LPSC 03-41

UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

présentée par

Guillaume BATIGNE

pour obtenir le titre de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

(SPECIALITE PHYSIQUE)

Mesure du contenu étrange du nucléon : expérience G^0

Thèse soutenue le 5 Décembre 2003 devant le jury composé de :

Pr. Roger Brissot	**Président**
Dr. David Lhuillier	**Rapporteur**
Dr. Jacques Martino	**Rapporteur**
Dr. Yves Schutz	
Dr. Jacques Van de Wiele	
Dr. Christophe Furget	**Directeur de thèse**

L'étrangeté est le condiment nécessaire de toute beauté.
Charles Baudelaire

Remerciements

Ce document représente mes trois années de thèse qui se sont déroulées dans de très bonnes conditions, grâce à un certain nombre de personnes. Cette page leur est consacrée.

Je commencerais par exprimer ma gratitude à David Lhuillier et Jacques Martino pour avoir accepté la lourde tâche d'être mes rapporteurs. Je remercie Roger Brissot d'avoir présidé le jury ainsi que Yves Schutz et Jacques Van de Wiele pour en avoir fait partie. Jacques, pour avoir travaillé quelques temps avec toi, je te remercie de ta gentillesse et tiens à exprimer mon admiration pour ta rigueur scientifique.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance à Christophe Furget, mon directeur de thèse, pour sa disponibilité, son extrême patience, sa rigueur et sa pédagogie : je lui dois ma formation d'expérimentateur. Alors, Christophe, encore une fois merci. Celui qui a également compté dans mon encadrement est Serge Kox. Il possède l'art de créer une dynamique de travail et a su me redonner un "coup de fouet" chaque fois que j'en avais besoin. Je le remercie aussi pour sa franchise et son soutien.

Christophe et Serge, vous êtes les piliers d'un groupe dynamique qui a su m'apporter un encadrement de grande qualité, dans une ambiance hautement cordiale. Je tiens à remercier : Jean-Sébastien Réal pour m'avoir aidé à éradiquer un nombre incalculable de problèmes informatiques, Fernand Merchez pour ses spécialités corses (succulentes mais parfois explosives), Jean Mougey pour ses énigmes mathématiques, Eric Voutier pour m'avoir hébergé un temps aux Etats-Unis et préparé des repas pantagruéliques.

Cette ambiance doit également à une touche féminine extérieure non négligeable apportée par Fabienne Ledroit, Fairouz Ohlsson-Malek et Sabine Crépé.

Je tiens à remercier particulièrement Gilles Quéméner pour ses qualités scientifiques, sa gentillesse indéfectible et son soutien pendant la dernière ligne droite. Gilles, Trugarez.

Je voudrais remercier les thésards du groupe : Raphaël, pour m'avoir aidé au début de ma thèse, Benoît, pour sa sympathie et son naturel mais aussi pour son travail sur l'étude des inélastiques et enfin Malek avec qui j'ai partagé le bureau, en fin de parcours. Benoît et Malek, bon courage pour la suite de votre thèse.

Mes remerciements iront aussi au groupe d'Orsay pour leur accueil et leur aide lors de mes déplacements à l'IPN et lorsque nous testions l'électronique et les détecteurs à JLab.

J'exprime ma gratitude envers la Collaboration de G0 et, entre autres, à Doug Beck et Betsy Beise pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, Brian Quinn, Angela et Jianglai pour leur aide sur les corrections du temps mort et enfin Julie, pour nos longues discussions et nos échanges de mails fleuves sur de très nombreux sujets.

Je remercie également le personnel du LPSC et tout particulièrement Christine Gondrand que j'ai souvent ennuyée pour des problèmes d'imprimante ou de réseau, mais

également Chantal Mazzola pour sa sérénité lorsque je lui ai fait changer moultes fois mes horaires d'avion.

Enfin je remercie spécialement Emilie avec qui j'ai cohabité pendant trois ans avec plaisir, dans le même bureau. Emilie, merci d'avoir partagé mes joies et mes déceptions dans le travail.

Table des matières

Introduction **13**

1 Structure du nucléon **17**
1.1 Structure électromagnétique 18
1.1.1 Facteurs de forme en diffusion élastique 18
1.1.2 Facteurs de forme électromagnétique du proton 22
1.1.3 Facteurs de forme électromagnétique du neutron 24
1.2 Diffusion profondément inélastique (DIS) 28
1.2.1 Définitions et généralités 28
1.2.2 Structure en impulsion 32
1.2.2.1 Modèle des quarks 32
1.2.2.2 Contribution des quarks étranges à l'impulsion 35
1.2.3 Structure en spin 37
1.2.3.1 Fonctions de structure polarisée 38
1.2.3.2 Contribution des quarks étranges au spin 41
1.3 Fonctions généralisées de partons 43
1.4 Conclusion 44

2 Contribution des quarks étranges au nucléon **47**
2.1 Modèle électro-faible 47
2.1.1 L'électrodynamique quantique 47
2.1.2 Interaction faible 48
2.1.3 Unification électro-faible 50
2.2 Extraction du contenu étrange du nucléon 52
2.2.1 Facteurs de forme faible 52
2.2.2 Décomposition en saveur de quark 53
2.2.3 Corrections radiatives électro-faible 54
2.2.3.1 Décomposition sur $SU(3)$ 54
2.2.3.2 Corrections d'ordre supérieur 56
2.2.3.3 Facteur de forme anapolaire 58
2.3 Asymétrie de violation de parité et contenu étrange 60
2.3.1 Calcul de l'asymétrie de violation de parité 60
2.3.2 Extraction des contributions 64
2.4 Prédictions théoriques 65
2.4.1 Conventions sur les propriétés statiques 66

2.4.2 Prédictions théoriques 67
2.4.2.1 QCD sur réseau 67
2.4.2.2 Modèles de “boucles” 68
2.4.2.3 Modèles de dominance des mésons vecteurs (VDM) 69
2.4.2.4 Dépendance avec le moment transféré 70
2.4.2.5 Facteur de forme axial 72
2.5 Statut du programme expérimental 74
2.5.1 SAMPLE 75
2.5.2 HAPPEX 77
2.5.3 HAPPEX2-^{4}He 78
2.5.4 PVA4 79

3 Expérience G^0 83
3.1 Principe général d’une expérience de violation de parité 83
3.2 Le laboratoire Thomas Jefferson 86
3.2.1 L’accélérateur CEBAF 86
3.2.2 Les Halls expérimentaux 88
3.3 La source d’électrons polarisés 89
3.3.1 Principe d’une source d’électrons polarisés 89
3.3.2 La source d’électrons du TJNAF 92
3.4 Mesure des paramètres du faisceau 95
3.4.1 Moniteurs de courant 96
3.4.2 Moniteurs de position 97
3.4.3 Mesure de l’énergie 98
3.4.4 Mesure de la polarisation 99
3.5 Système de rétroaction 100
3.5.1 Asymétrie en position 101
3.5.2 Asymétrie de charge 101
3.5.3 Systèmes de correction 103
3.6 La cible cryogénique 106
3.7 Le spectromètre 108
3.8 La mesure aux angles avant 111
3.8.1 Le principe de la mesure 111
3.8.2 Les détecteurs 112
3.8.3 Bruit de fond 115
3.8.4 Les électroniques d’acquisition 116
3.8.4.1 Les électroniques de codage en temps 116
3.8.4.2 L’électronique “Fastbus” 119
3.8.4.3 Le système d’acquisition 121
3.9 La mesure aux angles arrière 121
3.9.1 Le principe de la mesure 121
3.9.2 Les détecteurs supplémentaires 123
3.9.2.1 Les Cryostat Exit Detectors (CED) 123
3.9.2.2 Le détecteur Čerenkov 124
3.9.3 L’électronique de coïncidence 126

4 Démarrage de l'expérience G^0 **129**
4.1 Les propriétés du faisceau . . . 129
4.1.1 Spécifications . . . 129
4.1.2 Asservissement en charge . . . 131
4.1.3 Asservissement en position . . . 132
4.1.4 Mesure de la polarisation . . . 133
4.2 Test de la cible . . . 134
4.3 L'aimant supraconducteur . . . 136
4.4 Etude du bruit de fond . . . 137
4.4.1 Radiations provenant de la ligne de faisceau . . . 137
4.4.2 Processus inélastiques supplémentaires . . . 141

5 Etude du temps mort **147**
5.1 Principe du temps mort de l'électronique . . . 147
5.1.1 Effet "classique" du temps mort . . . 147
5.1.2 Principe du "Next Pulse Neutralisation" . . . 149
5.1.3 Traitement du temps mort pour l'électronique française . . . 150
5.1.3.1 Temps mort des discriminateurs et des mean-timers . . . 150
5.1.3.2 Césures . . . 150
5.2 Tests réalisés hors faisceau . . . 152
5.2.1 Montages utilisés pour ces tests . . . 152
5.2.2 Résultats des tests et correction supplémentaire . . . 152
5.3 Analyse des données sous faisceau . . . 155
5.3.1 Dépendance des taux de comptage en fonction du courant . . . 156
5.3.2 Dépendance des asymétries en fonction du temps mort . . . 158
5.4 Analyse des données issues de l'électronique Fastbus . . . 161
5.4.1 Sélection des événements simples . . . 162
5.4.2 Doubles comptages . . . 164
5.4.3 Distributions de temps . . . 165
5.5 Analyse finale des données sous faisceau . . . 167
5.5.1 Calcul du temps mort . . . 167
5.5.2 Résultats sur les taux de comptage et les asymétries . . . 169

6 Détermination du quadri-moment transféré **173**
6.1 Présentation générale de la méthode . . . 174
6.2 Méthodes de mesure du temps de vol . . . 176
6.2.1 Effet de la non-linéarité différentielle . . . 178
6.2.2 Précision sur la différence de temps de vol . . . 179
6.2.2.1 Influence des coupures en temps de vol . . . 180
6.2.2.2 Modification du pic de protons inélastiques . . . 180
6.2.2.3 Bilan des incertitudes . . . 181
6.3 Résultats de la simulation . . . 182
6.4 Mesure du champ magnétique . . . 187
6.4.1 Dépendance des taux de comptage en fonction du champ . . . 187
6.4.2 Extraction du champ magnétique . . . 189
6.5 Détermination du quadri-moment transféré . . . 192

6.5.1 Méthode d'extraction 193
6.5.2 Résultats sur la mesure du quadri-moment transféré 193

7 Extraction des asymétries de violation de parité 199
7.1 Mesure des asymétries brutes 199
7.1.1 Sélection des événements 199
7.1.2 Distributions des asymétries brutes 200
7.1.3 Etude des fausses asymétries à l'aide de la lame demi-onde 202
7.1.4 Asymétries des événements simples 203
7.2 Correction des taux de comptage 205
7.3 Soustraction des événements inélastiques 208
7.4 Résultats 213
7.5 Conclusion et Perspectives 216

Conclusion 221

A Correction de la non linéarité différentielle 225
A.1 Mesure de la non linéarité différentielle 225
A.2 Correction de la non linéarité différentielle 226
A.2.1 Principe 226
A.2.2 Résultats 227
A.3 Conclusion 229

B Intéractions électro-faible et forte 231
B.1 Modèle électro-faible 231
B.1.1 L'électrodynamique quantique 231
B.1.2 Interaction faible 234
B.1.3 Unification électro-faible 237
B.2 La ChromoDynamique Quantique 239

C Calcul de l'asymétrie de violation de parité 243

D Formulaire du calcul d'asymétrie 253
D.1 Formules de base 253
D.2 Largeur de la distribution en asymétrie 255
D.3 Exemples de fausses asymétries 255
D.3.1 Effet du temps mort sur le calcul d'asymétrie 256
D.3.1.1 Effet sur la largeur de la distribution 256
D.3.1.2 Effet sur la valeur moyenne de l'asymétrie 257
D.3.2 Effet de la densité de la cible 258
D.3.3 Effet de la calibration des moniteurs de courant 259
D.3.4 Conclusion 260

E Contribution des événements inélastiques 261
E.1 Détermination du facteur de dilution 261
E.1.1 Ajustements des spectres de temps de vol 261
E.1.2 Etude en cible vide 262

E.1.3 Estimation de $\frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$ 263
E.2 Asymétrie des événements inélastiques 264
E.2.1 Interpolation de l'asymétrie 264
E.2.2 Mesures avec un champ magnétique réduit 267

Bibliographie **271**

Introduction

La matière qui nous entoure est formée d'atomes eux-même composés d'électrons liés à un noyau constitué de nucléons (protons et neutrons). La valeur du moment magnétique du proton, différente du magnéton nucléaire ($\mu_p = 2,79\ \mu_N$), révèle sa nature composite. Actuellement le nucléon est décrit comme un ensemble de quarks en interaction. Ces particules élémentaires peuvent être de six saveurs : up (u), down (d), étrange (s), charme (c), bottom (b) et top (t). Tout assemblage de quarks est appelé hadron. Parmi ceux-ci, les particules formées à partir d'un quark et d'un anti-quark de valence sont nommées mésons alors que les particules constituées d'au moins trois quarks de valence, comme le nucléon[a], sont appelées baryons.

L'interaction électromagnétique, qui est responsable de la liaison atomique, est décrite par l'électrodynamique quantique (QED), modélisant l'interaction entre particules chargées par l'échange de bosons intermédiaires, les photons. Cette interaction rend compte des phénomènes électromagnétiques sur un large domaine d'application, de l'optique à l'étude des particules élémentaires. En revanche, la cohésion des noyaux et des quarks à l'intérieur du nucléon est décrite essentiellement par la chromodynamique quantique (QCD) qui attribue aux quarks une charge dite de couleur[b]. L'interaction forte repose sur l'échange de couleur entre quarks par l'intermédiaire de bosons, appelés gluons, possédant une charge de couleur et d'anti-couleur. Cette propriété des gluons a pour conséquence importante de *confiner* les quarks au sein d'objets neutres de couleur, les hadrons. En effet, chaque quark est entouré d'un "nuage" de gluons colorés qui induit une amplification de la charge apparente des quarks et ainsi du potentiel d'interaction entre ces particules. Plus l'impulsion transférée lors d'une diffusion entre quarks est grande, plus la distance entre les quarks est petite, réduisant le phénomène d'anti-écrantage et diminuant ainsi la charge apparente des quarks. La constante de couplage de l'interaction forte, α_s, dépend donc de la quadri-impulsion transférée, notée Q^2, et décroit lorsque la valeur de Q^2 tend vers l'infini, phénomène connu sous le nom de *liberté asymptotique*.

En physique des hautes énergies, les impulsions transférées sont suffisamment importantes pour atteindre le régime de liberté asymptotique. Dans ces conditions la constante de couplage forte est petite devant 1 ce qui autorise la description des interactions entre quarks à l'aide d'un traitement perturbatif. En revanche, en physique nucléaire, les impulsions transférées pour sonder la matière sont faibles si bien que les quarks restent confinés. Les degrés de liberté utilisés ne sont alors plus les quarks mais le nucléon (proton et neutron). La description des interactions entre nucléons fait alors appel à une

[a] uud pour le proton et ddu pour le neutron

[b] Cette charge de couleur peut être Rouge (R), Verte (G) et Bleue (B) pour les quarks, et Cyan ($\overline{R}$), Magenta ($\overline{G}$) et Jaune ($\overline{B}$) pour les anti-quarks possédant alors une anti-couleur.

approche phénoménologique. L'un des enjeux de la physique hadronique, qui se situe à la frontière de ces deux domaines est de décrire la structure des hadrons et leur dynamique dans un régime où l'impulsion transférée est de l'ordre de $\Lambda_{QCD} \approx 200\ MeV$ [1]. Les quarks, qui apparaissent comme les degrés de liberté à considérer, interagissent dans un régime éloigné de la liberté asymptotique.

La structure interne du nucléon reste encore mal connue. Nous savons qu'il est constitué de trois quarks dits de valence (uud pour le proton est ddu pour le neutron). Cependant la prise en compte des quarks nus de QCD ne suffit pas à expliquer les propriétés du nucléon comme la masse ou le spin. L'interaction entre quarks fait apparaître des gluons qui, par fluctuations quantiques, peuvent se matérialiser en paires de quark anti-quark de n'importe quelle saveur. L'ensemble de ces quarks ainsi que les gluons constituent ce qui est appelé la *mer*. Parmi les quarks de la mer, un intérêt particulier est porté aux quarks étranges. En effet la probabilité de création des quarks de la mer, par fluctuations quantiques des gluons, étant inversement proportionnelle à leur masse, la contribution des saveurs les plus lourdes (c, b et t) est alors négligeable par rapport à celle des saveurs u, d et s. De plus, le nucléon ne possédant pas d'étrangeté intrinsèque, les quarks s sont caractéristiques de la mer contrairement aux quarks u et d. Ainsi l'étude des quarks étranges dans le nucléon permet d'obtenir des renseignements non ambiguës sur les quarks de la mer en général.

L'étude de la contribution des quarks étranges à la structure du nucléon peut être réalisée à partir de différentes observables. A titre d'exemple, les données de diffusion pion-nucléon à basse énergie ont permis d'extraire la quantité suivante appelée "sigma term" : $\sigma_{\pi N} = \hat{m}\langle N|\bar{u}u + \bar{d}d|N\rangle$ avec $\hat{m} = (m_u + m_d)/2$ et $m_{u,d}$ les masses des quarks u et d [2]. En émettant l'hypothèse de la symétrie $SU(3)$ de saveur, la comparaison de cette valeur avec une grandeur, notée Σ et issue de l'algèbre des courants, permet d'extraire la contribution des quarks étranges à la masse du nucléon. Une valeur de cette contribution de l'ordre de 130 MeV a été obtenue expérimentalement [3] alors que la masse des quarks nus de valence n'excède pas 10 MeV. Ce résultat indiquerait que les quarks étranges représentent une part non négligeable de la masse du nucléon. Il est à noter que la valeur obtenue dépend fortement des hypothèses utilisées et notamment celle concernant la symétrie SU(3) de saveur qui est en fait brisée.

L'étude de la structure du nucléon est menée préférentiellement par diffusion de leptons (électrons, muons, neutrinos, etc.). Ces particules, présentant l'avantage par rapport aux hadrons d'être ponctuelles, possèdent une interaction bien connue (QED) et permettent ainsi d'extraire sans ambiguïté les informations concernant la structure du nucléon (impulsion, spin, etc.). Dans le régime de diffusion profondément inélastique, les données suggèrent que la contribution des quarks étranges à l'impulsion et au spin du nucléon est de l'ordre de quelques pour cent. Cependant ces résultats reposent sur des hypothèses et des approximations qui peuvent être sujettes à discussion telle que la contribution méconnue des gluons au spin qui peut modifier notablement les résultats portant sur celle des quarks étranges. A l'opposé, la diffusion élastique électron-nucléon est sensible aux distributions de charge et de magnétisation à travers les facteurs de forme électromagnétique qui sont mesurés pour le proton et le neutron depuis de nombreuses années avec une grande précision. Il est à noter que de nouvelles mesures à grandes valeurs de Q^2 continuent à susciter des discussions théoriques intenses [4, 5, 6]. Par contre ces

facteurs de forme électromagnétique ne permettent pas d'extraire indépendamment les contributions des quarks u, d et s. Dans ce but, Kaplan et Manohar [7] ont montré qu'il était nécessaire de mesurer les facteurs de forme faible du proton (quantités similaires aux facteurs de forme électromagnétique mais définies à partir des couplages faibles). Ces observables sont accessibles à travers des mesures d'asymétries de violation de parité en utilisant des électrons polarisés longitudinalement et une cible d'hydrogène non polarisée. Cette asymétrie permet alors d'accéder aux différentes contributions des quarks u, d et s aux distributions de charge et de magnétisation dans le nucléon.

Un grand nombre d'expériences [8] ont été proposées ces dernières années aux Etats-Unis (Jefferson Laboratory et MIT-Bates) et en Europe (Mayence) afin de réaliser cette mesure avec des sensibilités différentes au facteur de forme axial G_A^e et aux contributions des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique, notées G_E^s et G_M^s, et sur un large domaine en moment transféré Q^2 (relié à la résolution spatiale de la sonde). Parmi celles-ci, l'expérience G^0 propose d'extraire individuellement G_E^s, G_M^s et G_A^e sur une large gamme en moment transféré ($Q^2 = 0,3$, $0,5$ et $0,8$ $(GeV/c)^2$). Des asymétries de quelques 10^{-6} seront mesurées avec une précision attendue d'environ 10^{-7}. Pour réaliser cette mesure, un dispositif expérimental complet a été développé (faisceau intense et hautement polarisé, cible cryogénique, détecteurs à large acceptance, électronique) et installé au Jefferson Laboratory (TJNAF).

Ma thèse porte sur la mise en œuvre de l'expérience G^0 et l'analyse des premières données. En particulier, de septembre 2002 à janvier 2003, la première période de test s'est déroulée avec l'objectif de déterminer les caractéristiques du faisceau et d'analyser la réponse des détecteurs et des électroniques. Enfin les programmes d'analyse ont été développés pour extraire les premières mesures d'asymétrie.

Le manuscrit de cette thèse comporte sept chapitres. Le premier chapitre présente les connaissances relatives à la contribution des quarks aux propriétés du nucléon (charge, impulsion et spin) à travers une gamme variée de résultats expérimentaux. Le deuxième chapitre porte sur le formalisme relatif aux facteurs de forme et aux mesures d'asymétrie associée. Le chapitre 3 présente une description détaillée de l'expérience G^0, de la source d'électrons jusqu'à l'électronique d'acquisition. Le chapitre suivant constitue une revue générale des divers aspects étudiés durant la première période de tests de l'expérience. Le chapitre 5 porte sur l'étude réalisée sur les corrections de temps mort qui ont été testées pendant la mise en œuvre du dispositif et à l'aide des prises de données sous faisceau. Le chapitre 6 comprend une étude précise de la mesure du quadri-moment transféré Q^2 reposant sur une comparaison entre la simulation et l'analyse des données expérimentales. Pour finir, le chapitre 7 présente l'analyse effectuée sur la mesure des asymétries en mettant l'accent sur l'évaluation des principales erreurs systématiques.

Chapitre 1

Structure du nucléon

Le proton comme l'électron est une particule de spin 1/2 à la différence que le proton ne peut être considéré comme une particule ponctuelle, dite de Dirac. En effet, si tel était le cas le moment magnétique porté par le proton serait égal au magnéton nucléaire, μ_N[a], alors que des mesures ont montré que le moment magnétique du proton valait 2,79 μ_N [9]. Au début des années cinquante, les premières mesures de diffusion d'électrons sur des protons au SLAC[b] ont confirmé la nature composite du proton [10, 11]. La mesure repose sur le même principe que celui utilisé par Rutherford en 1911 pour déterminer la structure de l'atome. La section efficace de diffusion d'électron sur le proton diffère de la section efficace de Mott[c]. Les mesures effectuées par Hofstadter *et al.* ont permis d'évaluer la taille du proton à 0.74 ± 0.24 fm [11]. M. Rosenbluth avait suggéré que le proton pouvait être constitué d'un nucléon (proton ou neutron) central entouré d'un "nuage" de pions [12]. Les ordres de grandeur prédits par Rosenbluth sont en accord avec les mesures du SLAC.

Les mesures en diffusion profondément inélastique ont été interprétées en 1969 comme des diffusions sur des particules localisées à l'intérieur du nucléon, appelées partons [13]. Parallèlement, Gell-Mann avait proposé un modèle de quarks pour expliquer la dégénérescence en masse des hadrons [14]. L'identification des partons avec les quarks s'est faite naturellement. L'élaboration de la théorie de la Chromo Dynamique Quantique (QCD) en 1973 [15, 16] a permis de parachever le modèle des quarks en décrivant leur interaction. Cette théorie permet d'expliquer le fait que l'interaction diminue avec la quadri-impulsion échangée, phénomène appelé liberté asymptotique. Ainsi le proton est décrit comme un ensemble de trois quarks, deux quarks up, notés u, et d'un quark down, noté d. Ces particules appelées quarks de valence interagissent par l'intermédiaire de gluons, vecteurs de l'interaction forte décrite par QCD. Par fluctuations quantiques, ces gluons peuvent créer des paires de quark-antiquark, de n'importe quelle saveur[d], qui constituent avec les gluons ce qui est appelé la *mer*. La masse du proton ne peut pas être expliquée uniquement par les masses des quarks de valence prédites par QCD [17] ce qui implique que la *mer* contribue fortement aux propriétés globales du proton.

---

[a] $\mu_N = \frac{e^2\hbar}{2M_p}$ avec M_p la masse du proton

[b] Stanford Linear Accelerator Center

[c] Section efficace de diffusion entre deux particules ponctuelles de spin 1/2.

[d] Ces saveurs peuvent être u, d mais aussi s (étrange), c (charme), b (beauté) ou t (top)

L'objectif de ce chapitre est de situer le sujet de cette thèse dans le cadre général de l'étude de la structure du nucléon dans son état fondamental. En premier lieu nous verrons que les expériences en diffusion élastique de leptons sondent la structure électromagnétique du nucléon. Ces expériences ne permettent cependant pas de séparer les contributions des différentes saveurs de quark. En revanche, nous verrons ensuite que les expériences en diffusion profondément inélastique permettent d'avoir accès à la fois à la structure en impulsion et en spin et de séparer les contributions de chaque saveur moyennant quelques hypothèses. Finalement, nous introduirons les distributions généralisées de partons (GPD) qui permettent de regrouper sous un même formalisme les différents aspects de la structure du nucléon.

1.1 Structure électromagnétique

La structure électromagnétique du nucléon peut être étudiée par des mesures en diffusion élastique. L'utilisation de leptons chargés pour sonder la structure du nucléon présente plusieurs avantages. Ces particules sont ponctuelles (les sections efficaces ne dépendent que de la structure du nucléon) et interagissent par échange de photons virtuels. L'interaction électromagnétique étant faible par rapport l'interaction forte, le photon virtuel peut sonder tout le volume du nucléon. De plus, seule la structure en quarks est sondée car les gluons ne sont pas chargés électriquement. Enfin l'impulsion transférée lors de la diffusion est reliée à la résolution de la sonde. Nous verrons d'abord comment les facteurs de forme permettent d'obtenir des informations sur les distributions en charge et en magnétisation, puis les mesures effectuées sur le proton et le neutron seront présentées. La contribution des quarks étranges ne sera pas mentionnée dans ce paragraphe mais son étude fera l'objet du chapitre suivant.

1.1.1 Facteurs de forme en diffusion élastique

Nous avons déjà mentionné dans l'introduction de ce chapitre que le nucléon possède une taille finie. L'électron étant une particule ponctuelle, la manière habituelle d'accéder à une distribution de charge consiste à mesurer la section efficace de diffusion élastique d'électrons sur un objet étendu qui peut s'écrire sous la forme générale :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{point} |F(q)|^2 \tag{1.1}$$

où q est l'impulsion transférée par l'électron et F(q) la transformée de Fourier de la distribution spatiale de charge. La mesure des distributions en charge et en magnétisation du nucléon suit ce principe.

Les variables cinématiques intervenant dans la diffusion élastique sont présentées sur la figure 1.1. Les quadri-vecteurs des électrons initial et final sont notés respectivement $k = (E, \overrightarrow{k})$ et $k' = (E', \overrightarrow{k'})$. Dans le cas où le nucléon initial est au repos, les quadri-moments des nucléons initial et final valent $p = (M_N, \overrightarrow{0})$ et $p' = (E_N, \overrightarrow{p})$. La quadri-impulsion transférée par l'électron est définie par $q = k' - k = p - p'$. La dernière variable cinématique est l'angle de diffusion de l'électron, θ.

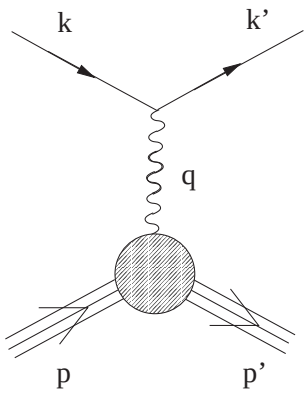


FIG. 1.1 – Schéma de la réaction de diffusion élastique.

La section efficace de diffusion entre particules ponctuelles de spin 1/2 dont l'une possède une masse finie (M_N) est définie comme la section efficace de diffusion de Mott qui s'exprime dans le référentiel lié au laboratoire de la manière suivante :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left(\frac{\alpha^2\cos^2(\theta/2)}{4E^2\sin^4(\theta/2)}\right)\frac{E'}{E}\left[1-\frac{q^2}{2M_N^2}\tan^2(\theta/2)\right] \tag{1.2}$$

E'/E représente le terme de recul et vaut :

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1+\frac{2E}{M_N}\sin^2(\theta/2)} \tag{1.3}$$

Cette quation n'est valable, pour la diffusion électron-nucléon, que si la structure interne du nucléon est négligée. D'une manière générale, la section efficace est proportionnelle à l'amplitude de diffusion décrivant cette réaction. L'amplitude correspondant à l'échange d'un photon virtuel s'écrit [18] :

$$T_{if} = -i\mathcal{J}^e_\mu\frac{1}{q^2}\mathcal{J}^{N\ \mu} \tag{1.4}$$

où les termes $\mathcal{J}^e_\mu$ et $\mathcal{J}^{N\ \mu}$ sont les courants associés à l'électron et au nucléon. L'électrodynamique quantique exprime le courant électronique de la manière suivante :

$$\mathcal{J}^e_\mu = -e\overline{u}(k')\gamma^\mu u(k) \tag{1.5}$$

avec u et $\overline{u'}$ les bispineurs des électrons initial et final, et γ^μ les matrices de Dirac. Cette formulation du courant correspond à une particule ponctuelle. En revanche, l'expression du courant associé au nucléon doit tenir compte de sa taille finie. Le courant hadronique doit satisfaire certaines contraintes dont la première est d'être un vecteur de Lorentz. La conservation de la charge impose la relation $\partial_\mu\mathcal{J}^{N\ \mu} = 0$ [2]. L'interaction électromagnétique conservant la parité[e] et étant invariante par renversement du temps, la forme la plus générale du courant du nucléon s'écrit alors [19] :

$$\mathcal{J}^{N\ \mu} = e\overline{v}(p')\left[F_1^{\gamma,N}(Q^2)\gamma^\mu + i\frac{F_2^{\gamma,N}(Q^2)}{2M_N}\sigma^{\mu\nu}q_\nu\right]v(p) \tag{1.6}$$

[e]La parité est la symétrie d'inversion des coordonnées d'espace. Cette symétrie sera détaillée au chapitre suivant.

avec v et $\overline{v'}$ les bispineurs des nucléons initial et final, F_1 et F_2 les facteurs de forme de Dirac et de Pauli respectivement et $\sigma^{\mu\nu} = i/2\,(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$[f]. Ces facteurs de forme ne dépendent que du carré de la quadri-impulsion transférée $Q^2 = -q^2 > 0$. En effet il s'agit du seul invariant relativiste scalaire indépendant qui peut être formé au niveau du vertex [18]. Le boson intermédiaire, ici un photon virtuel, avec lequel est sondé le hadron possède une longueur d'onde de de Broglie égale à $\hbar/Q$. Ainsi, la valeur de Q^2 caractérise la résolution spatiale de la sonde. Lorsque la valeur de Q^2 tend vers zéro, les facteurs de forme doivent correspondre aux propriétés statiques du nucléon. Le nucléon possède une charge Q_N et un moment magnétique $(Q_N + \kappa_N)\mu_N$ où κ_N est le moment anomal du nucléon[g] et μ_N le moment magnétique nucléaire. Ainsi, les facteurs de forme sont normalisés de la manière suivante[h] :

$$\begin{array}{ll} F_1^{\gamma,p}(0) = 1 & F_2^{\gamma,p}(0) = \kappa_p \\ F_1^{\gamma,n}(0) = 0 & F_2^{\gamma,n}(0) = \kappa_n \end{array} \tag{1.7}$$

En prenant en compte la formulation des différents courants, la section efficace de diffusion élastique électron-nucléon, exprimée dans le référentiel du nucléon incident, s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha^2\cos^2(\theta/2)}{4E^2\sin^4(\theta/2)}\right)\frac{E'}{E}\left[\left(F_1^{\gamma,N^2} + \frac{Q^2}{4M_N^2}F_2^{\gamma,N^2}\right) + \frac{Q^2}{2M_N^2}\left(F_1^{\gamma,N} + F_2^{\gamma,N}\right)^2\tan^2(\theta/2)\right] \tag{1.8}$$

Dans la pratique, on introduit les facteurs de forme de Sachs [20] qui sont définis de la manière suivante :

$$G_E(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2) \qquad G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2) \tag{1.9}$$

avec $\tau = Q^2/(4M_N^2)$. Les facteurs de forme G_E et G_M correspondent respectivement aux transformées de Fourier des distributions de charge et de magnétisation. Cependant cette identification ne peut se faire que dans le référentiel de Breit ($\overrightarrow{p'} = -\overrightarrow{p} = \overrightarrow{q}/2$) et lorsque le recul est faible ($Q^2 < M_N^2$). En effet dans ce référentiel, aucune énergie n'est transférée au nucléon. Ainsi, l'intégrale de Fourier quadri-dimensionnelle se réduit à une intégrale tridimensionnelle qui peut être alors identifiée à la transformée de Fourier d'une distribution spatiale [20] :

$$G_{E,M}(Q^2) = \frac{1}{(2\pi)^4}\int \rho_{E,M}(x)e^{-iq\cdot x}d^4x \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^3}\int \rho_{E,M}(\overrightarrow{x})e^{-i\,\overrightarrow{q}\cdot\overrightarrow{x}}d^3\overrightarrow{x} \tag{1.10}$$

avec $\rho_{E,M}(\overrightarrow{x})$ les distributions spatiales de charge et de magnétisation. Un paramètre, qui caractérise alors la distribution de charge, est le rayon de charge carré moyen. Cette

[f]Habituellement, l'amplitude de diffusion s'écrit : $T_{if} = -i\int \mathcal{J}_\mu^e\left(\frac{1}{q^2}\right)\mathcal{J}^{N\ \mu}d^4x$ auquel cas les courants électronique et hadronique sont multipliés par un facteur $e^{i(k'-k)x}$ et $e^{i(p'-p)x}$ respectivement. Dans l'approximation de Born cette intégration impose la conservation de la quadri-impulsion totale : $p + k = p' + k'$ et fixe la quadri-impulsion transférée : $q = k' - k = p - p'$. Cette notation n'est pas utilisée dans le but d'alléger les notations.

[g]Pour le proton, $\kappa_p = 1,76$ et pour le neutron, $\kappa_n = -1,91$ [17]

[h]Il existe dans la littérature une autre normalisation : $F_2^{\gamma,N}(0) = 1$ mais dans ce cas l'expression du facteur de forme est changée par $F_2^N \rightarrow \kappa_N F_2^{\gamma,N}$.

grandeur, notée $\langle r^2 \rangle$, peut être déterminée directement à partir du facteur de forme G_E [20] :

$$\langle r^2 \rangle = -6 \left. \frac{dG_E}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \tag{1.11}$$

D'une manière générale, cette grandeur caractérise la distance moyenne entre charges de signe opposé. Plus cette distance est petite, plus la valeur de Q^2 doit être grande pour arriver à résoudre les charges positives et négatives et plus la pente de G_E à l'origine est petite. Le rayon de charge carré moyen n'est pas nécessairement positif. G_E est la transformée de Fourier de la distribution de charge totale ρ_t. Nous pouvons définir une distribution pour chaque signe de charge, $\rho_+ > 0$ et $\rho_- < 0$, avec $\rho_t = \rho_+ + \rho_-$. Ainsi le rayon carré moyen de charge représente la différence des rayons carrés moyens des charges positives $\langle r_+^2 \rangle$ et des charges négatives $\langle r_-^2 \rangle$, tous les deux définis positivement. Le signe du rayon carré moyen de charge ($\langle r^2 \rangle = \langle r_+^2 \rangle - \langle r_-^2 \rangle$) permet aussi de savoir si les charges positives se situent plus à la périphérie que les charges négatives ou inversement [21].

Nous avons vu que les facteurs de forme du nucléon sont reliés aux transformées de Fourier des distributions de charge et de magnétisation. Comme les gluons ne posssèdent pas de charge électrique, ces facteurs de forme peuvent alors s'exprimer en fonction des transformées de Fourier des distributions des quarks de la manière suivante :

$$G_{E,M} = \sum_q Q_q G_{E,M}^q \tag{1.12}$$

où Q_q représente la charge des quarks de saveur q et $G_{E,M}^q$ leur contribution aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon. Si l'on ne considère que les trois saveurs les plus légères (u, d et s), ces équations pour le nucléon (p, n) peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^p &= \tfrac{2}{3} G_{E,M}^{u,p} - \tfrac{1}{3} G_{E,M}^{d,p} - \tfrac{1}{3} G_{E,M}^{s,p} \\ G_{E,M}^n &= \tfrac{2}{3} G_{E,M}^{u,n} - \tfrac{1}{3} G_{E,M}^{d,n} - \tfrac{1}{3} G_{E,M}^{s,n} \end{aligned} \tag{1.13}$$

La symétrie de charge permet d'identifier d'une part les contributions des quarks u et d du proton avec celles des quarks d et u du neutron respectivement et d'autre part celles des quarks étranges dans le proton et le neutron :

$$G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n} \qquad G_{E,M}^{d,p} = G_{E,M}^{u,n} \qquad G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n} \tag{1.14}$$

Les facteurs de forme du proton et du neutron forment alors quatre équations dont les inconnues sont les six contributions des quarks u, d et s. Par conséquent, la mesure de ces facteurs de forme ne permet pas d'extraire la contribution de chacune de ces trois saveurs de quarks. Nous verrons dans le chapitre suivant que les facteurs de forme faible constituent deux nouvelles équations et que leur mesure permet alors d'effectuer cette séparation.

L'étude de la structure électromagnétique du nucléon revient à mesurer les facteurs de forme électromagnétique, G_E et G_M, sur une gamme en moment transféré la plus large possible ce qui permet de connaître les distributions spatiales avec plus de précision. Typiquement, les valeurs de Q^2 s'étendent d'une fraction de $(GeV/c)^2$ à quelques

$(GeV/c)^2$. Dans cette gamme d'impulsion, l'interaction faible (échange d'un boson Z)[i] est négligeable[j]. Il est difficile d'étendre les mesures au-delà de la dizaine de $(GeV/c)^2$ car la section efficace de diffusion élastique devient très faible.

1.1.2 Facteurs de forme électromagnétique du proton

Les premières études de la structure électromagnétique du nucléon ont portées sur le proton [10, 11] car il est possible d'obtenir facilement une cible d'hydrogène contrairement au neutron qui est une particule instable à l'état libre et qui n'existe que dans les noyaux. La section efficace de diffusion électron-proton exprimée dans le référentiel lié au laboratoire s'écrit :

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab} = \left(\frac{\alpha^2 E' \cos^2(\theta/2)}{4E^3 \sin^4(\theta/2)}\right) \frac{1}{\epsilon(1+\tau)} \left[\epsilon {G_E^p}^2 + \tau {G_M^p}^2\right] \tag{1.15}$$

avec $\epsilon = (1 + 2(1+\tau)\tan^2(\theta/2))^{-1}$ le taux de polarisation longitudinale. Cette section efficace est proportionnelle à une combinaison linéaire de ${G_E^p}^2$ et de ${G_M^p}^2$ dont les coefficients multiplicatifs dépendent de la cinématique de la réaction. Les deux facteurs de forme peuvent alors être déterminés en effectuant une séparation de Rosenbluth [12]. Cette méthode consiste à effectuer deux mesures à la même valeur de Q^2 (même valeur de τ) mais dans des conditions cinématiques différentes, typiquement à des angles de diffusion différents (variation de ϵ). Ces deux mesures fournissent alors deux combinaisons linéaires indépendantes de ${G_E^p}^2$ et de ${G_M^p}^2$. Cette méthode d'extraction a été extensivement utilisée et la figure 1.2 montre l'ensemble des résultats obtenus. Les facteurs de forme électrique et magnétique sont normalisés par une paramétrisation dipôlaire $G_d = (1 + Q^2/0,71)^{-2}$. La valeur de $0,71$ $(GeV/c)^2$ a été ajustée sur les données expérimentales comme le montre les résultats sur G_E^p. Cette valeur correspond à un rayon de charge moyen du proton égal à $\langle r_p \rangle = 0,811$ fm ce qui est en accord avec les premiers résultats obtenus par Hofstadter et McAllister [11].

Les facteurs de forme peuvent également être mesurés en diffusion d'électrons polarisés sur le proton et en détectant la polarisation du proton de recul ($\overrightarrow{e}p \rightarrow e\overrightarrow{p}$) [23]. Cette mesure est sensible au rapport G_E^p/G_M^p :

$$\frac{G_E^p}{G_M^p} = -\frac{P_t}{P_l}\frac{E+E'}{2M}\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \tag{1.16}$$

avec P_t et P_l respectivement les polarisations transverses et longitudinales du proton de recul. La valeur de G_E peut être extraite grâce aux résultats sur G_M obtenus par la méthode de séparation de Rosenbluth. La précision atteinte sur G_E est alors plus grande.

Cette méthode de mesure par transfert de polarisation a été utilisée au MIT-Bates [24] et au Jefferson Laboratory [4, 5] dans une gamme en moment transféré de $0,38$ à

[i] L'échange de bosons $W^{\pm}$ ne rentre pas dans le cadre de cette étude car il s'agit d'une interaction par courant chargé. Ainsi la saveur des particules est changée ($e \leftrightarrow \nu$ et $u \leftrightarrow d$) ce qui ne constitue pas une diffusion élastique.

[j] La raison est due à l'expression des propagateurs qui interviennent dans le calcul des sections efficaces. Celui associé au photon vaut $1/q^2$ alors que celui associé au boson Z vaut $1/(q^2 - M_Z^2) \ll 1/q^2$

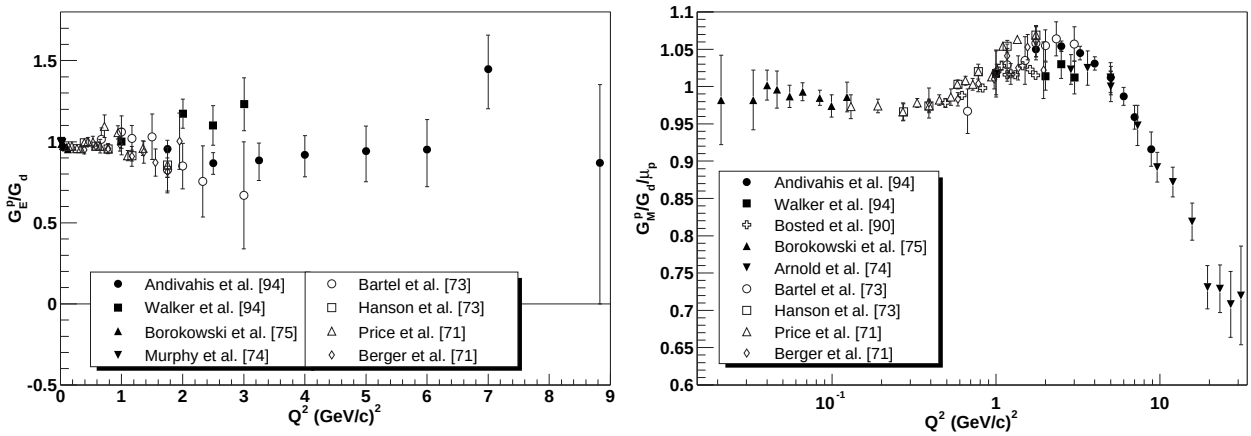


FIG. 1.2 – Résultats expérimentaux sur les facteurs de forme du proton [22]. Figure de gauche : rapport G_E/G_D. Figure de droite : rapport $G_M/(\mu_p G_D)$ avec μ_p le moment magnétique du proton.

$5,6$ $(GeV/c)^2$. La figure 1.3 compare les résultats expérimentaux sur le rapport G_E/G_M issus des expériences de séparation de Rosenbluth et de transfert de polarisation.

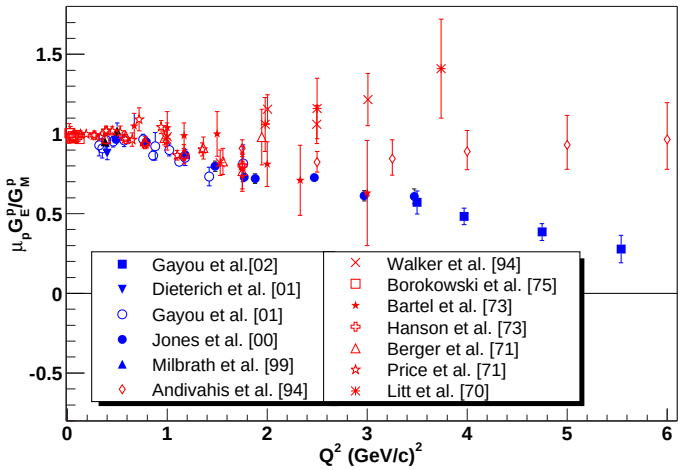


FIG. 1.3 – Résultats du rapport $\mu_p G_E/G_M$ issus des expériences de séparation de Rosenbluth (symboles rouges - avant 1999) et de transfert de polarisation (symboles bleus - après 1999). Cette figure est extraite de la référence [22].

Les résultats de Andivahis *et al* [25] qui ont été obtenus par séparation de Rosenbluth correspondent à de grandes valeurs de moment transféré et semblent en désaccord avec ceux obtenus par transfert de polarisation. Cette incohérence des mesures pourrait être levée si l'on considère l'existence de processus avec échange de deux photons et non un seul dans l'approximation de Born [6].

1.1.3 Facteurs de forme électromagnétique du neutron

La structure électromagnétique du neutron est moins bien connue que celle du proton. En effet il n'existe pas de neutrons stables à l'état libre. Les facteurs de forme du neutron sont alors mesurés par diffusion élastique ou quasi-élastique sur des noyaux légers (deuton, ^{3}He) avec des résultats qui dépendent des modèles utilisés pour décrire la structure nucléaire. De plus, le neutron possède une charge électrique nulle si bien que $G_E^n(0) = 0$. Les sections efficaces sont alors dominées par le facteur de forme magnétique G_M^n rendant ainsi difficile l'extraction du facteur de forme électrique G_E^n.

La diffusion élastique électron-deuton permet d'extraire le facteur de forme électrique du neutron. La section efficace correspondante s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_0 \left[A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \tag{1.17}$$

avec $\sigma_0 = \alpha^2 E' \cos^2(\theta/2)/(4E^3 \sin^4(\theta/2))$. Comme le deuton est une particule vectorielle (spin 1), sa structure est décrite par trois facteurs de forme : un facteur de forme monopolaire F_C, un facteur de forme quadripolaire F_Q et un facteur de forme magnétique F_M [26]. Les fonctions de structure élastique $A(Q^2)$ et$B(Q^2)$ s'expriment en fonction de ces facteurs de forme de la manière suivante :

$$\begin{aligned} A(Q^2) &= F_C^2(Q^2) + \tfrac{8}{9}\tau^2 F_Q^2(Q^2) + \tfrac{2}{3}\tau F_M^2(Q^2) \\ B(Q^2) &= \tfrac{4}{3}\tau(1+\tau) F_M^2(Q^2) \end{aligned} \tag{1.18}$$

La méthode de séparation de Rosenbluth permet de déterminer individuellement les deux fonctions A et B. Le facteur de forme G_E^n peut être extrait à partir de ces grandeurs. La procédure consiste à soustraire la contribution du facteur de forme F_M à $A(Q^2)$ grâce à la mesure de $B(Q^2)$. La fonction obtenue est ensuite corrigée des effets relativistes et des courants d'échange mésoniques. Puis le calcul de la fonction d'onde du deuton (ondes S et D) permet d'obtenir un facteur de forme isoscalaire. Enfin, le facteur de forme du proton G_E^p est soustrait pour obtenir le facteur de forme G_E^n [27]. Cette méthode dépend fortement du potentiel d'interaction nucléon-nucléon utilisé pour décrire la structure du deuton. De plus la correction des courants d'échange mésoniques perd sa validité pour des valeurs de Q^2 supérieures à $1(GeV/c)^2$ ce qui limite cette méthode à de faibles valeurs de moment transféré. La courbe en trait continu sur la figure 1.4 représente les résultats obtenus par Platchkov *et al.* [27] par cette méthode.

Une autre méthode pour extraire les facteurs de forme du neutron repose sur la diffusion quasi-élastique électron-deuton. La section efficace décrivant cette réaction peut s'écrire sous la forme [28] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\sigma_0}{\epsilon(1+\tau')} \left[R_T + \epsilon R_L \right] \tag{1.19}$$

avec $\tau' = (E - E')/Q^2$. Les termes R_T etR_L correspondent aux fonctions de réponse transverse et longitudinale du deuton. La fonction de réponse transverse est proportionnelle à ${G_M^n}^2 + {G_M^p}^2$ et la fonction de réponse longitudinale à ${G_E^n}^2 + {G_E^p}^2$. Le principe d'extraction des facteurs de forme consiste à effectuer une séparation des fonctions de réponse sur

le principe de la séparation de Rosenbluth, puis de soustraire les facteurs de forme du proton.

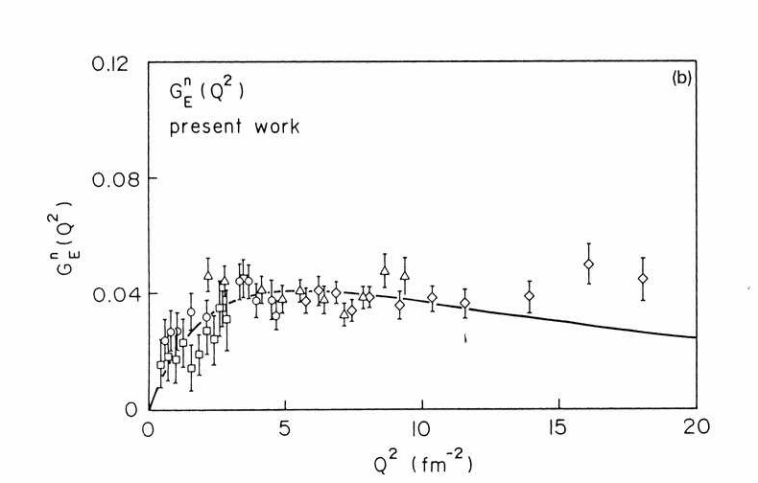


FIG. 1.4 – Résultats obtenus par Platchkov *et al.* [27] sur la mesure de G_E^n.

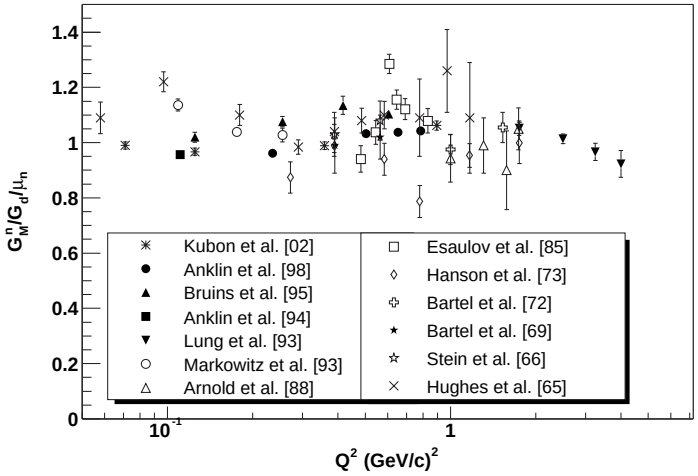


FIG. 1.5 – Résultats obtenus sur G_M^n, comparés au facteur de forme dipolaire G_D, en réaction quasi-élastique d(e,e'n) ou d(e,e'p). Cette figure est extraite de la référence [22].

Cependant cette méthode nécessite d'apporter diverses corrections (courants d'échange mésoniques, interaction dans l'état final, effets relativistes) pour prendre en compte les effets induits par la structure du deuton. Etant donné la faiblesse du facteur de forme électrique du deuton, cette mesure est essentiellement sensible au facteur de forme magnétique [k]. La figure 1.5 montre l'ensemble des résultats obtenus sur G_M^n comparé au facteur de forme dipolaire G_d.

[k]Les erreurs sur les valeurs de G_E^n sont de l'ordre de 100% [28].

