissons alors trois fenêtres : *"la fenêtre d'entrée"* entre le vide et la cellule d'Hélium, la *"fenêtre He/H_2"* entre la cellule d'Hélium et l'enceinte de diffusion, et enfin la *"fenêtre de sortie"* entre l'enceinte de diffusion et le vide. Cette enceinte de cible peut être escamotée et un ensemble de cibles solides insérées. Les positions des différentes cibles solides disponibles sont illustrées sur la figure 4.3 et leurs propriétés reportées dans le tableau 4.1.

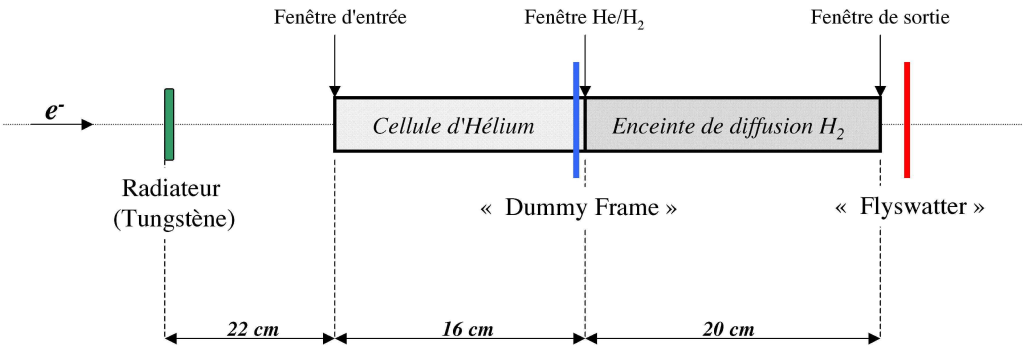


FIG. 4.3 – Nomenclatures et positions des fenêtres de la cible, des cibles solides en Aluminium et du radiateur en Tungstène. La figure n'est pas à l'échelle.

Nous avions la possibilité d'utiliser deux cibles solides en Aluminium, appelées *"Dummy Frame"* et *"Flyswatter"* ainsi qu'un radiateur en Tungstène. En effet, à la cinématique de G^0, les contributions principales proviennent de l'électro-production et la photo-production de mésons sur le proton :

$$\begin{array}{lllll} e^- p & \rightarrow & e^- p X & et & e^- p \rightarrow e^- n X \\ \gamma p & \rightarrow & p X & et & \gamma p \rightarrow n X \end{array}$$

où X représente les mésons produits au cours de la réaction de diffusion[3] ($X = \pi,\ \rho, ...$) et où les photons γ correspondent aux photons réels créés par rayonnement de freinage (ou

[3]Dans la suite de cette section et par commodité, les particules de masses inférieures à 930 MeV seront appelées "pions", et les autres de masses supérieures "protons inélastiques".

Bremstrahlung) lorsque les électrons traversent la cible. Le radiateur est localisé 22 *cm* en amont de la fenêtre d'entrée et son épaisseur a été choisie de manière à générer un flux de photons Bremstrahlung équivalent à celui produit dans la cible LH_2 en fonctionnement normal. La *Flyswatter* de 0.7 *mm* d'épaisseur est localisée 10 *mm* en aval de la fenêtre de sortie. Montée sur un support escamotable, cette *Flyswatter* peut être utilisée avec la cible pleine LH_2 ou avec le radiateur. Enfin la *Dummy Frame* d'une épaisseur de 3.06 *mm* et qui s'utilise seule, est positionnée au niveau de la fenêtre He/H_2. Notons également que le système de refroidissement de la cible (cf. section 2.3) permet de réchauffer l'Hydrogène à l'état gazeux. Ces prises de données dites en *"cible vide"* ou *"cible gazeuse"* sont les premières que nous allons exploiter.

Cible	Matériaux	Epaisseur (mm)	Densité ($g.cm^{-3}$)
Radiateur	Tungstène	0.085	19.3
Fenêtre d'entrée	Aluminum	0.17	2.7
Cellule d'Hélium	Hélium	160	0.0035
Fenêtre He/H_2	Aluminum	0.23	2.7
Enceinte LH2	Hydrogène	200	0.071
Enceinte GH2	Hydrogène	200	0.0018
Enceinte LD2	Deutérium	200	0.167
Fenêtre de sortie	Aluminum	0.076	2.7
Dummy Frame	Aluminum	3.06	2.7
Flyswatter	Aluminum	0.76	2.7

TAB. 4.1 – Matériaux, épaisseurs et densités des éléments composant la cible d'Hydrogène ou de Deutérium, les cibles solides en Aluminium et le radiateur en Tungstène [146].

4.2.2 Contribution aux taux de comptage

4.2.2.1 Electro-production sur l'enceinte de la cible

Lors des runs spécifiques en cible vide, les gaz d'Hélium et d'Hydrogène sont maintenus à de très faibles densités (cf. tableau 4.2), de sorte que les taux de comptage détectés par les FPDs proviennent principalement de l'enceinte de la cible. Ces taux de comptage s'écrivent comme la somme des contributions des trois fenêtres d'Aluminium et des deux cellules gazeuses :

$$Y_{mes} = Y_{enceinte} + Y_{GH2} + Y_{GHe} \tag{4.4}$$

Étant donné les faibles quantités de matière traversées par le faisceau d'électrons et les propriétés thermodynamiques de l'Hélium et de l'Hydrogène, il nous est possible d'appliquer plusieurs approximations :

• Dans le cas d'une cible vide, le flux de photons réels produits par rayonnement Bremstrahlung reste négligeable ($N_\gamma/N_{e^-} < 5\%$). Les taux de comptage émanant des cellules d'Hélium et d'Hydrogène proviennent principalement de processus d'électro-production et sont en bonne approximation proportionnels à leurs densités respectives. En notant ρ les densités et y les taux de comptages normalisés par la densité, on obtient la relation :

$$Y_{mes} = Y_{enceinte} + \rho_{H2}\ y_{H2} + \rho_{He}\ y_{He} \tag{4.5}$$

• L'Hélium et l'Hydrogène gazeux sont à tout moment maintenus à la même température et à la même pression. Étant donné l'ordre de grandeur des pressions et des températures appliquées (cf. tableau 4.2), ils se comportent au premier ordre comme des gaz parfaits et le rapport des densités ρ_{H_2}/ρ_{He} est indépendant de la température :

$$(\rho_{T_1}/\rho_{T_2})_{He} \simeq (\rho_{T_1}/\rho_{T_2})_{H2} = \rho_1/\rho_2 \tag{4.6}$$

Au vu des équations 4.5 et 4.6, la contribution de l'enceinte de la cible peut s'extraire directement à partir des runs en cible vide réalisés à différentes températures selon :

$$Y_{enceinte} = \frac{Y_{T_1} - \frac{\rho_{T_1}}{\rho_{T_2}} Y_{T_2}}{1 - \frac{\rho_{T_1}}{\rho_{T_2}}} \tag{4.7}$$

	run	*T (K)*	*P (Psi)*	ρ_{H2} (g/cm^3)
"commissioning"	15906	26.8	32	$2.22{\cdot}10^{-3}$
	15914	37.1	31.2	$1.48{\cdot}10^{-3}$
"production"	19784	28.1	32.1	$2.10{\cdot}10^{-3}$
	19786	35.1	32.1	$1.61{\cdot}10^{-3}$

TAB. 4.2 – Propriétés thermodynamiques de l'Hydrogène gazeux ($1\ Psi = 6.89{\cdot}10^3\ Pa$).

Nous avons ainsi déterminé la contribution des processus d'électro-production provenant des trois fenêtres en Aluminium, pour la cible utilisée lors des prises de données commissioning, ou pour celle qui fut utilisée en run de production. Les résultats pour le détecteur 8 sont présentés sur la figure 4.4. La principale source d'erreurs provient de l'incertitude sur les rapports des densités obtenues aux différentes températures :

$$\rho_{(T=37)}/\rho_{(T=26)} = 66.5 \pm 3\ \% \quad et \quad \rho_{(T=35)}/\rho_{(T=28)} = 76.6 \pm 3\ \%.$$

Notons qu'un faible écart par rapport à ces valeurs est clairement signé par l'apparition d'une discontinuité sous l'emplacement du pic élastique (canal 80). Les autres sources d'erreurs proviennent des pertes par temps mort dont l'effet n'a pas été corrigé, et de la normalisation par le courant. Chacune de ces erreurs contribue à hauteur de 2%.

Dans les deux spectres de la figure 4.4, obtenus lors du commissioning et de la période de production, seule diffère la contribution de la fenêtre de sortie qui fut réduite de 0.27 à 0.07 mm. Ceci se traduit par une diminution notable de la contribution de l'enceinte (cf. figure 4.5). Il est donc possible de séparer la contribution de cette fenêtre de celle des deux fenêtres d'entrée. Nous écrivons pour l'enceinte de la cible utilisée en run de production :

$$Y_{sortie}(\text{prod}) = 7/27\ (Y_{enceinte}(1^{er}) - Y_{enceinte}(\text{prod})) \tag{4.8}$$

$$Y_{entrée}(\text{prod}) = Y_{enceinte}(\text{prod}) - Y_{sortie}(\text{prod}) \tag{4.9}$$

où $Y_{entrée}$ représente la somme des contributions de la fenêtre d'entrée et de la fenêtre He/H_2[4]. La figure 4.5 montre aussi la contribution des trois fenêtres pour les deux

[4]On notera à présent "fenêtres d'entrée" la somme des deux contributions fenêtre d'entrée et fenêtre He/H_2(cf. figure 4.3).

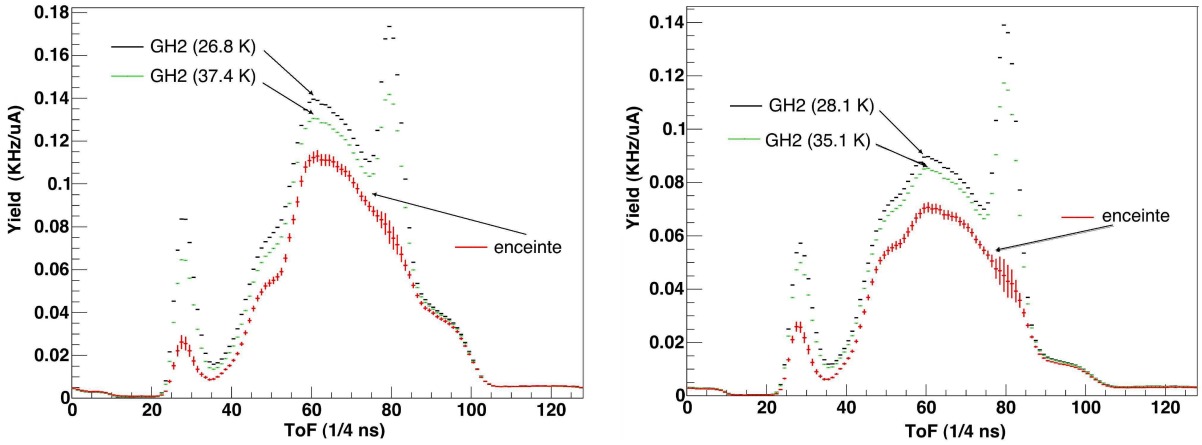


FIG. 4.4 – Spectres en taux de comptages mesurés en cible gazeuse à différentes températures et extraction de la composante électro-production provenant de l'enceinte de la cible pour le détecteur 8 (gauche : commissioning, droite : production).

périodes de prise de données, ainsi que la déconvolution de la contribution des fenêtres d'entrée et de sortie. Lors de cette analyse une incertitude de 3 % sur les épaisseurs des différentes fenêtres a été prise en compte. En effet, d'une part les épaisseurs des fenêtres d'entrée utilisées en production n'ont pas été mesurées directement, mais été estimées à partir de cibles de rechange. D'autre part, la précision expérimentale sur les mesures d'épaisseur est de l'ordre du % [147].

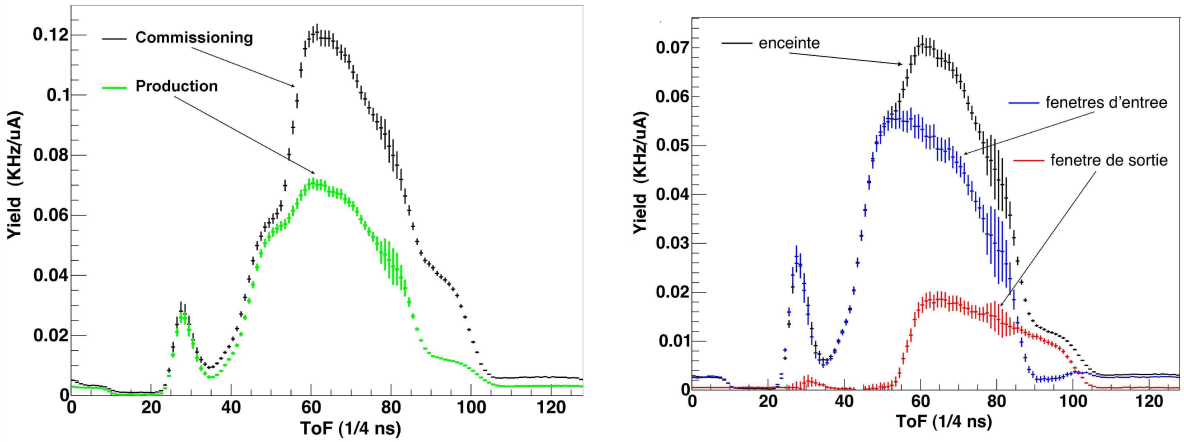


FIG. 4.5 – Spectres en électro-production sur les enceintes de cible utilisées lors des prises de données commissioning ou production (à gauche). Déconvolution des contributions des différentes fenêtres de la cible utilisée en run de production (à droite).

4.2.2.2 Les données *Dummy Frame*

Lors de son utilisation, la cible solide *Dummy Frame* est à une position située entre la fenêtre d'entrée et la fenêtre He/H_2, de sorte que les événements provenant de ces éléments sont soumis aux mêmes effets d'acceptance. Cette cible peut donc être utilisée pour vérifier les résultats obtenus dans la section précédente. La figure 4.6 représente la superposition

des spectres en taux de comptage obtenus en cible *Dummy Frame* et des spectres d'électro-production dans les fenêtres d'entrée obtenus via la procédure en cible vide. Les données *Dummy Frame* ont été normalisées par le rapport des épaisseurs ($3.175/(0.23+0.17) \simeq 7.9$), et le pic pion est utilisé comme référence pour les décalages en temps.

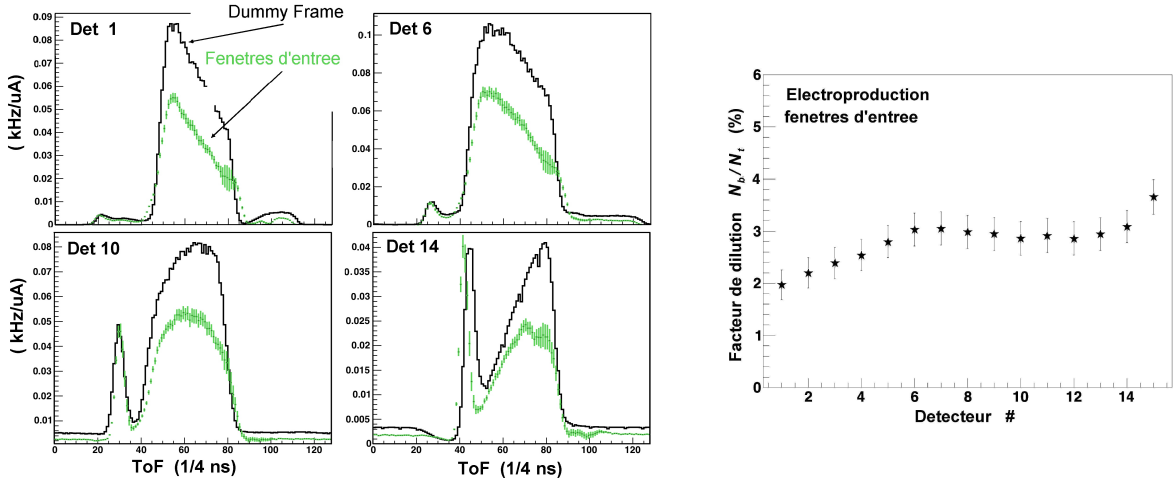


FIG. 4.6 – Comparaison de spectres ToF obtenus en cible *Dummy Frame* et de la composante électro-production provenant des deux fenêtres d'entrée obtenue via l'étude cible vide (à gauche). Facteur de dilution correspondant dans les coupures élastiques (à droite).

Les formes générales des spectres de la figure 4.6 sont en très bon accord. Les différences en amplitude (après normalisation par les épaisseurs) sont convenablement expliquées par les processus supplémentaires issus de la photo-production ; un flux de photons réels étant généré dans l'épaisseur de la *Dummy Frame* ($\sim 3\ mm$). En première approximation, la composante issue de la photo-production contribue à hauteur de 30 % aux taux de comptage totaux. Ceci est en accord avec les simulations considérant que la première moitié de la *Dummy Frame* joue le rôle de radiateur [148].

En run de production (cible pleine LH_2), le flux de photons réels au niveau des deux fenêtres d'entrée reste négligeable (faibles épaisseurs des deux fenêtres et faible densité de l'Hélium gazeux). Les spectres en électro-production obtenus pourront donc être utilisés pour reproduire la contribution totale de ces deux fenêtres en cible pleine LH_2. Cette contribution représente 2 à 4 % des taux de comptage totaux mesurés à l'intérieur des coupures élastiques, (cf. fig 4.6), c'est à dire environ 20 % du bruit de fond. Notons qu'en toute rigueur, il nous faudrait aussi considérer les pertes d'énergie plus importantes en cible pleine. Celles-ci sont négligées en première approximation.

4.2.2.3 Les données *Flyswatter*

La combinaison du *radiateur Tungstène* et de la *Flyswatter* a pour but de reproduire les taux de comptage des particules issues de la fenêtre de sortie. Rappelons que l'épaisseur du radiateur est choisie de manière à reproduire le flux de photons produit par Bremstrahlung en cible pleine. La figure 4.7 (gauche) compare les spectres obtenus avec le radiateur et la *Flyswatter "W + Fly"*, puis les spectres obtenus en cible pleine et *Flyswatter* auxquels sont soustraits la contribution cible pleine seule *"(LH$_2$ + Fly) - LH$_2$"*. Idéalement, il aurait aussi fallu soustraire la contribution du radiateur seul aux spectres *"W + Fly"*. Toutefois,

les spectres obtenus avec l'électronique américaine montrent que cette contribution se situe à faible temps de vol (correspondant à des canaux inférieurs à 50). Elle est ainsi négligeable sous le pic principal (cf. figure 4.7).

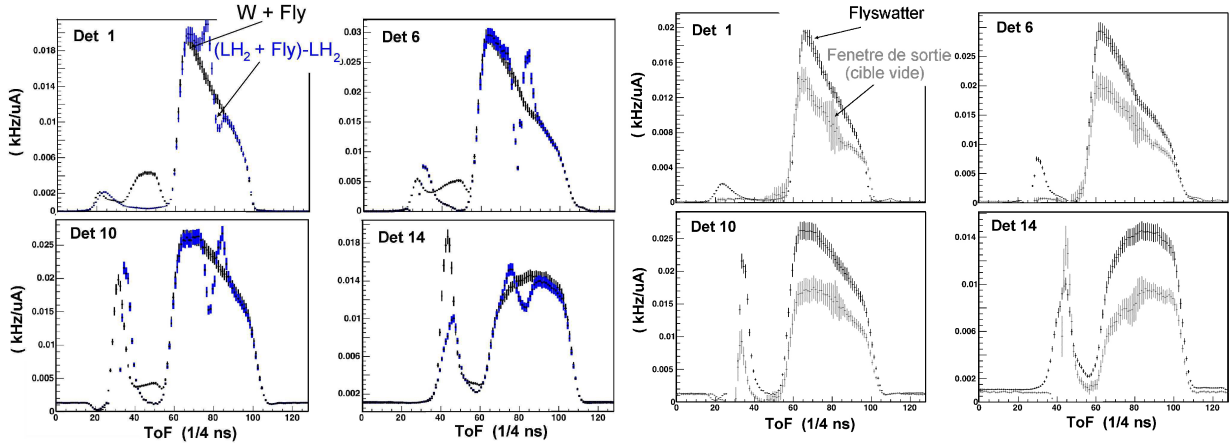


FIG. 4.7 – Figure de gauche : spectres obtenus lors de prises de données avec le radiateur et la *Flyswatter* *"W + Fly"*, ou lors de prises de données en cible pleine avec la *Flyswatter* auquel est soustrait le spectre en cible pleine seule "(LH_2 + Fly) - LH_2". Figure de droite : comparaison de spectres obtenus en radiateur et *Flyswatter* et de la composante électro-production de la fenêtre de sortie obtenue via l'étude en cible vide.

Les irrégularités autour du bin 80 correspondent à la position du pic élastique, et sont imputables à des décalages en temps inférieurs à un bin lors de la soustraction du spectre LH_2 seul. Le bon accord observé montre que le radiateur reproduit correctement le flux de photons réels créés le long de l'enceinte de diffusion en cible pleine. Les données *"W + Fly"* peuvent ainsi être utilisées pour reproduire la contribution totale de la fenêtre de sortie issue de l'électro- et de la photo-production.

Les spectres *"W + Fly"* ont ensuite été comparés avec les spectres en électro-production sur la fenêtre de sortie obtenue via l'étude en cible vide (cf. figure 4.7 de droite). La contribution du radiateur fut retirée empiriquement et les données ont été normalisées par le rapport des épaisseurs (facteur 1/10)[5]. La différence en amplitude s'explique également par la présence de la composante supplémentaire associée aux processus de photo-production générés par le radiateur. Une estimation donne un rapport électro- sur photo-production de l'ordre de 50 %, ce qui est en bon accord avec les simulations [148].

En conclusion de cette étude, la contribution totale des fenêtres de la cible représente 4 à 5 % des taux de comptage mesurés à l'intérieur des coupures élastiques, soit environ 30 % du bruit de fond total (cf. figure 4.8). La contribution relative des fenêtres devient particulièrement importante dans la seconde moitié du pic élastique. Remarquons également que la contribution de la fenêtre d'entrée varie rapidement sous le pic élastique. Cette étude sera donc intéressante lors de la soustraction finale du bruit de fond.

[5] 3 % d'erreur ont été appliqués aux épaisseurs de la fenêtre de sortie et de la *Flyswatter*.

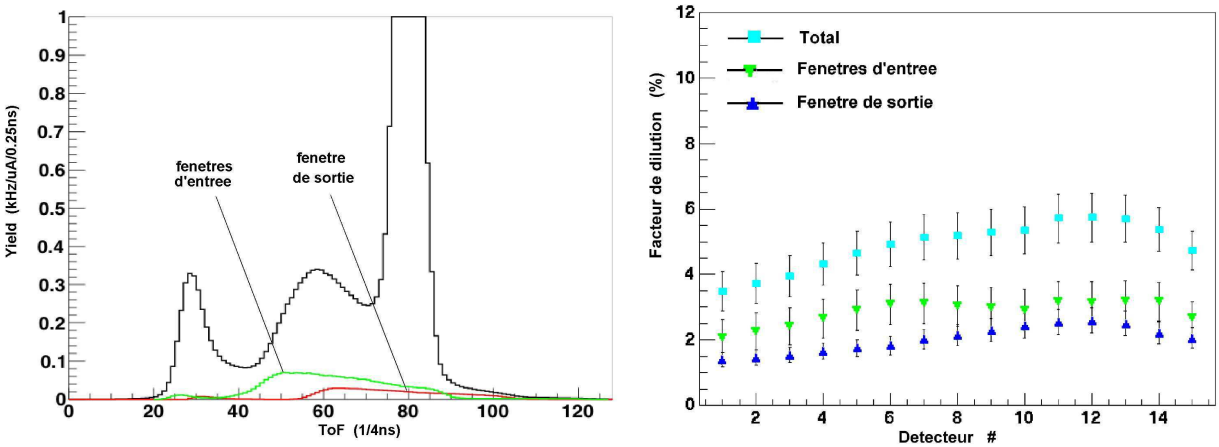


FIG. 4.8 – Spectre mesuré en cible pleine et contribution des enceintes de la cible (à gauche). Facteur de dilution dans les coupures élastiques (N_b/N_{tot}) (à droite).

4.2.3 Asymétries *Cible vide* et *Dummy Frame*

Des prises de données ont été spécialement consacrées à la mesure d'asymétries en cible vide et en cible *Dummy Frame*. Notons qu'initialement il était prévu d'effectuer des mesures d'asymétries en cible *Flyswatter*, mais le système permettant son positionnement sur le trajet du faisceau s'est grippé très rapidement. Les résultats obtenus en *Dummy Frame* ou en cible vide sont en bon accord (cf. figure 4.9). Les faibles différences observées peuvent être imputables à la contribution de l'enceinte d'Hélium gazeux en cible vide et/ou à la composante supplémentaire de photo-production en *Dummy Frame* (de l'ordre de 30 %). Quoi qu'il en soit les mêmes conclusions peuvent être faites à partir de ces deux jeux de données.

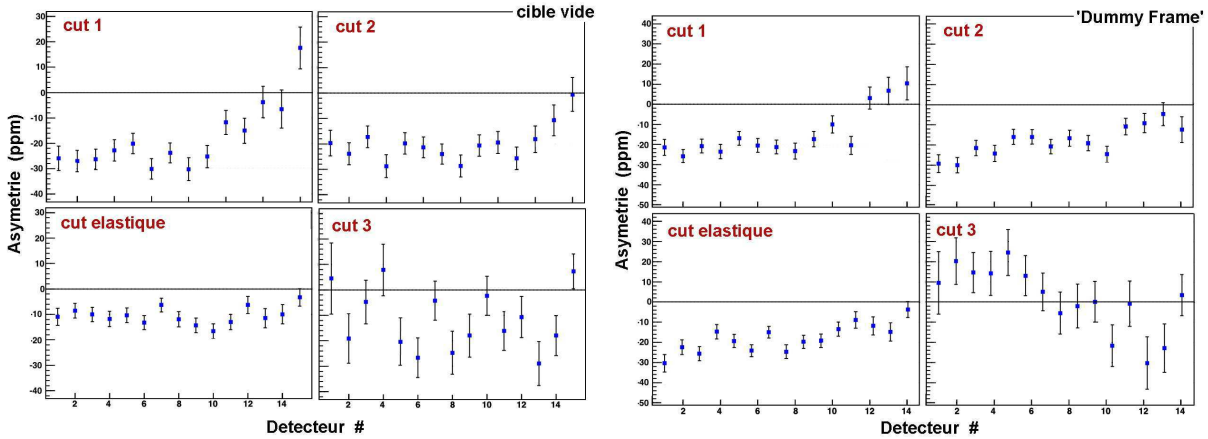


FIG. 4.9 – Asymétries mesurées en cible vide et en cible *Dummy Frame* pour différentes coupures en temps de vol.

Les asymétries mesurées sont négatives et ont une amplitude moyenne comprise entre -30 et -10 *ppm*. Pour un détecteur donné, les asymétries semblent augmenter en fonction du temps de vol entre les coupures 1 et 3. De même pour une coupure en temps de vol donnée, les asymétries augmentent lentement avec le numéro de détecteur. Il s'avère donc que ces variations, et notamment les valeurs positives des asymétries inélastiques jus-

qu'à 30 *ppm* obtenues en cible pleine (cf. figure 4.2), ne peuvent être entièrement expliquées par les processus provenant des enceintes en Aluminium de la cible.

4.3 Les simulations

Un important effort de simulation a donc été réalisé, non seulement pour reproduire les taux de comptage mesurés, mais également afin de rechercher l'origine des asymétries positives observées pour les grands détecteurs.

4.3.1 Les simulations G^0-GEANT

Les principaux éléments du programme de simulation sont :

- La géométrie et les matériaux du dispositif expérimental (cible, aimant, collimatuers, détecteurs,....).
- La carte de champ magnétique à l'intérieur de l'aimant.
- Les générateurs d'événements.
- Le transport des particules et leurs interactions (incluant la génération de particules secondaires) à l'intérieur du spectromètre.
- La réponse des détecteurs et de leur électronique.

La géométrie et les matériaux de chacun des éléments du dispositif expérimental, ainsi que la carte de champ magnétique, sont inclus dans un programme de simulation construit à partir du progiciel GEANT [149]. Ce dernier prend en compte les multiples processus d'interaction et est utilisé pour le transport des particules. Ces premiers éléments de la simulation sont relativement bien contrôlés. Toutefois, la principale difficulté réside dans la mise en place d'un générateur d'événements inélastiques au niveau de la cible. Nous utilisons un générateur construit à partir du code "Lightbody and O'Connel" [150]. Les processus en électro-production ($e^- p \rightarrow e^- pX$ *et* $e^- p \rightarrow e^- nX$) sont implémentés dans le code à partir du concept de flux de photons virtuels [151]. Il n'est cependant pas certain que ce modèle soit valide pour des photons virtuels d'énergie de l'ordre de 3 GeV. Pour les processus en photo-production, nous utilisons un modèle empirique du rayonnement Bremstrahlung [152] permettant de reproduire un flux de photons réels tout le long de la cible. Ainsi la photoproduction est prise en compte en combinant le spectre de photons virtuels avec celui des photons réels dans le code "Lightbody and O'Connel". Une description complète de ces simulations est donnée en référence [153].

La figure 4.10 confronte l'approche expérimentale et la simulation G0-GEANT pour les spectres en taux de comptage provenant de la fenêtre d'entrée de la cible. Les spectres expérimentaux pour les fenêtres d'entrée sont directement issus des études en cible vide (cf. section 4.2.2.2). Les formes générales des spectres sont en bon accord, bien que les simulations sous-estiment légèrement cette contribution pour les grands détecteurs. Une comparaison similaire fut réalisée pour les spectres provenant de la fenêtre de sortie et aboutit aux mêmes conclusions. La contribution de l'enceinte de la cible est donc bien contrôlée, aussi bien du point de vue de son asymétrie (cf. section 4.2.3) que de ses spectres en taux de comptage en fonction du temps de vol.

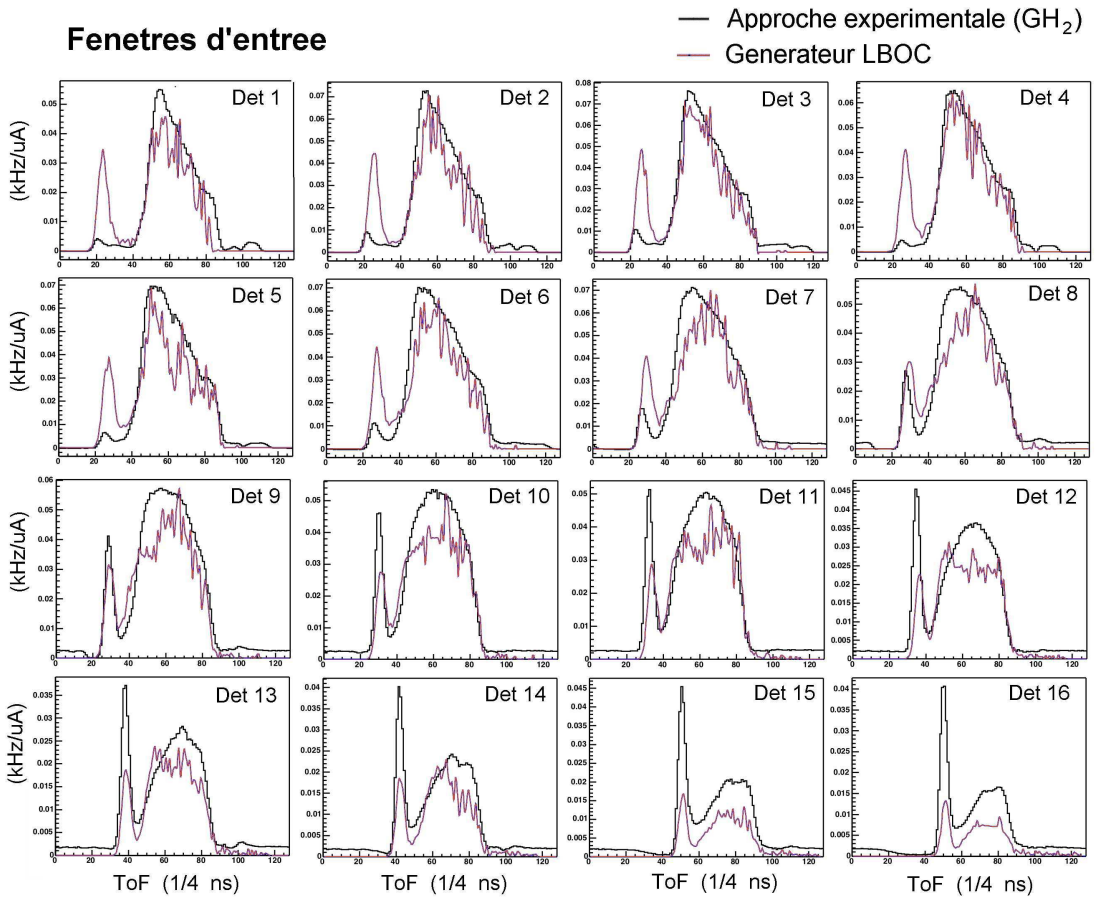


FIG. 4.10 – Spectres en taux de comptage provenant des fenêtres d'entrée de l'enceinte de la cible, obtenus soit par l'approche expérimentale "cible vide" soit par la simulation G0-GEANT.

En ce qui concerne les taux de comptage inélastiques provenant de l'enceinte de diffusion LH_2, la situation apparait plus délicate. La confrontation entre l'expérience et les simulations est illustrée en figure 4.11. Les spectres expérimentaux *"pure LH_2"* sont obtenus par soustraction de la contribution des trois fenêtres de cible et de la contribution du pic élastique[6] aux spectres mesurés en cible pleine. Ceux-ci sont comparés aux résultats très différents de deux simulations qui ont été menées parallèlement. Le générateur d'Orsay [120] sous-estime fortement les taux de comptage inélastiques pour les petits détecteurs mais l'accord avec les données s'améliore pour les grand détecteurs. Inversement pour le générateur "Lightbody and O'Connel", l'accord est meilleur pour les petits détecteurs, mais il surestime les taux de comptage de plus d'un facteur deux pour les grands détecteurs. Notons que les formes des spectres sont également en désaccord. Ainsi, nous ne pouvons pas reproduire correctement les taux de comptage *"pure LH_2"* sous le pic élastique. De plus, alors que les processus inélastiques issus du LH_2 sembleraient en partie responsables des asymétries positives observées pour les grands détecteurs, la mesure directe de leurs asymétries n'est pas possible. Toutefois, après plusieurs études préliminaires, il est apparu que la production d'hypérons constituait une hypothèse crédible pour expliquer ces asymétries positives.

[6]Le pic élastique est estimé à partir d'un ajustement par une gaussienne.

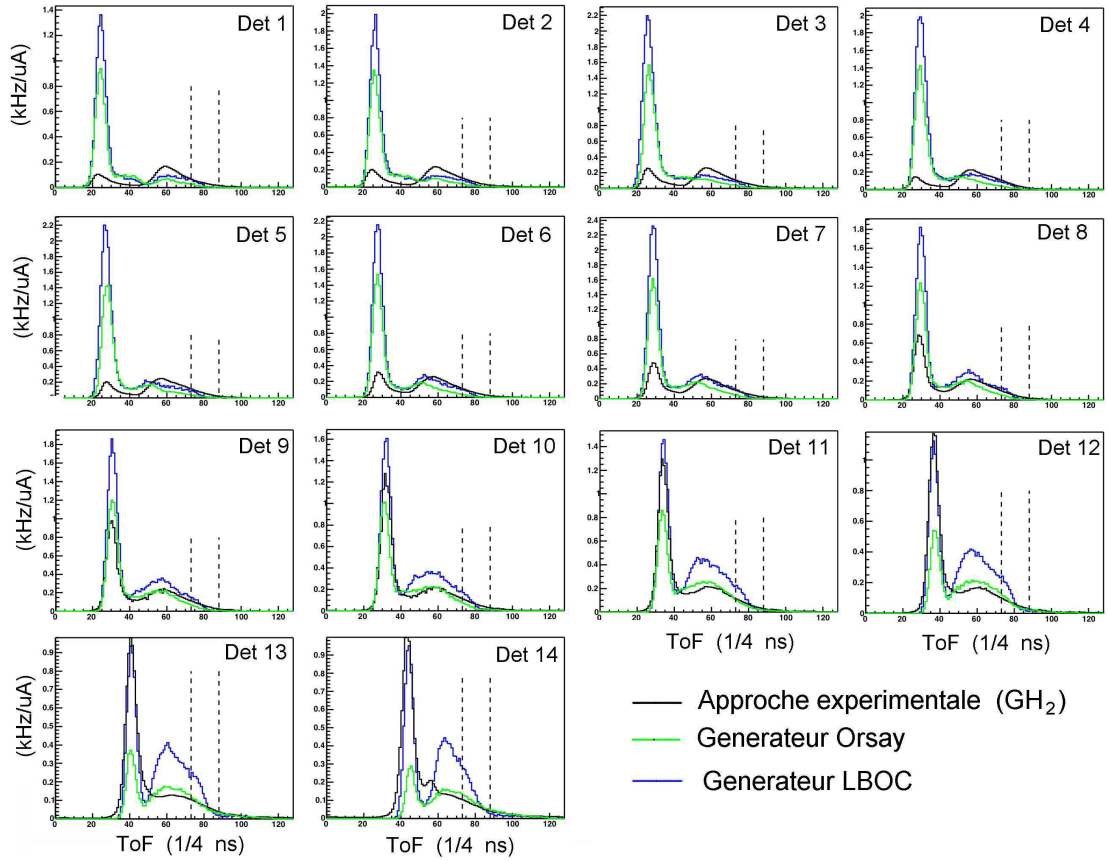


FIG. 4.11 – Spectres en taux de comptage inélastiques *"pure LH_2"* provenant uniquement du LH_2 de l'enceinte de diffusion. Ceux-ci sont obtenus par une approche purement expérimentale ou à partir de simulations G0-GEANT. Les lignes en pointillés correspondent à la position des coupures sur le pic élastique.

4.3.2 La production d'hypérons

Bien qu'à notre cinématique, le taux de production d'hypérons soit faible, une étude qualitative [154] a montré que leurs produits de décroissance, du fait d'un fort pouvoir d'analyse, peuvent générer une asymétrie non négligeable au niveau du système de détection G^0. Un travail plus complet, détaillé dans la référence [155], fut donc mené pour déterminer si ces processus étaient à l'origine des larges asymétries positives observées.

En diffusion d'électrons sur le proton, les hypérons sont produits par électro- et photoproduction sur le proton. Les trois processus dominants pour la cinématique de G^0 sont :

$$\begin{aligned} \gamma^* + p &\rightarrow \Lambda + K^+ \\ \gamma^* + p &\rightarrow \Sigma^+ + K^0 \\ \gamma^* + p &\rightarrow \Sigma^0 + K^+ \end{aligned}$$

pour lesquels γ^* est un photon réel ou virtuel. Le rapport des sections efficaces de production $\Lambda : \Sigma^0 : \Sigma^+$ est approximativement $3 : 2 : 1$. La production des états excités de masses supérieures est beaucoup plus faible et peut être négligée en première approximation.

La décroissance du Σ^0 est purement radiative et produit un Λ ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$). Les décroissances des hypérons Λ et Σ^+ sont pour leur part des processus faibles non-leptoniques. Ils produisent majoritairement un nucléon et un pion ($Y \rightarrow N + \pi$) en voie de sortie. Les principaux canaux de décroissance et leurs rapports de branchement sont reportés dans le tableau 4.3. Étant donné que l'interaction faible ne conserve pas la parité, les décroissances faibles du Λ et du Σ^+ se caractérisent par un fort pouvoir d'analyse intrinsèque. Si $\vec{P}_H$ est le vecteur polarisation de l'hypéron dans l'état initial, la distribution angulaire des nucléons de décroissance, d'impulsion $\vec{k}_n$ dans le référentiel de repos de l'hypéron, s'exprime selon la relation :

$$\frac{dN}{d\sigma} = \frac{N}{4\pi}(1 + \alpha P_H \; cos(\theta_p^{RF}))$$

où θ_p^{RF} est l'angle entre $\vec{P_H}$ et $\vec{k}_n$, et α le pouvoir d'analyse caractérisant la violation de parité de la décroissance faible [156]. Comme l'illustre le tableau 4.3, ce dernier varie selon l'hypéron et le canal de décroissance que l'on considère.

hypéron	Temps de vie	Décroissance	R. de branch. (%)	α
Λ	$(2.632 \pm 0.020).10^{-10}$	$\Lambda \rightarrow p + \pi^+$	63.9 ± 0.5	0.642 ± 0.013
		$\Lambda \rightarrow n + \pi^0$	35.8 ± 0.5	0.65 ± 0.005
Σ^+	$(0.8018 \pm 0.0026).10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	51.57 ± 0.30	$-0.980^{0.017}_{-0.015}$
		$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$	48.31 ± 0.30	0.068 ± 0.013
Σ^0	$(7.4 \pm 0.7).10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$	100	-

TAB. 4.3 – Temps de vie, canaux de décroissance, rapports de branchement et coefficients α pour les décroissances faibles des hypérons Λ, Σ^+ et Σ^0 [5].