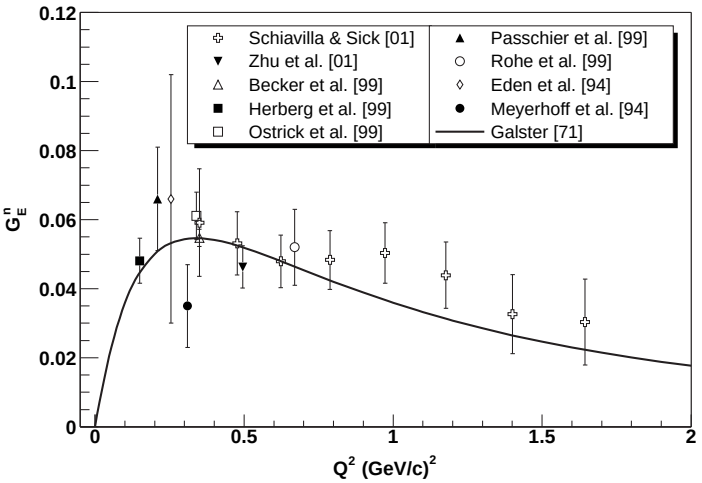


FIG. 1.6 – Résultats obtenus sur G_E^n par les expériences de double polarisation. Cette figure est extraite de la référence [22]. Attention, les points associés à Schiavilla & Sick sont des prédictions théoriques.

Pour réduire les incertitudes de la mesure du facteur de forme G_E^n, il est possible, comme pour le proton d'extraire, expérimentalement le rapport G_E^n/G_M^n soit par réaction de transfert de polarisation, $d(\overrightarrow{e}, e'\overrightarrow{n})$, soit par étude de double polarisation, $\overrightarrow{d}(\overrightarrow{e}, e'n)$ ou $^3\overrightarrow{He}(\overrightarrow{e}, e'n)$ [22]. Ainsi la grandeur extraite est directement proportionnelle au facteur de forme électrique du neutron. Il n'en demeure pas moins que les modèles nucléaires contribuent à l'incertitude sur cette grandeur. Les résultats obtenus par ces méthodes sont montrés sur la figure 1.6. Sur cette figure est également représentée la courbe donnée par la paramétrisation de Galster [29] qui est de la forme :

$$G_{Galster} = \frac{-\mu_n \tau}{1 + 5,6\tau} \frac{1}{(1 + Q^2/0,71)^2} \tag{1.20}$$

Cette formule correspond à un rayon de charge du neutron de $0,127$ fm nettement plus faible que celui du proton ($0,811$ fm) avec une valeur négative de $\langle r_n^2 \rangle$ ce qui signifie que les charges négatives sont localisées en périphérie. Le signe de $\langle r_n^2 \rangle$ est en accord avec la représentation du neutron comme un proton central entouré d'un "nuage" de pions négatifs.

Parallèlement aux mesures, des modèles théoriques ont été développés pour décrire la structure du nucléon. Parmi ces approches, nous pouvons citer les calculs de QCD sur réseau, le modèle VDM (Vector Dominance Mesons) de Lomon [30] dans lesquels le photon virtuel se couple aux mésons vecteurs (ρ, ω, etc.), ou encore le modèle des quarks constituants[1] (CQM) de Miller [31].

L'objectif de ces modèles est de décrire la dépendence des facteurs de forme en fonction du moment transféré. La figure 1.7 montre la comparaison entre divers modèles

[1]Ces quarks ne correspondent pas aux quarks de QCD mais peuvent être interprétés comme les trois quarks de valence de QCD "habillés" par les effets de l'interaction forte.

théoriques et les résultats récents des expériences utilisant le transfert de polarisation pour mesurer G_E^p/G_M^p. Les modèles théoriques semblent en bon accord avec les mesures. La raison est que ces modèles dépendent de degrés de liberté effectifs ajustés sur les données expérimentales. Par exemple, dans le modèle VDM, les constantes de couplage et les masses effectives des mésons vecteurs sont ajustées pour reproduire les facteurs de forme du proton et du neutron ce qui explique l'excellent accord de ce modèle pour $G_{E,M}$.

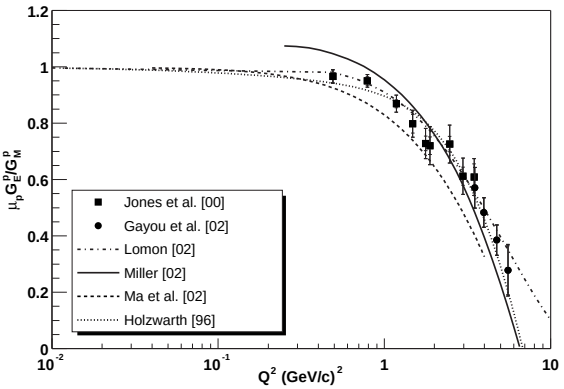


FIG. 1.7 – Comparaison entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux [22] obtenus par transfert de polarisation sur le proton.

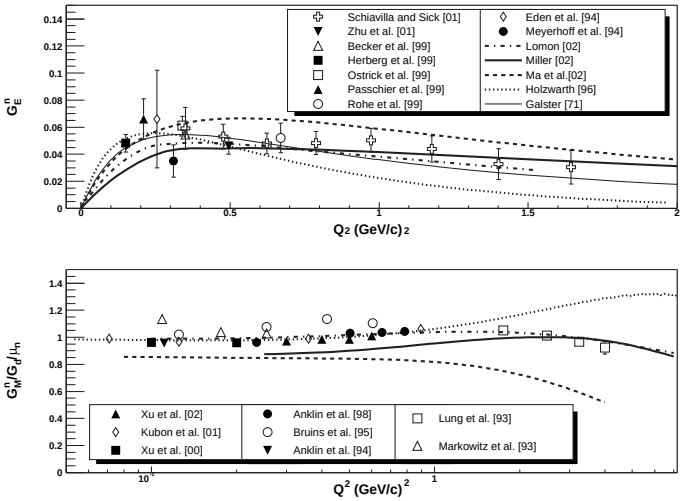


FIG. 1.8 – Comparaison entre les modèles théoriques et les résultats expérimentaux [22] sur le neutron.

Pour valider ces modèles, ils doivent être confrontés aux mesures des facteurs de forme du neutron. La figure 1.8 montre la comparaison entre les prédictions théoriques et les mesures de G_E^n et de G_M^n. Cette figure permet de se rendre compte que les modèles arrivent difficilement à reproduire les données expérimentales à la fois aux petites et aux grandes

valeurs de Q^2 principalement pour le facteur de forme G_E^n ; l'exception est évidemment le modèle de Lomon dont les paramètres sont ajustés pour reproduire les mesures. Par conséquent, un effort important expérimental et théorique doit être fait, principalement sur le neutron, pour comprendre la structure électromagnétique du nucléon.

1.2 Diffusion profondément inélastique (DIS)

Nous venons de voir que la distribution spatiale en charge et en magnétisation du nucléon peut être déterminée lors de réactions élastiques. Le nucléon possède aussi des distributions en impulsion longitudinale et en spin associées aux quarks. Les facteurs de forme électromagnétique ne permettent pas d'accéder à de telles informations. En effet ils ne dépendent que de la distribution spatiale radiale des quarks ; il est donc impossible d'obtenir une information sur les distributions en impulsion longitudinale. Il faut pour cela utiliser les réactions de diffusion profondément inélastique.

Après avoir introduit quelques définitions propres aux réactions DIS, les résultats sur la structure en impulsion puis en spin seront présentés. Ces réactions permettent d'accéder aux contributions de chacune des saveurs de quarks et notamment des quarks étranges.

1.2.1 Définitions et généralités

Les diffusions profondément inélastiques (DIS) correspondent en général à des diffusions inclusives entre leptons et hadrons. Le terme profondément inélastique signifie que l'énergie transférée par le lepton est très supérieure à la masse du hadron initial. Une réaction classique de DIS est du type :

$$l \; + \; h \; \rightarrow \; l' \; + \; X \tag{1.21}$$

où l est un lepton (électron, muon ou bien neutrino), h un hadron (nucléon ou noyau) et X l'état hadronique final (cf. figure 1.9).

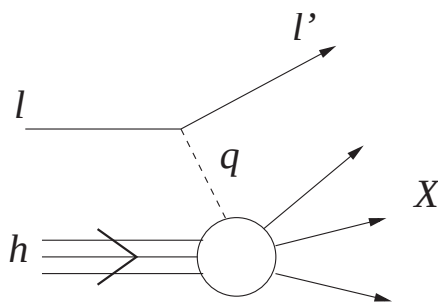


FIG. 1.9 – Schéma de la réaction de diffusion profondément inélastique.

Lors de cette réaction, le boson intermédiaire échangé peut être l'un des quatre bosons de l'interaction électrofaible, c'est-à-dire un photon ou un boson Z pour les courants neutres

(sans modification de la charge du lepton) ou bien les bosons $W^{\pm}$ dans le cas de courants chargés, c'est-à-dire $l \neq l'$. Ces bosons sont caractérisés par la quadri-impulsion transférée qui leur est associée $q = (\nu, \vec{q})$ où $\nu = E_l - E_{l'}$ représente l'énergie transférée par le lepton initial et $\vec{q} = \vec{p_l} - \vec{p_{l'}}$ l'impulsion transférée. Les variables ν et $\vec{q}$ n'étant pas des invariants relativistes, la réaction DIS est en général décrite à l'aide du carré de l'impulsion tranférée $Q^2 = -q^2$ mais aussi la fraction d'énergie transférée dans le repère de la cible $y = \frac{p_h \cdot q}{p_h \cdot p_l} = \frac{\nu}{E_l}$ avec p_h et p_l les quadri-impulsions initiales du hadron et du lepton respectivement. La variable principale utilisée pour décrire la réaction est la variable d'échelle de Björken :

$$x = \frac{Q^2}{2p_h \cdot q} = \frac{Q^2}{2M\nu} \tag{1.22}$$

avec M la masse du hadron initial. La section efficace DIS s'éxprime à l'aide de trois fonctions de structure, notées W_1, W_2 et W_3 dont les variables sont x et Q^2. Ces fonctions de structure diffèrent selon la nature du boson vecteur. En effet un photon virtuel sonde la structure électromagnétique du hadron alors que le boson Z sonde sa structure faible. Pour alléger les notations, la nature du boson ne sera mentionnée que pour lever une ambiguité. Les expériences de DIS sont inclusives ainsi les sections efficaces mesurables ne sont fonction que des grandeurs associées au boson intermédiaire. Les fonctions de structure ne dépendent que des variables x et Q^2 qui permettent de décrire totalement le boson intermédiaire. Dans le cas où le lepton ne change pas de nature (courant neutre), il est impossible de distinguer entre l'échange d'un photon et d'un boson Z. Toutefois, dans les expériences de DIS, les valeurs de Q^2 atteintes (1-100 $(GeV/c)^2$) sont faibles comparées à la masse carrée du boson Z ($M_Z = 91GeV$). Dans ces conditions, la contribution du boson Z au processus peut être négligée comme nous l'avons déjà mentionné pour l'étude de la structure électromagnétique ($Q^2 < 100GeV^2 \ll M_Z^2$).

La section efficace DIS peut s'écrire de la manière suivante [34] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_V}{dxdy} = \; & N_V \left[xy^2 M W_1 + \left(1 - y - \frac{xyM}{2E_l}\right) \nu W_2 \right. \\ & \left. + \delta_V xy \left(1 - \frac{y}{2}\right) \nu W_3 \right] \end{aligned} \tag{1.23}$$

avec $V = \gamma$ ou $W^{\pm}$, $\delta_\gamma = 0$[m], $\delta_{W^{\pm}} = \pm 1$ et :

$$N_\gamma = 8\pi\alpha^2 \frac{ME_l}{Q^4} \qquad N_{W^{\pm}} = \frac{G_F}{\pi} \frac{ME_l M_W^4}{(Q^2 + M_W^2)^2} \tag{1.24}$$

avec α la constante de structure fine et M_W la masse des bosons $W^{\pm}$ et G_F la constante de Fermi. D'après la formule 1.23, les fonctions de structure W_1 et W_2 peuvent être extraites dans le cas d'un courant neutre ($\delta_\gamma = 0$) en mesurant la section efficace à x et y constant mais à des valeurs de E_l ou ν différents. Pour extraire la fonction de structure W_3, il est nécessaire de mesurer la section efficace en utilisant un faisceau de neutrinos ou d'anti-neutrinos dans les mêmes conditions cinématiques. La différence des sections efficaces $(d\sigma_{W^+}/dxdy) - (d\sigma_{W^-}/dxdy)$ est alors proportionnelle à W_3.

[m] Les interactions électromagnétique et forte conservent la parité. Par conséquent W_3 doit être nul dans le cas de l'échange d'un photon.

A partir de ces définitions, la réaction DIS peut être interprétée de la manière suivante. Nous avons déjà vu que la valeur de Q^2 est reliée à la résolution spatiale de la sonde. Lorsque la valeur de Q^2 tend vers l'infini, le parton subissant l'interaction est une particule ponctuelle assimilable alors à un quark (les gluons n'étant pas sensibles à l'interaction électrofaible). Ce régime d'étude possède deux avantages, l'un étant que l'intensité de l'interaction forte diminue avec la valeur de Q^2 (liberté asymptotique) ce qui permet de considérer que le parton sondé n'interagit pas avec les autres partons du nucléon au moment de la raction, l'autre étant que l'état du nucléon peut être considéré comme figé pendant le temps de l'interaction grâce à la transformation de Lorentz induite par le caractère ultrarelativiste du lepton initial. Ainsi les expériences DIS permettent de "photographier" les quarks considérés comme des particules libres à l'intérieur du nucléon.

Le nucléon étant constitué de quarks, les fonctions de structure doivent pouvoir s'exprimer en fonction des probabilités de présence d'un quark de saveur q. Dans le cas d'une particule ponctuelle, les fonctions de structure W_1 et W_2 s'écrivent [18] :

$$2mW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2p_q \cdot q}\delta\left(1 - \frac{Q^2}{2p_q \cdot q}\right) \qquad \nu W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2p_q \cdot q}\right) \quad (1.25)$$

où m est la masse de la particule ponctuelle. Supposons alors que le parton sondé à l'intérieur du nucléon possède une impulsion longitudinale[n] ξp_h, la masse du parton est égale à $\xi M = \sqrt{(\xi p_h)^2}$. En utilisant la formule 1.22, les équations 1.25 deviennent alors :

$$MW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{x}{2\xi^2}\delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \qquad \nu W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{x}{\xi}\right) \quad (1.26)$$

La fonction δ implique que la variable x peut être identifiée à la fraction d'impulsion longitudinale portée par le parton sondé ($x = \xi$). Nous pouvons constater que, dans les équations 1.26, les formules à droite du signe d'égalité ne dépendent que de x. Ainsi dans la limite où la valeur de Q^2 tend vers l'infini, les fonctions de structure ne doivent dépendre que de la variable x et de la densité de probabilité, $f_q(x)$, qu'un quark de saveur q possède une impulsion longitudinale xp_h. Les fonctions de structure peuvent alors s'écrire sous la forme[o] :

$$\begin{aligned} MW_1(x, Q^2) &= F_1(x) \\ \nu W_2(x, Q^2) &= F_2(x) \\ \nu W_3(x, Q^2) &= F_3(x) \end{aligned} \quad (1.27)$$

Ainsi les fonctions de structure ne dépendent plus de la valeur de Q^2 et obéissent à la loi d'échelle de Björken. Comme les quarks peuvent être considérés comme libres, nous pouvons supposer la diffusion du lepton sur un quark à l'intérieur du nucléon comme incohérente. Les fonctions de structure W_1 et W_2 peuvent s'écrire sous la forme [18] :

$$\begin{aligned} \lim_{Q^2\to\infty} MW_1(x, Q^2) &= F_1(x) = \textstyle\sum_q \frac{1}{2} e_q^2 f_q(x) \\ \lim_{Q^2\to\infty} \nu W_2(x, Q^2) &= F_2(x) = \textstyle\sum_q e_q^2 x f_q(x) \end{aligned} \quad (1.28)$$

[n] Le terme longitudinal signifie parallèle à l'impulsion portée par le boson d'interaction

[o] Ces relations sont parfois écrites : $F_1 = W_1$ et $F_{2,3} = (\nu/M)W_{2,3}$ [32, 1]. La raison provient d'une définition légèrement différente du tenseur hadronique.

avec e_q la charge du quark de saveur q. D'après ces équations, la fonction de structure W_1 peut être reliée à la distribution de charge et la fonction W_2 à la distribution de courant. Nous pouvons également remarquer que les fonctions de structure sont alors reliées par la relation de Callan-Gross [35] :

$$2xF_1 = F_2 \tag{1.29}$$

La fonction de structure W_3 n'intervient qu'en diffusion avec un courant chargé (bosons intermédiaires $W^{\pm}$). Ainsi le lepton et le quark diffusé changent de charge électrique. Par exemple, les neutrinos électroniques, ν_e, se transforment en électrons et les quark diffusés changent de saveur en respectant la conservation de la charge : $d \to u$, $s \to c$, $\bar{u} \to \bar{d}$, etc. La diffusion de neutrinos permet alors de sonder les quarks chargés négativement (d, s, $\bar{u}$, etc.) alors que la diffusion d'anti-neutrino sonde les particules chargées positivement ($\bar{d}$, $\bar{s}$, u, etc.). Les sections efficaces sont donc sensibles pour une saveur de quark donnée uniquement à q ou $\overline{q}$. Or elles dépendent de W_3 et de W_2 qui est reliée à la somme des contributions des quarks $(q + \bar{q})$. Ainsi, comme la diffusion de neutrinos n'est sensible qu'aux distributions $q(x)$ ou $\bar{q}(x)$ et que $\sigma_{\nu,\overline{\nu}} \propto W_2 \pm \alpha W_3$, la fonction de structure W_3 est reliée à la différence des contributions des quarks et des anti-quarks $(q - \bar{q})$.

Les relations qui viennent d'être présentées ne dépendent pas de la quadri-impulsion transférée car elles obéissent à la loi d'échelle de Björken. Cette loi n'est vérifée que si la résolution de la sonde est infinie ($Q^2 \to \infty$). A une échelle correspondant à une valeur finie de moment transféré Q_0^2, la distribution en x des partons est décrite par une fonction $f_0(x)$. Si le nucléon est sondé avec une résolution correspondant à $Q^2 > Q_0^2$, les partons sondés à l'échelle de Q_0^2 et possédant une impulsion x s'avèrent constitués également de partons dont les impulsions longitudinales, notées y, sont nécessairement plus petites que x (cf figure 1.10). Ainsi la distribution en impulsion des partons $f(y)$ est différente de $f_0(x)$: $f(x) > f_0(x)$ pour x proche de 0 et $f(x) < f_0(x)$ pour x proche de 1. L'évolution des distributions $f(x)$ avec la valeur de Q^2 est décrite par les équations de DGLAP [p] [36].

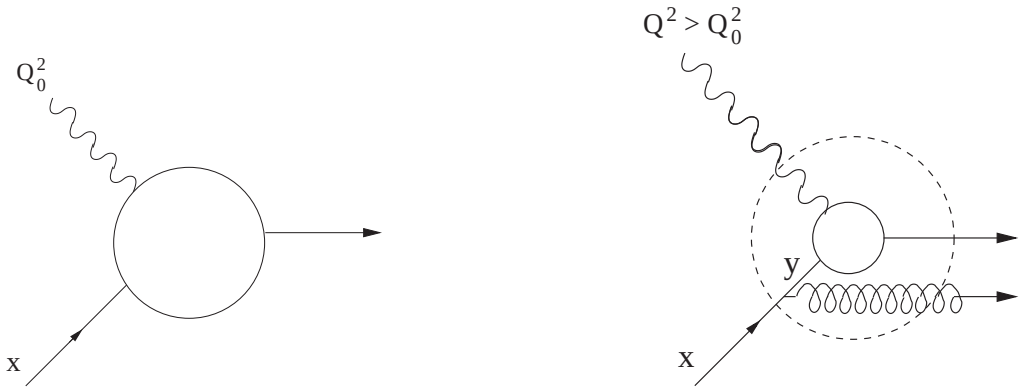


FIG. 1.10 – Effet de la résolution de la sonde sur les probabilités

Cette évolution des distributions a été vérifiée expérimentalement et la figure 1.11 montre pour exemple l'évolution de F_2^{ν} en fonction de x et de Q^2 [37]. L'équation de DGLAP permet alors à partir des distributions de quarks et de gluons à une échelle correspondant à Q_0^2 de connaître ces mêmes distributions pour tout Q^2 supérieur à Q_0^2.

[p] DGLAP : Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi

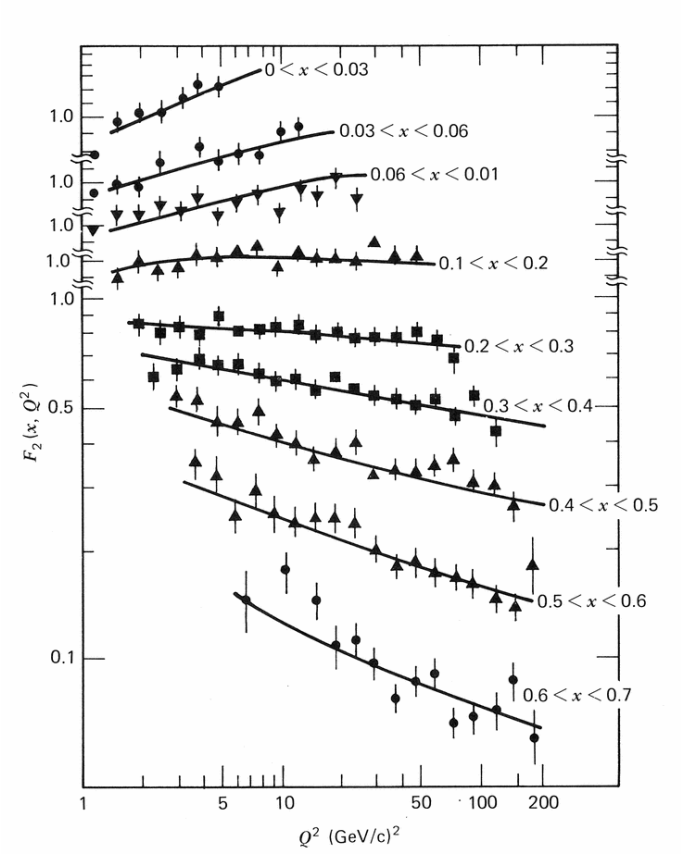


FIG. 1.11 – Evolution de F_2^ν en fonction de x et de Q^2. Les points expérimentaux sont issus des résultats de la collaboration CDHSW au CERN [37]. Cette figure est extraite de la référence [18].

Pour conclure cette présentation générale, les expériences de DIS cherchent à mesurer les distributions des quarks à l'intérieur des hadrons (principalement le nucléon). Les conditions cinématiques de ces expériences (grandes valeurs de Q^2) permettent de diminuer fortement les corrélations entre particules (liberté asymptotique de l'interaction forte) et donc d'exprimer les observables en terme de somme des contributions de chaque saveur de quark (équations 1.28). Les expériences de DIS permettent d'accéder aux distributions en impulsion et en spin dans le nucléon. Ces deux aspects sont développés dans les deux prochains paragraphes.

1.2.2 Structure en impulsion

1.2.2.1 Modèle des quarks

D'après les équations 1.28, les fonctions de structure du nucléon peuvent s'exprimer à l'aide des distributions en impulsion de chaque saveur de quark :

$$\begin{aligned} 2xF_1^\gamma = F_2^\gamma = x\sum_q e_q^2 q(x) = x \quad & \Big[\frac{4}{9}\left(u(x)+\overline{u}(x)+c(x)+\overline{c}(x)+t(x)+\overline{t}(x)\right) \\ & +\frac{1}{9}\Big(d(x)+\overline{d}(x)+s(x)+\overline{s}(x)+b(x)+\overline{b}(x)\Big)\Big] \end{aligned} \tag{1.30}$$

Le nucléon est constitué de trois quarks de valence : uud pour le proton et udd pour le neutron. Ainsi les fonctions $u(x)$ et $d(x)$ peuvent se décomposer en deux termes, l'un lié aux quarks de valence ($u^v(x)$ et $d^v(x)$) et l'autre aux quarks de la mer ($u^s(x)$ et $d^s(x)$). Les autres saveurs de quarks ne peuvent être produites que par fluctuation d'un gluon et appartiennent nécessairement à la mer.

Le modèle "naïf" des quarks repose sur plusieurs hypothèses. La première est de considérer que les contributions des quarks et des anti-quarks provenant de la fluctuation de gluons possèdent rigoureusement la même distribution :

$$u^s(x) = \overline{u}^s(x) \quad d^s(x) = \overline{d}^s(x) \quad s^s(x) = \overline{s}^s(x) \quad \ldots \tag{1.31}$$

La deuxième hypothèse est de considérer que la symétrie de charge est vérifiée. Cette symétrie implique que la distribution des quarks $u(d)$ dans le proton est égale à celle des quarks $d(u)$ dans le neutron :

$$u_p(x) = d_n(x) = u(x) \qquad d_p(x) = u_n(x) = d(x) \qquad s_p(x) = s_n(x) = s(x) \quad \ldots \tag{1.32}$$

La dernière est de supposer l'indépendance de charge de l'interaction forte. Cette hypothèse revient à considérer l'interaction électromagnétique négligeable vis-à-vis de l'interaction forte.

A partir de ce modèle, il est possible d'estimer les distributions de quarks, $q(x)$. Si les trois quarks de valence n'interagissaient pas, chacun emporterait exactement un tiers de l'impulsion totale du nucléon. Ces quarks sont en réalité liés et échangent donc de l'impulsion. Dans ce cas, les distributions doivent posséder une forme étendue centrée en 1/3. Les gluons peuvent fluctuer en paire quark anti-quark dont chacun emporte une fraction de l'impulsion du gluon initial. Ainsi les distributions des quarks de la mer doivent contribuer fortement à basse valeur de x comme le montre la figure 1.12.c).

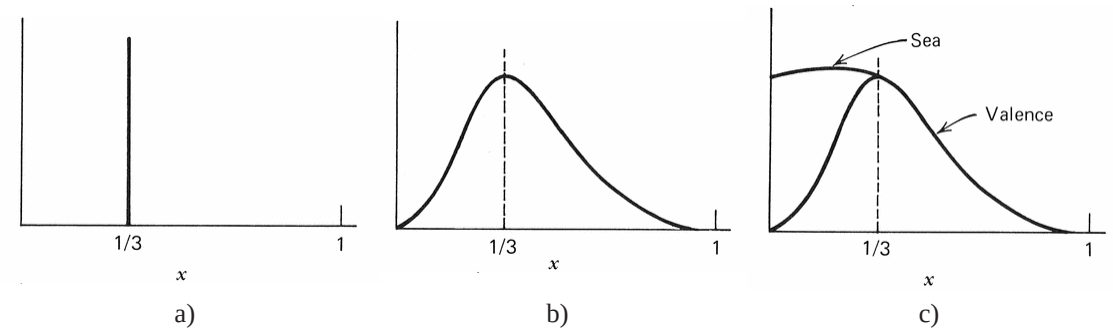


FIG. 1.12 – Distributions en impulsion des quarks pour différents types d'interaction. De gauche à droite : pas d'interaction, interaction par échange de gluons et interaction par échange de gluons avec création de paires quark anti-quarks (Sea).

En supposant que la mer est identique pour le proton et le neutron, la soustraction des fonctions de structure $F_2^{\gamma,p}$ et $F_2^{\gamma,n}$ permet alors d'extraire la composante due aux quarks de valence. La figure 1.13 montre la différence $F_2^{\gamma,p} - F_2^{\gamma,n}$ qui possède la même forme que la figure 1.12.b).

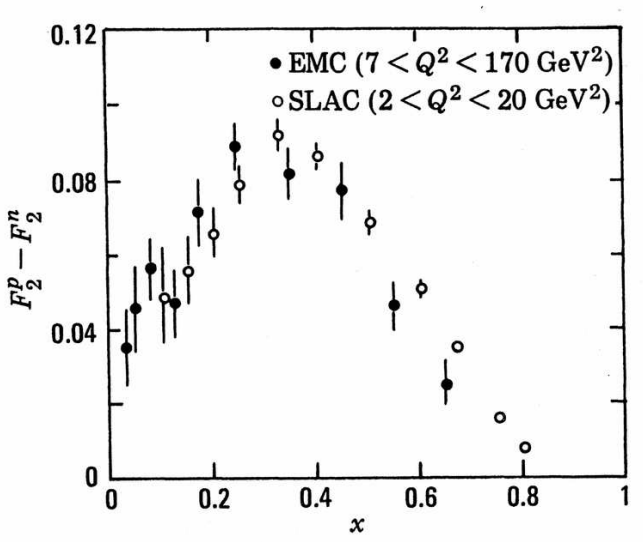


FIG. 1.13 – Distribution en impulsion des quarks de valence (figure extraite de la référence [34]). Les résultats proviennent des données de EMC [43] et du SLAC.

Les hypothèses du modèle des quarks permettent d'établir un certain nombre de relations. Tout d'abord l'intégration sur x pour les quarks de valence du proton donne :

$$N_u = \int_0^1 u_p^v(x)dx = \int_0^1 \left[u_p - \overline{u}_p\right](x)dx = 2$$
$$N_d = \int_0^1 d_p^v(x)dx = \int_0^1 \left[d_p - \overline{d}_p\right](x)dx = 1$$

Les mêmes équations existent pour le neutron en supposant la symétrie de charge. D'autres règles de somme sont extraites de ce modèle :

$$\begin{aligned}
&\textit{Règle de somme de Gottfried} && \int_0^1 \frac{dx}{x}\left[F_2^{\gamma,\,p} - F_2^{\gamma,\,n}\right] = \int_0^1 dx\frac{1}{3}\left[u(x) - d(x)\right] = \frac{1}{3} \\
&\textit{Règle de somme d'Adler}[38] && \int_0^1 \frac{dx}{2x}\left[F_2^{\nu,n} - F_2^{\nu,p}\right] = N_u - N_d = 1 \\
&\textit{Règle de somme de GLS}[39] && \int_0^1 \frac{dx}{2x}\left[xF_3^{\nu,n} + xF_3^{\nu,p}\right] = N_u + N_d = 3
\end{aligned} \tag{1.33}$$

où GLS signifie Gross-Llewellyn-Smith. Toutes ces grandeurs peuvent être mesurées. Si l'une de ces règles n'est pas respectée, l'une des hypothèses émises est erronée. Expérimentalement, les règles de somme d'Adler et de GLS sont vérifiées. La somme d'Adler vaut $1,01 \pm 0.20$ [40] et la somme de GLS vaut $2,50 \pm 0,08$ [41]. La différence observée dans la somme de GLS peut être expliquée par des effets d'ordre supérieur de QCD qui représentent $-0,34$. En revanche, la somme de Gottfried est violée, la valeur expérimentale obtenue par la collaboration NMC [42] étant de $0,227 \pm 0,007 \pm 0,014$. Ce résultat indique une disymétrie entre quarks $\overline{u}$ et $\overline{d}$ [32] qui serait due au principe d'exclusion de Pauli [32]. Le nombre des quarks de valence u et d étant différent dans le nucléon, le nombre d'états quantiques accessibles aux quarks de la mer u et d sont

également différents. Comme ces derniers sont issus de fluctuations de gluons en paires de quark anti-quark, cette différence se répercute aussi sur les quarks $\bar{u}$ et $\bar{d}$ et induirait l'effet observé.

La difficulté de vérifier les règles de somme réside dans la mesure des fonctions de structure sur l'ensemble du domaine en x. La valeur de la somme dépend faiblement des grandes valeurs de x car les distributions de quarks $q(x)$ possèdent de faibles valeurs dans ce domaine. Par contre, ces distributions sont maximales pour les faibles valeurs de x, ce qui nécessite l'extrapolation des distributions et augmente l'erreur systématique des mesures.

1.2.2.2 Contribution des quarks étranges à l'impulsion

Le quark étrange est le plus léger des quarks ne faisant pas partie des quarks de valence dans le nucléon [17]. Comme ces quarks sont issus de fluctuations des gluons, cette saveur de quark est favorisée par rapport aux saveurs, c, b et t, plus lourdes. Par la suite nous allons donc restreindre l'étude aux saveurs u, d et s. La contribution des quarks étranges peut être séparée des autres contributions par l'étude de la production de paires de muons de charge opposée lors de la diffusion de neutrinos, ν et $\bar{\nu}$, sur le nucléon. Les mécanismes impliqués sont les suivants :

$$\begin{aligned} \nu_\mu + s \rightarrow \mu^- + \quad & c + X \\ & \hookrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \bar{\nu}_\mu + \bar{s} \rightarrow \mu^+ + \quad & \bar{c} + X \\ & \hookrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \end{aligned} \tag{1.34}$$

Le même type de mécanisme existe en remplaçant les quarks étranges par les quarks down. Cependant les probabilités de ces réactions dépendent des coefficients de la matrice CKM[q] [17] qui favorisent les réactions faisant intervenir les quarks étranges.

La contribution en impulsion des quarks étranges est expérimentalement caractérisée par le rapport :

$$\kappa = \frac{\int_0^1 dx \left[xs(x) + x\bar{s}(x) \right]}{\int_0^1 dx \left[x\bar{u}(x) + x\bar{d}(x) \right]} \tag{1.35}$$

Si la mer obéit à la symétrie SU(3) de saveur, le rapport κ est égal à 1. La collaboration CCFR[r] a mesuré cette grandeur par diffusion d'un faisceau de neutrinos sur du fer. Dans l'extraction de cette grandeur, la mer est considérée comme isoscalaire ($u^s(x) = d^s(x)$ et $\bar{u}(x) = \bar{d}(x)$). Dans cette approximation, les fonctions de structure associées à un objet isoscalaire, $F_{2,3}^{\nu,N_0}$ et $F_{2,3}^{\bar{\nu},N_0}$, peuvent s'écrire sous la forme [32] :

$$\begin{aligned} F_2^{\nu,N_0} &= x \left[u + \bar{u} + d + \bar{d} + 2s \right] & F_2^{\bar{\nu},N_0} &= x \left[u + \bar{u} + d + \bar{d} + 2\bar{s} \right] \\ xF_3^{\nu,N_0} &= x \left[u - \bar{u} + d - \bar{d} + 2s \right] & xF_3^{\bar{\nu},N_0} &= x \left[u - \bar{u} + d - \bar{d} - 2\bar{s} \right] \end{aligned} \tag{1.36}$$

Ces fonctions de structure ont été mesurées par cette collaboration [41] et permettent d'extraire la contribution des quarks ($q(x)$) et des anti-quarks ($\bar{q}(x)$). La sélection des

[q] Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
[r] Chicago-Columbia-Fermilab-Rochester

événements produisant deux muons de charge opposée donne accès aux distributions des quarks étranges ($s(x)$ et $\bar{s}(x)$). Le fer n'étant pas isoscalaire ($N - Z = 4$), les données ont dû être corrigées de cet effet.

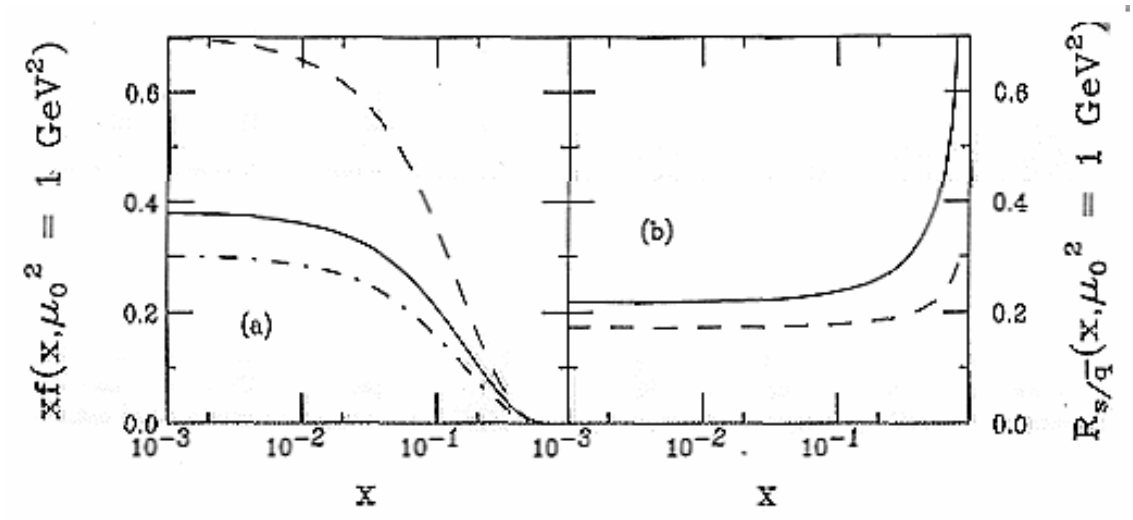


FIG. 1.14 – Figure de gauche : comparaison des distributions $\bar{q}(x)$ (tirets), $2,5 \cdot s(x)$ (trait continu) et $2,5 \cdot \bar{s}(x)$ (tirets-points). Figure de droite : rapports $s(x)/q(x)$ (trait continu) et $\bar{s}(x)/q(x)$ (tirets). Cette figure est extraite de la référence [32].

La symétrie de charge n'impose pas aux distributions des quarks et des anti-quarks étranges d'être égales. Dans une première étape, l'égalité est supposée. Les distributions $s(x)$ et $\bar{q}(x)$ sont ajustées sur les données par les fonctions suivantes [44] :

$$\begin{aligned} xs(x) &= A_s(1-x)^{\alpha}\left[\frac{x\bar{u}(x)+x\bar{d}(x)}{2}\right] \\ x\bar{q}(x) &= 2\left[\frac{x\bar{u}(x)+x\bar{d}(x)}{2}\right] + xs(x) \end{aligned} \tag{1.37}$$

où α paramétrise la différence de forme entre les distributions des quarks étranges et non-étranges. Le facteur de normalisation A_s dépend de α et κ. Les résultats de cet ajustement sont :

$$\kappa = 0,477\ ^{+0,051}_{-0,050}\ ^{-0,017}_{+0,036} \qquad \alpha = -0,02\ ^{+0,66}_{-0,60}\ ^{+0,08}_{-0,20} \tag{1.38}$$

Une deuxième analyse des données suppose que $s(x)$ peut être différent de $\bar{s}(x)$. Ainsi les différentes distributions s'écrivent :

$$\begin{aligned} xs(x) &= A_s(1-x)^{\alpha}\left[\frac{x\bar{u}(x)+x\bar{d}(x)}{2}\right] \\ x\bar{s}(x) &= A'_s(1-x)^{\alpha-\Delta\alpha}\left[\frac{x\bar{u}(x)+x\bar{d}(x)}{2}\right] \\ x\bar{q}(x) &= 2\left[\frac{x\bar{u}(x)+x\bar{d}(x)}{2}\right] + \frac{xs(x)+x\bar{s}(x)}{2} \end{aligned} \tag{1.39}$$

où $\Delta\alpha$ caractérise la différence de forme des distributions $s(x)$ et $\bar{s}(x)$. Comme le proton ne possède pas d'étrangeté intrinsèque, il est nécessaire d'ajouter la contrainte suivante :

$$\int_0^1 s(x)dx = \int_0^1 \bar{s}(x)dx \tag{1.40}$$

Les résultats de ce nouvel ajustement des données sont :

$$\kappa = 0,536^{+0,080}_{-0,109} \qquad \alpha = -0,78 \pm 1,30 \qquad \Delta\alpha = -0,46 \pm 0,87 \tag{1.41}$$

Ces mesures montrent clairement que la mer ne possède pas la symétrie SU(3) puisque κ est différent de 1. En revanche, aucune conclusion ne peut être avancée sur la dissymétrie $s/\bar{s}$. La figure 1.14 montre la comparaison entre les distributions $\bar{q}(x)$, $s(x)$ et $\bar{s}(x)$.

L'ensemble des données expérimentales de DIS (en diffusion d'électrons et de neutrinos) ont été réanalysées récemment par Barone *et al.* [45]. La principale différence avec l'analyse effectuée par la collaboration CCFR réside dans la forme des distributions des quarks et en particulier pour les faibles valeurs de x. En effet la collaboration CCFR supposait que les distributions étaient constantes pour les faibles valeurs de x alors que les résultats de l'ensemble des expériences montrent qu'elles augmentent. L'analyse de Barone conduit à une valeur de κ égale à $0,67$ compatible avec les résultats de CCFR. Le principal résultat est une différence des distributions des quarks étranges $s(x) \neq \bar{s}(x)$ comme illustrée par la figure 1.15. L'analyse de Barone a amélioré la précision sur la différence des distributions $s(x)$ et $\bar{s}(x)$. D'après la figure 1.15, les quarks étranges possèdent une valeur moyenne de x plus grande que les anti-quarks étranges. Dans les modèles de symétrie chirale, la création d'étrangeté peut être attribuée à la fluctuation du proton en paire ΛK^+. Le méson K^+ ($u\bar{s}$) étant plus léger que le baryon Λ (uds) [17], la moyenne en x de $\bar{s}$, associé au K^+, est plus petite que celle de s, associé au Λ [46]. Ce comportement correspond à l'observation représentée par la figure 1.15.

Dans l'étude de Barone *et al*, les distributions des quarks étranges ont été ajustées sur les données expérimentales mais aussi les distributions des autres particules (u_v, d_v, gluons, etc.). D'après les valeurs des paramètres de ces distributions [45], la contribution des quarks étranges à l'impulsion du proton est de $4,4\%$. Un autre calcul fondé sur les données de CCFR mais supposant que $s(x) = \bar{s}(x)$ donne une valeur de $3,3\%$ [47].

1.2.3 Structure en spin

Le nucléon possède un spin 1/2. Nous avons vu qu'il est constitué de quarks et de gluons. Ces particules possèdent également un spin (1/2 pour les quarks et 1 pour les gluons). De plus les effets dynamiques de ces particules introduisent une contribution des moments orbitaux. Par conséquent, le spin du nucléon peut se décomposer de la manière suivante :

$$J_z^N = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_z^q + \Delta G + L_z^g = \frac{1}{2} \tag{1.42}$$

avec $\Delta\Sigma$ et ΔG les contributions respectives des quarks et des gluons au spin et L_z^q et L_z^g leur moment orbital. Les analyses des données issues du SLAC et de la collaboration EMC indiquent que les quarks ne porteraient que $38 \pm 48\%$ du spin du nucléon [52]. Nous allons voir d'abord comment extraire la contribution des quarks au spin du nucléon par

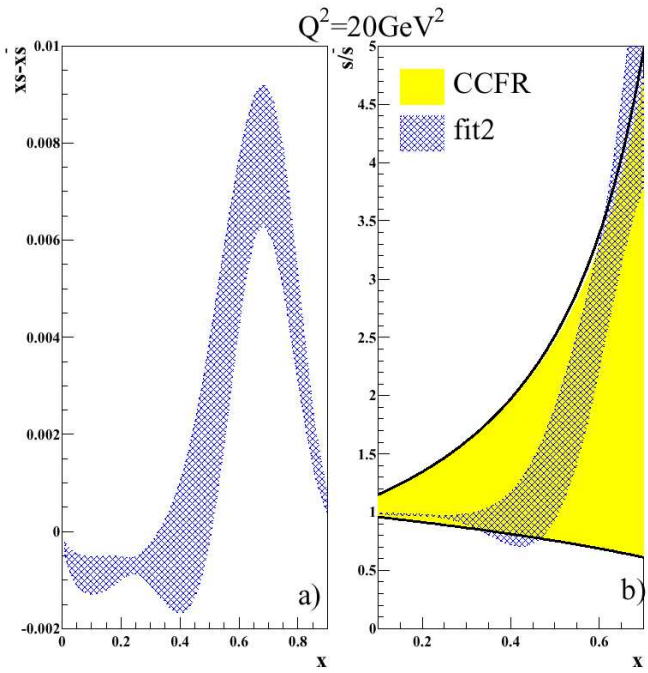


FIG. 1.15 – Figure de gauche : différence des distributions $xs(x)$ et $x\bar{s}(x)$ (la zone bleue montre la précision). Figure de droite : rapports $s(x)/\bar{s}(x)$ pour les deux analyses (CCFR et Barone). Cette figure est extraite de la référence [45].

diffusion polarisée profondément inélastique (PDIS) puis les résultats sur la contribution des quarks étranges au spin du nucléon seront présentés.

1.2.3.1 Fonctions de structure polarisée

Pour étudier le spin du nucléon, il est nécessaire de le polariser suivant une direction qui sert alors d'axe de quantification. Pour déterminer la contribution de chaque état de spin des quarks, il faut disposer d'une sonde polarisable de spin 1. Comme les quarks possèdent un spin 1/2, la sonde interagit uniquement avec les quarks polarisés anti-parallèlement au spin de la sonde[s]. La sonde privilégiée est le photon car, aux valeurs de Q^2 mises en jeu (quelques GeV), les probabilités de diffusion par interaction faible sont petites par rapport à l'interaction électromagnétique. Les photons virtuels ($Q^2 > 0$) sont créés par un faiceau d'électrons. Leur polarisation est alors connue grâce à la polarisation des électrons et les paramètres cinématiques de la réaction. Ainsi la structure en spin du nucléon peut être étudiée par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de nucléons également polarisés.

Pour une particule isolée, le spin caractérise la transformation de sa fonction d'onde sous l'action de rotations dans les coordonnées d'espace [48]. Si le nucléon n'est pas polarisé, le tenseur qui lui est associé est symétrique ($W_{\mu\nu} = W_{\nu\mu}$). En revanche dans le cas où le nucléon est polarisé, la symétrie spatiale de la fonction d'onde est brisée. Le tenseur

[s]La conservation du moment cinétique total impose que le spin du quark après absorption de la particule sonde doit être égal à la somme des spins initiaux. Par exemple, si la polarité de la sonde est +1, seule la transition $-1/2 \rightarrow +1/2$ du spin du quark est permise.

doit alors comporter une partie anti-symétrique qui peut s'écrire sous la forme [34] :

$$W^A_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left(W_{\mu\nu} - W_{\nu\mu}\right) = \frac{i}{M^2} e_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \left[S^\sigma \left(G_1(\nu, Q^2) + \frac{\nu}{M} G_2(\nu, Q^2)\right) - \frac{S \cdot q}{M^2} p^\sigma G_2(\nu, Q^2)\right] \tag{1.43}$$

avec S^σ le quadri-vecteur de polarisation du nucléon. G_1 et G_2 contiennent l'information sur la structure en spin du nucléon. Dans la limite de Björken, ces fonctions ne dépendent plus de la variable Q^2 mais uniquement de la variable x [34] :

$$g_1(\nu, Q^2) = \frac{\nu}{M} G_1(\nu, Q^2) \rightarrow g_1(x) \qquad g_2(\nu, Q^2) = \frac{\nu^2}{M^2} G_2(\nu, Q^2) \rightarrow g_2(x) \tag{1.44}$$

La fonction g_2 est reliée à la polarisation transverse des partons. Il en découle une règle de somme sur g_2 dite de Burkhardt-Cottingham [49] :

$$\int_0^1 g_2(x) dx = 0 \tag{1.45}$$

La collaboration $E155$ a vérifié expérimentalement cette relation [50, 51]. La fonction g_1 étant reliée à la polarisation longitudinale, elle permet alors d'extraire la contribution des quarks au spin du nucléon ($\Sigma/2$). La suite de ce paragraphe concerne uniquement l'étude de g_1. Par analogie avec la fonction de structure F_1, la fonction g_1 peut s'écrire :

$$\int_0^1 g_1(x) dx = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \int_0^1 \Delta q(x) dx \tag{1.46}$$

avec la contribution des quarks à la polarisation du nucléon $\Delta q = (q \uparrow - q \downarrow) + (\bar{q} \uparrow - \bar{q} \downarrow)$, où les flèches signifient que le spin du quark est parallèle ($\uparrow$) ou anti-parallèle ($\downarrow$) au spin du nucléon. La mesure de la fonction g_1 va maintenant être exposée. Le photon virtuel possède deux états transverses de spin (projections ± 1) et un état longitudinal (projection 0). Les fonctions de spin du nucléon peuvent être reliées aux sections efficaces d'absorption d'un photon virtuel pour lesquelles la projection du moment cinétique total vaut 1/2 ou 3/2 suivant la direction de la polarisation transverse du photon virtuel ($\sigma_{\frac{1}{2}}$ et $\sigma_{\frac{3}{2}}$). Ces fonctions de spin interviennent également dans la section efficace d'interférence entre la polarisation longitudinale du photon et sa polarisation transverse (σ_{LT}). Les fonctions de spin g_1 et g_2 peuvent être extraites en calculant les asymétries suivantes [53] :

$$\begin{aligned} A_1 &= \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{g_1 - \gamma^2 g_2}{F_1} \\ A_2 &= \frac{2\sigma_{LT}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}} = \frac{\gamma\left[g_1 + \gamma^2 g_2\right]}{F_1} \end{aligned} \tag{1.47}$$

avec $\gamma = 2Mx/\sqrt{Q^2}$. Cependant, seule la polarisation du lepton initial est connue. Comme nous l'avons dit la polarisation du photon virtuel peut être connue en fonction de la polarisation du lepton et de la cinématique de la réaction. Par conséquent les asymétries A_1 et A_2 sont reliées aux asymétries mesurées avec des leptons polarisés longitudinalement ou transversalement :

$$\begin{aligned} A_\parallel &= \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\downarrow\uparrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} = D\left(A_1 + \eta A_2\right) \\ A_\perp &= \frac{\sigma_{\downarrow\rightarrow} - \sigma_{\uparrow\rightarrow}}{\sigma_{\downarrow\rightarrow} + \sigma_{\uparrow\rightarrow}} = d\left(A_2 - \zeta A_1\right) \end{aligned} \tag{1.48}$$

avec D le facteur de polarisation qui vaut $D = [1 - (1-y)\,\epsilon] \,/\, (1 + \epsilon R)$ où ϵ représente le taux de polarisation longitudinale du photon virtuel[t] :

$$\epsilon = \frac{4(1-y) - \gamma^2 y^2}{2y^2 + 4(1-y) + \gamma^2 y^2} \tag{1.49}$$

$R = \sigma_L/\sigma_T$ représente le rapport des termes longitudinaux et transverses de la section efficace de diffusion. Les autres coefficients valent :

$$\eta = \frac{\epsilon\gamma y}{1 - \epsilon(1-y)} \qquad d = D\sqrt{\frac{2\epsilon}{1+\epsilon}} \qquad \zeta = \eta\left(\frac{1+\epsilon}{2\epsilon}\right) \tag{1.50}$$

Ainsi la mesure des sections efficaces $A_\parallel$ et $A_\perp$ permet d'extraire les fonctions de structure g_1 et g_2. Des mesures au SLAC, au CERN et à DESY ont été effectuées sur le proton et sur le deuton. Ces mesures ont alors permis d'extraire g_1 pour le proton et le neutron. L'ensemble des résultats obtenus est indiqué sur la figure 1.16.