En diffusion élastique d'électrons polarisés, les hypérons produits par électro- ou photo-production sur le proton peuvent être polarisés selon l'axe de polarisation du faisceau d'électrons incidents (noté z). On peut montrer que la combinaison de ce mécanisme de transfert de polarisation et du pouvoir d'analyse induit une asymétrie en taux de comptage des protons issus des décroissances, qui s'écrit :

$$A_z = \alpha P_b P'_z cos(\theta_p^{RF}) \tag{4.10}$$

où P_b est la polarisation du faisceau d'électrons incidents et P'_z le coefficient de transfert de polarisation selon l'axe z. Les résultats expérimentaux [157] montrent que le coefficient de transfert de polarisation pour l'hypéron Λ est approximativement de 100 %. Aucune mesure ne fut effectuée en production de Σ^0 et Σ^+. Cependant des arguments théoriques, basés sur le modèle $SU(3)$ des quarks, indiquent un transfert de polarisation du même ordre de grandeur pour l'hypéron Σ^+, et de signe opposé pour le Σ^0 [157]. Dans nos simulations nous prenons alors $P'_\Lambda = 1$, $P'_{\Sigma^+} = 0.75$ et $P'_{\Sigma^0} =$ - 0.75 [155]. Enfin, notons que lors du processus radiatif ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$) l'hypéron Λ retient -1/3 de la polarisation initiale du Σ^0. Ainsi, un faisceau d'électrons polarisés produit des hypérons polarisés, dont les produits de décroissance faible génèrent une asymétrie de violation de parité. Si ceux-ci sont détectés par le système de détection G^0, ils contribuent à l'asymétrie mesurée. Dans la suite, nous décrivons les méthodes de simulation Monte-Carlo mises en place pour estimer les taux de comptage et l'asymétrie résultante pour le cas spécifique de l'expérience G^0.

Le code KAON-MAID [158] a été utilisé pour estimer les sections efficaces différentielles de photo-production. Comme l'illustre la figure 4.12, bien que ce code reproduise remarquablement les données de SAPHIR [159, 160] en photo-production de Λ et Σ^0, il est en désaccord flagrant pour le canal Σ^+. Dans les simulations réalisées, la production de Σ^+ est estimée à partir de la production de l'hypéron Σ^0, normalisée par un facteur 1/3. Comme précédemment les spectres de photons réels et virtuels sont combinés au niveau du générateur KAON-MAID. Le suivi des particules est également réalisé à partir du progiciel GEANT [149], qui a été légèrement modifié afin de calculer et de garder en mémoire l'asymétrie à chaque vertex de décroissance faible (cf. angle θ_{RF} dans l'équation 4.10).

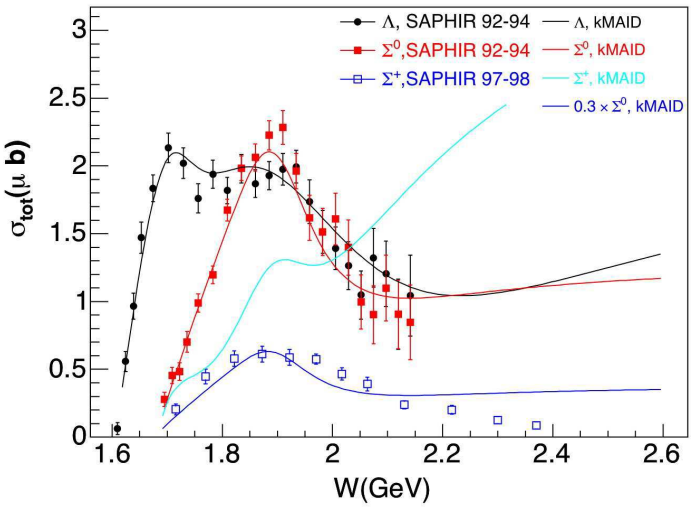


FIG. 4.12 – Sections efficaces totales de photo-production des hypérons Λ, Σ^+ et Σ^0, en fonction de la masse invariante du système γp. Les points expérimentaux proviennent des données du détecteur SAPHIR [159, 160]. Les courbes sont obtenues via le générateur KAON-MAID [158].

Une étude complète [155] fut menée en considérant la totalité des événements issus de décroissances faibles, y compris les nucléons dont les trajectoires ne coïncident pas avec l'acceptance du spectromètre[7], les nucléons ayant rediffusés le long de leur trajet entre le vertex de décroissance et le FPD touché, ainsi que les particules "rapides" (muons et électrons) issues des pions générés aux vertex de décroissance faible. Il est ainsi apparu que les événements détectés au niveau des FPDs, provenaient principalement des événements "indirects", c'est à dire ceux ayant rediffusé le long de leur trajet.

La figure 4.13 montre le résultat de cette simulation avec sa comparaison avec les asymétries mesurées. Nous observons sur la figure de gauche que la contribution des asymétries est très différente suivant l'hypéron considéré. En effet, chaque contribution dépend du produit du coefficient de transfert de polarisation P'_z, du pouvoir d'analyse α et de l'angle moyen $\langle\theta_{RF}\rangle$ au niveau du vertex de décroissance (cf. équation 4.10). Chaque type d'hypéron peut ainsi contribuer avec un signe opposé et pour différentes régions de temps de vol. Les fortes asymétries positives observées pour les grands détecteurs sont imputables dans cette simulation à la décroissance du Λ principalement.

[7]Certains nucléons sont suffisament énergétiques ($> 1\ GeV$) pour traverser le collimateur inférieur (cf. figure 2.25).

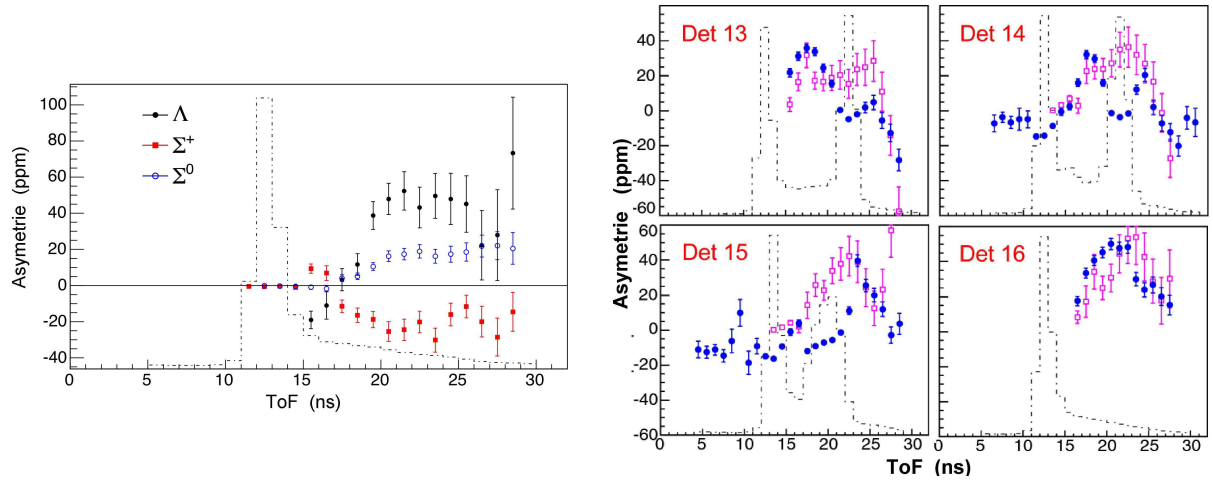


FIG. 4.13 – Figure de gauche : contribution des hypérons Λ, Σ^0 et Σ^+ aux spectres en asymétries du détecteur 16 [155]. Figure de droite : comparaison des asymétries mesurées (marqueurs fermés) et de la contribution totale des hypérons (marqueurs ouverts) [155]. La forme du spectre de temps de vol correspondant est indiquée en pointillé.

Notons que les asymétries portées par ces processus sont extrêmement importantes (de l'ordre de 0.1) et que les taux de comptage sont très faibles ($\sim$ 50-100 Hz). Bien qu'ils n'expliquent qu'une très faible partie de la contribution inélastique sur le LH_2, ils seraient responsables de son asymétrie positive. Notons également que les taux de comptages sont particulièrement sensibles à la valeur des seuils électroniques appliqués au niveau des FPDs. Une optimisation empirique de ces seuils permet de reproduire remarquablement l'amplitude et la dépendance en temps de vol des asymétries mesurées autour du pic élastique (cf. figure 4.13 de droite). Il est également montré [155] que le spectre en taux de comptage des événements *"indirects"* du canal Λ se rapproche progressivement du pic élastique lorsque le numéro de détecteur augmente. Ceci est en accord avec l'observation des spectres en asymétrie mesurés et pour lesquels l'amplitude positive se rapproche de la même façon progressivement du pic élastique.

En conclusion de ces études, les prises de données en cible solide et gazeuse nous ont permis de comprendre la contribution des fenêtres de la cible, et les méthodes de simulation d'expliquer l'observation d'asymétries positives. L'accord entre les simulations et l'étude menée en cible vide justifiera donc l'utilisation des spectres en taux de comptage obtenus pour la correction des données. En ce qui concerne la contribution en taux de comptage de l'enceinte de diffusion LH_2, et les asymétries positives générées par la production des hypérons, les prédictions ne sont pas assez précises et ne peuvent pas être utilisées directement pour corriger les données. Toutefois elles montrent que les asymétries et les taux de comptage ont un comportement continu et relativement lent sous la région du pic élastique. Ceci est un point important, car il va nous permettre de justifier la paramétrisation de ces deux quantités par des fonctions polynômiales.

Les sections suivantes présentent les méthodes d'extraction de l'asymétrie élastique. Tout d'abord la méthode utilisée pour les détecteurs 1 à 14, puis celle appliquée pour le détecteur 15, nécessitant un traitement particulier du fait de sa grande acceptance en Q^2.

4.4 Extraction des asymétries élastiques : FPDs 1-14

4.4.1 La méthode

Au vu des discussions précédentes, les méthodes de simulation ne permettent pas de reproduire précisément le signal inélastique, en particulier sa contribution principale provenant de l'enceinte de diffusion LH_2. Ces méthodes sont également difficilement exploitables lorsque l'on s'intéresse aux asymétries physiques. De même, nous avons vu en section 4.1, qu'un ajustement des taux de comptage et qu'une interpolation des asymétries entre les cuts 2 et 3 pouvaient être formellement utilisés, mais introduisaient de trop grandes incertitudes [106]. Le prolongement logique de cette méthode est d'utiliser de manière combinée l'information des taux de comptage et des asymétries. Ces deux quantités sont corrélées par la physique, et nous disposons de leurs dépendances en fonction du temps de vol. L'idée consiste donc à reproduire les taux de comptage et les asymétries par des fonctions analytiques, qui dépendent du temps de vol et qui prennent en compte cette corrélation [161] :

$$Y_{tot}(t) \equiv Y_{el}(t) + Y_b(t) \tag{4.11}$$

$$A_{tot}(t) \equiv \left(1 - \frac{Y_b(t)}{Y_{tot}(t)}\right) A_{el}(t) + \left(\frac{Y_b(t)}{Y_{tot}(t)}\right) A_b(t) \tag{4.12}$$

Idéalement, nous devons déterminer quatre paramétrisations réalistes permettant de reproduire correctement les données : $Y_b(t)$, $Y_{el}(t)$, $A_{el}(t)$ et $A_b(t)$. Celles-ci doivent suivre les tendances des prédictions des simulations et dépendre d'un nombre minimal de paramètres. Deux stratégies différentes ont été utilisées.

La première, baptisée "2step-fit" [162, 163], consiste à ajuster séparément les taux de comptage et les asymétries. Un premier ajustement effectué sur les taux de comptage permet d'estimer le facteur de dilution ($R(t) = Y_b(t)/Y_{tot}(t)$) en fonction du temps de vol. L'asymétrie élastique est alors obtenue lors d'un deuxième ajustement réalisé sur les asymétries, à l'aide de la relation 4.12. Nous verrons que du fait de la corrélation des incertitudes, l'estimation des erreurs demande un traitement relativement complexe et conduit à des incertitudes prudentes [164].

Une deuxième procédure que j'ai alors mis au point, surnommée "global-fit", consiste à ajuster simultanément les asymétries et les taux de comptage au cours d'un même algorithme de minimisation [161]. Dans ce cas le comportement des asymétries permet de contraindre l'ajustement des taux de comptage et inversement. De plus, l'erreur globale résultante rend compte non seulement des erreurs sur le facteur de dilution et l'asymétrie du bruit de fond, mais également de leur corrélation.

4.4.2 Le "2 step-fit"

Cette procédure se divise en deux étapes, avec un ajustement indépendant des taux de comptage et des asymétries mesurés. Le pic élastique est ajusté par une gaussienne et les taux de comptage inélastiques par des paramétrisations polynômiales (d'ordre 1 à 4). Une fois le facteur de dilution déterminé pour chaque canal, le deuxième ajustement est réalisé sur les asymétries mesurées selon la relation 4.12. Pour chaque détecteur, l'asymétrie

élastique est reproduite par une constante[8] tandis que l'asymétrie inélastique est paramétrisée par une fonction polynômiale (d'ordre 1 à 4). Le résultat de cet ajustement est illustré sur la figure 4.14.

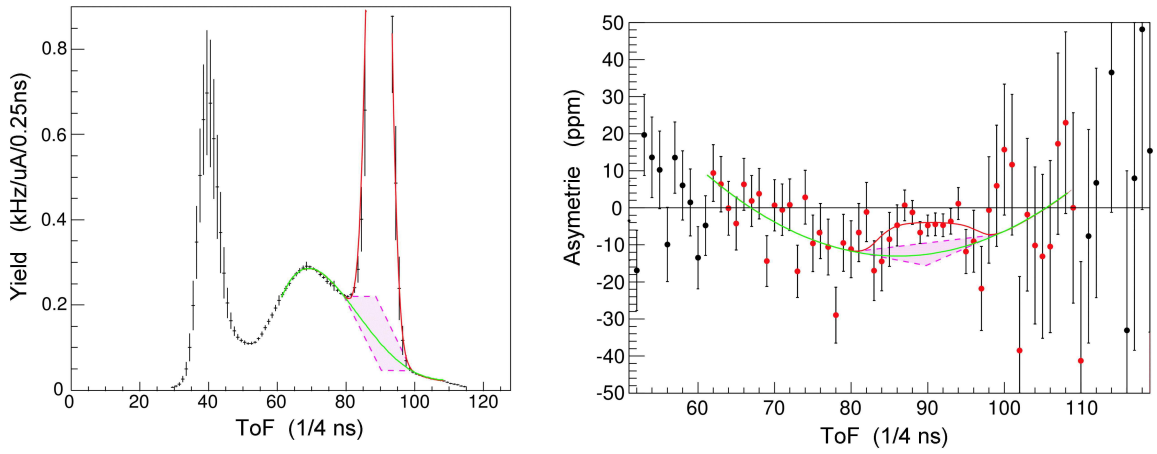


FIG. 4.14 – Procédure "2 step-fit" et ajustement des taux de comptage et des asymétries. Les domaines de variation représentés par les zones hachurées sont ceux qui sont utilisés pour l'estimation des erreurs.

Le principal inconvénient de cette méthode tient à la difficulté d'estimer l'erreur sur l'asymétrie élastique extraite de l'ajustement. En effet la détermination du facteur de dilution et de l'asymétrie inélastique ne se font plus de manière indépendante. L'erreur est obtenue à partir de la relation 4.3 auquelle il faut ajouter la contribution de la corrélation entre l'asymétrie $A_b(t)$ et le facteur de dilution $R(t)$:

$$\delta A_e^2 = \delta A_1^2 + \delta A_2^2 + \delta A_3^2 + \Delta$$

$$\text{avec} \quad \delta A_1 = \frac{\delta A_m}{1-R} \ , \quad \delta A_2 = \frac{|A_m - A_b|}{(1-R)^2}\delta R \ , \quad \delta A_3 = \frac{R}{(1-R)^2}\delta A_b \ , \quad \Delta = 2\frac{|A_m - A_b|R}{(1-R)^3}\delta_{R,A_b}$$

où les δA_i sont les contributions associées respectivement aux erreurs sur l'asymétrie mesurée A_m (statistique), sur le facteur de dilution R et sur l'asymétrie du bruit de fond A_b. La quantité Δ est celle qui rend compte des corrélations entre A_b et f_b. La détermination de ces différents termes se fait également selon deux étapes [165] :

• La première étape est basée sur un calcul Monte-Carlo qui fixe aléatoirement pour chaque itération les taux de comptage du bruit de fond $Y_b(t)$ à l'intérieur d'un domaine de variation relativement large (cf. figure 4.14). À chaque itération un ajustement des spectres en asymétrie mesurés (suivant la relation 4.12) permet d'extraire l'asymétrie du bruit de fond et l'asymétrie élastique. La dispersion de l'asymétrie élastique obtenue sur la totalité du Monte-Carlo s'exprime alors en fonction des quantités δA_2 et Δ.

• La deuxième étape vise à déterminer la quantité δA_3. Ceci est réalisé en fixant les taux de comptage du bruit de fond $Y_b(t)$ à une valeur centrale. Un second tirage Monte-Carlo est réalisé sur l'asymétrie du bruit de fond $A_b(t)$ en utilisant également un domaine

[8] Cela se justifie par le fait que le domaine en Q^2 couvert par chacun des FPDs 1 à 14 est très faible.

de variation réaliste et conservatif (cf. figure 4.14). Notons que cette fois-ci, les taux de comptage et l'asymétrie du bruit de fond sont fixés. L'ajustement des spectres en asymétrie mesurés permet d'extraire l'asymétrie élastique A_{el} en fonction de l'asymétrie du bruit de fond, et la dispersion des résultats donne directement accès à la quantité δA_3.

Notons que les erreurs obtenues par cette étude dépendent du choix des domaines de variation utilisés pour reproduire les taux de comptage et l'asymétrie du bruit de fond. La figure 4.14 montre que les régions choisies sont réalistes et qu'elles peuvent être considérées comme relativement prudentes. Le bilan d'erreur obtenu par cette procédure (σ_{2step}) est reporté dans le tableau 4.5.

4.4.3 Le "global fit"

Cette méthode consiste à ajuster de manière simultanée, c'est à dire au cours d'un même algorithme de minimisation, les spectres en taux de comptage et en asymétrie. Ceci est réalisé en minimisant un χ^2 global défini comme :

$$\chi^2 \quad = \quad \chi^2_{Yield} + \ \chi^2_{Asym} \ = \ \sum_{t=t_1}^{t_2} \left(\frac{Y_{mes}(t) - Y_{mod}(t)}{\sigma_{Y_{mes}}(t)} \right)^2 + \sum_{t'=t'_1}^{t'_2} \left(\frac{A_{mes}(t) - A_{mod}(t)}{\sigma_{A_{mes}}(t)} \right)^2$$

Cette minimisation est effectuée en utilisant les algorithmes MIGRAD et MINOS de la librairie Minuit développée au CERN [166]. La qualité de l'ajustement est soumise au test usuel du χ^2 réduit (χ^2/ndf)[9], et pour le cas de valeurs proches de l'unité la matrice de covariance peut être utilisée pour déterminer les erreurs sur chacun des paramètres à ajuster.

- **Les paramétrisations :**

Le tableau 4.4 synthétise les différentes paramétrisations qui ont été utilisées pour reproduire les spectres en taux de comptage et en asymétrie des détecteurs 1 à 13. Rappelons que pour ces détecteurs les électroniques américaine et française codent respectivement l'information de temps de vol avec des largeurs de canaux de 1 ns et 250 ps. À statistique égale et pour un même domaine en temps, le nombre de points expérimentaux est ainsi quatre fois supérieur pour les données françaises. Ceci permet l'utilisation d'un plus grand nombre de paramètres libres avec la construction de paramétrisations plus élaborées. L'étude en cible vide, présentée en section 4.2, est également utilisée pour les données françaises afin de soustraire la contribution des enceintes de la cible et de n'ajuster que la contribution "LH_2 pure".

En ce qui concerne les taux de comptage élastiques nous utilisons une forme gaussienne pour les données américaines et la différence de deux fonctions *"Fermi-Dirac"*[10] pour les données françaises. Étant donné le très faible domaine en Q^2 couvert pour chacun des détecteurs, une constante permet de reproduire l'asymétrie élastique. Enfin pour les taux de comptage et les asymétries inélastiques, nous utilisons des paramétrisations polynômiales d'ordre 1 à 4.

[9] Rapport entre le χ^2 et le nombre de degrés de liberté. Le nombre de degrés de liberté étant le nombre de points expérimentaux moins le nombre total de paramètres libres utilisés lors de la minimisation.

[10] Cette fonction peut engendrer avec cinq paramètres libres une forme disymétrique qui reproduit la forme du pic élastique et de la queue radiative associée : $Y_{el}(t) \ = \ A_0 \ \Big(\ 1/(1+\exp\frac{(t-t_1)}{\tau_1}) \ - \ 1/(1+\exp\frac{(t-t_2)}{\tau_2}) \Big)$.

	données FR	données NA
"Compt." élastique	Difference de deux Fermi-Dirac	Gaussienne
"Compt" bruit de fond	Cible + Polynôme d'ordre 2,3,4	Polynôme d'ordre 2,3
"Asym." élastique	Constante	Constante
"Asym." bruit de fond	Polynôme d'ordre 1,2,3,4	Polynôme d'ordre 1,2,3

TAB. 4.4 – Paramétrisations analytiques retenues pour l'ajustement des détecteurs 1 à 13.

Le traitement du détecteur 14 est légèrement plus compliqué. En effet le rebroussement cinématique de la diffusion élastique entraîne la présence de deux pics élastiques avec des temps de vol différents. Comme le montre la figure 4.19, nous observons une composante principale située au canal ∼88 et correspondant à un Q^2 de 0.4 $(GeV/c)^2$, mais aussi une composante secondaire beaucoup plus faible localisée à plus faible temps de vol au canal ∼66 et correspondant à un domaine en Q^2 proche de 1 $(GeV/c)^2$. En vue d'augmenter le domaine d'ajustement et d'extraire par la même occasion l'asymétrie élastique du pic secondaire, l'analyse des taux comptage et des asymétries doit prendre en compte ces deux centroïdes. Pour le signal élastique nous utilisons respectivement la différence de deux fonctions *Fermi-Dirac* pour le pic principal et une gaussienne pour le pic secondaire. Deux constantes sont utilisées pour reproduire les asymétries correspondantes. Comme pour les détecteurs 1 à 13, l'asymétrie du bruit de fond est très bien reproduite sur la totalité du domaine en temps par une forme polynômiale d'ordre 2, 3 ou 4. Pour les taux de comptage inélastiques situés en dessous du pic principal, nous utilisons également un polynôme d'ordre 1 à 4. Enfin, pour les taux de comptage inélastiques situé en dessous du pic secondaire, plusieurs solutions ont été envisagées. Celle qui fut retenue consiste à utiliser la queue de décroissance du pic pion, observée pour le détecteur 13[11]. Notons enfin que les signaux issus des détecteurs américains 14 et 15, sont également envoyés en entrée des modules d'électronique français. Dans ce cas, les résolutions temporelles des deux sous-sytèmes sont identiques, ce qui permet d'effectuer exactement le même traitement[12].

- **Travail préparatoire :**

Les erreurs sur les points expérimentaux (pour chaque canal) sont purement statistiques. Étant donné la statistique accumulée très importante, l'erreur obtenue sur les taux de comptage est minime et ne réflète pas les fluctuations de la DNL[13] et/ou de la référence en temps au cours de la prise de données. Il fut donc décidé d'attribuer dans un premier temps une erreur supplémentaire de 1 % sur les taux de comptage. La qualité des ajustements fut ensuite testée à partir de la valeur du (χ^2/ndf). Les premiers résultats reportés sur la figure 4.15 montrent que le (χ^2/ndf) relatif aux asymétries est de l'ordre de l'unité. La situation est cependant moins satisfaisante si l'on regarde l'ajustement des taux de comptage pour lesquels le (χ^2/ndf) est de l'ordre de 5. Deux explications sont envisageables : soit les paramétrisations utilisées ne sont pas correctes, soit les erreurs associées aux taux de comp-

[11] Celle-ci est similaire pour les détecteurs proches 11, 12 et 13. La fonction d'ajustement admet toutefois un décalage en temps (t') et un offset en amplitude (α) : $Y_b(t) = \alpha Y_{13}(t - t')$.

[12] Il est montré en référence [165] que les résultats obtenus avec chacune des deux électroniques sont en parfait accord.

[13] Non Linéarité Différentielle (cf. section 3.2).

tage de 1 % sont sous-estimées. Reste à déterminer quelle influence peut avoir un ajustement médiocre des taux de comptage sur l'extraction de l'asymétrie élastique et sur son erreur.

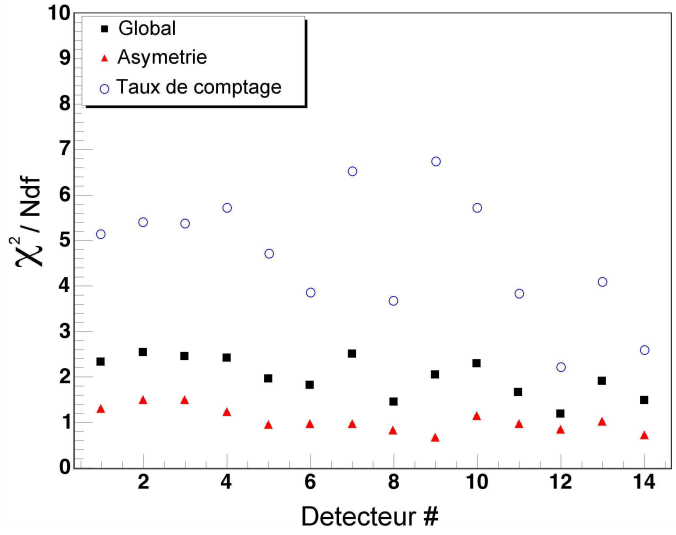


FIG. 4.15 – Valeurs typiques du χ^2 réduit obtenues avec une erreur purement statistique sur les asymétries et une erreur systématique supplémentaire de 1% sur les taux de comptage.

Étant donné que les ajustements paraissent corrects, nous avons travaillé sur une estimation plus réaliste des erreurs sur les taux de comptage. La figure 4.16 de gauche illustre les fluctuations typiques au cours de la prise de données des taux de comptage observés pour un canal en temps donné. Il s'avère que les distributions observées sont difficilement interprétables en termes d'erreurs[14]. Celles-ci sont discontinues et peuvent être imputables à des dérives en temps de la référence en temps et/ou de la DNL[15]. Ainsi les écart-types[16] $\sigma\left(\bar{Y}(t)\right)$ dépendent du temps de vol et atteignent 10 à 20 % des taux de comptage mesurés lorsque ceux-ci varient rapidement.

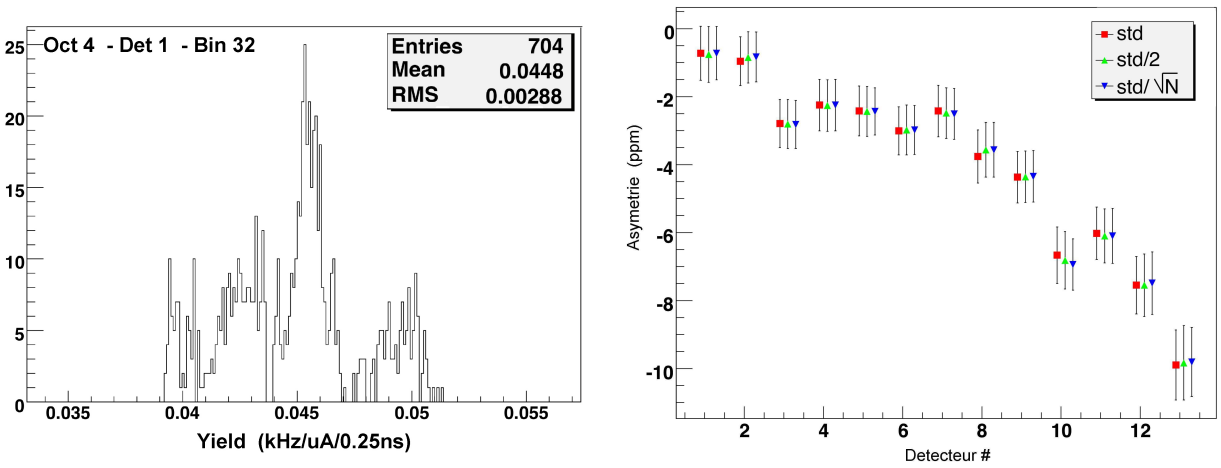


FIG. 4.16 – Figure de gauche : distribution en taux de comptage sur la totalité des prises de données pour le canal en temps 32 du détecteur 1 de l'octant 4. Figure de droite : asymétries élastiques extraites pour différentes estimations des erreurs sur les taux de comptage.

[14] Les distributions observées sont ni gaussiennes ni de forme carrée.

[15] Il faut noter que les spectres en temps sont recalés tout au long de l'expérience sur un canal de référence avec une erreur de ± 125 ps.

[16] $\sigma\left(\bar{Y}(t)\right) = \sqrt{\sum (Y(t) - \bar{Y}(t))^2}$.

Étant donné le caractère peu statistique des dispersions observées, on assigne une erreur comprise entre $\sigma\left(\bar{Y}(t)\right)/\sqrt{N}$ et $\sigma\left(\bar{Y}(t)\right)$. La figure 4.16 de droite donne les résultats des asymétries élastiques extraites lorsque l'on fait varier l'erreur sur les taux de comptage entre les deux valeurs extrêmes. L'influence des erreurs sur les taux de comptage est seulement de l'ordre de 0.05 *ppm* sur l'asymétrie élastique extraite et de 0.01 *ppm* sur son erreur. L'effet est négligeable et il a été décidé d'appliquer une erreur raisonnable correspondant à la moitié de l'écart-type $(\delta\left(Y(t)\right) = \sigma\left(Y(t)\right)/2)$; cette valeur permettant d'obtenir une valeur (χ^2/ndf) pour l'ajustement des taux de comptage proche de l'unité.

Les figures 4.17, 4.18 et 4.19 illustrent la qualité des ajustements sur tous les détecteurs des octants français. Pour ne pas surcharger ce chapitre, les spectres correspondants aux FPDs nord-américains sont reportés dans l'annexe B.

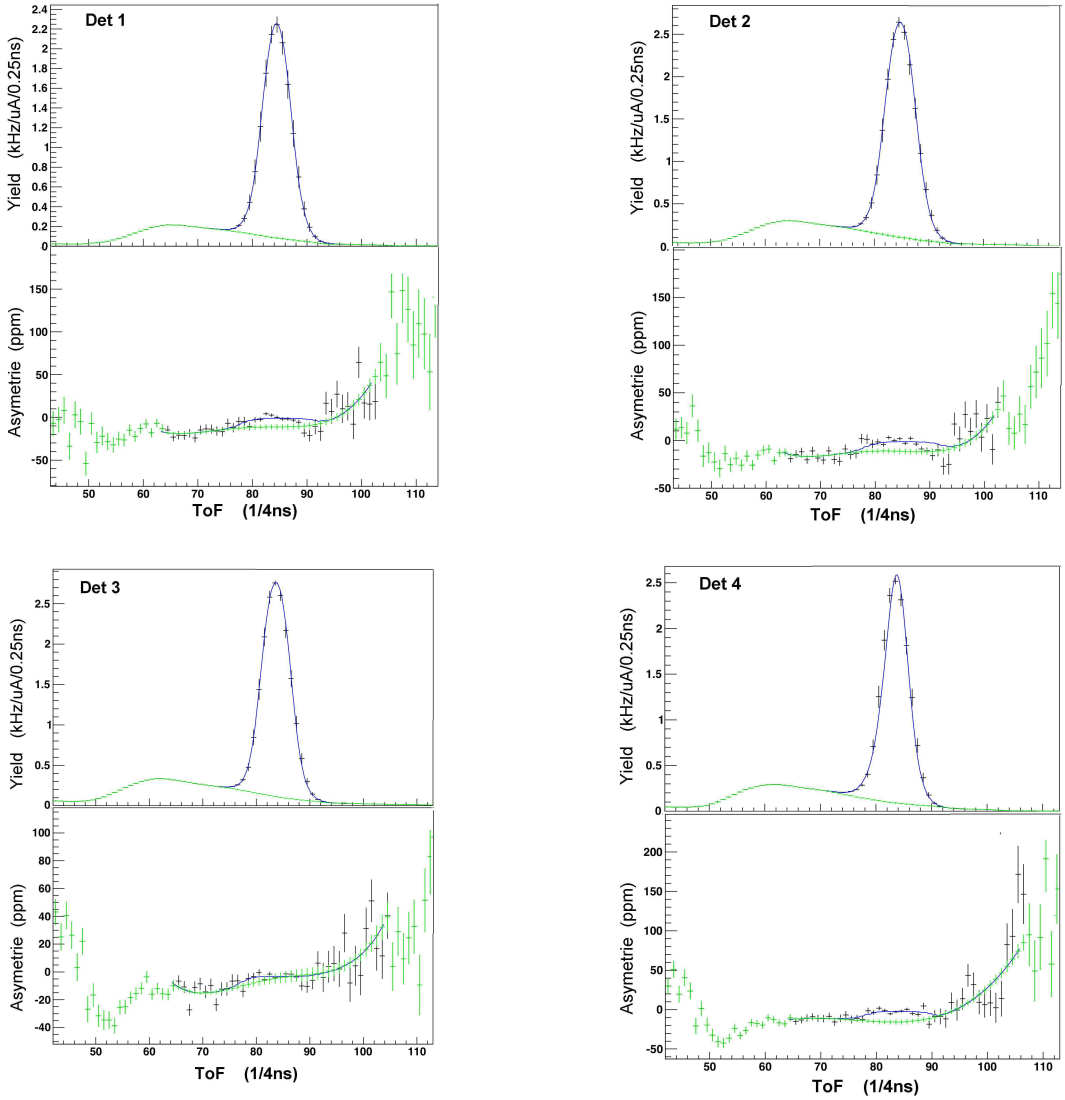


FIG. 4.17 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 1 à 4. Les courbes sont données pour la somme des signaux élastique et inélastique (bleue) et la contribution inélastique seule (verte).

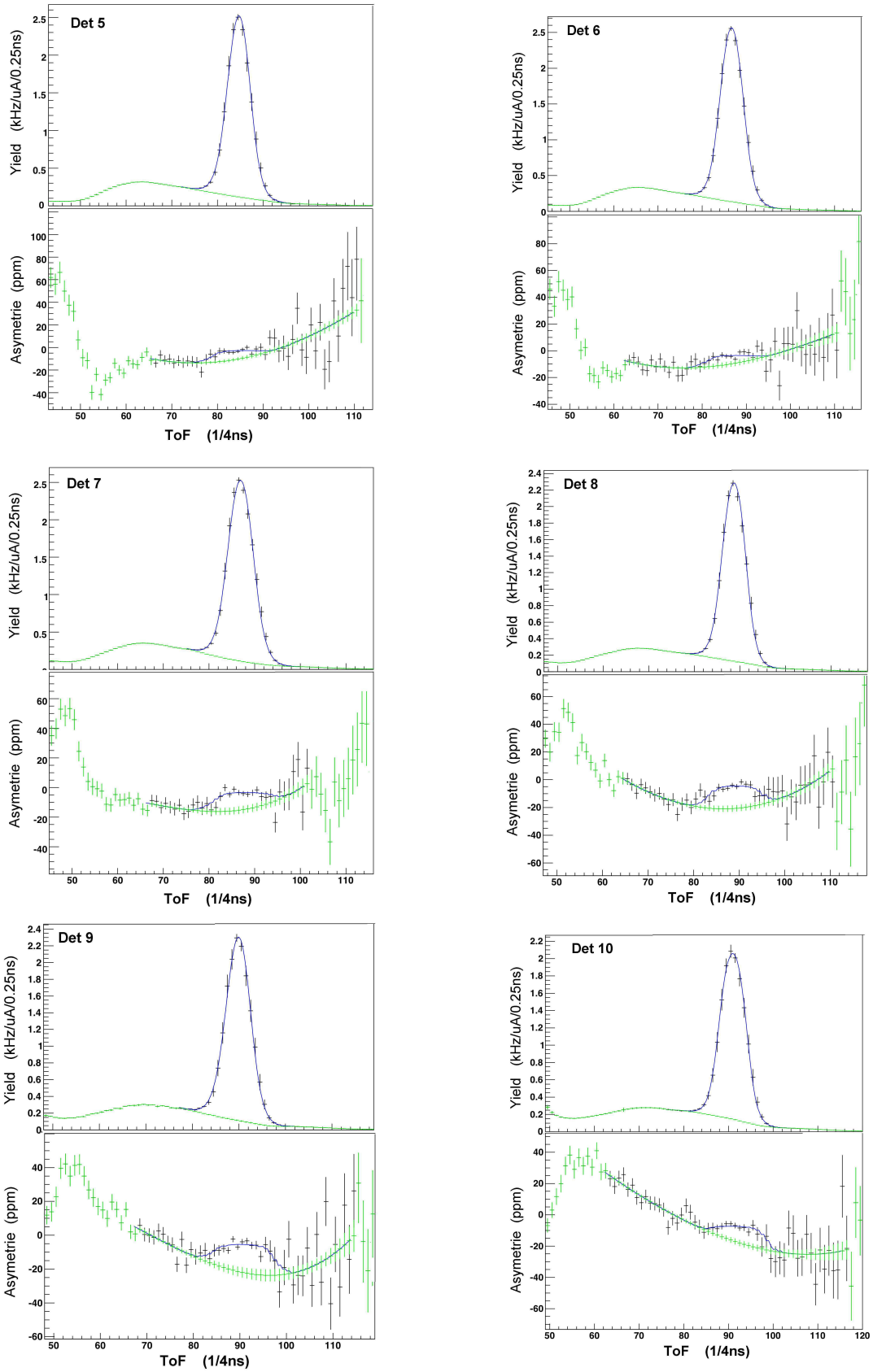


FIG. 4.18 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 5 à 10.

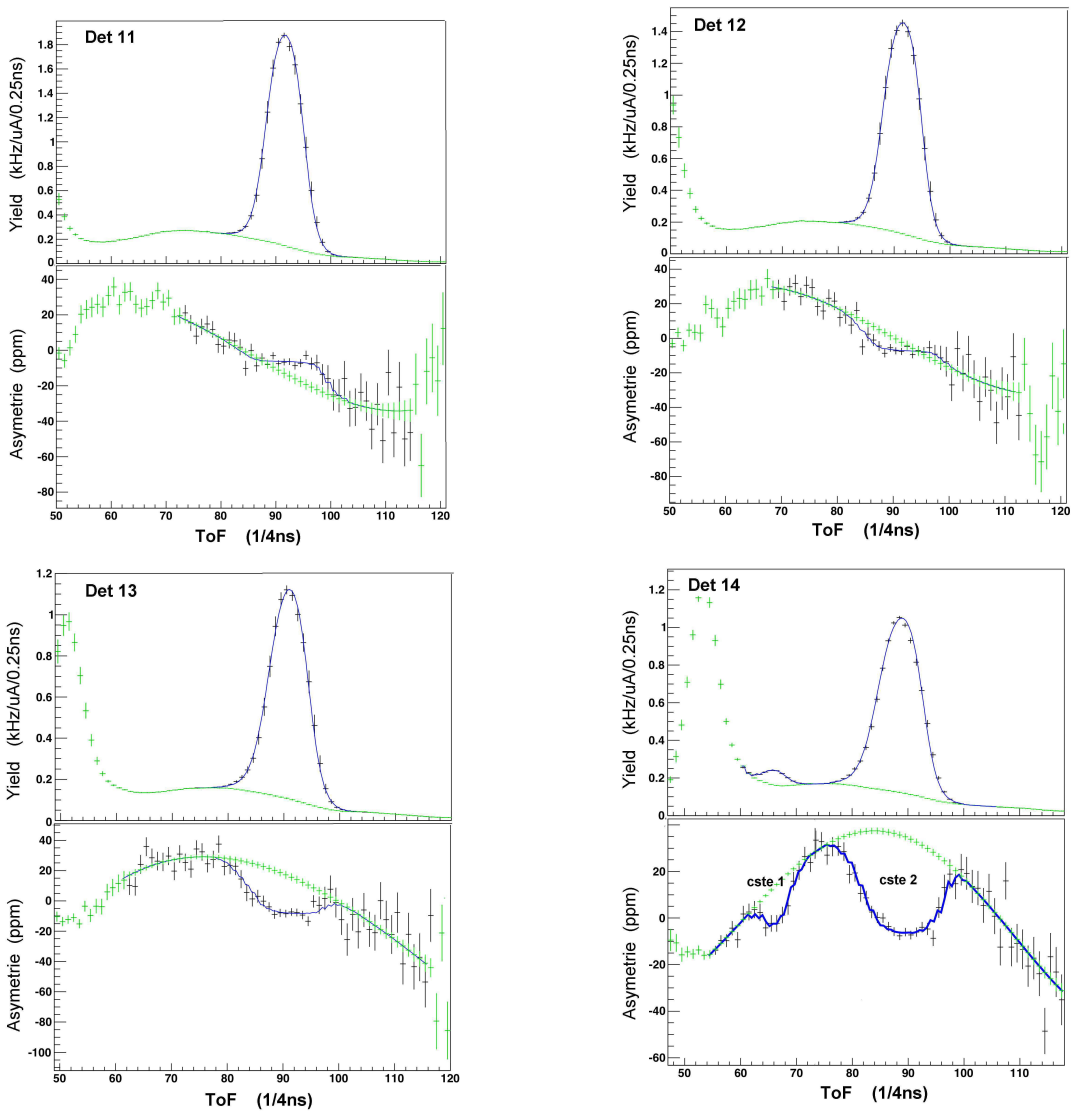


FIG. 4.19 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 11 et 14.

De nombreuses études ont été menées afin de tester la cohérence et la stabilité des résultats obtenus. Nous en présenterons trois par la suite :

• Les domaines d'ajustement des taux de comptages et des asymétries inélastiques ont été choisis afin de s'affranchir du pic pion (instabilité en fonction des octants liée à la sensibilité aux seuils électroniques). Cependant le choix final des bornes inférieures et supérieures possède un caractère arbitraire. La figure 4.20 de gauche montre une très faible dispersion des asymétries pour chaque détecteur en fonction du domaine d'ajustement utilisé pour les asymétries élastiques. Il en est de même quant à la sensibilité au domaine d'ajustement des taux de comptage.

• Deux traitements peuvent être mis en oeuvre pour le regroupement des octants. La figure 4.20 de droite compare les résultats obtenus lorsque l'ajustement est effectué directement sur la somme (des asymétries et des taux de comptage) des quatre octants français (*"Fit sur somme"*) ou lorsqu'on effectue la moyenne des ajustements réalisés de façon individuelle sur chaque octant (*"Moyenne"*). Les résultats sont en très bon accord.

Des vérifications similaires ont été menées en sommant plusieurs détecteurs.

• Le dernier test consiste à comparer les résultats obtenus avec chacun des deux sous-systèmes de détection (FR et NA). Rappelons que les octants français (FR : 2, 4, 6 et 8) et américains (NA : 1, 3 ,5 et 7) sont équipés de détecteurs et d'une électronique légèrement différents dans leur fabrication et leur conception. La figure 4.21 de gauche présente les asymétries élastiques obtenues pour chacun des deux sous-systèmes. La figure 4.21 de droite présente les asymétries élastiques intégrées sur tous les détecteurs en fonction du numéro de l'octant. Elle n'indique aucun effet systématique et ceci malgré une possible influence de la position du faisceau sur la cible.

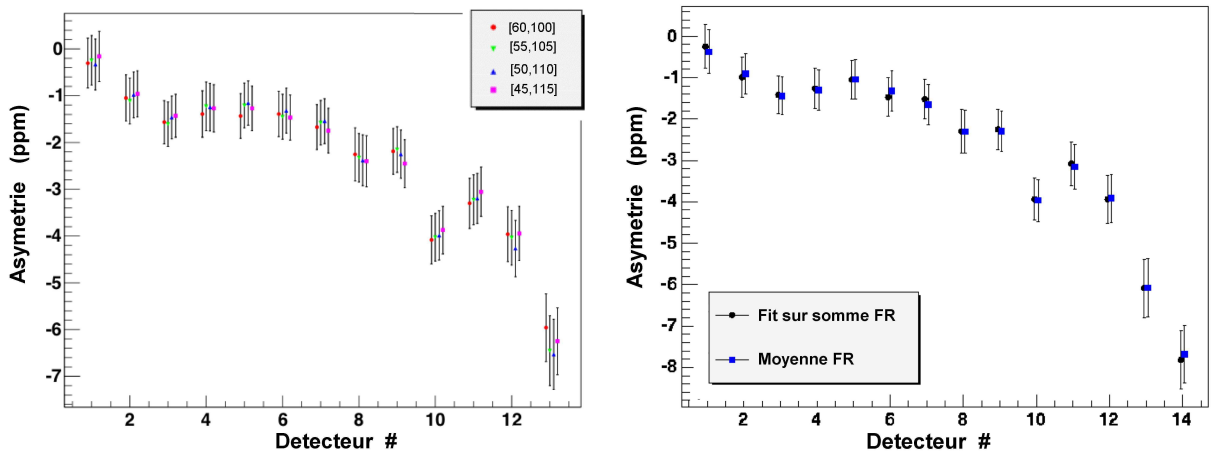


FIG. 4.20 – Figure de gauche : asymétrie élastique extraite en fonction du domaine d'ajustement utilisé pour les asymétries. Figure de droite : comparaison entre l'ajustement réalisé sur la somme des octants et la moyenne des ajustements réalisés de manière individuelle sur chaque octant. Ces deux figures correspondent aux données françaises non corrigées du blinding factor et de la polarisation.

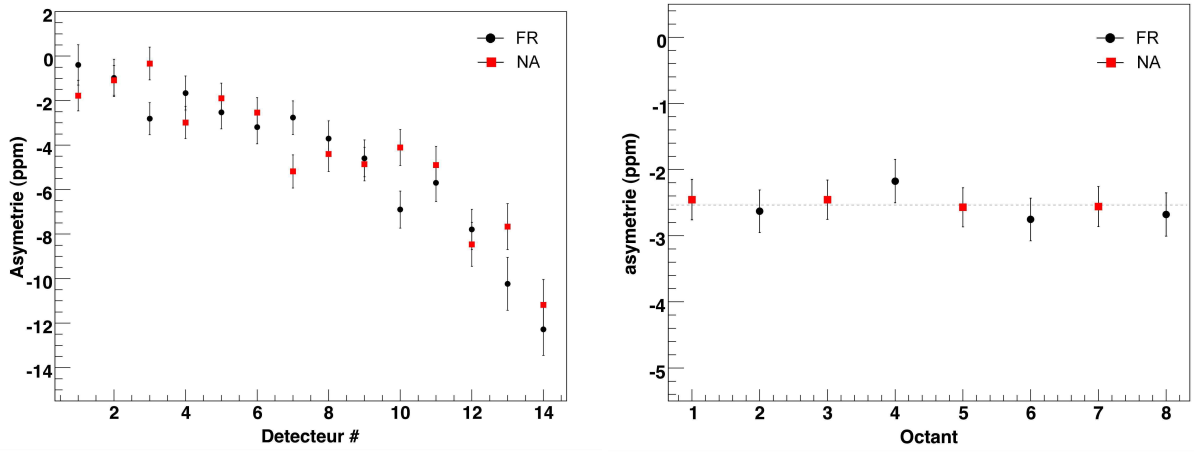


FIG. 4.21 – Figure de gauche : asymétrie élastique extraite en fonction du jeu de données (FR et NA). Figure de droite : asymétrie élastique (intégrée sur tous les détecteurs) en fonction du numéro de l'octant.

En terme de bilan d'erreurs, il a été décidé d'ajouter une incertitude prenant en compte la dépendance des résultats au choix des paramétrisations. Parmi toutes les confi-

gurations possibles que ce soit en taux de comptage et en asymétrie (cf. tableau 4.4), seules sont gardées celles qui permettent la convergence de la procédure d'ajustement et pour lesquelles la matrice de covariance est correcte. Étant donné qu'aucune des configurations ne peut être privilégiée par rapport aux autres (χ^2 similaire), nous prenons la moyenne des valeurs obtenues comme valeur finale. À l'erreur en sortie de l'ajustement global (σ_{fit}) est ensuite ajoutée en quadrature la variation entre les deux valeurs extrêmes ($\sigma_{mod} = 1/2\,(A_{max} - A_{min})$), soit : $\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{fit}^2 + \sigma_{mod}^2}$.

4.4.4 Asymétries élastiques et budgets d'erreurs

Des études indépendantes ont été menées de front par quatre étudiants durant l'analyse de données. Deux analyses ont été réalisées via la procédure "global fit" (Lars Hannelius[17] et moi même) et les deux autres via le "2 step-fit" (Jianglai Liu[18], Kaz Nakahara[19]). La confrontation des résultats est illustrée sur la figure 4.22. Nous observons un bon accord entre les résultats et les dispersions[20] entre les analyses sont contenues à l'intérieur des barres d'erreurs. Le choix a été fait pour la première publication [73] de prendre l'analyse la plus simple[21] se trouvant proche de la valeur moyenne des quatre analyses. La comparaison de mon analyse et des résultats utilisés pour la publication officielle est donnée dans le tableau 4.5.

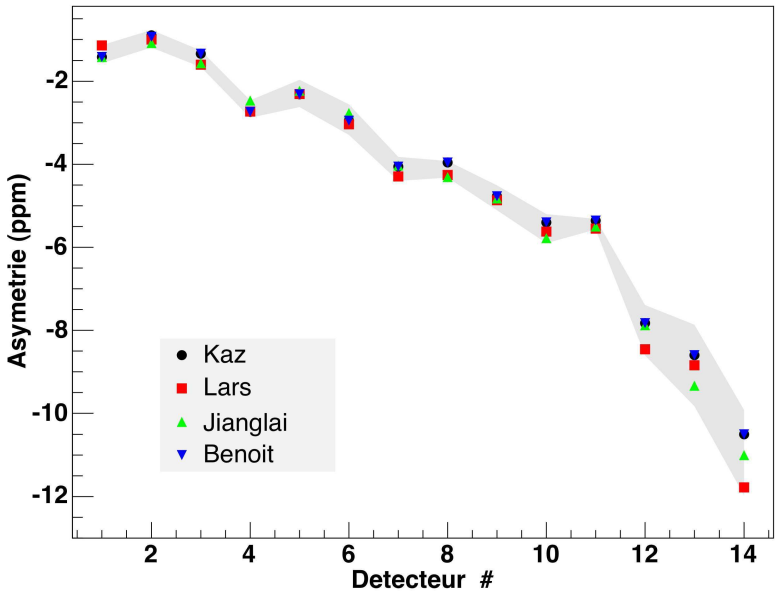


FIG. 4.22 – Extraction de l'asymétrie élastique selon quatre analyses indépendantes (quatre étudiants). La zone sombre correspond aux erreurs systématiques utilisées pour la publication ("2step-fit").

La figure 4.23 illustre le bilan de la contribution du bruit de fond en termes de facteur de dilution et d'asymétrie. Le facteur de dilution augmente lentement entre 10 et 20 % avec une asymétrie comprise entre -15 et $+40$ *ppm*.

[17] Kellog Radiation Laboratory, California Institue of Technology, Pasadena CA 91125 USA.
[18] Physics Department, Univeristy of Maryland, College Park, MD 20472 USA.
[19] Loomis Laboratory of Physics, University of Illinois, Urbana. IL 61801 USA.
[20] Ces dispersions s'expliquent par des paramétrisations et des domaines en temps d'ajustement relativement différents.
[21] Ajustement du bruit de fond par une fonction linéaire pour ses taux de comptage et quadratique pour son asymétrie.

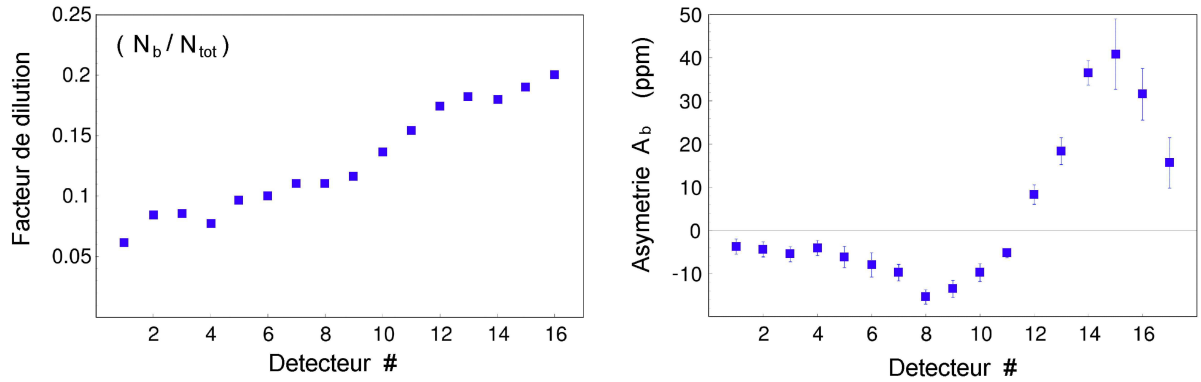


FIG. 4.23 – Facteur de dilution (à gauche) et asymétrie du bruit de fond (à droite) en fonction du détecteur. Ces quantités sont intégrées sur la totalité du pic élastique.

det	A_{mes}	R	$A_{el(2step)}$	$A_{el(glob)}$	σ_{2step}	σ_{glob}
1	-1.38	0.061	-1.42	-1.30	0.22	0.31
2	-1.07	0.084	-0.93	-1.01	0.21	0.31
3	-1.34	0.085	-1.34	-1.59	0.20	0.27
4	-2.67	0.077	-2.74	-2.37	0.21	0.27
5	-2.46	0.096	-2.32	-2.20	0.33	0.24
6	-3.13	0.1	-2.95	-2.83	0.37	0.25
7	-4.47	0.11	-4.06	-4.03	0.29	0.31
8	-5.01	0.11	-3.96	-4.05	0.24	0.29
9	-5.73	0.116	-4.77	-4.75	0.30	0.30
10	-6.08	0.136	-5.40	-5.49	0.35	0.31
11	-5.55	0.154	-5.36	-5.30	0.13	0.34
12	-5.4	0.174	-7.83	-8.11	0.61	0.34
13	-3.65	0.182	-8.60	-8.80	0.98	0.42
14 a	-1.7	0.18	-10.5	-10.8	1.03	0.47
14 b	4.21	0.78	-37.9	-35.2	9.0	6.0

TAB. 4.5 – Asymétries totales, facteur de dilution, asymétries élastiques et bilan d'erreurs des procédures *"2 step fit"* et *"global fit"*. Les valeurs sont données en *ppm*.

Le tableau 4.5 résume également le bilan d'erreurs de chacune des deux méthodes présentées précédemment. Les erreurs obtenues pour les détecteurs 1 à 10 sont très similaires. Toutefois nous observons un facteur deux pour les détecteurs 12 à 14. Cela s'explique par les domaines de variation relativement importants utilisés lors de l'estimation des erreurs du "2 step-fit" (cf. section 4.4.2) ; les taux de comptage et l'asymétrie du bruit de fond obtenu via la procédure "global-fit" ne couvrant pas une région aussi importante. Il a été décidé de prendre les erreurs les plus prudentes du "2 step-fit" pour la publication. Une étude, basée sur une méthode Monte-Carlo[22] est prévue afin de valider les erreurs obtenues par la procédure "global fit". Ceci permettrait de réduire significativement l'erreur associée à la correction du bruit de fond pour les détecteurs 12 à 14 dans une publication ultérieure.

[22]Elle consiste à générer de façon aléatoire des spectres en asymétrie et en taux de comptage à partir de modèles réalistes du bruit de fond et du signal élastique (comme ceux qui ont été utilisés en section 4.4.2) ; puis une fois ces spectres construits (et connus), à vérifier que la procédure d'ajustement "*global fit*" peut permettre de reproduire des variations aussi importantes et donner une valeur correcte de l'asymétrie élastique et de son erreur.

4.5 Extraction des asymétries élastiques : FPD 15

La méthode présentée précédemment pour les détecteurs 1 à 14 ne peut être utilisée pour le détecteur 15. En effet, le pic élastique, qui s'étale sur plus de 6.25 ns, couvre un très large domaine en Q^2 de 0.4 à 0.9 $(GeV/c)^2$ (cf. figure 4.24). Ainsi, il était prévu dans la proposition d'expérience [75], de diviser ce pic élastique en trois bins en Q^2 : 0.51, 0.63 et 0.79 $(GeV/c)^2$. Les coupures appliquées sont illustrées en figure 4.24 et reportées dans le tableau 4.6.

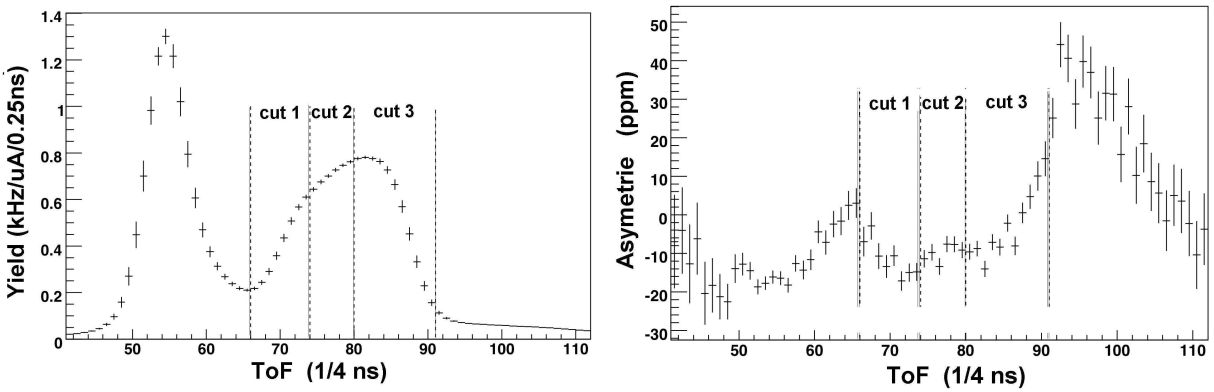


FIG. 4.24 – Spectres en taux de comptage et en asymétries du détecteur 15. Les traits correspondent aux domaines de chaque bin en Q^2 (cf. tableau 4.6).

coupure	ToF (ns)	Q^2 $(GeV/c)^2$
cut 1	[16.5,18.5[	0.51
cut 2	[18.5,20.0[	0.63
cut 3	[20.0,22.75[	0.79

TAB. 4.6 – Définitions des trois coupures en temps et valeurs moyennes (pondérées par les taux de comptage) du quadri-moment transféré Q^2.

Les difficultés de l'analyse proviennent du fait que le spectre élastique ne peut plus être reproduit par une simple gaussienne ou par la différence de deux fonctions "Fermi-Dirac". De plus, l'asymétrie élastique, qui dépend du quadri-moment transféré, ne peut plus être considérée comme constante à l'intérieur du pic. Les procédures précédentes ne sont plus applicables et des contraintes supplémentaires sur le comportement du bruit de fond sont nécessaires. Parmi les différentes tentatives, l'idée qui s'est avérée la plus efficace consiste à utiliser les détecteurs voisins (12, 13, 14 et 16) pour effectuer une interpolation du bruit de fond. Cette procédure, qui permet en outre un bon contrôle des erreurs systématiques, est celle qui a été retenue pour l'analyse finale des données.

La figure 4.25 illustre la variation des taux de comptage et de l'asymétrie du bruit de fond lorsque l'on passe du détecteur 12 au détecteur 16 (en omettant le détecteur 15). Ces spectres sont obtenus via la procédure d'ajustement pour les détecteurs 12, 13 et 14 (cf. section 4.4). Pour le détecteur 16 qui est situé hors de l'acceptance de la diffusion élastique, le spectre mesuré n'est pas corrigé du pic élastique. Il apparaît que les variations des taux de comptage et des asymétries sont relativement lentes et continues entre les détecteurs. Ce comportement justifie donc une interpolation des asymétries et des taux de comptage entre les détecteurs 12 et 16.

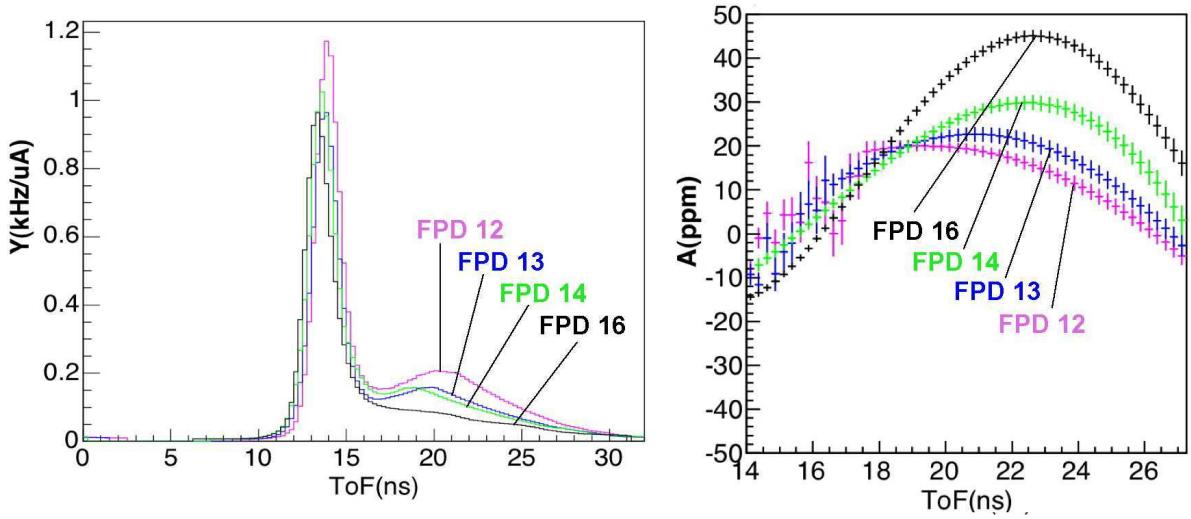
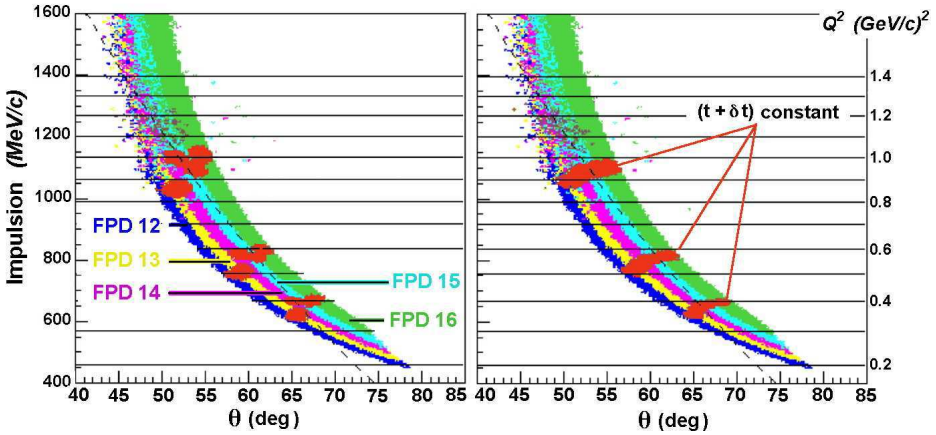


FIG. 4.25 – Spectres en taux de comptage et en asymétries du bruit de fond (cf. texte).

4.5.1 L'interpolation des taux de comptage

Cette procédure consiste à déterminer les taux de comptage inélastiques du détecteur 15 à partir d'une interpolation des taux de comptage inélastiques observés pour les détecteurs 12, 13, 14 et 16. Cette interpolation doit se faire pour chaque canal en temps de vol. La première étape consiste donc à effectuer les recalages en temps nécessaires pour obtenir une origine commune des spectres de temps de vol. Ceci peut se faire sommairement en recalant les pics pions de chacun des détecteurs en un même canal en temps. Une optimisation plus fine consiste à utiliser l'espace de phase (p, θ) et à imposer pour chaque canal en temps la continuité de la bande (p, θ). La figure 4.26 illustre cette procédure et donne les valeurs optimales des recalages en temps obtenus.



Détecteur	Shift (ns)
12	1.75
13	1.0
14	0.25
15	-
16	-0.25

FIG. 4.26 – La figure de gauche représente l'acceptance des détecteurs 12 à 16 dans l'espace de phase (p, θ). La ligne tiretée noire correspond aux protons élastiques et les zones colorées aux protons inélastiques. Les trois zones sombres (rouges) quasi-horizontales correspondent à trois temps de vol uniques. Elles sont discontinues en (p, θ) lorsque l'on passe d'un détecteur à un autre. La figure de droite illustre le résultat lorsque l'on applique les décalages en temps pour assurer la continuité entre les détecteurs [167].

Une fois ces recalages en temps réalisés, plusieurs techniques d'interpolation sont possibles. La plus simple consiste à interpoler directement les spectres en taux de comptage pour chaque canal [168]. Deux autres solutions plus complètes, qui prennent en compte les effets d'acceptance, ont cependant été préférées [167].

Une première méthode consiste à normaliser les taux de comptage mesurés par un facteur prenant en compte les différentes acceptances de chaque détecteur [167]. On définit alors l'acceptance $\mathcal{A}(i,t)$ comme la probabilité qu'un proton traversant le spectromètre soit détecté au temps t, par le détecteur i. Celle-ci est obtenue à partir des simulations. Pour chaque détecteur i et pour chaque canal en temps t, les taux de comptage inélastiques sont ensuite normalisés par l'acceptance correspondante, soit :

$$\tilde{Y}_b(i,t) = \frac{Y_b(i,t)}{\mathcal{A}(i,t)}\mathcal{A}(15,t)$$

La figure 4.27 représente la superposition des spectres en taux de comptage obtenus après normalisation et recalage en temps. Elle illustre également l'interpolation linéaire qui peut être faite entre les détecteurs 12 et 16.

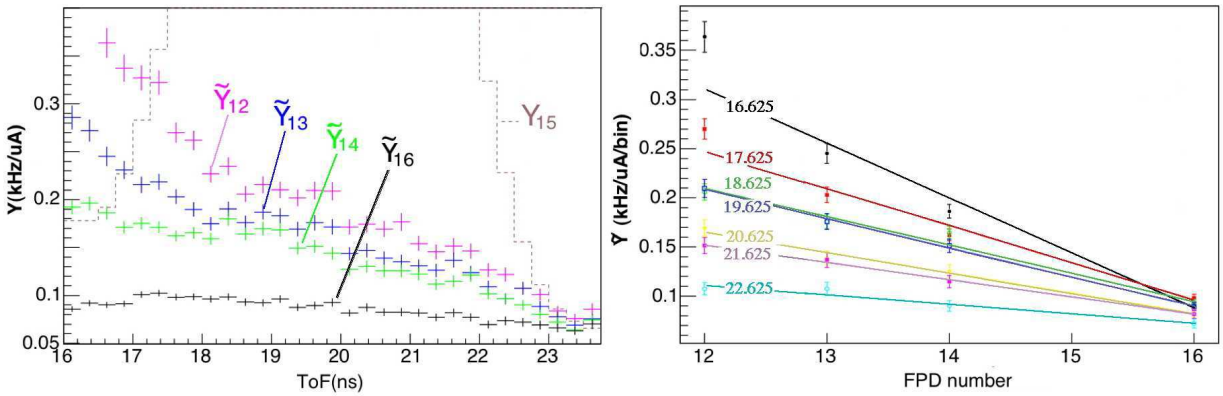


FIG. 4.27 – Figure de gauche : spectres en taux de comptage des détecteurs 12, 13, 14 et 16 après normalisation des effets d'acceptance et recalage en temps. Figure de droite : interpolation linéaire entre les détecteurs 12 et 16 pour sept canaux en temps de vol [167].

La deuxième méthode repose sur la détermination de la section efficace différentielle du bruit de fond à partir des données, et ceci par interpolation dans l'espace (p,θ) [167]. Les simulations nous permettent de déterminer l'acceptance[23] $\mathcal{A}(p,\theta)$ dans l'espace(p,θ), ainsi que le Jacobien[24] permettant de passer de l'espace (i,t) à l'espace (p,θ). Ainsi à partir des spectres inélastiques associés aux détecteurs 12, 13, 14 et 16, il est possible de reconstruire la section efficace différentielle du bruit de fond. La région vide à gauche de la figure 4.28, correspondant à l'omission du détecteur 15, est déterminée par une interpolation-2D à partir des canaux adjacents (p,θ). Le signal inélastique du détecteur 15 est finalement obtenu à partir de la section efficace différentielle complète obtenue précédemment (cf. figure 4.28) :

$$Y(15,t) = \mathcal{L}\sum_{p,\theta}\frac{d\sigma}{d\Omega dp}sin(\theta)\left(\frac{N(p,\theta;15,t)}{N(p,\theta)}\right)\mathcal{A}(p,\theta)\Delta\sigma\Delta p$$

[23]Celle-ci est définie comme la probabilité de détecter un proton d'impulsion p ayant diffusé à un angle θ.

[24]Le Jacobien $\left(\frac{N(i,t;p,\theta)}{N(i,t)}\right)$ représente la proportion d'événements détectés au temps t par le détecteur i provenant de protons inélastiques d'impulsion p et d'angle de diffusion θ.

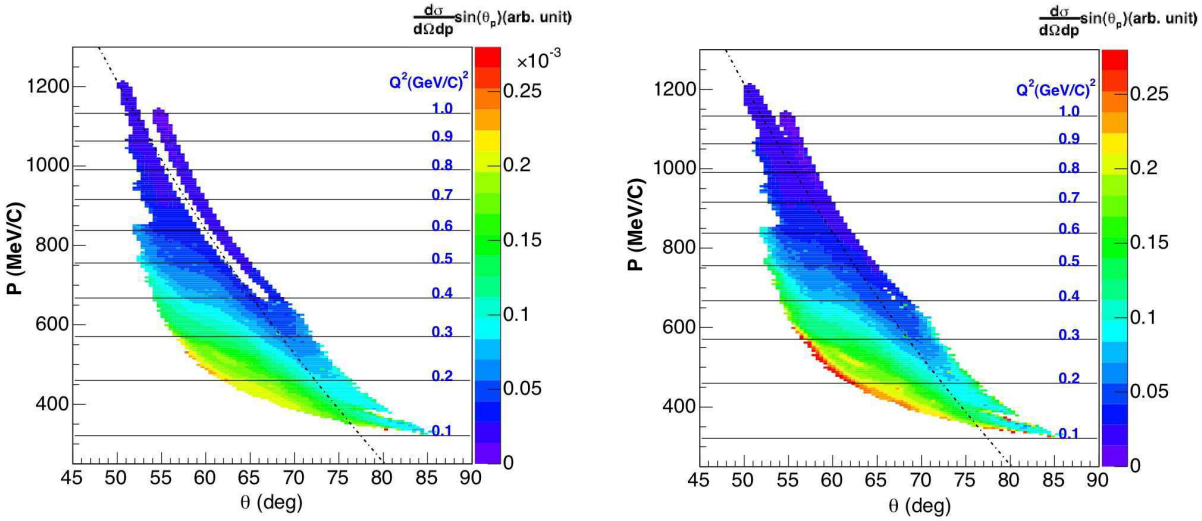


FIG. 4.28 – Section efficace différentielle des protons inélastiques obtenue à partir des spectres inélastiques expérimentaux des détecteurs 12, 13, 14 et 16 (à gauche). La région vierge, correpondant à l'omission du détecteur 15, est remplie (à droite) par une interpolation-2D à partir des canaux (p, θ) adjacents [167].

Ces méthodes, qui allient l'utilisation des simulations aux résultats expérimentaux, ont également été confrontées à des méthodes plus directes, pour lesquelles le bruit de fond est déterminé par interpolation entre les détecteurs 14 et 16 (“*0.5x[14+16]*”) ou uniquement déduit du détecteur 16 multiplié par un facteur 1.3 (“*1.3x16*”). Le tableau 4.7 illustre la cohérence de ces différentes méthodes ; la dispersion observée permettant d'estimer l'incertitude systématique.

TAB. 4.7 – Facteurs de dilution obtenus par différentes méthodes pour les trois coupures en temps de vol du détecteur 15 [167].

Méthode	R_{cut1}	R_{cut2}	R_{cut3}
“*12-16 interp.*”	0.349	0.175	0.178
“*0.5x[14+16]*”	0.340	0.179	0.179
“(p, θ)”	0.361	0.183	0.181
“*1.3x16*”	0.336	0.167	0.178
1.3 x $\mathcal{M}(t)$ x 16	0.356	0.179	0.178
f_b^{up}	0.383	0.202	0.194
f_b^{low}	0.297	0.156	0.163

Ainsi, la forme retenue pour le bruit de fond est : $Y_b(t) = 1.3 \text{ x } \tilde{Y_{16}}(t) \text{ x } \mathcal{M}(t)$ où $\mathcal{M}(t)$ est déterminé empiriquement de manière à obtenir le meilleur accord avec les deux méthodes d'interpolation les plus élaborées : “(p, θ)” et “*12-16 interp.*”. Nous définissons finalement deux limites supérieures et inférieures :

$$\begin{aligned} Y_b^{up}(t) &= 0.75 \text{ x } \tilde{Y_{14}}(t) + 0.25 \text{ x } \tilde{Y_{16}}(t) \\ Y_b^{low}(t) &= 0.25 \text{ x } \tilde{Y_{14}}(t) + 0.75 \text{ x } \tilde{Y_{16}}(t) \end{aligned}$$

qui traduisent l'incertitude systématique assignée aux taux de comptage inélastique. Ces bornes sont motivées par la figure 4.27 qui montre que le taux de comptage inélastique se situe entre $\tilde{Y_{14}}(t)$ et $\tilde{Y_{16}}(t)$, et par le bon accord entre la forme retenue et la forme “*0.5x[14+16]*”. Le tableau 4.7 résume les facteurs de dilution à l'intérieur des trois coupures élastiques. Leurs incertitudes s'élèvent respectivement à 12, 13 et 9 % pour les coupures 1, 2 et 3.

4.5.2 L'interpolation de l'asymétrie du bruit de fond

De la même façon que pour les taux de comptage, la figure 4.25 justifie l'utilisation des détecteurs voisins pour estimer l'asymétrie inélastique du détecteur 15, notée $A_b(15,t)$. Pour les détecteurs 12 à 14, les spectres en asymétrie sont obtenus à partir de la procédure d'ajustement présentée en section 4.4. Pour le détecteur 16, les asymétries utilisées sont directement celles qui sont mesurées, sans soustraction du signal élastique. Nous effectuons les mêmes recalages en temps (cf. figure 4.26) et l'interpolation linéaire est réalisée pour chaque canal en temps à partir des détecteurs 14 et 16 : $A_b(15,t) = 1/2\,(A_b(14,t) + A_b(16,t))$. La comparaison des spectres mesurés et de l'interpolation est illustrée en figure 4.29. Cette figure montre que l'asymétrie du bruit de fond "interpolée" reproduit correctement le comportement des asymétries mesurées de part et d'autre du pic élastique (ToF $< 16\ ns$ et ToF $> 23\ ns$) du détecteur 15.

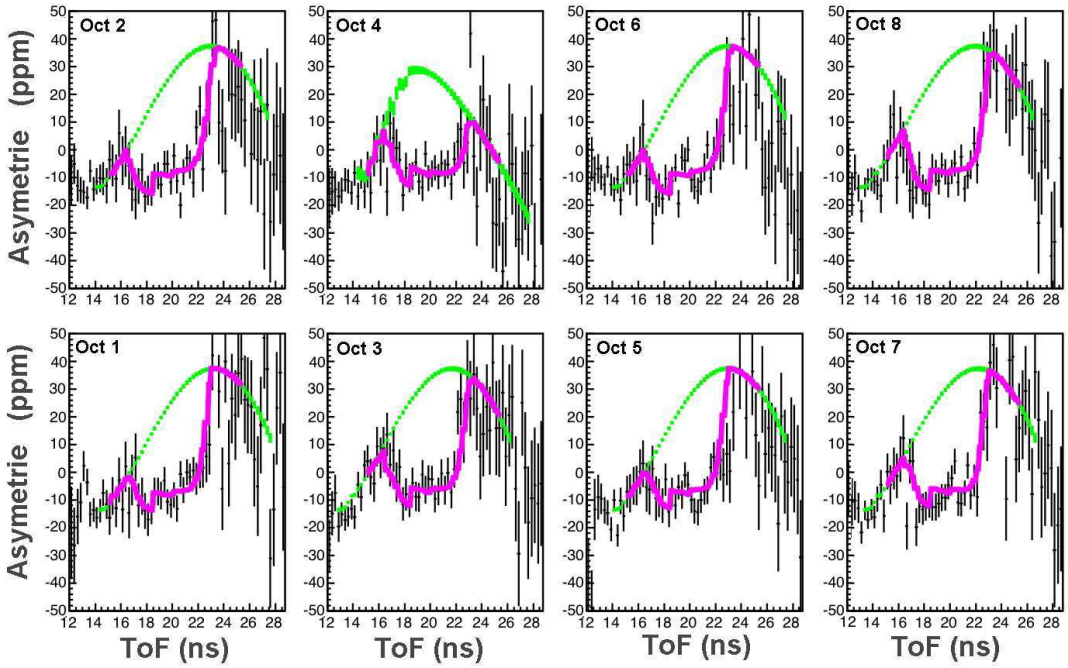


FIG. 4.29 – Spectres en asymétrie mesurés pour le détecteur 15. L'asymétrie du bruit de fond obtenue par interpolation entre les détecteurs 14 et 16 est représentée sous forme de symbole (points verts), ainsi que la somme élastique + bruit de fond (courbe pleine magenta).

Notons que le détecteur 15 de l'octant 4 a nécessité un traitement particulier. Il est apparu au cours de la prise de données que les asymétries mesurées pour cet octant avaient un comportement singulier par rapport aux autres octants (cf. figure 4.29). Il fut toutefois montré que ce comportement était entièrement imputable à l'asymétrie du bruit de fond et n'affectait pas l'extraction de l'asymétrie élastique[25] [169]. Afin de reproduire la forme des asymétries mesurées de part et d'autre du pic élastique, l'asymétrie du bruit de fond a été estimée à partir du détecteur 13 de ce même octant : $A_b^4(15,t) = A_b^4(13,t)$. Pour tous les autres octants, une interpolation unique convient remarquablement (cf. figure 4.29).

[25]Lors d'une période de maintenance, l'octant 4 fut soumis à de fortes radiations, endommageant sensiblement la qualité de transmission des guides de lumière. Les hautes-tensions appliquées à ses PMTs, ainsi que les seuils électroniques ont du être réajustés. Ceci peut expliquer la singularité de son bruit de fond par rapport aux autres octants.

En ce qui concerne l'estimation des incertitudes, nous définissons l'erreur à partir de la région comprise entre les asymétries inélastiques du détecteur 14 et du détecteur 16[26], et ceci en prenant en compte l'effet possible d'un décalage en temps ($\pm$ 0.5 ns). Les barres d'erreurs sont illustrées sur la figure 4.30.

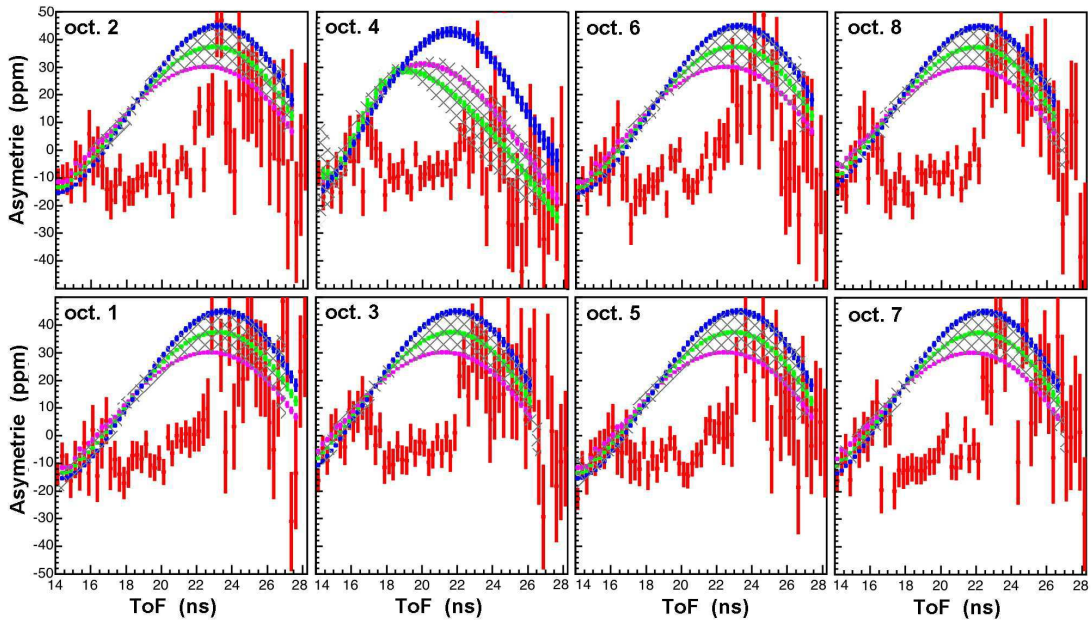


FIG. 4.30 – Spectre en asymétrie mesurée pour le détecteur 15 (points rouges) et asymétrie du bruit de fond (courbe verte) obtenue par interpolation entre les détecteurs 14 et 16. La zone d'incertitude à $\pm$ 1 σ est représentée par la bande hachurée (cf. texte) et l'asymétrie du bruit de fond du détecteur 14 (resp. 16) par la courbe magenta (resp. bleue).

Notons que deux autres analyses parallèles et complémentaires ont également été menées afin d'estimer l'asymétrie inélastique du détecteur 15. La première consistait en un ajustement combiné (cf. méthode *"2 step-fit"* en section 4.4.2), utilisant les taux de comptage du bruit de fond obtenu par interpolation en section 4.5.1. L'asymétrie inélastique étant reproduite par une forme polynômiale d'ordre 4, et les asymétries élastiques par trois constantes, pour chaque bin en Q^2. L'asymétrie inélastique obtenue par cette procédure d'ajustement est en accord dans les barres d'erreurs avec la méthode d'interpolation. De même, il est montré en référence [170] que l'asymétrie inélastique obtenue par une procédure de *"global-fit"*[27] est également consistante avec ces résultats. Nous avons ainsi montré que l'interpolation $A_b(15,t) = A_b^{int}(14/16,t)$ reproduit correctement le comportement de l'asymétrie mesurée de part et d'autre du pic élastique du détecteur 15, et qu'elle est cohérente avec les résultats obtenus par des procédures complémentaires d'ajustement.

La section suivante est finalement dédiée à l'extraction des asymétries élastiques et de leurs erreurs.

[26]Étant donné que l'octant 4 demande un traitement particulier, nous lui appliquons une erreur plus grande à partir de la région couverte entre les détecteurs 12 et 15.

[27]Le pic élastique est reproduit par la somme de trois gaussiennes, les taux de comptage inélastiques par l'utilisation du détecteur 16 ($Y_{15}(t) = \alpha Y_{16}(t-t')$, l'asymétrie élastique par trois constantes pour chaque bin en Q^2 et enfin l'asymétrie inélastique par une forme polynômiale d'ordre 4 [170].