Les fonctions de spin du proton et du neutron sont reliées par la règle de somme de Björken qui suppose la symétrie de charge respectée [54] :

$$\int_0^1 \left[g_1^p(x) - g_1^n(x)\right] dx = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V} \tag{1.51}$$

L'étude de la désintégration β du neutron a permis de mesurer le rapport des constantes de couplage axial et vectoriel $g_A/g_V = 1,2670 \pm 0,0035$ [17]. Les constantes de désintégration des hypérons permettent d'extraire deux paramètres, notés F et D, qui peuvent alors être reliés au rapport g_A/g_V de la manière suivante :

$$\frac{g_A}{g_V} = F + D \tag{1.52}$$

La deuxième relation importante concernant g_1 est la règle de somme d'Ellis-Jaffe [55] qui suppose d'une part une contribution nulle des quarks étranges et d'autre part la symétrie $SU(3)$:

$$\int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{12}\frac{g_A}{g_V}\left[1 + \frac{5}{3}\cdot\frac{3F-D}{F+D}\right] \tag{1.53}$$

Cependant ces équations reposent sur un modèle "naïf" des quarks. Comme les gluons possèdent également un spin, la théorie de QCD induit des corrections à ces équations du même genre de celles qui ont été introduites pour les fonctions de structures (équations DGLAP). Les règles de somme de Jaffe (éq. 1.53) deviennent alors [56] :

$$\begin{aligned} \Gamma^p &= \textstyle\int_0^1 g_1^p(x)dx = \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d\right] - \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha_s \Delta G}{2\pi}\right) \\ \Gamma^n &= \textstyle\int_0^1 g_1^n(x)dx = \frac{1}{2}\left[\frac{1}{9}\Delta u + \frac{4}{9}\Delta d\right] - \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha_s \Delta G}{2\pi}\right) \end{aligned} \tag{1.54}$$

et la règle de Björken 1.51 s'écrit :

$$\Gamma^p - \Gamma^n = \int_0^1 \left[g_1^p(x) - g_1^n(x)\right] dx = \frac{1}{6}\frac{g_A}{g_V}\left[1 - \frac{\alpha_s}{\pi}\right] \tag{1.55}$$

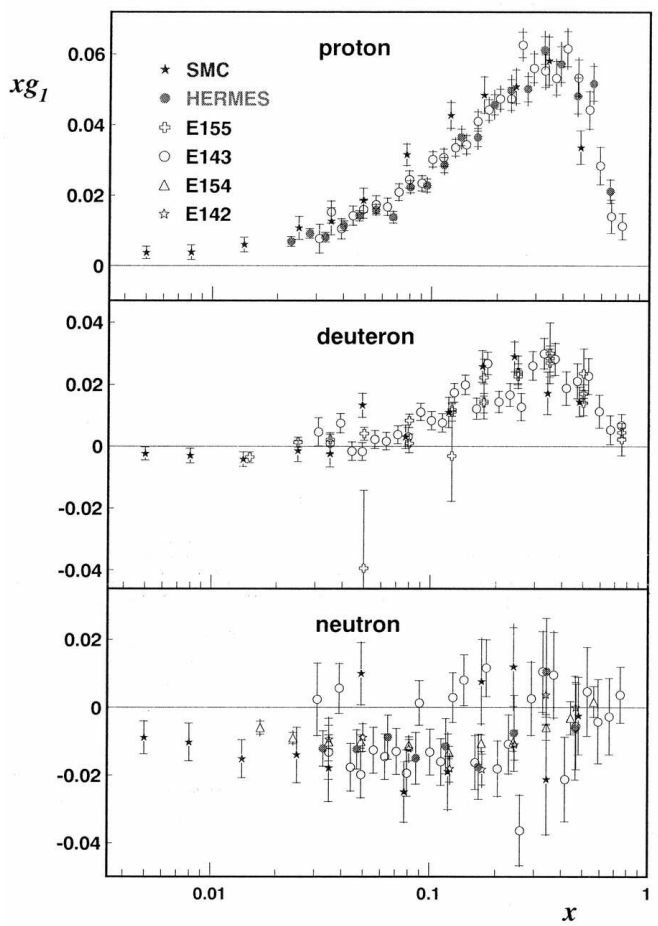


FIG. 1.16 – Ensemble des résultats sur la mesure de xg_1 obtenus au CERN (SMC), à Desy (HERMES) et au SLAC (E142, E143, E154 et E155) sur le proton, le deuton et le neutron. Cette figure est extraite de la référence [53].

La formule de Björken (éq. 1.55) ne dépend pas de la fraction de spin portée par les gluons contrairement à la règle d'Ellis-Jaffe (éq. 1.54), du fait que la contribution des gluons s'élimine dans le calcul.

Expérimentalement, la règle de somme de Björken (1.55) est respectée alors que les règles de somme d'Ellis-Jaffe (éq. 1.54) ne le sont pas comme l'indique le tableau 1.1. Les valeurs théoriques reportées dans ce tableau prennent en compte les corrections de QCD. La violation des règles de somme d'Ellis-Jaffe pourrait indiquer une contribution au spin des quarks étranges non nulle ainsi qu'une polarisation des gluons .

1.2.3.2 Contribution des quarks étranges au spin

Supposons une nouvelle fois que seuls les quarks de saveur u, d et s contribuent à la structure du nucléon. L'intégrale de $g_1(x)$ peut se décomposer suivant les charges axiales

[t]Cette formule est équivalente à celle déjà rencontrée dans l'expression de la section efficace élastique électron-proton.

	Valeur théorique	Valeur expérimentale [57]
Γ^p	$0,163 \pm 0,004$	$0,118 \pm 0,004 \pm 0,007$
Γ^n	$-0,019 \pm 0,004$	$-0,058 \pm 0,005 \pm 0,008$
$\Gamma^p - \Gamma^n$	$0,181 \pm 0,005$	$0,176 \pm 0,003 \pm 0,007$

TAB. 1.1 – Comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux des régles de somme de Ellis-Jaffe et de Björken [53].

de SU(3) [53] :

$$\begin{aligned} a_0 &= \Delta u + \Delta d + \Delta s \\ a_3 &= \Delta u - \Delta d \\ a_8 &= \Delta u + \Delta d - 2\Delta s \end{aligned} \tag{1.56}$$

En supposant la symétrie de charge, les fonctions g_1 du proton et du neutron peuvent alors s'écrire (sans les termes correctifs de QCD) :

$$\begin{aligned} \int_0^1 g_1^p(x)dx &= \frac{3}{36}a_3 + \frac{1}{36}a_8 + \frac{4}{36}a_0 \\ \int_0^1 g_1^n(x)dx &= -\frac{3}{36}a_3 + \frac{1}{36}a_8 + \frac{4}{36}a_0 \end{aligned} \tag{1.57}$$

Les termes a_3 et a_8 peuvent s'exprimer en fonction des paramètres de désintégration des hypérons, F et D, de la manière suivante :

$$a_3 = F + D \qquad a_8 = 3F - D \tag{1.58}$$

La valeur de a_3 est connue puisqu'elle est égale à g_A/g_V et celle de a_8 également et vaut $0,588 \pm 0,025$ [52]. De la règle de somme d'Ellis-Jaffe sur le proton, la grandeur $a_0 - \frac{1}{3}\left(\frac{\alpha_s \Delta G}{2\pi}\right)$ peut être extraite. La contribution des gluons a été estimée à $\Delta G = 1,6 \pm 0,9$ [58]. Ainsi tous les termes sont déterminés et nous pouvons écrire [59] :

$$\begin{aligned} \Delta u &= \frac{1}{3}\left(a_0 + 3F + D\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G \\ \Delta d &= \frac{1}{3}\left(a_0 - 2D\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G \\ \Delta s &= \frac{1}{3}\left(a_0 - 3F + D\right) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta G \end{aligned} \tag{1.59}$$

Le résultat obtenu est le suivant [59] :

$$\Delta u = 0,84 \pm 0,05 \quad \Delta d = -0,42 \pm 0,05 \quad \Delta s = -0,09 \pm 0,05 \tag{1.60}$$

ce qui implique que 33% du spin est porté par les quarks et que la contribution des quarks étranges est de -9%. Ce résultat souffre d'un certain nombre d'incertitudes. La première est que l'extraction repose sur la symétrie SU(3) de saveur qui est violée à hauteur de 10% [60]. Les effets de brisure de la symétrie SU(3) de saveur ont peu d'influence sur l'incertitude associée à Δu et Δd mais ils peuvent multiplier par deux ou trois l'incertitude sur Δs [59]. De plus la contribution des gluons ainsi que les moments orbitaux portés par les quarks et les gluons sont mal connus. Les expériences HERMES [61] à HERA et COMPASS [62] au CERN se proposent de mesurer la contribution des gluons ΔG.

1.3 Fonctions généralisées de partons

Nous avons vu que les fonctions de structure décrivent les distributions en impulsion et en spin du nucléon tandis que les facteurs de forme sont reliées à la structure électromagnétique. Toutes ces observables fournissent des informations sur la distribution des quarks à l'intérieur du nucléon. Les réactions pour sonder le nucléon mettent en jeux des régimes de QCD différents, perturbatif pour les fonctions de structure et non-perturbatif pour les facteurs de forme. Cependant les quarks de la mer, qui contribuent pleinement aux différentes distributions étudiées, sont créés par des effets non-perturbatifs de QCD, les quarks interagissant fortement. Il est possible de regrouper les deux aspects relatifs à la structure du nucléon, associés aux facteurs de forme et aux fonctions de structure, dans le cadre d'un formalisme unique reposant sur les Distributions Généralisées de Partons (GPD) [63].

La structure du nucléon a été étudiée à l'aide de sondes interagissant faiblement[u] (γ^*, $W^\pm$ et Z). Ces sondes perturbent peu la structure du nucléon et les observables liées à celui-ci peuvent être alors extraites. Les configurations où les quarks et les gluons sont à courte distance interagissent faiblement en raison de la liberté asymptotique inhérente à la théorie de QCD. Ces configurations peuvent être utilisées pour sonder le nucléon dont la structure est gouvernée par des processus mous (domaine non-perturbatif de QCD). Pour cela, il est alors nécessaire d'utiliser des processus durs (grande énergie) comme ceux mis en œuvre dans les réactions de DIS. En pratique, cette étude peut être menée par la mesure des réactions suivantes :

$$\gamma^*(q) + N(p) \to \gamma(q') + N'(p') \qquad \gamma^*(q) + N(p) \to M(q') + N'(p') \tag{1.61}$$

où M symbolise un méson. La figure 1.17.a) montre le diagramme de Feynman représentant la production de photon. La production d'un méson est similaire mis à part que le photon réel est remplacé par un méson. Le processus dur correspond à la partie supérieure du diagramme où le parton extrait du nucléon interagit avec le photon virtuel et émet le photon réel. Le processus mou est représenté par la partie ovale du diagramme. Dans l'hypothèse de factorisation [64], la partie dure de la réaction, décrite par QCD perturbatif, peut être séparée du processus mou, décrit, lui, par les distributions généralisées de parton (GPD)[v].

Comme les réactions étudiées font intervenir des photons n'interagissant qu'avec les quarks, les GPDs décrivent la structure en quarks du nucléon. Il existe pour chaque saveur de quark q, quatre distributions : H^q, $\tilde{H}^q$, E^q et $\tilde{E}^q$. Ces distributions sont des fonctions de trois variables x, ξ et t [65] :

- x représente la fraction d'impulsion du nucléon projetée sur le cône de lumière portée par le parton. Ce cône de lumière est défini par rapport au photon virtuel.
- t représente le carré de la quadri-impulsion transférée au nucléon.
- ξ correspond à la moitié de l'impulsion transférée projetée sur le cône de lumière.

Les GPDs peuvent être reliées aux fonctions de structure et de spin de la manière

[u] Le terme "interagissant faiblement" signifie que l'interaction électro-faible est considérée comme faible par rapport à l'interaction forte à l'échelle d'énergie du nucléon ($\sim 1\ GeV$).

[v] Historiquement, ces distributions ont d'abord été appelées Off Forward Parton Distributions (OFPD) puis Skewed Parton Distribution (SPD).

suivante [66] :

$$H^q(x, \xi = 0, t = 0) = q(x) \qquad \tilde{H}^q(x, \xi = 0, t = 0) = \Delta q(x) \tag{1.62}$$

Cela revient à diffuser sur un quark d'impulsion et de spin donné sans transférer d'énergie au proton. Il faut noter que la variable x peut varier entre -1 et $+1$. Comme x correspond à la fraction d'impulsion projetée sur le cône de lumière qui décrit la causalité de la réaction, les valeurs négatives de x (avec $\xi = 0$) correspondent aux anti-particules tandis que les valeurs positives décrivent les particules ($q(-x) = \overline{q}(x)$).

Pour résumer, un quark d'une saveur et d'un spin donné est d'abord extrait du nucléon puis remplacé par un autre quark (en général de saveur et de spin différents). Dans le diagramme (a) de la figure 1.17 pour lequel $|x| > \xi$, les quarks extraits et "injectés" sont de la même saveur. En revanche dans le diagramme (b) où $-\xi < x < \xi$, il s'agit donc d'une paire quark anti-quark.

Les facteurs de forme contraignent les GPDs par les relations suivantes :

$$\begin{array}{ll} \int_{-1}^{1} H(x, \xi, t)dx = F_1(t) & \int_{-1}^{1} E(x, \xi, t)dx = F_2(t) \\ \int_{-1}^{1} \tilde{H}(x, \xi, t)dx = G_A(t) & \int_{-1}^{1} \tilde{E}(x, \xi, t)dx = G_P(t) \end{array} \tag{1.63}$$

avec F_1 et F_2 les facteurs de forme de Dirac et de Pauli, G_A le facteur de forme axial et G_P le facteur de forme pseudo-scalaire. Ces deux dernières grandeurs seront présentées dans le chapitre suivant.

La contribution des quarks au spin du nucléon peut être dérivée du formalisme des GPDs à partir du premier moment de H^q et de E^q [66] :

$$\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} x\left[H^q(x, \xi, t = 0) + E^q(x, \xi, t = 0)\right] = J_q = \frac{1}{2}\Delta q + L_q \tag{1.64}$$

Cette équation montre que la mesure de ce moment cinétique permet avec les expériences de DIS polarisé d'extraire le moment orbital L_q porté par les quarks.

Un gros effort expérimental se met en place pour mesurer les Distributions Généralisées de Partons à partir de l'étude de la réaction DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering : $ep \to e\gamma p$). Ces expériences se déroulent à HERA [67], au CERN [68] et au Jefferson Laboratory [69, 70].

1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté entre autres des résultats expérimentaux sur la contribution des quarks étranges à la structure du nucléon. Les expériences de diffusion profondément inélastiques ont montré que ces quarks emportent environ 4% de l'impulsion du nucléon avec une disymétrie possible entre les distributions $s(x)$ et $\bar{s}(x)$. Concernant le spin du nucléon, l'étude des fonctions de structure polarisée indiqueraient qu'environ -10% du spin est porté par les quarks étranges. Cependant ce résultat repose sur la symétrie $SU(3)$ de saveur qui est violée à la hauteur de 10%. De plus l'estimation de la contribution des gluons au spin du nucléon introduit également une incertitude et doit être mesurée

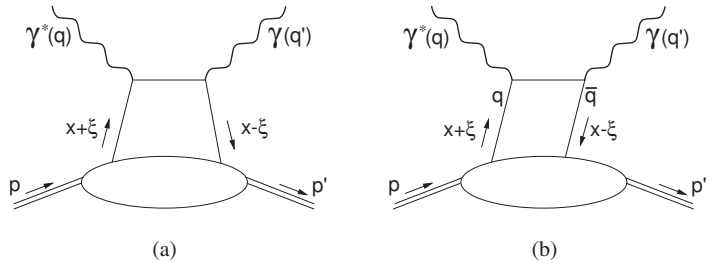


FIG. 1.17 – Diagrammes décrivant la réaction de Deeply Virtual Compton Scattering ($ep \to e\gamma p$). La figure (a) correspond au cas où $x < \xi$ ou $x > \xi$. La figure de gauche correspond au cas où $-\xi < x < \xi$.

par ailleurs. Ces résultats ainsi que ceux obtenus sur la masse du nucléon suggèrent que les quarks étranges contribueraient à la structure du nucléon.

Les distributions spatiales des quarks ont été largement étudiées à partir de la mesure des facteurs de forme électromagnétiques. Cependant, pour séparer les contributions de chaque saveur de quark aux facteurs de forme, de nouvelles informations sont nécessaires et sont extraites des expériences de violation de parité qui sont abordées dans le prochain chapitre.

Chapitre 2

Contribution des quarks étranges au nucléon

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les expériences de diffusion profondément inélastique permettent d'extraire la contribution de chacune des saveurs de quark à l'impulsion et au spin du nucléon. Les résultats de ces expériences semblent montrer que les quarks étranges contribuent à la structure du nucléon à hauteur de quelques pour cent. En revanche, la mesure des facteurs de forme électromagnétique fournit des informations sur les distributions de charge et de magnétisation du nucléon mais ne permet pas de séparer la contribution de chacune des saveurs à ces distributions. Nous allons voir que la mesure d'asymétrie dans la diffusion élastique d'électrons polarisés permet de compléter les informations issues des facteurs de forme électromagnétique par l'extraction des facteurs de forme faible et d'effectuer ainsi cette séparation.

Dans ce chapitre, nous présentons succintement les interactions électromagnétique et faible ainsi que leur unification. Ce dernier point permet d'exprimer les facteurs de forme électromagnétique et faible en fonction des mêmes contributions des quarks. L'interaction faible violant la symétrie de parité, nous verrons comment extraire les facteurs de forme faible en mesurant l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés sur des nucléons ($\overrightarrow{e}N$). Finalement, nous présentons un état des lieux théorique et expérimental sur ces expériences de violation de parité.

2.1 Modèle électro-faible

Ce paragraphe présente les principaux concepts et formules concernant l'interaction électro-faible qui seront utilisés ultérieurement pour l'extraction du contenu étrange du nucléon et la mesure d'asymétrie. Une présentation plus détaillée du modèle électro-faible est donnée dans l'annexe B.

2.1.1 L'électrodynamique quantique

L'interaction électromagnétique est responsable d'un ensemble de phénomènes physiques (optique, liaison des électrons au noyau atomique, rayonnement de corps noir, etc.). Cette interaction est décrite avec succès par l'électrodynamique quan-

tique (QED) [48]. Cette théorie décrit l'interaction électromagnétique entre particules chargées électriquement (quarks et leptons au niveau élémentaire) par l'échange de photons. L'intensité de cette interaction est donnée par la constante de structure fine $\alpha = e^2/(4\pi\hbar c) \approx 1/137$ [17].

La théorie QED est une théorie de jauge renormalisable qui repose sur un développement perturbatif de la diffusion de particules, où les seules grandeurs mesurables sont celles associées aux particules initiales et finales. Aucune information ne peut être obtenue sur le déroulement de la diffusion, les particules pouvant échanger un ou plusieurs photons. Cependant, chaque échange de photon multiplie l'amplitude de diffusion (T_{if} de la formule 1.4) par la constante de structure fine, très petite devant 1. L'approximation de Born correspond à l'échange d'un seul photon, processus qui domine l'amplitude de diffusion. Les grandeurs physiques recherchées des particules, telles que les facteurs de forme, correspondent à celles définies dans l'approximation de Born. Or les mesures incluent nécessairement les amplitudes de diffusion d'ordre supérieur ainsi que l'émission de photons par bremsstralhung. La prise en compte de la modification des grandeurs mesurées par rapport à l'approximation de Born constitue les corrections radiatives.

2.1.2 Interaction faible

L'existence de l'interaction faible, dont la constante de couplage est nettement plus petite que celle de l'interaction électromagnétique, peut être mise en évidence par la différence entre les temps de vie des pions chargés et neutres. En effet, le temps de vie d'une particule est inversement proportionnel à la constante de couplage de l'interaction responsable de sa désintégration. Par exemple, le temps de vie des pions chargés ($\pi^{\pm}$) est plus important que celui du pion neutre (π^0). Le mode de désintégration du π^0 est purement électromagnétique ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) avec un temps de vie de $8,4.10^{-17}$ s alors que les pions chargées se désintègrent suivant les modes $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ et $\pi^- \to \mu^-\overline{\nu}_\mu$ avec un temps de vie de $2,6.10^{-8}$ s [17] signant ainsi l'existence d'une nouvelle interaction.

Cette interaction dite faible est également responsable de la désintégration β des noyaux et de celle du neutron libre ($n \to pe^-\overline{\nu}_e$). La constante de couplage à basse énergie associée à l'interaction faible est la constante de Fermi :

$$G_F/(\hbar c)^3 = 1,166.10^{-5} GeV^{-2} \tag{2.1}$$

Une propriété fondamentale de l'interaction faible est de violer la parité. Ceci a été verifié par l'expérience de Wu [71] d'après les travaux de Lee et Yang [72]. Nous allons d'abord définir la parité.

Le renversement des coordonnées d'espace, $(ct, \vec{x}) \to (ct, -\vec{x})$, est appellée opération de parité. Cette opération revient à effectuer une symétrie par rapport à un plan suivie d'une rotation de 180° autour d'une normale à ce plan. Comme un système isolé est invariant par rotation (conservation du moment cinétique total), la symétrie de parité est alors souvent mentionnée comme la symétrie miroir.

L'opérateur de parité, $\mathcal{P}$, possède deux valeurs propres, $+1$ et -1. Les grandeurs scalaires et vectorielles sont classifiées d'après leur transformation suivant $\mathcal{P}$ (cf. tableau 2.1). Comme exemple pour les grandeurs vectorielles, l'impulsion possède une parité négative alors que le spin est de parité positive.

	valeur propre	exemple de courant
scalaire	$+1$	$\overline{\psi}\psi$
pseudo-scalaire	-1	$\overline{\psi}\gamma^5\psi$
vecteur	-1	$\overline{\psi}\gamma^\mu\psi$
vecteur axial	$+1$	$\overline{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$

TAB. 2.1 – Nomenclature des grandeurs scalaires et vectorielles en fonction de leur valeur propre suivant la symétrie de parité.

La violation de la parité par l'interaction faible a été mise en évidence par l'étude des neutrinos. Ces particules, ne possédant pas de charge électrique ou de couleur, ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Le neutrino constitue alors un objet privilégié pour l'étude de cette interaction. Expérimentalement le spin du neutrino est toujours anti-parallèle à son impulsion [73] et celui de l'anti-neutrino parallèle à son impulsion. L'hélicité, h, d'une particule caractérise la projection de son spin, $\overrightarrow{S}$, sur la direction définie par son impulsion, $\overrightarrow{p}$:

$$h = \frac{\overrightarrow{S} \cdot \overrightarrow{p}}{|p|} \tag{2.2}$$

Le spin et l'impulsion ayant des parités opposées ($\mathcal{P}\left(\overrightarrow{S}\right) = \overrightarrow{S}$ et $\mathcal{P}\left(\overrightarrow{p}\right) = -\overrightarrow{p}$), l'hélicité change de signe par opération de parité ($\mathcal{P}\left(h\right) = -h$). Les (anti-)neutrinos possèdent donc toujours une hélicité négative (positive) : $h_\nu = -1/2$ et $h_{\overline{\nu}} = +1/2$. La masse de ces particules est généralement négligeable par rapport à leur énergie[a] ce qui permet alors d'identifier l'hélicité à la chiralité [18]. Tout bispineur, u, associé à une particule quelconque peut se décomposer par la somme de deux bispineurs de chiralités différentes (chiralité gauche, L, et chiralité droite, R) :

$$u = u_L + u_R = (P_L + P_R)u \tag{2.3}$$

avec P_L et P_R les opérateurs de projection de chiralité :

$$P_L = \frac{1}{2}\left(1 - \gamma^5\right) \qquad P_R = \frac{1}{2}\left(1 + \gamma^5\right) \tag{2.4}$$

Pour une particule ultra-relativiste telle que le neutrino, une hélicité négative correspond à une chiralité gauche (L) et une hélicité positive à une chiralité droite (R). L'opération de parité transforme alors les particules ultra-relativistes d'hélicité positive ou de chiralité droite en particules d'hélicité négative ou de chiralité gauche.

Comme aucun (anti-)neutrino de chiralité droite(gauche) n'a été observé, l'interaction faible n'agit que sur les (anti-)particules de chiralité gauche(droite) et viole donc la symétrie de parité. Cette interaction est alors modélisée par une théorie dite $V - A$. En effet, le courant associé aux particules est la différence d'un couplage vectoriel, γ^μ, dont la parité est négative et d'un couplage axial, $\gamma^\mu\gamma^5$, de parité positive. Le fait que le couplage $V - A$ ne possède pas une parité définie traduit la violation de la parité par

[a] Les collaborations SNO [74] et KamLAND [75] ont montré récemment que la masse des neutrinos est faible mais non nulle ($m_\nu < 10\ eV$)

l'interaction faible. La justification du signe "-" vient du fait que l'interaction faible ne se couple qu'aux particules de chiralité gauche ($P_L = (1-\gamma^5)/2$).

Les bosons $W^{\pm}$, transmettant l'interaction faible, se couplent uniquement aux particules de chiralité gauche en modifiant leur état de charge. Les fermions peuvent alors être classés en doublets de chiralité gauche et en singlets de chiralité droite :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

$$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R \quad u_R \quad d'_R \quad c_R \quad s'_R \quad t_R \quad b'_R$$

Les quarks "primés" représentent les états propres de l'interaction faible et non les états propres de masse usuels (d, s et b). La matrice de passage entre états propres de masse et d'interaction est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Un tel classement des fermions en doublets et en singlets suggère l'existence d'une symétrie de type SU(2) qui est appelée symétrie d'isospin faible ($SU(2)_L$[b]). Les doublets possèdent un isospin faible égal à 1/2 dont la troisième composante de l'isospin T_3 est donnée par le tableau 2.2. Les singlets possèdent un isospin faible nul. L'observation de réactions par courant chargé :

$$\mu^-(T_3 = -1/2) \rightarrow \nu_\mu(T_3 = +1/2)\ W^- \qquad \mu^+(T_3 = +1/2) \rightarrow \overline{\nu}_\mu(T_3 = -1/2)W^+ \tag{2.5}$$

montre que les bosons W^- et W^+ possèdent une valeur de T_3 égale à -1 et $+1$ respectivement. Les bosons $W^{\pm}$ doivent former avec un autre boson neutre un triplet d'isospin. Un troisième boson doit alors induire un courant faible neutre qui a été observé par le détecteur Gargamelle en 1973 dans la diffusion $\nu_\mu - e$ [76]. Ce courant neutre a ensuite été associé à l'échange d'un boson Z.

	Fermions			Q	T_3
leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}$	0	$1/2$
				-1	$-1/2$
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0
quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	$2/3$	$1/2$
				$-1/3$	$-1/2$
	u_R	c_R	t_R	$2/3$	0
	s'_R	d'_R	b'_R	$-1/3$	0

TAB. 2.2 – Valeurs de la charge électrique, de la troisième composante de l'isospin faible T_3.

2.1.3 Unification électro-faible

Avant la découverte de la violation de parité, les interactions faible et électromagnétique possèdaient une nature vectorielle. En 1957, Schwinger a suggéré l'idée

[b] L'indice L souligne le fait que seules les particules de chiralité gauche sont sensibles à l'interaction faible.

d'unifier ces deux interactions [77]. L'année suivante, Glashow proposa qu'une telle théorie unifiée devait posséder une symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$[c]. Or la masse des bosons de l'interaction faible devait être introduite à la main ce qui rendait la théorie non renormalisable. Weinberg [78], en 1967, et Salam, l'année suivante, proposèrent indépendament une théorie renormalisable pour laquelle la masse des bosons vecteurs est générée par le mécanisme de Higgs de brisure spontanée de symétrie. Finalement t'Hooft montra en 1971 que toute théorie de jauge avec ou sans brisure spontanée de symétrie est renormalisable [79]. La théorie unifiée de l'interaction électro-faible, dite de Glashow-Weinberg-Salam, constitue avec la théorie de l'interaction forte le modèle standard de la physique des particules.

La symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$ de l'interaction électro-faible engendre quatre champs de jauge dont les constantes de couplage sont notées g pour les champs associés à $SU(2)$ (W^1_μ, W^2_μ et W^3_μ) et g' pour celui associé à $U(1)$ (B^0_μ). Les champs W^1_μ et W^2_μ sont reliés aux bosons $W^\pm$ tandis que les champs W^3_μ et B^0_μ sont neutres électriquement. Cependant le champ associé à la symétrie de la forme $U(1)$ ne peut être identifié au champ électromagnétique car la charge électrique Q n'est pas conservée par la symétrie d'isospin comme le montre le tableau 2.2. Les champs associés au photon et au boson Z sont alors des combinaisons linéaires des champs W^3_μ et B^0_μ faisant intervenir l'angle de mélange de Weinberg, θ_W. Dans ces conditions, le courant faible neutre d'un lepton ou d'un quarks s'écrit sous la forme (voir annexe B) :

$$\mathcal{J}^\mu_{NC} = \frac{g}{4\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma^\mu\left(c^f_V + c^f_A\gamma^5\right)\psi \tag{2.6}$$

avec $c^f_V = 2T_3 - 4Q\sin^2\theta_W$ et $c^f_A = -2T_3$ dont les valeurs sont données dans le tableau 2.3. Les expressions des constantes de couplage vectoriel, c^f_V, et axial, c^f_A, correspondent à la convention utilisée par Musolf *et al* [33][d]. Le courant faible neutre $\mathcal{J}^\mu_{NC}$ n'est pas de la forme $V - A$ pure ($c^f_V \neq -c^f_A$) car le champ associé au Z n'est pas un champ de jauge d'isospin mais un champ composite. C'est pour cette raison que le boson Z et le photon se couplent aussi bien aux particules de chiralité gauche que droite et que les constantes de couplage c^f_V et c^f_A sont indépendantes de l'état de chiralité des particules.

Fermions				Q	T_3	c^f_V	c^f_A
leptons	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}$	0	$1/2$	1	-1
				-1	$-1/2$	$-1+4\sin^2\theta_W$	1
quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}$	$2/3$	$1/2$	$1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W$	-1
				$-1/3$	$-1/2$	$-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	1

TAB. 2.3 – Valeurs de la charge électrique, de la troisième composante de l'isospin faible T_3 et des constantes de couplage vectoriel, c^f_V, et axial, c^f_A, pour tous les fermions [33].

[c]L'interaction faible repose sur la symétrie $SU(2)_L$ et l'interaction électromagnétique sur la symétrie $U(1)$.

[d]On trouve aussi la convention suivante [18] : $c^f_V = T_3 - 2Q\sin^2\theta_W$, $c^f_A = T_3$ et $\mathcal{J}^\mu_{NC} = \frac{g}{\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma^\mu\frac{1}{2}\left(c^f_V + c^f_A\gamma^5\right)\psi$ ce qui ne change pas la valeur de $\mathcal{J}^\mu_{NC}$.

2.2 Extraction du contenu étrange du nucléon

Nous avons vu au paragraphe 1.1.1 que la connaissance des facteurs de forme électromagnétique du nucléon ne suffit pas à extraire individuellement la contribution des quarks u, d et s à la structure en charge et en magnétisation du nucléon. Or les interactions électromagnétique et faible correspondent à une seule et même interaction, nous allons montrer que les facteurs de forme faible du proton permettent d'extraire la contribution de chaque saveur de quark.

2.2.1 Facteurs de forme faible

Dans le cas de la diffusion élastique électron-nucléon, les courants électromagnétiques de l'électron et du nucléon s'écrivent respectivement, d'après les définitions du paragraphe 1.1.1 :

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_\mu^{(\gamma,e)} &= -e\overline{u}(k')\gamma^\mu u(k) \\ \mathcal{J}_\nu^{(\gamma,N)} &= e\overline{v}(p')\left[F_1^{\gamma,N}(Q^2)\gamma_\nu + i\frac{F_2^{\gamma,N}(Q^2)}{2M_N}\sigma_{\nu\delta}q^\delta\right]v(p) \end{aligned} \tag{2.7}$$

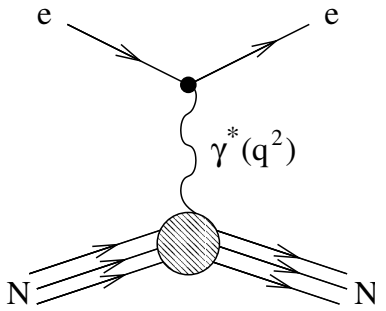
avec $F_1^{\gamma,N}$ et $F_2^{\gamma,N}$ les facteurs de forme électromagnétique de Pauli-Dirac. On peut introduire les facteurs de forme de Sachs qui s'écrivent :

$$G_E^{\gamma,N} = F_1^{\gamma,N} - \tau F_2^{\gamma,N} \qquad G_M^{\gamma,N} = F_1^{\gamma,N} + F_2^{\gamma,N} \tag{2.8}$$

L'amplitude de diffusion électron-nucléon par l'échange d'un seul photon virtuel vaut :

$$\mathcal{M}_\gamma = \mathcal{J}_\mu^{(\gamma,e)}\frac{g^{\mu\nu}}{q^2}\mathcal{J}_\nu^{(\gamma,N)} \tag{2.9}$$

avec $g^{\mu\nu}/q^2$ représentant le propagateur du photon virtuel.

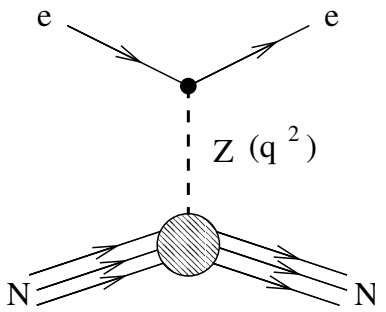


Dans le cas où le boson échangé est un Z, l'amplitude de diffusion électron-nucléon s'écrit :

$$\mathcal{M}_Z = \mathcal{J}_\mu^{(Z,e)}\frac{g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu/M_Z^2}{q^2 - M_Z^2}\mathcal{J}_\nu^{(Z,N)} \tag{2.10}$$

avec $(g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu/M_Z^2)/(q^2 - M_Z^2)$ le propagateur du boson massif Z. D'après la formule 2.6, le courant faible neutre de l'électron s'écrit :

$$\mathcal{J}_\mu^{(Z,e)} = \frac{-g}{4\cos\theta_W}\overline{u}(k')\gamma_\mu\left(c_V^e + c_A^e\gamma^5\right)u(k) \tag{2.11}$$



En revanche, le nucléon est une particule composite. Le courant faible neutre qui lui est associé ne peut s'écrire de la même manière. La forme la plus générale du courant faible neutre est la suivante :

$$\mathcal{J}_\nu^{(Z,N)} = \frac{g}{4cos\theta_W}\,\overline{v}(p')\left(F_1^{(Z,N)}\gamma_\nu + \frac{iF_2^{(Z,N)}}{2M_N}\sigma_{\nu\delta}q^\delta + G_A^{(Z,N)}\gamma_\nu\gamma^5 + \frac{G_P^{(Z,N)}}{M_N}\gamma^5 q_\nu\right)v(p) \tag{2.12}$$

avec $F_{1,2}^{Z,N}$ les facteurs de forme faible de Pauli-Dirac. L'interaction faible violant la parité, le courant faible du nucléon comporte deux facteurs de forme additionnels, l'un axial $G_A^{(Z,N)}$ et l'autre pseudo-scalaire $G_P^{(Z,N)}$ Le facteur axial représente la constante de couplage équivalente à c_A^e pour l'électron. Le facteur de forme $G_P^{(Z,N)}$ correspond à la constante de couplage pseudo-scalaire dont la contribution est négligée dans le cadre de notre étude[e].

De la même manière que pour les facteurs de forme électromagnétique, il est possible de définir les facteurs de forme faible de Sachs :

$$G_E^{Z,N} = F_1^{Z,N} - \tau F_2^{Z,N} \qquad G_M^{Z,N} = F_1^{Z,N} + F_2^{Z,N} \tag{2.13}$$

Ces facteurs de forme sont également reliés aux transformées de Fourier des distributions spatiales de charge faible et de magnétisation faible du nucléon.

2.2.2 Décomposition en saveur de quark

Nous avons déjà vu au paragraphe 1.1.1 que les facteurs de forme électromagnétique du nucléon peuvent se décomposer en combinaisons linéaires des contributions des quarks u, d et s, celles des quarks les plus lourds étant négligées dans le cadre de cette thèse. En supposant la symétrie de charge [80], les facteurs de forme électromagnétique du proton et du neutron s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{\gamma,p} &= \tfrac{2}{3}G_{E,M}^{u} - \tfrac{1}{3}G_{E,M}^{d} - \tfrac{1}{3}G_{E,M}^{s} \\ G_{E,M}^{\gamma,n} &= \tfrac{2}{3}G_{E,M}^{d} - \tfrac{1}{3}G_{E,M}^{u} - \tfrac{1}{3}G_{E,M}^{s} \end{aligned} \tag{2.14}$$

Ces quatre relations sont insuffisantes pour extraire les six contributions des quarks. Les facteurs de forme électromagnétique sont les sommes de ces contributions pondérées par la charge électrique des quarks. Comme le boson Z ne se couple lui aussi qu'aux quarks à l'intérieur du nucléon, il est alors possible d'écrire les facteurs de forme faible sous la forme de sommes des contributions des quarks, pondérés cette fois-ci par leur charge faible vectorielle c_V^f :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{Z,p} &= \left(1 - \tfrac{8}{3}\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{u} - \left(1 - \tfrac{4}{3}\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{d} - \left(1 - \tfrac{4}{3}\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{s} \\ G_{E,M}^{Z,n} &= \left(1 - \tfrac{8}{3}\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{d} - \left(1 - \tfrac{4}{3}\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{u} - \left(1 - \tfrac{4}{3}\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{s} \end{aligned} \tag{2.15}$$

Nous avons quatre nouvelles relations indépendantes ce qui rend le système surcontraint. Il suffit alors de ne mesurer que les facteurs de forme faible du proton pour résoudre le système (l'absence de cible de neutrons libres rendant ce choix naturel).

Connaissant les facteurs de forme faible du proton, les contributions des quarks u, d et s à la structure spatiale du nucléon valent :

$$G_{E,M}^{u} = \left(3 - 4\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{Z,p} \tag{2.16}$$

$$G_{E,M}^{d} = \left(2 - 4\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{\gamma,p} + G_{E,M}^{\gamma,n} - G_{E,M}^{Z,p} \tag{2.17}$$

$$G_{E,M}^{s} = \left(1 - 4\sin^2\theta_W\right) G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{\gamma,n} - G_{E,M}^{Z,p} \tag{2.18}$$

[e]La contribution de $G_P^{(Z,N)}$ à l'expression de l'asymétrie de violation de parité apparaît lorsque l'on prend en compte d'une part le terme $\mathcal{M}_Z^2$ et d'autre part la masse de l'électron. Ainsi, cette contribution est réduite par rapport aux autres d'un facteur $G_F Q^2/\alpha \times m_e^2/M_N^2 \approx 4.10^{-10}$.

De la même manière que les facteurs de forme faible vectoriel ($G_{E,M}^{Z,N}$), le facteur de forme axial du nucléon ($G_A^{Z,N}$) peut être décomposé en fonction des contributions des quarks à la structure axiale du nucléon (G_A^u, G_A^d et G_A^s). Les coefficients de pondération sont alors les constantes de couplage axial c_A^f :

$$\begin{aligned} G_A^{Z,p} &= -G_A^u + G_A^d + G_A^s \\ G_A^{Z,n} &= +G_A^u - G_A^d + G_A^s \end{aligned} \tag{2.19}$$

Le facteur de forme axial du nucléon peut également s'écrire sous la forme : $G_A^{Z,N} = -2T_3 G_A + G_A^s$ avec la projection de l'isospin faible T_3 ($T_3 = +1/2$ pour le proton et $T_3 = -1/2$ pour le neutron) et $G_A = G_A^u - G_A^d$ qui est le facteur de forme axial isovecteur.

Les facteurs de forme qui viennent d'être présentés ont été obtenus dans le cadre de l'approximation de Born (échange d'un seul boson d'interaction). Expérimentalement, leur mesure fait également intervenir des processus d'ordre supérieur. Le paragraphe suivant présente les corrections électro-faibles à appliquer ainsi que le formalisme associé.

2.2.3 Corrections radiatives électro-faible

2.2.3.1 Décomposition sur $SU(3)$

Nous avons supposé que seules les trois saveurs les plus légères (u, d et s) contribuent aux facteurs de forme. La décomposition de ces derniers a été présentée en fonction de ces saveurs. Il est également possible d'effectuer cette décomposition suivant une base définie par le groupe $SU(3)$[f] dont les générateurs sont représentés par les huit matrices (3×3) de Gell-Mann : λ_a (avec a compris entre 1 et 8). Lors d'une diffusion élastique où la saveur est conservée, seules les matrices diagonales doivent être prises en compte, à savoir λ_3, λ_8 et la matrice unité. Nous pouvons alors définir trois nouveaux types de facteurs de forme :

$$\begin{aligned} G_X^0 &= \frac{1}{3} \left(G_X^u + G_X^d + G_X^s\right) \\ G_X^3 &= \frac{1}{2} \left(G_X^u - G_X^d\right) = G_X^{T=1} \\ G_X^8 &= \frac{1}{2\sqrt{3}} \left(G_X^u + G_X^d - 2G_X^s\right) = \sqrt{3} G_X^{T=0} \end{aligned} \tag{2.20}$$

avec $X = E$, M ou A. Le facteur de forme G_X^3 correspond à un couplage isovecteur $G_X^{T=1}$ et le facteur de forme G_X^8 à un couplage isoscalaire $\sqrt{3}G_X^{T=0}$ [g]. A partir de ces définitions, les facteurs de forme électromagnétique du nucléon peuvent se décomposer de la manière suivante :

$$G_{E,M}^{\gamma,N} = 2T_3 G_{E,M}^{T=1} + G_{E,M}^{T=0} \tag{2.21}$$

[f] Il est important de noter que l'on ne suppose pas que les contributions des quarks possèdent la symétrie associée à ce groupe ; il s'agit uniquement de décomposer les facteurs de forme sur une autre base.

[g] Le facteur de forme G^0 qui est singlet de couleur a donné son nom à l'expérience éponyme sur laquelle porte cette thèse.

Cette formule suppose que le nucléon est un doublet d'isospin [82]. Les facteurs de forme faible peuvent également s'écrire :

$$G_{E,M}^{Z,N} = 2T_3\xi_V^{T=1}G_{E,M}^{T=1} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}G_{E,M}^{T=0} + \xi_V^{(0)}G_{E,M}^{s} \tag{2.22}$$

$$G_{A}^{Z,N} = 2T_3\xi_A^{T=1}G_{A}^{T=1} + \sqrt{3}\xi_A^{T=0}G_{A}^{T=0} + \xi_A^{(0)}G_{A}^{s} \tag{2.23}$$

avec

$$\begin{aligned} \xi_V^{T=1} &= c_V^u - c_V^d & \xi_A^{T=1} &= c_A^u - c_A^d \\ \xi_V^{T=0} &= \sqrt{3}\left(c_V^u + c_V^d\right) & \xi_A^{T=0} &= \left(c_A^u + c_A^d\right) \\ \xi_V^{(0)} &= c_V^u + c_V^d + c_V^s & \xi_A^{(0)} &= c_A^u + c_A^d + c_A^s \end{aligned} \tag{2.24}$$

Les valeurs des coefficients ξ dans l'approximation de Born sont reportées dans le tableau 2.4. A partir de l'expression de $G_{E,M}^{\gamma,N}$ donnée par la formule 2.21, les facteurs de forme faible isoscalaire et isovecteur peuvent s'écrire :

$$G_{E,M}^{T=0} = \frac{1}{2}\left(G_{E,M}^{\gamma,p} + G_{E,M}^{\gamma,n}\right) \qquad G_{E,M}^{T=1} = \frac{1}{2}\left(G_{E,M}^{\gamma,p} - G_{E,M}^{\gamma,n}\right) \tag{2.25}$$

ce qui permet d'exprimer la formule 2.22 en fonction des facteurs de forme électromagnétique du nucléon et de la contribution des quarks étranges :

$$G_{E,M}^{Z,N} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{3}\xi_V^{T=0} + 2T_3\xi_V^{T=1}\right)G_{E,M}^{\gamma,p} + \frac{1}{2}\left(\sqrt{3}\xi_V^{T=0} - 2T_3\xi_V^{T=1}\right)G_{E,M}^{\gamma,n} + \xi_V^{(0)}G_{E,M}^{s} \tag{2.26}$$

Si l'on remplace les coefficients ξ par leur valeur dans l'approximation de Born donnée par le tableau 2.4, on retrouve pour le proton l'égalité 2.18. Ce formalisme a priori compliqué trouve son intérêt lors des calculs des corrections electro-faibles qui peuvent être décomposées en partie isoscalaire et isovecteur. Les facteurs de corrections à appliquer modifient alors les valeurs des coefficients ξ (cf. tableau 2.4) mais laissent inchangée la forme de l'équation 2.26.

	approximation de Born	modèle standard
$\xi_V^{T=1}$	$2\left(1-2\sin^2\theta_W\right)$	$2\left(1-2\sin^2\theta_W\right)\left(1+R_V^{T=1}\right)$
$\sqrt{3}\xi_V^{T=0}$	$-4\sin^2\theta_W$	$-4\sin^2\theta_W\left(1+R_V^{T=0}\right)$
$\xi_V^{(0)}$	-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. 2.4 – Valeurs des coefficients ξ dans l'approximation de Born et dans le modèle standard incluant les corrections électro-faible représentées par les facteurs R.

2.2.3.2 Corrections d'ordre supérieur

Dans le cadre de l'approximation de Born, un seul boson d'interaction est échangé. Les corrections radiatives électromagnétiques qui sont mentionnées dans le paragraphe 2.1.1 et l'annexe B concernent les processus d'ordre supérieur ne faisant intervenir que des photons. Ce type de correction modifie uniquement la valeur effective des facteurs de forme électromagnétiques. L'objet de ce paragraphe est de présenter les corrections électro-faibles modifiant la valeur effective des facteurs de forme faible. Les processus intervenant dans ces corrections doivent alors faire intervenir au moins un boson Z. Comme l'interaction électromagnétique domine l'interaction faible aux énergies de l'ordre du GeV, les processus correspondant aux corrections de plus bas ordre font intervenir un boson Z et un photon. Des exemples de tels processus sont illustrés par les figures 2.1 et 2.2.

Les états initiaux et finaux des processus d'ordre supérieur sont identiques à ceux du processus correspondant à l'approximation de Born. Ainsi les amplitudes de diffusion associées à tous ces processus (Born, $\mathcal{M}_{Born}$, et ordres supérieurs, $\mathcal{M}_{corr}$) s'additionnent ce qui permet de factoriser l'amplitude totale, $\mathcal{M}_{tot}$, par le terme de Born :

$$\mathcal{M}_{tot} = \mathcal{M}_{Born} + \mathcal{M}_{corr} = \mathcal{M}_{Born}\left(1 + \frac{\mathcal{M}_{corr}}{\mathcal{M}_{Born}}\right) \tag{2.27}$$

Or l'expression du terme de Born en diffusion électron-nucléon avec échange d'un boson Z, donné par la formule C.6 en annexe C, est une combinaison linéaire des facteurs de forme faible. Il est alors possible de factoriser les facteurs de forme faible effectifs de la manière suivante :

$$\left(G_X^{Z,N}\right)_{eff} = G_X^{Z,N}\left(1 + \frac{\mathcal{M}_{corr}}{\mathcal{M}_{Born}}\right) \tag{2.28}$$

Cette formulation permet ainsi de justifier l'écriture des coefficients ξ sous la forme $\xi_{tot} = \xi_{Born}(1 + R)$ où R représente le facteur de correction (voir tableau 2.4).

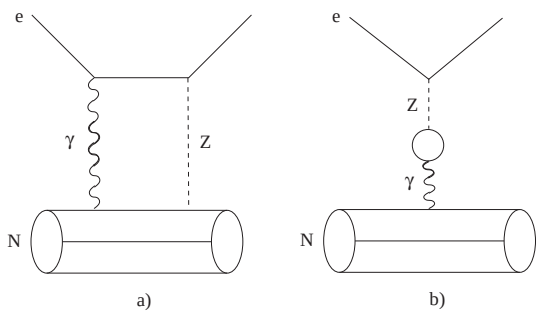


FIG. 2.1 – Exemples de diagrammes induisant des corrections électro-faibles de type A (transfert d'impulsion avec un seul quark).

Les processus de diffusion électro-faible sont généralement séparés en deux classes, A et B [33]. Les processus où n'intervient qu'un seul quark, les autres restant spectateurs, sont regroupés dans la classe A. Ceux où plusieurs quarks rentrent en jeu sont inclus dans la classe B. Des exemples de diagrammes correspondant à la classe A sont donnés par

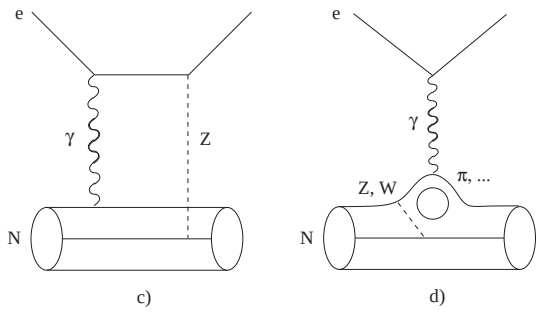


FIG. 2.2 – Exemples de diagrammes induisant des corrections électro-faibles de type B (transfert d'impulsion avec plusieurs quark).

la figure 2.1 et ceux correspondant à la classe B par la figure 2.2. Le calcul des facteurs de correction introduits par les processus de classe A repose uniquement sur des processus électro-faibles car les autres quarks restent spectateurs. En revanche, les processus de classe B souffrent d'incertitudes plus importantes. En effet, les quarks interagissent entre eux notamment par interaction forte introduisant alors des états mésoniques intermédiaires, par exemple par fluctuation en $(N\pi)$ comme illustré par la figure 2.2.d). De plus pour le domaine en énergie où se déroulent ces expériences (de l'ordre de 1 GeV), l'interaction forte se situe dans un régime non perturbatif ce qui rend les calculs très sensibles aux modèles.

Les facteurs de forme faible du nucléon peuvent s'exprimer sous la forme :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{Z,p} &= \xi_V^p G_{E,M}^{\gamma,p} + \xi_V^n G_{E,M}^{\gamma,n} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \\ G_{E,M}^{Z,n} &= \xi_V^n G_{E,M}^{\gamma,p} + \xi_V^p G_{E,M}^{\gamma,n} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \end{aligned} \tag{2.29}$$

où les coefficients ξ_V^p et ξ_V^n s'écrivent :

$$\begin{aligned} \xi_V^p &= \left(1 - 4\sin^2\theta_W\right)(1 + R_V^p) \\ \xi_V^n &= -(1 + R_V^n) \end{aligned} \tag{2.30}$$

avec R_V^p et R_V^n les facteurs de correction électro-faible. En comparant ces expressions à la formule 2.26 et en remplaçant les coefficients ξ par leur expression générale donnée par le tableau 2.4, les facteurs de correction R_V^p et R_V^n valent :

$$\begin{aligned} R_V^p &= \frac{\left(1 - 2\sin^2\theta_W\right) R_V^{T=1} - 2\sin^2\theta_W R_V^{T=0}}{1 - 4\sin^2\theta_W} \\ R_V^n &= \left(1 - 2\sin^2\theta_W\right) R_V^{T=1} + 2\sin^2\theta_W R_V^{T=0} \end{aligned} \tag{2.31}$$

En ce qui concerne le facteur de forme axial, d'après la formule 2.23 et les valeurs de $\xi_A^{T=1}$, $\xi_A^{T=0}$ et $\xi_A^{(0)}$ reportées dans le tableau 2.4, celui-ci s'écrit :

$$G_A^{e,N} = -2T_3(1 + R_A^{T=1})G_A + R_A^{T=0}G_A^8 + (1 + R_A^{(0)})G_A^s \tag{2.32}$$

avec $G_A = 2G_A^{T=1}$. L'exposant e dans la nouvelle notation du facteur de forme axial signifie qu'il est mesuré en diffusion électron-nucléon. Lorsqu'il est mesuré par diffusion neutrino-nucléon, il est noté $G_A^{\nu,N}$. Dans l'approximation de Born ces deux facteurs de forme sont égaux. La différence se situe dans les valeurs des facteurs de correction. Le neutrino n'étant pas sensible à l'interaction électromagnétique, les diagrammes dans lesquels un photon est échangé avec le nucléon (par exemple les diagrammes 2.1.a), 2.2.c) et 2.2.d)) ne peuvent être pris en compte dans les corrections électro-faibles pour une diffusion neutrino-nucléon.

Les valeurs des facteurs de correction[h], qui sont reportées dans le tableau 2.5, ont été calculées pour $Q^2 = 0$. Les facteurs de correction, supposés indépendants de la valeur de Q^2, permettent alors d'extraire la contribution des quarks étranges dans l'approximation de Born qui est reliée à la distribution en charge et en magnétisation de ces quarks.

facteur	classe A	classe B	total
R_V^p	$-0,054 \pm 0,033$		$-0,054 \pm 0,033$ [33]
R_V^n	$-0,0143 \pm 0,0004$		$-0,0143 \pm 0,0004$ [33]
$R_V^{(0)}$			$\sim 10^{-4}$ [7]
$R_A^{T=1}$	$-0,35$	$-0,06 \pm 0,24$	$-0,41 \pm 0,24$ [83]
$R_A^{T=0}$	$0,05$	$0,01 \pm 0,14$	$0,06 \pm 0,14$ [83]
$R_A^{(0)}$			$-0,02$ [7]

Tab. 2.5 – Valeur des facteurs de correction électro-faible.

2.2.3.3 Facteur de forme anapolaire

Nous avons vu que l'interaction électromagnétique ne violait pas la symétrie de parité ce qui se traduit par l'absence de terme proportionnel à γ^5 dans les expressions des courants électromagnétiques leptonique et hadronique (équations 1.5 et 1.6). Cependant ces expressions s'inscrivent dans le cadre de l'approximation de Born et ne tiennent pas compte des processus d'ordre supérieur. Lors de l'échange d'un photon entre l'électron et le nucléon, les quarks peuvent interagir par interaction faible ce qui introduit une partie axiale dans l'expression du courant hadronique et viole donc la symétrie de parité. Un diagramme illustrant cette réaction est donné par la figure 2.3. Zel'dovich et Perelomov ont été les premiers à émettre l'hypothèse de la violation de parité dans le couplage électromagnétique en diffusion électron-proton [84].

La forme la plus générale du courant électromagnétique hadronique qui ne conserve pas la symétrie de parité s'écrit [85] :

$$\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)} = \overline{u}(p') \left[F_1^{\gamma,N}(Q^2)\gamma_\mu + i\frac{F_2^{\gamma,N}(Q^2)}{2M_N}\sigma_{\mu\nu}q^\nu + \frac{F_A}{M_N^2}\left(q^2\gamma_\mu - q^\nu\gamma_\nu q_\mu\right)\gamma^5 \right] u(p) \quad (2.33)$$

[h] Attention ces valeurs ont été obtenues en utilisant différents schéma de renormalisation. Pour extraire correctement les facteurs de forme faible dans l'approximation de Born, il faut exprimer ces facteurs de correction suivant le même schéma de renormalisation.

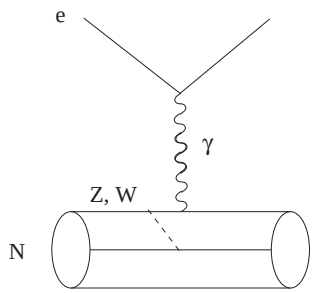


FIG. 2.3 – Diagramme illustrant les processus entraînant l'existence du facteur de forme anapolaire.

avec F_A le facteur de forme anapolaire. L'existence de ce dernier modifie l'expression du facteur de forme axial, $G_A^{e,N}$. Les facteurs de forme anapolaire et axial signent la présence d'un couplage des bosons γ^* et Z respectivement au nucléon de type axial. Lors du calcul de l'asymétrie de violation de parité, nous verrons que le facteur de forme axial intervient dans la formule de l'asymétrie par l'intermédiaire d'un terme de l'élément de matrice de diffusion $\mathcal{M}^Z$ correspondant à un couplage vectoriel (V) au niveau de l'électron et axial (A) au niveau du nucléon ($\mathcal{M}^Z_{VA}$). De par la présence du facteur de forme anapolaire, il existe alors un terme similaire dans l'élément de matrice $\mathcal{M}^\gamma$, noté $\mathcal{M}^\gamma_{VA}$. La figure 2.4 montre les diagrammes correspondant aux termes $\mathcal{M}^\gamma_{VA}$ (figure de gauche) et $\mathcal{M}^Z_{VA}$ (figure de droite) et reporte les valeurs des couplages des bosons à l'électron et au nucléon dans les deux cas. Nous voyons que les termes $\mathcal{M}^\gamma_{VA}$ et $\mathcal{M}^Z_{VA}$ sont similaires et contribuent donc de la même manière à l'expression de l'asymétrie de violation de parité.

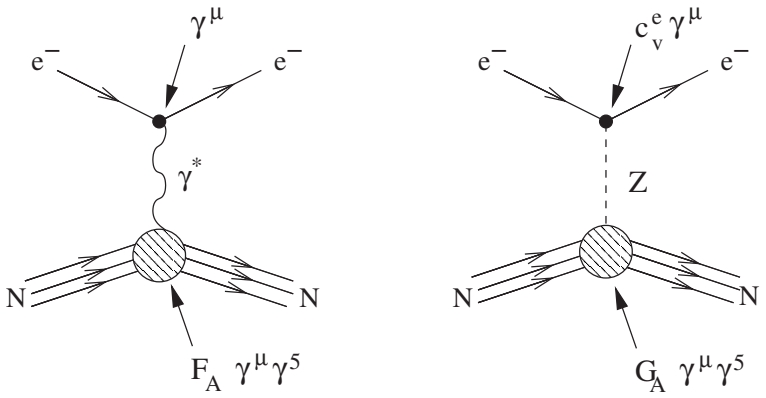


FIG. 2.4 – Diagrammes représentant les termes $\mathcal{M}^\gamma_{VA}$ (figure de gauche) et $\mathcal{M}^Z_{VA}$ (figure de droite).

Le terme $\mathcal{M}^\gamma_{VA}$ peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{M}^\gamma_{VA} = -\frac{e^2}{M_N^2} F_A \overline{u}(k')\gamma^\mu u(k)\ \overline{u}(p')\gamma_\mu\gamma^5 u(p) + \frac{e^2}{q^2}\frac{F_A}{M_N^2}\overline{u}(k')\gamma^\mu u(k)\ \overline{u}(p') q^\nu \gamma_\nu q_\mu \gamma^5 u(p) \tag{2.34}$$

D'après la formule C.6 de l'annexe C, le terme $\mathcal{M}^Z_{VA}$ où intervient le facteur de forme axial $G_A^{Z,N}$ s'écrit :

$$\mathcal{M}^Z_{VA} = \frac{g^2 c_V^e}{16 M_Z^2 \cos^2\theta_W}\left[G_A^{Z,N}\overline{u}(k')\gamma^\mu u(k)\ \overline{u}(p')\gamma_\mu\gamma^5 u(p) + \frac{G_P^Z}{M_N}\overline{u}(k')\gamma^\mu u(k)\ \overline{u}(p')q_\mu\gamma^5 u(p)\right] \tag{2.35}$$

Notons que les deuxièmes termes de ces deux expressions ont une contribution nulle à l'asymétrie car ils possèdent une composante scalaire q_μ. Les premiers termes de $\mathcal{M}^\gamma_{VA}$ et de $\mathcal{M}^Z_{VA}$ sont proportionnels, ainsi les facteurs de forme anapolaire (F_A) et axial (G_A) interviennent au même niveau dans l'expression de l'asymétrie de violation de parité ce qui permet de modifier l'écriture du facteur de forme $G_A^{e,N}$ de la manière suivante :

$$G_A^{e,N} = G_A^{Z,N} + \eta F_A \tag{2.36}$$

avec

$$\eta = \frac{e^2}{M_N^2}\frac{16 M_Z^2\cos^2\theta_W}{g^2 c_V^e} = \frac{8\sqrt{2}\pi\alpha}{G_F M_N^2(1-4\sin^2\theta_W)} \approx 3,354.10^5 \tag{2.37}$$

La valeur de η est très grande à cause de la présence de la constante de Fermi, G_F. Cependant la valeur du facteur de forme anapolaire est faible car les diagrammes utilisés pour son calcul font intervenir l'échange de bosons $W^\pm$ et Z ce qui introduit un facteur G_F compensant celui présent dans l'expression de η. En revanche le facteur $1/(1-4\sin^2\theta_W)$ amplifie l'importance du facteur de forme anapolaire par rapport au facteur de forme faible axial, $G_A^{Z,N}$.

Les processus responsables de la présence du facteur de forme anapolaire correspondent en fait à des processus qui sont pris en compte dans les corrections électro-faibles de classe B (à plusieurs quarks), comme le montre la figure 2.3. Ainsi, le facteur de forme axial mesuré en diffusion électron-nucléon peut s'écrire :

$$G_A^{e,N} = G_A^{Z,N} + \eta F_A + R_e \tag{2.38}$$

avec R_e la somme des corrections électro-faibles qui ne contribuent pas au facteur de forme anapolaire. Souvent la valeur de F_A est calculée à $Q^2 = 0$ [83], on parle alors de moment anapolaire de la même manière que l'on parle de moment magnétique pour $G_M(0) = \mu$.

Nous avons montré que la mesure des facteurs de forme faible du proton permet, avec les facteurs de forme électromagnétique du nucléon, d'extraire les contributions des quarks u, d et surtout s à la structure en charge et en magnétisation du nucléon. La décomposition des facteurs de forme en fonction de ces contributions nécessite de tenir compte des processus d'ordre supérieur à l'approximation de Born par l'intermédiaire des facteurs de correction reportés dans le tableau 2.5.

2.3 Asymétrie de violation de parité et contenu étrange

2.3.1 Calcul de l'asymétrie de violation de parité

La section efficace de diffusion élastique électron-nucléon, dans l'approximation de Born, est proportionnelle au carré de la somme cohérente des amplitudes de diffusion avec

échange d'un photon, $\mathcal{M}_\gamma$, et d'un boson Z, $\mathcal{M}_Z$ (cf. figure 2.5). La section efficace de diffusion élastique peut alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\Re e\left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z\right) + |\mathcal{M}_Z|^2 \tag{2.39}$$

Dans le cadre de l'étude des facteurs de forme, les valeurs du quadri-moment transféré sont de l'ordre de $Q^2 \sim 1(GeV/c)^2$. Dans ces conditions cinématiques, l'ordre de grandeur des amplitudes de diffusion $\mathcal{M}_\gamma$ et $\mathcal{M}_Z$ sont respectivement de l'ordre de $4\pi\alpha/Q^2$ et $G_F/(2\sqrt{2})$ (cf. éq. C.5 et C.6). Ainsi le rapport de ces deux amplitudes est typiquement de l'ordre de $\mathcal{M}_Z/\mathcal{M}_\gamma \sim 10^{-5}$.

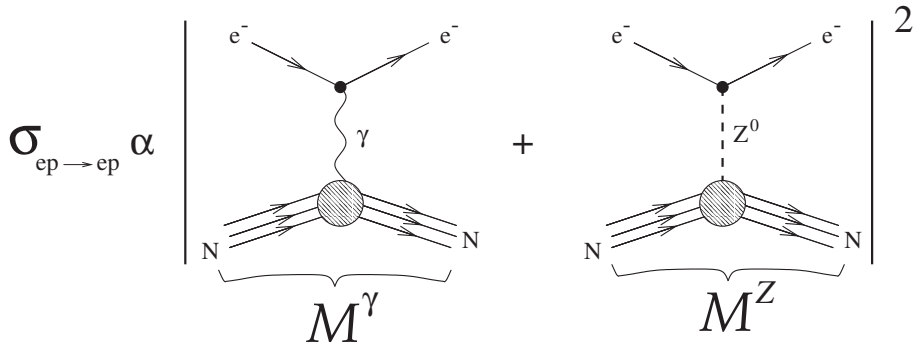


FIG. 2.5 – Relation entre la section efficace de diffusion élastique électron-nucléon et les amplitudes de diffusion électromagnétique, $\mathcal{M}_\gamma$, et faible, $\mathcal{M}_Z$.

Expérimentalement, la précision sur la mesure d'une section efficace absolue est limitée par les incertitudes sur la luminosité (intensité du faisceau, densité de la cible, etc.), sur l'angle solide de l'acceptance des détecteurs et sur l'efficacité des derniers. La précision sur la mesure qui peut être atteinte est de l'ordre du pour cent. Etant donné le rapport des amplitudes de diffusion $\mathcal{M}_\gamma$ et $\mathcal{M}_Z$, l'extraction du terme faible est alors impossible par une mesure de section efficace.

Nous avons vu que seule l'interaction faible viole la symétrie de parité[i]. Contrairement à l'amplitude de diffusion $\mathcal{M}_\gamma$, $\mathcal{M}_Z$ dépend de la chiralité des électrons incidents (ou de leur hélicité dans la limite ultrarelativiste). Pour atteindre des valeurs de Q^2 d'environ 1 $(GeV/c)^2$), l'énergie du faisceau d'électrons doit être de l'ordre de 1 GeV ce qui permet de considérer les électrons comme ultrarelativistes. Dans ces conditions, la différence des sections efficaces de diffusion d'électrons d'hélicité $+1/2$ $(d\sigma_{el}^+/d\Omega)$ et $-1/2$ $(d\sigma_{el}^-/d\Omega)$ permet d'accéder au terme d'interférence $\Re e\left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z\right)$ (le terme $|\mathcal{M}_Z|^2$ étant négligeable). Cependant d'un point de vue expérimental, cette différence est calculée en effectuant la différence des taux de comptage mesurés pour chaque état d'hélicité (N^+ et N^-) :

$$N^+ - N^- = \mathcal{L}^+ \epsilon_{det}^+ \frac{d\sigma_{el}^+}{d\Omega} - \mathcal{L}^- \epsilon_{det}^- \frac{d\sigma_{el}^-}{d\Omega} \tag{2.40}$$

[i]Nous avons vu également que l'interaction électromagnétique viole la symétrie de parité à travers le facteur de forme anapolaire. Cependant cet effet correspond à une correction électro-faible et peut être pris en compte en redéfinissant le facteur de forme axial, $G_A^{e,N}$ (éq. 2.36).

Pour minimiser les incertitudes introduites par la luminosité, $\mathcal{L}$, et l'efficacité des détecteurs, ϵ_{det}, il est préférable de calculer une asymétrie de violation de parité, A^N_{PV}, définie de la manière suivante :

$$A^N_{PV} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{\frac{d\sigma^+_{el}}{d\Omega} - \frac{d\sigma^-_{el}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^+_{el}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^-_{el}}{d\Omega}} \tag{2.41}$$

Ce calcul permet d'éliminer au premier ordre les facteurs de normalisation ($\mathcal{L}$ et ϵ_{det}). Le dénominateur de A^N_{PV} est proportionnel à deux fois la section efficace de diffusion élastique non polarisée ($d\sigma_{el}/d\Omega$). Ainsi, à l'ordre $O\left(\mathcal{M}_Z/\mathcal{M}_\gamma\right)$, l'asymétrie de violation de parité vaut :

$$A^N_{PV} = \frac{\Re e\left(\mathcal{M}^*_\gamma \mathcal{M}_Z\right)(h=+1/2) - \Re e\left(\mathcal{M}^*_\gamma \mathcal{M}_Z\right)(h=-1/2)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \tag{2.42}$$

Les amplitudes de diffusion $\mathcal{M}_\gamma$ et $\mathcal{M}_Z$ s'écrivent :

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_\gamma &= \langle e'|\hat{\mathcal{J}}^\mu_{(e,\gamma)}|e\rangle \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \langle N'|\hat{\mathcal{J}}^\nu_{(p,\gamma)}|N\rangle \\ \mathcal{M}_Z &= \langle e'|\hat{\mathcal{J}}^\mu_{(e,Z)}|e\rangle \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/M_Z}{q^2 - M_Z^2} \langle N'|\hat{\mathcal{J}}^\nu_{(p,Z)}|N\rangle \end{aligned} \tag{2.43}$$

avec les expressions suivantes des courants électromagnétiques et faibles :

$$\begin{aligned} \langle e'|\hat{\mathcal{J}}^\mu_{(e,\gamma)}|e\rangle &= -ie\ \overline{u}(k')\gamma^\mu u(k) \\ \langle N'|\hat{\mathcal{J}}^\nu_{(p,\gamma)}|N\rangle &= ie\ \overline{u}(p')\left(F_1^{\gamma,N}\gamma^\nu + \frac{iF_2^{\gamma,N}}{2M}\sigma^{\nu\delta}q_\delta\right)u(p) \\ \langle e'|\hat{\mathcal{J}}^\mu_{(e,Z)}|e\rangle &= \frac{-ig}{4cos\theta_W}\ \overline{u}(k')\left(c_V^e\gamma^\mu + c_A^e\gamma^\mu\gamma^5\right)u(k) \\ \langle N'|\hat{\mathcal{J}}^\nu_{(p,Z)}|N\rangle &= \frac{ig}{4cos\theta_W}\ \overline{u}(p')\left(F_1^{Z,N}\gamma^\nu + \frac{iF_2^{Z,N}}{2M}\sigma^{\nu\delta}q_\delta + G_A^{e,N}\gamma^\nu\gamma^5 + \frac{G_P}{M}\gamma^5 q^\nu\right)u(p) \end{aligned} \tag{2.44}$$

Pour sélectionner l'état d'hélicité de l'électron incident, le bispineur qui lui est associé ($u(k)$) doit être projeté sur l'état de chiralité correspondant en utilisant les formules B.12 :

$$u(k) \rightarrow \frac{1}{2}\left(1 + 2h\gamma^5\right)u(k) \tag{2.45}$$

avec h la valeur de l'hélicité ($\pm 1/2$). Cette projection permet de ne sélectionner que l'état de spin correspondant à l'hélicité h lors de la sommation sur les états de spin de l'électron incident.

Nous allons nous intéresser au numérateur de A^N_{PV} de l'équation 2.42 qui dépend uniquement du terme d'interférence, $\Re e(\mathcal{M}^*_\gamma \mathcal{M}_Z)(h)$[j]. Ce numérateur étant la différence entre $\Re e(\mathcal{M}^*_\gamma \mathcal{M}_Z)(1/2)$ et $\Re e(\mathcal{M}^*_\gamma \mathcal{M}_Z)(-1/2)$, seuls les termes impairs par transformation de parité, qui transforme h en $-h$, subsistent dans le calcul. Les couplages électromagnétiques sont tous vectoriels au niveau des vertex électronique et nucléonique. Comme les courants

[j] La contribution du terme $|\mathcal{M}_Z|^2$ est négligeable à cause de la constante de Fermi.

vectoriels sont impairs sous l'opération de la parité, l'amplitude $\mathcal{M}_\gamma$, qui est le produit de deux courants vectoriels, est paire. Le numérateur de A_{PV}^N ne dépend donc que des termes impairs de l'amplitude de diffusion, $\mathcal{M}_Z$ qui peut se décomposer de la manière suivante :

$$\mathcal{M}_Z = \mathcal{M}_{VV}^Z + \mathcal{M}_{AV}^Z + \mathcal{M}_{VA}^Z + \mathcal{M}_{AA}^Z \tag{2.46}$$

où le premier indice fait référence au type de couplage au niveau du vertex électronique et le second au niveau du vertex nucléonique. Les couplages axiaux étant pairs par transformation de parité, seuls les termes $\mathcal{M}_{AV}^Z$ et $\mathcal{M}_{VA}^Z$ possèdent une parité négative et donc contribuent à l'asymétrie A_{PV}^N. De même, il est possible de noter l'amplitude de diffusion électromagnétique suivant cette convention : $\mathcal{M}^\gamma = \mathcal{M}_{VV}^\gamma$. L'asymétrie de violation de parité peut alors s'écrire sous la forme :

$$A_{PV}^N = \frac{\Re e\left(\mathcal{M}_{VV}^{\gamma\,*}\left[\mathcal{M}_{AV}^Z + \mathcal{M}_{VA}^Z\right]\right)}{|\mathcal{M}_{VV}^\gamma|^2} \tag{2.47}$$

Le terme $\mathcal{M}_{AV}^Z$ s'exprime en fonction de $G_E^{Z,N}$ et $G_M^{Z,N}$ alors que le terme $\mathcal{M}_{VA}^Z$ est proportionnel à G_A^e. Ainsi A_{PV} est une combinaison linéaire de ces grandeurs.

Un "petit" calcul (détaillé dans l'annexe C) permet d'exprimer l'asymétrie de violation de la parité de la manière suivante :

$$A_{PV}^N = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\,\frac{\epsilon G_E^{\gamma,N} G_E^{Z,N} + \tau G_M^{\gamma,N} G_M^{Z,N} - (1-4sin^2\theta_W)\,\epsilon' G_M^{\gamma,N} G_A^{e,N}}{\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2}} \tag{2.48}$$

avec les facteurs cinématiques :

$$\begin{aligned} \tau &= Q^2/(4M_N^2) \\ \epsilon &= (1+2(1+\tau)\tan^2(\theta_e/2))^{-1} \\ \epsilon' &= \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)} \end{aligned} \tag{2.49}$$

où θ_e est l'angle de diffusion de l'électron.

L'expression de l'asymétrie de violation de parité peut encore s'écrire en fonction des contributions des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon (G_E^S et G_M^s) et du facteur de forme axial (G_A^e) :

$$A_{PV}^N = A_0^N + A_E^N G_E^s + A_M^N G_M^s + A_A^N G_A^{e,N} \tag{2.50}$$

avec :

$$\begin{aligned} A_0^N &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2})} \left[\epsilon G_E^{\gamma,N}\left(\zeta_V^{p,N} G_E^{\gamma,p} + \zeta_V^{n,N} G_E^{\gamma,n}\right)\right. \\ &\qquad \left. + \tau G_M^{\gamma,N}\left(\zeta_V^{p,N} G_M^{\gamma,p} + \zeta_V^{n,N} G_M^{\gamma,n}\right)\right] \\ A_E^N &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2})} \left[\epsilon G_E^{\gamma,N}\xi_V^{(0)}\right] \\ A_M^N &= -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2})} \left[\tau G_M^{\gamma,N}\xi_V^{(0)}\right] \\ A_A^N &= +\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha(\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2})} \left[(1-4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^{\gamma,N}\right] \end{aligned} \tag{2.51}$$

avec $\zeta_V^{p,N} = \xi_V^p$ et $\zeta_V^{n,N} = \xi_V^n$ pour $N = p$ et $\zeta_V^{p,N} = \xi_V^n$ et $\zeta_V^{n,N} = \xi_V^p$ pour $N = n$ où les expressions de ξ_V^p, ξ_V^n et $\xi_V^{(0)}$ sont données par les formules 2.30 et le tableau 2.4. Les termes A_0^N, A_E^N, A_M^N et A_A^N sont calculables à l'aide du modèle standard et des mesures des facteurs de forme électromagnétique. Ainsi, les asymétries de violation de parité peuvent s'écrire comme une combinaison linéaire de G_E^s, G_M^s et G_A^e dont les coefficients sont connus et fixés par la cinématique de la réaction de diffusion.

2.3.2 Extraction des contributions

Nous venons de voir que l'asymétrie de violation de parité s'exprime en fonction du facteur de forme axial et des contributions des quarks étrange à la structure en charge et magnétisation du nucléon (éq. 2.50). L'extraction de G_E^s, G_M^s et G_A^e s'inspire de la méthode de séparation de Rosenbluth (cf. paragraphe 1.1.2 et la référence [12]) en faisant varier les facteurs cinématiques ϵ et ϵ' (voir éq. 2.49) à une valeur de Q^2 fixée dans les expressions des coefficients A_E^N, A_M^N et A_A^N.

Pour de petits angles de diffusion des électrons ($\theta_e \to 0°$), le taux de polarisation longitudinal, ϵ, tend vers 1 et ϵ' devient nul. En revanche, pour de grands angles de diffusion ($\theta_e \to 180°$), ϵ tend vers 0 et ϵ' devient non nul. Ainsi, pour une valeur fixée de Q^2 (τ constant), la mesure d'asymétrie sur une cible de protons à faible angle de diffusion puis à grand angle permet d'extraire deux combinaisons linéaires indépendantes du facteur de forme axial du proton et des contributions des quarks étrange à la structure en charge et magnétisation du nucléon.

Pour pouvoir séparer G_E^s, G_M^s à partir de ces deux mesures, il était prévu au début des expériences de violation de parité sur le nucléon de négliger $G_A^{e,p}$ à cause du facteur $(1 - 4sin^2\theta_W) = 7,532.10^{-2}$. Une deuxième solution est de remplacer le facteur de forme axiale par sa valeur théorique [83]. Cependant ceci introduit nécessairement une erreur systématique sur la détermination des facteurs de forme faible. Il est donc envisagé maintenant de réaliser une troisième mesure reposant sur l'asymétrie en diffusion quasi-élastique électron-deuton.

Lors d'une diffusion quasi-élastique (QE) sur un noyau de deutérium, l'électron diffuse sur l'un des deux nucléons considérés comme libres[k]. La section efficace de diffusion quasi-élastique, σ_{QE}, dépend alors de la somme incohérente des amplitudes de diffusion élastique sur le proton et sur le neutron, l'autre nucléon restant spectateur : $\sigma_{QE} = \sigma_p + \sigma_n$. L'asymétrie de violation de parité peut s'écrire, en utilisant la formule D.5, sous la forme :

$$A_{PV}^{QE} = A_{PV}(\sigma_p + \sigma_n) = \frac{\sigma_p A_{PV}^p + \sigma_n A_{PV}^n}{\sigma_{QE}} \tag{2.52}$$

les expressions de A_{PV}^p et A_{PV}^n étant données par la formule générale 2.50. La validité de cette approximation, dite "statique", a été vérifiée théroriquement par Hadjimichael *et al.* [89]. L'erreur sur l'asymétrie introduite par cette approximation est de 1 à 2% sous réserve que l'impulsion transférée ne soit pas trop faible auquel cas les effets d'interaction dans l'état final entre le proton et le neutron deviennent importants.

Pour simplifier les formules, les expressions des sections efficaces σ_p et σ_n peuvent

[k]Cette approximation est d'autant plus valable que l'énergie de liaison du deuton est faible ($2,2\ MeV$).

se factoriser, d'après l'équation 1.15, de la manière suivante :

$$\sigma_N = \sigma_0 \left[\epsilon G_E^{\gamma,N^2} + \tau G_M^{\gamma,N^2} \right] = \sigma_0 f^N \tag{2.53}$$

avec f^N le terme regroupant les facteurs de forme électromagnétique et un terme indépendant de la nature du nucléon :

$$\sigma_0 = \left(\frac{\alpha^2 E' cos^2(\theta/2)}{4E^3 sin^4(\theta/2)} \right) \frac{1}{\epsilon(1+\tau)} \tag{2.54}$$

L'intérêt de cette factorisation est que la section efficace σ_0 s'élimine dans le calcul de A_{QE}. Comme dans le cas de l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-proton, l'asymétrie de diffusion quasi-élastique peut s'écrire sous la forme :

$$A_{QE} = A_0^d + A_E^d G_E^s + A_M^d G_M^s + A_A^d G_A^{T=1} \tag{2.55}$$

avec :

$$\begin{aligned}
A_0^d = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha\,(f^p+f^n)} & \Big[(1-4\sin^2\theta_W)\epsilon\,\{(1+R_V^p)f^p + (1+R_V^n)f^n\} \\
& -(2+R_V^p+R_V^n)\,\{\epsilon G_E^{\gamma,p}G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,p}G_M^{\gamma,n}\} \\
& -(1-4\sin^2\theta_W)\epsilon'\,(G_M^{\gamma,p}+G_M^{\gamma,n})\left(R_A^{T=0}G_A^8 + (1+R_A^{(0)})G_A^s\right)\Big] \\
A_E^d = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha\,(f^p+f^n)} & \left[-(1+R_V^{(0)})\epsilon\,(G_E^{\gamma,p}+G_E^{\gamma,n})\right] \\
A_M^d = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha\,(f^p+f^n)} & \left[-(1+R_V^{(0)})\tau\,(G_M^{\gamma,p}+G_M^{\gamma,n})\right] \\
A_A^d = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\sqrt{2}\alpha\,(f^p+f^n)} & \left[(1-4\sin^2\theta_W)\epsilon'(1+R_A^{T=1})\,(G_M^{\gamma,p}-G_M^{\gamma,n})\right]
\end{aligned} \tag{2.56}$$

Les différents termes A_0^d, A_E^d, A_M^d et A_A^d sont également calculables à partir du modèle standard et des mesures des facteurs de forme électromagnétique. La contribution axiale des quarks étranges, G_A^s, a néanmoins été incluse dans le terme A_0 par simplicité. En effet $G_A^s(Q^2=0)$ est identifiable à la contribution des quarks étranges au spin du nucléon qui est de $\Delta s = -0,09 \pm 0,05$ [59] (cf. paragraphe 1.2.3.2). La dépendance de cette contribution avec Q^2 n'est pas connue. G_A^s est habituellement supposé constant mais une erreur de 100% lui est attribuée [90].

L'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-proton s'exprime en fonction des contributions des quarks étranges et du facteur de forme axial isovecteur $G_A^{T=1}$ grâce aux formules 2.50 et 2.32. Ainsi trois mesures d'asymétrie (une mesure aux angles avant, une mesure aux angles arrière toutes les deux sur le proton et une mesure sur le deutérium) permettent d'obtenir trois combinaisons linéaires indépendantes de G_E^s, G_M^s et $G_A^{T=1}$ et d'effectuer la séparation de ces facteurs. L'expérience G^0 a opté pour cette stratégie de mesure.

2.4 Prédictions théoriques

Les mesures sur la contribution des quarks étranges à la masse et au spin du nucléon ont suscité l'intérêt des théoriciens et des expérimentateurs pour l'étude de la contribution

de ces quarks à la charge et à la magnétisation du nucléon. Bien que le nucléon soit sondé par l'interaction électro-faible, la structure du nucléon est, elle, gouvernée par l'interaction forte [1]. En raison du confinement des quarks, la structure du nucléon ne peut être prédite par un développement perturbatif de la théorie QCD. Des modèles théoriques fondés sur des degrés de liberté effectifs ou une interaction effective ou simplifiée ont été mis en place pour décrire les propriétés du nucléon.

Nous commencerons ce paragraphe par préciser les conventions utilisées pour définir les propriétés statiques du nucléon associées aux quarks étranges (rayon de charge et moment magnétique). Puis nous présenterons une sélection des prédictions théoriques actuelles sur G_E^s, G_M^s et G_A^e.

2.4.1 Conventions sur les propriétés statiques

La plupart des résultats théoriques portent sur les propriétés statiques ($Q^2 = 0$) des contributions des quarks étranges. Puisque le nucléon ne possède pas d'étrangeté intrinsèque, la seule contrainte sur les contributions des quarks étranges est : $G_E^s\ (\ Q^2 = 0\ ) = 0$. Les modèles s'attachent essentiellement à prédire le moment magnétique porté par ces quarks, $\mu_s = G_M^s(0) = F_2^s(0)$, ainsi que leur rayon de charge carré moyen, $\langle r_s^2 \rangle$. La définition de cette dernière grandeur varie d'un auteur à l'autre. Si la logique des facteurs de forme de Sachs, utilisée pour la définition du rayon de charge carré du nucléon, est suivie (cf. formule 1.11), le rayon carré étrange est égal à :

$$\langle r_s^2 \rangle^{Sachs} = -6 \left. \frac{dG_E^s}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \tag{2.57}$$

Cependant certains auteurs suivent la convention donnée par Jaffe [91] qui définit le rayon carré étrange à partir du facteur de forme de Dirac :

$$\langle r_s^2 \rangle^{Dirac} = -6 \left. \frac{dF_1^s}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \tag{2.58}$$

Une autre grandeur sans dimension appelée densité de charge étrange, ρ_s, est définie :

$$\rho_s = \left. \frac{dG_E^s}{d\tau} \right|_{Q^2=0} \tag{2.59}$$

Toutes ces grandeurs sont reliées par les relations suivantes dans le système d'unité international :

$$\rho_s = -\frac{2}{3} \frac{M_N^2 c^4}{(\hbar c)^2} \langle r_s^2 \rangle^{Sachs} = -\frac{2}{3} \frac{M_N^2 c^4}{(\hbar c)^2} \langle r_s^2 \rangle^{Dirac} - \mu_s/\mu_N \tag{2.60}$$

Par la suite, nous adoptons la convention utilisée par Jaffe pour donner les valeurs du rayon carré étrange qui, rappelons-le, caractérise la distance moyenne entre quarks s et $\overline{s}$. Nous allons présenter les résultats des prédictions du rayon carré étrange et du moment magnétique porté par les quarks étranges, μ_s. Pour passer d'une convention à l'autre,

[1] L'annexe B constitue une introduction à la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit cette interaction.

il suffit alors d'utiliser les formules 2.60 dans la mesure où les valeurs de ρ_s ou μ_s sont également données. Nous allons également présenter les idées sur lesquelles reposent les principaux modèles. Pour plus d'informations, les références [92, 93] passent en revue les différents modèles théoriques.

2.4.2 Prédictions théoriques

2.4.2.1 QCD sur réseau

La méthode de QCD sur réseau est une simulation numérique de l'interaction forte fondée sur les principes fondamentaux de QCD qui ont été décrits dans le paragraphe B.2. Les degrés de liberté considérés sont les quarks et le champ gluonique. Les seules données qui sont introduites dans cette approche sont les masses des quarks et la constante de couplage α_s. Les calculs sont menés sur un réseau quadri-dimensionnel d'espace-temps de paramètre de maille a dont la valeur est de l'ordre de quelques centièmes de fermi et dont le nombre de mailles par dimension est de l'ordre de quelques dizaines. La valeur finie de a introduit une coupure ultra-violette en énergie de l'ordre de $1/a$ qui élimine toute divergence. Les grandeurs physiques sont alors obtenues dans la limite $a \to 0$. L'intérêt principal de QCD sur réseau est de faire des prédictions dans le domaine non perturbatif. Les calculs pour des paramètres a inférieures à 0,01 fm ne sont pas menés pour des raisons de temps de calculs mais aussi car le domaine perturbatif est atteint.

Dans la pratique les calculs sont effectués non pas dans un réseau d'espace-temps Minkowskien mais Euclidien, c'est à dire que la variable temps est redéfinie de la manière suivante : $t_E = it_M$. La raison de cette modification est que le terme de phase faisant intervenir l'énergie devient un nombre réel :

$$e^{-iEt_M} \to e^{-Et_E} \tag{2.61}$$

Grâce à ce changement de variable, les outils utilisés par la physique statistique peuvent être employés. L'hamiltonien est alors remplacé par l'action, l'échelle d'énergie par l'unité d'action et le facteur de Boltzmann par le poids de Feymann [94] :

$$\begin{array}{ccc} \textit{Physique Statistique} & & \textit{QCD sur réseau} \\ \mathcal{H} & \to & S = \int \mathcal{L} dt \\ \beta = 1/kT & \to & 1/h \\ e^{-\mathcal{H}\beta} & \to & e^{-S/h} \end{array} \tag{2.62}$$

Pour extraire les grandeurs recherchées, les calculs de QCD sur réseau cherchent à déterminer la configuration de quarks et du champ gluonique la plus probable c'est à dire celle qui minimise l'action S.

La simplification majeure des calculs de QCD sur réseau est l'approximation dite "quenched" qui consiste à ne pas considérer la création de paires de quark-antiquark à partir des gluons ce qui nécessiterait une puissance de calcul bien plus importante. Nous avons vu que lorsque l'énergie d'interaction et donc la distance entre deux quarks est suffisamment grande, il y a création d'une paire quark-antiquark qui réduit le couplage entre les deux quarks initiaux. Or la taille des hadrons étant plus petite que 1 fm, ce phénomène n'est pas dominant. Cependant, une simulation est habituellement effectuée pour estimer

la déformation introduite par cette approximation. La constante de couplage "quenched" est alors ajustée à une échelle donnée de l'ordre de 0,5 fm. Suivant ces principes, QCD sur réseau permet entre autre de prédire la spectroscopie des hadrons avec succès [95].

L'approximation "quenched" ne permet pas d'étudier la contribution des quarks de la mer (comme les quarks étranges) à la structure du nucléon. Cependant ils peuvent être introduits dans les calculs par l'intermédiaire de boucles déconnectés (DI : Disconnected Insertion) [96]. Un exemple d'une telle boucle est donnée par la figure 2.6. Les quarks de la mer et de valence interagissent alors par l'intermédiaire du champ gluonique.

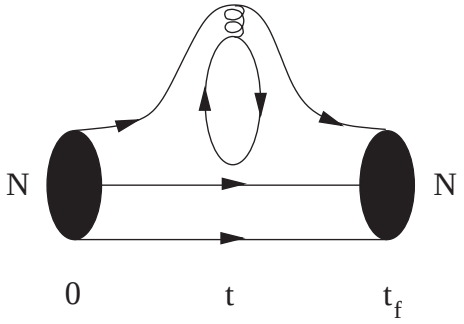


FIG. 2.6 – Exemples de diagramme impliquant une boucle de quark de la mer déconnecté (DI). L'axe horizontal représente l'axe du temps.

En suivant ce principe, Dong *et al.* ont obtenus les résultats suivants : $\mu^s = -0,36 \pm 0,20$ et $\langle r_s^2 \rangle^{Dirac} = -0,13 \pm 10$ fm^2 [105].

2.4.2.2 Modèles de "boucles"

L'idée sur laquelle reposent les modèles de "boucles" (ou Loop models) est analogue à celle qui explique la distribution interne en charge du neutron. Ce dernier est globalement neutre mais les mesures des facteurs de forme électromagnétiques ont montré que le rayon de charge du neutron n'est pas nul et vaut $\langle r_n^2 \rangle = -0,127\ fm^2$ [29]. Cette valeur est interprétée comme la présence d'un "nuage" de pions négatifs entourant un proton central. Par analogie, le proton, qui ne possède pas d'étrangeté, peut fluctuer en une paire $\Lambda(uds)-K(u\bar{s})$ et les bosons d'interaction (γ ou Z) peuvent alors se coupler à l'une ou l'autre de ces particules comme illustré par la figure 2.7.

Lors des calculs, l'existence de boucles $\Lambda-K$ introduit des divergences ultra-violettes (à haute énergie). Il est alors nécessaire d'introduire une coupure en énergie qui est généralement comprise entre 300 MeV et 1 GeV. Les résultats obtenus dépendent de la valeur de cette coupure ce qui introduit une incertitude théorique. De plus la contribution des mésons étranges plus massifs ($K^*(892)$, $K_1(1270)$, etc.) ainsi que les configurations possédant plus d'une boucle mésonique ne sont pas prises en compte. Musolf *et al.* ont montré que ces deux effets n'étaient pas négligeables [97]. Les modèles de "boucles" ne donnent donc qu'une approximation de la contribution des quarks étranges.

Certains résultats issus de cette approche sont reportés dans le tableau 2.6. La dispersion des résultats provient du fait que l'importance des configurations $\Lambda - K$ dans la fonction d'onde du nucléon est donnée par différents modèles nucléaires. Cependant

l'ordre de grandeur ($10^{-2} fm$) et le signe du rayon carré étrange sont communs à tous les modèles. Le signe négatif de $\langle r_s^2 \rangle^{Dirac}$ s'explique par le fait que le méson K, qui emporte le quark $\overline{s}$, se situe en périphérie car il est plus léger que le baryon Λ. L'intérêt de ce genre de modèle réside dans le fait qu'elle offre une image intuitive de la contribution des quarks étranges.

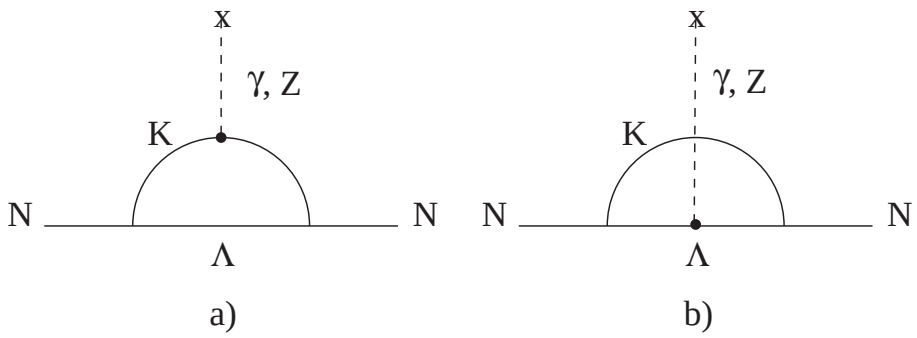


FIG. 2.7 – Exemples de diagramme pris en compte pour le calcul de l'étrangeté dans le cadre des modèles dits de "loop".

2.4.2.3 Modèles de dominance des mésons vecteurs (VDM)

Une autre approche, pour la première fois utilisée dans ce contexte par Jaffe [91], s'appuie sur le modèle de dominance des mésons vecteurs (ou Vector Dominance Model en anglais). Cette approche trouve son origine dans le fait que les facteurs de forme électromagnétiques isoscalaires ($F_{1,2}^{T=0} = (F_{1,2}^{\gamma,p} + F_{1,2}^{\gamma,n})/2$) possèdent une contribution importante de la part du méson ϕ. Höler *et al.* ont alors ajusté les données expérimentales par la somme de trois termes de type résonnant associés aux mésons vecteurs isoscalaires [106] :

$$F_i^{T=0}(q^2) = \frac{A_i^{\omega} m_{\omega}}{m_{\omega}^2 - q^2} + \frac{A_i^{\phi} m_{\phi}}{m_{\phi}^2 - q^2} + \frac{A_i^{V} m_V}{m_V^2 - q^2} \tag{2.63}$$

avec $i = 1$, 2, m_k et A_i^k les masses et les constantes de couplage au nucléon des mésons vecteurs. Les particules ω et ϕ sont les mésons vecteurs les plus légers. Le troisième terme correspond à la contribution des autres particules de masse plus élevée qui est nécessaire pour reproduire la forme dipôlaire des facteurs de forme. L'expression des facteurs de forme donnée par l'équation 2.63 est du type résonnant dont les pôles sont les masses m_{ω}, m_{ϕ} et m_V. C'est pour cette raison que l'on parle également de modèle de pôle. La contribution des mésons vecteurs est modélisée par la matérialisation d'un photon ou d'un boson Z en une telle particule qui interagit alors avec le nucléon (cf. figure 2.8).

Les mésons ω et ϕ ne sont pas des états propres de $SU(3)_{saveur}$ que sont $|\omega_0\rangle = (|u\overline{u}\rangle + |d\overline{d}\rangle)/\sqrt{2}$ et $|\phi_0\rangle = |s\overline{s}\rangle$. Les relations entre les mésons ω et ϕ et les états propres de $SU(3)_{saveur}$ sont :

$$\begin{aligned} |\omega\rangle &= \cos\epsilon|\omega_0\rangle - \sin\epsilon|\phi_0\rangle \\ |\phi\rangle &= \sin\epsilon|\omega_0\rangle + \cos\epsilon|\phi_0\rangle \end{aligned} \tag{2.64}$$

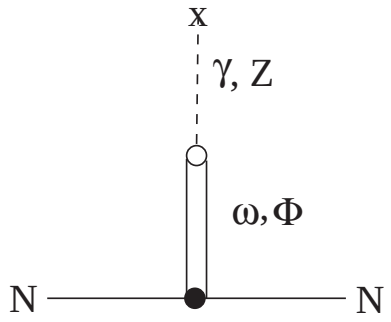


FIG. 2.8 – Diagramme illustrant la contribution des mésons vecteurs ω et ϕ aux contributions des quarks étranges.

avec le paramètre de mélange $\epsilon = 0,053$ [107]. Etant donné la faiblesse de l'angle de mélange ϵ, le méson ϕ est alors responsable en grande partie de l'étrangeté dans le nucléon. Les contributions des quarks étranges peuvent également s'écrire sous la forme :

$$F_i^s(q^2) = \frac{B_i^\omega m_\omega}{m_\omega^2 - q^2} + \frac{B_i^\phi m_\phi}{m_\phi^2 - q^2} + \frac{B_i^V m_V}{m_V^2 - q^2} \tag{2.65}$$

avec B_i^k les constantes de couplage aux quarks étranges des mésons ω, ϕ et V. Pour pouvoir déterminer complètement les paramètres B_i^k, il est nécessaire d'émettre des hypothèses qui portent sur le comportement asymptotique de F_1^s et F_2^s. Dans l'approche originale de Jaffe [91], le comportement asymptotique de F_1^s et F_2^s est supposé être égal à zéro. Les résultats qu'il obtient sont $\langle r_s^2 \rangle^{Dirac} = 0,16 \pm 0,06\ fm^2$ et $\mu_s = -0,31 \pm 0,09\ \mu_N$ [91]. Hammer *et al.* ont utilisé le comportement asymptotique prédit par QCD dans le régime perturbatif ($q^2 \to \infty$) et ont obtenus $\langle r_s^2 \rangle^{Dirac} = 0,21 \pm 0,03\ fm^2$ et $\mu_s = -0,24 \pm 0,03\ \mu_N$ [102], résultats compatibles avec ceux de Jaffe. Les modèles de pôle extraient des grandeurs à basse énergie (μ_s et $\langle r_s^2 \rangle$) qui doivent a priori être indépendants du comportement asymptotique des contributions des quarks étranges. Forkel a montré que cette hypothèse n'était pas vérifiée [103]. Tout d'abord il a effectué la même analyse qu'Höler *et al.* en utilisant les données actualisées des facteurs de forme du nucléon. Ensuite il a extrait μ_s et $\langle r_s^2 \rangle$ en supposant que les contributions des quarks étranges $F_{1,2}^s$ s'écrivent comme la somme de 3, 4 et 6 pôles (les pôles additionnels possèdant des masses plus grandes que celle des mésons ω et ϕ). Les résultats qu'il a obtenus, reportés dans le tableau 2.6, montrent alors que les grandeurs à basse énergie dépendent du comportement asymptotique des facteurs de forme.

Les modèles de pôle sont donc indépendants des modèles nucléaires mais souffrent d'une incertitude liée au traitement du comportement asymptotique de F_1^s et F_2^s. En comparaison avec les modèles de boucle, l'amplitude du rayon carré étrange est d'un ordre de grandeur supérieur mais surtout de signe opposé.

2.4.2.4 Dépendance avec le moment transféré

Au delà de chercher à prédire les propriétés statiques ($Q^2 = 0$) des quarks étranges dans le nucléon (μ_s et $\langle r_s^2 \rangle$), les trois modèles présentés précédemment permettent également d'estimer la variation des contributions F_1^s et F_2^s en fonction du quadri-moment

Modèle	ρ_s	μ_s (en μ_N)	$\langle r_s^2 \rangle^{Dirac}$ (en fm^2)	référence
	0,17	-0,0260	-0,0097	[98]
	0,15	-0,0324	-0,0077	[98]
"Loop"	0,45 ± 0,04	-0,35 ± 0,05	-0,006 ± 0,001	[99]
	0,326	-0,125	-0,013	[100]
	0,568	0,035	-0,04	[101]
	0,62	-0,09	-0,035	[93]
	-2,1 ± 1,0	-0,31 ± 0,09	0,16 ± 0,06	[91]
	-2,9 ± 0,5	-0,24 ± 0,03	0,21 ± 0,03	[102]
Pôle	-3,0	-0,26	0,22	(3 pôles) [103]
(VDM)	-2,5 ± 0,45	-0,22 ± 0,04	0,19 ± 0,04	(4 pôles) [103]
	-2,1 ± 0,90	-0,19 ± 0,08	0,15 ± 0,07	(6 pôles) [103]
"Loop" + Pôle	0,641 ± 0,038	-0,274 ± 0,016	-0,0243 ± 0,0002	[104]
QCD sur réseau	1,66 ± 0,90	-0,36 ± 0,20	-0,13 ± 0,10	[105]

TAB. 2.6 – Prédictions des grandeurs ρ_s, μ_s et $\langle r_s^2 \rangle^{Dirac}$ pour différents modèles théoriques.

transféré. Les modèles de boucle et de pôle font intervenir dans leur calcul la valeur de Q^2 associée au boson intermédiaire échangé (photon ou Z). La figure 2.9 montre l'évolution de ces contributions en fonction de Q^2 dans le cadre du modèle de boucle de Ito [100] pour différentes valeurs de la coupure en énergie qui doit être introduite pour éliminer les divergences ultra-violettes. La figure 2.10 montre les résultats obtenus par Forkel [103] à l'aide d'un modèle de pôle dans les cas où les ajustements prennent en compte 3, 4 ou 6 pôles.

Les expériences mesurent les contributions des quarks étranges au nucléon pour des valeurs non nulles du quadri-moment transféré. L'existence de prédictions théoriques sur l'évolution de ces contributions permet de confronter directement expérience et théorie et de contraindre les modèles. L'intérêt d'effectuer des mesures sur un large domaine en moment transféré ne réside pas uniquement dans la confrontation avec les modèles. Elles permettent également à obtenir les distributions spatiales associées aux quarks étranges car $G_E^s(Q^2)$ et $G_M^s(Q^2)$ sont reliés aux transformées de Fourier de ces distributions. La liste des prédictions théoriques concernant les contributions des quarks étranges aux facteurs de forme vectoriels $F_{1,2}^s$ ou $G_{E,M}^s$ présentée dans cette thèse n'est pas exhaustive. Elle permet toutefois de mettre en évidence la nécessité d'effectuer des mesures pour extraire ces grandeurs.

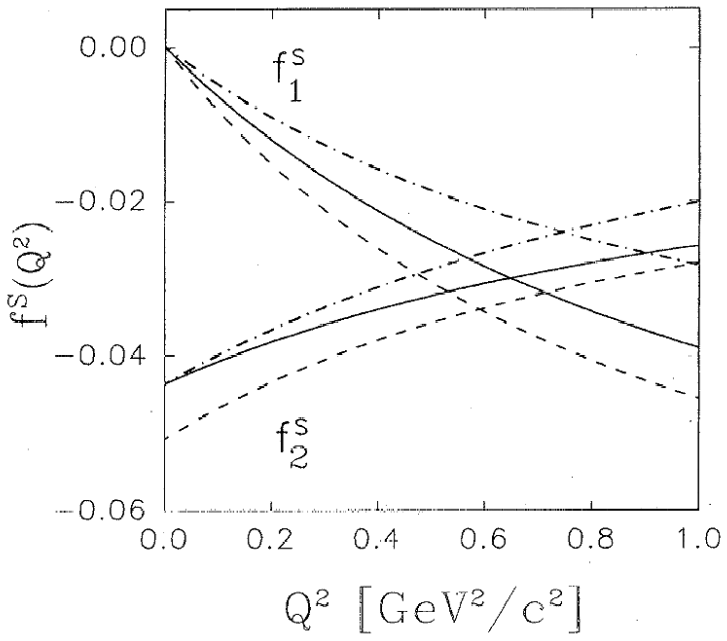


FIG. 2.9 – Evolution des contributions des quarks étranges, F_1^s et F_2^s, en fonction du quadri-moment transféré Q^2 d'après le modèle de boucle décrit dans la référence [100]. Les lignes pleines correspondent à une coupure en énergie de 1 GeV, les lignes tiretées à une coupure de 0,8 GeV. Les lignes tiretées-pointillées prennent en compte l'évolution en Q^2 des facteurs de forme des mésons.

2.4.2.5 Facteur de forme axial

Nous avons exprimé le facteur de forme axial en diffusion électron-nucléon de la manière suivante (éq. 2.32) :

$$G_A^{e,N} = -2T_3(1 + R_A^{T=1})G_A + R_A^{T=0} + (1 + R_A^{(0)})G_A^s \tag{2.66}$$

Le facteur de forme G_A, mesuré en diffusion neutrino-nucléon, est ajusté suivant une forme dipôlaire avec un paramètre $M_A = 1,032 \pm 0.036\ GeV/c$ [81] :

$$G_A(Q^2) = \frac{g_A}{(1 + Q^2/M_A^2)^2} \tag{2.67}$$

Ce facteur de forme est normalisé à partir de la constante de désintégration β du neutron $G_A(0) = g_A = 1,2670 \pm 0,0035$. La contribution des quarks étranges au facteur de forme axial, G_A^s, est liée au spin porté par ces quarks : $G_A^s(0) = \Delta s = -0,09 \pm 0,05$. La dépendance de cette contribution avec le quadri-moment transféré est inconnue. Les expériences en diffusion de neutrinos ont permis d'apporter des contraintes sur cette dépendance. En choisissant une forme dipôlaire :

$$G_A^s(Q^2) = \frac{G_A^s(0)}{\left(1 + Q^2/M_A^{s\,2}\right)^2} \tag{2.68}$$

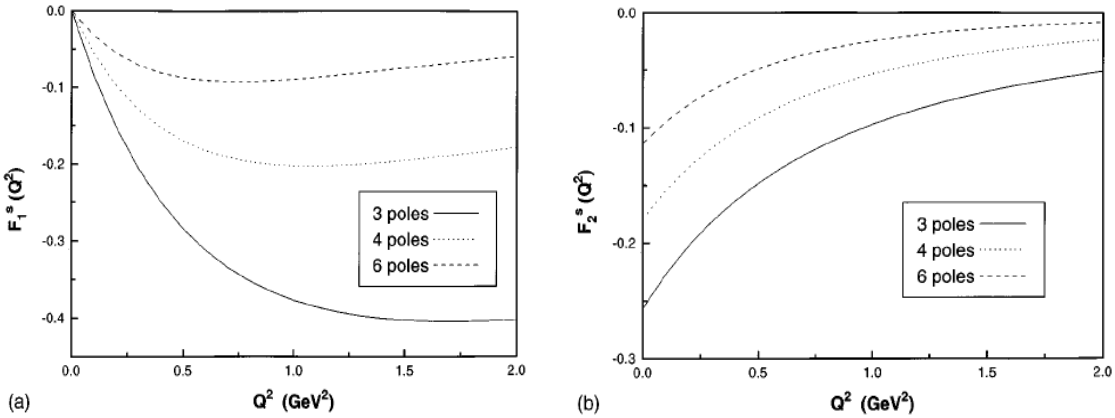


FIG. 2.10 – Résultats obtenus par Forkel [103] sur les contributions $F_1^s(Q^2)$ (figure a) et $F_2^s(Q^2)$ (figure b) pour différents nombres de pôles (3, 4 et 6).

la valeur de $G_A^s(0)$ et celle du paramètre M_A^s sont très corrélées ($-0,25 < G_A^s(0) < 0$ et $0,97\ GeV/c < M_A^s < 1,07 GeV/c$) [108]. La contribution des quarks étranges au facteur de forme axial est alors considérée constante ($G_A^s(Q^2) = \Delta s$) avec une erreur associée de 100%.