4.5.3 Asymétries élastiques et bilan d'erreur

Nous avons présenté dans les sections précédentes l'évaluation des taux de comptage $Y_b(t)$ et de l'asymétrie du bruit de fond $A_b(t)$. La correction de l'asymétrie mesurée est alors réalisée pour chaque canal en temps, à partir de la relation 4.2. En ce qui concerne les asymétries élastiques, elles sont obtenues pour les trois domaines en Q^2 à partir de la valeur moyenne des asymétries corrigées sur le domaine en temps correspondant (cf. tableau 4.6). Les résultats sont présentés sur la figure 4.31 et illustrent le très bon accord obtenu entre les huit octants.

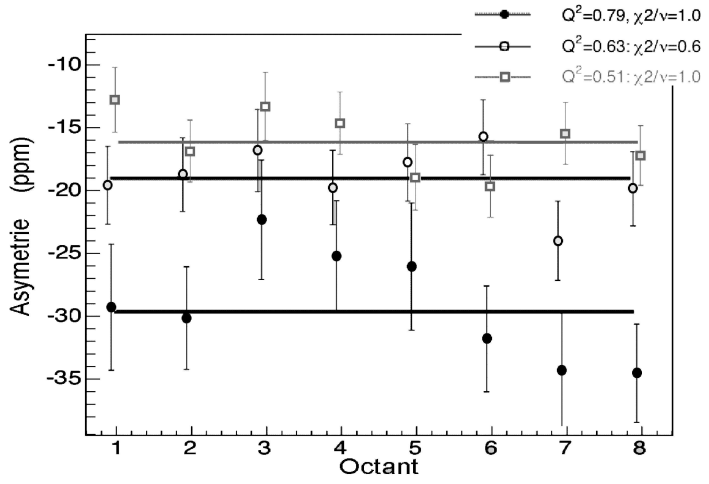


FIG. 4.31 – Asymétries élastiques extraites dans chacun des bins en Q^2 après correction du bruit de fond (taux de comptage et asymétries).

La détermination des taux de comptage et de l'asymétrie du bruit de fond, ainsi que l'évaluation de leur erreurs associées ont été réalisées de façon totalement indépendante. Ainsi la méthode la plus directe pour estimer l'erreur sur l'asymétrie élastique, consisterait à considérer la variation de l'asymétrie extraite lorsque $Y_b(t)$ et $A_b(t)$ sont fixés respectivement à leurs valeurs minimales et maximales (définies par les barres d'erreurs). Toutefois, la variation de $Y_b(t)$ entre $Y_b^{down}(t)$ et $Y_b^{up}(t)$, qui s'apparente quasiment à un facteur multiplicatif, affecte de manière corrélée les asymétries extraites dans chacun des bins en Q^2. Les corrélations étant proches de 100 %, les erreurs résultantes sur les trois asymétries élastiques seraient surestimées.

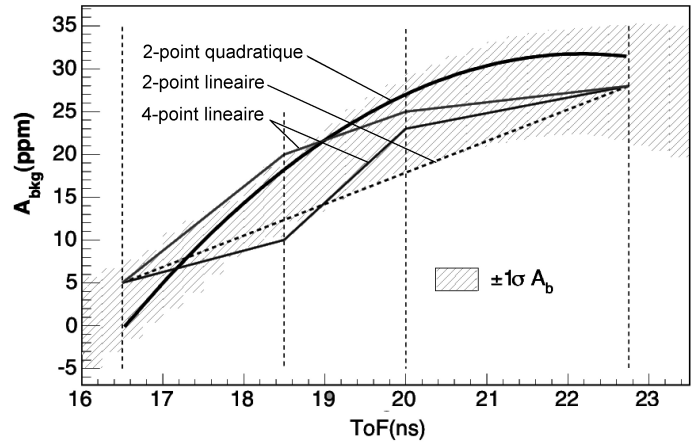


FIG. 4.32 – Exemples de modèles utilisés pour reproduire l'asymétrie inélastique.

Une étude plus complète [167] fut donc menée afin d'obtenir une erreur plus réaliste, et de séparer les erreurs *"point par point"* des erreurs *"corrélées"*. La technique est basée sur la variation de $A_b(t)$ et $Y_b(t)$ selon plusieurs modèles raisonnables restant confinées dans la région définie par les barres d'erreurs. Quelques modèles utilisés pour reproduire l'asymétrie inélastique sont donnés en exemple sur la figure 4.32. Ce traitement est effectué indépendamment pour les asymétries et pour les taux de comptage à partir d'un Monte-Carlo, où à chaque itération $Y_b(t)$ (ou $A_b(t)$) est déterminé aléatoirement. Toutefois, la dispersion des asymétries élastiques ainsi que leurs corrélations observées dépendent du modèle que l'on considère [167]. Au vu des résultats obtenus selon les modèles, il a été décidé de prendre les valeurs de σA_i les plus prudentes et de diviser en parties égales les contributions *"point par point"* et *"corrélée"* : $\sigma A^2_{i,pt-pt} = \sigma A^2_{i,correl} = \frac{1}{2}\ \sigma A^2_i$. Les résultats sont finalement résumés dans le tableau 4.8.

Q^2 $(GeV/c)^2$	A_m	R	A_b	A_{el}	$\sigma\ A_{stat}$	$\sigma\ A_{syst}$	$\sigma\ A_{pt-pt}$	$\sigma\ A_{correl}$
0.51	-5.80	0.19	37.4 (8.2)	-16.06	0.89	2.09	1.48	1.48
0.63	-9.74	0.20	28.5 (6.0)	-19.00	1.10	1.80	1.26	1.26
0.79	-12.66	0.40	15.3 (6.0)	-29.62	1.86	3.62	2.56	2.56

TAB. 4.8 – Asymétries mesurées, facteurs de dilution,asymétries inélastiques obtenus par interpolation, asymétries élastiques et bilan d'erreur pour chaque point en Q^2. Les valeurs sont données en *ppm*.

En conclusion de ce chapitre, l'impact du bruit de fond sur l'asymétrie élastique et de son erreur a nécessité un effort très important lors de l'analyse des données. Nous avons présenté dans ce chapitre les études les plus pertinentes mais notons que d'autres procédures ont été expérimentées et que leurs résultats sont cohérents avec ceux présentés dans cette thèse. Nous avons montré que les études expérimentales et/ou de simulation permettent de comprendre et d'appréhender l'origine et l'ordre de grandeur de la contamination du bruit de fond. Ces études ont montré en particulier une variation lente et continue des taux de comptage et des asymétries inélastiques et justifient ainsi les procédures de correction présentées dans la seconde partie. Alors que le bilan d'erreur reste relativement prudent, le défi posé en introduction est relevé. Le chapitre suivant est finalement dédié à l'interprétation physique de nos données.

Chapitre 5

Les facteurs de forme étranges

Ce dernier chapitre est consacré à l'interprétation physique des asymétries de violation de parité mesurées lors de la prise de données G^0 aux angles avant, ainsi que leurs mises en perspective avec les résultats des autres expériences. Nous avons vu au chapitre 1 que l'asymétrie élastique mesurée en cible d'hydrogène se développe comme une combinaison linéaire des contributions vectorielles étranges G_E^s et G_M^s, et de la partie isovecteur du facteur de forme axial $G_A^{e(T=1)}$:

$$A_{PV} = A_0 + \xi G_E^s + \chi G_M^s + \psi G_A^{e(T=1)}$$

où les coefficients A_0, ξ, χ *et* ψ, qui sont calculables numériquement, dépendent des constantes de couplage électro-faibles, de paramètres du modèle standard, des facteurs de forme électromagnétiques et enfin de la cinématique de la réaction. L'extraction des asymétries expérimentales a été présentée dans les chapitres 3 et 4. La première partie de cette section présente donc l'évaluation des différents paramètres intervenant dans l'expression des coefficients de la combinaison linéaire. Nous aurons alors à disposition toutes les grandeurs physiques nécessaires à l'interprétation physique de nos données.

Pour la cinématique aux angles avant et avec une cible d'hydrogène, la contribution de la composante axiale est fortement réduite. Il nous est permis d'estimer cette contribution sur la totalité du domaine en Q^2, de 0.12 à 1 $(GeV/c)^2$. Nous pourrons ainsi extraire à partir des données G^0, des combinaisons linéaires "purement étranges" de la forme $G_E^s + \eta G_M^s$.

Pour une mise en contexte, nous présentons ensuite les autres expériences en cours, SAMPLE, HAPPEX et A4. Un paragraphe décrira les différentes prédictions théoriques actuellement disponibles et montrera leur forte dispersion. Nous exposerons alors la séparation complète des trois facteurs de forme G_E^s, G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$ au quadri-moment transféré de 0.1 $(GeV/c)^2$. Pour des valeurs de Q^2 supérieures à 0.1 $(GeV/c)^2$, seules deux autres combinaisons linéaires sont disponibles, en cible d'hydrogène et à des cinématiques relativement proches (angles avant) qui ne permettent pas de réaliser la séparation. Nous montrerons cependant que nos résultats sont en très bon accord avec le point de A4 à 0.23 $(GeV/c)^2$ et celui de HAPPEX à 0.47 $(GeV/c)^2$.

Finalement nous nous livrerons à un exercice encore spéculatif à ce stade et tendant à extraire les contributions du quark étrange aux distributions de charge et de magnétisation dans le nucléon.

5.1 Le formalisme et l'ensemble des paramètres

Reprenons maintenant, à partir des développements introduits dans le chapitre 1, l'expression de l'asymétrie de violation de parité mesurée en cible d'hydrogène :

$$\begin{aligned} A_{PV}(\vec{e}p) = & - \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left[(1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) - (1 + R_V^n) \frac{(\epsilon G_E^{\gamma,p} G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,p} G_M^{\gamma,n}}{\epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} \right] \\ & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\epsilon G_E^{\gamma,p}}{\epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} G_E^s \\ & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} (1 + R_V^{(0)}) \frac{\tau G_M^{\gamma,p}}{\epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} G_M^s \\ & + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^{\gamma,p}}{\epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} G_A^e \end{aligned} \tag{5.1}$$

Cette formule générale rend compte de toutes les corrections radiatives électrofaibles. Nous utilisons toujours le formalisme des termes correctifs R pour les facteurs de forme vectoriels [53], et un facteur de forme axial effectif G_A^e pour la composante axiale. Notons cependant qu'un travail de Afanasev et Carlson [171] montre que le processus à deux photons [172] joue non seulement un rôle lors de l'extraction des facteurs de forme électromagnétiques, mais introduit de plus des termes supplémentaires dans l'expression de l'asymétrie de violation de parité. D'après leur calcul théorique basé sur le modèle des partons et le formalisme des GPDs[1], l'effet de ce processus sur l'asymétrie mesurée est au plus de 2 % pour des Q^2 compris entre 1 et 5 $(GeV/c)^2$. À l'heure actuelle aucun calcul complet n'a été mené pour des domaines en Q^2 inférieurs au $(GeV/c)^2$, mais l'effet attendu devrait être plus faible. Cette contribution sera donc négligée dans l'expression de l'asymétrie.

Dans la suite nous présenterons l'état actuel des connaissances sur les facteurs de formes électromagnétiques et le facteur de forme axial effectif G_A^e. Nous exposerons les méthodes expérimentales permettant de les déterminer et les erreurs qui leur sont associées. Notons qu'actuellement, un effort commun est réalisé entre les collaborations SAMPLE, A4 et G^0 dans le but d'adopter un formalisme unique et de recourir à un même jeu de données, que ce soit pour les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon ou les paramètres du modèle standard [173].

5.1.1 Les facteurs de forme électromagnétiques

Les facteurs de forme électromagnétiques sont déduits d'observables physiques mesurées en diffusion élastique électron-nucléon (cf. chapitre 1). Ils sont directement mesurables pour le proton, car celui-ci est disponible à l'état "libre" dans le noyau d'hydrogène. Pour le neutron qui n'est stable qu'à l'état lié, il faut recourir à des noyaux légers ; en particulier le deutérium ou l'hélium (^{3}He). L'inconvénient majeur réside dans la prise en compte de l'interaction entre les nucléons, car la dépendance aux modèles nucléaires introduit une incertitude théorique supplémentaire. Expérimentalement, les observables physiques adéquates pour extraire les facteurs de forme électromagnétiques sont les sections efficaces élastiques et les observables de polarisation. Une revue récente des résultats de ces mesures est donnée dans les références [174, 175].

[1] Generalized Parton Distributions.

5.1.1.1 La mesure des facteurs de forme électromagnétiques

Les facteurs de forme électrique G_E et magnétique G_M du proton et du neutron sont extraits d'expériences qui peuvent être séparées en deux catégories :

- **La Séparation de Rosenbluth :**

Dans l'approximation de Born, correspondant à l'échange d'un seul photon virtuel, la section efficace absolue de diffusion électron-nucléon s'écrit comme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{\alpha^2 E' \cos^2\frac{\theta}{2}}{4E^3 \sin^4\frac{\theta}{2}}\right) \frac{1}{\epsilon(1+\tau)} \left[\epsilon {G_E}^2 + \tau {G_M}^2\right] \tag{5.2}$$

où E et E' sont respectivement l'énergie des électrons incidents et diffusés, θ_e l'angle de diffusion, ϵ et τ des facteurs purement cinématiques (cf. équation 1.99). La dépendance angulaire de cette section efficace provient à la fois de la section efficace de Rutherford[2], mais également du spin de l'électron et du nucléon. Ainsi la méthode de séparation de Rosenbluth [176], consiste à réaliser pour un même transfert Q^2 (même valeur de τ), plusieurs mesures pour différentes valeurs de la polarisation du photon virtuel ϵ. On utilise généralement la section efficace réduite, prenant la forme linéaire $\sigma_R(\epsilon) = \tau {G_M}^2 + \epsilon {G_E}^2$, que l'on ajuste sur les données expérimentales pour extraire la pente ${G_E}^2$ et l'intercept $\tau {G_M}^2$.

Cette méthode fut intensivement exploitée, et ceci avec différentes configurations expérimentales[3]. Elle nécessite une mesure absolue de la section efficace, donc un très bon contrôle de la normalisation. Elle requiert également une bonne maîtrise de la détermination du Q^2, dont la valeur doit être reproduite à l'identique à plusieurs cinématiques. Alors que le facteur G_M peut être déterminé relativement précisément jusqu'à plusieurs $(GeV/c)^2$, la détermination de G_E au-dessus de 1 $(GeV/c)^2$ devient difficile (particulièrement pour le neutron). En effet, pour des valeurs de Q^2 typiquement supérieures à 1 $(GeV/c)^2$, la contribution relative de G_E est fortement supprimée[4] par rapport à G_M.

- **Les observables de polarisation :**

De la même façon que G^0 utilise la polarisation pour isoler le terme d'interférence entre les amplitudes électromagnétique et faible de la diffusion d'electrons, des mesures de polarisation sont utilisées pour séparer les contributions des facteurs de forme. Plusieurs choix expérimentaux sont alors possibles : faisceau polarisé et cible polarisée avec des mesures de pouvoir d'analyse [177, 178], ou bien cible non-polarisée et mesure de la polarisation du nucléon de recul lors d'une réaction secondaire [179]. Cette seconde méthode implique un transfert de polarisation entre l'électron et le nucléon. L'expérience utilise alors un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement diffusant sur une cible de nucléon non polarisée. L'observable mesurée est la polarisation du nucléon de recul après la précession de son spin dans un spectromètre magnétique. En combinant les résultats de mesures réalisées avec deux valeurs de champ, on accède au rapport :

$$\frac{G_E}{G_M} = -\frac{P_T}{P_L}\frac{E+E'}{2M_N}\tan\frac{\theta}{2} \tag{5.3}$$

[2]Un électron sans spin sur un objet ponctuel.

[3]"Rosenbluth" puis "Super Rosenbluth" et finalement "Precision Rosenbluth".

[4]Le facteur ϵ diminue alors que le facteur τ augmente.

où P_T et P_L représentent respectivement les composantes de polarisation transverse et longitudinale du nucléon de recul. Ces mesures nécessitent une forte intensité de courant, une forte polarisation et utilise un polarimètre généralement placé dans le plan focal d'un spectromètre. Elle a été exploitée depuis 1993 au MIT-Bates et au JLab, et ceci sur un large domaine en Q^2 de 0 à 6 $(GeV/c)^2$.

À présent, le jeu de données sur le proton est suffisamment important et précis [180, 181] pour qu'une déviation significative par rapport aux résultats obtenus via la séparation de Rosenbluth soit établie. Ce désaccord clairement visible à partir de 1 $(GeV/c)^2$ augmente sensiblement avec le Q^2 pour atteindre plus d'un facteur deux à 5 $(GeV/c)^2$. Plusieurs travaux théoriques [172] montrent que ce désaccord pourrait s'expliquer en grande partie par le processus d'échange de deux photons, dont les corrections ne sont pas prises en compte dans ces analyses. Celles-ci influeraient particulièrement sur les résultats en séparation de Rosenbluth, et augmenteraient avec le quadri-moment transféré. La précision des calculs théoriques est toutefois limitée par la difficulté de traiter les excitations du nucléon dans les états intermédiaires [182]. Plusieurs expériences sont actuellement planifiées afin de mesurer et de quantifier expérimentalement ce processus, comme la mesure d'asymétrie en polarisation transverse en diffusion e^-N [183, 141], ou encore la mesure du rapport des sections efficaces de diffusion d'électrons et de positrons sur le nucléon : $\sigma(e^-N)/\sigma(e^+N)$ [184, 185].

5.1.1.2 Les paramétrisations analytiques

Grâce au nombre important de données expérimentales disponibles, il est possible de paramétriser ces facteurs de forme à l'aide de fonctions analytiques. Ceci permet en particulier de déduire les facteurs de forme à n'importe quel quadri-moment transféré, et éventuellement de rejeter des jeux de données erronées. Plusieurs paramétrisations ont été proposées pour l'ensemble des facteurs de forme électrique et magnétique du proton et du neutron, et reposent parfois sur des hypothèses théoriques. Dans la suite, nous présentons les paramétrisations pouvant être retenues pour notre domaine en Q^2.

• La paramétrisation, la plus ancienne et qui reste encore utilisée, se base sur la forme dipolaire introduite par Hofstadter [6] en 1957 :

$$G_D(Q^2) = \frac{1}{(1+Q^2/M_V^2)^2} \tag{5.4}$$

Cette paramétrisation intuitive permet de reproduire des distributions de charge et de magnétisation à l'intérieur du nucléon qui suivraient une loi de décroissance exponentielle. Elle peut s'appliquer à tous les facteurs de forme, excepté celui électrique du neutron[5]. La quantité M_V, aussi nommée masse vectorielle, fut obtenue en 1966 par ajustement des données expérimentales de l'époque [186]. En 1971, Galster proposa de son côté une paramétrisation pour le facteur de forme électrique du neutron [187]. Il est alors possible d'écrire les facteurs de forme du nucléon sous la forme :

$$G_E^{\gamma,p}(Q^2) = G_D(Q^2) = (1+Q^2/0.71)^{-2} \qquad G_M^{\gamma,p}(Q^2) = \mu_p G_D(Q^2) \tag{5.5}$$

$$G_E^{\gamma,n}(Q^2) = -\mu_n \tau G_D(Q^2)/(1+5.6\tau) \qquad G_M^{\gamma,n}(Q^2) = \mu_n G_D(Q^2) \tag{5.6}$$

où μ_p et μ_n sont respectivement les moments magnétiques du proton et du neutron. Ces paramétrisations reproduisent remarquablement les données avec seulement deux paramètres.

[5] Le neutron ayant une charge électrique nulle, la normalisation en 0 implique $G_E^n(0) = 0$.

Toutefois la précision et le comportement des nouvelles données à grand transfert permettent d'observer une déviation significative à cette forme dipolaire.

• La paramétrisation de **Friedrich-Walcher** [174] est de la forme :

$$G(Q^2) \;=\; \frac{a_{10}}{(1+Q^2/a_{11})^2} + \frac{a_{20}}{(1+Q^2/a_{21})^2} + a_b Q^2 \left(e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{Q-Q_b}{\sigma_b}\right)^2} + e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{Q+Q_b}{\sigma_b}\right)^2} \right) \qquad (5.7)$$

Cette paramétrisation relativement complexe repose sur des arguments théoriques, qui s'appuyent sur le modèle des quarks constituants et du nuage de pions ("pion cloud"). Notons qu'une seule formule permet de reproduire les quatre facteurs de forme. La détermination des paramètres a_{10}, a_{11}, a_{20}, a_{21}, a_b, Q_b et σ_b fut obtenue par ajustement sur les données expérimentales, en imposant les contraintes de normalisation suivantes : $a_{20} = 1 - a_{10}$ pour $G^p_{E,M}$ et G^n_M et $a_{20} =$ - a_{10} pour G^n_E. L'ajustement fut réalisé uniquement à partir des données de type transfert de polarisation et pour des valeurs de Q^2 jusqu'à 2 $(GeV/c)^2$. Il s'avère que les paramètres ajustés sont grandement corrélés, et que les éléments non-diagonaux de la matrice de covariance sont beaucoup trop importants pour pouvoir effectuer un calcul d'erreur réaliste. Ainsi, la collaboration A4 utilisa cette paramétrisation mais en ajoutant une erreur *ad hoc* déduite de l'accord avec les points expérimentaux, de 5 % pour $G^p_{E,M}$ et G^n_M et de 10 % pour G^n_E.

• La paramétrisation d'**Arrington** [175] repose sur un développement en puissance de la forme[6] :

$$G(Q^2) \;=\; \left(1 + p_2 Q^2 + p_4 Q^4 + ... + p_{2n} Q^{2n}\right)^{-1} \qquad (5.8)$$

Cette paramétrisation est normalisée à l'unité à $Q^2 = 0$ et ne peut donc pas reproduire le facteur de forme électrique du neutron G^n_E. Les paramètres sont, pour leur part, directement ajustés à partir des données de sections efficaces de type Rosenbluth.

• La paramétrisation de **Kelly** [188] est purement phénoménologique. Elle comporte seulement quatre paramètres et prend une forme identique $G_k(Q^2)$ pour les facteurs de forme $G^p_{E,M}$ et G^n_M, et une version réactualisée de la paramétrisation de Galster pour G^n_E :

$$G_k(Q^2) = \frac{1 + a_1\tau}{1 + b_1\tau + b_2\tau^2 + b_3\tau^3} \quad \text{et} \quad G^n_E(Q^2) = \frac{A\tau}{1 + B\tau} G_D(Q^2) \qquad (5.9)$$

Cette forme polynômiale permet d'obtenir une dépendance en Q^2 raisonnable aux deux limites $Q^2 \to 0$ et $Q^2 \to \infty$: à savoir qu'à petits transferts seules les puissances paires doivent intervenir, et que le comportement asymptotique à grands transferts doit suivre une loi proche de Q^{-4}. Tous les paramètres ont été ajustés sur les données expérimentales de type transfert de polarisation.

Pour plusieurs raisons, la paramétrisation de Kelly fut la paramétrisation retenue pour l'interprétation des données G^0 : elle est purement phénoménologique et utilise peu de paramètres tout en reproduisant remarquablement les données (cf. figure 5.1). Les erreurs sur les facteurs de forme électromagnétiques ont été estimées à partir des écarts relatifs entre

[6]Les puissances impaires sont omises car celles-ci empêchent la détermination usuelle des rayons de charges (cf. équation 1.49), et n'ont aucun intérêt physique particulier.

les différentes paramétrisations disponibles [189]. La figure 5.2 indique à la fois les écarts entre les paramétrisations de Kelly et Friedrich-Walcher ainsi que les erreurs retenues, à savoir :
- G_E^p : $(0.5 + 2.5 \cdot Q^2)$ %
- G_M^n et G_M^p : 2 %
- G_E^n : 15 %

Enfin, l'incertitude due au processus à deux photons est prise en compte en ajoutant en quadrature une erreur augmentant linéairement de 0 à 1 % entre 0 et 1 $(GeV/c)^2$.

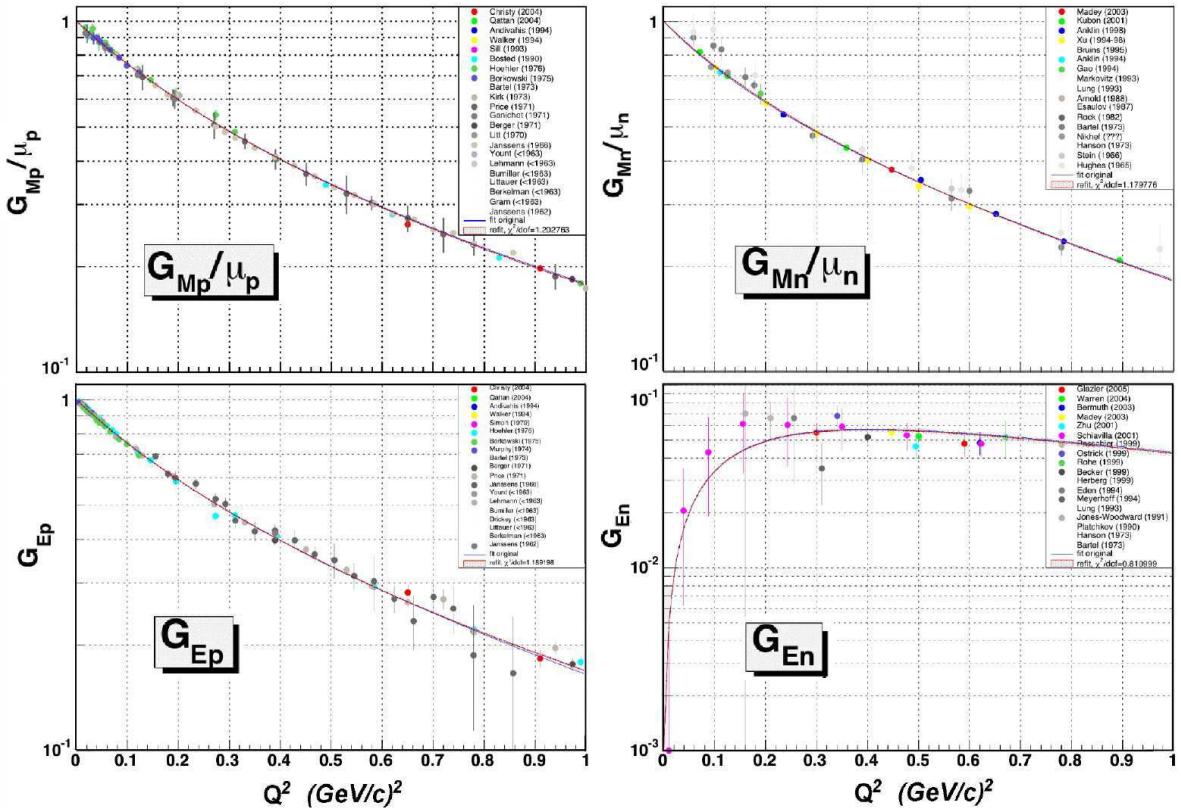


FIG. 5.1 – Données expérimentales pour les facteurs de forme électriques et magnétiques du proton et du neutron. Ajustement par la paramétrisation de Kelly [188] extrait de [190].

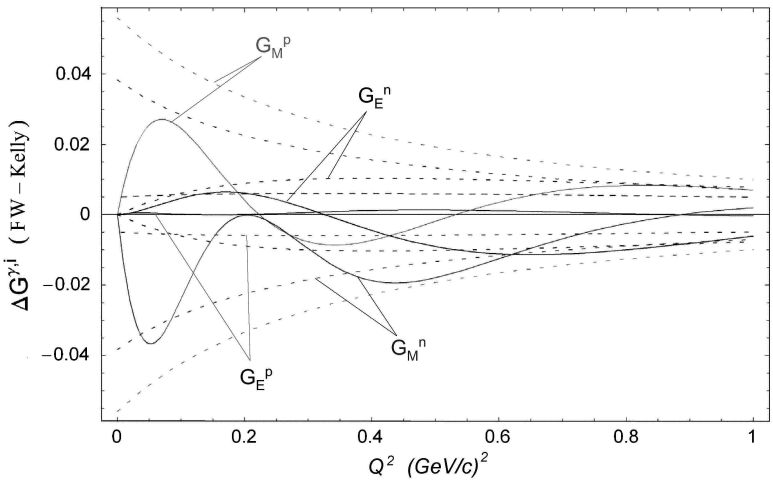


FIG. 5.2 – Différences entre les paramétrisations de Kelly [188] et de Friedrich-Walcher [174] (traits pleins), et erreurs utilisés pour l'interprétation des données G^0 (traits pointillés).

5.1.2 Le facteur de forme axial effectif G_A^e

Nous avons vu que la mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-nucléon est particulièrement sensible aux ordres supérieurs de la composante axiale, en particulier au facteur de forme anapolaire (cf. section 1.4.2). Nous utilisons dans la suite la décomposition du facteur de forme axial suivant la symétrie $SU(3)_f$ présentée dans la section 1.4 :

$$G_A^e = -\tau_3 \left(1 + R_A^{T=1}\right) G_A^{(3)} + \sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{(8)} + \left(1 + R_A^{(0)}\right) G_A^s$$

où les facteurs $R_A^{T=1}$, $R_A^{T=0}$ et $R_A^{(0)}$ sont des termes correctifs n'intervenant que lorsque les ordres supérieurs sont pris en compte. Au premier ordre de la diffusion, le facteur de forme $G_A^{Z,p} = G_A^{(3)} + G_A^s$ correspond au facteur de forme axial observé en diffusion quasi-élastique de neutrino G_A^ν.

En supposant tout d'abord que la symétrie d'isospin fort est une symétrie exacte, la normalisation de la composante $G_A^{(3)}$ à $Q^2 = 0$ s'obtient à partir de la décroissance β du neutron [53] :

$$G_A^{(3)}(0) = \frac{1}{2}(F + D) = 1.2695 \pm 0.0029 \tag{5.10}$$

L'incertitude quant à cette relation est de l'ordre de 1 à 2 % [191]. De même en présumant que l'octet des baryons légers correspond à une symétrie exacte $SU(3)_f$, le facteur de forme scalaire s'exprime via la décroissance β des hypérons [192] :

$$G_A^{(8)}(0) = \frac{1}{2} a_8 = \frac{1}{2\sqrt{3}}(3F - D) = 0.585 \pm 0.025 \tag{5.11}$$

où l'erreur associée est de l'ordre de la différence de masse $(m_\Sigma - m_N)/m_N \sim 30\%$ [53]. Toujours à $Q^2 = 0$, le facteur de forme scalaire étrange s'identifie à la fraction de spin du nucléon portée par la saveur étrange (cf. section 1.1.3) soit [192] :

$$G_A^s(0) = \Delta s = -0.084 \pm 0.040 \tag{5.12}$$

La dépendance en Q^2 de $G_A^{Z,p}$ est quant à elle obtenue à partir de la diffusion de neutrino ou de l'électroproduction de pions. Ces deux observables sont en bon accord et l'ajustement des données montre que $G_A^{Z,p}$ suit une forme dipolaire [52] :

$$G_A(Q^2) = G_A(0) G_{A_D}(Q^2) = \frac{G_A(0)}{(1 + \frac{Q^2}{M_A^2})^2} \quad \text{avec} \quad M_A \approx 1.013 \pm 0.02\ GeV \tag{5.13}$$

Les facteurs de corrections radiatives d'ordres supérieurs $R_A^{(T=1)}$, $R_A^{(T=0)}$ et $R_A^{0)}$ sont reportées dans le tableau 1.5. Ils prennent en compte la contribution du facteur de forme anapolaire F_A et sont calculés à partir de la théorie des perturbations chirales étendue aux domaines des baryons lourds (HBχPT) [57]. Toutes ces quantités ne sont déterminées qu'à la limite statique ($Q^2 = 0$) et leurs dépendances en Q^2 (y compris $G_A^{(8)}$) sont très peu connues. Deux calculs ont été menés pour la composante anapolaire, par Riska [58] à partir du modèle de quark chiral et par Maekawa *et al.* [59] à partir de la théorie des perturbations chirales étendue aux domaines des baryons lourds. Cependant la dépendance en Q^2

est encore trop incertaine (incertitude de l'ordre de 100 %) pour être utilisée directement (cf. figure 5.3). Toutefois, étant donné la faible sensibilité à G_A^e lors de la mesure d'asymétrie aux angles avant, nous appliquons pour tous ces termes, une dépendance dipolaire identique à celle de $G_A(Q^2)$, et ceci bien qu'elle ne repose sur aucun argument théorique.

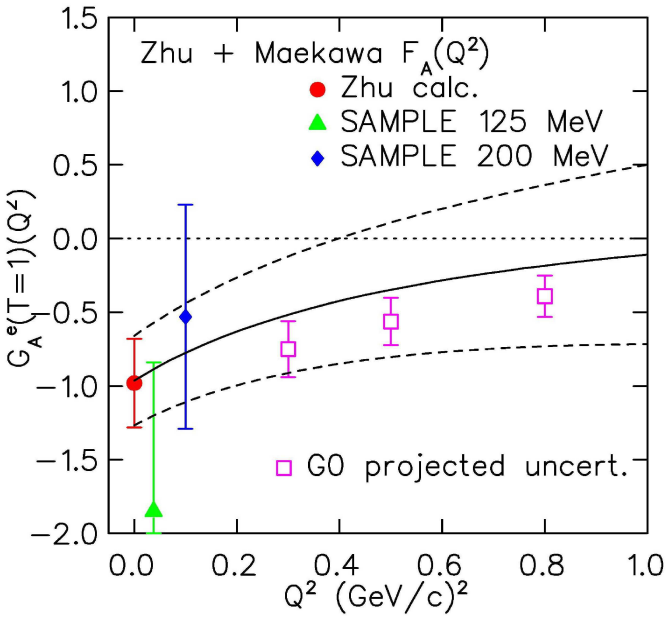


FIG. 5.3 – Prédiction théorique de la partie isovecteur du facteur de forme axial effectif, obtenue en utilisant la valeur en 0 prédite par Zhu *et al.* [57] (marqueur rond) et la dépendance en Q^2 prédite par Maekawa *et al.* [59] (courbe pleine). Les marqueurs triangle et losange correspondent aux données de SAMPLE, les courbes pointillées représentent la zone d'incertitude théorique actuelle et les barres d'erreurs sur les marqueurs carrés les incertitudes qui seront obtenues par l'expérience G^0.

Pour la mesure aux angles arrière où la contribution du terme axial devient importante, cette approximation n'est plus permise et le facteur de forme axial doit être mesuré. La partie isovecteur fut mesurée en cible de deutérium par SAMPLE à 0.1 et 0.04 $(GeV/c)^2$, et l'expérience G^0 complétera le domaine en Q^2 à 0.23, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$. La figure 5.3 illustre l'accord relatif de la prédiction théorique de Zhu *et al.* [57] (à $Q^2 = 0$) avec les points de SAMPLE à bas transfert. La précision des points qui seront obtenus par l'expérience G^0 est indiquée sur la figure 5.3 ; le positionnement des valeurs étant arbitraire. Ces nouvelles données apporteront une contrainte forte sur la dépendance en Q^2 de G_A^e.

5.2 Les résultats de la phase G^0 "angles avant"

- **Les asymétries de violation de parité expérimentales**

Les asymétries de violation de parité[7] mesurées lors de la phase G^0 aux angles avant sont reportées dans le tableau 5.1, en fonction du numéro de détecteur et du quadri-moment transféré. La procédure permettant de déterminer le Q^2 est renvoyée en Annexe C. Cette procédure, qui repose sur les données, a été testée lors de la période de commissioning 2003, et permet d'atteindre une précision de l'ordre de 1 à 2 %. Les asymétries physiques sont corrigées de tous les effets systématiques qui ont été présentés dans ce document. Les corrections radiatives électromagnétiques[8], qui ne sont pas présentées dans ce document,

[7]Ces valeurs diffèrent des asymétries élastiques reportées dans le tableau 4.5 car celles-ci sont corrigées du temps mort résiduel, des asymétries résiduelles des paramètres du faisceaux et des corrections radiatives.

[8]Les corrections radiatives induisent une perte d'énergie des électrons incidents et diffusés. Ces corrections sont relativement usuelles lorsque l'on détecte l'électron diffusé. Pour la phase G^0 aux angles avant

ont fait l'objet d'un traitement complet décrit dans les références [120, 193]. Pour plus de clarté, les erreurs sont décomposées en une contribution statistique ΔA_{stat}, une erreur systématique "point par point" ΔA_{pt-pt} et une erreur systématique globale ΔA_{glob}. Alors que les erreurs systématiques "point par point" sont indépendantes d'un détecteur à l'autre, les erreurs systématiques "globales" proviennent d'effets systématiques communs qui sont corrélés entre les détecteurs. Cette décomposition sera importante lorsque l'on voudra regrouper les points en Q^2 lors de l'analyse des données aux angles arrière. Toutefois, pour un point en Q^2 donné, l'erreur finale peut être obtenue comme la somme quadratique des erreurs ΔA_{stat}, ΔA_{pt-pt} et ΔA_{glob}. Les sources d'erreurs systématiques et leurs ordres de grandeur sont résumés dans le tableau 5.2.

Détecteur	Q^2 $(GeV/c)^2$	A_{PV} (ppm)	ΔA_{stat} (ppm)	ΔA_{pt-pt} (ppm)	ΔA_{glob} (ppm)
1	0.122	-1.51	0.44	0.22	0.18
2	0.128	-0.97	0.41	0.20	0.17
3	0.136	-1.30	0.42	0.17	0.17
4	0.144	-2.71	0.43	0.18	0.18
5	0.153	-2.22	0.43	0.28	0.21
6	0.164	-2.88	0.43	0.32	0.23
7	0.177	-3.95	0.43	0.25	0.20
8	0.192	-3.85	0.48	0.22	0.19
9	0.210	-4.68	0.47	0.26	0.21
10	0.232	-5.27	0.51	0.30	0.23
11	0.262	-5.26	0.52	0.11	0.17
12	0.299	-7.72	0.60	0.53	0.35
13	0.344	-8.40	0.68	0.85	0.52
14 a	0.410	-10.25	0.67	0.89	0.55
15 a	0.511	-16.81	0.89	1.48	1.50
15 b	0.631	-19.96	1.11	1.28	1.31
15 c	0.788	-30.8	1.9	2.6	2.59
14 b	0.997	-37.9	7.2	9.0	0.52

TAB. 5.1 – Asymétries de violation de parité, quadri-moment transféré et bilan d'erreur en fonction du numéro de détecteur, obtenues lors de la phase G^0 aux angles avant [73].

Au vu de ce bilan, les erreurs totales sont de l'ordre de 10 % de l'asymétrie physique extraite[9], et n'excèdent que pour les plus grandes valeurs de Q^2 les spécifications définies dans la proposition d'expérience initiale. Alors que pour les détecteurs 1 à 11 les erreurs statistiques et systématiques sont du même ordre de grandeur, ces dernières dominent à partir du détecteur 12. En particulier, l'erreur systématique qui domine est liée à la soustraction du bruit de fond. Celui-ci fut sous-estimé lors de la mise en place de l'expérience mais un traitement sophistiqué des données a permis de maintenir l'erreur induite à un niveau raisonnable. Les incertitudes correspondantes peuvent toutefois s'élèver à 10 % pour certains détecteurs. Une autre erreur importante provient de la correction du courant de fuite, induisant une incertitude de l'ordre de quelques pourcents, et qui comme nous pouvons le

le traitement est particulier étant donné que la détection est faite sur le proton de recul uniquement. Les émissions radiatives du proton sont négligeables du fait de sa masse, mais il nous faut tout de même considérer les modifications de la cinématique (angle, énergie, Q^2).

[9] L'incertitude concernant le point 14b est de l'ordre de 20 %. Notons toutefois que celui-ci n'était pas prévu initialement.

remarquer fut découvert tardivement. Les autres sources d'incertitudes sont relativement faibles : les erreurs sur le temps mort, la polarisation et le Q^2 sont de l'ordre du %, tandis que les erreurs sur les propriétés du faisceau, les corrections radiatives et la polarisation transverse restent inférieures à 1 %.

Origine	Incertitude
Propriétés du faisceau	0.01 *ppm*
Courant de fuite	0.14 *ppm*
Polarisation	1 %
Corrections radiatives	0.3 %
Polarisation transverse	0.01 *ppm*
Q^2	1 %
Bruit de fond	0.2 - 9 *ppm*
Temps mort	0.05 *ppm*

TAB. 5.2 – Sources d'erreurs systématiques et ordres de grandeur des incertitudes. Les six premières erreurs sont globales, le temps mort est une erreur point par point et le bruit de fond une combinaison des deux [73].

- **L'asymétrie théorique sans étrangeté :**

La premiere analyse physique consiste à confronter l'asymétrie de violation de parité mesurée avec celle attendue en l'absence de contribution du quark étrange. Reprenant l'expression générale 5.2 et en posant $G_E^s = G_M^s = 0$, l'asymétrie théorique sans étrangeté A_0 s'écrit sous la forme [10] :

$$A_0 = - \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left[(1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) - (1 + R_V^n) \frac{(\epsilon G_E^{\gamma,p} G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,p} G_M^{\gamma,n}}{\epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} \right] + \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{(1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^{\gamma,p}}{\epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2} G_A^e \quad (5.14)$$

Celle-ci est calculable à partir du modèle standard et des paramétrisations analytiques sur les facteurs de forme (cf. section 5.1). Le résultat de la comparaison est représenté sur la figure 5.4. Elle illustre non seulement le large domaine en Q^2 couvert, mais également le nombre important de points mesurés (18). Ceci est à comparer avec les autres expériences qui, comme nous le verrons par la suite, ne déterminent qu'un seul point par prise de données. Les erreurs sur la figure 5.4 sont les erreurs statistiques (interne) et la somme en quadrature des erreurs statistiques et systématiques *pt-pt* (externe). Les erreurs systématiques globales sont également représentées par la zone sombre en haut de la figure. Dans la limite des erreurs, la figure suggère déjà une légère déviation par rapport à l'asymétrie A_0 à bas transfert et pour des valeurs de Q^2 supérieures à 0.5 $(GeV/c)^2$.

Avant de passer à l'interprétation physique complète et à l'extraction des facteurs de forme étranges, nous replaçons maintenant l'expérience G^0 dans le contexte expérimental mondial et présenterons brièvement le cadre théorique associé à cette étude.

5.3 Les autres expériences

La mesure de la contribution du quark étrange aux facteurs de forme du nucléon a suscité un fort intérêt à partir du milieu des années 90. Plusieurs expériences ont ainsi été

[10] La contribution du quark étrange au spin du nucléon Δ_s est toutefois contenue dans le terme axial G_A^e.

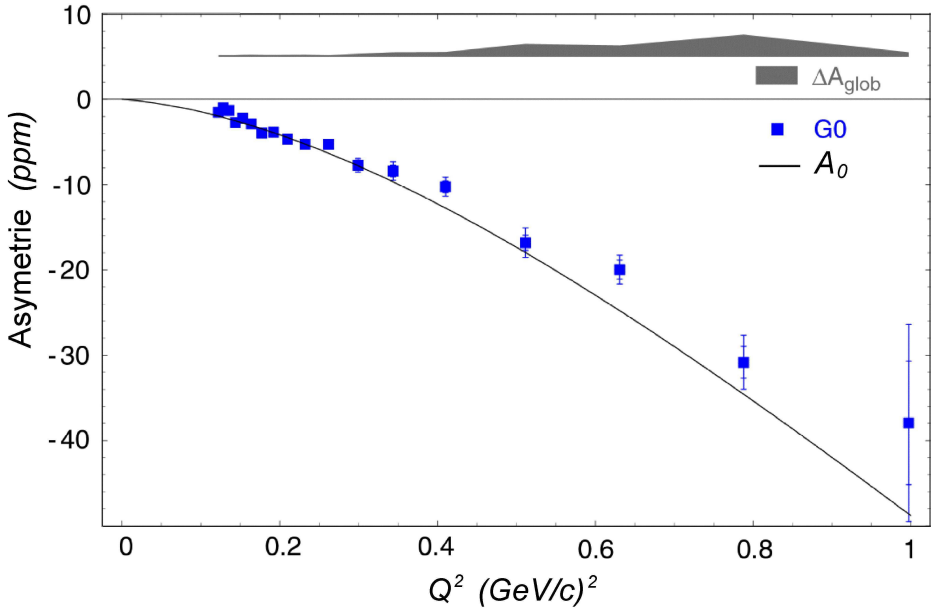


FIG. 5.4 – Asymétries de violation de parité mesurées lors la phase G^0 aux angles avant et asymétrie théorique en l'absence de contribution étrange ($G_E^s = G_M^s = 0$) (cf. texte).

proposées auprès de trois accélérateurs que sont le MIT-Bates, MAMI et CEBAF. Nous décrirons dans ce paragraphe leurs dispositifs expérimentaux, puis nous exposerons les observables mesurées et les premiers résultats obtenus.

5.3.1 SAMPLE

L'expérience SAMPLE [194] fut la première expérience à exploiter la violation de parité en diffusion élastique $\vec{e}N$, dans le but d'extraire la contribution du quark étrange aux propriétés du nucléon. Elle s'est focalisée sur la détermination des facteurs de forme G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$ avec des mesures à deux quadri-moments transférés de 0.1 et 0.038 $(GeV/c)^2$. Les prises de données, se sont déroulées auprès de l'accelérateur linéaire MIT-Bates (Middleton, USA), entre 1998 et 2002. Deux mesures d'asymétrie, en cible d'hydrogène et de deutérium, étaient initialement prévues pour une énergie de faisceau d'électrons incidents de 200 MeV [195], soit un quadri-moment transféré de 0.1 $(GeV/c)^2$. Toutefois, les résultats concernant la partie axiale, ont montré une déviation significative par rapport aux prédictions théoriques [196, 197]. La collaboration a alors décidé de prolonger l'expérience par une mesure en cible de deutérium, mais cette fois-ci avec une énergie de 125 MeV [66, 84], correspondant à un Q^2 de 0.038 $(GeV/c)^2$. Combinées à des mesures complémentaires du bruit de fond, mais également en perfectionnant les simulations et les corrections radiatives électro-faibles, ces mesures ont conduit à une réanalyse complète des données [66].

Le faisceau d'électrons polarisés du MIT-Bates est généré au niveau de la source, par photoémission d'un cristal d'Arseniure de Galium non contraint (Bulk GaAs). Un système optique basé sur un Laser Ti:Sapphire produit les photons polarisés circulairement permettant le pompage optique de ce cristal. La polarisation, de l'ordre de 40 %, est renversée à une fréquence de 580 Hz à l'aide d'une cellule de Pockels (cf. chapitre 2.2.4.1).

Les électrons sont ensuite accélérés par un LINAC de 160 mètres de long, et un système de feedback permet le contrôle et l'asservissement en continu des paramètres du faisceau.

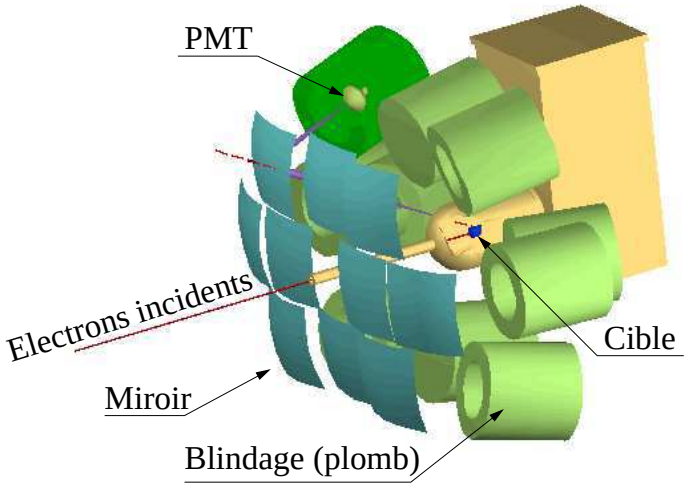


FIG. 5.5 – Système de détection de l'expérience SAMPLE.

Le faisceau possède un courant nominal de 40 μA, avec un faible cycle utile[11] de l'ordre de 1.5 %. Les cibles utilisées sont des cibles cryogéniques d'hydrogène ou de deutérium liquide de 40 cm de long. Le principe de détection, représenté sur la figure 5.5, a été conçu de manière à détecter les électrons diffusés aux angles arrières ($130^o < \theta_e < 170^o$). Ces électrons émettent de la lumière Čerenkov dans l'air. Celle-ci est focalisée par des miroirs ellipsoidaux sur dix photomultiplicateurs protégés par un blindage en plomb. Le courant de chacun des photomultiplicateurs est alors intégré durant chaque état d'hélicité. L'intégration du signal analogique évite toutes pertes par temps mort mais ne permet aucune soustraction du bruit de fond. Ce dernier est estimé lors de prises de données spécifiques.

L'analyse des données consiste à appliquer aux asymétries brutes les diverses corrections relatives à la polarisation, aux propriétés du faisceau et au bruit de fond. Finalement les asymétries mesurées en cible de proton et de deuton valent [66, 67] :

$$A_p(Q^2 = 0.1) = (-5.61 \pm 0.67 \pm 0.88)\ ppm \quad (5.15)$$
$$A_d(Q^2 = 0.091) = (-7.77 \pm 0.73 \pm 0.72)\ ppm \quad (5.16)$$
$$A_d(Q^2 = 0.038) = (-3.51 \pm 0.57 \pm 0.58)\ ppm \quad (5.17)$$

où la première erreur est d'ordre statistique et la deuxième d'ordre systématique.

Ces asymétries s'expriment comme des combinaisons linéaires du facteur de forme magnétique G_M^s et de la composante axiale $G_A^{e(T=1)}$. La contribution du facteur de forme électrique G_E^s est négligée et n'intervient que dans le bilan d'erreur final. En effet, d'une part cette composante se trouve fortement réduite par la cinématique des angles arrières, et d'autre part ces mesures sont réalisées à très faible Q^2 alors que le nucléon ne possède pas d'étrangeté intrinsèque ($G_E^s\ (Q^2 = 0) = 0$). Des simulations Monte-Carlo, prenant en compte la géométrie complète du dispositif de détection et ses effets d'acceptance, nous

[11] Les cavités accélératrices ne sont pas cryogéniques.

donnent les combinaisons linéaires suivantes :

$$A_p(Q^2 = 0.1) = -5.56 + 3.37 G_M^s \pm 1.54 G_A^{e(T=1)} \quad (5.18)$$

$$A_d(Q^2 = 0.091) = -7.06 + 0.72 G_M^s \pm 1.66 G_A^{e(T=1)} \quad (5.19)$$

$$A_d(Q^2 = 0.038) = -2.14 + 0.27 G_M^s \pm 0.76 G_A^{e(T=1)} \quad (5.20)$$

En combinant les mesures en hydrogène et en deutérium prises à 0.1 $(GeV/c)^2$, nous obtenons deux bandes se croisant dans le plan (G_M^s, G_A^e). Comme le représente la figure 5.6 de droite, la zone de recouvrement à un écart standard (grande ellipse) révèle une composante axiale $G^{e(T=1)}$ mesurée en accord avec les calculs théoriques de Zhu *et al.* [57] qui prennent en compte les corrections radiatives multi-quarks :

$$G_{A_{th}}^{e(T=1)}(Q^2 = 0.1) = -0.83 \pm 0.267 \quad (5.21)$$

Par ailleurs, la mesure à $Q^2 = 0.038$ $(GeV/c)^2$ confirme l'évolution en Q^2 prévue par la théorie (cf. figure 5.6 de gauche).

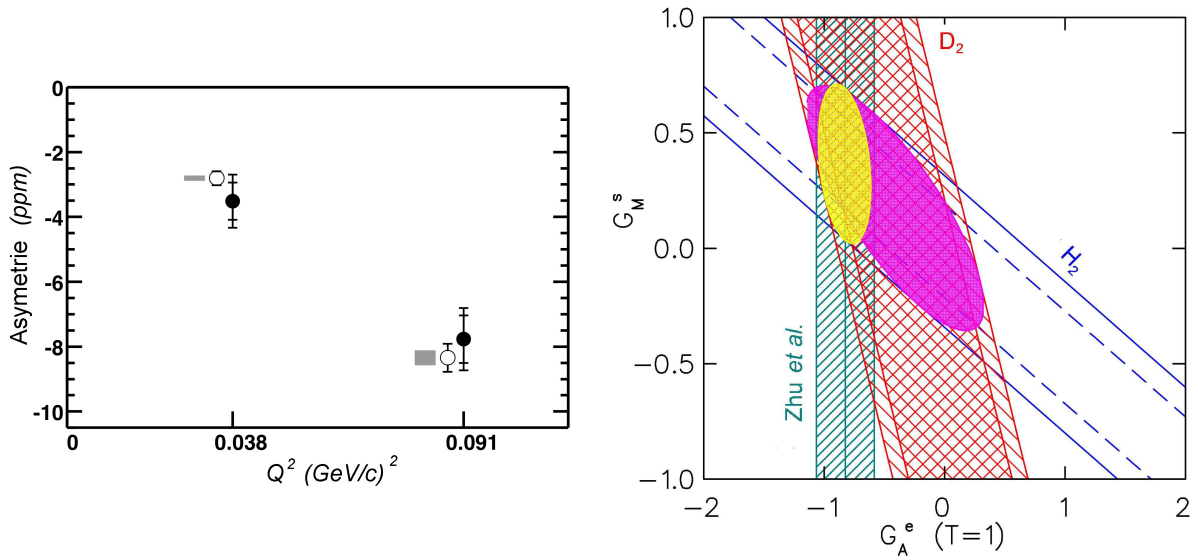


FIG. 5.6 – Figure de gauche : asymétries expérimentales (ronds pleins) comparées aux résultats théoriques de la référence [57] (rond vides) pour $G_M^s = 0.15 \pm 0.3\ \mu_N$. Figure de droite : contraintes imposées par SAMPLE sur G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$, en combinant les mesures en cible de proton et de deuton à $Q^2 = 0.1$ $(GeV/c)^2$ [67]. La bande rayée verticale est le calcul théorique de $G_A^{e(T=1)}$ donné par Zhu *et al.* [57].

Étant donné le bon accord observé avec l'expérience, cette valeur théorique de G_A^e est utilisée pour extraire G_M^s [67] :

$$G_M^s(Q^2 = 0.1) = 0.37 \pm 0.20_{(stat)} \pm 0.26_{(syst)} \pm 0.07_{(th)} \quad (5.22)$$

où les erreurs sont dues à la statistique, aux effets systématiques et aux corrections radiatives électro-faibles. Bien qu'étant relativement faible et entachée d'une barre d'erreur significative, nous verrons que cette valeur positive de G_M^s est en désaccord avec la plupart des modèles théoriques actuels, qui prédisent pour le moment magnétique étrange μ_s une

valeur négative de l'ordre de -0.3 μ_N. Une revue complète et détaillée de cette expérience est donnée en référence [194].

Notons enfin que les deux mesures en cible de deutérium permettent de donner des contraintes fortes sur les quantités C_{2u} et C_{2d}, représentant le couplage axial électron-quark du Modèle Standard. Dans ce cadre, l'expérience DIS-Parity (PR-05-007) au JLab devrait encore améliorer la précision de ces paramètres en mesurant l'asymétrie de violation de parité en diffusion profondément inélastique d'électrons sur une cible de deutérium [198].

5.3.2 HAPPEX

Le programme HAPPEX[12] [199] regroupe de façon générique les expériences de violation de parité se déroulant dans le Hall A [78] du JLab. Ces expériences utilisent le faisceau d'électrons fortement polarisé fourni par CEBAF, et un ensemble de deux spectromètres identiques permettant la détection des électrons diffusés aux angles avant. L'utilisation de deux spectromètres permet non seulement de doubler la statistique, mais également de contrôler certains effets systématiques.

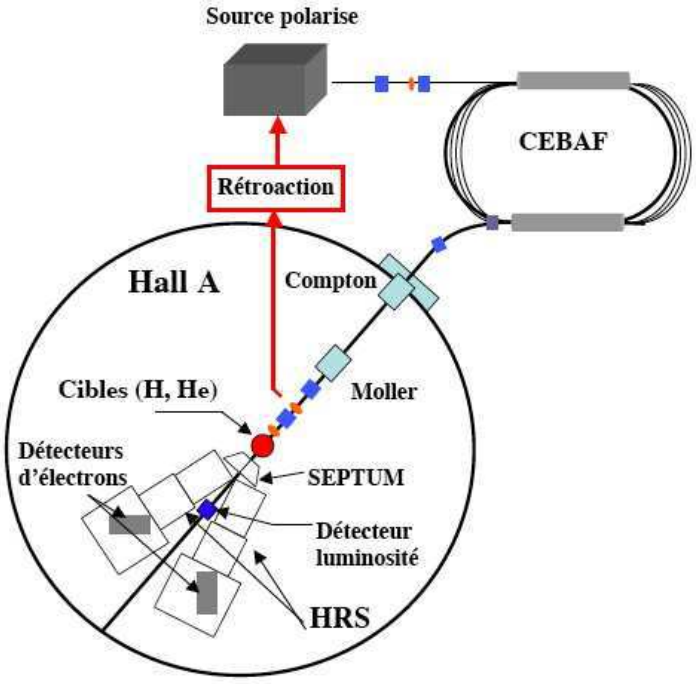


FIG. 5.7 – Dispositif expérimental du Hall A de CEBAF, utilisé lors des différentes prises de données HAPPEX.

Pour les différentes prises de données qui seront présentées dans cette section, le faisceau d'électrons fut délivré à une énergie fixe de 3.3 GeV. Notons que c'est la première expérience à avoir utilisé comme source d'électrons, un cristal de GaAs contraint, permettant d'atteindre une forte polarisation de l'ordre de 70 à 80 % (cf. section 2.2.2). Celle-ci est renversée de façon pseudo-aléatoire à une fréquence de 30 Hz. La polarisation est mesurée en entrée du Hall à l'aide d'un polarimètre Møller ou d'un polarimètre Compton (cf. figure 5.7). L'utilisation des spectromètres "HRS" (High Resolution Spectrometer) permet

[12]Hall A Proton Parity Experiment.

de séparer très proprement au niveau de leur plan focal, les événements élastiques de ceux du bruit de fond physique, principalement composé de π^- et d'électrons inélastiques. La détection des électrons élastiques au plan focal est alors réalisée "en aveugle", à l'aide de scintillateurs d'absorption (couche Plomb/Lucite). Le signal Čerenkov produit est ensuite collecté par des photomultiplicateurs, dont le courant d'anode est intégré à l'aide de convertisseurs analogiques (ADC) pour chaque état d'hélicité (toutes les 30 ms). Comme pour le cas de l'expérience SAMPLE, l'intégration des taux de comptage, de plusieurs dizaines de MHz, permet d'éviter les pertes par temps mort. Une description complète et détaillée du dispositif expérimental est donnée en référence [68].

- **Première génération : HAPPEX**

L'expérience HAPPEX est la première mesure d'asymétrie de violation de parité ayant été réalisée auprès de CEBAF. Elle fut divisée en plusieurs prises de données, tout en améliorant petit à petit les conditions expérimentales, notamment en termes d'intensité ($\sim$ 100 μA) et de polarisation du faisceau d'électrons ($\sim$ 75 %). Lors de cette première phase, les asymétries ont été mesurées par détection des électrons diffusés pour un angle moyen de 12.3^o, correspondant à une quadri-impulsion transférée de 0.47 $(GeV/c)^2$. L'asymétrie obtenue en combinant toutes les prises de données est la suivante [68] :

$$A_p(Q^2 = 0.47) \quad = \quad (-14.92 \pm 0.98_{(stat)} \pm 0.56_{(syst)})\ ppm \tag{5.23}$$

où la première erreur est purement statistique, et la deuxième d'ordre systématique. À cette cinématique, la contribution de la composante axiale est négligeable et peut être inclue dans le bilan d'erreur final. L'asymétrie mesurée s'exprime alors comme une combinaison linéaire des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s :

$$Q^2 = 0.47(GeV/c)^2 : \quad G_E^s + 0.392 G_M^s \quad = \quad 0.014 \pm 0.020 \pm 0.010 \tag{5.24}$$

où la première erreur est d'ordre purement expérimentale (statistique et systématique) et où la deuxième provient des incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques, la composante axiale et les corrections radiatives. Au vu de ces résultats, il apparait que pour cette valeur de Q^2, la contribution du quark étrange est faible et compatible avec zéro. Cependant une compensation fortuite entre deux facteurs de forme G_E^s et G_M^s de signes opposés est tout à fait envisageable. Ces résultats ont donc motivé deux nouvelles expériences, dites de nouvelle génération, que sont HAPPEX-H (expérience E99-115 [200]) et HAPPEX-He (expérience E00-114 [201]).

- **Deuxième génération : HAPPEX-H et HAPPEX-^{4}He**

Pour ces expériences de deuxième génération, un déflecteur magnétique, noté "septum" sur la figure 5.7, fut installé entre la cible et les deux spectromètres "HRS". Cet aimant a permis la détection des électrons diffusés à un angle moyen de 6^o, et ceci en utilisant une configuration expérimentale similaire (spectromètres, détecteurs...) que HAPPEX. Le Q^2 moyen sondé avec une énergie de faisceau de 3.3 GeV est alors de 0.1 $(GeV/c)^2$. La source d'électrons qui fut utilisée est une photocathode superLattice, permettant d'obtenir une polarisation encore plus importante de l'ordre de 85 %, mais à une intensité plus faible à ce stade de son développement ($\sim$ 40 à 80 μA). Deux séries de mesures ont d'ores et déjà été réalisées durant l'été 2004, en cible d'hydrogène liquide et en cible d'hélium gazeux.

Les asymétries mesurées lors de ces premières prises de données sont les suivantes :

$$A_{LH_2} = (-1.14 \pm 0.24_{(stat)} \pm 0.06_{(syst)})\ ppm \quad (5.25)$$

$$A_{^4He} = (\ 6.72 \pm 0.84_{(stat)} \pm 0.21_{(syst)})\ ppm \quad (5.26)$$

où les erreurs se décomposent en une partie statistique et sytématique. L'asymétrie obtenue en cible d'hydrogène s'exprime comme une combinaison linéaire des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s [69] :

$$Q^2 = 0.1(GeV/c)^2 : G_E^s + 0.08 G_M^s = 0.030 \pm 0.025 \pm 0.006 \pm 0.012 \quad (5.27)$$

où la première erreur est statistique, la deuxième systématique et la dernière tient compte des incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques et axial. En cible d'hélium, l'asymétrie mesurée s'écrit directement en fonction du facteur de forme G_E^s (cf. équation 1.105). Le résultat publié en référence [70] est le suivant :

$$Q^2 = 0.09(GeV/c)^2 \ : \quad G_E^s = -0.038 \pm 0.042 \pm 0.010 \quad (5.28)$$

avec les erreurs d'origine statistique et sytématique, cette dernière prenant en compte des incertitudes sur les facteurs de forme. De nouvelles prises de données à cette cinématique sont en cours durant l'été 2005 et sont prévues pour cet automne, et ceci toujours en cible d'hydrogène et d'hélium. Ces mesures ont pour objectif d'augmenter sensiblement la statistique accumulée, permettant de réduire les erreurs finales d'un facteur trois environ en cible d'hélium et d'un facteur deux en cible d'hydrogène. Notons qu'un nouvelle proposition expérience (PR-05-109) a été soumise au PAC 28 de JLab [202] pour une mesure à un Q^2 de 0.6 $(GeV/c)^2$. Au vu des améliorations techniques (polarimètre Compton, nouvelle source d'électrons polarisés SuperLattice,...), et de la connaissance accrue des facteurs de forme électromagnétiques et axial, il est prevu de mesurer la combinaison linéaire $G_E^s + 0.48 G_M^s$ avec une précision de l'ordre de 0.01 ppm.

Notons qu'une nouvelle expérience de type violation de parité est également programmée dans le hall A. Cette expérience PREX [203] a pour but d'étudier la peau de neutron des noyaux lourds. L'asymétrie mesurée en cible de ^{206}Pb donnera directement accès au rapport entre le rayon de neutron R_n et le rayon de proton R_p du noyau. La difference entre R_n et R_p est estimée être de l'ordre du pourcent.

5.3.3 A4

L'expérience A4 se déroule à Mayence en Allemagne auprès du Microtron MAMI. Le dispositif expérimental a été conçu de manière à mesurer des asymétries de violation de parité en diffusion élastique $\vec{e}p$ aux angles avant ($\langle\theta_e\rangle = 35^o$) [204, 205] puis aux angles arrière ($\langle\theta_e\rangle = 145^o$). Aux cinématiques des angles avant, nous avons vu que l'asymétrie peut s'écrire comme une combinaison linéaire des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s. Deux séries de mesures ont déjà été réalisées pour des énergies du faisceau d'électrons incidents de 570 et 854 MeV, correspondant à des quadri-moments transférés de 0.101 et 0.230 $(GeV/c)^2$ [71, 72].

Le faisceau d'électrons d'une intensité de 20 μA, et d'une polarisation de l'ordre de 80 % est envoyé sur une cible de d'hydrogène de 10 cm de long. La polarisation, renversée à une fréquence de 50 Hz, est mesurée à l'aide d'un polarimètre Møller

avec une précision de l'ordre de 2 %. La luminosité de $5{\cdot}10^{37} cm^2.s^{-1}$ est contrôlée par huit détecteurs Čerenkov à eau, placés en aval de la cible selon une symétrie axiale.

La détection des électrons diffusés aux angles avant ($30^o < \theta_e < 40^o$) est effectuée par un calorimètre composé de 1022 cristaux scintillants de fluorure de Plomb (PbF_2). Les cristaux, couplés à des photomultiplicateurs, sont montés en sept rangées, à symétrie cylindrique par rapport à l'axe du faisceau (cf. figure 5.8). Les particules chargées traversant le calorimètre produisent alors une gerbe électromagnétique répartie sur plus de huit cristaux.

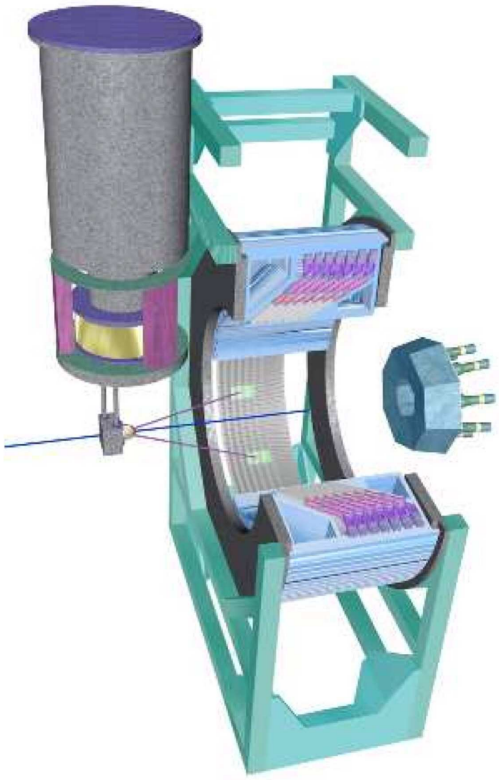


FIG. 5.8 – Dispositif expérimental A4.

L'expérience A4 est la première à avoir mis en place un traitement des données événement par événement. Ceci est réalisé en mesurant l'énergie déposée par les particules dans le calorimètre, et en construisant des histogrammes en énergie pour chaque état d'hélicité (cf. figure 5.9). La résolution en énergie du calorimètre, de l'ordre de $3.9\%/\sqrt{E}$ à une énergie de 1 GeV, permet de séparer proprement les processus élastiques de ceux générant du bruit de fond. Ces derniers contribuent à hauteur de 90 % au nombre total d'évènements détectés. Enfin, étant donné les très forts taux de comptage ($\simeq 100\ MHz$ sur la totalité des détecteurs), un effort important fut mené pour minimiser le temps mort de l'électronique à une valeur de l'ordre de 20 ns.

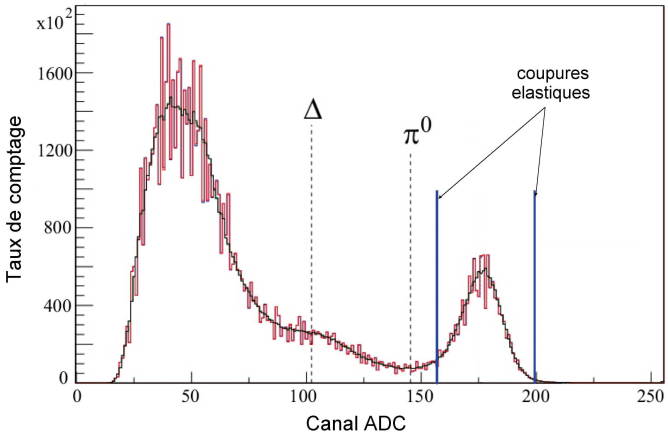


FIG. 5.9 – Histogramme en énergie typique obtenu pour une matrice 3x3 de cristaux, lors de la prise de données A4, et séparation de la composante élastique du bruit de fond.

Les résultats obtenus pour chacune des deux énergies, sont résumés dans le tableau 5.3. Les relations 5.29 et 5.30 donnent les combinaisons linéaires des facteurs de forme

étranges G_E^s et G_M^s, correspondant aux quadri-moments transférés de 0.1 et 0.23 $(GeV/c)^2$, qui ont été publiées en références [71, 72].

$$Q^2 = 0.108(GeV/c)^2 : \quad G_E^s + 0.106 G_M^s = 0.071 \pm 0.036 \tag{5.29}$$

$$Q^2 = 0.230(GeV/c)^2 : \quad G_E^s + 0.225 G_M^s = 0.039 \pm 0.034 \tag{5.30}$$

En ce qui concerne le futur de cette expérience, le dispositif expérimental est désormais retourné de 180^o afin de réaliser des mesures aux angles arrière ($\sim 145^o$), et ceci en cible d'hydrogène et de deutérium. Les quadri-moments qui seront couverts (0.23 et 0.47 $(GeV/c)^2$), ont été choisis de manière à compléter leur première mesure aux angles avant et celle de HAPPEX. En effet, les asymétries mesurées à cette cinématique seront alors essentiellement sensibles à la contribution magnétique G_M^s et à la partie axiale G_A^e. Ces mesures sont prévues à partir de l'automne 2005.

Q^2 $(GeV/c)^2$	E_e (MeV)	A_0 (ppm)	A_{mes} (ppm)
0.104	570.4	-2.06 ± 0.14	-1.40 ± 0.29_{stat} ± 0.26_{syst}
0.230	854.3	-6.30 ± 0.43	-5.44 ± 0.54_{stat} ± 0.26_{syst}

TAB. 5.3 – Asymétries mesurées lors des prises de données A4 aux angles avant. L'asymétrie A_0 représente l'asymétrie théorique sans étrangeté.

5.4 Les prédictions théoriques

Depuis une dizaine d'années, coïncidant avec les premiers indices que l'étrangeté pouvait jouer un rôle non négligeable dans les propriétés du nucléon, les facteurs de forme étranges font l'objet de nombreuses études théoriques. Le nucléon ne portant pas d'étrangeté intrinsèque, le facteur de forme électrique étrange est nul en $Q^2 = 0 : G_E^s(0) = 0$. Les différents travaux s'attachent donc à calculer le moment magnétique étrange à la limite statique (μ_s), ainsi que les rayons de charge moyen (r_s^2 et ρ_s) qui traduisent le comportement de G_E^s et G_M^s près de 0. Nous utiliserons dans la suite les notations introduites par Jaffe [206] et Musolf *et al.* [53] :

$$\mu_s \equiv G_M^s(0) \equiv F_2^s(0) \tag{5.31}$$

$$r_s^2 \equiv -6 \left(\frac{dF_1^s}{dQ^2} \right)_{Q^2=0} \tag{5.32}$$

$$\rho_s \equiv \left(\frac{dG_E^s}{d\tau} \right)_{Q^2=0} = -\frac{2}{3} M_N^2 r_s^2 - \mu_s \tag{5.33}$$

où μ_s est défini comme le moment magnétique étrange, r_s^2 le rayon carré moyen de charge étrange et ρ_s la densité de charge étrange.

La théorie QCD devrait idéalement nous permettre de calculer les éléments de matrice vectoriels $\langle N(P')|\bar{s}\gamma_\mu s|N(P)\rangle$. Cependant la masse du quark étrange est proche de l'échelle d'énergie de la QCD ($m_s \sim \Lambda_{QCD} \sim 200\ MeV$), et nous sommes dans un domaine d'énergie ou la constante de couplage α_s est trop importante pour pouvoir appliquer un développement perturbatif. Les prédictions doivent alors se faire soit à partir de la technique "QCD sur réseau", soit à partir de modèles phénoménologique ou effectifs (théorie

des perturbations chirales, relation de dispersion, modèles de type boucles, ...). Ces derniers utilisent des degrés de liberté effectifs au lieu de raisonner en terme de quarks et de gluons, et si possible introduisent les symétries fondamentales de la QCD. Notons que ce traitement est représentatif de la plupart des problèmes de physique hadronique dans ce domaine non perturbatif de la QCD. Ce chapitre ne donne qu'une vue qualitative des trois classes de modèles les plus couramment utilisés et des calculs sur réseau. Une revue complète et exhaustive de l'origine et du formalisme de ces théories est donnée dans la référence [15]. Le tableau 5.4 reporte quelques-unes de ces prédictions théoriques.

5.4.1 Relations de dispersion et modèles de type pôle

Cette procédure a été utilisée dès 1976 pour calculer les facteurs de forme du nucléon. Elle repose sur un prolongement analytique des facteurs de forme $F(Q^2)$ dans le plan complexe $F(z)$ [65] :

$$F(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{Im(F(q'^2))}{q'^2 - q^2} dq'^2 \tag{5.34}$$

ou $Im(F(q^2))$ représente la fonction spectrale. Cette fonction spectrale peut être déterminée à travers le modèle dit de "dominance des mésons vecteurs" (VMD) dans lequel le couplage au nucléon s'effectue par la matérialisation du boson d'échange (γ^* ou Z^0) en méson vecteur (cf. figure 5.10). Les facteurs de forme électromagnétiques s'écrivent alors sous la forme d'une somme de pôles [65] :

$$F(q^2) = \sum_V \frac{a_V}{M_V^2 - q^2} \tag{5.35}$$

où les termes $\frac{1}{M_V^2 - q^2}$ et a_V correspondent respectivement au propagateur du méson vecteur et aux constantes de couplage méson-nucléon. La première étude, menée par Höhler en 1976 [207], a consisté à ajuster les données expérimentales par une somme de trois pôles résonants, permettant de reproduire le comportement dipolaire ($\frac{1}{Q^4}$) des facteurs de forme électromagnétiques :

$$F(q^2) = \frac{a'_\omega}{M'^2_\omega - q^2} + \frac{a'_\phi}{M'^2_\phi - q^2} + \frac{a_V}{M_V^2 - q^2} \tag{5.36}$$

où ω' et ϕ' sont les mésons vecteurs les plus légers et où le troisième pôle représente la contribution de tous les autres mésons vecteurs de masses supérieures. Notons que ces pôles ne correspondent pas à des états physiques de $SU(3)_f$. Toutefois, la masse du méson ϕ' obtenue par cet ajustement est très proche de celle du méson vecteur étrange ($|\phi\rangle = |s\bar{s}\rangle$), qui porterait ainsi l'étrangeté dans le nucléon.

À partir de cette étude et en imposant qu'à la limite asymptotique F_1^s et F_2^s sont nuls, Jaffe [206] a réalisé la première estimation de μ_s et r_s^2 : $\mu_s \sim$ -0.31 μ_N et $r_s^2 \sim 0.16\ fm^2$. Cette procédure s'est ensuite affinée en considérant les nouvelles mesures expérimentales plus précises des facteurs de forme électromagnétiques. En imposant un comportement asymptotique de F_1^s et F_2^s basé sur les prédictions théoriques de QCD, Hammer *et al.* [208] obtiennent des valeurs de μ_s et r_s^2 en accord avec celles de Jaffe : $\mu_s \sim$ -0.24 et $r_s^2 \sim 0.21\ fm^2$.

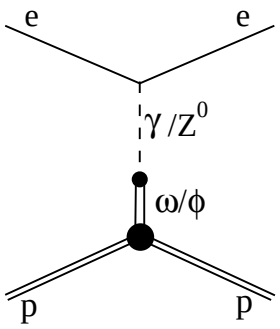


FIG. 5.10 – Exemple de diagramme de Feynman intervenant dans le calcul de l'étrangeté à travers les modèles de type "pôle".

Une autre étude a été menée par Forkel [209] en modifiant à nouveau le comportement asymptotique. Il a ainsi montré que l'ajustement des données peut être amélioré en ajoutant un puis deux pôles supplémentaires, les valeurs de μ_s et de r_s^2 extraites passant respectivement de -0.26 à -0.11 μ_N et de 0.22 à 0.09 fm^2. Ainsi, cette procédure souffre d'une incertitude liée au choix du comportement asymptotique considéré et du nombre de pôle ajusté. De manière générale, ces modèles prédisent une valeur négative de μ_s située entre -0.1 à -0.3 μ_N, ainsi qu'une valeur positive de r_s^2 comprise entre 0.1 et 0.2 fm^2.

5.4.2 Les modèles de type "loop"

Une autre approche permettant d'introduire le contenu en étrangeté dans le nucléon est le modèle dit de "boucles de kaons" (ou "kaon loops"). Ce modèle est en fait inspiré de la description de la distribution interne de charge électrique du neutron. Bien que celui-ci soit neutre de charge, il possède un rayon de charge négatif (cf. section 1.2.3). Cette propriété peut être reproduite par l'image "intuitive" selon laquelle le neutron est constitué d'un noyau chargé positivement (par exemple un proton) autour duquel gravite un "nuage de pions" chargé négativement (π^-). De façon similaire pour les nucléons qui ne possèdent pas d'étrangeté intrinsèque, et de manière à introduire une séparation spatiale des quarks s et antiquarks $\bar{s}$, le modèle de "kaon loop" considère les fluctuations du nucléon en paires hypéron-méson étranges (par exemple Λ-K avec $\Lambda = (uds)$ et K $=(u\bar{s})$). Lors de l'interaction électro-faible, les bosons (γ^* ou Z^0) interagissent alors avec l'une ou l'autre de ces particules (cf. figure 5.11).

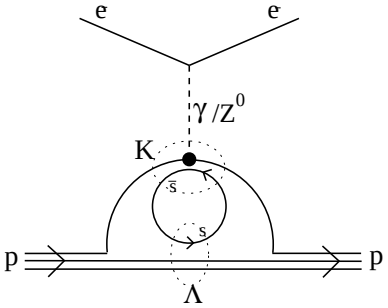


FIG. 5.11 – Exemple de diagramme de Feynman intervenant dans le calcul de l'étrangeté à travers les modèles de type "boucles".

La dispersion des prédictions, reportées dans le tableau 5.4, provient tout d'abord du choix des modèles nucléaires utilisés pour reproduire la fonction d'onde du nucléon (modèle de quarks constituants, "cloudy bag model",...). Notons également que les calculs se restreignent généralement aux boucles "hypéron-méson" les plus légères, et ne prennent pas en compte les processus à plusieurs boucles mésoniques. Ces derniers introduisent des divergences ultra-violettes à haute énergie et nécessitent l'introduction d'une coupure

comprise typiquement entre 300 MeV et 1 GeV. Non seulement les résultats dépendent de la coupure utilisée, mais Musolf *et al.* [210] ont montré également que les boucles "hypéron-méson" de masses supérieures devaient être prises en compte.

De manière générale, ces modèles prédisent des valeurs négatives de r_s^2 correspondant à un noyau central d'étrangeté positive entouré d'un nuage de kaons d'étrangeté négative. La valeur de μ_s est également négative mais relativement plus faible en valeur absolue que celle qui peut être obtenue à partir des modèles de type "pôles".

5.4.3 Les perturbations chirales (χPT - HBχPT)

La théorie des perturbations chirales (χPT) est la théorie effective de QCD à très basse énergie. Elle prend en compte les symétries fondamentales de QCD et elle est formulée à l'aide des champs des particules pseudo-scalaires (pions et kaons) associés à la brisure spontanée de la symétrie chirale. Elle repose sur l'approximation de quarks de masse nulle, en traitant la masse finie des quarks comme une perturbation. Celles-ci sont introduites dans un développement en puissance m_q/Λ_χ, où Λ_χ qui représente l'échelle de brisure de symétrie est de l'ordre de 1 GeV. À basse énergie, cette théorie s'est avérée extrêmement efficace et prédictive. Lorsque l'on quitte le domaine des basses énergies, et lorsque l'on s'intéresse au contenu en étrangeté du nucléon, il faut utiliser une version modifiée HBχPT ("Heavy Baryons Chiral Perturbation Theory"). Celle-ci devient plus délicate à utiliser car la masse du quark étrange devient non négligeable devant l'échelle de brisure de cette symétrie. Dans ce formalisme, les facteurs de forme étranges s'écrivent [211] :

$$G_E^s(Q^2) = -\frac{1}{6}\langle r_{E,s}^2\rangle Q^2 + ... \quad (5.37)$$

$$G_M^s(Q^2) = \mu_s - \frac{1}{6}\langle r_{M,s}^2\rangle Q^2 + ... \quad (5.38)$$

où les quantités μ_s, $\langle r_{E,s}^2\rangle$ et $\langle r_{M,s}^2\rangle$ interviennent respectivement à l'ordre $\mathcal{O}(p^2)$, $\mathcal{O}(p^3)$ et $\mathcal{O}(p^4)$. Toutefois, Musolf *et al.* [212] ont montré que cette théorie ne permet pas de calculer directement les termes d'ordres supérieurs ; ce qui nécessite d'utiliser d'autres modèles ("pôles", "kaon-loop",..) et approximations ou des résultats expérimentaux pour pouvoir faire des prédictions. À titre d'exemple, Hemmert *et al.* [213] combinent leur dépendance en Q^2 de G_M^s avec les premiers résultats de SAMPLE et de HAPPEX pour prédire le comportement de G_M^s et G_E^s sur un large domaine en Q^2. Ils trouvent que les deux facteurs de forme sont de signe opposé avec ρ_s = -0.8 $\pm$ 1.4. Une revue de cette technique est donnée dans la référence [211].

5.4.4 La QCD sur réseau

La QCD sur réseau est la seule technique permettant de résoudre la théorie QCD à partir des degrés de liberté élémentaires que sont les quarks et les gluons, et ceci dans le domaine non perturbatif de QCD. Cette technique introduite par Wilson en 1974 [214] consiste à formuler la QCD sur un espace-temps discret (réseau) euclidien, et à résoudre l'interaction forte à partir de simulations numériques. Les calculs sont donc menés à partir d'une boite à quatre dimensions, composée d'un réseau de points équidistants (de maille *"a"* de longueur typique 0.01 fm) décrits par quatre coordonnées (trois d'espace et une de

temps). Les grandeurs physiques sont alors obtenues à la limite où la taille de la maille tend vers zéro (*"a"* $\rightarrow 0$). Si l'on veut obtenir des résultats précis, les simulations numériques doivent prendre en compte tous les états possibles de quarks et de gluons, ce qui demande des puissances de calculs particulièrement importantes. Plusieurs approximations sont nécessaires, réduisant le temps de calcul tout en abordant le problème de manière approchée.