Les prédictions théoriques concernent essentiellement les corrections électro-faibles et notamment le facteur de forme anapolaire, $F_A(Q^2)$. Zhu *et al.* ont calculé les facteurs correctifs $R_A^{T=1}$ et $R_A^{T=0}$ en se fondant sur la théorie des perturbations chirales pour les baryons lourds (HBChPT) complétée par un modèle de pôles. La théorie HBChPT suppose que la symétrie $SU(3)_{saveur}$ est brisée par l'existence des masses des quarks ($m_u \approx 3\ MeV$, $m_u \approx 6\ MeV$ et $m_s \approx 120\ MeV$). Cette brisure de symétrie est caractérisée par une échelle d'énergie $\Lambda_\chi \sim 1\ GeV$. Les effets dus à la masse des quarks sont alors traités comme des perturbations et les calculs sont développés à un certain ordre en (m/Λ_χ). Cette théorie dépend de constantes à basse énergie qui sont partiellement déterminées expérimentalement ; les paramètres libres sont alors calculés à partir de modèles tels que VDM. Les résultats de Zhu *et al.* correspondent à un développement de HBChPT au deuxième ordre pour $Q^2 = 0$ incluant le facteur de forme axial [83] :

$$R_A^{T=1} = -0,41 \pm 0,24 \qquad R_A^{T=0} = -0,06 \pm 0,14 \tag{2.69}$$

Ces résultats ne sont valables que dans la limite statique et ne donnent pas la dépendance en moment transféré du facteur de forme axial. La variation du facteur de forme G_A en fonction de la valeur de Q^2 est connue à partir des mesures en diffusion de neutrinos mais la variation du facteur de forme anapôlaire, présent uniquement en diffusion d'électons, est très faiblement contrainte. Maekawa *et al.* ont effectué un calcul fondé sur la théorie des perturbations chirales développée au deuxième ordre [109]. La valeur des constantes à basse énergie non mesurables a été estimée par analyse dimensionnelle. Dans leur calcul, le facteur de forme anapôlaire a été décomposé en une partie isoscalaire et isovectorielle :

$$F_A^{T=0} \approx \left(R_A^{T=0}\right)_{anapolaire} \qquad F_A^{T=1} \approx \left(R_A^{T=1}\right)_{anapolaire} G_A \tag{2.70}$$

La figure 2.11 montre les résultats obtenus. La dépendance du facteur de forme anapôlaire dépend d'un paramètre r qui représente le rapport de deux constantes à basse énergie inconnues. L'analyse dimensionnelle conduit à une valeur $r = -1/3$ mais les auteurs ont vérifié la sensibilité de leurs résultats à ce paramètre en le faisant varier entre -2 et 2. La dépendance du facteur de forme anapôlaire vectoriel dépend de l'échelle d'énergie de renormalisation μ et du signe associé aux corrections de deuxième ordre. Les résultats de Maekawa *et al.* donnent uniquement la dépendance en moment transféré des contributions isoscalaire et isovectorielle au facteur de forme anapôlaire. La normalisation de ces deux contributions doit alors être déterminée par ailleurs.

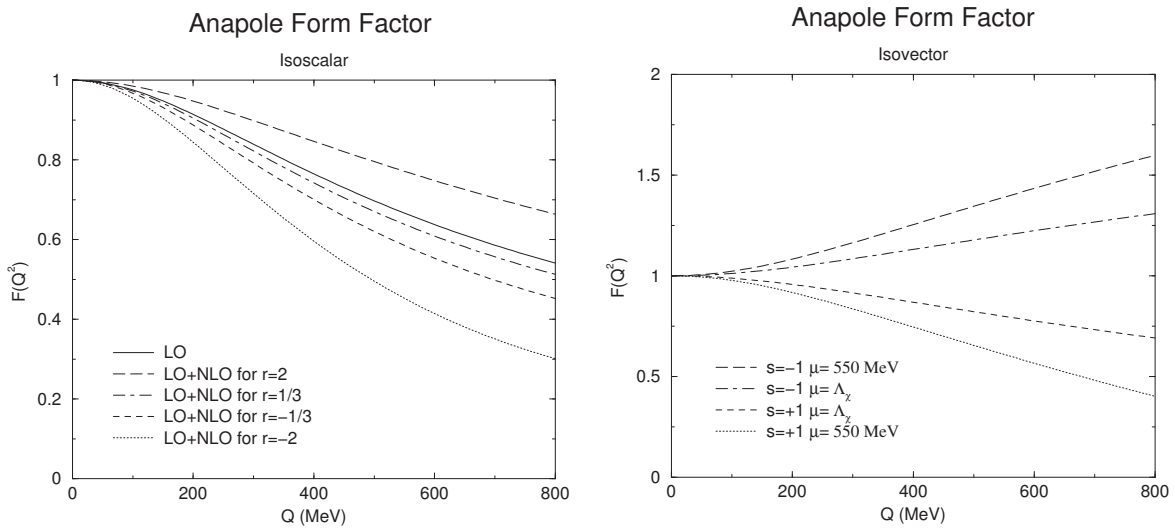


FIG. 2.11 – Evolution en fonction du moment transféré des facteurs de forme anapôlaire isoscalaire (figure de gauche) et isovecteur (figure de droite) [109].

La comparaison des résultats théoriques concernant les facteurs de forme faible du nucléon indique des désaccords importants sur les prédictions, par exemple entre les modèles de boucle et de pôles. De plus, le facteur de forme axial est faiblement contraint. Il est alors nécessaire de mesurer ces facteurs de forme pour lever les ambigüités théoriques et discriminer certains modèles.

2.5 Statut du programme expérimental

Les expériences qui vont être décrites dans ce paragraphe mesurent l'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons. Deux de ces expériences, SAMPLE et HAPPEX, ont publié leurs résultats sur les facteurs de forme faible et axial. Deux autres expériences, PVA4 et G^0, prennent des données et l'expérience HAPPEX2 (sur le proton et l'hélium) est approuvée et prévue dans les années à venir. Ces expériences vont être décrites et leurs résultats présentés dans la mesure du possible. L'expérience G^0 fera l'objet des chapitres suivants.

2.5.1 SAMPLE

L'expérience SAMPLE s'est déroulée au MIT-Bates (Massachusetts, USA) entre 1995 et 2002 [110, 90, 111, 8]. La mesure de l'asymétrie de violation de parité a été effectuée aux angles arrières ($130° < \theta_e < 170°$) ; l'expérience est surtout sensible aux facteurs de forme G_M^Z et G_A^e. La détection des électrons diffusés utilise un détecteur Čerenkov à air. Dix miroirs ellipsoïdaux entourant la ligne de faisceau focalisent la lumière produite par le passage des électrons sur dix photomultiplicateurs (PMTs), masqués de la vue directe de la cible. L'ensemble de détection est illustré sur la figure 2.12. L'asymétrie est obtenue à partir du courant issu des photomultiplicateurs pour chaque état d'hélicité des électrons.

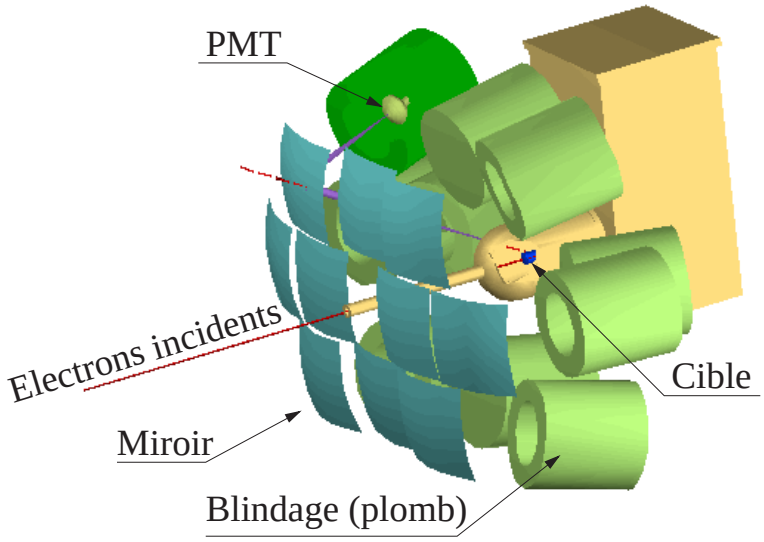


FIG. 2.12 – Montage expérimental utilisé par l'expérience SAMPLE.

L'expérience SAMPLE a été réalisée dans plusieurs configurations. La première asymétrie a été mesurée sur une cible d'hydrogène liquide avec un faisceau d'électrons polarisés de 200 MeV ce qui correspond, pour les angles de diffusion mesurés, à une valeur moyenne du quadri-moment transféré de $Q^2 = 0,091\ (GeV/c)^2$ [110]. La deuxième mesure a été effectuée dans la mêmes conditions cinématiques mais en diffusion électron-deuton [111]. La combinaison de ces deux mesures a permis l'extraction de G_M^s et de $G_A^{T=1}$. D'après les résultats obtenus, la contribution des quarks étranges à la distribution de magnétisation est faible tandis que les corrections radiatives au facteur de forme axial se sont avérées plus importantes que prévu (à 1,5 écart standard de la prédiction de Zhu *et al.* [83]). Ce résultat a engendré un important effort théorique mais a également motivé une troisième mesure effectuée sur le deutérium à plus basse valeur de moment transféré ($Q^2 = 0,39\ (GeV/c)^2$) [114]. Pour atteindre cette valeur de Q^2 en conservant le même appareillage, l'énergie du faisceau a été réduite à 125 MeV. Comme pour la première mesure sur le deutérium, l'asymétrie est principalement sensible à $G_A^{T=1}$.

Récemment, les données acquises pour les deux premières mesures de SAMPLE ont été réanalysées avec une amélioration de la modélisation des détecteurs, des corrections radiatives ainsi que la correction du facteur de dilution introduit par les pions neutres

[8]. Les nouvelles valeurs des asymétries mesurées sur le proton et le deuton pour $Q^2 = 0,091\ (GeV/c)^2$, exprimées en partie par million (ppm), sont [8, 114] :

$$A_p(Q^2 = 0,091) = -5,61 \pm 0,68 \pm 0,88\ ppm \quad A_d(Q^2 = 0,091) = -7,77 \pm 0,73 \pm 0,62\ ppm \tag{2.71}$$

où les deux erreurs associées à chaque mesure sont d'origine statistique et systématique. La combinaison de ces deux nouveaux résultats montre que les mesures sont maintenant en accord avec la prédiction de Zhu *et al.* (voir figure 2.13).

L'asymétrie mesurée sur le deutérium pour $Q^2 = 0,038\ (GeV/c)^2$ vaut [114] :

$$A_d(Q^2 = 0,038) = -3,51 \pm 0,57 \pm 0,58\ ppm \tag{2.72}$$

La figure 2.14 montre que les mesures sur le deutérium son en accord avec les prédictions théoriques. Elle permet également de se rendre compte que l'asymétrie en diffusion quasi-élastique sur le deutérium dépend peu de G_M^s (les zones grises correspondent à une variation de G_M^s de 0,6 μ_N). Les asymétries sur le proton et le deuton pour $Q^2 = 0,091\ (GeV/c)^2$ permettent d'extraire la contribution des quarks étranges qui demeure faible mais suggèrent une valeur positive de G_M^s alors que la plupart des modèles théoriques prédisent une valeur de μ_s d'environ -0,3 μ_N.

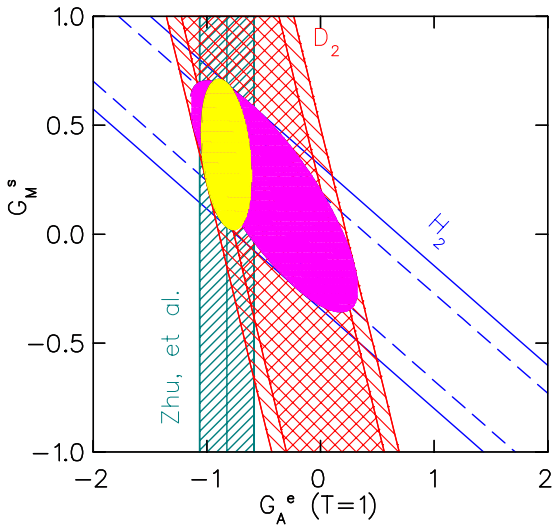


FIG. 2.13 – Résultats des deux premières mesures de l'expérience SAMPLE sur le proton (H_2) et sur le deuton (D_2). Le résultat de Zhu *et al.* sur le facteur de forme $G_A^{T=1}$ [83] est également représenté pour comparaison. La figure est extraite de la référence [8].

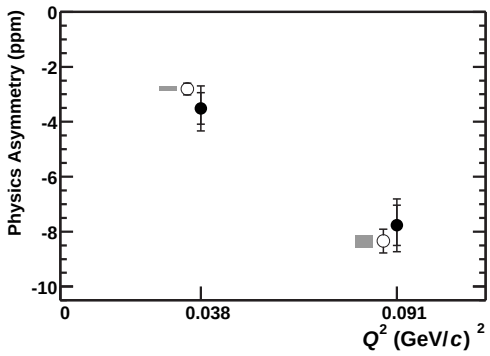


FIG. 2.14 – Résultats des deux mesures de l'expérience SAMPLE sur le deuton (points noirs). Les valeurs des asymétries théoriques avec les valeurs de G_A^e tirées de la référence [83] et une valeur de $G_M^s = 0,15\ \mu_N$ (cercles). Les zones grisées représentent la variation de l'asymétrie mesurée pour une modification de G_M^s de 0,6 μ_N. La figure est extraite de la référence [114].

2.5.2 HAPPEX

L'expérience HAPPEX (Hall A Proton Parity EXperiment) a eu lieu au Jefferson Laboratory (Virginie, USA) entre 1998 et 1999. Le but de cette expérience est de mesurer une combinaison linéaire des contributions G_E^s et G_M^s [115, 116] ce qui correspond à une mesure à petit angle de diffusion des électrons. L'accélerateur CEBAF fournit un faisceau polarisé à 75% d'électrons de 3,356 GeV envoyés sur une cible d'hydrogène liquide. Les électrons diffusés avec un angle de $12,3°$ sont détectés par les deux spectromètres de haute résolution (HRS) du Hall A[m]. Ces conditions cinématiques correspondent à une valeur de quadri-moment transféré de $Q^2 = 0,477\ (GeV/c)^2$.

Les spectromètres HRS permettent de séparer spatialement, au niveau de leur plan focal, les électrons issus d'une diffusion élastique des événements inélastiques (π^-, électrons issus d'une diffusion inélastique). Un détecteur Čerenkov couvrant la région correspondant uniquement aux événements élastiques est alors placé dans le plan focal, où la résolution des spectromètres est maximale. Ce détecteur est composé d'une succession de couches de plomb et de lucite couplée à un photomultiplicateur (PMT). Les électrons traversant ce détecteur déposent toute leur énergie et créent une gerbe électromagnétique dans le plomb produisant, dans la lucite, de la lumière Čerenkov détectée par le photomultiplicateur. Pour éviter de fausses asymétries dues à des dérives lentes des propriétés du faisceau (intensité, énergie, etc.), l'hélicité des électrons est changée pseudo-aléatoirement toutes les 33 ms. Le courant issu des PMTs est alors intégré pendant 32 ms et digitalisé (la milliseconde restante est réservée au renversement de l'hélicité et à la lecture des modules d'acquisition). Cette stratégie permet de mesurer des courants correspondant à des taux de comptage d'environ 50 MHz. La charge intégrée proportionnelle au nombre d'électrons permet de calculer l'asymétrie de diffusion électron-proton. L'asymétrie finale obtenue par cette expérience vaut [116] :

$$A(Q^2 = 0,477) = -15,05 \pm 0,98 \pm 0,56\ ppm \tag{2.73}$$

Bien que la contribution du facteur de forme axial soit cinématiquement fortement supprimée, l'asymétrie de violation de parité tient compte de la valeur de G_A^e estimée à partir des résultats de Zhu *et al.* [83]. Le facteur de forme axial contribue alors à l'asymétrie à la hauteur de $A_A = 0,56 \pm 0,23\ ppm$ [19]. De la valeur mesurée de l'asymétrie, la collaboration HAPPEX a publié la combinaison suivante des contributions des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon [116] :

$$G_E^s + 0,392 G_M^s = 0,025 \pm 0,020 \pm 0,014 \tag{2.74}$$

où la première erreur est la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques tandis que la deuxième erreur représente celle introduite par les facteurs de forme électromagnétique du nucléon (essentiellement l'erreur sur $G_E^{\gamma,n}$). Le résultat d'HAPPEX, illustré par la figure 2.15, est compatible avec une contribution nulle des quarks étranges mais ne permet pas de rejeter les cas où les valeurs de G_E^s et G_M^s seraient de signe opposé.

[m] L'utilisation des deux spectromètres permet de doubler la statistique de mesure.

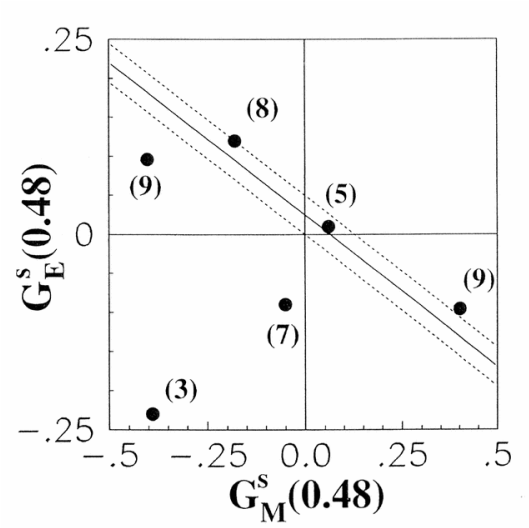


FIG. 2.15 – Valeur de G_E^s en fonction de celle de G_M^s pour $Q^2 = 0,477$ $(GeV/c)^2$ [116]. La bande délimitée par les lignes en pointillés représente le domaine issu de la mesure de HAPPEX. Les différents points représentent certaines prédictions théoriques.

2.5.3 HAPPEX2-^{4}He

Les expériences HAPPEX2 et ^{4}He se dérouleront au Jefferson Laboratory. HAPPEX2 [117] mesurera l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-proton pour la même valeur de moment transféré que SAMPLE ($Q^2 = 0,1$ $(GeV/c)^2$), mais aux angles avant, et permettra de mesurer une combinaison linéaire de G_E^s et G_M^s. La mesure repose sur le même principe que l'expérience HAPPEX. Cependant, pour une telle valeur de Q^2 et la même énergie de faisceau, les électrons sont diffusés à un angle de 6°. Ce domaine angulaire est inaccessible aux spectromètres du Hall A. La cible va alors être reculée de 80 cm pour permettre l'installation de deux éléments magnétiques, appelés septum, dont le rôle est de courber la trajectoire des électrons de 6,5° pour que l'angle d'incidence soit adapté aux spectromètres (12,5°) [117].

Une autre expérience utilisant le même appareillage est prévue à la même valeur de moment transféré mais en diffusion électron-^{4}He . Le noyau d'hélium étant une particule isoscalaire de spin nul, l'asymétrie est indépendante des facteurs de forme magnétiques et axial [118] :

$$A_{He} = \frac{G_F M_p \tau}{\sqrt{2}\pi\alpha}\left(4\sin^2\theta_W + \frac{G_E^s}{G_E^{\gamma,T=0}}\right) \tag{2.75}$$

avec $G_E^{\gamma,T=0} = G_E^{\gamma,p} + G_E^{\gamma,n}$ le facteur de forme électrique isoscalaire. La combinaison des expériences en hydrogène et ^{4}He permettra alors de séparer les contributions des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation. Cette séparation aurait pu être effectuée à l'aide des résultats de SAMPLE. Cependant, la précision attendue permettra d'atteindre une meilleure précision sur la séparation de ces contributions comme le montre la figure 2.16.

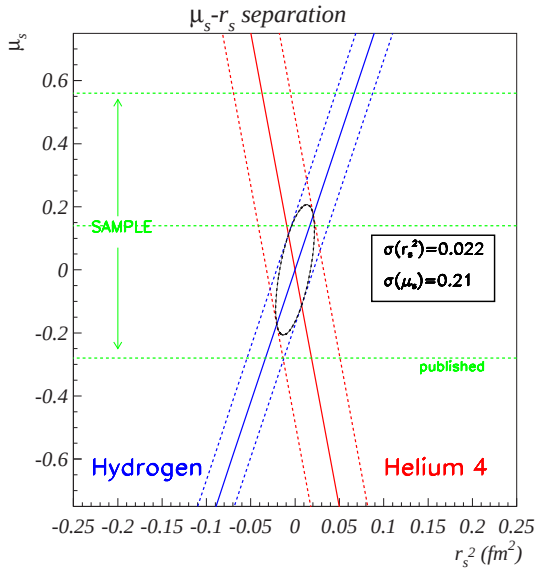


FIG. 2.16 – Domaines en μ_s et $\langle r_s^2 \rangle$ couverts par les expériences SAMPLE, HAPPEX2 (Hydrogen) et ^{4}He. Les bandes correspondantes à ces deux dernières expériences correspondent uniquement à leur précision.

2.5.4 PVA4

L'expérience PVA4 se déroule actuellement auprès du microtron MAMI à Mayence (Allemagne) [119, 120]. L'objectif de cette expérience est de mesurer l'asymétrie de violation de parité de diffusion électron-proton aux angles avant pour une valeur de $Q^2 = 0,225\ (GeV/c)^2$ [119]. Pour effectuer cette mesure, l'accélérateur MAMI fournit un faisceau d'électrons polarisés à 80% d'une énergie de 854,3 MeV. L'ensemble de détection doit mesurer les électrons diffusés avec un angle compris entre 30° et 40°. Dans ces conditions cinématiques, la mesure d'asymétrie permet d'extraire la combinaison linéaire suivante :

$$G_E^s + 0,22 G_M^s \tag{2.76}$$

L'expérience utilise une cible d'hydrogène liquide. Les électrons diffusés sont détectés par un ensemble de 1022 cristaux scintillants de PbF_2 disposés en couronne autour de l'axe du faisceau (voir schéma 2.17). Une particule chargée dépose dans un cristal de l'énergie qui est convertie par scintillation en lumière, détectée par le PMT associé. La charge ainsi produite par le PMT est sommée avec celle des huit PMTs voisins[n] et digitalisée. Pour chaque PMT et chaque état d'hélicité des électrons, un spectre de charge est créé ce qui permet de ne sélectionner, par des coupures sur la valeur de la charge, que les électrons qui ont diffusé élastiquement. L'exemple d'un tel spectre est donné par la figure 2.18. PVA4 est la première expérience à mesurer une asymétrie de violation de parité en effectuant une acquisition événement par événement.

PVA4 a pris des données de Novembre 2000 à Juin 2001 et en Avril 2002 avec la moitié des cristaux et des voies d'électronique opérationnels. Le résultat préliminaire de

[n] Un électron produit une gerbe d'une taille un peu plus supérieure à celle d'un cristal.

cette expérience est [119] :

$$A_{PV}(Q^2 = 0,225) = -7,3 \pm 0,5 \pm 0,8 \; ppm \tag{2.77}$$

où la première erreur est d'ordre statistique et la deuxième d'ordre systématique.

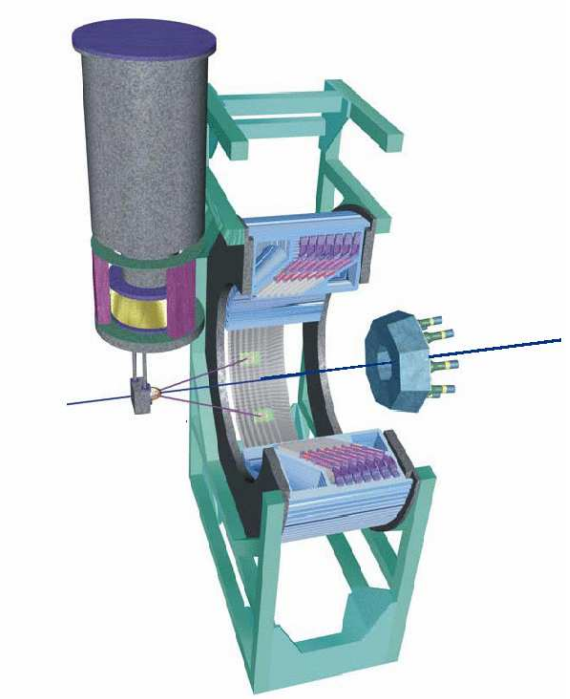


FIG. 2.17 – Vue schématique du détecteur de l'expérience PVA4 [119].

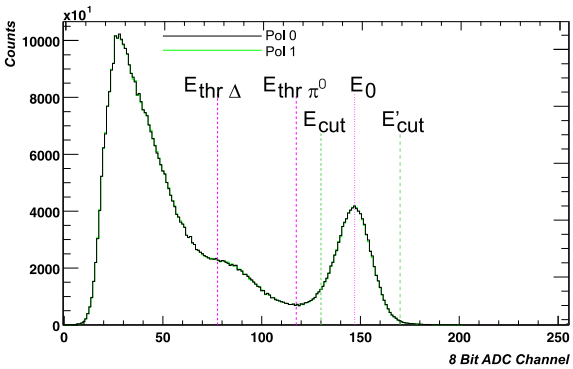


FIG. 2.18 – Exemple de spectre en énergie mesuré [119]. E_0 correspond à l'énergie moyenne déposée dans le détecteur par les électrons diffusés élastiquement.

La collaboration de PVA4 prévoit d'abord de compléter le détecteur et de réduire l'erreur sur la mesure actuelle. Par la suite, une mesure à $Q^2 = 0,1$ $(GeV/c)^2$ avec une énergie de faisceau de 570 MeV permettra de compléter la mesure de SAMPLE et de connaître G_E^s, G_M^s et G_A^e pour cette valeur de moment transféré. Il est enfin prévu de retourner l'ensemble du détecteur pour mesurer les asymétries aux angles arrière ($140° < \theta_e < 150°$) pour des valeurs de moment transféré égaux à $0,225$ et $0,48$ $(GeV/c)^2$ pour compléter les mesures aux angles avant de PVA4 et de HAPPEX.

Nous avons vu dans ce chapitre que la mesure de l'asymétrie de violation de parité permet, connaissant les facteurs de forme électromagnétique du nucléon, d'extraire la contribution des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon ainsi que le facteur de forme axial G_A^e. Les prédictions théoriques sur ces grandeurs sont très dispersées ce qui a stimulé la mesure simultanée de G_E^s, G_M^s et G_A^e. Un important programme expérimental est actuellement en cours dont les mesures s'étalent sur une grande gamme en moment transféré. Le tableau 2.7 récapitule l'ensemble des mesures des expériences de violation de parité. Le chapitre suivant décrit l'expérience G^0,

Expérience	Cible	$\theta_e(deg.)$	$Q^2(GeV/c)^2$	Combinaisons	Année
G^0	H	10,6	0,3	$G_E^s + 0,24\ G_M^s + 0,01\ G_A^e$	2004
	H	14,0	0,5	$G_E^s + 0,41\ G_M^s + 0,02\ G_A^e$	2004
	H	18,2	0,8	$G_E^s + 0,68\ G_M^s + 0,04\ G_A^e$	2004
	H	110	0,3	$G_E^s + 1,29\ G_M^s + 0,34\ G_A^e$	2005
	D	110	0,3	$G_E^s + 0,36\ G_M^s + 0,52\ G_A^e$	2005
	H	110	0,5	$G_E^s + 2,24\ G_M^s + 0,47\ G_A^e$	2005
	D	110	0,5	$G_E^s + 0,61\ G_M^s + 0,69\ G_A^e$	2005
	H	110	0,8	$G_E^s + 3,80\ G_M^s + 0,66\ G_A^e$	2006
	D	110	0,8	$G_E^s + 1,00\ G_M^s + 0,93\ G_A^e$	2006
SAMPLE (MIT-Bates)	H	146	0,091	$G_M^s + 0{,}44\ G_A^e$	1998
SAMPLE	D	146	0,091	$G_M^s + 2{,}16\ G_A^e$	1999
SAMPLE-2001	H	146	0,038	$G_M^s + 2{,}81\ G_A^e$	2001-02
HAPPEX (Jlab)	H	12,5	0,477	$G_E^s + 0{,}392\ G_M^s$	1998-99
HAPPEX2	H	6	0,1	$G_E^s + 0{,}08\ G_M^s$	2004
^{4}He (Jlab)	^{4}He	6	0,1	G_E^s	2004
PVA4 (Mayence)	H	35	0,225	$G_E^s + 0{,}22\ G_M^s$	2001-02

TAB. 2.7 – Synthèse des mesures du facteur de forme axial et des contributions des quarks étranges à la structure en charge et en magnétisation du nucléon.

qui sera la première à effectuer la séparation complète de G_E^s, G_M^s et G_A^e pour trois valeurs de moment transféré $Q^2 = 0,3,\ 0,5$ et $0,8\ (GeV/c)^2$. La figure 2.19 montre la précision attendue pour cette expérience qui permettra de confirmer ou d'exclure un certain nombre de modèles théoriques sur la contribution des quarks étranges aux distributions en charge et en magnétisation et au facteur de forme axial du nucléon.

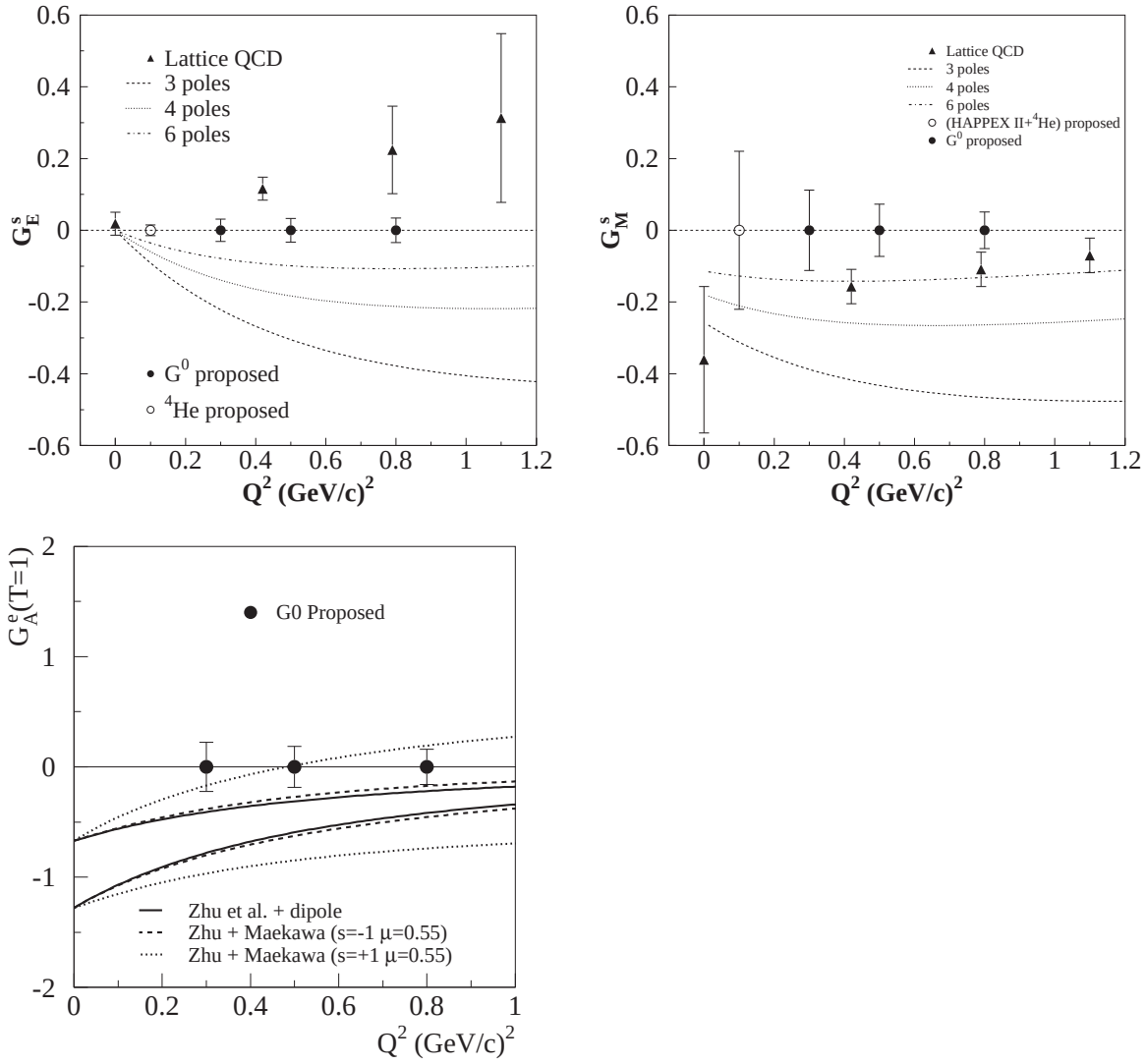


FIG. 2.19 – Comparaison des précisions attendues pour l'expérience G^0 avec les prédictions théoriques de QCD sur réseau [105] et du modèle de "boucle" de Forkel [103] sur G_E^s, G_M^s ainsi que la combinaison des résultats de Zhu [83] et Maekawa [109] sur $G_A^{T=1}$. Ces figures sont extraites de la référence [113].

Chapitre 3

Expérience G^0

Nous avons vu dans les chapitres précédents comment les résultats des expériences de violation de parité permettent d'extraire les contributions des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon. Nous présentons dans ce chapitre une de ces expériences, nommée G^0, qui a lieu au sein du laboratoire Thomas Jefferson (TJNAF ou JLab) situé en Virginie (USA). Elle se déroulera en deux étapes ; une première mesure "aux angles avant" déterminera l'asymétrie de la diffusion élastique électron-proton pour des angles électrons compris entre 6° et 22°, la deuxième mesure, "aux angle arrière", porte sur les asymétries de la diffusion électron-proton et quasi-élastique électron-deutérium à des angles de 110°. L'ensemble de ces mesures permettront pour la première fois d'effectuer la séparation complète des contributions G_E^s et G_M^s ainsi que du facteur de forme axial G_A^e et ce pour trois valeurs de quadri-moment transféré $Q^2 = 0,3,\ 0,5$ et $0,8$ $(GeV/c)^2$.

Après la présentation du principe général d'une expérience de violation de parité, l'expérience G^0 est décrite en commençant par la présentation de l'accélérateur CEBAF. L'expérience G^0 a nécessité la construction d'un appareillage très spécifique. Le fonctionnement des différents dispositifs utilisés par l'expérience G^0 (la source d'électrons polarisés, la cible et le spectromètre) est détaillé. Finalement le principe des mesures aux angles avant et arrière est présenté.

3.1 Principe général d'une expérience de violation de parité

Les expériences de violation de parité, qui ont pour but de mesurer des asymétries de taux de comptage en diffusion d'électrons polarisés, requièrent des contraintes très fortes au niveau du faisceau. Ces asymétries étant de l'ordre de $A_{PV} \sim 10^{-5}$, une précision sur la mesure de l'ordre du pour cent ($\Delta A_{PV} \sim 10^{-7}$) nécessite l'acquisition de l'ordre de 10^{14} événements. Pour cela, ces expériences doivent maximiser le taux de comptage des événements dans leur détecteur ce qui impose une forte luminosité, une grande acceptance et un faible temps mort. De plus les propriétés du faisceau telles que sa position ou son intensité peuvent dépendre de l'état d'hélicité des électrons et influer sur les taux de comptage introduisant ainsi de fausses asymétries. Comme A_{PV} est très petite, il faut minimiser et mesurer les asymétries du faisceau.

Pour répondre à ces contraintes, le montage typique d'une expérience de violation de parité est schématisé par la figure 3.1.

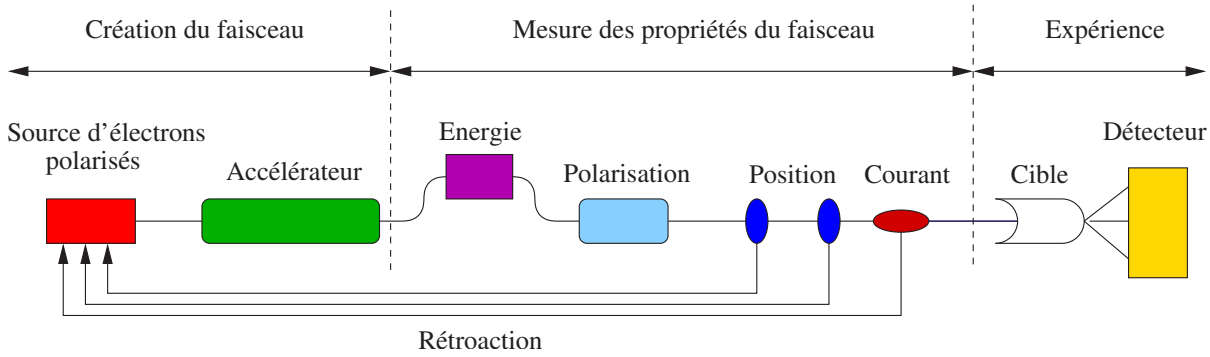


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'une expérience de violation de parité.

Chacun des éléments représentés dans cette figure doit être optimisé pour ce type de mesure. En premier lieu, la source doit délivrer des électrons avec une forte intensité et un taux de polarisation maximum. En pratique pour un état d'hélicité donné du faisceau, tous les électrons ne possèdent pas le bon état de spin. Le taux de polarisation, P_e, est alors défini pour chaque état d'hélicité voulu ($\pm$) de la manière suivante :

$$P_e^{\pm} = \frac{N_{\uparrow}^{\pm} - N_{\downarrow}^{\pm}}{N_{\uparrow}^{\pm} + N_{\downarrow}^{\pm}} \tag{3.1}$$

avec $N_{\uparrow}^{\pm}$ le nombre d'électrons ayant leur spin parallèle à leur impulsion (hélicité positive) et $N_{\downarrow}^{\pm}$ le nombre d'électrons ayant leur spin anti-parallèle à leur impulsion (hélicité négative). Pour chaque état d'hélicité, si tous les spins des électrons sont orientés dans la direction désirée, nous avons alors $P_e^{+} = +1$ et $P_e^{-} = -1$. L'asymétrie mesurée, A_m, s'exprime en fonction de la polarisation et de A_{PV} de la manière suivante [122] :

$$A_m = P_e \frac{A_{PV}}{1 + A_{P_e} A_{PV}} \approx P_e A_{PV} \tag{3.2}$$

avec $P_e = (|P_e^{+}| + |P_e^{-}|)/2$ le taux de polarisation moyen et A_{P_e} l'asymétrie des taux de polarisation :

$$A_{P_e} = \frac{|P_e^{+}| - |P_e^{-}|}{|P_e^{+}| + |P_e^{-}|} \tag{3.3}$$

La formule 3.2 montre la nécessité de maximiser P_e. Les sources actuelles permettent d'atteindre des taux de polarisation de l'ordre de 70 à 80%. Les électrons ainsi produits sont ensuite envoyés vers l'accélérateur qui leur fournit l'énergie désirée. L'intérêt d'atteindre une polarisation maximale réside dans la réduction de l'erreur sur la mesure de l'asymétrie de violation de parité. L'erreur statistique relative associée à la mesure d'une asymétrie de taux de comptage (A_m) vaut d'après l'équation D.17 :

$$\left(\frac{\Delta A_m}{A_m}\right)^2 = \frac{1 - A_m^2}{2N_{tot}A_m^2} \approx \frac{1}{2N_{tot}A_m^2} \tag{3.4}$$

avec N_{tot} le nombre total d'événements mesurés. Ce nombre s'exprime en fonction de différents paramètres associés à l'expérience de la manière suivante :

$$N_{tot} = \mathcal{L}t\frac{d\sigma}{d\Omega}\Delta\Omega = \rho\frac{I}{e}l_{cible}t\frac{d\sigma}{d\Omega}\Delta\Omega \tag{3.5}$$

avec $\mathcal{L}$ la luminosité, $\Delta\Omega$ l'acceptance angulaire du détecteur, ρ la densité de la cible et l_{cible} sa longueur, I l'intensité du faisceau, e la charge de l'électron et t le temps de mesure. En remplaçant N_{tot} dans la formule 3.4 et en utilisant l'équation 3.2, l'équation 3.4 s'écrit :

$$\left(\frac{\Delta A_{PV}}{A_{PV}}\right)^2 = \frac{1}{2P_e^2 A_{PV}^2 \rho\frac{I}{e}l_{cible}t\frac{d\sigma}{d\Omega}\Delta\Omega} \tag{3.6}$$

Cette relation permet alors de voir l'intérêt d'avoir une source d'électrons polarisés à 100% et de comprendre les choix effectués pour le cahier des charges d'une expérience de violation de parité : forte intensité, cible étendue (l_{cible}) et de grande densité (ρ), grande acceptance des détecteurs ($\Delta\Omega$).

Avant que le faisceau n'interagisse dans la cible, ses propriétés sont mesurées pour chaque état d'hélicité permettant d'estimer les erreurs systématiques qu'elles induisent. La première caractéristique à être mesurée est l'énergie du faisceau et la différence d'énergie entre les deux états d'hélicité. Deux techniques sont utilisées au TJNAF, l'une consiste à mesurer la déviation du faisceau par un champ magnétique normal à la trajectoire des électrons, l'autre à mesurer la cinématique de la diffusion élastique électron-proton. La mesure de la polarisation (P_e) doit être réalisée après tout élément magnétique susceptible de faire précesser le spin des électrons et donc d'introduire une erreur sur la valeur réelle de la polarisation au niveau de la cible. La position et l'intensité du faisceau sont mesurées au plus près de la cible pour estimer précisément ces grandeurs au niveau de la cible. La mesure de la position est effectuée en deux points ce qui permet de connaître l'angle d'incidence du faisceau dans la cible. Enfin dans le but de minimiser les variations en position et en intensité du faisceau, des systèmes de rétroaction sont mis en place permettant d'agir au niveau de la source.

Concernant l'appareillage expérimental, la cible doit avoir une densité importante pour maximiser la luminosité. Cela impose alors l'utilisation de cibles cryogéniques d'hydrogène, de deutérium en phase liquide ou d'hélium gazeux. En aval de la cible, des détecteurs dits de luminosité mesurent les particules qui ont été diffusées à petits angles. Les taux de comptage dans ces détecteurs sont directement proportionnels à la luminosité du faisceau et tiennent compte à la fois des variations d'intensité du faisceau et de densité de la cible. Ces données peuvent être utilisées pour corriger l'asymétrie mesurée de l'asymétrie de la luminosité :

$$A_m = \frac{N^+/\mathcal{L}^+ - N^-/\mathcal{L}^-}{N^+/\mathcal{L}^+ + N^-/\mathcal{L}^-} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = A_{PV} \tag{3.7}$$

avec $N^\pm$ le nombre d'événements et $\mathcal{L}^\pm$ la luminosité par état d'hélicité (ici, $P_e = 100\%$).

Le taux de comptage des particules doit être également maximal pour minimiser le temps de faisceau alloué à l'expérience ce qui impose des détecteurs de grande acceptance. Les détecteurs possèdent alors une symétrie cylindrique ce qui permet également de minimiser les fausses asymétries dues à la différence de position du faisceau entre les

deux états d'hélicité. L'expérience HAPPEX [116] est l'exception à cette règle mais l'utilisation de deux spectromètres disposés symétriquement par rapport au faisceau permet de réduire cette fausse asymétrie ($\delta A = 0,02 \pm 0,02$ ppm) [19]. Les taux de comptage sont habituellement de l'ordre de quelques MHz ce qui nécessite des détecteurs à réponse rapide (scintillateurs, détecteurs à effet Čerenkov). De plus pour atteindre de tels taux, une acquisition événement par événement est exclue car les taux de comptage sont limités à quelques kHz. Ainsi la mesure consiste à intégrer un signal ou bien à remplir des histogrammes.

Nous allons voir maintenant comment l'expérience G^0 répond à ces différentes contraintes et quelle stratégie a été mise en place pour extraire G_E^s, G_M^s et G_A^e.

3.2 Le laboratoire Thomas Jefferson

Situé à Newport News dans l'état de Virginie des Etats-Unis, le Thomas Jefferson laboratory est un laboratoire de recherche dont le domaine principal d'activité concerne l'étude de l'interaction forte dans le domaine non perturbatif de QCD (Q^2 de l'ordre de 1 $(GeV/c)^2$) [121]. Ce laboratoire possède un accélérateur d'électrons appelé CEBAF[a] dont le schéma est donné par la figure 3.2.

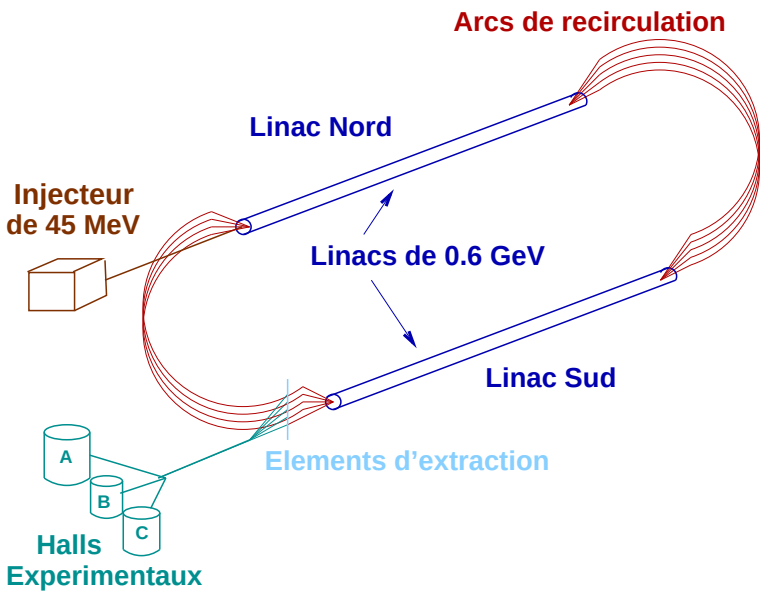


FIG. 3.2 – Schéma de l'accélérateur CEBAF. Figure fournie avec l'aimable autorisation d'Emilie Penel.

3.2.1 L'accélérateur CEBAF

Le rôle de l'accélérateur est de fournir simultanément à trois halls expérimentaux des faisceaux d'électrons avec des caractéristiques (énergie, intensité et polarisation) qui

[a]Continuous Electron Beam Accelerator Facility

peuvent différer. Dans l'état actuel de fonctionnement de CEBAF, l'accélérateur produit un faisceau d'électrons polarisés d'énergie comprise entre 0,8 et 6 GeV et atteignant une intensité moyenne de 200 μA. Les paquets d'électrons destinés aux différents halls (notés A, B et C) se succèdent dans l'accélérateur avec une fréquence de 1497 MHz ce qui implique l'envoie des électrons dans chacun des halls toutes les 2 ns (499 MHz) comme le montre la figure 3.3. On considère que l'accélérateur possède un cycle utile de 100% (faisceau continu) bien que rigoureusement ce ne soit pas le cas. Cependant la résolution temporelle des instruments de mesure dans les halls, supérieure à la nanoseconde, entraîne que, du point de vue des expériences, il est impossible de résoudre deux paquets d'électrons consécutifs. Le faisceau paraît donc continu.

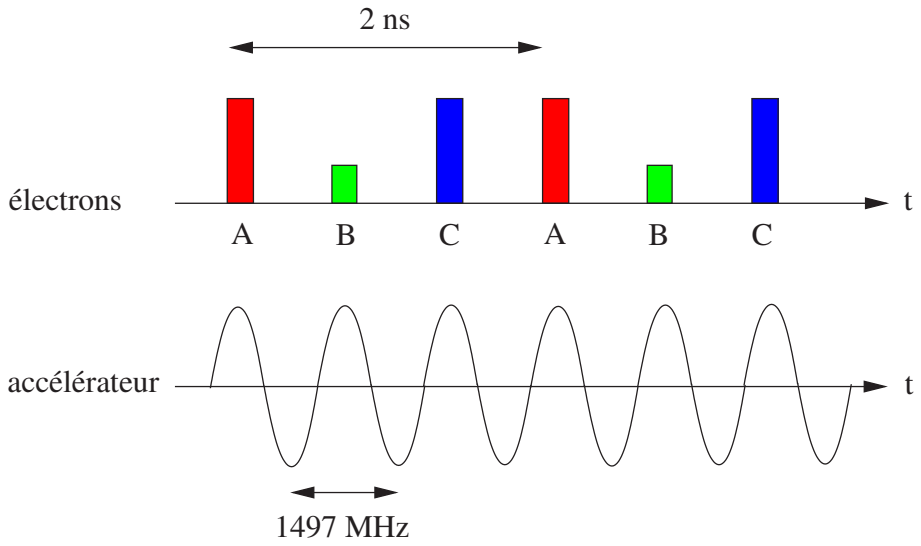


Fig. 3.3 – Figure du haut : succession des paquets d'électrons destinés aux différents halls expérimentaux. Figure du bas : fréquence de l'accélérateur.

L'accélérateur CEBAF est alimenté en électrons par un injecteur de 45 MeV avec une fréquence de 1497 MHz. Ces électrons sont accélérés par deux linacs (accélérateurs linéaires) qui leur fournissent par passage au maximum une énergie de 0,6 GeV chacun. Pour atteindre l'énergie souhaitée pour les expériences, ces électrons passent à plusieurs reprises dans les linacs grâce à des arcs de recirculation. Les électrons peuvent effectuer jusqu'à cinq tours ce qui correspond à une énergie maximale de 6 GeV. Les linacs sont composés chacun de 160 cavités accélératrices supraconductrices faites en Nobium pur. L'utilisation de la technologie supraconductrice permet une forte réduction des pertes par effet Joule à dissiper et donc un fonctionnement continu. A l'intérieur de ces cavités règne un champ électrique stationnaire et sinusoïdal d'une fréquence de 1497 MHz en phase avec celle de l'injecteur. Le champ accélérateur, subi par les électrons, est de 9,1 MeV/m. Les électrons circulent tous à la vitesse de la lumière. Ainsi les linacs peuvent "accélérer" des électrons d'énergie différentes sans avoir à ajuster la fréquence des cavités. Cependant les paquets d'électrons sont séparés par un champ magnétique horizontal pour être distribués dans les différents arcs de recirculation. Le champ magnétique règnant dans ces arcs est ajusté en fonction de l'énergie des électrons pour modifier leur trajectoire selon un rayon

de courbure unique. A la sortie des arcs un autre champ horizontal permet de regrouper les différents paquets avant qu'ils ne soient envoyés dans l'autre linac.

A la sortie du linac sud, des éléments magnétiques d'extraction permettent d'extraire avec une fréquence de 499 MHz les électrons des arcs de recirculation pour être envoyés vers les halls expérimentaux avec l'énergie désirée. Les électrons sont ensuite distribués successivement sur les différents halls par un "switchyard" possédant une fréquence de 1497 MHz. L'expérience G^0, qui se situe dans le Hall C, nécessite des électrons d'une énergie de 3,045 GeV (pour la mesure aux angles avant). La puissance des linacs est alors réglée pour communiquer 500 MeV à chaque passage et les électrons effectuent alors trois tours avant d'être extraits et envoyés vers le Hall C.

3.2.2 Les Halls expérimentaux

L'accélérateur CEBAF délivre donc un faisceau d'électrons à trois halls expérimentaux (A, B et C).

Le Hall A [123] est équipé de deux spectromètres de haute résolution (HRS). La partie magnétique de ces spectromètres est composée de trois quadripôles et d'un dipôle. Les détecteurs situés dans le plan focal du spectromètre sont formés de chambres à dérive pour la détermination de la direction des particules, de plans de scintillateurs, de détecteurs Čerenkov et de calorimètres électromagnétiques pour la mesure de l'impulsion des particules. L'un des spectromètres, appelé "bras hadron", possède en plus un polarimètre hadronique. Ces spectromètres très dispersifs permettent une mesure précise d'impulsion (résolution de 10^{-4} sur la gamme de 0,3 à 4 GeV/c). La mise en coïncidence des deux spectromètres HRS permet alors l'étude de processus du type (ee'p). Le domaine d'étude couvert par le Hall A est l'étude du nucléon (mesure des facteurs de forme du proton [4, 5], expérience de violation de parité [115, 116]), mais également l'étude des fonctions d'onde des noyaux légers comme par exemple la distribution en impulsion des protons dans l'^{3}He [124] dans laquelle notre groupe est impliqué.