L'approximation "quenched" (ou quarks gelés) a souvent été utilisée. Elle consiste à négliger les boucles de quarks virtuels générés entre les gluons. Toutefois, cette approximation ne permet pas d'étudier la contribution des quarks de la mer, en particulier celle du quark étrange. Celle-ci doit être introduite à partir de boucles déconnectées [21]. Notons enfin que la taille de la maille, la taille de la boite, la statistique ou encore les masses des saveurs de quarks utilisées sont autant de paramètres qui influent sur les prédictions dont l'incertitude reste difficile à estimer. Une extrapolation des résultats aux masses réalistes des quarks fait souvent appel à la théorie des perturbations chirales.

Les différents calculs menés jusqu'à présent sont reportés dans le tableau 5.4. Remarquons tout de même que cette procédure reste la voie idéale pour obtenir des prédictions théoriques sur les facteurs de forme étranges. Les progrès realisés en termes d'algorithmes et l'accroissement continu des puissances de calcul rendent cette technique de plus en plus exacte et prédictive. Elle nous permet d'espérer avoir d'ici quelques années des prédictions fiables et indépendantes d'approximations. En particulier, les calculs "unquenched" sont en cours et sont essentiels pour notre problématique qui requiert la prise en compte des fluctuations des gluons en paires $s\bar{s}$. Une revue actualisée de cette technique appliquée aux facteurs de forme étranges est donnée dans les références [215, 216].

5.4.5 État actuel des prédictions théoriques

La tableau 5.4 reporte plusieurs prédictions théoriques récentes sur le moment magnétique étrange μ_s et le rayon carré moyen r_s^2. La figure 5.12 illustre les dispersions entre les différents calculs théoriques. Au vu de ces résultats, les modèles penchent de manière générale vers un moment magnétique étrange μ_s négatif entre 0 et -0.3 μ_N, avec seulement quelques valeurs positives. Les prédictions sur la densité de charge étrange ρ_s (cf. équation 5.33) sont pour leur part très fortement dispersées.

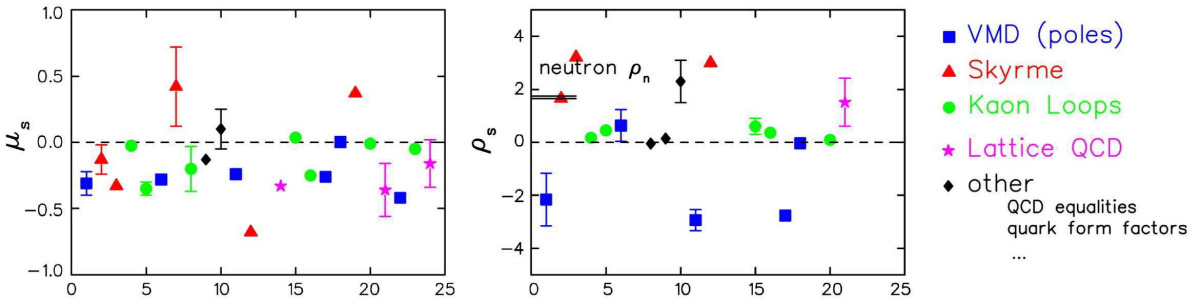


FIG. 5.12 – Prédictions théoriques pour le moment magnétique étrange μ_s et la densité de charge étrange ρ_s (extrait de la référence [217]). À titre de comparaison, la double ligne horizontale sur la figure de droite correspond à la densité de charge électrique du neutron.

Modèle	μ_s (n.m.)	$r_s^2(fm^2)$	Référence
Poles	-0.31 ± 0.09	$0.11 \rightarrow 0.22$	[206]
Poles	-0.24 ± 0.03	0.19 ± 0.03	[208]
Poles	0.003	0.002	[218]
Dispersion	$-0.10 \rightarrow -0.14$	$-0.023 \rightarrow 0.024$	[210]
Kaon Loops	$-0.31 \rightarrow -0.40$	$-0.032 \rightarrow -0.027$	[219]
Kaon Loops	-0.026	-0.01	[220]
Kaon Loops	$\|\mu_s\| = 0.8$		[221]
Kaon Loops	$-0.125 \rightarrow -0.146$	$-0.022 \rightarrow -0.019$	[222]
Loops	+0.035	-0.04	[223]
Loops	-0.06	+0.02	[224]
$SU(3)$ Skyrme (broken)	+0.36		[225]
$SU(3)$ Skyrme (broken)	-0.13	-0.10	[226]
$SU(3)$ Skyrme (symmetric)	-0.33	-0.19	[226]
$SU(3)$ chiral hyperbag	+0.42		[227]
$SU(3)$ chiral color dielectric	$-0.20 \rightarrow -0.026$	-0.003 ± 0.002	[228]
$SU(3)$ chiral soliton	-0.45	-0.35	[229]
Chiral quark	-0.04	0.002	[230]
Chiral models	$-0.25, -0.09$	-0.024, -0.04	[231]
Quark soliton	0.08 ± 0.01	-0.1	[232]
NJL soliton	$-0.05 \rightarrow +0.25$	$-0.25 \rightarrow -0.15$	[233]
QCD equalities	-0.75 ± 0.30		[234]
Lattice (quenched)	-0.36 ± 0.20	$-0.06 \rightarrow -0.16$	[235]
Lattice	0.04 ± 0.04	0.015 ± 0.005	[236]
Lattice (chiral)	-0.16 ± 0.18		[237]
Lattice	-0.046 ± 0.019		[238]

TAB. 5.4 – Prédictions théoriques pour $\mu_s \equiv G_M^s(Q^2 = 0)$ et r_s^2.

5.5 Apports des résultats G^0 et perspectives

Dans la section 5.3, nous avons présenté la situation expérimentale actuelle, les asymétries expérimentales ainsi que les résultats obtenus en termes de combinaisons linéaires des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s. Celles-ci considérées de manière individuelle ne permettent pas de séparer les parties électriques et magnétiques ou de conclure sur une possible contribution de l'étrangeté au nucléon. L'objectif de cette section est de confronter et de combiner toutes les mesures.

Dans la suite nous exposerons tout d'abord les résultats obtenus durant la phase G^0 aux angles avant. Nous présenterons ensuite séparément les résultats obtenus à 0.1 $(GeV/c)^2$ où cinq combinaisons sont disponibles et permettent de définir une zone de recouvrement et de séparer correctement G_E^s et G_M^s. Pour le domaine en Q^2 supérieur à 0.1 $(GeV/c)^2$, où trop peu de données sont disponibles, la séparation n'est pas encore réalisable et la confrontation des résultats ne constituera qu'un test de cohérence. En épilogue de ce paragraphe, nous nous livrerons à un exercice spéculatif consistant à ajuster toutes les données mondiales afin d'extraire une première dépendance des facteurs de forme étranges en fonction du Q^2.

5.5.1 Les combinaisons linéaires étranges G^0 "angles avant"

À partir des asymétries obtenues durant la phase G^0 "angles avant", il est possible d'extraire pour l'ensemble des points la combinaison linéaire purement étrange :

$$G_E^s + \eta G_M^s \;=\; \frac{4\pi\sqrt{2}\alpha}{G_F Q^2}\,\frac{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2}{\epsilon G_E^p(1+R_V^{(0)})}\,(A_{PV} - A_0) \tag{5.39}$$

où A_{PV} représente l'asymétrie de violation de parité mesurée et A_0 l'asymétrie théorique sans étrangeté définie par l'équation 5.14. En première approximation, le facteur η s'exprime en fonction du Q^2 avec une dépendance quasi-linéaire :

$$\eta(Q^2) = \frac{\tau G_M^p}{\epsilon G_E^p} \;\sim\; (0.81 - 0.93)\; Q^2 \tag{5.40}$$

Le résultat est représenté en fonction du quadri-moment transféré sur la figure 5.13. De nouveau, les barres d'erreurs interne et externe correspondent respectivement aux erreurs statistiques et à la somme en quadrature des erreurs statistiques et systématiques expérimentales $pt - pt$. Les zones sombres correspondent aux erreurs systématiques globales, expérimentales (en haut) et théoriques (en bas). Les erreurs théoriques ΔA_{model} sont associées aux erreurs intervenant dans le calcul de A_0, à savoir les incertitudes sur les facteurs de forme électromagnétiques et axial et sur les corrections radiatives électrofaibles (cf. section 5.1). La sensibilité au choix de la paramétrisation est également illustrée par les lignes en pointillé[13].

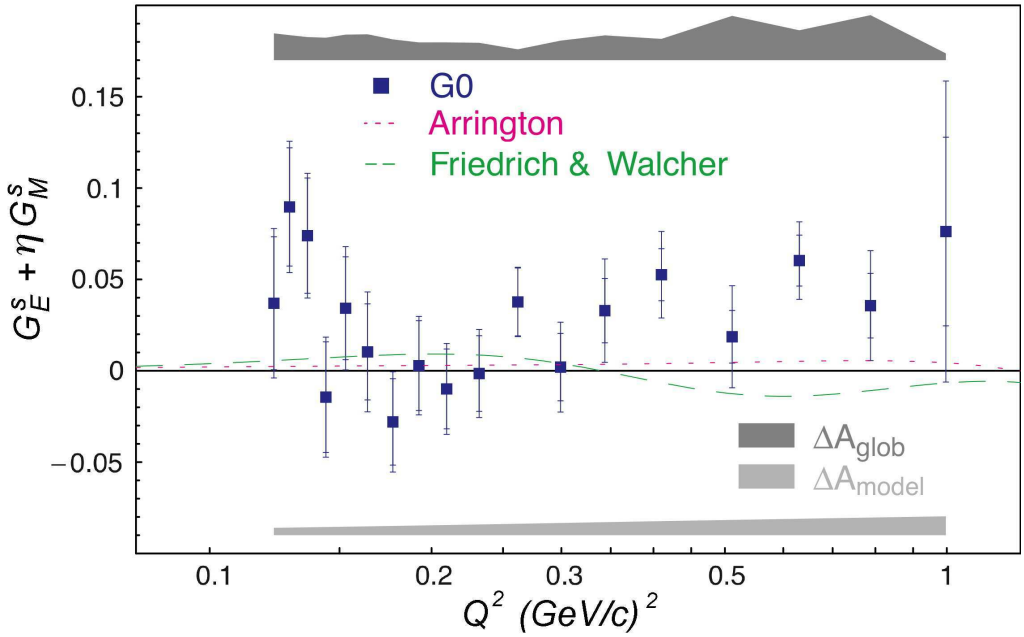


FIG. 5.13 – Combinaisons linéaires étranges $G_E^s + \eta G_M^s$ obtenues lors de la phase G^0 "angles avant" [73] (cf. texte). L'axe des abscisses est à l'échelle logarithmique pour mieux apprécier la continuité des points.

[13]Par exemple, l'utilisation de la paramétrisation de Friedrich-Walcher augmenterait la combinaison linéaire $G_E^s + \eta G_M^s$ de 0.059 à 0.072 au Q^2 de 0.63 $(GeV/c)^2$.

La figure 5.13 montre une déviation significative par rapport à zéro de la combinaison linéaire $G_E^s + \eta G_M^s$ qui pourrait indiquer une contribution significative de l'étrangeté dans le nucléon. Aussi, il est instructif de quantifier cette déviation et le niveau de confiance que l'on peut lui associer. Pour cela, un test préliminaire consiste à calculer le χ^2 associé à l'ajustement des points par la droite $G_E^s + \eta G_M^s = 0$. En prenant en compte les erreurs totales ($pt - pt$ et global), un χ^2 de 39.5 est obtenu sur l'ensemble de nos 18 points. Cependant, étant donné la corrélation des erreurs de chaque point (global), il serait incorrect d'interpréter cette valeur directement en terme de probabilité. Une seconde étape consiste à générer de manière aléatoire des échantillons test (18 points X^i), suivant la contrainte $G_E^s + \eta G_M^s = 0$ et selon les erreurs expérimentales de nos mesures ($pt - pt$ et global). Pour chaque échantillon test, la procédure est la suivante :

- 18 nombres X^i_{pt-pt} sont générés aléatoirement à partir de distributions gaussiennes centrées en 0, et dont les largeurs correspondent aux erreurs expérimentales $pt - pt$ associées Δ^i_{pt-pt}.
- Un nombre α, unique et commun aux 18 points, est tiré aléatoirement. Il est ensuite normalisé pour chacun des 18 points par l'erreur globale expérimentale correspondante : $X^i_{glob} = \alpha \Delta^i_{glob}$.
- Les 18 valeurs test sont ensuite calculées comme la somme des deux nombres aléatoires obtenues précédemment $X^i = X^i_{pt-pt} + X^i_{glob}$. Le premier est individuel et correspond à l'erreur point à point, le deuxième X^i_{glob} rend compte des corrélations.
- A chaque valeur test est associée l'erreur expérimentale totale (*pt-pt* + global).

Chacun des échantillons est ensuite soumis à l'examen du χ^2. On trouve que le pourcentage d'échantillon dont le χ^2 est supérieur à 39.5 est seulement de 11 %. Nous en concluons que l'hypothèse d'une contribution étrange nulle est rejeté avec un niveau de confiance de 89 %.

Notons enfin qu'il est tout a fait possible que la dépendance en Q^2 observée sur la figure 5.13 soit imputable à une combinaison de deux facteurs de forme de signe opposé et dont la dépendance en Q^2 est différente. Cette remarque donnera lieu à une discussion plus spéculative en section 5.5.4.

5.5.2 Séparation de G_E^s et G_M^s à $Q^2 = 0.1$ $(GeV/c)^2$

La figure 5.14 montre dans le plan G_E^s-G_M^s toutes les combinaisons linéaires qui ont été mesurées à un quadri-moment transféré proche de 0.1 $(GeV/c)^2$. La mesure de SAMPLE aux angles arrière est visualisée par une bande verticale avec une très faible dépendance vis à vis de G_E^s (cf. équation 5.22). La mesure d'HAPPEX-He (Hélium) est uniquement sensible à la partie électrique et elle est représentée par la bande horizontale (cf. équation 5.28). Enfin, les mesures d'HAPPEX-H, de A4 et de G^0, réalisées aux angles avant en cible d'hydrogène, sont sensibles à une combinaison linéaire de G_E^s et G_M^s (cf. équations 5.27 et 5.29). Elles sont ainsi représentées par les bandes obliques. Étant donné que le plus petit Q^2 sondé par G^0 est de 0.12 $(GeV/c)^2$, la combinaison linéaire est obtenue par extrapolation linéaire en 0 de la moyenne de $(A_i/Q^2)_i$ sur les trois premiers points {0.122, 0.128, 0.136}. La contribution de la partie axiale est soustraite pour chacune de ces combinaisons linéaires où elle intervient dans les barres d'erreur, exceptée pour celle de HAPPEX-He. Notons aussi la grande différence d'échelle entre les axes vertical et horizontal de la figure.

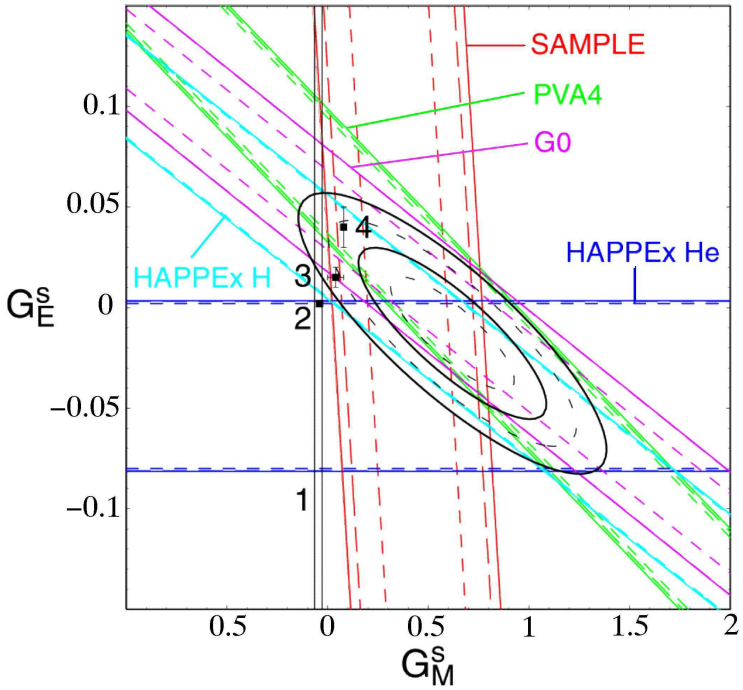


FIG. 5.14 – Combinaisons linéaires étranges dans le plan G_E^s-G_M^s à 0.1 $(GeV/c)^2$. Les bandes internes et externes correspondent respectivement aux erreurs statistiques et aux sommes en quadrature des erreurs statistiques et systématiques. Les contours en pointillés (ellipses) illustrent les limites à ± 1 et 2σ. Les contours pleins (ellipses) délimitent les régions de probabilité des niveaux de confiance de 68.3 et 95.5 % (cf. texte). Les numéros réfèrent à des prédictions théoriques : 1-"Lattice-QCD inspired" [238], 2-"Perturbative Chiral Quark model"'[230], 3-"Lattice-QCD & χPT" [236], 4-"Chiral Quark Solition Model" [232].

Nous pouvons remarquer le très bon accord entre les cinq mesures, dans le sens où toutes semblent converger vers une même zone de recouvrement. Sur la figure 5.14 sont également représentées les limites à 1 et 2σ, ainsi que les régions de probabilité totale (G_E^s,G_M^s). Sont également reportées quelques prédictions de modèles théoriques relativement récents. L'interprétation des zones de probabilité est la suivante : si aucune hypothèse n'est faite sur G_E^s (traits pointillés), le modèle théorique 1 (bande verticale) est rejeté avec un niveau de confiance supérieur à 95.5 % (car situé au delà du contour à 2σ). En outre, les zones de probabilité associées au niveau de confiance nous indique que le modèle 1 est rejeté avec un niveau de confiance supérieur à 95.5 % sauf si la contribution G_E^s est comprise entre 0.02 et 0.05 (cf. section PDG 32.1.2 [5]). La projection des enveloppes à $\pm$ 1 et 2σ sur les axes G_E^s et G_M^s permettent de déduire les valeurs de G_E^s et G_M^s à 0.1 $(GeV/c)^2$ avec les erreurs associées :

$$G_E^s(Q^2 = 0.1) = -0.013 \pm 0.028 \quad (5.41)$$

$$G_M^s(Q^2 = 0.1) = 0.62 \pm 0.31 \quad (5.42)$$

Ces valeurs sont proches de celles reportées par HAPPEX lorsqu'ils ont combiné leur données avec celle de SAMPLE et A4 [69]. La contribution électrique G_E^s ainsi obtenue est faible et reste compatible avec zéro. Ce résultat est n'est pas surprenant pour cette faible valeur de Q^2 dans la mesure où le nucléon ne possède pas d'étrangeté intrinsèque ($G_E^s(0) = 0$). Par contre le facteur de forme magnétique G_M^s est non nul avec une valeur

positive à plus de 2σ. La valeur de 0.6 est intriguante car celle-ci représente une contribution de l'étrangeté relativement grande, de l'ordre de 10 % du moment magnétique du proton[14] (cf. facteur 1/3 dans l'équation 1.65). Ce résultat contredit fortement la plupart des modèles théoriques qui prédisent une contribution magnétique G_M^s négative ou proche de zéro (cf. section 5.4).

Notons enfin que la situation expérimentale n'est pas encore close à 0.1 $(GeV/c)^2$. De nouvelles prises de données HAPPEX-He et HAPPEX-H sont en cours et programmées pour cet automne afin d'augmenter la statistique accumulée en cible d'hydrogène et d'hélium. Elles devront permettre de réduire les erreurs d'un facteur deux à trois sur les bandes correspondantes de la figure 5.14.

5.5.3 Résultats à $Q^2 = 0.23$, 0.47 et 0.79 $(GeV/c)^2$

Pour des Q^2 supérieurs à 0.1 $(GeV/c)^2$, toutes les mesures d'asymétries ont pour l'instant été réalisées en cible d'hydrogène et pour des cinématiques aux angles avant. Les combinaisons linéaires mesurées $(G_E^s + \eta G_M^s)$ sont donc assez similaires et imposent peu de contraintes pour la séparation de G_E^s et G_M^s. Les résultats disponibles sont ceux de A4 à 0.23 $(GeV/c)^2$ (cf. équation 5.30), de HAPPEX à 0.47 $(GeV/c)^2$ (cf. équation 5.24) ainsi que les 18 points obtenus lors de la phase G^0 "angles avant" (cf. section 5.2).

Afin de confronter les résultats G^0 avec les deux combinaisons linéaires des expériences A4 et HAPPEX, deux combinaisons linéaires proches de 0.23 et 0.47 $(GeV/c)^2$ sont construites pour les données G^0 à partir des trois points voisins ($Q^2 = \{0.210, 0.232, 0.262\}$ et $Q^2 = \{0.410, 0.511, 0.631\}$). Les résultats sont représentés dans le plan G_E^s-G_M^s sur la figure 5.15.

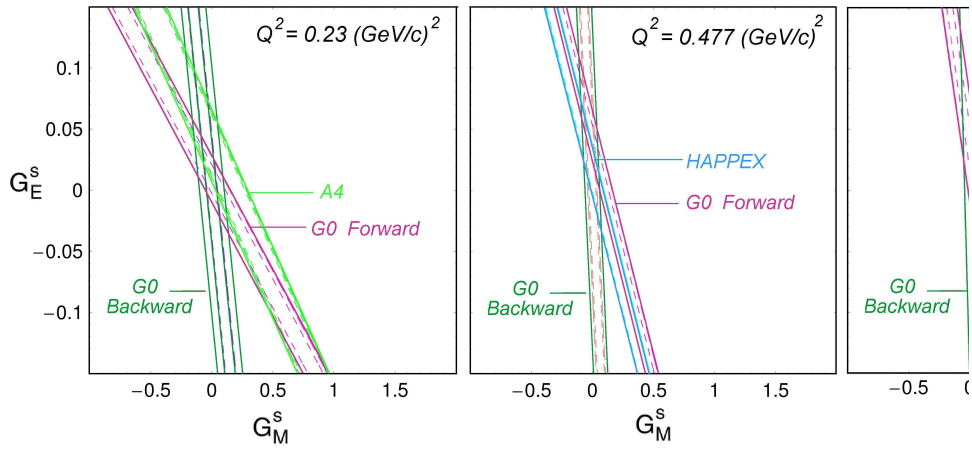


FIG. 5.15 – Combinaisons linéaires étranges dans le plan G_E^s-G_M^s au quadri-moment transféré de 0.23 $(GeV/c)^2$ (à gauche), de 0.47 (au centre) et de 0.79 $(GeV/c)^2$ (à droite). Sont également représentées les combinaisons linéaire qui seront mesurées lors de la phase G^0 aux angles arrière, tracées avec la contrainte arbitraire : $G_E^s = G_M^s = 0$.

On constate tout d'abord un bon accord entre les expériences dans la limite des barres d'erreurs. Les expériences HAPPEX et G^0 à 0.47 $(GeV/c)^2$ utilisent des cinématiques quasi-

[14] Cela représente une contribution au facteur de forme isoscalaire du nucléon de 60 % (cf. équation 1.77).

identiques. Elles obtiennent deux bandes obliques parallèles et le recouvrement observé en figure 5.15 de droite illustre le bon accord entre les données. Les résultats de A4 et G^0 à 0.23 $(GeV/c)^2$, qui utilisent des cinématiques relativement différentes, se croisent en un endroit qui semble confirmer la tendance positive pour G_M^s et négative pour G_E^s. Toutefois, à ce stade, le manque de contraintes ne permet pas de faire la séparation. Les mesures de l'expérience G^0 proposées aux angles arrière sont également représentées sur la figure 5.15 avec une localisation arbitraire pour un passage par $G_E^s = G_M^s = 0$. Ce sont celles-ci qui devraient permettre de réaliser une séparation de G_E^s et G_M^s à ces trois valeurs de Q^2. La prise de données à 0.8 $(GeV/c)^2$ est programmée durant l'année 2006, et une autre à 0.23 (ou 0.47) $(GeV/c)^2$, soumise au PAC 28 de JLab, devrait suivre la même année (PR-05-108) [239].

5.5.4 Ajustement des données mondiales et spéculation

Nous avons vu que la séparation de G_E^s et G_M^s est relativement précise à 0.1 $(GeV/c)^2$. D'autre part, les données de la phase G^0 "angles avant" procurent des combinaisons linéaires sur un grand domaine en Q^2, qui sont en accord avec les points de A4 à 0.23 $(GeV/c)^2$ et de HAPPEX à 0.47 $(GeV/c)^2$. Nous avons également montré que l'hypothèse d'une contribution étrange nulle sur tout le domaine en Q^2 est rejetée à 89 %. L'exercice spéculatif mené dans cette section consiste à séparer G_E^s et G_M^s, à partir de l'extraction déjà réalisée à 0.1 $(GeV/c)^2$ et de la dépendance en Q^2 observée en figure 5.13.

Tout d'abord qualitativement, rappelons qu'à transfert nul ($Q^2 = 0$), le facteur de forme électrique étrange et le coefficient η (cf. équation 5.40) sont nuls ($G_E^s = 0$ et $\eta = 0$). La combinaison linéaire positive proche de 0.1 $(GeV/c)^2$, semble donc indiquer une valeur positive relativement importante du facteur de forme G_M^s. Toujours à faible transfert, alors que le coefficient η, et donc la contribution ηG_M^s croît quasi-linéairement, l'amplitude de la combinaison linéaire diminue rapidement jusqu'à changer de signe aux alentours de 0.2 $(GeV/c)^2$. On peut ainsi supposer que le facteur de forme G_E^s est négatif sur ce domaine. Enfin, à partir de 0.3 $(GeV/c)^2$ la combinaison linéaire est à nouveau positive pour atteindre la valeur de 0.1 au Q^2 de 1 $(GeV/c)^2$.

L'exercice consiste donc à utiliser toutes les données mondiales (SAMPLE, HAPPEX, A4 et G^0) afin d'obtenir la première dépendance en Q^2 des deux facteurs de forme étranges. L'ajustement des asymétries mesurées est alors réalisé à partir de paramétrisations, non complètement justifiées, mais réalistes. Le facteur de forme étrange électrique est reproduit par une paramétrisation semblable à celle de Kelly et le facteur de forme étrange magnétique par une forme dipolaire :

$$G_E^s(Q^2) = \frac{a_2 Q^2}{1 + b_1 Q^2 + b_2 Q^4 + b_3 Q^6} \qquad \text{et} \qquad G_M^s(Q^2) = \frac{\mu_s}{(1 + Q^2/\Lambda_s^2)^2}$$

La qualité de l'ajustement pour l'ensemble des asymétries mesurés par les quatre expériences[15] est illustrée sur la figure 5.16. Le χ^2 réduit sur l'ensemble des points est de 0.86. Les dépendances en Q^2 obtenues pour les deux facteurs de forme, électrique et magnétique, ainsi que la comparaison avec les combinaisons linéaires étranges mesurées par G^0 sont présentées sur la figure 5.17.

[15]Les données en deutérium de SAMPLE ne sont pas prises en compte dans cette étude.

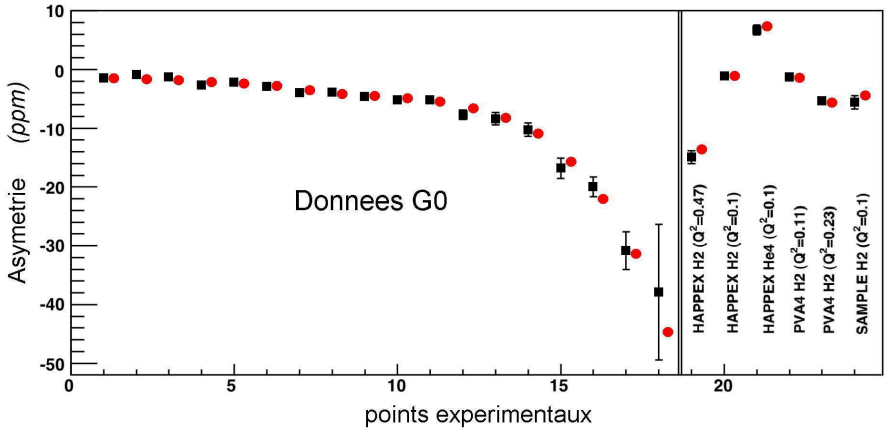


FIG. 5.16 – Ajustement des données mondiales. Les marqueurs carrés noirs (à gauche) et ronds rouges (à droite) correspondent respectivement aux données expérimentales et aux résultats de l'ajustement.

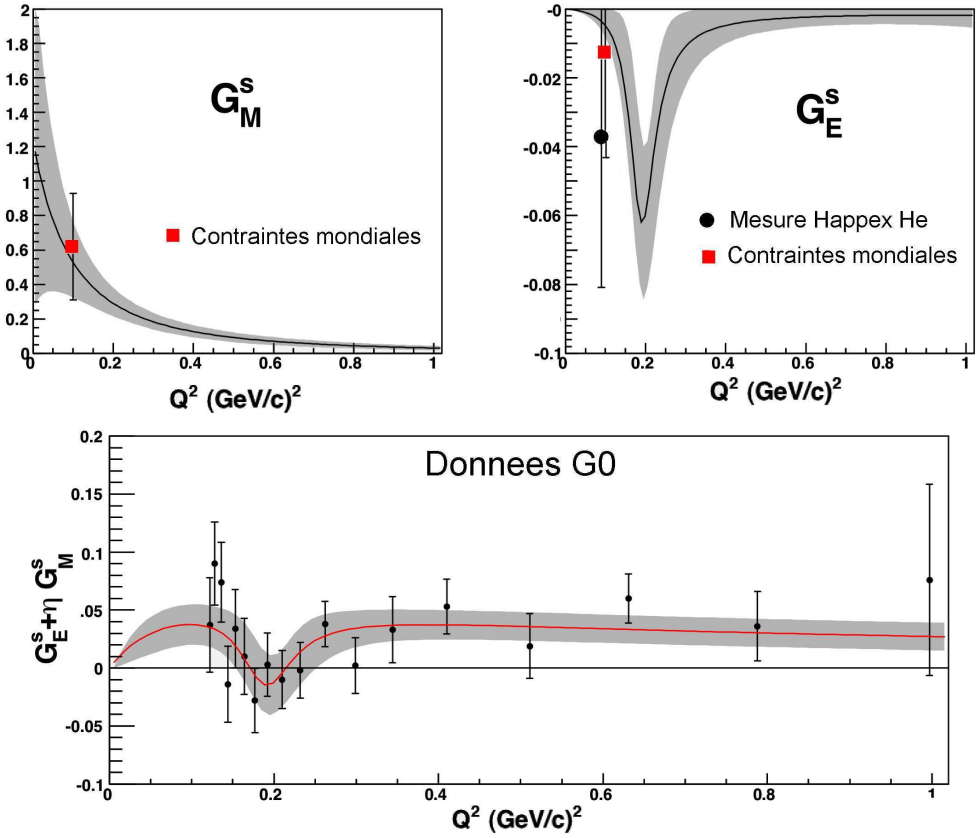


FIG. 5.17 – Facteurs de forme étranges, magnétique et électrique, obtenus par ajustement des données mondiales d'asymétries (figures du haut). Les points expérimentaux sur la figure du haut correspondent au résultat obtenu à 0.1 $(GeV/c)^2$ en confrontant toutes les données mondiales (marqueur carré rouge) ou que le résultat de HAPPEX en cible d'Hélium ^{4}He (marqueur rond noir). La comparaison avec les combinaisons linéaires mesurées durant la phase G^0 aux angles avant est montrée sur la figure du bas.

Le résultat de cet excercice dépend du choix des paramétrisations utilisées. Le calcul d'erreur n'est pour l'instant mené que pour ce choix particulier des fonctions d'ajustement (matrice de covariance). Le résultat est représenté par la bande grisée sur la figure 5.17. Une étude plus approfondie devrait toutefois être réalisée en utilisant d'autres paramétrisations pour les facteurs de forme étranges. Cette étude illustre néanmoins les conjectures proposées précédemment et montre qu'il est possible de reproduire correctement l'ensemble des données mondiales, et des combinaisons linéaires étranges parfois compatibles avec zéro, par deux contributions étranges de signe opposé. Cette étude sera poursuivie avec les résultats plus précis escomptés à bas Q^2 et surtout avec les résultats contraignants attendus des mesures aux angles arrière.

5.5.5 Perspectives G^0 "angles arrière"

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la séparation des termes électrique et magnétique, malgré des résultats très encourageant, reste encore spéculative à ce stade. Ce ne sont que les nouvelles expériences programmées à MAMI en 2005 et au JLab à partir de 2006 qui apporteront les outils nécessaires pour une telle séparation.

En conclusion de ce chapitre nous présentons donc les résultats finaux qui sont attendus après l'aboutissement de la deuxième phase de l'expérience G^0. Rappelons qu'il est prévu d'effectuer deux mesures en cible d'hydrogène et de deutérium pour trois valeurs de Q^2 (0.23, 0. 47 et 0.8 $(GeV/c)^2$). Les mesures à 0.8 $(GeV/c)^2$ sont d'ores et déjà approuvées et programmées pour le début de l'année 2006. Une mesure à 0.23 ou à 0.47 $(GeV/c)^2$ devrait aussi prendre place durant l'été de la même année. En combinant ces mesures avec les résultats de la phase angles avant, nous obtiendrons ainsi des combinaisons linéaires permettant de séparer les contributions étranges G_E^s et G_M^s et la composante axiale $G_A^{e(T=1)}$ (cf. section 5.1.2). Cette discusion est illustrée par les figures 5.18 et 5.19 et par le tableau 5.5 qui reporte les incertitudes finales attendues.

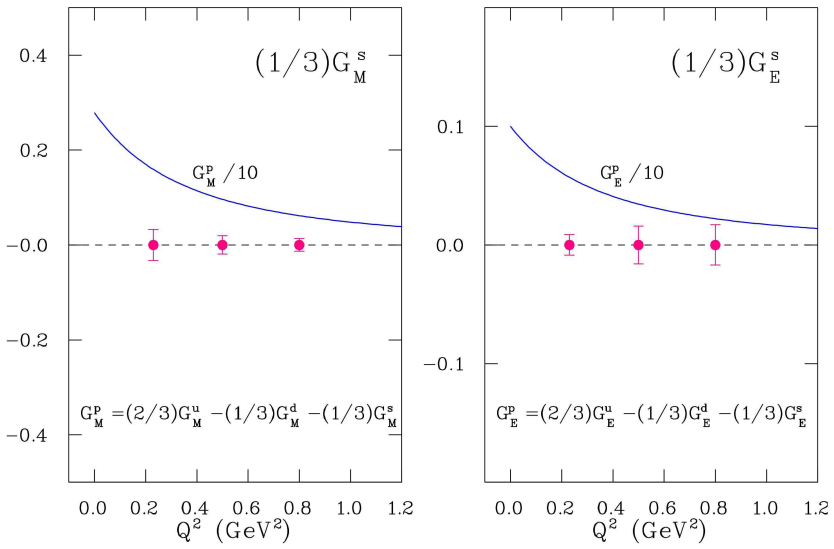


FIG. 5.18 – Erreurs attendues sur les contributions des facteurs de forme étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique du proton [239] (cf. texte).

TAB. 5.5 – Erreurs attendues (statistiques et systématiques) sur les facteurs de forme étranges électrique et magnétique et sur le terme axial [239].

Q^2	ΔG_E^s	ΔG_M^s	$\Delta G_A^{e(T=1)}$
0.23	0.032	0.13	0.22
0.48	0.048	0.058	0.16
0.8	0.051	0.040	0.13

La figure 5.18 représente les points attendus en terme de contributions du quark étrange aux facteurs de forme du proton. Les incertitudes attendues sur les facteurs de forme G_E^s et G_M^s ont ainsi été multipliées par le facteur 1/3 intervenant dans la décomposition des facteurs de forme du nucléon (cf. équation 1.65), et les facteurs de forme électrique et magnétique du proton ont été divisés par dix pour plus de lisibilité. Une illustration analogue est montrée sur la figure 5.19, où les incertitudes attendues par l'expérience G^0 sont données cette fois-ci en valeur absolue.

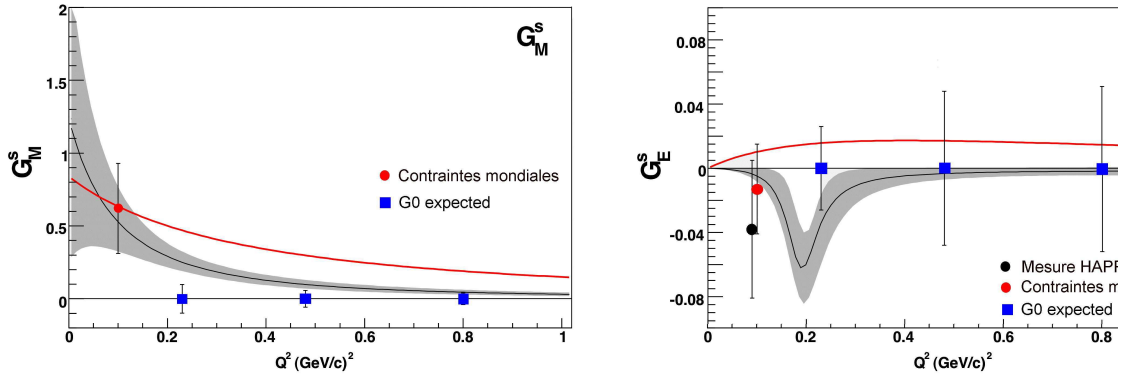


FIG. 5.19 – Erreurs attendues sur les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s (carrés bleus). Les zones grisées correspondent aux résultats de l'ajustement mondial présenté en section 5.5.4. Les points expérimentaux correspondent au résultat obtenu à 0.1 $(GeV/c)^2$ en confrontant toutes les données mondiales (marqueur rond rouge) et le résultat de HAPPEX en cible d'Hélium ^{4}He (marqueur rond noir) ; points dont les incertitudes seront réduites d'un facteur deux environ (cf. section 5.5.2). Les courbes rouges correspondent à une contribution de l'étrangeté de 10 % au facteur de forme magnétique du proton (à gauche) et de 10 % au facteur de forme électrique du neutron (à droite).

Au vu des figures 5.18 et 5.19, l'accomplissement du programme G^0 permettrait d'obtenir la sensibilité suffisante pour déceler et quantifier une contribution du quark étrange de l'ordre de 10 %, qui est l'ordre de grandeur attendu et observé pour la composante magnétique à 0.1 $(GeV/c)^2$. L'ensemble des mesures G^0, et celles des autres expériences réalisées principalement à bas transferts (0.1 $(GeV/c)^2$) devraient ainsi nous permettre d'obtenir une description précise et complète du rôle de l'étrangeté aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon, et ceci sur un large domaine en Q^2 de 0.1 à 0.8 $(GeV/c)^2$.

Conclusion et Perspectives

Dans cette thèse nous avons présenté les résultats de la phase "angle avant" de l'expérience G^0. Nous avons tout d'abord exposé les concepts théoriques et le lien entre la mesure des facteurs de forme faibles et le but physique recherché, à savoir déterminer le rôle joué par les quarks étranges de la mer dans les distributions de charge et de magnétisation du nucléon. Ceci complémente ainsi les résultats obtenus dans d'autres secteurs (masse, spin ...), mais avec moins d'hypothèses et peu de dépendance à d'autres observables non encore connues. Les contributions étranges aux facteurs de forme électrofaibles sont accessibles à partir de mesures d'asymétries de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés. Nous avons alors décrit le dispositif expérimental mis en place dans le Hall C du Jefferson Laboratory en soulignant les contraintes très importantes qu'il doit satisfaire ; l'effet recherché se manifestant comme une déviation de quelques pourcents par rapport à un signal qui n'est que de quelques parties par million. J'ai activement participé à la période de test du dispositif expérimental puis aux prises de données physiques qui ont duré près de six mois et durant lesquelles un important travail de compréhension de toutes les sources d'erreurs systématiques a été mené. Celles-ci ont été présentées ainsi que les méthodes mises en oeuvre pour les réduire au niveau requis. Si tel a été le cas pour l'essentiel avec les outils prévus dès le début, des contributions imprévues ou sous-estimées ont aussi dues être traitées. C'est en particulier le cas pour le bruit de fond physique qui a nécessité la mise au point de méthodes de soustraction et d'ajustement pour isoler ses contributions aux taux de comptage et aux asymétries. Une grande partie de mon travail de thèse y a été consacré et a apporté des réponses essentielles qui ont permis de contenir les barres d'erreur à un niveau satisfaisant. L'analyse des données est à présent finalisée et la publication des résultats de G^0 permet d'augmenter notablement le nombre de points déjà mesurés. Ceci constitue une étape très importante dans cette problématique de par la précision obtenue, qui est comparable avec celles des autres données, mais surtout de par le très large domaine en moment transféré couvert.

L'ensemble de nos données, qui est en accord avec les résultats publiés des autres expériences, a montré qu'une contribution non nulle des quarks étranges aux distributions de charge et courant/spin est favorisée. La forme marquée du comportement de la combinaison linéaire des facteurs de forme étranges mesurés serait, de manière plus spéculative, en faveur de la combinaison de deux termes ayant des contributions conséquentes et de signes opposés. Les mesures à faible Q^2 qui ont été réalisées par les quatre expériences au niveau mondial tendent aussi vers une telle solution. Les deux années à venir seront donc cruciales pour les trois collaborations, HAPPEX, A4 et G^0, avec la réalisation de nouvelles mesures aux angles arrière par A4 (0.23 et 0.47 $(GeV/c)^2$) et la fin des prises de données de HAPPEX aux angles avant en cible d'hélium et d'hydrogène (0.1 $(GeV/c)^2$).

Les mesures planifiées par l'expérience G^0 dès 2006, et ceci sur deux cibles pour déterminer le terme associé au courant axial du nucléon, permettront la séparation des parties vectorielles électrique (charge) et magnétique (courant/spin) à trois valeurs de Q^2. La mesure de G^0 sera donc la plus complète et atteindra en particulier les plus grands Q^2 où elle déterminera la dépendance du terme axial qui est très mal connue. Ce dernier résultat apportera ainsi une meilleure précision dans la détermination des termes vectoriels, et devrait permettre de contraindre fortement les modèles théoriques. Néanmoins, il faut voir cet effort expérimental des trois collaborations comme désormais commun. En effet la combinaison de tous ces résultats, mesurés dans des conditions expérimentales très différentes démontrera dans le cas d'un accord comme celui observé à faibles Q^2, la parfaite maîtrise des erreurs. Ceci pourrait renforcer la confiance dans les résultats expérimentaux en cas de désaccords persistants avec les prédictions théoriques.

Ainsi, près de 50 ans après la mise en évidence de la violation de parité dans l'interaction faible, cette propriété est à présent couramment utilisée dans des mesures visant à déterminer les propriétés de l'interaction forte dans le nucléon. Il aura tout de même fallu attendre les années 1990, avec des progrès constants au niveau des sources d'électrons et des diagnostics faisceaux, pour que les mesures d'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons atteignent une précision routinière de l'ordre du *ppm* (10^{-6}). C'est finalement plus de dix années d'efforts expérimentaux qui auront été nécessaires à quatre collaborations pour publier un ensemble de résultats à partir desquels des conclusions physiques peuvent être ébauchées. L'amélioration continue des performances au niveau des sources d'électrons polarisés et la maîtrise accrue des fausses asymétries ouvre également d'autres perspectives. Des mesures de précision au niveau du *ppb* (10^{-9}) sont actuellement possibles dans le cadre de tests du modèle standard à basse énergie. Celles-ci vont de la mesure du couplage axial électron-quark (quantité C_{2u} - C_{2d}) avec l'expérience DIS Parity proposée au JLab [198], à la mesure précise de $\sin^2\theta_W$ qui fut déjà réalisée par l'expérience E-158 [240] au SLAC, et qui le sera prochainement par le projet Qweak au JLab [241].

Annexe A

Les compteurs Čerenkov

Cette annexe présente deux séries de test des compteurs Čerenkov à aérogel : celui de l'efficacité de détection en cosmiques et celui du blindage magnétique de leurs photomultiplicateurs. Une description de leur rôle et de leur implémentation au sein du dispositif expérimental G^0 aux angles arrière a été faite en section 2.6.2. Rappelons que l'objectif de ces détecteurs Čerenkov est de discriminer la partie du bruit de fond composée de pions π^- et de leurs produits de décroissance μ^-. Cette discrimination est particulièrement nécessaire en cible de deutérium, pour laquelle le signal des π^- peut atteindre 90 % du total des particules détectées dans la coïncidence CED-FPD (à l'énergie de faisceau de 799 MeV). Pour chacun des huit secteurs de détection, ce compteur sera placé entre les systèmes CED et FPD et sera utilisé en mode acceptation pour valider l'incrémentation des matrices de coïncidences. Quatre des huit compteurs Čerenkov ont été conçus et construits au LPSC Grenoble.

A.1 La géométrie des détecteurs

La géométrie du détecteur est représentée en figure 2.34. Celui-ci est composé de deux parties. Tout d'abord le milieu radiateur constitué de 5 cm d'aérogel de silice (AGL), d'indice $n = 1.03$, fourni par Matsushita Company [113] (Japon) par blocs de dimensions $113{\times}113{\times}10$ mm^3. La deuxième partie est la boîte de diffusion (ou boîte de lumière) dont la géométrie et le revêtement fortement diffusif[1] ont été étudiés de manière à focaliser de la meilleure façon possible les photons Čerenkov créés dans le milieu radiateur vers les surfaces d'entrée des photomultiplicateurs [112]. Cette géométrie nous a permis de réaliser l'assemblage des blocs d'aérogel en France et leur transport sans dégradation au JLab. Les photomultiplicateurs utilisés sont de type XP45725b de la société Photonis [117]. Ils possèdent dix étages d'amplification et un diamètre de photocathode de 110 mm. En fonctionnement nominal (haute tension de 2400 V), le gain des PMTs est de l'ordre de $2{\cdot}10^7$. Enfin, ceux-ci sont protégés par un blindage magétique qui sera présenté en section A.3. Cette géométrie fut étudiée et optimisée en combinant des simulations LITRANI [114] validées par des mesures sur un prototype de dimensions réduites [115].

[1] Nous utilisons trois couches de papier millipore [116], qui possède un fort coefficient de diffusion, un fort coefficient de réflexion et un faible coefficient d'absorption.

A.2 Les tests en cosmiques

L'objectif des tests réalisés en muons d'origine cosmique était de valider l'efficacité de détection du compteur Čerenkov et de vérifier l'uniformité du signal sur les quatre photomultiplicateurs. Le schéma du dispositif expérimental est représenté sur la figure A.1. Nous utilisons deux palettes de scintillateur de section 40x40 cm^2 notées S_1 et S_2. Celles-ci sont employées en mode coïncidence pour signer le passage d'une particule cosmique. Nous ajoutons une épaisseur de 75 cm de plomb entre les deux scintillateurs afin de supprimer de notre étude les particules de basse énergie dont l'impulsion est inférieure au seuil Čerenkov. Enfin trois chambres à fils, de section 32x32 cm^2, permettent de reconstruire le point d'impact de la particule cosmique au niveau du radiateur. Étant donné la taille des chambres à fils, nous avons effectué plusieurs séries de mesure pour pouvoir couvrir la totalité de la surface du milieu radiateur, et ceci en modifiant la position du compteur Čerenkov (numéro 1 à 9 sur la figure A.1). La calibration du signal du photo-électron unique (p.e.) est réalisée à l'aide d'une diode électroluminescente (LED) émettant une faible quantité de lumière au niveau de la boîte de diffusion. Ce dispositif expérimental permet alors la mesure absolue de l'efficacité de détection du Čerenkov, ainsi que le contrôle de l'amplitude du signal collecté en fonction de la position du PMT et en fonction du point d'impact de la particule.

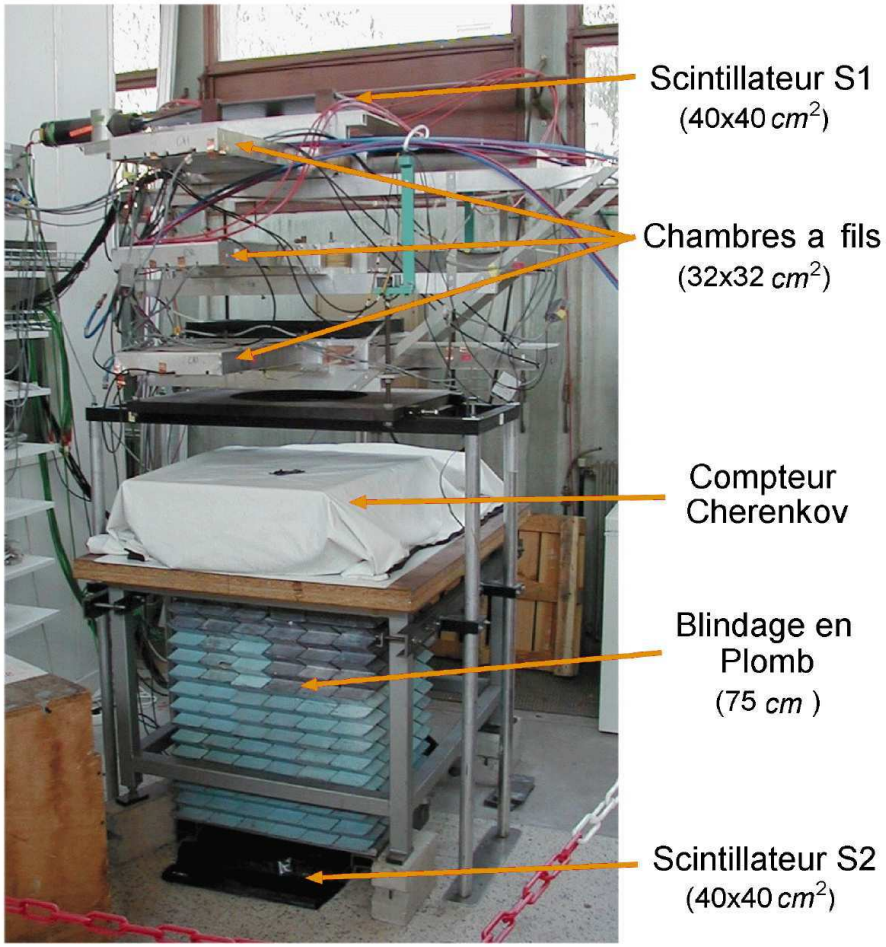
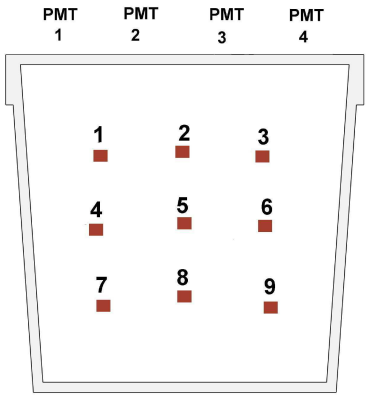


FIG. A.1 – Dispositif expérimental mis en place à Grenoble pour les tests en cosmiques.

Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau A.1. Au vu de ces résultats, le signal est relativement uniforme selon la position de l'impact des muons (ou électrons) et dépend peu de la position des PMTs (variation de l'ordre de 10 %). Ceci illustre l'efficacité du revêtement diffusif. Le signal total moyen est de l'ordre de huit photo-électrons avec un temps de collection inférieur à 25 ns. Enfin, l'efficacité de détection associé à un seuil du discriminateur de deux photo-électrons sur la somme des signaux des quatre photomultiplicateurs est de l'ordre de 90 %.



Pos.	$\langle p.e.\rangle_1$	$\langle p.e.\rangle_2$	$\langle p.e.\rangle_3$	$\langle p.e.\rangle_4$	$\sum > 2$ $p.e.$ (%)
1	1.92	1.96	1.77	1.65	95.14
2	1.71	1.96	1.94	1.77	95.84
3	1.70	1.74	1.96	1.94	94.61
4	1.89	1.91	1.72	1.63	92.12
5	1.70	1.88	1.82	1.72	94.11
6	1.61	1.80	1.87	1.86	90.20
7	1.74	1.84	1.69	1.63	87.64
8	1.66	1.83	1.77	1.70	89.82
9	1.58	1.75	1.76	1.77	84.71

TAB. A.1 – Figure de gauche : Nomenclature des neuf positions utilisées pour couvrir la totalité de la surface du radiateur. Tableau de droite : signal moyen en unité de photo-électron mesuré pour chacun des PMTs et pourcentage d'événements pour lesquels la somme des signaux des quatre PMTs est supérieur à deux photo-électrons.

A.3 Le blindage magnétique des photomultiplicateurs

Cette étude [118] avait pour objectif la conception d'un blindage magnétique permettant le bon fonctionnement des photomultiplicateurs dans le champ de fuite de l'aimant G^0. D'après le constructeur (Photonis), le signal des PMTs est réduit d'un facteur deux lorsque ceux-ci sont utilisés dans une région où règne un champ magnétique longitudinal de 0.13 mT (parallèle à l'axe des phototubes) ou des champs transverses de 0.07 et 0.04 mT. En outre, au cours de l'expérience, les PMTs qui seront positionnés dans le champ de fuite de l'aimant supraconducteur G^0, subiront un champ magnétique particulièrement inhomogène[2]. La composante longitudinale maximum est comprise entre 4.8 et 7 mT, et la composante transverse entre 11 et 16 mT. Il est donc impératif d'utiliser un blindage magnétique efficace.

Le blindage magnétique, retenu après toute une série de mesures, est représenté sur la figure A.2. Celui-ci est composé de trois couches de fer doux de 2 mm d'épaisseur, séparées par 2 mm d'air. Une dernière protection est réalisée à l'aide d'un tube de mumétal de 0.8 mm d'épaisseur et complétement isolé du fer doux. Notons également que les tubes sont protégés à leurs extrémités par 6 mm de fer doux.

[2]Ce champ de fuite est principalement transverse pour les PMTs situés en périphérie et longitudinal pour les PMTs internes.

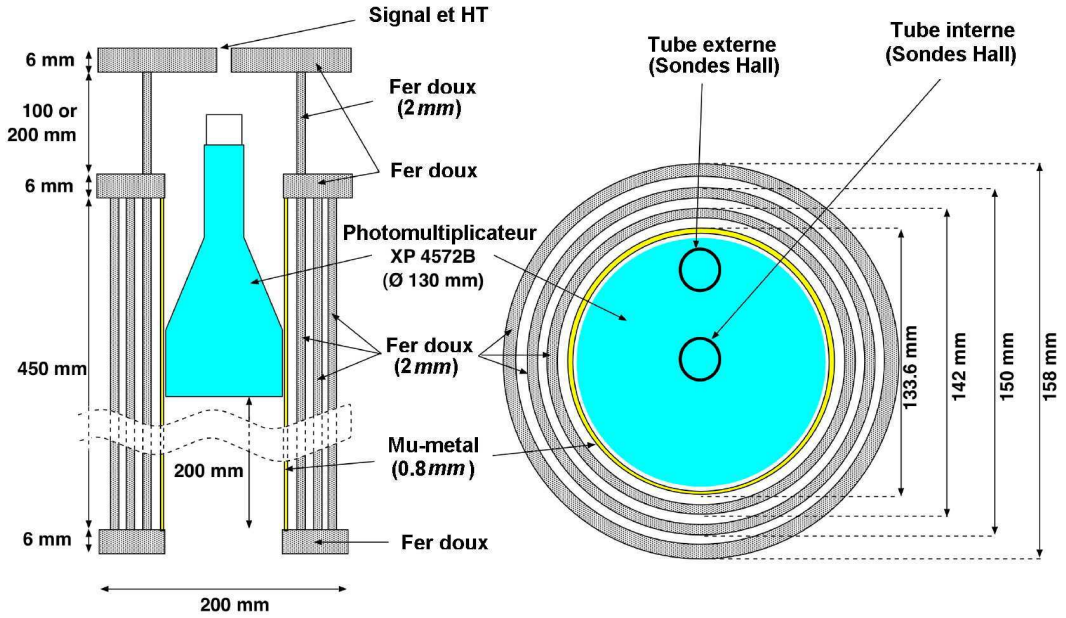
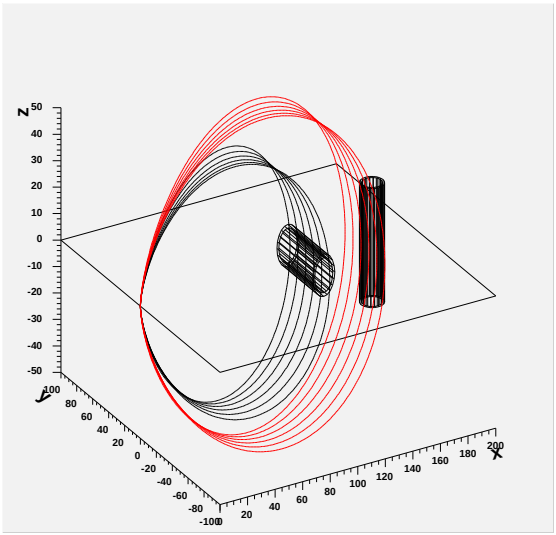


FIG. A.2 – Schéma du blindage magnétique des photomultiplicateurs.

Les tests du blindage magnétique ont été réalisés au LCMI[3] de Grenoble, auprès de l'aimant M3. Un champ magnétique de 24 T est généré à partir de trois solenoïdes concentiques. Nous nous plaçons donc dans son champ de fuite. Afin de reproduire au plus près les conditions expérimentales G^0, il est possible de modifier le courant parcourant l'aimant (typiquement la moitié du courant nominal de 27 000 A), et d'ajuster la distance entre l'aimant et notre blindage (120-160 cm). Les lignes de champ et la valeur des composantes transverse et axiale sont reportées sur la figure A.3.



	$d = 120\ cm$	$d = 160\ cm$
$B_z\ (mT)$	-19.6	-7.9
$B_r\ (mT)$	0.	0

FIG. A.3 – Lignes de champ générées par l'aimant M3 avec un courant de 13500 A. Le blindage est positionné à 120 ou 160 cm, verticalement ou horizontalement.

Une première série de mesure a consisté à mesurer le champ magnétique résiduel en fonction de la position à l'intérieur du blindage magnétique (de -20 à +20 cm). Notons que ces premiers tests ont été réalisés avec une géométrie de blindage simplifiée (seulement deux couches de fer doux et sans blindage aux ouvertures). Les mesures de champ

[3]Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses [119].

ont été réalisées à l'aide de sondes magnétiques utilisant l'effet Hall. Les résultats obtenus montrent que la composante transerve peut être éliminée relativement facilement. Toutefois, il restait une composante axiale résiduelle non négligeable, principalement imputable à l'absence de protection aux deux ouvertures. Le blindage magnétique fut donc complété par la troisième couche de fer doux et par la protection supplémentaire situés à ces deux ouvertures (cf. figure A.2).

Après ces modifications, nous avons effectué de nouveau tests du blindage, en utilisant le compteur Čerenkov complet. La composante transverse étant efficacement supprimée, seul l'effet de la composante axiale fut étudié. Le schéma de principe des tests est illustré sur la figure A.4. Les quatre PMTs sont situés à l'intérieur de leurs blindages magnétiques et nous pouvons modifier leurs retraits respectifs (de 10 à 20 cm). Le gain des quatre photomultiplicateurs est fixé à $2{\cdot}10^7$ et le signal d'anode de chaque PMT est envoyé en entrée de convertisseurs analogiques (ADC). Enfin nous disposons d'une LED, au niveau de la boîte de diffusion, permettant de générer et de contrôler la quantité de lumière produite. Le signal de déclenchement de la LED est également utilisé pour déclencher l'acquisition.

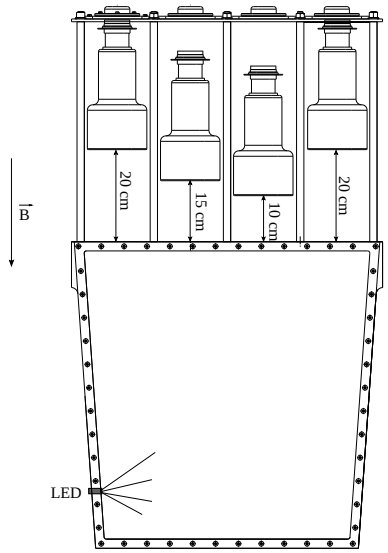


FIG. A.4 – Dispositif expérimental pour les tests du blindage magnétique.

La première série de mesures consistait à générer une très faible quantité de lumière et à mesurer la réponse photo-électron des PMTS en fonction du champ magnétique. Étant donné la très faible quantité de lumière produite, soit aucun signal n'est détecté au niveau des PMTs, soit le signal d'anode mesuré correspond à un seul photo-électron. Sur la figure A.5 de gauche est représenté le signal ADC (1 p.e.) mesuré en fonction du champ ; ce signal ADC étant normalisé par le signal ADC (1 p.e.) mesuré avec un champ magnétique nul ($B = 0$)[4]. Sur la figure A.5 centrale est représentée l'efficacité de collection, à savoir le nombre d'événements (1 p.e.) collectés sur le nombre de déclenchement LED. Notons que cette efficacité décroît avec le retrait des PMTs.

Au vu de ces résultats, il apparaît qu'à partir du moment ou l'électron atteint la première dynode, le mécanisme d'amplification des PMTs n'est pas altéré par le champ magnétique résiduel régnant à l'intérieur du blindage (cf. figure A.5 de gauche). Toutefois, d'après la figure A.5 de droite, le nombre d'électrons atteignant la première dynode dépend du champ magnétique auquel sont soumis les PMTs, et par voie de conséquence de leurs positions relatives à l'intérieur du blindage. Pour un retrait des PMTs de 20 cm à l'intérieur du blindage, l'efficacité reste constante et n'est pas détériorée. Par contre, l'efficacité dimi-

[4]Pour cette figure et celle de droite, les courbes sont tracées en relatif pour permettre une meilleure lisibilité.

nue légèrement avec le champ pour un retrait de 15 *cm* et relativement rapidement pour un retrait de 10 *cm*. Pour illustrer la situation expérimentale lors des prises de données G^0, les bandes hachurées représentent le champ magnétique attendu au niveau des PMTs externes et internes.

La seconde série de mesure est réalisée en produisant une quantité de lumière suffisamment importante pour atteindre le canal ADC maximum. Les résultats obtenus en fonction du champ sont reportés sur la figure A.5 de droite. De nouveau, les bandes hachurées représentent le champ magnétique attendu au niveau des PMTs externes et internes. Notons que d'après les résultats de l'étude photo-électron décrite précédemment, la diminution du signal ADC, et donc du gain global, est imputable à la diminution du nombre de photo-électrons atteignant la première dynode et non à la dégradation de l'amplification des PMTs au niveau des dynodes.

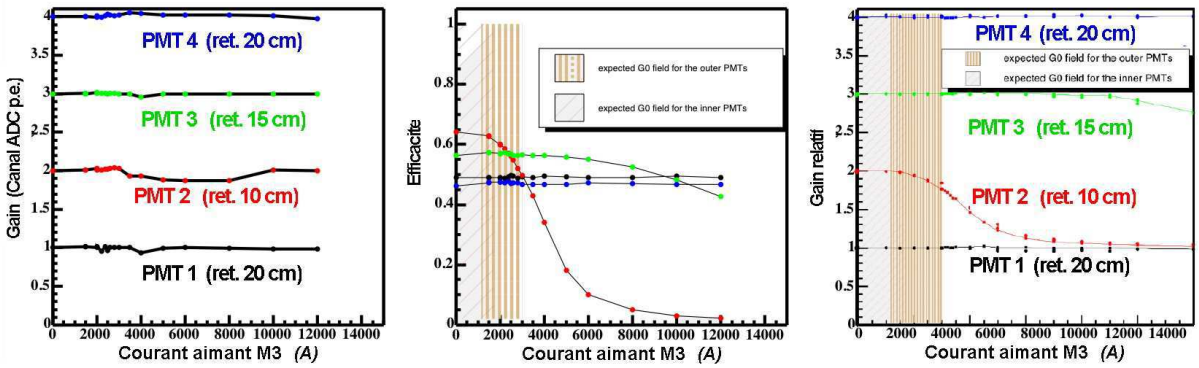


FIG. A.5 – Résultats des tests du blindage magnétique (voir texte).

En conclusion de cette étude, le blindage magnétique, mis en place, semble suffisament efficace pour que le fonctionnement des photomultiplicateurs ne soit pas perturbé au cours de l'expérience. La configuration retenue, correspondant à des retraits respectifs de 15 et de 10 *cm* pour les PMTs externes et internes, est relativement prudente. Or, pour un champ magnétique nul, l'efficacité de collection des photons produits dans la boîte de lumière dépend de l'amplitude de ce retrait. En effet, plus le PMT est situé loin de la boîte de lumière, plus le nombre de photon atteignant la surface de sa photocathode diminue. Ceci est illustré sur la figure A.5 centrale. Le choix de la position des PMTs est donc un compromis entre un nombre maximum de photons atteignant la photocathode et un blindage magnétique le plus efficace possible. Une optimisation sera réalisée sur place, pour chacun des PMTs, dans la configuration expérimentale réelle.

Annexe B

Ajustement “global-fit” des données nord-américaines

Cette annexe complète la section 4.4.3 du chapitre traitant le bruit de fond physique. Elle présente les spectres en taux de comptage et en asymétrie obtenus à partir de l'électronique nord-américaine pour les détecteur 1 à 13 et leurs ajustements via la procédure “global-fit”. Les détecteurs 14 et 15 ne sont pas présentés car ceux-ci sont aussi équipés avec les modules DMCH16x utilisés pour les détecteurs français.

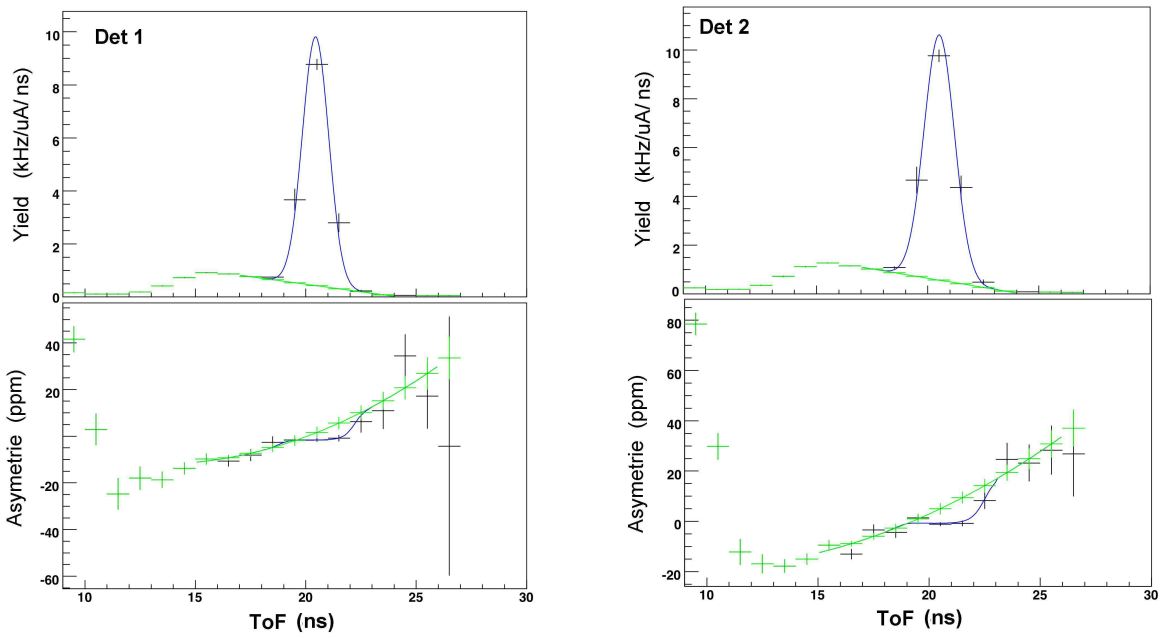


FIG. B.1 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 1 et 2. Les courbes sont données pour la somme des signaux élastique et inélastique (bleue) et la contribution inélastique seule (verte).

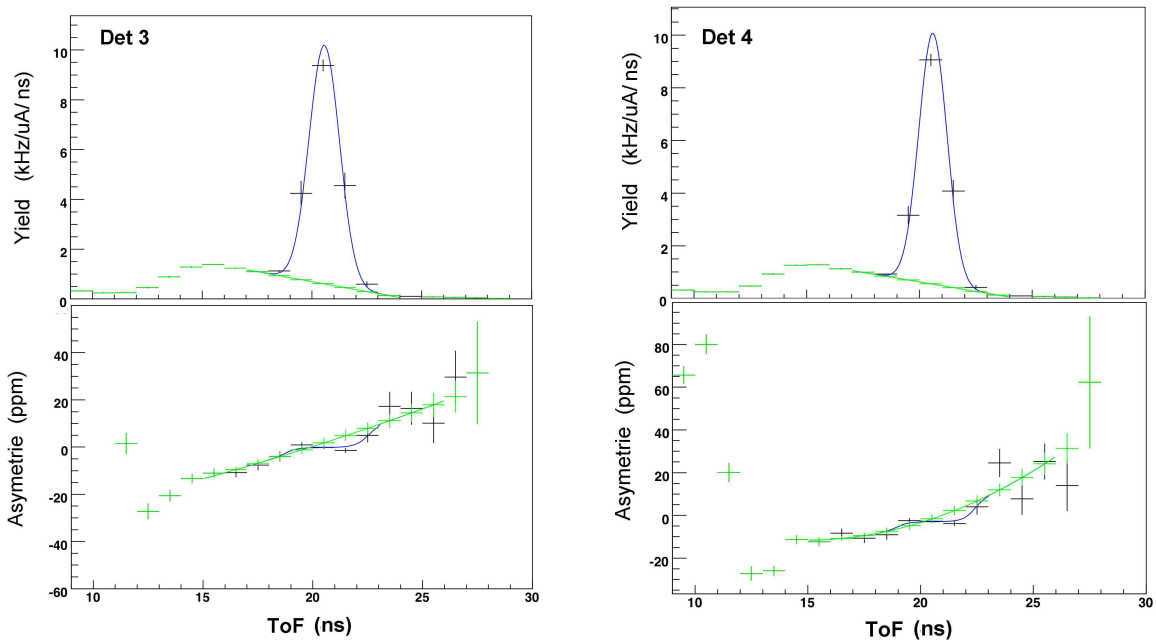


FIG. B.2 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 3 et 4.

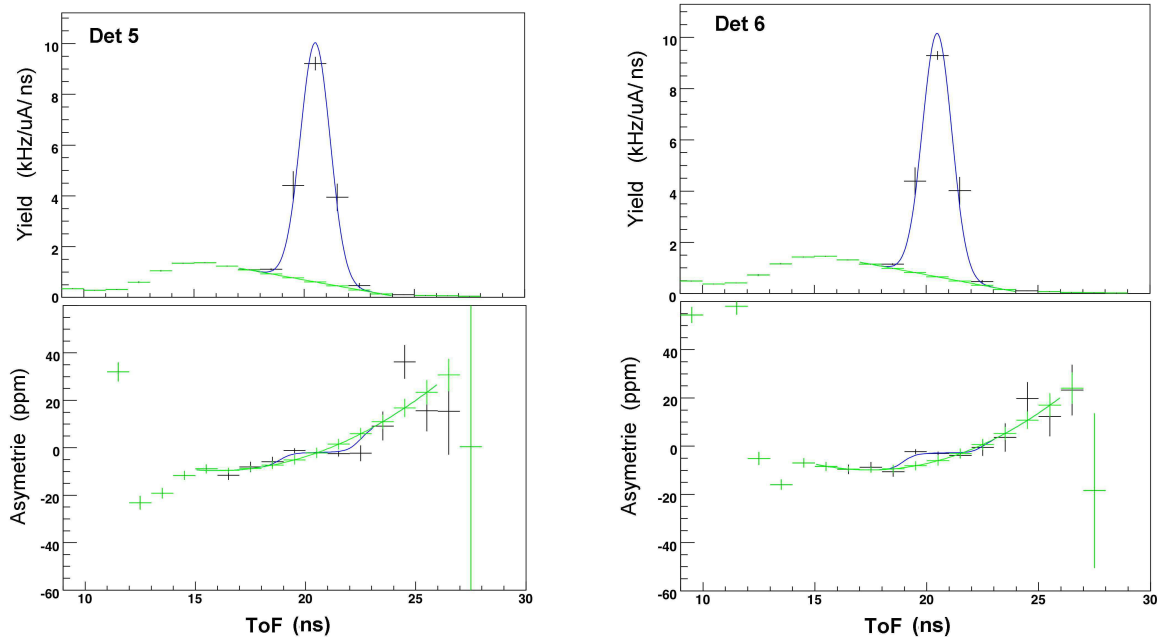


FIG. B.3 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 5 et 6.

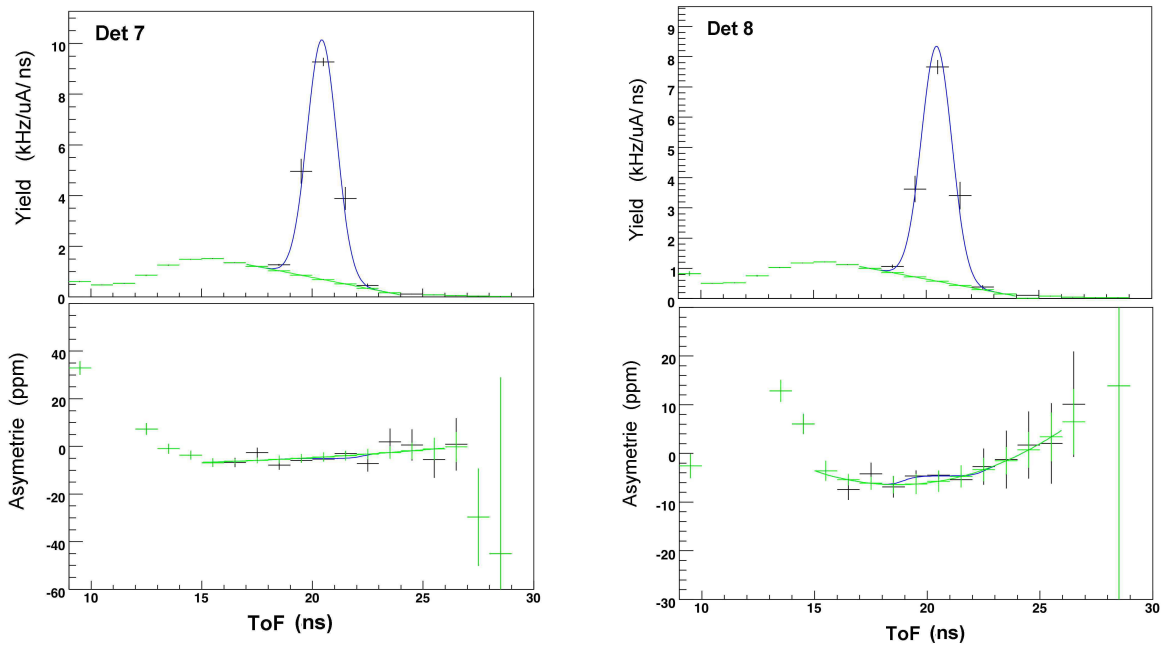


FIG. B.4 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 7 et 8.

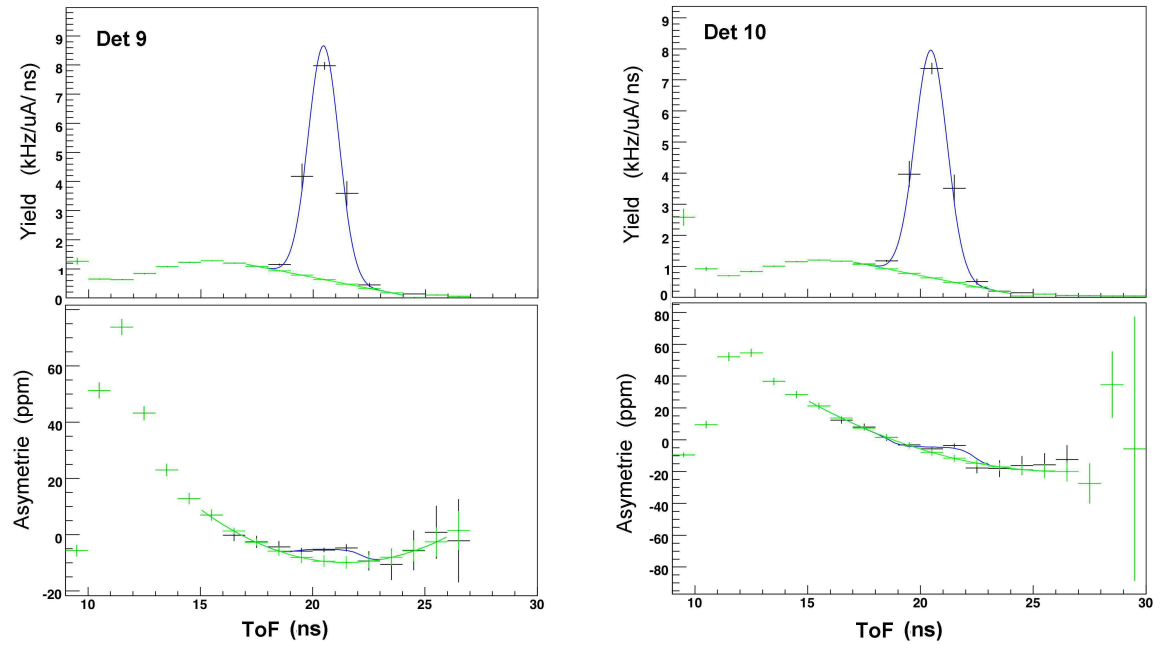


FIG. B.5 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 9 et 10.

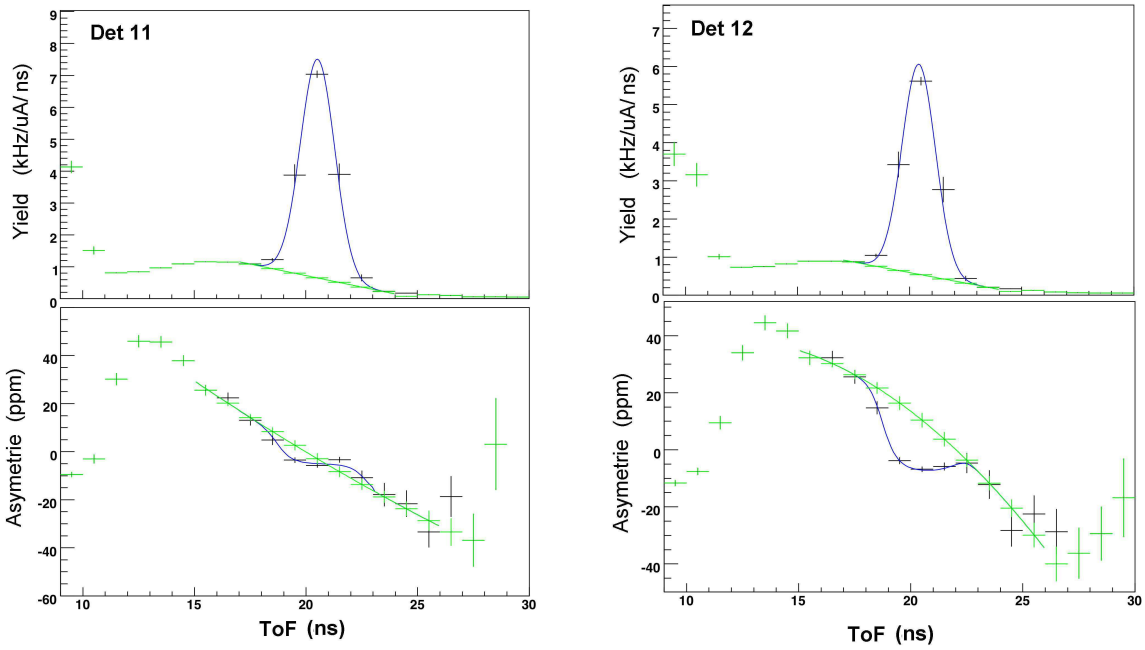


FIG. B.6 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour les détecteurs 11 et 12.

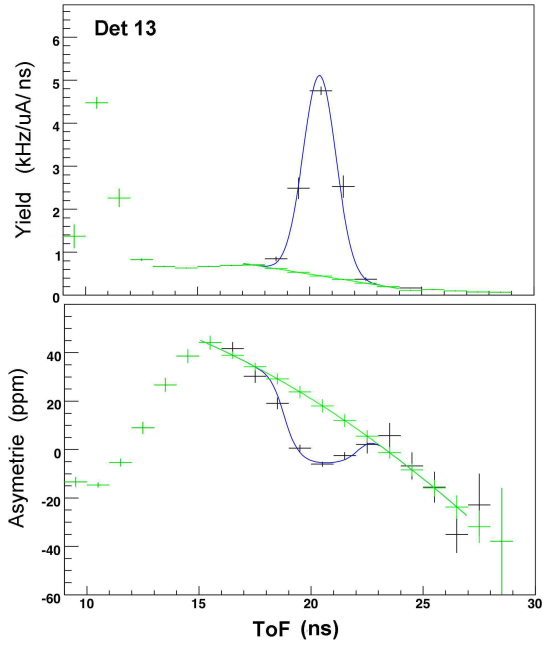


FIG. B.7 – Ajustement des taux de comptage et des asymétries pour le détecteur 13.

Annexe C

La détermination du quadri-moment transféré

La détermination du quadri-moment transféré intervient directement dans le calcul des coefficients cinématiques de l'expression de l'asymétrie, mais également de façon indirecte via la dépendance des facteurs de forme électromagnétiques et axial du nucléon. Au vu du calcul complet de propagation d'erreurs [242], la collaboration G^0 s'est fixé comme objectif une précision relative de l'ordre du % sur la mesure[1] du Q^2 ($\Delta Q^2/Q^2 \simeq 1\%$). Nous avons vu en section 2.4, que l'optique du champ magnétique a été conçue de manière à ce que les détecteurs FPDs au niveau du plan focal soient iso-Q^2. À une énergie fixée, le domaine en Q^2 accessible pour chacune des seize couronnes de FPDs dépend à la fois du champ magnétique mais également de leur positionnement. L'environnement du spectromètre étant amagnétique, le champ magnétique est calculable exactement dès lors que l'on connaît le courant parcourant les bobines[2]. Bien que l'intensité appliquée aux bornes de l'aimant soit idéalement de 5000 A, la valeur mesurée est de 4991 A avec une précision de l'ordre de 25 A [243]. À cela s'ajoute l'incertitude sur les positions de chacun des détecteurs, mesurées lors du montage du dispositif avec une précision de $\pm$ 4 mm. Sachant qu'une incertitude de 25 A sur le courant, ou qu'un décalage en position de quelques mm, induit une incertitude sur le Q^2 de l'ordre de 1 %, une analyse complémentaire fut mise en place [60, 244].