Le Hall B [125] contient un détecteur 4π nommé CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer) qui est composé d'un aimant toroïdal central et d'un ensemble de scintillateurs, de chambres à fils, de détecteurs Čerenkov et de calorimètres électromagnétiques. Cet ensemble permet la détection en coïncidence de plusieurs particules (> 2). Pour éviter un taux d'événements fortuits trop important, l'intensité du faisceau y est limitée à quelques nano-Ampère. Les expériences peuvent utiliser le faisceau d'électrons mais également des photons réels de bremsstrahlung en plaçant un radiateur dans la ligne de faisceau. Cet appareillage permet l'étude de l'électroproduction et de la photoproduction de mésons ainsi que des résonances nucléoniques. L'utilisation du détecteur CLAS a permis récemment la découverte du pentaquark Θ^+ [126, 127].

Le Hall C [128] contient deux spectromètres : HMS (High Momentum Spectrometer) et SOS (Short Orbit Spectrometer). Le premier permet la détection de particules de grandes impulsions (jusqu'à 7,4 GeV/c) [129]. Le second est destiné à mesurer les particules de faible temps de vie comme le kaon [130]. En plus de ces spectromètres, le Hall C permet l'installation d'expériences qui nécessitent des appareillages spécifiques telles que l'expérience t_{20} qui a mesuré les facteurs de forme électromagnétiques du deuton [131]. L'appareillage de l'expérience G^0 se situe dans ce Hall.

3.3 La source d'électrons polarisés

Les expériences de violation de parité nécessitent un faisceau d'électrons de très bonne qualité qui en est l'élément clé [132]. Pour cette raison, nous allons mettre l'accent sur la description de la source d'électrons et sur le contrôle du faisceau. Cette partie s'appuie sur les références [19, 113, 133].

3.3.1 Principe d'une source d'électrons polarisés

La production d'électrons polarisés longitudinalement au TJNAF repose sur la photo-émission d'électrons d'un cristal d'Arséniure de Gallium contraint. Ce cristal semi-conducteur possède une structure en bande décrite schématiquement par la figure 3.4. Les électrons de la bande de conduction possède un moment angulaire nul ($l = 0$) ; la notation spectroscopique (L_J) de ce niveau d'énergie est $S_{1/2}$. Les bandes de valence sont composées de deux niveaux, $P_{3/2}$ et $P_{1/2}$ ($l = 1$). L'interaction spin-orbite lève la dégénérescence entre ces deux niveaux à la hauteur de $\Delta_{SO} = 0,34\ eV$ [134]. L'énergie de gap séparant la bande de conduction et le niveau $P_{3/2}$ de la bande de valence vaut $E_g = 1,52\ eV$ [134]. La dégénérescence entre les états $m = \pm 3/2$ et $m = \pm 1/2$ de la couche $P_{3/2}$ est levée par la brisure de la symétrie cubique du cristal d'AsGa causée par une contrainte uniaxiale [136, 137] qui introduit une différence d'énergie de δ (figure 3.4).

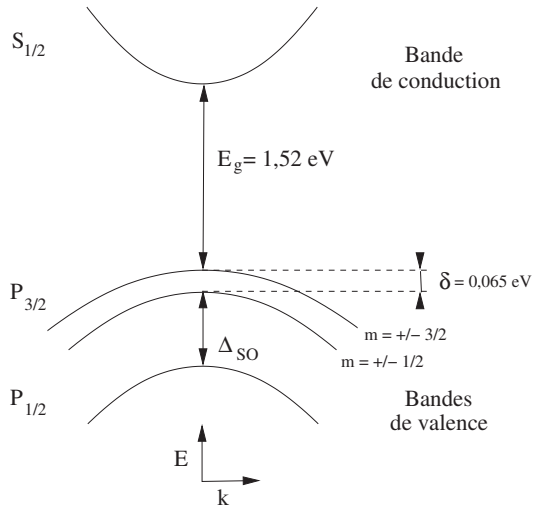


FIG. 3.4 – Représentation dans la zone de Brillouin des niveau électroniques $P_{1/2}$, $P_{3/2}$ et $S_{1/2}$ pour un cristal d'AsGA contraint. E_g est l'énergie de gap, Δ_{SO} l'énergie d'interaction spin-orbite et δ correspond à l'énergie introduite par la contrainte uniaxiale qui lève la dégénérescence des états $m = \pm 3/2$ et $m = \pm 1/2$ du niveau $P_{3/2}$.

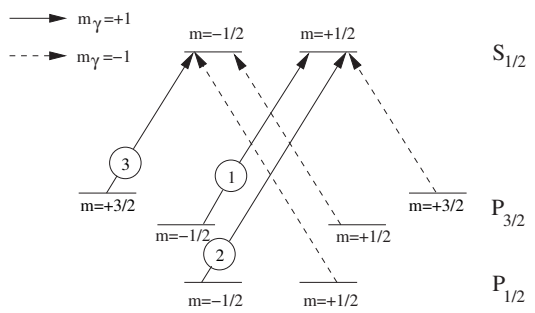


FIG. 3.5 – Représentation dans le cas d'un cristal d'AsGa contraint des différentes transitions électroniques possibles pour des photons polarisés circulairement.

Pour la source d'électrons de TJNAF, la levée de la dégénérescence des états $|m| = 3/2$ et $|m| = 1/2$ est créée en produisant le cristal d'AsGa sur un cristal d'AsGaP où une partie des atomes de Gallium sont remplacés par des atomes de phosphore. La présence de ces atomes de phosphore, qui ne possèdent pas le même nombre d'électrons de valence que le Gallium, brise la symétrie du cristal et crée alors au niveau de l'interface AsGaP-AsGa la contrainte uniaxiale nécessaire. La figure 3.6 montre la structure du cristal contraint. Le cristal d'AsGaP a été créé sur un substrat de GaAs et la proportion de phosphore est graduellement augmentée jusqu'à 28%. La partie active du cristal dans laquelle les photons interagissent est une couche d'AsGa de 100 nm d'épaisseur.

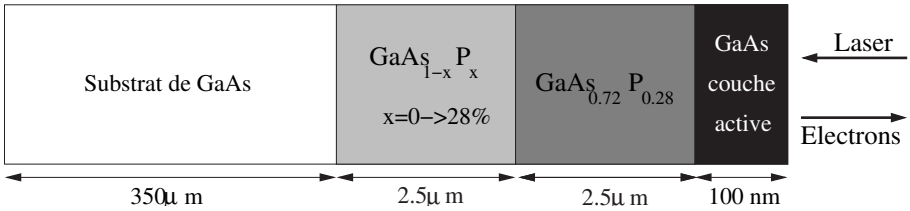


FIG. 3.6 – Schéma de la structure du cristal d'AsGa contraint. NB : l'échelle n'est pas respectée.

Le principe de cette source d'électrons consiste à peupler la bande de conduction à l'aide d'un faisceau laser polarisé circulairement ($m_\gamma = \pm 1$). La polarisation des photons incidents détermine alors par conservation du moment cinétique total la projection du spin des électrons situés dans la bande de conduction ($m_c = \pm 1/2$). La figure 3.5 montre l'ensemble des transitions possibles ($P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$ et $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$) suivant la polarisation des photons incidents ($m_\gamma = +1$: flèches continues, ou $m_\gamma = -1$: flèches discontinues). Les probabilités des différentes transitions pour $m_\gamma = +1$ sont reliées de la manière suivante [135] :

$$\frac{p\left(|3/2;-3/2\rangle \rightarrow |1/2;-1/2\rangle\right)}{p\left(|3/2;-1/2\rangle \rightarrow |1/2;+1/2\rangle\right)} = 3 \qquad \frac{p\left(|1/2;-1/2\rangle \rightarrow |1/2;+1/2\rangle\right)}{p\left(|3/2;-1/2\rangle \rightarrow |1/2;+1/2\rangle\right)} = 2 \tag{3.8}$$

Ces rapports de probabilités de transition sont reportés dans les cercles de la figure 3.5 et sont identiques dans le cas où $m_\gamma = -1$. D'après cette figure, on peut constater que, pour chaque état de polarisation des photons incidents, les deux états de spin des électrons dans la bande de valence ($m_c = \pm 1/2$) sont accessibles lorsque l'énergie des photons est supérieure à $E_g + \delta + \Delta_{SO}$. La polarisation du faisceau d'électrons est alors nulle :

$$m_\gamma = +1 \quad \Rightarrow \quad P_e = \frac{N_{-1/2} - N_{+1/2}}{N_{-1/2} + N_{+1/2}} = \frac{3-(2+1)}{3+(2+1)} = 0 \tag{3.9}$$

Pour obtenir un faisceau d'électrons polarisés à 100%, il faut par conséquent ajuster l'énergie des photons entre E_g et $E_g + \delta$ pour interdire les transitions du type $P_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$ et $P_{3/2}(|m| = +1/2) \rightarrow S_{1/2}$.

Pour une énergie des photons inférieure à $E_g + \delta$, les électrons dans la bande de conduction ($S_{1/2}$) possèdent une faible énergie cinétique comprise entre 0 et δ. A la surface du cristal, les électrons se heurtent à une barrière de potentiel de 4 eV, on parle

alors d'affinité électronique positive. Cette énergie doit être diminuée pour que tous les électrons se situant dans la bande de conduction puisse s'échapper du cristal. Le moyen le plus couramment utilisé pour abaisser cette barrière de potentiel consiste à effectuer un dépôt d'une monocouche de Césium à la surface. Ce métal, étant alcalin, peut céder ses électrons de valence au cristal d'AsGa ce qui diminue fortement le potentiel du vide. L'ajout d'Oxygène ou de Fluor dans la couche de Césium permet de diminuer encore ce potentiel jusqu'à devenir inférieur à l'énergie totale des électrons, on parle alors d'affinité électronique négative (NEA). La figure 3.7 montre les différents cas de figure qui viennent d'être présentés. Une différence de potentiel appliquée entre la surface du cristal et une anode permet d'extraire et d'accélérer les électrons dirigés ensuite vers l'injecteur.

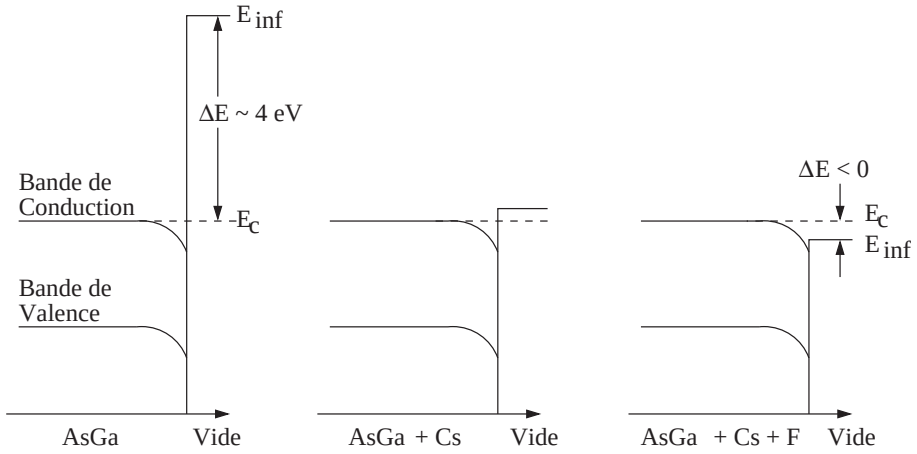


FIG. 3.7 – Variation de l'affinité électronique du cristal d'AsGa avec l'ajout d'une couche de Césium ou de fluorure de Césium.

Une source d'électrons est caractérisée par son taux de polarisation (P_e) mais également par son efficacité quantique (QE) qui correspond au nombre d'électrons produits sur le nombre de photons incidents. Le taux de polarisation atteint au TJNAF est de l'ordre de 80%. Cette valeur est différente de celle théorique de 100% en raison de la dépolarisation des électrons consécutive à leur interaction avec le cristal lors de leur trajet avant extraction [138]. Ainsi, plus le cristal d'AsGa est épais, plus le taux de polarisation du faisceau est faible. Par contre, l'efficacité quantique augmente avec l'épaisseur. Cependant, l'optimisation de cette caractéristique n'est pas critique. Le courant produit par la source vaut :

$$I(\mu A) = \frac{P(mW)\lambda(nm)QE(\%)}{124} \tag{3.10}$$

avec, dans le cas de la source du TJNAF, $\lambda \approx 800$ nm ce qui correspond à une énergie des photons de 1,55 eV, et P la puissance du laser. Pour une épaisseur de 100 nm, l'efficacité quantique est de l'ordre de 0,1%. Pour atteindre l'intensité souhaitée, il faut ajuster la puissance du laser pour compenser la faiblesse de l'efficacité quantique. Typiquement, pour une intensité moyenne de 100 μA, la puissance moyenne à fournir est de 155 mW. Ainsi, l'efficacité quantique du cristal n'est pas une grandeur critique pour obtenir des intensités de l'ordre de la centaine de micro-Ampère.

3.3.2 La source d'électrons du TJNAF

La source d'électrons polarisés du TJNAF repose sur les principes qui viennent d'être présentés. La figure 3.8 représente le schéma de fonctionnement de cette source. Pour chacun des Halls, les photons sont créés par un laser dont la fréquence de pulsation est de 499 MHz synchronisée avec l'accélérateur. Les impulsions de ces lasers se succèdent donc au niveau du cristal d'AsGa avec une période de 670 ps. Ce mode de fonctionnement permet d'ajuster l'intensité des faisceaux délivrés dans un hall indépendamment des autres. L'expérience G^0 requiert un faisceau d'électrons pulsé avec une période de 32 ns qui n'est pas habituelle au TJNAF. Un quatrième laser spécifique a alors été installé. La lumière des lasers est envoyée vers l'un des deux canons à électrons (notés Gun 1 & 2) où se trouvent les cristaux d'AsGa contraints. L'installation de deux canons permet de continuer à produire des électrons pendant les périodes de maintenance d'un des deux canons. Le miroir noté (a) sur la figure 3.8 est utilisé pour diriger les faisceaux laser vers le canon 2.

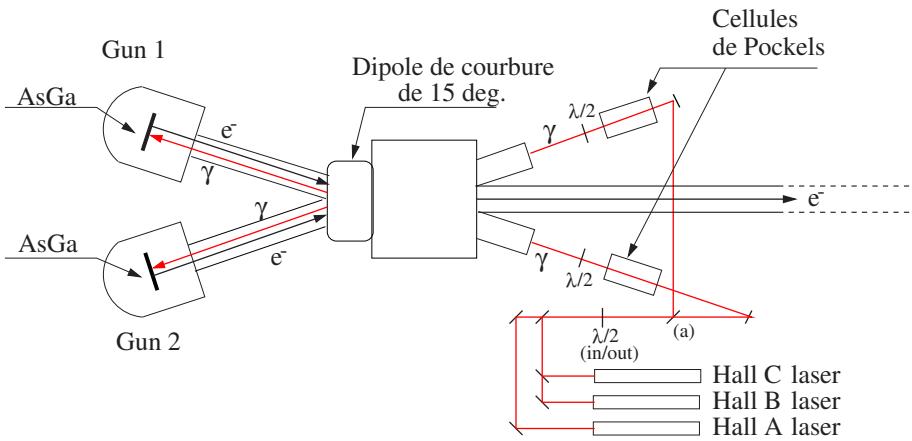


FIG. 3.8 – Schéma de principe de la source d'électrons utilisée au TJNAF.

La lumière produite par les lasers est polarisée linéairement. Pour obtenir un faisceau d'électrons polarisés, nous avons vu que la lumière doit être polarisée circulairement. Le changement de polarisation est assuré par une cellule de Pockels qui est un cristal biréfringent dont les indices optiques associés à deux directions orthogonales dépendent du champ électrique qui lui est appliqué. Au TJNAF, les cellules de Pockels sont des cristaux de KD^*P (KD_2PO_4). La différence des indices optiques introduit un déphasage entre les composantes de la polarisation des photons associées aux deux axes optiques du cristal. La valeur de ce déphasage dépend de la longueur d'onde de la lumière, λ et de la tension appliquée, V :

$$\varphi = P(\lambda)V \tag{3.11}$$

avec $P(\lambda)$ le coefficient de déphasage qui dépend également des propriétés optiques du cristal. La figure 3.9 illustre la manière d'obtenir une polarisation circulaire. La première étape consiste à orienter le cristal pour que la polarisation linéaire de la lumière provenant

du laser soit orientée à 45° des axes orthogonaux de la cellule de Pockels (notés X et Y) :

$$E_X = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos(\omega t) \qquad E_Y = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos(\omega t) \tag{3.12}$$

avec E_0 l'amplitude du champ électrique associé aux photons et ω la pulsation de la lumière. La cellule de Pockels introduit un déphasage de $\varphi = \pm\pi/2$ (la tension à appliquer est de $V = \pm$ 2600 kV) ce qui transforme la polarisation des photons en circulaire droite ($\varphi = +\pi/2$) ou gauche ($\varphi = -\pi/2$) :

$$E_X = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos(\omega t) \qquad E_Y = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\cos(\omega t \pm \pi/2) \tag{3.13}$$

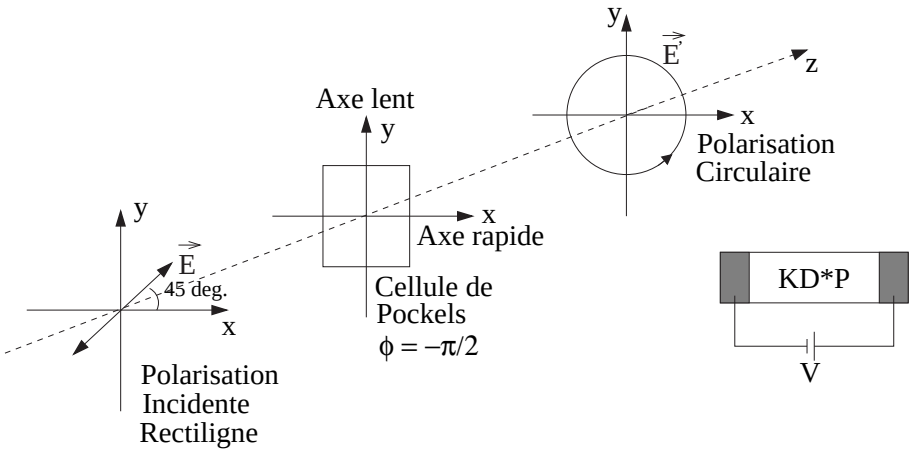


FIG. 3.9 – Modification de la polarisation de la lumière à l'aide d'une cellule de Pockels.

Les expériences de violation de parité cherchent à minimiser les différences de condition expérimentale entre les deux états d'hélicité des électrons. Ainsi l'utilisation d'une cellule de Pockels permet non seulement de polariser circulairement les photons mais également de renverser cette polarisation rapidement en inversant la polarité de la tension. La fréquence de renversement d'hélicité au TJNAF est de 30 Hz ; un intervalle de temps de 33 ms correspondant à un état d'hélicité est appelé macropulse (MPS). La succession des états d'hélicité (+ et −) s'effectue en choisissant, à l'aide d'un algorithme pseudo-aléatoire, l'une des deux configurations suivantes $+--+$ ou $-++-$, appelées quartets. L'organisation des hélicités en quartet et non en doublet, $+-$ ou $-+$, permet de s'affranchir des fausses asymétries introduites par les dérives lentes du faisceau. Par exemple la figure 3.10.a) montre une diminution de l'intensité en fonction du temps qui implique pour chaque doublet une intensité plus grande pour l'hélicité + que pour l'hélicité − introduisant alors une fausse asymétrie dans le cas de l'utilisation de doublets. A l'intérieur de chaque quartet la moyenne de l'intensité pour chaque état d'hélicité est la même ce qui élimine cette fausse asymétrie. Le caractère aléatoire des séquences d'hélicité permet de s'affranchir de toute sensibilité à des bruits liés à des fréquences supérieures 7,5 Hz (30 Hz/4) et notamment le réseau électrique. De plus, le signal d'hélicité fourni par l'accélérateur est enregistré avec un retard de huit MPS. En effet, un test effectué avec les cartes d'électronique française de G^0 a montré l'existence d'une fausse asymétrie pouvant atteindre jusqu'à 2 ppm en utilisant un signal d'hélicité non retardé [139].

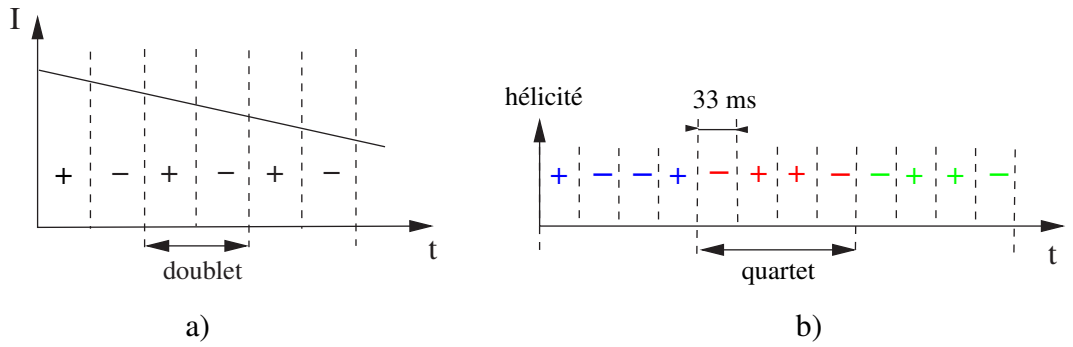


FIG. 3.10 – La figure a) illustre la génération d'une fausse asymétrie induite par une dérive lente de l'intensité du faisceau si les états d'hélicité se succèdent alternativement. La figure b) montre la succession aléatoire des états d'hélicité regroupés en quartets.

Une lame demi-onde, notée $\lambda/2$ (in/out) sur la figure 3.8, peut être insérée sur le trajet des photons avant la cellule de Pockels. Le rôle de cette lame est d'inverser la polarisation des photons et donc de l'hélicité des électrons. La polarisation du faisceau se trouve alors opposée par rapport au signal d'hélicité de l'accélérateur commandant la cellule de Pockels. Au cours des expériences de violation de parité, les mesures sont effectuées pendant quelques jours avec et sans cette lame alternativement. Les asymétries calculées doivent alors être de même amplitude dans les deux cas mais de signe opposé. Une différence d'amplitude signe alors la présence d'erreurs systématiques.

Le faisceau d'électrons polarisés, après avoir été produit, est défléchi par un dipôle avant d'être envoyé vers l'accélérateur (figure 3.8). De la source à la cible, la trajectoire des électrons est modifiée par l'utilisation de champs magnétiques qui ont également pour effet de modifier l'orientation du spin par précession. Pour compenser cette variation du spin, les électrons passent par un filtre de Wien [140] avant d'être injectés dans l'accélérateur. Cet instrument, initialement destiné à effectuer une séparation de masse des ions lourds, génère des champs magnétique et électrique statiques et orthogonaux. La figure 3.11 montre le schéma de principe d'un filtre de Wien. Le rôle des champs électrique et magnétique est de faire précesser le spin des électrons d'un angle θ. La valeur de ces champs est ajustée pour compenser la déviation de la trajectoire des électrons induite par le champ magnétique ($\vec{F} = q\vec{E} + q\vec{v}_\wedge\vec{B} = \vec{0}$). L'angle de déviation du spin vaut [141] :

$$\theta_{Wien} = \frac{e}{mc^2\gamma^2\beta}\int \vec{B}\cdot d\vec{l} \tag{3.14}$$

avec e et m la charge et la masse de l'électron, γ et β les facteurs de Lorentz. Les électrons possèdant une énergie cinétique de 100 keV ; les valeurs de γ et β sont de 1,196 et 0,548 respectivement. L'intégrale de champ le long du trajet des électrons jusqu'à la cible étant connue, l'angle de rotation du spin induit θ_{Acc} est alors prédictible et la valeur des champs du filtre peut être ajustée pour anticiper cette rotation : $\theta_{Wien} = -\theta_{Acc}$. Grâce à ce système, les électrons sont polarisés longitudinalement au niveau de la cible.

L'intensité des faisceaux d'électrons envoyés dans chaque hall expérimental est ajustée de façon indépendante. La manière de régler les trois intensités s'effectue de la manière suivante.

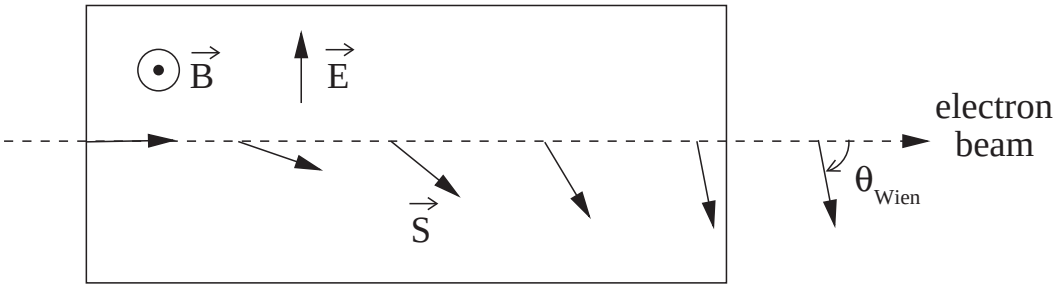


FIG. 3.11 – Schéma de principe d'un filtre de Wien.

Les paquets d'électrons sont séparés spatialement par une cavité radioféquence (appelée chopper) suivant trois directions séparées d'un angle de 120°. Chacun des faisceaux passe par un obturateur dont l'ouverture permet de laisser passer plus ou moins d'électrons et donc d'ajuster l'intensité du faisceau qui sera ensuite envoyé vers l'accélérateur. La figure 3.12 schématise ces obturateurs. Après leur passage, les paquets d'électrons sont regroupés par un deuxième "chopper" puis leur énergie est augmentée par des cavités supraconductrices jusqu'à 45 MeV avant d'être injectés dans l'accélérateur.

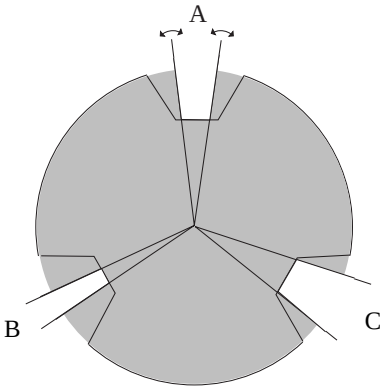


FIG. 3.12 – Schéma de principe de l'obturateur permettant le contrôle de l'intensité des faisceaux envoyés vers chaque hall expérimental.

3.4 Mesure des paramètres du faisceau

Après leur accélération, les paquets d'électrons sont distribués par le "Beam SwitchYard" (BSY) entre les différents halls. Une série d'instruments de mesures sont répartis le long de la ligne de faisceau entre le BSY et la cible. Nous allons décrire comment le courant, la position, l'énergie et la polarisation du faisceau sont mesurés. La figure 3.13 représente le schéma de la ligne de faisceau du Hall C pour les expériences standard et montre la répartition des différents appareils de mesure qui vont être présentés.

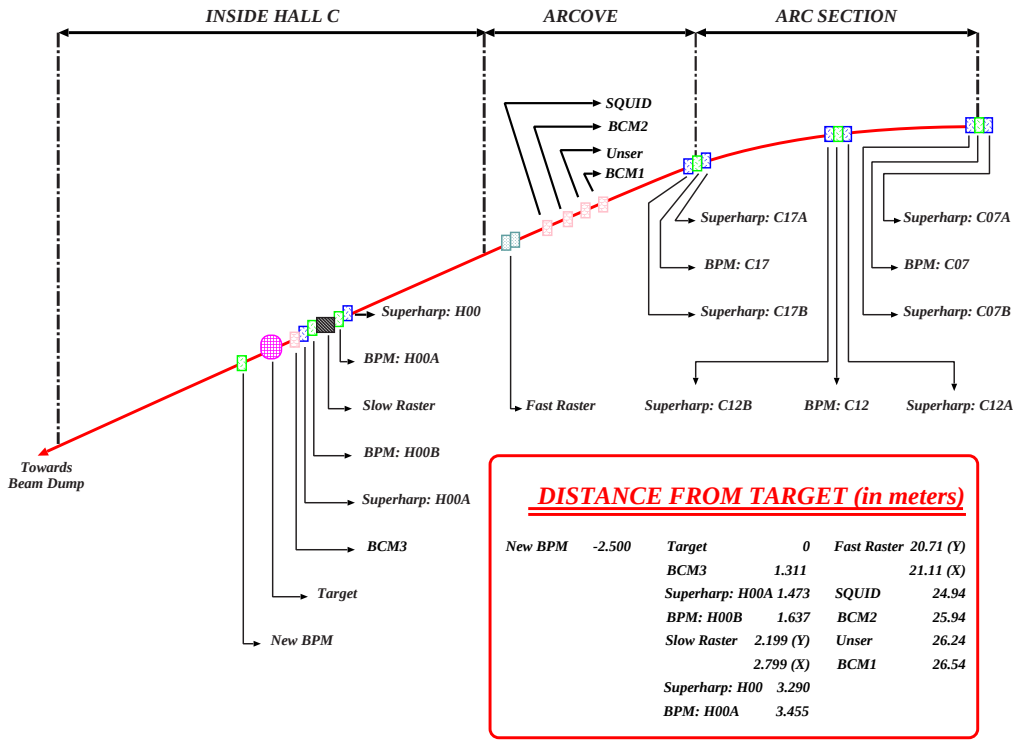


FIG. 3.13 – Schéma de la ligne de faisceau du Hall C.

3.4.1 Moniteurs de courant

Les dispositifs employés pour mesurer le courant du faisceau sont de deux types dont les utilisations sont complémentaires. Le premier type de moniteur de courant porte le nom de son inventeur K. B. Unser et repose sur le principe du transformateur de courant [142]. Le schéma de fonctionnement de cet appareil est représenté par la figure 3.14. Ce moniteur de courant est formé de deux bobines, constituées d'un tore en matériau paramagnétique, au centre desquelles passe le faisceau. Chaque bobine possède un enroulement primaire dans lequel circule un courant de fréquence 250 Hz et dont l'amplitude permet d'atteindre la saturation de l'aimantation de ces tores. Un deuxième enroulement permet de mesurer l'induction ainsi créée. Les courants primaires étant en opposition de phase, la somme des courants secondaires s'annule en l'absence de faisceau. Lorsque le faisceau passe au centre des tores, une aimantation supplémentaire est ajoutée décalant ainsi les courbes d'hystéresis de chaque tore ce qui entraîne une différence entre les courants secondaires. Un système de rétroaction introduit un courant par l'intermédiaire d'un fil parallèle au faisceau pour rétablir l'équilibre. La mesure de ce courant permet de connaître la valeur de l'intensité du faisceau.

Ce premier instrument permet de mesurer la valeur absolue du courant du faisceau mais présente plusieurs inconvénients. Tout d'abord, le signal est bruité et le système est très sensible à la température et au champ magnétique environnant (les moniteurs de courant Unser sont néanmoins blindés par du mu-métal). Le principal inconvénient est qu'il présente une dérive d'environ 1 μA/24 h. Cet appareil nécessite alors une calibration effectuée à l'aide d'un courant continu calibré toutes les semaines environ.

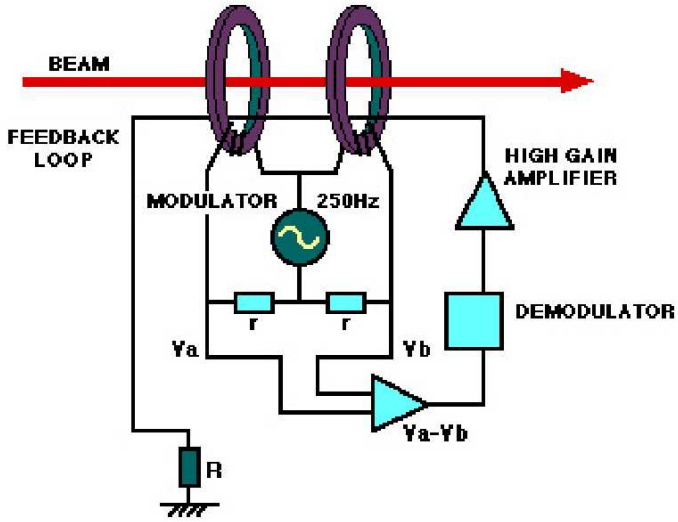


FIG. 3.14 – Schéma de fonctionnement d'un moniteur de courant Unser.

Le deuxième type de moniteur de courant utilisé est appelé BCM (Beam Current Monitor). Ces appareils sont des cavités résonnantes dont la forme et la taille déterminent leur sensibilité à des fréquences et des modes de résonance. Les BCMs utilisés au TJNAF sont construits pour être sensibles à des fréquences de 1497 MHz et au mode transerse TM_{010}. Lorsque le faisceau passe au centre d'un BCM, ce mode est excité et produit dans la cavité un champ magnétique qui est mesuré par une boucle dont le courant induit est proportionnel à l'intensité du faisceau [143]. Le fait que le mode transverse excité soit TM_{010} rend la mesure très peu sensible à la position du faisceau. Le principal avantage des BCMs par rapport au moniteur Unser est que leur signal est très faiblement bruité. La calibration des BCMs est effectuée avec plusieurs valeurs de l'intensité du faisceau qui sont déterminées grâce au moniteur Unser préalablement calibré.

3.4.2 Moniteurs de position

La position du faisceau est mesurée à deux endroits ce qui permet de connaître aussi l'angle d'incidence du faisceau. Deux genres d'appareils sont utilisés, les BPMs (Beam Position Monitors) et les superharps.

Le principe de fonctionnement des BPMs repose de nouveau sur des cavités résonnantes comme les BCMs mais à la différence que le mode transverse excité est TM_{101} ce qui rend cet instrument sensible à la position du faisceau et non à son intensité. A l'intérieur de la cavité, quatre antennes sont disposées parallèlement au faisceau et à 45° de l'horizontale et de la verticale (voir figure 3.15). Cette disposition des antennes a été choisie pour les mettre hors d'atteinte du rayonnement synchrotron. La position du faisceau est déduite du courant circulant dans les antennes, enregistré par des ADCs, de la manière suivante :

$$X'_{faisceau} = k_X \frac{X^+ - X^-}{X^+ + X^-} \qquad Y'_{faisceau} = k_Y \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-} \tag{3.15}$$

avec k_X et k_Y les coefficients de conversion de canal d'ADC en cm. La précision de cet appareil est de quelques centaines de μm [144]. La taille du faisceau est d'environ 100 μm mais il est nécessaire d'effectuer un balayage spatial à l'aide d'un "fast raster"[b] qui permet d'éviter une ébullition locale de la cible en raison de la puissance déposée par le faisceau (environ 250 W pour 20 cm d'Hydrogène liquide). Pour l'expérience G^0, le "fast raster" décrit uniformément un carré de 2 mm de coté. La fréquence de balayage est de l'ordre d'une dizaine de kHz alors que le courant des antennes est intégré pendant 30 ms. Ainsi les BPMs mesurent la position moyenne du faisceau.

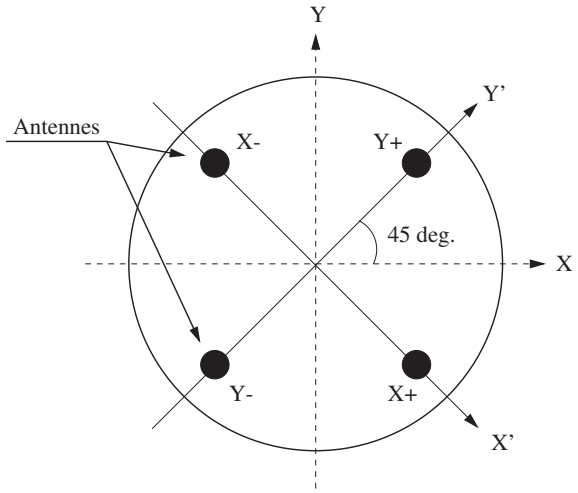


FIG. 3.15 – Schéma de la mesure de la position du faisceau par les BPMs.

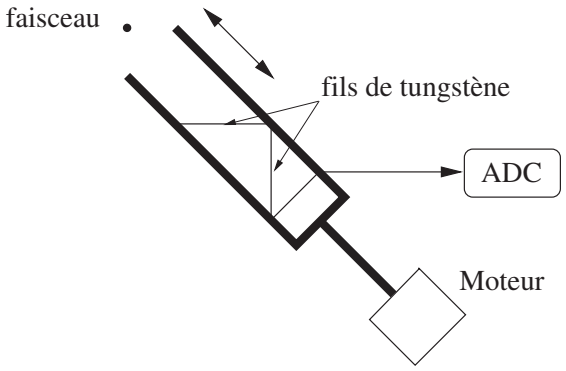


FIG. 3.16 – Schéma de la mesure de la position du faisceau par les superharps.

Une deuxième méthode de mesure de la position du faisceau permet d'atteindre une précision de 10 μm mais elle ne peut pas être utilisée en cours d'expérience car elle dégrade le faisceau et limite l'intensité à 25 μA. Le dispositif superharp est schématisé dans la figure 3.16. Cet appareil est constitué de trois fils de tungtsène de 22 μm de diamètre (un positionné à 45°, un horizontal et un vertical) disposés sur une "fourchette". Un moteur déplace cette dernière pour que les fils balayent la région où se trouve le faisceau. L'interaction des électrons avec les fils de tungstène produit un courant qui est mesuré. La relation entre la position de la "fourchette" et l'intensité mesurée dans les fils permet de connaître la position du faisceau. Cette méthode de mesure permet également de calibrer les BPMs.

3.4.3 Mesure de l'énergie

L'énergie du faisceau est déduite de la mesure de sa position à plusieurs emplacements le long de l'Arc qui est la partie située entre le BSY et le hall (voir figure 3.13) [145]. L'Arc est constitué entre autre de huits dipôles identiques dont la carte de champ

[b] Il s'agit de plaques (deux horinzontales et deux verticales) entre lesquels on applique une différence de potentiel. Son principe de fonctionnement est le même qu'un tube cathodique.

est connue. La position du faisceau est mesurée par des superharps aux extrémités et au centre de l'Arc ce qui permet de calculer l'intégrale de champ et l'angle de déviation des électrons. Leur impulsion est alors donnée par la formule :

$$p = \frac{e}{\theta} \int \vec{B} \cdot d\vec{l} \approx E \tag{3.16}$$

avec e la charge de l'électron et θ l'angle de déviation. La précision relative de cette méthode est de $\Delta E/E = 10^{-5}$.

A cause de l'utilisation de superharps, l'énergie ne peut être mesurée de cette manière en cours d'expérience. Elle est alors déduite en continu de la position du faisceau mesurée par le BPM C12 situé au centre de l'Arc (voir figure 3.13) ; ce BPM étant au préalable calibré par la mesure avec les superharps. Il est alors possible d'accéder à la différence d'énergie du faisceau pour les deux états d'hélicité.

3.4.4 Mesure de la polarisation

La mesure de la polarisation du faisceau est effectuée dans le Hall C par un polarimètre Møller. Le principe de cet instrument repose sur la diffusion élastique $\vec{e}+\vec{e} \rightarrow e+e$, dite de Møller. Dans le repère du centre de masse, l'expression de la section efficace de deux électrons polarisés suivant leur axe de propagation, noté z, est la suivante [146] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left(1 + P_z^T P_z^B A_{zz}(\theta_{cm})\right) \tag{3.17}$$

avec z l'axe du faisceau, P_z^T et P_z^B les taux de polarisation longitudinaux des électrons de la cible et du faisceau respectivement, θ_{cm} l'angle de diffusion dans le repère du centre de masse. La section efficace non polarisée vaut :

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha}{2\gamma m_e \sin^2\theta_{cm}}\right)^2 \tag{3.18}$$

avec m_e la masse de l'électron, γ le facteur de Lorentz. Le pouvoir d'analyse de la réaction vaut :

$$A_{zz} = -\sin^2(\theta_{cm}) \frac{8 - \sin^2(\theta_{cm})}{\left(4 - \sin^2(\theta_{cm})\right)^2} \tag{3.19}$$

Connaissant la polarisation de la cible, il est alors possible de déterminer le taux de polarisation du faisceau en calculant l'asymétrie suivante :

$$A_{Moller} = \frac{d\sigma^{\uparrow\uparrow}/d\Omega - d\sigma^{\uparrow\downarrow}/d\Omega}{d\sigma^{\uparrow\uparrow}/d\Omega + d\sigma^{\uparrow\downarrow}/d\Omega} = A_{zz}(\theta_{cm}) P_z^T P_z^B \tag{3.20}$$

Le pouvoir d'analyse est maximal pour $\theta_{cm} = 90°$ et vaut $A_{zz} = -7/9$. L'optimum consiste donc à mesurer l'asymétrie A_{moller} dans cette condition cinématique.

Le polarimètre Møller utilisé est installé à l'entrée du Hall après l'Arc. La figure 3.17 montre une vue d'ensemble du polarimètre dont le domaine d'utilisation en énergie est de 1 à 6 GeV [146].

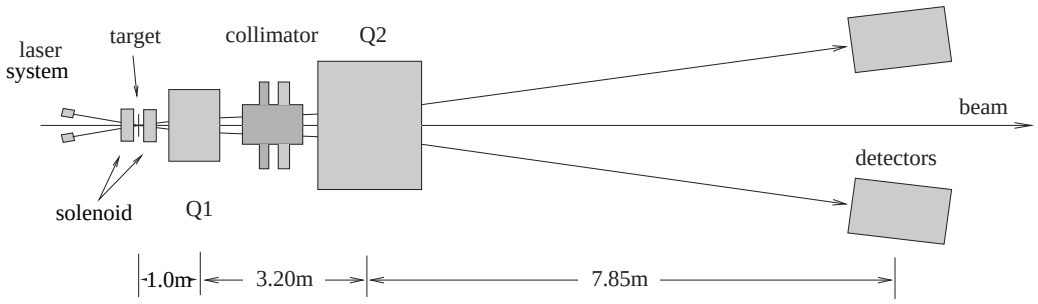


FIG. 3.17 – Schéma de fonctionnement du polarimètre Møller [146].

La cible consiste en une fine plaque de fer magnétisée jusqu'à saturation par deux bobines d'Helmotz produisant un champ de 4 T. La magnétisation du fer permet de polariser suivant l'axe du faisceau les deux électrons de la couche périphérique de cet élément. Les 24 autres électrons des couches internes ne sont pas polarisés ce qui introduit un taux de polarisation de la cible de $P_z^T = 8$ %, qui est mesuré par effet Kerr[c] à l'aide d'un faisceau laser.

Les électrons produits par diffusion Møller (électron issu du faisceau et électron de recul) sont émis avec des angles variant entre 0,75° et 1,85° [146]. Ces électrons sont d'abord focalisés par un quadripôle (Q1) sur un collimateur permettant la sélection du domaine cinématique correspondant à $\theta_{cm} = 90°$. Les électrons sont ensuite défocalisés par un deuxième quadripôle (Q2) vers deux détecteurs.

La principale source de bruit de fond physique provient de la diffusion Mott[d]. Pour une diffusion Møller à $\theta_{cm} = 90°$, les deux électrons de la réaction sont diffusés symétriquement avec le même angle dans le référentiel du laboratoire alors que la diffusion Mott ne produit qu'un seul électron. Une détection en coïncidence élimine ainsi le bruit de fond dû à la diffusion Mott.

La mesure du taux de polarisation du faisceau peut être effectuée rapidement. Une précision statistique de 1 % nécessite environ 5 minutes de mesure. L'erreur systématique associée à cet appareil est de 0,47 % en absolu [146]. La principale source d'erreur est due au mouvement des électrons atomiques qui a pour conséquence d'élargir le domaine angulaire correspondant aux diffusions à 90°, il s'agit de l'effet Levchuk [147].

3.5 Système de rétroaction

Nous avons vu que les asymétries de violation de parité sont de l'ordre de quelques ppm (10^{-6}). Pour atteindre une précision d'environ 10^{-7}, il faut minimiser les fausses asymétries et leur effet dans les erreurs systématiques. Une partie de ces erreurs est liée aux propriétés du faisceau, principalement les différences en intensité et en position entre les deux états d'hélicité. Nous allons voir quelles sont les causes de ces deux différences et comment elles peuvent être minimisées par un système de rétroaction.

[c]Il s'agit de la rotation de la polarisation de la lumière induite par la magnétisation d'un milieu.
[d]Diffusion électron-noyau

3.5.1 Asymétrie en position

Une différence de position du point d'impact du laser sur la photocathode entraîne après le passage par l'accélérateur une différence de position au niveau de la cible. Nous avons vu que le changement rapide d'hélicité est assuré par une cellule de Pockels. Ce système utilise un cristal de KD^*P auquel on applique une haute tension ($\pm$2600 V). Ce cristal diélectrique subit, en plus d'une modification de ses indices optiques, une déformation (électrostriction) qui dépend du signe de la tension. La figure 3.18 montre deux cas de figure d'une différence de trajectoire des photons en fonction du signe de la tension et donc de l'hélicité. Dans le premier cas, les surfaces d'entrée et de sortie du cristal restent parallèles (contraintes de cisaillement). Les deux trajectoires restent parallèles mais sont séparées spatialement. Dans le deuxième cas, le parallèlisme des deux surfaces n'est plus identique ce qui introduit une déviation angulaire des trajectoires de signe opposé pour les deux états d'hélicité. Dans les deux cas, le faisceau laser atteint la photocathode en deux endroits distincts. La production des électrons polarisés à des emplacements différents conduit à des trajectoires différentes au sein de l'accélérateur et génère alors une différence de position du faisceau dans la cible qui dépend de l'hélicité.

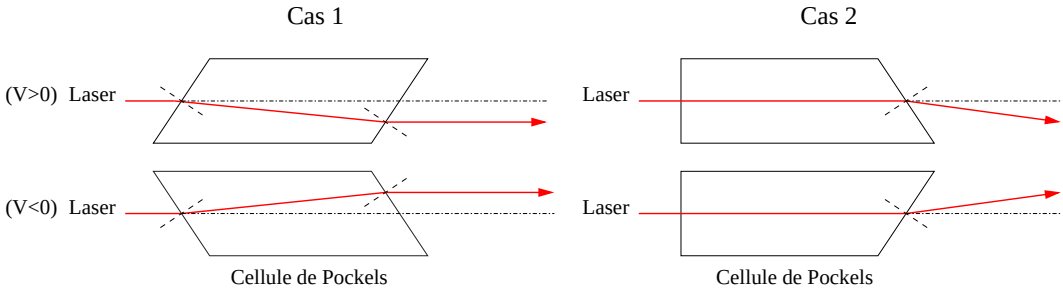


FIG. 3.18 – Déformations possibles du cristal de KD^*P par électrostriction entraînant une différence en position du laser.

Notons que l'efficacité quantique de la photocathode n'est pas spatialement homogène. Ainsi une différence de position du point d'impact des photons entraîne une variation du nombre d'électrons émis pour la même intensité du laser et génère alors une asymétrie associée à la charge du faisceau d'électrons.

3.5.2 Asymétrie de charge

Les principaux effets responsables d'une asymétrie de charge proviennent de l'effet PITA (Polarization Induced Transport Asymmetry) au niveau du cristal d'AsGa contraint et d'une différence de déphasage introduit par la cellule de Pockels. L'effet PITA correspond à une différence de transport de la lumière dans le cristal photo-émetteur suivant deux axes orthogonaux (X' et Y') dont les directions forment un angle θ avec les axes lent et rapide de la cellule de Pockels(voir figure 3.19). A chaque axe correspond une efficacité de transmission ($T_{X'}$ et $T_{Y'}$), c'est à dire que $E_{X'}^{final} = T_{X'}E_{X'}^{initial} < E_{X'}^{initial}$; on définit alors une transmission moyenne $T = 1/2(T_{X'} + T_{Y'})$ et une différence de transmission $\epsilon = 1/2(T_{X'} - T_{Y'})$. L'existence d'un effet PITA fait que $\epsilon \neq 0$ et que la polarisation apparente n'est alors plus circulaire mais elliptique.

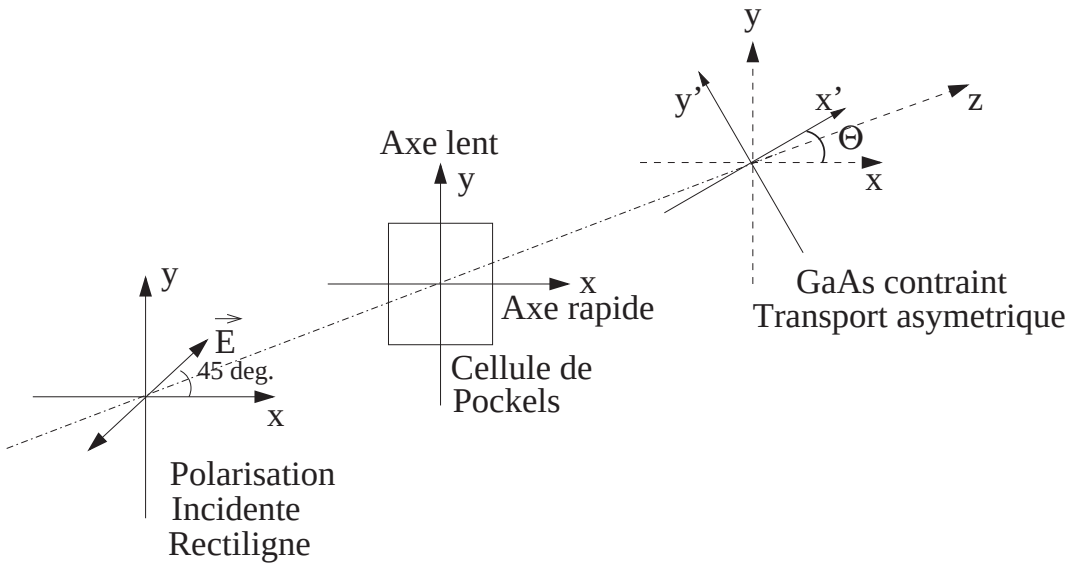


FIG. 3.19 – Orientation des axes correspondant à l'effet PITA et des axes optiques d'une cellule de Pockels.

Cet effet ne provoque pas directement une asymétrie de charge puisque la forme de l'ellipse est a priori indépendante du signe de la tension appliquée (les polarisations circulaires droite ou gauche sont déformées de la même manière). Cependant, les déphasages introduits par la cellule de Pockels pour les tensions $V_\pm = \pm 2600 \ \ V$ diffèrent légèrement de $\pi/2$:

$$\varphi_+ = (\pi/2 + \alpha) + \Delta \qquad \varphi_- = -(\pi/2 + \alpha) + \Delta \tag{3.21}$$

avec α l'écart moyen par rapport à $\pi/2$ pour les deux déphasages et Δ l'écart entre les deux déphasages φ_+ et φ_-. La présence du terme α rend les polarisations légèrement elliptiques alors que Δ introduit une différence d'orientation des ellipses. Cependant cette différence de forme n'influe pas sur l'intensité car elle est indépendante du déphasage :

$$I = \int_0^{2\pi/\omega} \vec{E}^2 dt = \frac{E_0^2}{2}\left(\int_0^{2\pi/\omega} \cos^2(\omega t)dt + \int_0^{2\pi/\omega} \cos^2(\omega t + \varphi)dt\right) = \frac{E_0^2}{2} \tag{3.22}$$

avec ω la pulsation de l'onde lumineuse.

L'orientation des deux polarisations elliptiques des photons avant d'atteindre le cristal d'AsGa étant différentes pour $\Delta \neq 0$, l'atténuation du champ associé aux photons, qui est due à l'effet PITA dans le cristal, affecte la polarisation de manière différente ce qui introduit une asymétrie de charge [148] :

$$A_Q = \Delta \frac{2\epsilon}{T} \sin(2\theta) \tag{3.23}$$

Nous voyons ainsi que l'asymétrie de charge n'apparaît qu'en présence simultanée de l'effet PITA ($\epsilon \neq 0$) et d'une différence de déphasage ($\Delta = (|\varphi_+| - |\varphi_-|)/2 \neq 0$).

3.5.3 Systèmes de correction

Nous allons maintenant décrire les systèmes de rétroaction utilisés à TJNAF pour la correction des asymétries en charge et des différences de position. La figure 3.20 représente la disposition de l'ensemble des systèmes mis en place au TJNAF pour minimiser les asymétries en charge et les différences en position du faisceau au niveau de la cible. Ces systèmes sont au nombre de trois : une lame demi-onde dont on peut faire varier l'orientation (notée lame RHWP[e]) et deux systèmes d'asservissement l'un en position et l'autre en charge.