Pour le domaine en énergie mis en jeu dans le cadre de cette thèse, les protons de recul détectés au niveau du plan focal sont non-relativistes. Ainsi leurs trajectoires à l'intérieur du spectromètre, sont suffisament sensibles à la combinaison champ magnétique et impulsion, pour que nous puissions exploiter les deux informations principales de notre mesure : les temps de vol et les taux de comptage. Tout d'abord, nous utiliserons les taux de comptage élastiques mesurés pour les détecteurs 15 et 16. En effet, ceux-ci se situent à la limite de l'acceptance du spectromètre et sont par conséquent particulièrement sensibles à la valeur du champ magnétique : $(Y_{15}, Y_{16}) = f(B)$. La deuxième procédure s'appuyera sur la différence de temps de vol entre les pions et les protons. Cette différence de temps de vol est également particulièrement affectée par la valeur du champ magnétique et par la position des détecteurs : $\Delta t(\pi - p) = \Delta t(B, \vec{x})$.

[1] Une incertitude de 1 % sur le Q^2 contribue à hauteur de 5 % dans l'erreur totale [242].

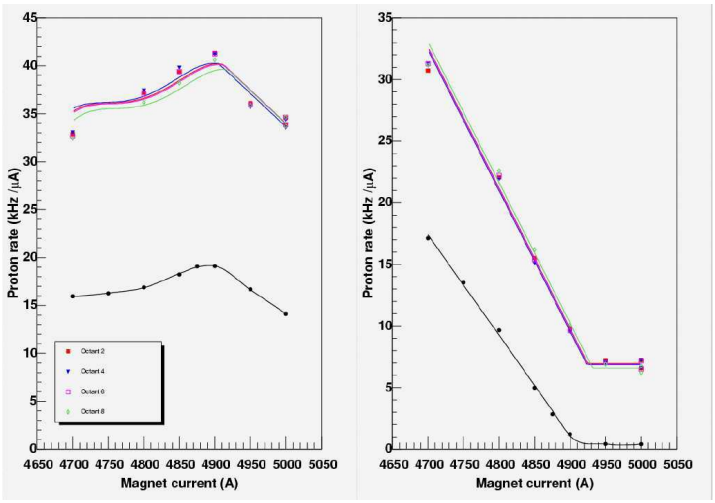
[2] Le champ magnétique étant directement proportionnel au courant parcourant l'aimant, on raisonnera de façon équivalente en termes de courant ou de champ magnétique.

C.1 Champ magnétique et positions des détecteurs

Nous utilisons donc deux méthodes distinctes et complémentaires, et qui utilisent au préalable des simulations complètes du dispositif expérimental. L'idée sous-jacente est d'obtenir à partir de simulations les dépendances en taux de comptage $(Y_{15}, Y_{16}) = f(B)$ et en temps de vol $\Delta t(\pi - p) = \Delta t(B, \vec{x})$, puis de les confronter aux observations expérimentales[3].

- **Méthode 1 :** $(Y_{15}, Y_{16}) = f(B)$

La figure C.1 illustre la dépendance des taux de comptage des détecteurs 15 et 16 en fonction du courant parcourant l'aimant ; sont représentés les taux de comptage simulés et mesurés à différents courants (de 4700 à 5000 A par pas de 50 A). La première étape consiste d'abord à paramétriser cette dépendance par une fonction analytique des deux cotés du "point de basculement" visible à 4900 A. On utilise respectivement pour les détecteurs 15 et 16, un polynôme de degré 4 et une droite avant 4900 A, puis une droite et une constante après 4900 A.



Octant	ΔI_{15}	ΔI_{16}
2	-11.8	-16.6
4	-5.9	-15.1
6	-12.9	-17.2
8	-19.2	-23.7

FIG. C.1 – Taux de comptage élastiques simulés (courbes noires) et mesurés des détecteurs 15 et 16 en fonction de l'intensité du courant parcourant l'aimant. Ajustement des points expérimentaux et extraction de l'offset en intensité ΔI (en A) en fonction de l'octant.

Une fois les paramétrisations ajustées sur les points simulés $f^{sim}_{15,16}$, on ajuste les données expérimentales avec la même fonction mais en autorisant un offset en intensité ΔI. D'autres effets peuvent cependant intervenir, comme la normalisation absolue des taux de comptage (calibration BCM, densité de cible), ou une composante de bruit de fond mal reproduite par les simulations. On utilise alors une fonction d'ajustement modifiée de la forme :

$$f^{mes}_{15,16}(I) = \alpha \left(f^{sim}_{15,16}(I + \Delta I) + R^{back}_{15,16} \right)$$

où α est le facteur de normalisation et $R^{back}_{15,16}$ la contribution supplémentaire du bruit de fond. L'ajustement des points expérimentaux et les résultats de l'ajustement selon l'octant sont reportés en figure C.1. Nous obtenons un offset en intensité moyen ΔI de -15 A avec une dispersion entre les octants de l'ordre de 10 A, soit $I_{sms} = 4985 \pm 10$ A [244].

[3]Etant donné la résolution temporelle nécessaire, seule les données française sont utilisées (250 ps).

- **Méthode 2 :** $\Delta\ t\ (\pi - p) = \Delta t(B, \vec{x})$

La deuxième procédure repose sur une mesure de la différence de temps de vol entre les pics pions et protons au niveau du plan focal. Pour chaque détecteur, cette différence en temps dépend de sa position et de la valeur globale du champ magnétique (ou de façon équivalente du courant parcourant l'aimant). En première approximation, nous formalisons cette dépendance par la relation linéaire :

$$\Delta t(B, \vec{x}) = \Delta t_{nom} + \alpha_I(I/I_{nom} - 1) + \alpha_X \Delta X + \alpha_Z \Delta Z \tag{C.1}$$

où Δt_{nom} représente la différence en temps dans la configuration nominale[4], et ΔX et ΔZ les décalages respectifs en position radiale et longitudinale. Les valeurs de Δt_{nom} et des pentes α_I, α_X et α_Z, qui sont calculées par la simulation du dispositif expérimental [60], sont reportées dans le tableau C.1.

Détecteur	Δt_{nom} ns	α_I $ns/\%$	α_X ns/cm	α_Z ns/cm	Q^2_{nom} $(GeV/c)^2$	β_I $\%/\%$	β_X $\%/cm$	β_Z $\%/cm$
1	13.84	-0.24	-0.13	0.05	0.122	2.03	1.21	0.12
2	13.57	-0.24	-0.10	0.04	0.128	2.09	1.24	0.07
3	13.21	-0.24	-0.13	0.06	0.135	2.10	1.31	0.00
4	12.95	-0.24	-0.12	0.06	0.143	2.18	1.28	-0.07
5	12.86	-0.24	-0.13	0.06	0.152	2.36	1.31	-0.09
6	12.82	-0.24	-0.12	0.07	0.163	2.24	1.26	-0.16
7	12.72	-0.26	-0.12	0.07	0.177	2.36	1.26	-0.22
8	12.61	-0.26	-0.12	0.06	0.192	2.47	1.32	-0.24
9	12.44	-0.27	-0.11	0.08	0.209	2.50	1.24	-0.37
10	12.14	-0.29	-0.13	0.07	0.231	2.74	1.33	-0.41
11	11.66	-0.32	-0.12	0.08	0.260	2.96	1.39	-0.55
12	11.02	-0.34	-0.15	0.09	0.298	3.31	1.57	-0.63
13	10.26	-0.35	-0.15	0.10	0.341	3.57	1.75	-0.79
14	9.21	-0.41	-0.20	0.12	0.404	4.44	2.42	-1.16
15	6.58	-0.39	-0.16	0.08	0.588	4.93	2.35	-1.07

TAB. C.1 – Différence de temps de vol entre les pics pions et protons, et quadri-moment transféré dans la configuration nominale. Valeurs des pentes associées en fonction du courant et des positions radiales et longitudinales (cf. équations C.1 et C.2) [60].

Les différences en temps des pics pions et protons sont déterminées par des ajustements gaussiens ou par des calculs de centroïdes avec une précision de l'ordre de 50 ps [60]. Cependant nous avons 129 inconnues (1 valeur de courant, 64 ΔX et 64 ΔZ) pour seulement 64 valeurs expérimentales de Δt. Pour pouvoir résoudre le système d'équations, nous apportons alors 65 contraintes supplémentaires, via les trois hypothèses suivantes :

- Les décalages en Z sont identiques pour les 16 détecteurs d'un même octant.
- La moyenne sur les 8 octants des décalages en Z est nulle : $\sum_{oct} \Delta Z^{oct} = 0$
- La moyenne de ΔX pour les 16 détecteurs d'un octant est nulle : $\sum_{det} \Delta X^{oct}_{det} = 0$

[4]On nommera à présent, configuration nominale, la situation pour laquelle le courant parcourant l'aimant est de 5000 A, et lorsque les détecteurs sont correctement positionnés ($\Delta X = \Delta Z = 0$).

Ainsi, l'ajustement global des données procure une valeur de champ magnétique, le décalage longitudinal en Z de chacun des octants et le déplacement radial en X de chacun des détecteurs. Les différences en temps $\Delta\, t(\pi - p)$ mesurées expérimentalement ou simulées dans la configuration nominale sont données en figure C.2. De cette étude, nous obtenons une valeur de courant $I_{sms} = 5025\ A$, en accord à mieux de1 % près avec la valeur obtenue par la méthode 1 ($I_{sms} = 4985 \pm 10\ A$) ou par la mesure directe ($I_{sms} = 4991\ A$). Quant aux décalages en positions extraits de cette méthode, ils sont de l'ordre de $\pm$ 1 cm pour ΔX et de 0 à 1.6 cm pour ΔZ [244]. Bien que ceux-ci soient supérieurs d'un facteur deux à quatre à ce que l'on s'attendait initialement, il sera montré que l'influence sur le Q^2 reste dans les spécifications initiales, c'est à dire $\sim$ 1 %.

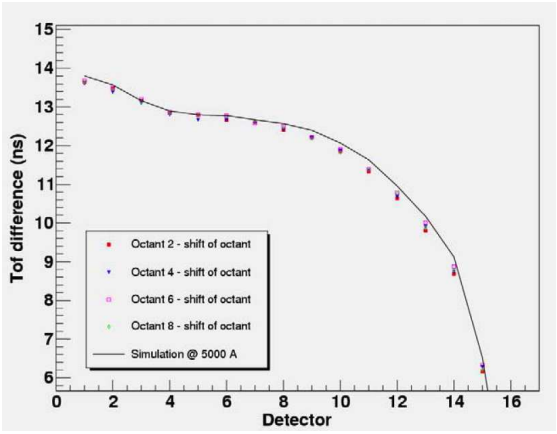


FIG. C.2 – Différences en temps $\Delta\, t\ (\pi - p)$ mesurées expérimentalement ou simulées dans la configuration nominale.

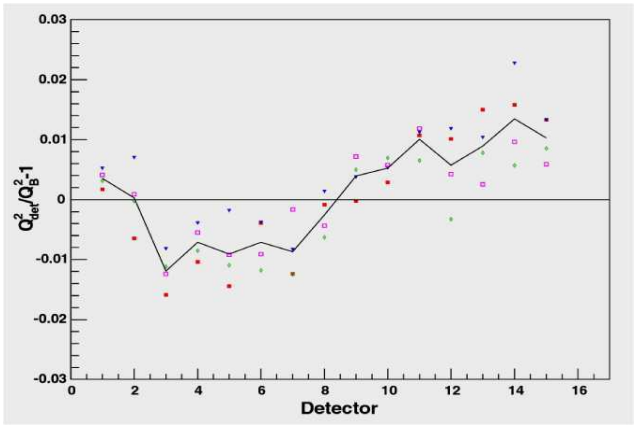


FIG. C.3 – Quadri-moments transférés en fonction du numéro de détecteur et par rapport à la valeur nominale.

En terme de quadri-moment transféré, nous obtenons en première approximation, une relation similaire à $\Delta t(\pi - p)$ de la forme :

$$\Delta Q^2/Q^2_{nom} = \beta_I(\Delta I/I_{nom}) + \beta_X \Delta X + \beta_Z \Delta Z \qquad \text{(C.2)}$$

où les quantités ΔI, ΔX et ΔZ sont déterminées à partir de la méthode précédente, et où les pentes β_I, β_X et β_Z sont calculables par les simulations [60](cf. tableau C.1). Les résultats sont présentés en figure C.3 en fonction du numéro de détecteur et par rapport à la valeur nominale. Nous observons une déviation systématique entre les petits et les grands détecteurs de l'ordre du pourcent. Cette déviation est également visible pour les différences de temps de vol $\Delta t(\pi - p)$, et ceci indépendamment de l'octant. Plusieurs origines peuvent être évoquées [60] (hypothèses de contraintes non valides, contribution du bruit de fond, pertes d'énergie dans la cible, fonctionnement de l'électronique,...). Néanmoins, la dispersion sur le quadri-moment transféré est de l'ordre du pourcent, et satisfait les spécifications initiales. Notons enfin que les résultats présentés dans cette section sont cohérents avec une étude identique menée sur les données du premier run de commissioning [245].

C.2 Détermination du Q^2

Nous avons estimé précédemment la valeur du courant parcourant l'aimant et la position relative des détecteurs. Toujours à partir des simulations, il nous est maintenant

possible de déterminer pour chaque détecteur, la valeur du Q^2 en fonction du temps de vol. Le calcul du quadri-moment transféré moyen pour chacune des couronnes s'effectue alors par la somme du Q^2 de chaque canal en temps, pondérée par les taux de comptage élastique mesurés à l'intérieur de ces mêmes bins. Expérimentalement, nous n'avons pas accès au taux de comptage élastique, mais à la contribution bruit de fond plus signal élastique. La pondération peut également se faire à partir des spectres élastiques simulés, mais sous quelques conditions et optimisations. Tout d'abord, les taux de comptage elastiques obtenus via les simulations doivent être en accord avec ceux qui peuvent être extraits des méthodes d'ajustement (cf. chapitre 4). La comparaison est donnée en figure C.4 de gauche et illustre l'accord observé. Ensuite, un travail est réalisé en terme de décalage en temps détecteur par détecteur, et en termes de convolution des spectres simulés, et ceci de manière à reproduire la position et la largeur des pics expérimentaux [246]. La confrontation du spectre élastique simulé et expérimental pour le détecteur 9 est faite dans la figure de droite C.4.

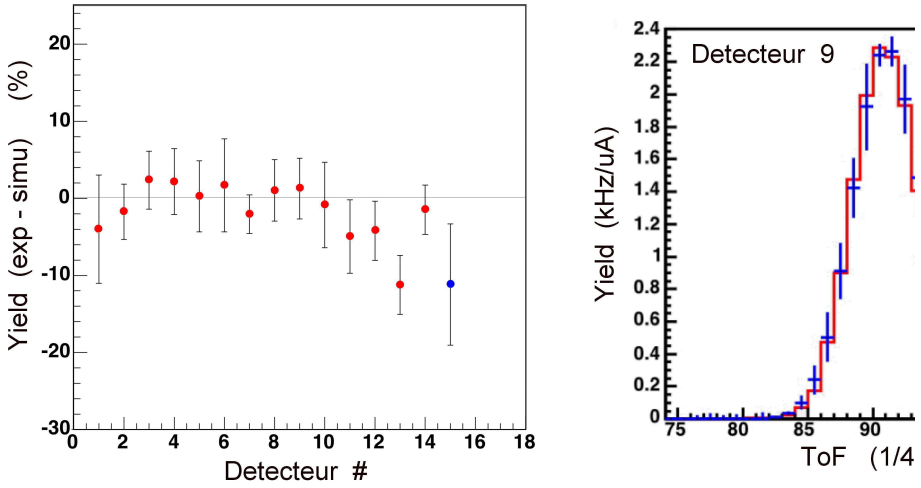


FIG. C.4 – Figure de gauche : Différence entre les taux de comptage élastique mesuré (exp) et simulé (simu). Figure de droite : Spectre en taux de comptage élastique simulé (trait plein rouge) et expérimental (marqueur bleu) pour le détecteur 9.

Au vu de ces résultats, la pondération du Q^2 peut se faire à partir des spectres élastiques simulés. Pour être cohérent avec l'extraction des asymétries élastiques, cette pondération est réalisée sur les domaines d'ajustement utilisés lors de l'extraction de l'asymétrie. Les valeurs de Q^2 moyen obtenues sont finalement résumées dans le tableau C.2.

Détecteur	Q^2 $(GeV/c)^2$	Détecteur	Q^2 $(GeV/c)^2$	Détecteur	Q^2 $(GeV/c)^2$
1	0.122	**7**	0.177	**13**	0.344
2	0.128	**8**	0.192	**14 a**	0.410
3	0.136	**9**	0.210	**15 a**	0.511
4	0.148	**10**	0.232	**15 b**	0.631
5	0.153	**11**	0.262	**15 c**	0.788
6	0.164	**12**	0.299	**14 b**	0.997

TAB. C.2 – Valeur du quadri-moment transféré en fonction du numéro de détecteur.

Bibliographie

[1] W. Wien, Annalen der Physik **65**, 440 (1898).

[2] E. Rutherford, Philosophical Magazine **21**, 669-688 (1911).

[3] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. **A136**, 374 (1932).

[4] O. Stern *et al.*, Nature **A132**, 169 (1933).

[5] Review of Particle Physics, Phys. Lett. **B592**, 1-4 (2004).

[6] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 231 (1957).

[7] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214-215 (1964).

[8] E. D. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**, 930-934 (1969) ;
M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**, 935-939 (1969).

[9] D. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973) ;
H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).

[10] J. Ashman *et al.* (European Muon Collaboration), Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989).

[11] D. Kaplan and A. Manohar, Nucl. Phys. **B310**, 527 (1988).

[12] M. E. Sainio, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 89-92 (2005).

[13] C. Prescott *et al.*, Phys. Lett. **B77**, 347 (1978).

[14] D. H. Beck and R. D. McKeown, Phys. Rev. **D36**, 2109 (1987).

[15] D. H. Beck and B. R. Holstein, Int. J. Mod. Phys. **E10**, 1-41 (2001).

[16] J. Gasser and H. Leutwyler, Quark masses, Phys. Rept. **87**, 77-169 (1982).

[17] B. Borassoy and U-G. Meissner, Ann. Phys. **254**, 192 (1997).

[18] T. P. Cheng and R. Dashen, Phys. Rev. Lett. **26**, 574 (1971).

[19] J. Gasser, H. Leutwyler and M. E. Sainio, Phys. Lett. **B253**, 260 (1991).

[20] M. M. Pavan and R. A. Arndt, PiN NewsLetter **15**, 118-122 (1999).

[21] S. J. Dong, J. F. Lagae and K. F. Liu, Phys. Rev. **D54**, 5496-5500 (1996).

[22] S. V. Wright *et al.*, Nucl. Phys. **A680**, 137-140 (2000).

[23] X-D. Ji, Phys. Rev. Lett. **74**, 1071-1074 (1995).

[24] F. Halzen and A. Martin, *Quark & Leptons*, John Wiley and Sons (1984).

[25] W. C. Leung *et al.* (CCFR Collaboration), Phys. Lett. **B317**, 655 (1993).

[26] T. Adams *et al.* (NuTeV Collaboration), Workshop EPIC 99, hep-ex/9906038, (1999).

[27] V. Barone, C. Pascaud and F. Zomer, Workshop on Light-Cone QCD and Nonperturbative Hadron Physics, hep-ph/0004268, (1999).

[28] S. J. Brodsky and B-Q. Ma, Phys. Lett. **B381**, 317-324 (1996).

[29] K. S. McFarland, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 161-164 (2005).

[30] M. Anselmino, A. Efremov and E. Leader, Phys. Rept. **261**, 1-124 (1995) ; B. Lampe and E. Reya, Phys. Rep. **332**, 1-163 (2000).

[31] S. F. Pate, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 67-70 (2005).

[32] K. Abe *et al*, Phys. Rev. **D58**, 112003 (1998).

[33] D. L. Adams *et al.* (E581/704 Collaboration), Phys. Lett. **B336**, 269 (1994).

[34] J. Ellis, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 3-10 (2005).

[35] Expérience COMPASS, http ://www.compass.cern.ch/.

[36] Expérience HERMES, http ://www.hermes.desy.de/.

[37] Expérience PHENIX, http ://www.phenix.bnl.gov/.

[38] J. M. Le Goff, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 11-14 (2005).

[39] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).

[40] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).

[41] D. Lhuillier, La violation de parité de l'atome au nucléon, École Joliot Curie, La Londes Les Maures, France, (2003).

[42] R. P. Feynmann and M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1957).

[43] F. J. Hasert *et al.* (Gargamelle Neutrino Collaboration), Phys. Lett. **B46**, 138-140 (1973).

[44] G. Arnison *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. **B122**, 103-116 (1983) ; Phys. Lett. **B126**, 398-410 (1983).

[45] L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579-588 (1961).

[46] A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. **13**, 168-171 (1964).

[47] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264-1266 (1967).

[48] P. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508-509 (1964).

[49] R. G. Sachs, Phys. Rev. **126**, 2256 (1962).

[50] J. J. Kelly, Phys. Rev. **C66**, 065203 (2002).

[51] S. Kopecky *et al.*, Phys. Rev. **C65**, 2229-2237 (1997).

[52] V. Bernard *et al.*, J. Phys. **G28**, R1-R35 (2002).

[53] M. J. Ramsey-Musolf *et al.*, Phys. Rept. **239**, 1-178 (1994).

[54] V. Dmitrasinovic and S. J. Pollock, Phys. Rev. **C52**, 1061 (1995) ; G. Miller, Phys. Rev. **C57**, 1492 (1998).

[55] R. Lewis and N. Mobed, Phys. Rev **D59**, 073002 (1999).

[56] Y. B. Zel'dovich and A. M. Perelomov, Sov. Phys. JETP **12**, 777 (1961).

[57] S.-L. Zhu *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 033008 (2000).

[58] D. O. Riska, Nucl. Phys. **A678**, 79-109 (2000).

[59] C. M. Maekawa, J. S. Veiga and U. van Kolck, Phys. Lett. **B488**, 167-174 (2000).

[60] G. Batigne, Thèse de doctorat, UJF Grenoble, LPSC 03-41 (2003).

[61] D. H. Beck, Phys. Rev. **D39**, 3248 (1989).

[62] E. Hadjmichael *et al.*, Phys. Rev. **C45**, 2666-2682 (1992).

[63] S. Ramavataram *et al.*, Phys. Rev. **C50**, 11174 (1994).

[64] K. S. Kumar and P. A. Souder, Prog. Part. Nucl. Phys. **45**, 333-395 (2000).

[65] C. Cavata, Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion $\vec{e}p \rightarrow \vec{e}p$, École Joliot Curie, Maubuisson, France, (1998).

[66] T. Ito *et al.* (SAMPLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **92**, 102003 (2004).

[67] D. T. Spayde *et al.* (SAMPLE Collaboration), Phys. Rev. **B583**, 79 (2004).

[68] K. Aniol *et al.* (HAPPEX Collaboration), Phys. Rev. **C69**, 065501 (2004).

[69] K. Aniol *et al.* (HAPPEX Collaboration), soumis à PRL, arXiv:nucl-ex/0506011, (2005).

[70] K. Aniol *et al.* (HAPPEX Collaboration), soumis à PRL, arXiv:nucl-ex/0506010, (2005).

[71] F. E. Maas *et al.* (A4 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **93**, 022002 (2004).

[72] F. E. Maas *et al.* (A4 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 152001 (2005).

[73] D. S. Armstrong *et al.* (*G*0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **95**, 092001 (2005).

[74] The G^0 Collaboration, proposition d'expérience JLab E91-017, (1991).

[75] The G^0 Collaboration, proposition d'expérience, JLab E99-016, (1999).

[76] The G^0 Collaboration, proposition d'expérience, JLab E01-116, (2001).

[77] Site web de TJNAF, http://www.jlab.org/.

[78] Site web du Hall A de TJNAF, http://www.hallaweb.jlab.org/.

[79] Site web du Hall B de TJNAF, http://www.jlab.org/Hall-B/.

[80] Site web du Hall C de TJNAF, http://www.jlab.org/Hall-C/.

[81] G. Fishman and G. Lampel, Phys. Rev. **B16**, 820 (1977).

[82] M. Baylac, Thèse de doctorat, DAPNIA/SPhN-00-05-T (2001).

[83] C. Hovater and M. Poelker, Nucl. Inst. Meth. **A418**, 280 (1998).

[84] R. Tieulent, Thèse de doctorat, UJF Grenoble, ISN 02-27 (2002).

[85] J. Arvieux *et al.*, Rapport Interne G0-01-021, (2001).

[86] A. Vacheret, Thèse de doctorat, DAPNIA-04-16-T (2004).

[87] M. Salomaa and H. Enge, Nucl. Inst. Meth. **A145**, 279 (1977).

[88] G. Niculescu, CEBAF Internal Report, (1995).

[89] K. Unser, IEEE Transactions on Nuclear Science **NS-28**, 2344 (1981).

[90] G. Krafft and A. Hofter, CEBAF Technical Note TN-93-004, (1993).

[91] M. Hauger *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A462**, 382 (2001).

[92] L. G. Levchuk, Nucl. Inst. Meth. **A345**, 496 (1994).

[93] J. Liu, Rapports Internes G0-03-053, G0-03-094, G0-04-066, (2003-2004).

[94] G. D. Cates, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 109-114 (2005).

[95] K. Nakahara, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 119-120 (2005).

[96] C. Jones and E. J. Beise, Rapport Interne G0-00-034, (2000).

[97] S. Covrig *et al*, Nucl. Inst. Meth. **A551**, 218 (2005).

[98] R. M. Laszewski, Rapport Interne G0-95-059, (1995).

[99] 3D static electromagnetic field computation, http ://www.vectorfields.com/tosca.htm.

[100] F. Merchez, Les données utiles de G^0, Rapport Interne G0-99-059, (1999).

[101] G. Bosson, Rapport Interne G0-99-014, (1999).

[102] G. Batigne *et al.*, Rapports Internes G0-01-009, G0-01-019, G0-01-028, G0-01-047, (2001).

[103] G. Batigne *et al.*, Rapport Interne G0-02-060, (2002).

[104] R. Tieulent *et al.*, Rapport Interne G0-00-032, (2000).

[105] R. Tieulent *et al.*, Rapport Interne G0-01-012, (2001).

[106] B. Guillon *et al.*, Rapport Interne G0-03-108, (2003).

[107] J. S. Réal and R. Tieulent, Rapport Interne G0-01-022, (2001).

[108] B. Guillon, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 145 (2005).

[109] N. Siminevic, Rapports Internes G0-99-004, G0-99-052, (1999).

[110] C. Murphy *et al.*, Rapport Interne G0-99-051, (1999).

[111] C. Damamme, G^0 Backward Angle Simulation Note #20, (2005).

[112] G. Quéméner and S. Kox, Rapport Interne G0-00-052, (2000).

[113] http://www.mew.co.jp/e-aerogel/.

[114] F. X. Gentit, LITRANI, http://gentit.home.cern.ch/gentit/.

[115] B. Guillon, Rapport Interne G0-02-083, (2002).

[116] http://www.millipore.com/.

[117] http://www.photonis.com/.

[118] J. Berger *et al.*, Rapport Interne G0-02-085, (2002).

[119] http://ghmfl.grenoble.cnrs.fr/indexfr.htm.

[120] H. Guler, Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, IPNO-T 04-01 (2004).

[121] Y. Ky *et al.*, Rapport Interne G0-01-037, (2001).

[122] J. Arvieux *et al.*, Rapport Interne G0-02-025, (2002).

[123] R. Clark and B. Quinn, Rapport Interne G0-98-010, (1998).

[124] R. Foglio, J. Pouxe and O. Rosetto, Rapport Interne G0-99-003, (1999).

[125] J. Bouvier *et al.*, Rapport Interne G0-99-017, (1999).

[126] J. Bouvier *et al.*, Rapport Interne ISN 99-10, (1999).

[127] S. Pate, V. Papavassilou and G. Kyle, Rapport Interne G0-97-010, (1997).

[128] The CODA home page, http://coda.jlab.org/.

[129] Page web d'analyse G^0, http://g0web.jlab.org/manual/.

[130] Page web ROOT : An Object-Oriented Data Analysis Framework, http ://root.cern.ch/.

[131] Page web MySQL, http ://www.mysql.com/.

[132] J. Secrest, Correcting the NA DNL, Rapport Interne G0-03-056, (2003).

[133] L. Bimbot, Rapport Interne G0-03-027, (2003).

[134] Y. Ky, J-C Artigues and R. Sellem, Rapport Interne G0-01-037, (2001).

[135] L. Bimbot, Rapport Interne G0-02-026, (2002).

[136] J. Liu, G^0 Forward Angle Analysis Note #110, (2005).

[137] J. Liu, Rapport Interne G0-04-019, (2004).

[138] K. Protassov, Probabilités et incertitudes, Presses Universitaires de Grenoble, (1999).

[139] K. Nakahara, G^0 Forward Angle Analysis Note #113, (2005).

[140] D. Spayde, Ph.D. thesis, University of Maryland, 01-059 (2001).

[141] P. M. King, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 39-40 (2005).

[142] P. B. Coates, Rev. Sci. Instrum. **63**, 2284 (1992).

[143] L. Hannelius, Rapport Interne G0-04-060, (2004).

[144] B. Guillon *et al.*, Rapport Interne G0-04-006, (2004).

[145] B. Guillon, Rapport Interne G0-04-062, (2004).

[146] Page web de la cible G^0, http://www.jlab.org/smithg/target/Hall_C_Cryotarget.html.

[147] Communication privée avec Greg Smith.

[148] Communication privée avec Lars Hannelius.

[149] GEANT (Detector Description and Simulation Tool)
http://www.info.cern.ch/asd/geant/index.html.

[150] J. W. Lightbody and J. S O'Connel, Computers in Physics, 57-64 (1988).

[151] L. E. Wright and L. Tiator, Phys. Rev. **C26**, 2349-2357 (1982) ;
L. Tiator and L. E. Wright, Nucl. Phys. **A379**, 407-414 (1982) ;
L. Tiator and L. E. Wright, Comp. Phys. Comm. **28**, 265-269 (1983).

[152] J. L. Matthews and R. O. Owens, Nucl. Ins. Meth. **111**, 157-168 (1973).

[153] L. Hannelius, Rapports Internes G0-03-044, G0-03-102, G0-04-020, (2003-2004).

[154] E. Beise, G^0 Forward Angle Analysis Note #19, (2004).

[155] J. Liu, G^0 Forward Angle Analysis Note #110, (2005).

[156] T. D. Lee *et al.*, Phys. Rev. **106**, 1367-1369 (1957).

[157] D. Carman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 131804 (2003).

[158] http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/kaon/kaonmaid.html.

[159] M. Q. Tran *et al.*, Phys. Lett. **B445**, 20-26 (1998).

[160] R. Lawall *et al.*, Eur. Phys. J. **A24**, 275-286 (2005).

[161] B. Guillon, Rapport Interne G0-05-015, (2005).

[162] L. Hannelius, G^0 Forward Angle Analysis Note #38, (2004).

[163] B. Guillon, G^0 Forward Angle Analysis Note #41, (2004).

[164] J. Liu, G^0 Forward Angle Analysis Note #80, (2004).

[165] J. Liu, Rapport Interne G0-05-016, (2005).

[166] Minuit (Function Minimization and Error Analysis Package)
http://consult.cern.ch/writeup/minuit/.

[167] J. Liu, G^0 Forward Angle Analysis Note #76, (2005).

[168] K. Nakahara, Rapport Interne G0-04-061, (2004).

[169] B. Guillon, G^0 Forward Angle Analysis Note #55, (2004).

[170] B. Guillon, G^0 Forward Angle Analysis Meeting Note #61, (2005).

[171] A. V. Afanasev and C. E. Carlson, Phys. Rev. Lett. **94**, 212301 (2005).

[172] P. A. M. Guichon, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 23-27 (2005).

[173] M. A. El-Yakoubi *et al.*, Rapport Interne G0-05-024, (2005).

[174] J. Friedrich and T. Walcher, Eur. Phys. J **A17**, 607 (2003).

[175] J. Arrington, Phys. Rev. **C69**, 022001 (2004).

[176] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).

[177] J. Scoffield, Phys. Rev. **113**, 1599 (1959).

[178] N. Dombey, Rev. Mod. Phys. **41**, 236 (1969).

[179] A. I. Akhiezer and M. P. Rekalo, Sov. J. Part. Nucl. **3**, 277 (1974).

[180] O. Gayou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092301 (2002).

[181] M. K. Jones *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1398 (2000).

[182] P. G. Blunden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 142304 (2003).

[183] S. Baunack, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 35-38 (2005).

[184] J. Arrington *et al.*, Proposition d'expérience à VEPP-3, nucl-ex/0408020, (2004).

[185] W. Brooks *et al.*, proposition d'expérience JLab E04-116, (2004).

[186] J. R. Dumming *et al.*, Phys. Rev. **141**, 1286 (1966).

[187] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32**, 221 (1971).

[188] J. Kelly, Phys. Rev. **C70**, 068202 (2004).

[189] J. Roche, G^0 Forward Angle Analysis Meeting Note #76, (2005).

[190] G. Guillard, Rapport de stage Master 1 Physique, UJF Grenoble, (2005).

[191] R. Madey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 122002 (2003).

[192] E. Leader, A. V. Sidorov and D. B. Stamenov, Phys. Rev. **D67**, 074017 (2003).

[193] J. Arvieux and S. Niccolai, G^0 Forward Angle Analysis Note #75, (2005).

[194] E. J. Beise, M. L. Pitt and D. T. Spayde, Prog. Part. Nucl. Phys. **54**, 289 (2005).

[195] B. Mueller *et al.* (SAMPLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **78**, 3824 (1997).

[196] D. T. Spayde *et al.* (SAMPLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 1106 (2000).

[197] R. Hasty *et al.* (SAMPLE Collaboration), Science **290**, 2021 (2000).

[198] P. E. Reiner and X. Zheng (Hall A Collaboration), proposition d'expérience JLab PR-05-007, (2005).

[199] Expériences HAPPEX, http://hallaweb.jlab.org/experiment/HAPPEX/.

[200] R. De Leo *et al.* (HAPPEX Collaboration), proposition d'expérience JLab E99-115, (1999).

[201] P. A. Souder *et al.* (HAPPEX Collaboration), proposition d'expérience JLab E00-114, (2000).

[202] K. Aniol *et al.* (HAPPEX Collaboration), proposition d'expérience PR-05-109, (2005).

[203] C. J. Horowitz *et al.*, Phys. Rev. **C63**, 025501 (2001).

[204] Expérience A4, http://www.kph.uni-mainz.de/A4/.

[205] F. E. Maas *et al.* (A4 Collaboration), Eur. Phys. J. **A17**, 339-343 (2003).

[206] R. L. Jaffe, Phys. Lett. **B229**, 275 (1989).

[207] G. Höhler, Nucl. Phys. Lett. **B224**, 505 (1976).

[208] H. W. Hammer *et al.*, Phys. Lett. **B367**, 323 (1996).

[209] H. Forkel, Phys. Rev. **C367**, 510 (1997).

[210] M. J. Ramsey-Musolf, H. W. Hammer and D. Drechsel, Phys. Rev. **D55**, 2741 (1997).

[211] B. Kubis, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 97-100 (2005).

[212] M. J. Ramsey-Musolf and H. Ito, Phys. Rev. **C55**, 3066 (1997).

[213] T. R. Hemmert *et al.*, Phys. Lett. **B437**, 184-190 (1998).

[214] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D10**, 2445 (1974).

[215] D. Becirevic, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 73-78 (2005).

[216] D. B. Leinweber *et al.*, *Proceedings PAVI04*, Eur. Phys. J. **A24**, 79-84 (2005).

[217] E. J. Beise, Nucl. Phys. **A737**, 93-101 (2004).

[218] U-G. Meissner *et al.*, Phys. Lett. **B408**, 381-386 (1997).

[219] M. J. Ramsey-Musolf and M. Burkardt, Z. Phys. **C61**, 433 (1994).

[220] W. Koepf, E. M. Henley and S. J. Pollock, Phys. Lett. **B288**, 11 (1992).

[221] B. R. Holstein *Proceedings of the Caltech Workshop on Parity Violation in Electron Scattering*, World Scientific **27**, (1990).

[222] H. Ito, Phys. Rev. **C52**, R1750 (1995).

[223] P. Geiger and N. Isgur, Phys. Rev. **D55**, 299 (1997).

[224] L. Hannelius and D.-O. Riska, Phys. Rev. **C62**, 045204 (2000).

[225] S-T. Hong, B-Y. Park and D-P. Min, Phys. Lett. **B414**, 229-236 (1997).

[226] N. W. Park, J. Schechter and H. Weigel, Phys. Rev. **D43**, 869 (1991).

[227] S. Hong and B. Park, Nucl. Phys. **A561**, 525 (1993).

[228] S. C. Phatak and Sarira Sahu, Phys. Lett. **B321**, 11 (1994).

[229] C. V. Christov *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **B37**, 1 (1996).

[230] V. E. Lyubovitskij *et al.*, Phys. Rev. **C66**, 055204 (2002).

[231] M. J. Ramsey-Musolf and H. Ito, Phys. Rev. **C55**, 3066 (1997).

[232] R. Silva *et al.*, Phys. Rev. **D65**, 014016 (2001).

[233] H. Weigel *et al.*, Phys. Lett. **B353**, 20 (1995).

[234] D. Leinweber, Phys. Rev. **D53**, 5115 (1996).

[235] S. J. Dong, K. F. Liu and A. G. Williams, Phys. Rev. **D55**, 074504 (1998).

[236] R. Lewis, W. Wilcox and R. M. Woloshyn, Phys. Rev. **D67**, 013003 (2003).

[237] D. B. Leinweber and A. W. Thomas, Phys. Rev. **D62**, 074505 (2000).

[238] D. B. Leinweber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 212001 (2005).

[239] The G^0 Collaboration, proposition d'expérience JLab PR-05-108, (2005).

[240] Expérience E-158, http://www.slac.stanford.edu/exp/e158/.

[241] Expérience Qweak, http://jlab.org/qweak/.

[242] R. Tieulent *et al.*, Rapport Interne G0-00-045, (2000).

[243] Communication privée avec Steve Williamson.

[244] G. Quéméner, Rapport Interne G0-05-026, (2005).

[245] G. Batigne *et al.*, Rapport Interne G0-03-002, (2003).

[246] J. S. Réal, G^0 Forward Angle Analysis Note #106, (2005).

Résumé :

Dans le cadre de la chromodynamique quantique, le nucléon est décrit comme constitué de trois quarks de valence plongés dans une mer virtuelle de paires de quark-antiquark et de gluons. L'étrangeté est la plus légère des saveurs n'ayant pas de contribution de valence. Elle est de ce fait un excellent candidat pour étudier cette mer, dont le rôle bien qu'important reste peu compris. La contribution du quark étrange aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon est accessible par des mesures d'asymétries de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés sur cible de nucléon. Un programme expérimental mondial, dans lequel se place l'expérience G^0, est engagé dans ce but. Cette expérience et l'analyse des résultats de sa première phase aux angles avant constituent l'objet de cette thèse.

Ce document présente les motivations physiques et les différentes signatures de l'étrangeté aux propriétés du nucléon (masse, spin, impulsion). Nous développons le formalisme de la sonde électro-faible et de ses facteurs de forme, puis le principe de la mesure d'asymétrie de violation de parité. Suit une description du dispositif expérimental, mis en place dans le Hall C du Jefferson Laboratory (Newport-News, USA) ; celui-ci étant conçu pour mesurer sur un large domaine en quadri-moment transféré de 0.1 à 1 $(GeV/c)^2$ des asymétries de l'ordre de 10^{-6} avec une précision relative de 5 à 10 %. Nous détaillons ensuite toutes les étapes d'analyse permettant de passer des taux de comptage mesurés à une asymétrie physique de violation de parité, en soulignant le travail mené pour estimer les erreurs systématiques. Les résultats de la première phase aux angles avant, puis leur mise en contexte avec les autres expériences et le cadre théorique sont finalement présentés. Nous montrons alors qu'une contribution non nulle des paires de quark-antiquark étranges est favorisée.

Mots clés : structure du nucléon - quark étrange - interaction électro-faible - facteurs de forme - asymétrie de violation de parité - Expérience G^0.

Abstract :

In the framework of the Quantum Chromodynamics (QCD), the nucleon is described as being composed of three valence quarks surrounded by a sea of virtual quark-antiquark pairs and gluons. If the role of this virtual sea in the nucleon properties is inferred to be important, this contribution is still poorly understood. In this context, we study the role of the strange quarks in the nucleon since this is the lightest quark flavor of the sea with no valence contribution. We are determining its contribution to the charge and magnetization distributions in the nucleon via parity violation experiments. The measurement is performed by elastically scattering polarized electrons from nucleon target. A world wide program in which the G^0 experiment takes place is being performed since a decade. The G^0 experiment and the analysis of the results from its forward angles phase are the topics of this thesis.

This document presents the physics case of the strangeness content of the nucleon (mass, spin, impulsion). It describes also the formalism related to the electroweak probe and the form factors, and then the principle of parity violating asymmetry measurement. The G^0 experimental setup, which was built and installed in the Hall C of the Jefferson Laboratory (Newport-News, USA), is detailled. This set-up was designed for the measurement of asymmetries of the order of 10^{-6} with an overall relative uncertainty better than 10 %, over a momentum transfer range 0.1-1 $(GeV/c)^2$. The various steps of the data analysis are exposed. They allow to start from measured counting rates to reach parity violating physics asymmetries. This required a careful treatment of the various sources of systematical errors which is discussed extensively. Finally the results from the G^0 forward angle measurement, its comparison with others experiments and with theoretical models, are presented. They support a non null strange quark contribution.

Keywords : nucleon structure - strange quark - electroweak interaction - form factors - parity violating asymmetry - G^0 experiment.