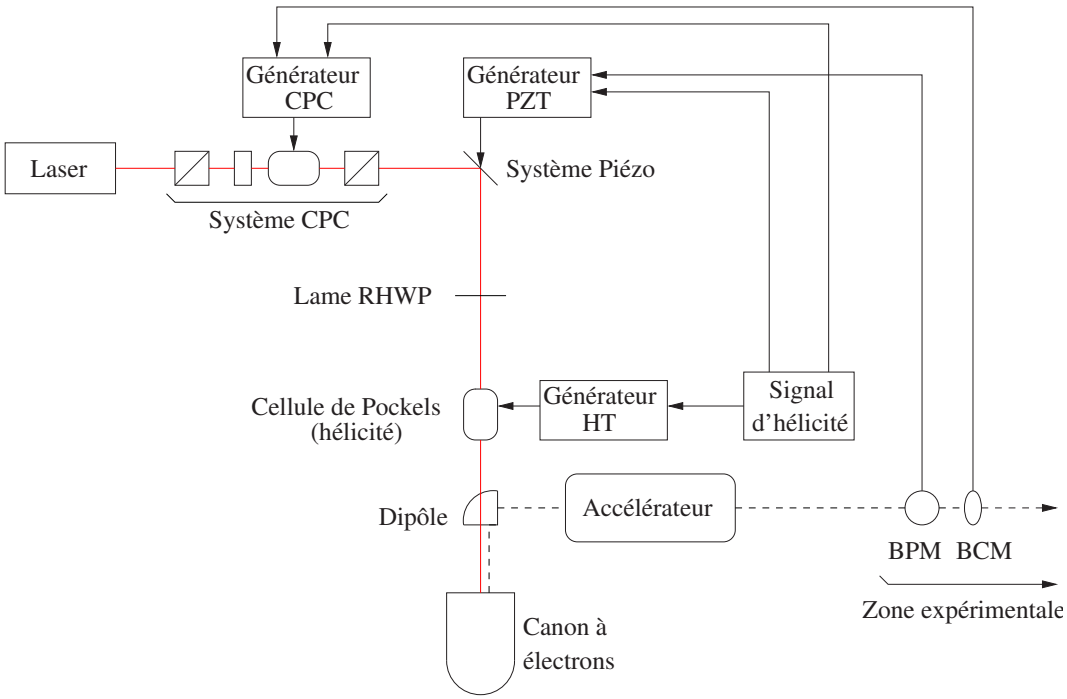


FIG. 3.20 – Schéma représentant l'ensemble des systèmes utilisés pour minimiser les asymétrie en charge et en position du faisceau au niveau de la cible.

La lumière après son passage dans la cellule de Pockels possède une polarisation elliptique dont l'orientation dépend du signe de la tension qui est appliquée. Une polarisation elliptique peut être considérée comme la superposition de deux polarisations, l'une circulaire et l'autre linéaire. La lame demi-onde n'a pas d'influence sur les composantes circulaires autre que celle de transformer une polarisation gauche en polarisation droite et inversement. Le rôle de la lame RHWP est de modifier la direction des composantes linéaires d'un même angle de telle sorte qu'elles soient symétriques par rapport aux axes de transmission X' et Y' du cristal d'AsGa induisant l'effet PITA (voir figure 3.21). Ainsi la lumière est atténuée de la même manière pour les deux valeurs de la tension appliquée à la cellule de Pockels et l'asymétrie de charge est annulée.

[e]Rotatable Half Wave Plate

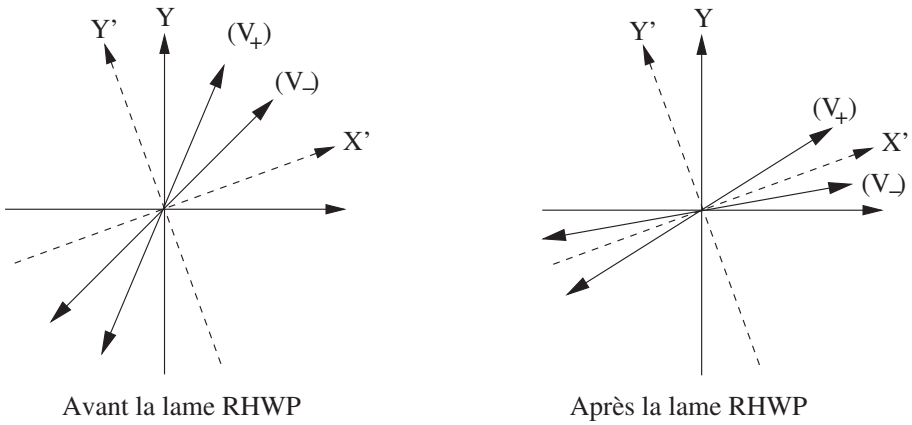


FIG. 3.21 – Réglage de la rotation des axes des polarisations linéaires correspondant à $V_+ = +2600\ V$ et à $V_- = -2600\ V$ introduite par la lame RHWP. Les orientations de polarisations linéaires doivent être symétriques par rapport à X' et Y' pour que les atténuations soient identiques.

En pratique, l'asymétrie de charge est mesurée pour plusieurs valeurs d'angle de rotation de la lame RHWP. La formule reliant l'asymétrie avec l'angle de rotation est :

$$A_Q = \Delta \frac{2\epsilon}{T} \sin(2\theta - 4\psi) \tag{3.24}$$

avec ψ l'angle de rotation de la lame demi-onde par rapport à l'axe rapide de la cellule de Pockels. La périodicité de A_Q en fonction de ψ est de $\pi/2$. En effet les orientations des polarisations linéaires avant et après le passage dans une lame demi-onde sont symétriques par rapport à l'axe rapide de cette dernière. Ainsi l'orientation de la polarisation reste inchangée si elle est parallèle ou normale à l'axe rapide de la lame demi-onde. Par conséquent l'effet de la lame RHWP n'est pas modifié si l'on change l'angle de cette lame (ψ) de $\pi/2$.

Un exemple de mesure de l'asymétrie de charge en fonction de l'angle de la lame RHWP est donné par la figure 3.22. La forme de la courbe ne possède pas la périodicité de 90°. Dans un but pédagogique, seules les influences de l'effet PITA et de la différence de déphasage Δ ont été considérées pour obtenir la formule 3.24. Expérimentalement, l'asymétrie de charge dépend d'autres grandeurs comme par exemple une légère biréfringence de la vitre de verre à l'entrée des guns ou un écart de déphasage de la lame RHWP par rapport à π [148]. L'expression de l'asymétrie est alors un peu plus compliquée. L'ajustement des données sur la figure 3.22 prend en compte tous ces effets supplémentaires.

La lame RHWP permet de minimiser des asymétries qui peuvent atteindre 1000 à 2000 de ppm (voir figure 3.22). L'orientation de cette lame est fixe pendant l'expérience. Or nous avons vu qu'il peut exister une asymétrie de charge par exemple consécutivement à une différence de position du faisceau. Il est alors nécessaire de possèder un système d'asservissement de l'asymétrie de charge qui apporte une correction de manière dynamique et non statique comme la lame RHWP. Ce système mesure la variation de l'intensité du faisceau à l'aide des BCMs installés dans le Hall C et apporte une correction au niveau du laser. La première possibilité est d'agir sur la puissance du laser. Cependant ce procédé introduit une différence en position supplémentaire [113] et a été abandonné.

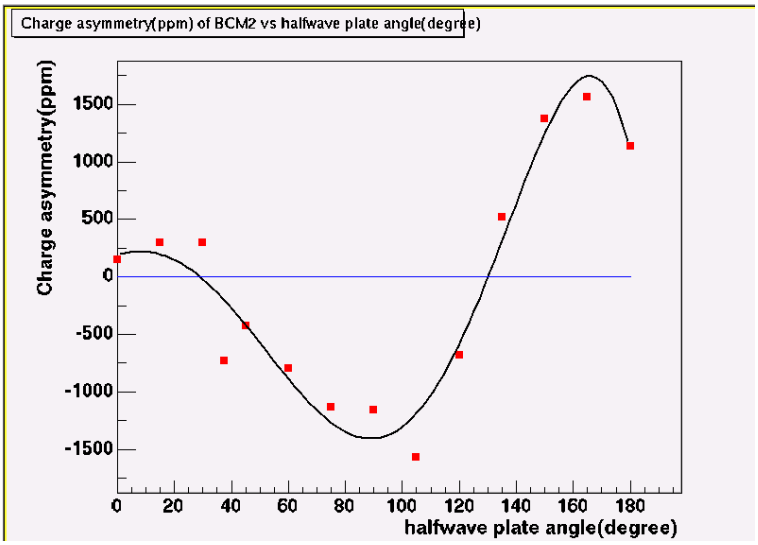


FIG. 3.22 – Exemple de mesure de l'asymétrie de charge en fonction de l'angle de la lame RHWP. Le passage par zéro est obtenu pour $\psi = 33°$ et $\psi = 129°$.

La solution qui a été retenue est l'utilisation d'un système CPC (Correction Pockels Cell) dont le schéma de principe est donné par la figure 3.23. Situé en amont de la cellule de Pockels commandant le signe de l'hélicité des électrons, ce système est constitué de deux polariseurs linéaires de même orientation en entrée et en sortie, d'une lame $\lambda/10$ et d'une cellule de Pockels. La lame $\lambda/10$ rend la polarisation de la lumière légèrement elliptique, la cellule de Pockels commandée en tension permet de modifier l'ellipticité de la polarisation, c'est-à-dire augmente ou diminue la composante parallèle à la polarisation linéaire initiale. Finalement, le polariseur linéaire de sortie coupe la composante transverse de cette polarisation ($I = E_{\parallel}^2$). Ainsi la lumière à la sortie du système CPC est polarisée linéairement et son intensité est commandée par la cellule de Pockels. Le système d'asservissement applique une tension à la cellule de Pockels en fonction du courant mesuré par les BCMs pour stabiliser l'intensité du faisceau. La présence de la lame $\lambda/10$ permet de travailler à des valeurs de tension appliquée comprises entre 0 et 10 V ce qui permet de rendre négligeable les phénomènes d'électrostriction contribuant à l'asymétrie en position.

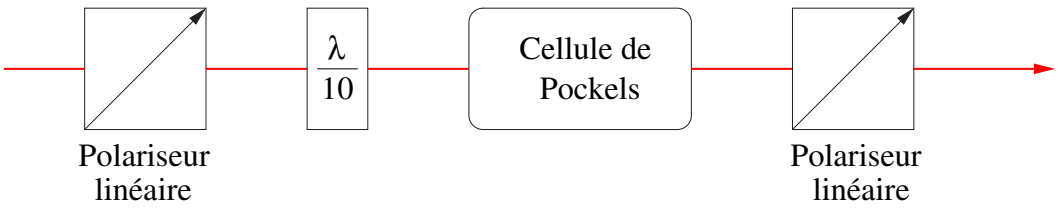


FIG. 3.23 – Schéma de principe d'un système CPC.

La réponse des détecteurs pouvant dépendre de la position du faisceau dans la cible, il est nécessaire de corriger toute différence de position entre les deux états d'hélicité des

électrons. Un système d'asservissement en position a été mis en place. Le principe de ce système est de contrôler la position du faisceau laser sur la photocathode en agissant sur l'orientation du dernier miroir avant le canon (voir figure 3.20). En premier lieu, la position du faisceau d'électrons est mesurée dans le Hall par les BPMs. Cette information est ensuite envoyée vers le système de rétroaction qui commande en tension deux cristaux piézo-électriques. Chacun de ces cristaux modifie l'orientation du miroir et donc la position du laser sur la photocathode. La variation de la position étant linéaire en fonction de la tension appliquée aux cristaux, cette dépendance est alors utilisée pour annuler la différence de position du faisceau entre les deux états d'hélicité.

3.6 La cible cryogénique

Pour atteindre les erreurs statistiques requises, nous avons vu qu'il est nécessaire d'avoir une forte luminosité afin de réduire le temps de prises de données. Il est intéressant que la cible soit dense et étendue. Pour l'expérience G^0 la cible remplie d'hydrogène (ou de deutérium) liquide possède une longueur de 20 cm ce qui conduit à une luminosité de $2{,}1.10^{38}$ $cm^2.s^{-1}$ pour une intensité de faisceau de 40 μA. La figure 3.24 représente une vue schématique de la cible utilisée pour G^0.

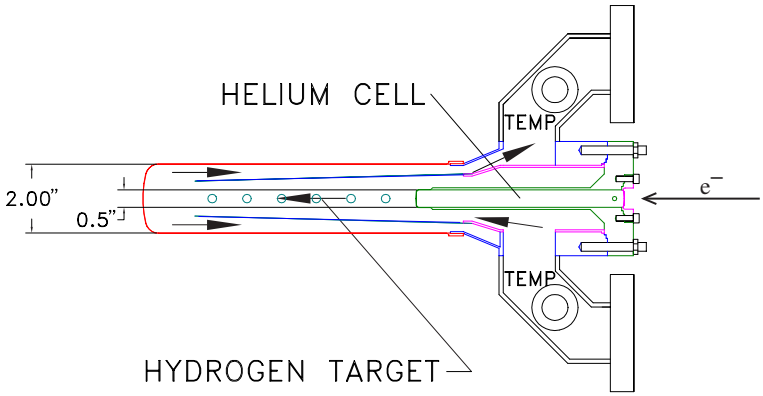


FIG. 3.24 – Vue schématique de la cible de G^0.

Cette cible cryogénique se compose de deux parties cylindriques dont la principale est remplie d'hydrogène (ou de deutérium) liquide et au sein de laquelle se produisent les diffusions. L'autre partie située en amont est remplie par de l'hélium gazeux. Son rôle est tout d'abord d'assurer que la courbure des fenêtres d'entrée (hélium-hydrogène) et de sortie (hydrogène-extérieur) sont identiques. Ainsi, quelle que soit la position du faisceau dans la cible, les électrons rencontrent la même longueur d'hydrogène limitant ainsi fortement les corrélations entre les asymétries en luminosité et en position. Le deuxième rôle de cette cellule d'hélium est d'éloigner la partie remplie d'hydrogène du système de refroidissement, généralement massif. Ainsi les particules issues de réactions dans l'hydrogène ne rediffusent pas dans les matériaux de ce système. La symétrie cylindrique recherchée pour la détection est alors conservée. De plus comme les fenêtres sont minces et l'hélium

est gazeux. La contribution des réactions ayant lieu dans ces parties est considérée comme faible.

La température de l'hydrogène de 19 K doit être maintenue constante pour éviter toute fluctuation de la densité qui entraînerait une variation de luminosité. La figure 3.25 montre le schéma du système qui assure cette fonction. Lorsque le faisceau traverse la cible, les électrons déposent de l'énergie qui entraîne un échauffement local. Pour une intensité de 40 μA, la puissance déposée dans la cible est de 250 W. Pour éviter toute ébullition locale, le faisceau d'une taille de 100 μm balaye une surface (un carré de 2 mm de côté) à l'aide d'un fast raster. De plus, l'hydrogène liquide présent sur le passage du faisceau est renouvelé en utilisant une boucle de recirculation (le trajet de l'hydrogène est symbolisé par les flèches). Dans cette boucle, l'hydrogène est refroidi par échange thermique avec une circuit d'hélium gazeux à 15 K lui-même refroidi par de l'hélium liquide à 2 K fourni par la centrale cryogénique du TJNAF. L'échangeur thermique a été conçu pour extraire 450 W de chaleur. Comme nous l'avons vu 250 W proviennent du passage du faisceau dans la cible auxquels il faut rajouter 100 W de la pompe de circulation de l'hydrogène et 100 W par les pertes de chaleur avec l'extérieur [149]. Les échanges thermique avec l'extérieur sont essentiellement dus au fait que le cylindre de la cible ne peut être isolé du cryostat de l'aimant supraconducteur utilisant de l'azote liquide à 77K.

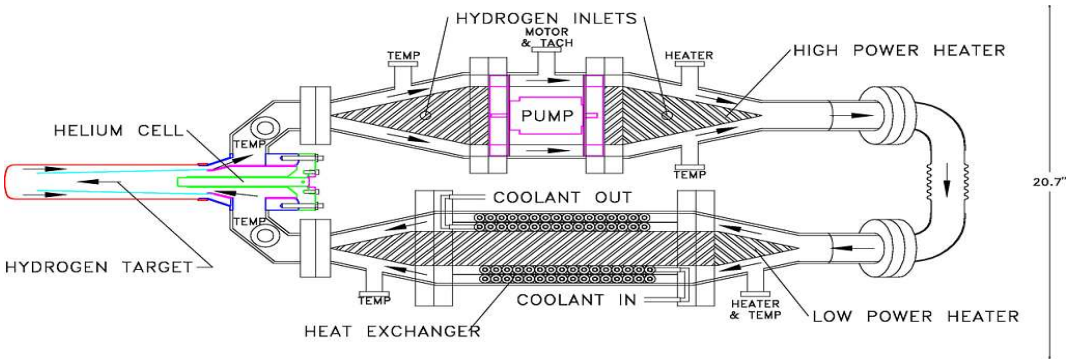


FIG. 3.25 – Schéma du système de refroidissement de la cible qui assure le maintien de la température de l'hydrogène ou du deutérium.

Dans les cas (fréquents) d'une coupure du faisceau, la puissance calorifique apportée à l'hydrogène liquide chute brutalement. Etant en contact avec de l'hélium liquide à 2 K, la température du gaz circulant dans l'échangeur thermique diminue. Ceci provoque également un refroidissement de l'hydrogène qui se solidifierait si sa température descendait en-dessous de 14 K endommageant alors la cible et nécessitant une longue période de réchauffement. Pour éviter ce type d'accident, un système d'asservissement a été mis en place. Il consiste à compenser la diminution de la puissance déposée par le faisceau (variant avec l'intensité) par des résistances chauffantes plongées dans le circuit d'hydrogène ("Power Heater" sur la figure 3.25). Ainsi la puissance à extraire par l'échangeur est à tout moment de 450 W même en l'absence de faisceau. La puissance des résistances chauffantes est au maximum de 1000 W permettant de réchauffer l'hydrogène jusqu'à l'état gazeux dans le but de vider la cible ou de mesurer la contribution des processus provenant des fenêtres de cette dernière.

Q^2 $(GeV/c)^2$	θ_e $deg.$	E'_e GeV	θ_p $deg.$	p MeV/c
0,1	6,01	2,992	77,44	321
0,3	10,60	2,885	68,50	571
0,5	13,96	2,779	62,54	756
0,8	18,22	2,619	55,75	991
1,0	20,83	2,512	52,03	1133

TAB. 3.1 – Paramètres cinématiques d'une diffusion élastique électron-proton pour les valeurs de moment transféré qui sont mesurées par l'expérience G^0 durant la phase angles avant. L'énergie des électrons incidents est de 3,045 GeV (3 GeV provenant de l'accélérateur plus 45 MeV de l'injecteur).

3.7 Le spectromètre

Le spectromètre constitue l'élément principal de l'expérience G^0. Son rôle est de sélectionner les particules possédant la cinématique désirée. L'expérience G^0 cherche à extraire en diffusion d'électrons les contributions des quarks étranges aux facteurs de forme électromagnétique ainsi que le facteur de forme axial G_A^e pour trois valeurs de moment transféré : $Q^2 = 0,3$, $0,5$ et $0,8$ $(GeV/c)^2$. Pour effectuer la séparation de ces contributions, l'expérience G^0 se déroulera en deux étapes : une mesure effectuée aux angles avant sur une cible de protons et deux mesures aux angles arrière sur une cible de protons ou de deutons. Le tableau 3.1 donne les conditions cinématiques correspondant à la mesure aux angles avant pour une énergie de faisceau de 3,045 GeV. Ce tableau montre que les électrons sont diffusés à petits angles ($\sim 10°$). Dans ce domaine, la diffusion Møller constitue une part importante de bruit de fond. De plus l'énergie très importante des électrons nécessiterait un fort champ pour séparer les différentes cinématiques. Il a été choisi de détecter les protons de recul diffusés suivant un angle compris entre 50° et 80° ce qui définit l'acceptance du spectromètre.

La mesure aux angles arrière consiste à mesurer l'électron diffusé. Le spectromètre conçu pour la mesure aux angles avant doit pourvoir être utilisé en le retournant. L'acceptance angulaire est alors comprise entre 100° et 130°. Dans ce domaine angulaire, la variation de moment transféré en fonction de l'angle de diffusion est faible. La stratégie de G^0 est d'effectuer une mesure[f] par valeur de Q^2 avec $\theta_e = 110°$ en ajustant l'énergie du faisceau [179]. Le tableau 3.2 donne les valeurs des paramètres cinématiques correspondant à chaque mesure.

Le spectromètre doit permettre de maximiser les taux de comptage des particules, d'avoir une bonne résolution en Q^2 et de minimiser le bruit de fond. L'optimisation des taux de comptage revient à avoir une grande acceptance azimutale (θ étant fixé par la valeur de Q^2 mesurée). Avec un champ magnétique à symétrie cylindrique, cela permet de minimiser la sensibilité de la mesure à la position transverse du faisceau dans la cible. Le compromis entre la place occupée par les bobines créant le champ magnétique et

[f]En réalité une mesure sur une cible d'hydrogène et une mesure sur une cible de deutérium pour permettre la séparation complète de G_E^s, G_M^s et G_A^e.

Q^2 $(GeV/c)^2$	E_0 MeV	E'_e MeV	θ_e $deg.$
0,3	424	264	110
0,5	585	319	110
0,8	799	373	110

TAB. 3.2 – Paramètres cinématiques pour la diffusion aux angles arrière.

l'acceptance conduit à avoir huit bobines. La figure 3.26 montre la répartition spatiale de ces bobines.

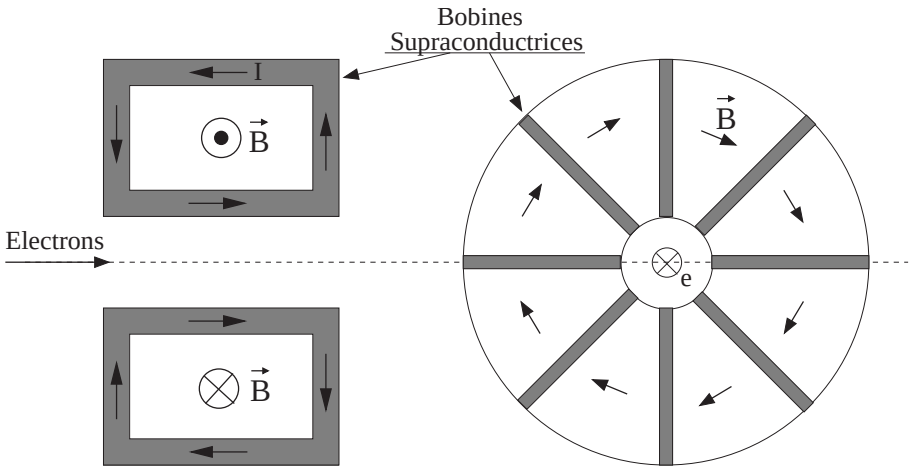


FIG. 3.26 – Vues schématiques de la disposition des bobines du spectromètre.

Les contraintes au niveau du champ magnétique sont les suivantes. Premièrement, le champ doit être nul au niveau de la cible afin d'éviter toute déviation du faisceau et pour assurer le bon fonctionnement du circuit de refroidissement de la cible. De plus, la mesure du quadri-moment transféré nécessite un connaissance précise du champ magnétique ($\sim 0,5\%$, voir chapitre 6). D'un autre côté, l'expérience G^0 utilise une cible étendue pour obtenir une forte luminosité. Le spectromètre doit définir une surface, dite focale, caractérisée par un grossissement nul ($\langle x|x\rangle = 0$) [151] ; par analogie avec l'optique, l'image de la cible est ponctuelle sur cette surface. Ainsi, tout proton issu d'une diffusion élastique à une valeur de Q^2 et à un angle azimutal donnés traverse cette surface au même endroit quel que soit la localisation du vertex d'interaction dans la cible.

Le spectromètre de G^0 est formé de huit bobines supraconductrices constituées d'un enroulement de 144 spires de niobium entouré d'une matrice de cuivre de 10 mm^2. Les bobines sont maintenues dans leur régime supraconducteur à 4,5 K par la circulation d'hélium liquide à 2 K. L'isolation est assurée par une barrière d'azote liquide à 77 K. La technologie supraconductrice présente plusieurs avantages. Premièrement, ces aimants consomment moins de puissance électrique ce qui permet de réduire le coût de fonctionnement par rapport à un aimant "chaud" et deuxièmement leur encombrement est moindre ce qui autorise une acceptance azimutale plus grande. L'ensemble des bobines est contenu

dans un cryostat dans lequel le vide a été fait ce qui présente l'avantage de réduire les échanges thermiques et de minimiser les pertes d'énergie des particules. Le cryostat est constitué d'aluminium mise à part les fenêtres de sortie formées d'une feuille de titane de 50 μm. Tous les matériaux environnant les bobines ne sont pas ferromagnétiques ce qui permet de calculer précisément la carte de champ par la loi de Biot et Savart [152].

Pour la phase aux angles avant, le courant circulant dans les bobines est de 5000 A ce qui correspond à une intégrale de champ perçue par les particules de 1,6 T.m. Concernant la phase aux angles arrière, nous verrons que la séparation des processus élastiques et inélastiques s'effectue par une matrice de coïncidence entre deux hodoscopes. Ainsi, les trajectoires des électrons issus d'une diffusion élastique doivent avoir la même trajectoire pour chaque valeur de moment transféré, ce qui nécessite de modifier à la fois l'énergie du faisceau et l'amplitude du champ magnétique (de 2700 A, pour une énergie de 424 MeV, à 3800 A, pour 799 MeV).

Le spectromètre possède deux sortes de collimateurs, montrés sur la figure 3.27. Ces collimateurs se situent à l'intérieur du cryostat et doivent donc être en matériau non ferromagnétique pour avoir une bonne connaissance du champ. Ils ont alors été fabriqués en plomb et moulés pour avoir la forme désirée. Une première série de collimateurs permet de définir l'acceptance du spectromètre. Premièrement, deux collimateurs limitent l'acceptance en moment transféré et deux autres celle en angle azimutal dans le domaine $\Delta\varphi = \pm 11.5°$. Ces derniers réduisent cette acceptance de 45° à 22.5° par octant. Cette diminution est nécessaire car le champ magnétique aux environs des bobines ne possède plus la symétrie cylindrique recherchée ce qui aurait comme incidence de dégrader la résolution en Q^2 du spectromètre. Le deuxième type de collimateur protège les détecteurs d'une vue directe de la cible. Son rôle est d'éliminer la détection du bruit de fond causé par les particules neutres (γ et neutrons) produites dans la cible.

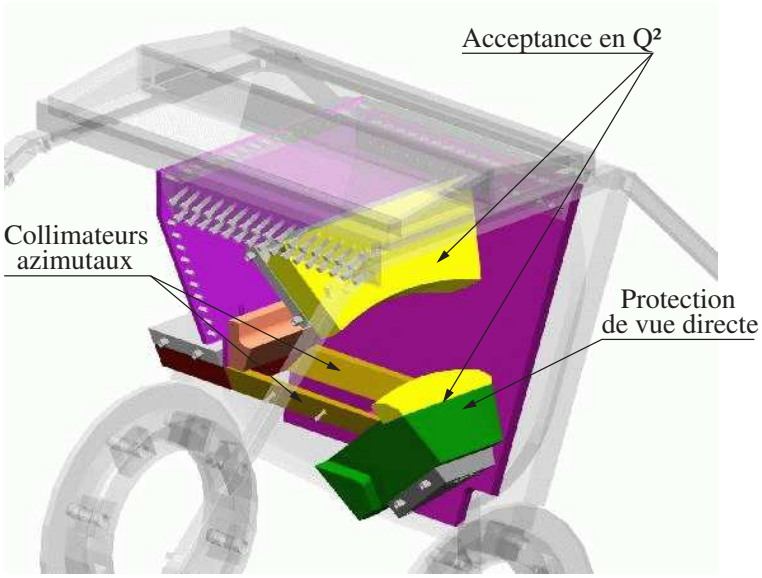


FIG. 3.27 – Vue d'un huitième du spectromètre montrant la disposition des différents collimateurs.

3.8 La mesure aux angles avant

La première phase de l'expérience consiste à mesurer des asymétries de violation de parité en diffusion électron-proton pour un grand domaine en moment transféré ($Q^2 = 0,1 \rightarrow 1\ (GeV/c)^2$) et aux angles avant. Le principe de la mesure est présenté avant de détailler les détecteurs ainsi que l'électronique spécifique qui a été développée pour l'expérience.

3.8.1 Le principe de la mesure

La figure 3.28 montre une vue d'ensemble de l'ensemble de détection de l'expérience G^0 (cible, spectromètre et détecteurs) et la figure 3.29 différentes trajectoires des protons pour trois valeurs de Q^2. Sur la surface focale sont disposés 128 détecteurs, regroupés par 16 dans huit octants identiques disposés autour de l'axe du faisceau. Chaque détecteur dans un octant correspond à un domaine en moment transféré qui lui est propre. L'asymétrie peut alors être calculée à partir des taux de comptage mesurés dans chaque détecteur. Cependant ces taux seront regroupés pour diminuer l'erreur statistique et déterminer une asymétrie pour des valeurs de Q^2 comprises entre 0,1 et 1 $(GeV/c)^2$ dans le but de combiner ces résultats avec la mesure aux angles arrière et extraire ainsi les différentes contributions des quarks étranges et le facteur de forme axial.

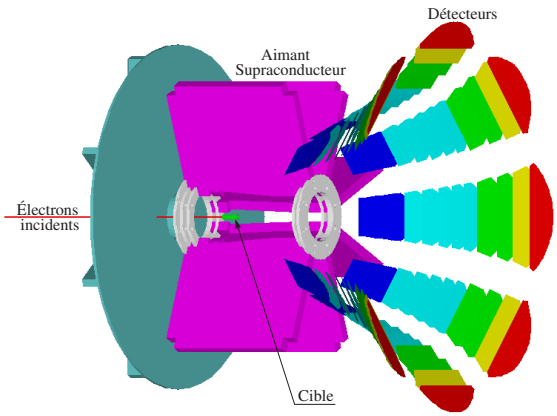


FIG. 3.28 – Vue d'ensemble de l'appareillage de l'expérience G^0 (cible, spectromètre et détecteurs.

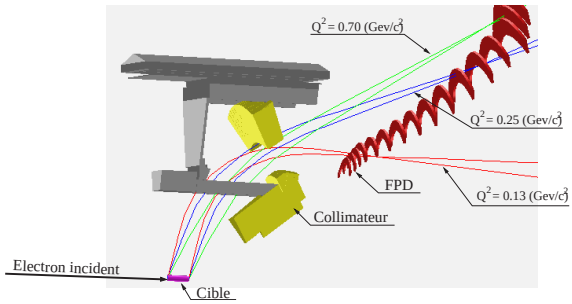


FIG. 3.29 – Exemples de trajectoires des protons issus de diffusions élastiques de la cible jusqu'aux détecteurs situés sur la surface focale.

Dans la cible ont lieu non seulement des réactions élastiques mais aussi des processus inélastiques. Nous avons vu que les collimateurs ont été conçus pour protéger les détecteurs des particules neutres issues de la cible. L'essentiel du bruit de fond détecté est constitué de particules chargées (π^+ et protons issus de diffusions inélastiques) et du bruit de fond provenant du hall et de la ligne de faisceau. Pour le domaine en moment transféré couvert par cette mesure, les protons diffusés élastiquement ne sont pas ultrarelativistes ($0,31 < \beta < 0,73$) contrairement aux pions. De plus, pour un détecteur donné, les protons issus

d'une diffusion inélastique auront des trajectoires différentes et une mesure du temps de vol permet de les différencier des protons diffusés élastiquement. Un spectre de temps de vol est alors construit pour chaque macropulse (MPS) et pour chacun des 128 détecteurs. Les asymétries sont calculées à partir des taux de comptages correspondant au domaine de temps de vol des protons "élastiques".

Le temps de vol des particules est compris entre 7 ns et 25 ns. La période d'arrivée du faisceau dans la cible est de 32 ns et non de 2 ns (fonctionnement standard de CEBAF) ce qui permet la détection de toutes les particules produites par un paquet d'électrons avant que le paquet suivant ne pénètre dans la cible. La mesure du temps de vol des particules est alors synchronisée sur un signal à 31,25 MHz délivré par l'accélérateur.

La mesure aux angles avant a déjà fait l'objet d'octobre 2002 à janvier 2003 d'une période de mesures et de validation dont les résultats sont décrits dans le prochain chapitre. Une seconde phase de tests débutera en décembre 2003. Les prises de données physiques auront lieu en mars 2004.

3.8.2 Les détecteurs

Dans la phase aux angles avant, les protons de recul sont détectés à l'aide des scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs. Ces détecteurs sont localisés sur la surface focale définie par le spectromètre et sont appelés Focal Plan Detectors (FPDs). La collaboration française (IPN-Orsay et le LPSC) avait en charge la construction de la moitié de l'ensemble de détection, soit quatre octants. La figure 3.30 montre la disposition des octants nord-américains et français ainsi que la convention choisie pour numéroter les octants.

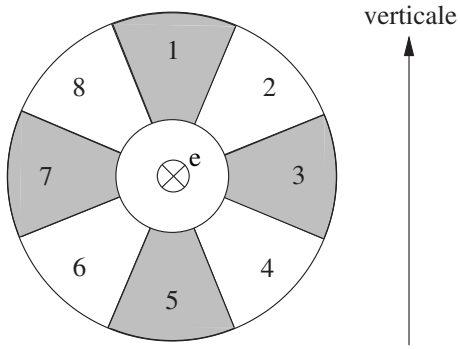


FIG. 3.30 – Disposition des octants autour de la ligne de faisceau. Les octants sont numérotés dans le sens des aiguilles d'une montre du point de vue des électrons. Les octants impairs ont été fabriqués par la collaboration nord-américaine et les octants pairs par la collaboration française.

Nous avons vu que, dans la phase aux angles avant, l'expérience G^0 mesurera simultanément un grand domaine en moment transféré. La forme de chaque FPD a été étudiée pour ne détecter qu'une gamme précise en moment transféré. Les limites des scintillateurs doivent correspondre aux lignes iso-Q^2 définies par le champ magnétique. Cette étude a été menée à l'aide d'un programme dit de "fast-tracking" qui calcule très précisement la

trajectoire des protons de recul [152]. La carte de champ magnétique a été calculée à partir de la forme des bobines et à l'aide du logiciel TOSCA. La figure 3.31 montre la forme de ces détecteurs dans le plan transverse au faisceau ; leur orientation peut être vue sur la figure 3.29. Les points d'impact des protons issus de diffusions élastiques sont représentés sur la figure 3.31. On peut noter que les détecteurs couvrent toute l'acceptance azimutale définie par les collimateurs. La simulation a été faite pour la valeur nominale du champ magnétique (courant de 5000 A dans les bobines). Le détecteur 16, qui n'est alors pas atteint par les protons issus d'une diffusion élastique, sert à soustraire le bruit de fond du détecteur 15 et à valider la valeur du champ magnétique (voir chapitre 6).

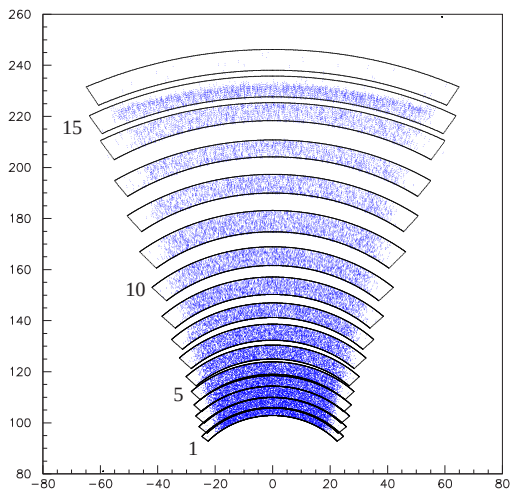


FIG. 3.31 – Forme des détecteurs dans le plan transverse au faisceau. Les FPDs sont numérotés de 1 à 16 en s'éloignant de la ligne de faisceau. Les dimensions sont exprimées en cm.

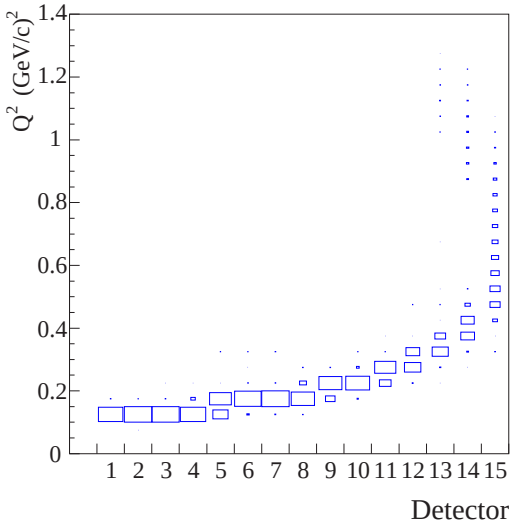


FIG. 3.32 – Distributions en moment transféré pour chaque type de détecteur.

La figure 3.32 montre le domaine en moment transféré correspondant à chaque détecteur. Les premiers détecteurs mesurent les petites valeurs de moment transféré alors que les derniers détecteurs les grandes valeurs. Les détecteurs 14 et 15 sont particuliers. Le domaine en valeur de Q^2 mesuré par le détecteur 15 est large, de 0,4 à 0,8 $(GeV/c)^2$. La raison est qu'il se situe au point de rebroussement cinématique du spectromètre défini par une valeur de moment transféré, Q_r^2, et un angle de diffusion, θ_r. Suivant la valeur de Q^2 et de θ, la position du point d'impact des protons sur la surface focale varie :

- Pour les valeurs de $Q^2 < Q_r^2$ et donc $\theta > \theta_r$, le numéro du détecteur atteint augmente avec la valeur de Q^2, la trajectoire des protons étant de moins en moins courbée.
- Pour les valeurs de $Q^2 > Q_r^2$ et donc $\theta < \theta_r$, le champ magnétique dévie faiblement les protons. Le numéro du détecteur atteint diminue alors avec θ, c'est à dire lorsque la valeur de Q^2 augmente.

Cette particularité du spectromètre explique le large domaine en moment transféré du détecteur 15 où se situe le point de rebroussement et la présence de deux domaines pour le détecteur 14 et dans une moindre mesure pour le détecteur 13.

Sur la figure 3.32, la valeur moyenne de Q^2 pour les premiers détecteurs varie très faiblement. Du point de vue du calcul de l'asymétrie pour les valeurs de $Q^2 = 0,3$, $0,5$ et $0,8$ $(GeV/c)^2$, un tel découpage est superflu. Par contre, le taux de comptage augmente rapidement pour les premiers détecteurs. Le découpage a alors été fait pour que les taux de comptage soient à peu près constants (de l'ordre de 1 MHz) et le temps mort induit d'environ 10%.

Chaque détecteur est composé de deux scintillateurs minces en plastique BC408 séparés par une plaque d'aluminium de 3 mm d'épaisseur pour les octants français et de plastique de 2 mm pour les octants nord-américains. Cette plaque, outre son utilité en tant que support mécanique, permet d'isoler optiquement les scintillateurs et de prévenir leur influence mutuelle (phénomènes de "cross-talk"). La réduction des taux de comptage des particules neutres est assurée d'une part par la faible épaisseur des scintillateurs (faible efficacité de détection) et d'autre part par la mise en coïncidence de ces scintillateurs, dénommés "front" et "back". Les particules chargées sont alors signées par une coïncidence entre les deux scintillateurs d'un même détecteur. L'épaisseur des scintillateurs est de 1 cm mis à part pour les trois premiers détecteurs dont l'épaisseur n'est que de 0,5 cm du fait de la faible impulsion des protons. Une trop grande épaisseur entraînerait l'arrêt des protons soit dans le scintillateur "front" soit dans la plaque de séparation et empêcherait leur détection par coïncidence.

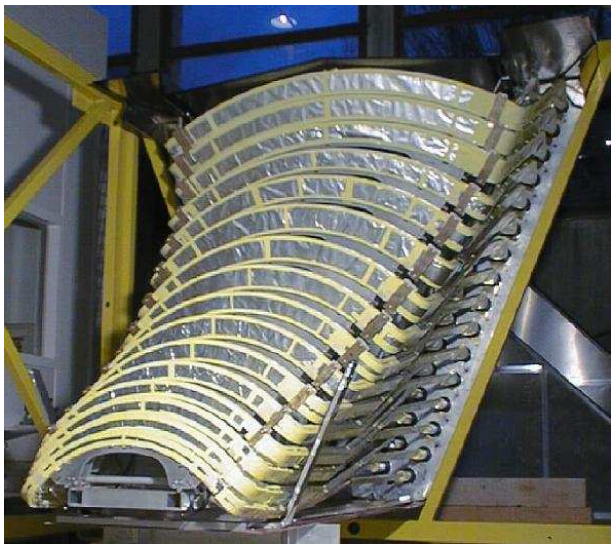


Fig. 3.33 – Photo d'un octant français.

Pour chaque FPD, quatre photomultiplicateurs détectent la lumière émise suite au passage des particules. De longs guides de lumière (entre 30 cm et 2 m) sont utilisés entre les scintillateurs et les PMTs ce qui permet de placer ces derniers dans une région de faible champ magnétique. Les PMTs nécessitent un faible blindage magnétique ; un important blindage des photomultiplicateurs situés proches des scintillateurs aurait pu

modifier la forme du champ magnétique du spectromètre. La figure 3.33 montre une photo d'un octant français où l'on voit les scintillateurs au premier plan et les guides au fond reliés aux PMTs. Le modèle de photomultiplicateur utilisé est le XP2282 de la compagnie Photonis possèdant 8 étages (les PMTs des octants nord-américains possèdent 10 étages). Le pont d'alimentation de ces PMTs a été développé à Grenoble [153] et inclut un amplificateur de gain 20 autorisant la réduction du courant d'anode et prolongeant ainsi la durée de vie des photomultiplicateurs. Le bon fonctionnement des détecteurs a été testé en utilisant les muons cosmiques [154]. Ces particules étant au minimum d'ionisation déposent 2 MeV/cm, les détecteurs peuvent alors être calibrés en énergie déposée et les gains des PMTs ajustés afin d'obtenir la même amplitude des signaux pour la même énergie déposée. Par simulation, les pertes d'énergies des protons sont connues [155]. Les résultats obtenus par les mesures montrent que les protons détectés pendant l'expérience produisent plus de 100 photo-électrons ce qui permet d'avoir une bonne résolution temporelle. Pour la phase aux angles arrière, les électrons créeront entre 50 et 200 photo-électrons, nombre suffisant pour que les signaux associés puissent être extraits du bruit de fond.

3.8.3 Bruit de fond

Les détecteurs ont été conçus pour mesurer les protons issus de diffusions élastiques. Cependant, il est important de connaître la contribution des processus inélastiques aux spectres de temps de vol. Des particules produites par ces réactions peuvent avoir le même temps de vol que les protons dits "élastiques". Ces événements introduisent d'une part un facteur de dilution des taux de comptage des protons issus de diffusions élastiques et d'autre part une fausse asymétrie si les sections efficaces des processus les générant dépendent de l'état d'hélicité des électrons.

Pour étudier les contributions des événements inélastiques, un programme de simulation a été mis en place constitué de générateurs d'événements inclus dans un programme de calcul de trajectoires. Les cinématiques des processus élastiques sont générées aléatoirement suivant la section efficace de diffusion $ep \rightarrow ep$, incluant les facteurs de forme électromagnétiques $G^{\gamma}_{E,M}(Q^2)$, pour des angles des protons compris entre 43° et 83°. Les processus inélastiques sont générés par le code développé pour l'expérience GRAAL se déroulant à l'ESRF de Grenoble. Ce code donne les sections efficaces de photoproduction inclusives ($\sigma_{\gamma p \rightarrow X}$) et exclusives ($\sigma_{\gamma p \rightarrow p\pi^0}$ ou $\sigma_{\gamma p \rightarrow \Lambda K^+}$ par exemple). Le flux de photons produits par bremstrahlung et générant ces réactions a été calculé en fonction de la position dans la cible et de l'énergie des photons à l'aide du logiciel Geant3 développé par le CERN. La combinaison du flux de photons et des section efficaces de photo-production constitue alors le générateur d'événements inélastiques. Les taux de comptages obtenus par cette simulation sont en accord avec les données acquises à l'aide du spectromètre SOS du Hall C [156]. Ce générateur a alors été utilisé pour estimer la contribution des événements inélastiques aux spectres de temps de vol. Un autre générateur d'événements inélastiques a été développé récemment par le groupe de l'IPN-Orsay et comprend un grand nombre de processus physiques [157]. Les résultats de ce générateur sont également en accord avec les données expérimentales de SOS et les spectres de temps de vol obtenus sont cohérents avec ceux issus du premier générateur. Le générateur d'Orsay a cependant

montré que l'électroproduction domine la photoproduction. En analysant les résultats de la période de tests de l'expérience G^0, les particules provenant des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible semblent contribuer fortement. Un générateur de processus de diffusion électron-aluminium est en cours de test et d'installation dans le code de simulation [158].

Le logiciel principal, G0-Geant, permet de calculer les trajectoires des particules. Ce programme prend en compte la géométrie complète du spectromètre et des détecteurs. La carte de champ magnétique est la même que celle utilisée pour la détermination de la forme des détecteurs. Geant3 présente l'avantage par rapport au code de "fast tracking" de prendre en compte les particules secondaires générées par les interactions des particules issues de la cible avec les matériaux environnant. Ce logiciel calcule également les pertes d'énergie dans la matière.

Les générateurs ainsi que le logiciel de suivi des particules permettent de simuler les spectres de temps de vol attendus pour l'expérience. Ces spectres servent à calculer les asymétries de violation de parité en imposant des coupures autour du pic associé aux protons élastiques. La figure 3.34 montre l'exemple de trois spectres de temps de vol simulés pour les détecteurs 1, 14 et 15. Le spectre de gauche est caractéristique des 13 premiers détecteurs, les deux autres spectres étant différents en raison des propriétés particulières du spectromètre (point de rebroussement cinématique). Pour le spectre associé au détecteur 1, le premier pic correspond aux pions, le pic suivant aux protons issus de diffusions inélastiques et le dernier pic aux protons élastiques. Pour le détecteur 14, les deux pics associés aux protons élastiques correspondent à deux gammes en moment-transféré, le premier pic étant associé aux grandes valeurs de Q^2 (entre 0,8 et 1,1 $(GeV/c)^2$) et le deuxième aux petites valeurs autour de 0,4 $(GeV/c)^2$. Dans le cas du détecteur 15, le domaine en moment transféré est très large ce qui entraîne l'impossibilité de séparer les protons élastiques et inélastiques car ils possèdent la même gamme en temps de vol. Le détecteur 15 montre bien la nécessité d'avoir une simulation réaliste dans le but de soustraire la contribution des protons inélastiques. Sur cette figure, seul les processus provenant de l'hydrogène de la cible ont été pris en compte ; la contribution des réactions dans les fenêtre de la cible et le rayonnement ambiant n'ont pas été inclus.

3.8.4 Les électroniques d'acquisition

Trois types d'électroniques d'acquisition sont utilisés au cours de la mesure, deux construisant les spectres de temps de vol utilisés pour le calcul d'asymétrie de taux de comptage et une fournissant des spectres utilisés pour le contrôle de l'expérience.

3.8.4.1 Les électroniques de codage en temps

Les spectres de temps de vol sont construits par deux électroniques distinctes traitant les octants nord-américains et français. Bien que différentes, elles reposent toutes les deux sur le même principe de fonctionnement décrit par la figure 3.35. Les signaux issus des photomultiplicateurs sont discriminés en amplitude par des CFDs (Constant Fraction Discriminators). La particularité de ces discriminateurs est de produire un signal logique dont le temps de sortie est indépendant de l'amplitude du signal d'entrée.

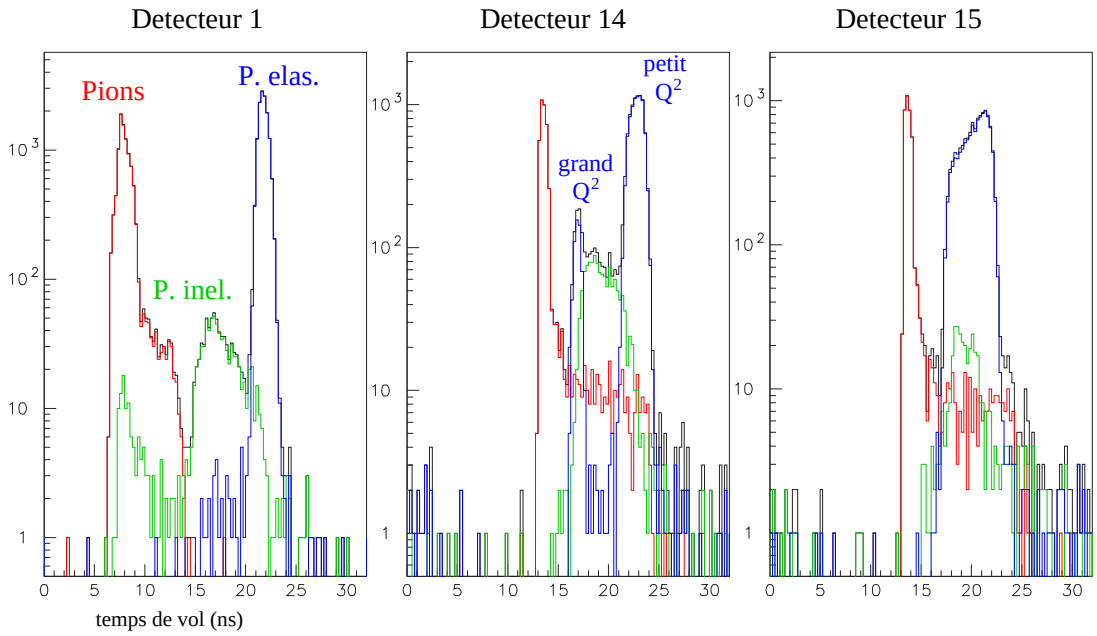


FIG. 3.34 – Exemples de spectres de temps de vol simulés pour les détecteurs 1, 14 et 15. Pour le détecteur 14, le premier pic "élastique" est associé aux grandes valeurs de Q^2 et le deuxième aux petites valeurs.

Leur utilisation est rendue nécessaire par le fait que les scintillateurs, qui ont une taille de 40 cm à 1 m, délivrent des signaux avec une dynamique en amplitude de deux environ. Les signaux des deux CFDs associés au même scintillateur sont ensuite envoyés en entrée d'un Mean-Timer qui, comme son nom l'indique, moyenne les temps d'arrivée de ces signaux. Ce module permet de s'affranchir de la différence de temps d'arrivée des signaux individuels en fonction du point d'impact de la particule sur les scintillateurs. La figure 3.36 montre la distribution de la différence des temps d'arrivées des photons aux PMTs gauche et droit pour le détecteur 10. Lorsqu'une particule traverse le détecteur sur un bord, cette différence est d'environ de 4 à 5 ns. Le temps de sortie du Mean-Timer associé au scintillateur Front est ensuite codé de 0 à 32 ns qui représente la période d'arrivée du faisceau dans la cible. La mesure du temps est effectuée en utilisant pour référence un signal dénommé "YO" possédant une période de 32 ns et synchronisé sur la fréquence de l'accélérateur. Le signal associé au MT Back ouvre une fenêtre de coïncidence, le signal de sortie du MT Front, préalablement retardé, valide alors la coïncidence et donc le codage du temps qui est ensuite enregistré pour constituer le spectre de temps de vol. Ceci permet de réduire la contribution des particules neutres (γ et neutrons) au spectre de temps de vol. Pendant le renversement de l'hélicité qui dure 200 μs, les spectres de temps de vol sont transférés vers le système d'acquisition par l'intermédiaire du Bus du chassis (VME ou VXI) puis réinitialisés.

Les deux électroniques de codage des temps, dites nord-américaine et française, respectent ce principe général mais possèdent deux approches différentes ce qui permet de tester la cohérence des résultats obtenus par chacune d'elles. L'électronique nord-

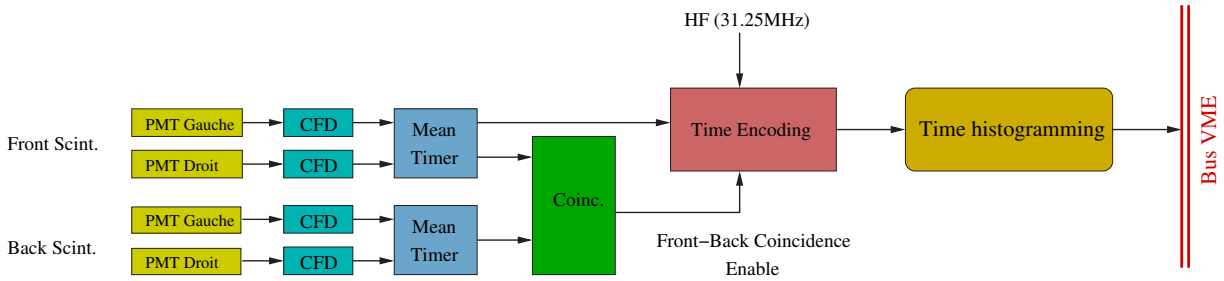


FIG. 3.35 – Schéma du principe de fonctionnement des électroniques chargées de construire les spectres de temps de vol.

américaine est modulaire (discriminateurs, codeurs en temps, etc. sont situés dans des chassis séparés) alors que l'électronique française est plus intégrée (toutes les fonctions sont regroupées dans une même carte).

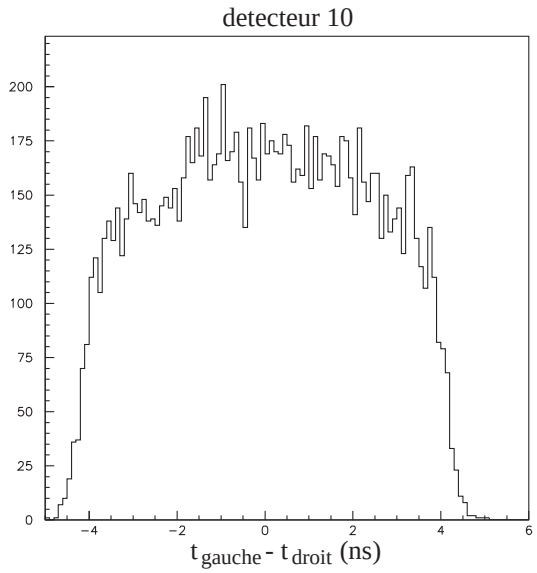


FIG. 3.36 – Distribution simulée de la différence de temps d'arrivée des photons au niveau des photomultiplicateurs droit et gauche associés à un scintillateur du détecteur 10. La localisation du point d'impact des particules créant la lumière est distribuée aléatoirement sur le scintillateur.

L'électronique nord-américaine se compose de plusieurs parties [159]. Les 256 discriminateurs sont regroupés dans 16 modules commerciaux LeCroy. Les MTs, regroupés dans une seul carte, ont été construits à Grenoble et reposent sur la technologie ASIC. Le codage en temps est assuré par des cartes LTD (Latched Time Digitizer) qui utilisent le signal YO comme référence en temps. Les temps de vol sont codés sur 24 bits avec une résolution de 1 ns mis à part le premier canal qui possède une largeur de 6,5 ns. Ce fonctionnement entraîne alors une zone "aveugle" de 2,5 ns comme le montre la figure 3.37. Les temps

codés par les LTDs sont ensuite enregistrés dans des histogrammes constitués par des échelles de comptage.

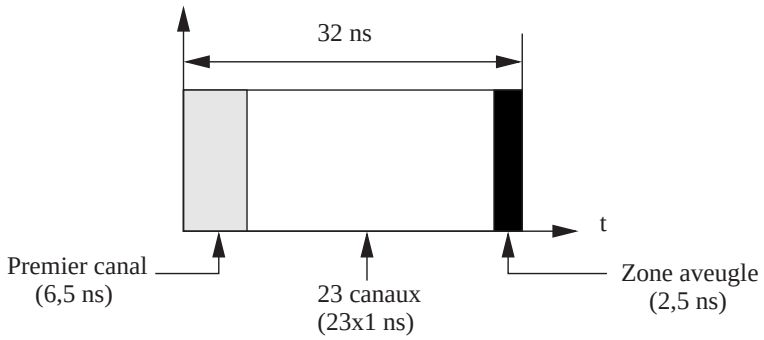


FIG. 3.37 – Découpage en temps de la période de 32 ns opéré par les LTDs de l'électronique nord-américaine.

L'électronique française utilise huit cartes appelées DMCH16X[g] [160, 161]. Un certain nombre de fonctionnalités sont programmées suivant 10 configurations par l'intermédiaire d'un EPLD-Trig (coïncidence Front-Back ou non, longueur de la fenêtre de coïncidence à 7 ou 11 ns, etc.). Le codage en temps est assuré par un flash TDC dont la résolution en temps est de 250 ps. Les histogrammes sont construits par quatre DSP (Digital Signal Processing). Pour pouvoir mieux contrôler le temps mort, un système, appelé NPN[h], autorise ou non l'enregistrement d'un événement dans l'histrogramme. Son principe et ses conséquences sont détaillées dans le chapitre 5. Un cinquième DSP, appelé concentrator, sert au transfert des données vers le bus du chassis VXI. Les cartes DMCH16X sont entièrement programmables : le seuil de chaque discriminateur peut être ajusté individuellement mais également le retard du signal du MT Front par rapport au MT Back nécessaire pour la coïncidence. Il existe aussi une carte "fille" appelée SDMCH (S pour Scaler) qui contient des échelles de comptage et enregistre le nombre de signaux issus de chaque discriminateur et Mean-timer pendant un MPS.

Le fonctionnement des deux électroniques de codage des temps a été validé pendant la période de tests. La figure 3.38 montre un exemple de spectres de temps de vol obtenus pendant la période d'ingénierie pour chacune de ces électroniques : l'histogramme de gauche correspond à l'électronique nord-américaine et celui de droite à l'électronique française. Le spectre associé à l'électronique nord-américaine semble plus accidenté car la largeur en temps de chaque canal, hormis le premier, est différent de 1 ns. Cet effet a été corrigé pour le spectre de l'électronique française (la méthode de correction est expliquée dans l'annexe A).

3.8.4.2 L'électronique "Fastbus"

La troisième électronique, reposant sur l'utilisation de modules Fastbus, a un rôle de contrôle. Elle est constituée de TDCs (Time to Digital Converter) et ADCs (Analog

[g]Discriminator, Mean-timer, time to digit Coder and Histogram 16 voies, correspondant à 8 détecteurs.
[h]Next Pulse Neutralization

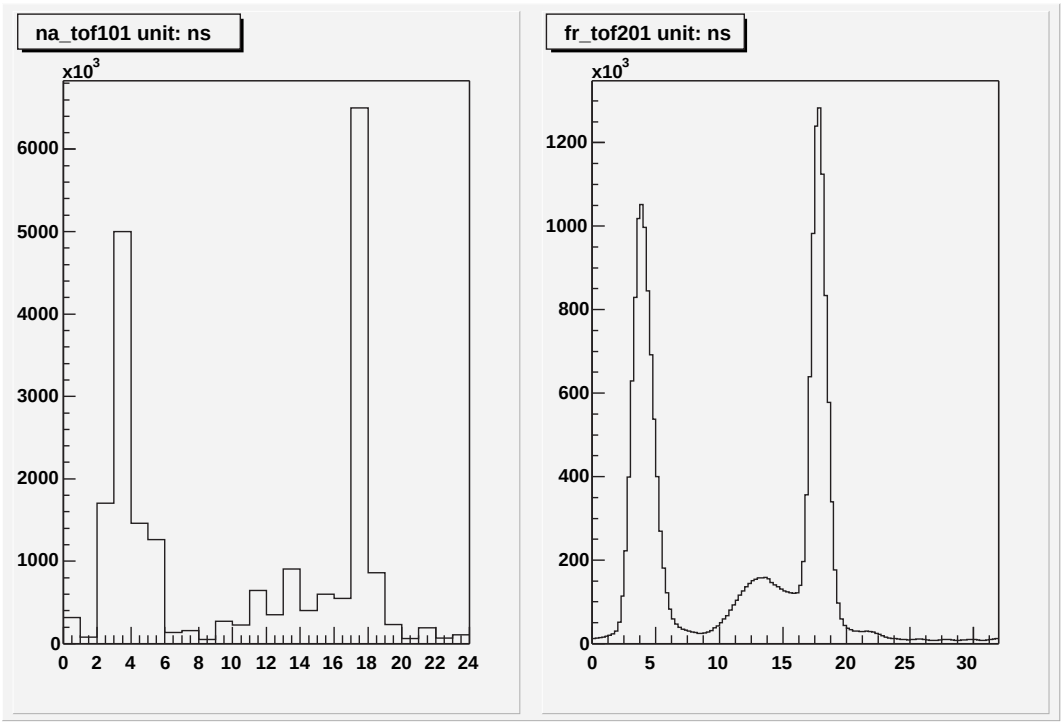


FIG. 3.38 – Exemples de spectre de temps de vol mesuré au cours de la période de test de l'expérience pour les électroniques nord-américaine (gauche) et française (droite).

to Digital Converter). Les temps de sortie de tous les CFDs et MTs (nord-américains et français) sont enregistrés par les TDCs avec une résolution de 50 ps autorisant la comparaison entre les spectres obtenus par l'électronique Fastbus et les électroniques de codage en temps. Le signal de chaque PMT est intégré pendant une fenêtre de 200 ns et codé par les ADCs. Cette électronique possède un taux d'acquisition d'environ 800 Hz ce qui ne permet pas son utilisation pour le calcul des asymétries de taux de comptage. Ce système sert à contrôler l'évolution des gains des PMTs en étudiant les charges mesurées par les ADCs ainsi que l'état de marche des CFDs et MTs. L'évolution du gain des photomultiplicateurs est surveillée par un système spécifique appelé GMS (Gain Monitor System) [163]. Ce système utilisera une lampe à plasma pour produire de la lumière ultra-violette (gamme de longueur d'onde produite par scintillation). Cette lumière est envoyée alternativement par un système de caches à chaque extrémité des scintillateurs par l'intermédiaire de fibres optiques pendant la période de renversement d'hélicité où les données des électroniques de codage en temps sont transférées. L'intensité de la lampe étant calibrée, il est possible de surveiller l'évolution du gain de chaque PMT en analysant les spectres ADCs correspondant. Les informations enregistrées par l'électronique Fastbus sont plus riches que celles données par les électroniques de codage en temps. Ces dernières ne donnent accès qu'aux distributions en temps des événements en coïncidence entre scintillateurs Front et Back. L'électronique Fastbus permet également d'accéder aux distributions en temps de tous les signaux issus des CFDs et MTs et d'étudier leurs corrélations comme nous le verrons dans le chapitre 5. Cette électronique autorise aussi l'étude des corrélations entre les ADCs et les TDCs nécessaire pour l'étude de l'effet des seuils des CFDs ainsi que l'identification

des particules (pions, protons élastiques et inélastiques).

3.8.4.3 Le système d'acquisition

Le transfert des données de chacune des électroniques ainsi que leur enregistrement est assuré par le système standard d'acquisition du TJNAF : CODA (CEBAF Online Data Acquisition system). Le rôle de ce système est de lire et d'enregistrer les données des électroniques qui viennent d'être décrites (spectres de temps de vol, spectres des TDCs et ADCs Fastbus) mais également les données de "slow control". Ces dernières regroupent toutes les données qui ne sont pas mesurées par les détecteurs mais qui peuvent servir au contrôle du bon fonctionnement de l'expérience, par exemple l'intensité et la position du faisceau, l'hélicité des électrons ou encore le courant dans les bobines de l'aimant supraconducteur.

Pendant la période de renversement de l'hélicité d'une durée de 200 μs et à une fréquence de 30 Hz, les données de "slow control" sont lues et les histogrammes enregistrés dans les DSPs des DMCH16x sont transférés vers le DSP concentrateur avant d'être réinitialisés. Les données présentes dans ce dernier DSP sont lues par l'acquisition pendant le MPS suivant ce qui a l'avantage de ne pas introduire de temps mort en raison du transfert des données. Le flux de données total correspondant à cette expérience est d'environ 1,8 MBytes par seconde ce qui représente pour les 700 heures dédiées à la phase aux angles avant un volume total de données de 4,5 TBytes.

3.9 La mesure aux angles arrière

La détermination des contributions électrique et magnétique des quarks étranges $G^s_{E,M}$ et du facteur de forme axial G^e_A nécessite d'effectuer deux autres mesures aux angles arrière en diffusion élastique $\vec{e}p$ et quasi-élastique $\vec{e}d$. Nous allons en décrire le principe ainsi que les nouveaux développements techniques (détecteurs et électronique).

3.9.1 Le principe de la mesure

Pour pouvoir détecter les électrons diffusés élastiquement avec un angle de 110°, l'ensemble de l'appareillage (aimant et détecteurs) est retourné. Nous avons déjà mentionné que la variation de Q^2 par rapport à l'angle de diffusion est faible pour $\theta_e = 110°$. Afin de mesurer l'asymétrie de violation de parité pour $Q^2 = 0{,}3$, 0,5 et 0,8 $(GeV/c)^2$, il est nécessaire d'ajuster à la fois l'énergie du faisceau à 424, 585 et 799 GeV et le courant circulant dans les bobines du spectromètre à 2700, 3200 et 3800 A respectivement. Ces réglages assurent que les trajectoires des électrons sont identiques pour les trois mesures.

Contrairement à la mesure aux angles avant, les particules détectées (π^-, électrons élastiques et inélastiques) sont toutes ultra-relativistes. Ainsi, une mesure de temps de vol pour effectuer la séparation des processus élastiques des processus inélastiques s'avère inadaptée. La discrimination est assurée par la détection des particules par deux hodoscopes. Les FPDs de la mesure aux angles avant forment l'un de ces hodoscopes, l'autre est constitué de neuf scintillateurs situés près de la fenêtre de sortie de l'aimant et sont appelés Cryostat Exit Detectors (CEDs). La figure 3.39 montre l'ensemble de détection

utilisé pour la mesure aux angles arrière ainsi que les trajectoires des électrons diffusés élastiquement.

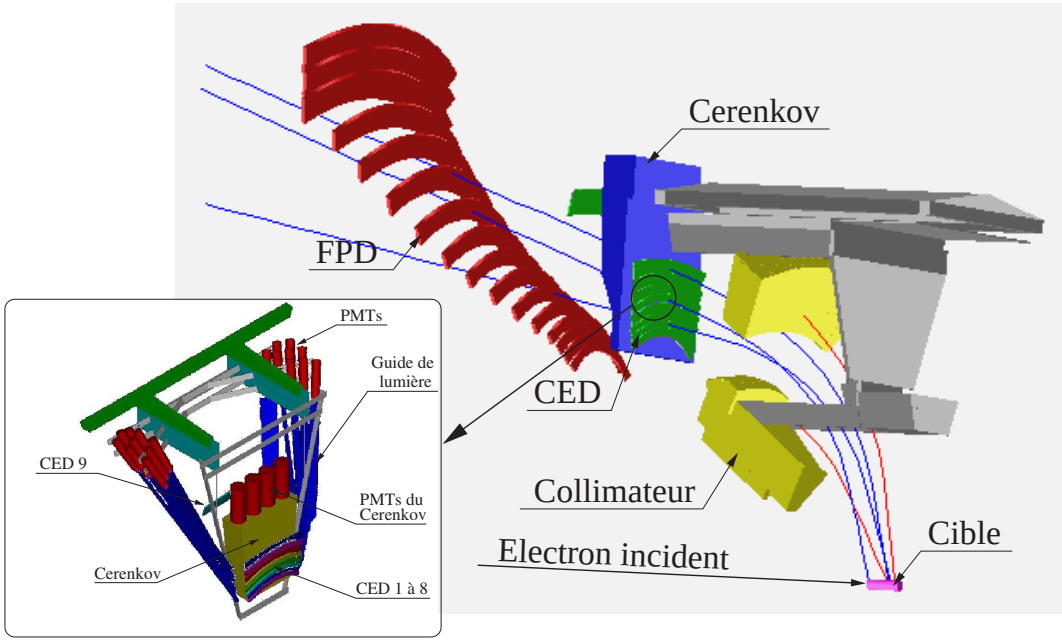


FIG. 3.39 – Schéma de l'appareillage utilisé pour la mesure aux angles arrière. Cette figure montre les trajectoires des électrons diffusés élastiquement.

Les électrons diffusés élastiquement et inélastiquement avec le même angle possèdent des impulsions différentes. Ainsi, ces particules suivent des trajectoires différentes dans le champ magnétique de l'aimant de G^0. Une matrice de coïncidence entre CEDs et FPDs permet de séparer les deux types de processus. Comme le montre la figure 3.40, les zones associées à ces deux types de processus sont bien distinctes. Sur cette même figure, on peut voir que les FPDs 1 et 2 ne sont pas atteints par les électrons diffusés élastiquement. Ces deux détecteurs ne sont pas utilisés, les matrices de coïncidence étant alors construites entre neuf CEDs et quatorze FPDs (de 3 à 16). De plus seuls les scintillateurs Front des FPDs sont intrumentés. L'utilisation des scintillateurs Back, nécessaires pour réduire le taux de comptage des particules neutres durant la mesure aux angles avant, n'est plus justifiée car la coïncidence CED-FPD remplit déjà ce rôle.

Un détecteur Čerenkov à aérogel sera utilisé pour discriminer les pions par rapport aux électrons. Ce détecteur est nécessaire principalement pour les mesures avec la cible remplie de deutérium car les taux de comptage des pions sont alors importants dans les éléments de la matrice de coïncidence correspondants aux électrons diffusés élastiquement. Il est également envisagé de réduire la longueur de la cible de 10 cm pour diminuer la contribution des événements inélastiques produits par photo-production [164]. La cible devra également être modifiée pour pouvoir être connectée au circuit de deutérium du hall expérimental.

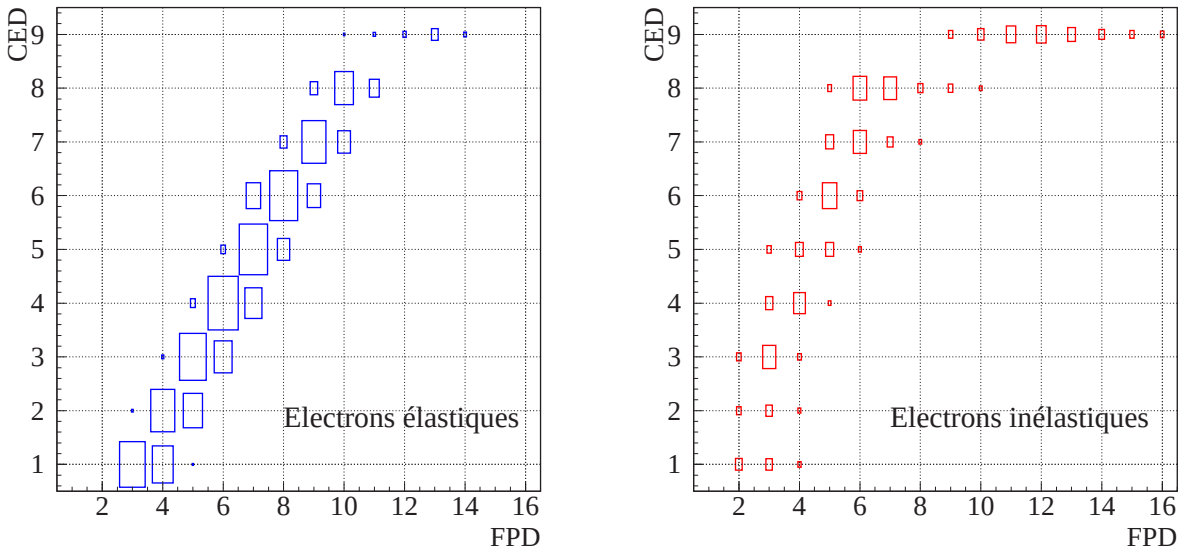


FIG. 3.40 – Matrices de coïncidence entre FPDs et CEDs pour les processus élastiques (figure de gauche) et inélastiques (figure de droite). La taille des rectangles est proportionnelle aux taux de coïncidence. Cette matrice correspond à la mesure pour $Q^2 = 0,3\ (GeV/c)^2$.

Le retournement et l'installation des détecteurs sont prévus fin 2004 après la mesure aux angles avant. Les prises de données devraient se succéder de 2005 à 2007 à raison d'une mesure par an sur l'hydrogène et le deutérium pour une valeur de Q^2.

3.9.2 Les détecteurs supplémentaires

La mesure aux angles arrière nécessite l'utilisation de deux nouveaux ensembles de détection pour séparer le événements élastiques du bruit de fond. Nous allons maintenant décrire les CEDs puis le détecteur Čerenkov qui ont été spécialement conçus pour l'expérience.

3.9.2.1 Les Cryostat Exit Detectors (CED)

Le nombre de CEDs a été dicté par le nombre de FPDs touchés. Le principe est d'associer un CED à un FPD pour les électrons issus d'une diffusion élastique [165]. D'après la figure 3.40, les deux premiers FPDs ne sont pas sensibles aux électrons élastiques et seront enlevés dans le but d'avoir plus d'espace pour placer les CEDs, le détecteur Čerenkov et la structure les supportant. Les taux de comptage des électrons élastiques dans les FPDs 11 à 16 sont faibles ; il a donc été choisi de n'associer qu'un seul CED à ces 6 FPDs. Ainsi le nombre de CEDs est de neuf par octant.

Pour optimiser la séparation entre processus élastiques et inélastiques, les détecteurs CED doivent être placés le plus loin possible du second hodoscope formé par les FPDs. Ainsi il sont localisés à la sortie du spectromètre comme le montre la figure 3.39. Le CED

9 qui est le plus éloigné de la ligne de faisceau se trouve en retrait de 31 cm par rapport aux autres pour éviter qu'il ne se situe en vue directe de la cible. La forme de chaque CED a été déterminée non seulement pour être associé principalement à un FPD mais aussi en fonction de l'acceptance azimutale définie par le spectromètre.

Les détecteurs CED sont composés de scintillateurs BC408 d'un centimètre d'épaisseur. La lumière produite par le passage des particules est acheminée jusqu'aux photomultiplicateurs par de longs guides de lumière. En effet les PMTs doivent être situés loin du spectromètre, là où la valeur du champ de fuite est faible pour ne pas dégrader leur gain. Les photomultiplicateurs des CEDs sont les mêmes que ceux utilisés pour la mesure aux angles avant.

Un ensemble de 9 CEDs a déjà été construit et testé en utilisant le rayonnement cosmique. Le résultat de ces tests a montré que le nombre de photons mesurés par les PMTs suite au passage de muons au minimum d'ionisation est d'environ de 200 [166]. Cette quantité de lumière est alors suffisante pour détecter les électrons. Un ensemble de 9 CEDs et la structure de support seront envoyés fin 2003 à TJNAF pour tester leur intégration. Les huit ensembles seront installés pour la mesure durant l'été 2004 après d'éventuelles modifications.

3.9.2.2 Le détecteur Čerenkov

Les mesures prises à l'aide du spectromètre SOS ont permis de valider la simulation non seulement pour la mesure aux angles avant mais aussi pour la mesure aux angles arrière en effectuant des mesures avec une cible d'hydrogène et une cible de deutérium. Le générateur de GRAAL a été confronté à ces dernières mesures et il en résulte que la photo-production de pions n'est pas le processus dominant. Pour la mesure sur cible de deutérium, il a été nécessaire d'ajouter l'électro-production de π^- en utilisant le générateur MAID [167]. L'accord entre mesure et simulation est satisfaisant [168]. Pour la mesure sur cible d'hydrogène, un générateur spécifique a été développé car le processus dominant de production de π^- ($ep \rightarrow e'p\pi^+\pi^-$) n'est pas inclus dans MAID. Les résultats ainsi obtenus sous-estiment les taux de comptage mesurés d'environ 10% ; ce degré de précision peut être considéré comme satisfaisant pour la simulation.

Ces générateurs ont été inclus dans le programme G0Geant. La simulation a montré que, pour la mesure sur cible de deutérium et à une énergie du faisceau de 799 MeV, le taux de comptage des pions est environ 7 fois plus grand que celui des électrons élastiques dans les éléments de matrices correspondant. L'histogramme de gauche de la figure 3.41 montre la comparaison de ces taux de comptage au niveau des FPDs[i]. Le fort taux de comptage des pions rend alors la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton impossible. Afin de distinguer les électrons des pions, il a été choisi d'utiliser un détecteur Čerenkov, où seuls les électrons produisent de la lumière. Le signal Čerenkov valide alors l'événement. L'efficacité de détection des électrons a été estimée par simulation à 97% [169]. L'efficacité d'un tel détecteur ne peut atteindre 100% car les pions peuvent intéragir avec le matériau radiateur et éjecter un électron (δ-ray) qui

[i]Les FPDs 3 et 4 ne sont pas inclus car ces derniers ne seront pas utilisés pour calculer l'asymétrie de violation de parité pour la mesure sur cible de deutérium, étant donné que le taux d'électrons inélastiques y domine.

créé de la lumière Čerenkov validant ainsi le passage du pion. L'histogramme de droite de la figure 3.41 montre le résultat de la validation par le détecteur Čerenkov ; les pions ne contribuent plus qu'à la hauteur de 10 à 15% du taux de comptage total.

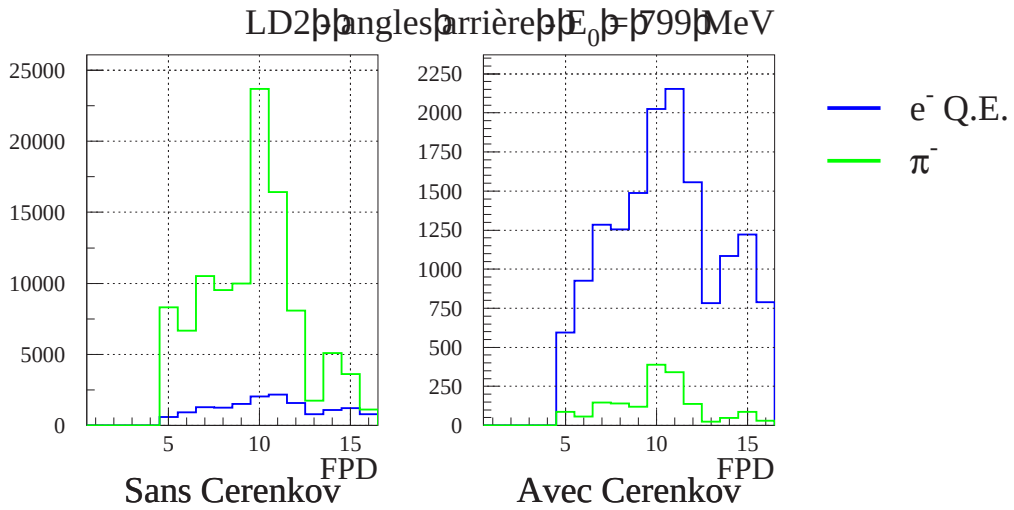


FIG. 3.41 – Effet du détecteur Čerenkov sur les taux de comptages des pions.

L'indice du milieu radiateur doit être choisi pour que les pions ne produisent pas de lumière en le traversant. Pour créer de la lumière Čerenkov, la vitesse réduite d'une particule doit être supérieure à une valeur seuil (β_{seuil}) définie par la relation :

$$\beta_{seuil} = \frac{1}{n} \tag{3.25}$$

avec n l'indice optique du milieu. L'impulsion maximale des pions étant de 400 MeV/c dans les conditions les plus défavorables (mesure à une énergie de 799 MeV), l'indice du radiateur doit alors être inférieure à 1,06. Cependant les pions sont des particules instables. Les π^- se désintègrent majoritairement suivant le canal $\pi^- \rightarrow \mu^- \overline{\nu}_\mu$ avec un rapport de branchement de 99,99%. Les muons étant légèrement plus légers que les pions, il est nécessaire d'abaisser l'indice du radiateur en-dessous de 1,035. Le choix s'est porté sur un aérogel d'indice 1,03 formé d'une mousse d'air et de gel de silice (type SP-30, Matsushita Electric Works). L'avantage de ce matériau est qu'il possède une très faible densité ($\rho = 0,11 g.cm^{-3}$) limitant ainsi les pertes d'énergie des électrons ainsi que le développement des gerbes électromagnétiques.

La géométrie du détecteur Čerenkov a été optimisée à l'aide du programme de simulation LITRANI (LIght TRacking in ANIsotropic media) [170, 171]. La figure 3.42 montre la géométrie finale du détecteur Čerenkov. La forme trapèzoïdale est imposée par le support mécanique. Ce détecteur contient une épaisseur de 5 cm d'aérogel maintenu par 3 fils de nylon horizontaux et verticaux. Derrière l'aérogel se trouve la chambre de diffusion remplie d'air qui possède un plan incliné destiné à réduire la dispersion du temps de trajet des photons jusqu'aux quatre photomultiplicateurs. Le modèle de ces derniers est XP4572B de chez Photonis. Ils possèdent une fenêtre d'entrée circulaire de 130 mm

de diamètre. Pour optimiser le nombre de photons détectés par les PMTs, la chambre est tapissée de papier diffusif Millipore (type GSWP 00010) et les photons traversent des guides de lumière coniques avant d'atteindre les photomultiplicateurs. Les fenêtres d'entrée et de sortie du détecteur sont de fines plaques d'aluminium assurant ainsi de faibles pertes d'énergie, minimisant la création de gerbes électromagnétiques mais autorisant un bon maintien mécanique. Ce détecteur sera situé au niveau des CEDs, là où le champ de fuite du spectromètre est compris entre 10 et 15 mT. Pour garantir le gain des PMTs, un blindage composé de trois cylindres concentriques, deux de fer doux de 2 mm d'épaisseur et un de Mumétal de 0,8 mm d'épaisseur a été installé autour de chaque photomultiplicateur. Cette étude a pu être menée grâce à l'aide du laboratoire LCMI[j] [172].

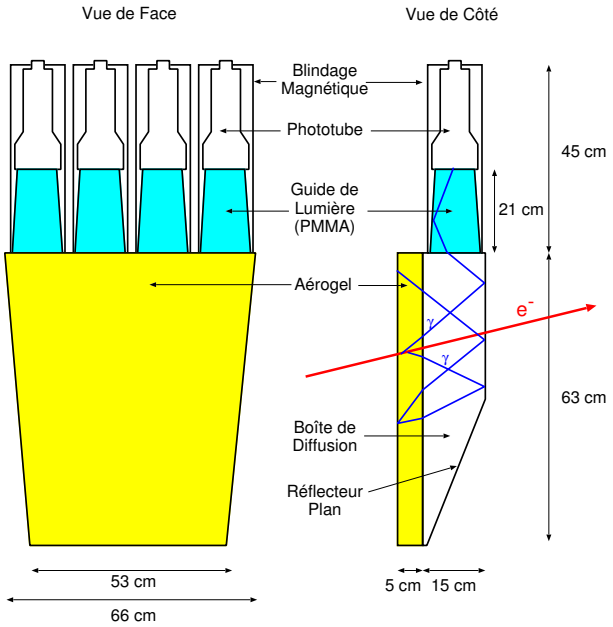


FIG. 3.42 – Schéma d'un détecteur Čerenkov pour l'expérienc G^0.

Le LPSC est en charge de construire la moitié des détecteurs Čerenkov. Des tests utilisant les muons cosmiques ont été menés sur un prototype puis sur une première version possèdant la géométrie finale. La simulation de LITRANI a pu être validée grâce aux tests du prototype. Avec la géométrie finale, le nombre moyen de photo-électrons mesurés par l'ensemble des PMTs est de 9,9 pour chaque événement avec un temps moyen de trajet de 9,5 ns [169].

3.9.3 L'électronique de coïncidence

De la même manière que pour les angles avant, une électronique spécifique est développée pour moitié par les collaborations nord-américaine et française. Le schéma de principe de cette électronique est représenté par la figure 3.43. Son rôle principal est de construire les matrices de coïncidence entre les deux hodoscopes et dont les éléments

[j]Laboratoire des Champs Magnétiques Intenses

sont notés CED$_i$-FPD$_j$ avec $1 < i < 9$ et $1 < j < 14$. Les signaux des PMTs sont d'abord envoyés sur les cartes DMCH16X pour être discriminés par les CFDs et les temps d'arrivée des deux signaux associés à un scintillateur sont moyennés par les MTs pour s'affranchir de la différence de temps de propagation dans les CEDs ou FPDs. Toutes les particules chargées produites dans la cible et détectables étant ultra-relativistes, la distribution en temps d'arrivée de ces particules dans un scintillateur est très étroite (environ 1 ns). Les signaux de sortie des MTs sont alors mis en coïncidence avec un BPO (Beam Pick Off) synchronisé avec le passage des électrons dans la cible. La fenêtre de coïncidence possède une largeur de 8 ns ce qui permet de réduire le bruit de fond non corrélé en temps distribué sur les 32 ns de période du faisceau. Les signaux sont ensuite traités par un module programmable ALTERA qui construit la matrice de coïncidence CED$_i$-FPD$_j$ et envoie les résultats vers des échelles qui seront lues puis réinitialisées pendant la période de renversement d'hélicité entre deux MPS. Les signaux des photomultiplicateurs associés au détecteur Čerenkov sont d'abord sommés puis envoyés vers un discriminateur dont le seuil définit le nombre de photoélectrons produits par le passage d'un électron. Le signal de sortie est alors utilisé par l'ALTERA pour valider les coïncidences.

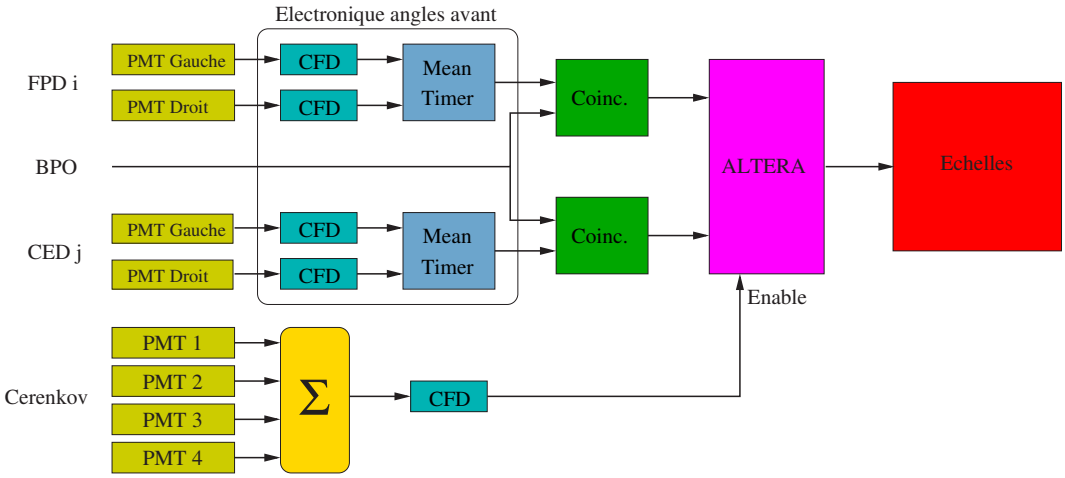


FIG. 3.43 – Schéma de principe de l'électronique de coïncidence pour les mesures aux angles arrière.

Les taux de comptage par octant sont estimés à 700 kHz ce qui correspond à une probabilité de 2% d'avoir deux événements dans la même période de 32 ns. Ces événements, appelés multi-hits, impliquent une ambiguité pour la coïncidence entre les différents CED et FPD touchés. Ces multi-hits ne sont pas comptabilisés dans la matrice de coïncidence mais sont néanmoins comptés dans des échelles indépendantes. De même les taux de comptages individuels des CEDs et FPDs sont enregistrés dans d'autres échelles. Par octant, il y a donc au total 241 échelles. Les taux de comptages de chacune de ces échelles sont alors utilisés pour estimer et corriger le temps mort de l'électronique. De plus, les électroniques développées aux angles avant seront utilisées et permettront d'obtenir les distributions en temps de vol qui pourront également servir à corriger le temps mort. L'électronique "angles arrière" nord-américaine repose sur le même principe de fonction-

nement que l'électronique française mais sa conception est de nouveau modulaire. Ces deux électroniques [173, 174] sont en cours de construction et de test.

Les différents systèmes mis en place pour l'expérience G^0 aux angles avant ont fait l'objet de mesures de calibration d'octobre 2002 à janvier 2003. Le prochain chapitre présente une vue d'ensemble des résultats obtenus et des analyses associées.

Chapitre 4

Démarrage de l'expérience G^0

L'installation de l'expérience G^0 dans sa configuration pour la mesure aux angles avant s'est terminée en août 2003. Il s'en est suivi une période de plusieurs mois pendant laquelle nous avons testé sous faisceau le fonctionnement des différents systèmes utilisés par l'expérience (faisceau, spectromètres, détecteurs, etc.).

L'objectif de ce chapitre est de présenter une vue générale de ces tests avec les résultats obtenus. Nous débuterons par les propriétés du faisceau (asservissements en charge et en position, et polarisation), puis nous présenterons le comportement de la cible en présence du faisceau. Une étude complète du bruit de fond a également été réalisée.

4.1 Les propriétés du faisceau

A l'issue de cette première période de tests, l'accélérateur a délivré un faisceau stable avec les conditions nominales de l'expérience : une intensité de 40 μA et une période entre deux paquets d'électrons de 32 ns. Dans ce paragraphe, nous allons d'abord présenter les contraintes sur les propriétés du faisceau avec les résultats sur l'asservissement en charge et en position ainsi que la mesure de la polarisation du faisceau.

4.1.1 Spécifications

Hormis son taux de polarisation, les paramètres du faisceau qui peuvent influer sur les taux de comptage et donc sur la valeur des asymétries mesurées sont l'intensité (I), la position (x et y), les angles d'incidence au niveau de la cible (θ_x et θ_y) et l'énergie (E). Rappelons que l'asymétrie mesurée peut être calculée à partir des taux de comptage normalisés par la luminosité (voir formule 3.7). Pendant la période de test de l'expérience G^0, nous n'avions pas de détecteur de luminosité ; les asymétries ont été alors calculées à partir des taux de comptage normalisés par l'intensité du faisceau, notés $Y = N/I$. La différence entre la luminosité et l'intensité du faisceau réside principalement dans la densité de la cible (sa longueur étant constante). La formule reliant l'asymétrie mesurée (A_m), l'asymétrie de violation de parité (A_{PV}) et les différences de ces paramètres s'écrit :

$$A_m = \frac{Y_+ - Y_-}{Y_+ + Y_-} = P_e A_{PV} + \sum_P \frac{1}{Y}\frac{\partial Y}{\partial P}\Delta P = P_e A_{PV} + \sum_P A_P \tag{4.1}$$

avec P_e la polarisation du faisceau, $P = I,\ x,\ y,\ \theta_x,\ \theta_y$ ou E, $\Delta P = (P_+ - P_-)/2$ et A_P la fausse asymétrie résultante. Pour extraire l'asymétrie de violation de parité, il est nécessaire de connaître la différence de ces paramètres entre les deux états d'hélicité des électrons (ΔP) ainsi que la variation des taux de comptage normalisés en fonction des différents paramètres ($\frac{1}{Y}\frac{\partial Y}{\partial P}$). Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, ces grandeurs peuvent être obtenues à l'aide de BCMs pour ΔI et de BPMs pour les autres différences.

Dans le programme d'analyse de l'expérience, *g0analysis* [176], les algorithmes de correction des pertes par temps mort sont appliqués par défaut aux données. Les variations résiduelles des taux de comptage normalisés ont été déterminées par l'étude du temps mort pour l'intensité (voir chapitre 5) et pour les autres paramètres par l'étude dite de "coil-pulsing"[a] qui sera présentée dans le chapitre 7. L'objectif est de minimiser les fausses asymétries à des valeurs inférieures à la plus petite erreur statistique attendue au terme de 700 h de prise de données à 40 μA à savoir environ 0,1 ppm [177]. Le tableau 4.1 reporte les valeurs des variations des taux de comptage, les valeurs typiques des différences (ΔP) [175] et les fausses asymétries A_P générées sur une période d'environ 50 heures de mesures. Ce tableau montre que l'objectif est atteint pour tous les paramètres mis à part pour l'énergie. Cependant la mesure d'énergie est effectuée par la mesure de la déviation du faisceau dans l'arc avant l'arrivée du faisceau dans la Hall (cf paragraphe 3.4.3) et dépend donc de la position du faisceau. La corrélation entre la mesure de l'énergie et de la position n'a pas été corrigée. Par conséquent, la fausse asymétrie réelle liée à l'énergie est sans doute plus faible.

	$\Delta I/I$	x ou y	θ_x ou θ_y	$\Delta E/E$
$\frac{1}{Y}\frac{\partial Y}{\partial P}$	-0,1 %/μA	0,2 %/mm	0,5 %/mrad	-0,2 %/MeV
ΔP	2 ppm	50 nm	18 nrad	2.10^{-8}
A_P (ppm)	0,08	0,10	0,09	0,12
σ_P	400 ppm	6 μm	1,8 μrad	6 ppm
ΔA_P (ppm)	0,0037	0,0028	0,0021	0,008

TAB. 4.1 – Estimation des corrections à appliquer (A_P) et de la précision associée (ΔA_P) attendue pour 700 heures de données pour chacun des paramètres du faisceau. Ce tableau donne également les valeurs des variations des taux de comptage en fonction de ces paramètres ($\frac{1}{Y}\frac{\partial Y}{\partial P}$), la valeur typique des différences mesurées pendant la période de test (ΔP) et la résolution de la mesure de chaque paramètre incluant la résolution intrinsèque des appareillages et la dispersion de ce paramètre (σ_P) [178].

Il est également important de connaître avec quelle précision seront déterminées les

[a]En résumé cette étude consiste à modifier la position et l'angle d'incidence du faisceau par l'intermédiaire de bobines situées avant l'entrée du faisceau dans le Hall.

différences des paramètres entre les deux états d'hélicité car elles contribuent à l'erreur systématique sur la mesure de A_{PV}. Le cahier des charges [179] spécifie que les erreurs induites sur la connaissance des corrections (A_P) doivent être inférieures à 5% de l'erreur statistique sur A_m la plus faible (0,1 ppm). Par conséquent, les erreurs sur les valeurs des termes correctifs doivent être inférieures à 0,005 ppm. La précision attendue sur les fausses asymétries (ΔA_P) vaut :

$$\Delta A_P = \frac{1}{Y}\frac{\partial Y}{\partial P}\frac{\sigma_P}{\sqrt{N_Q}} \tag{4.2}$$

avec σ_P l'écart type sur la mesure de ΔP et N_Q le nombre total de quartets. Les valeurs de σ_P et ΔA_P (pour 700 heures de prise de données) sont reportées dans le tableau 4.1. La précision sur la mesure de A_P répond à la contrainte $\Delta A_P < 0,005$ ppm hormis pour l'énergie mais encore une fois la corrélation entre position et énergie permet d'expliquer cette valeur.

4.1.2 Asservissement en charge

L'asymétrie de charge est minimisée par un système de rétroaction dont la mesure de l'intensité est faite par les BCMs et la correction est assurée par une cellule de Pockels utilisée à basse tension appelée CPC (voir paragraphe 3.5.3). Pour que le système de rétroaction fonctionne, il faut connaître la tension à laquelle l'asymétrie de charge est nulle ainsi que la sensibilité de cette asymétrie à la valeur de la tension appliquée. En pratique, ces deux grandeurs sont déterminée en effectuant un "IA scan", c'est à dire que l'asymétrie de charge est mesurée pour plusieurs valeurs fixes de la tension appliquée à la CPC, le système d'asservissement étant évidemment arrêté. La figure 4.1 montre un exemple d'une telle mesure.

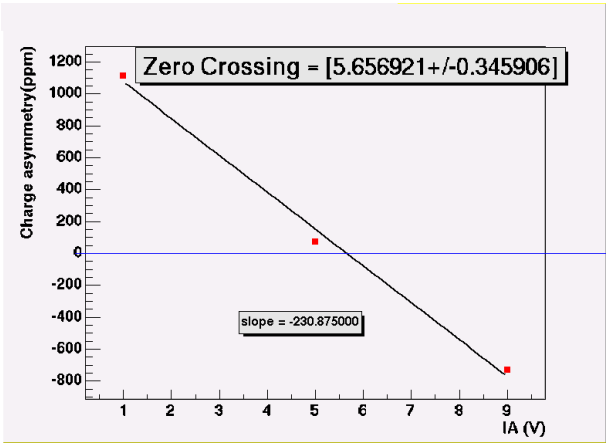


FIG. 4.1 – Exemple de mesure "IA scan" permettant de déterminer la tension entraînant une asymétrie de charge nulle et la sensibilité de cette asymétrie en fonction de la tension.

Hormis la calibration du système d'asservissement en charge, cette étude permet également de quantifier l'influence du temps mort sur l'asymétrie de taux de comptage mesurée comme nous le verrons au paragraphe 5.3.2.

La figure 4.2 montre, lorsque le système de rétroaction est enclenché, d'une part l'asymétrie de charge mesurée toutes les 5 minutes en fonction du temps et d'autre part l'évolution de la valeur moyenne pendant la prise de donnée. Cette figure montre qu'au bout de huit heures de données, l'asymétrie de charge moyenne est seulement de 2 ppm. Cette valeur implique que la correction de l'asymétrie mesurée par les détecteurs sera faible comme le montre le tableau 4.1.

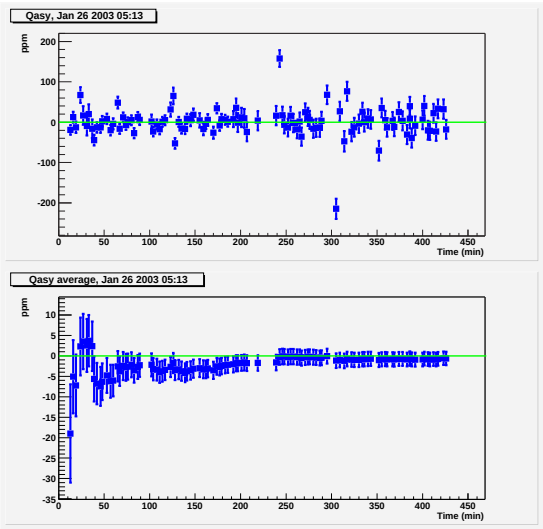


FIG. 4.2 – Variation de l'asymétrie de charge en fonction du temps. La figure du haut représente l'asymétrie de charge mesurée toutes les 5 minutes et la figure du bas l'évolution de la valeur moyenne au cours du run [178].

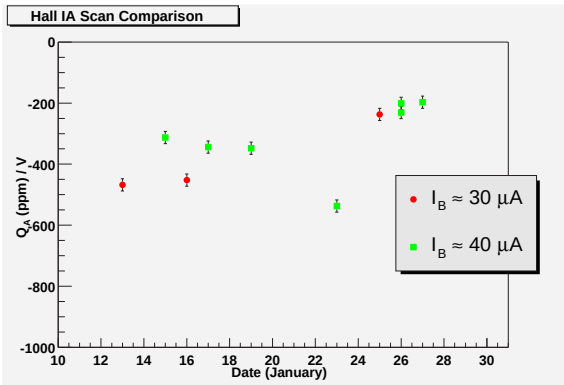


FIG. 4.3 – Evolution de la sensibilité de l'asymétrie de charge à la tension appliquée à la CPC [178].

Bien que ce système fonctionne correctement, il faut néanmoins calibrer la CPC fréquemment. La figure 4.3 montre que les valeurs des pentes de l'asymétrie de charge en fonction de la tension de la CPC varient notablement au cours du temps à l'échelle de la journée. La stabilité des conditions du faisceau constitue un des problèmes majeurs à comprendre et à résoudre pendant la prochaine période de test de l'expérience.

4.1.3 Asservissement en position

La position du faisceau est également asservie au niveau de la source d'électrons grâce à l'orientation d'un miroir par l'intermédiaire de deux cristaux piezo-électriques (voir paragraphe 3.5.3). Pendant la période de test de l'expérience, le système de correction en position a été calibré. La méthode consiste à inhiber le système de rétroaction et d'appliquer une série de tensions à chaque cristal piezo-électrique (l'un dénommé PZTX et l'autre PZTY). La figure 4.4 représente pour chacun des cristaux la différence de position du faisceau en X et en Y pour plusieurs valeurs de la tension qui leur est appliquée. Ces

mesures permettent alors de déterminer les données utiles pour le système d'asservissement, d'une part la tension pour laquelle la différence en position est nulle et d'autre part la sensibilité de cette différence en fonction de la tension.

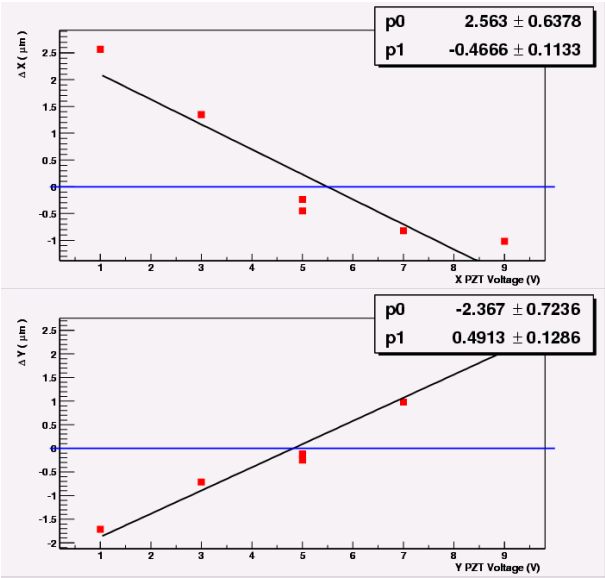


FIG. 4.4 – Variation de la différence de position du faisceau en X (figure du haut) et en Y (figure du bas) en fonction de la tension appliquée aux cristaux PZTX et PZTY respectivement.

Au cours de la période de test de l'expérience, il s'est avéré que la calibration des cristaux n'était pas stable notamment au niveau de la dépendance de la position du faisceau vis à vis de la tension appliquée allant jusqu'à changer de signe comme le montre la figure 4.5.

Un autre critère pour le bon fonctionnement du système de rétroaction porte sur l'orthogonalité des réponses de la différence en position associée à chaque cristal. Cela signifie que les directions associées à chacun des deux cristaux dans le plan des différences en position $(\Delta x, \Delta y)$ doivent être perpendiculaires. La figure 4.6 illustre ce comportement. L'intérêt de l'orthogonalité est de pouvoir agir indépendamment sur les différences de position en x et y. Cependant cette condition d'orthogonalité est bien vérifiée au niveau de l'injecteur (figure 4.6) mais elle ne l'est plus dans le hall (figure 4.7), avec des résultats très variables au cours du temps. Une étude en cours n'a pas encore permis de localiser la source de cette instabilité [180].

Etant donné le comportement instable du système d'asservissement en position du faisceau, celui-ci n'a pas été utilisé au cours de la première période de test de l'expérience. La recherche de la source de l'instabilité et la résolution de ce problème font partie des objectifs de la deuxième période de test de l'automne 2003.

4.1.4 Mesure de la polarisation

La dernière propriété importante du faisceau à connaître est son taux de polarisation. Une étude a été menée pour mesurer cette grandeur [181] à l'aide du polarimètre Møller

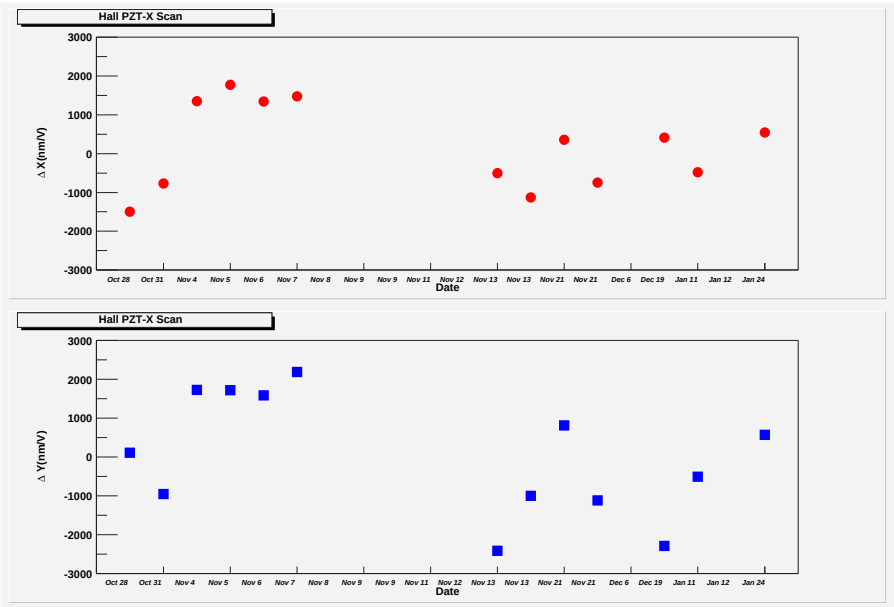


FIG. 4.5 – Variation au cours du temps de la sensibilité des différences de position du faisceau ΔX (figure du haut) et ΔY (figure du bas) avec la tension appliquée au cristal PZTX.

décrit au paragraphe 3.4.4. Les résultats de ces mesures sont illustrés par la figure 4.8 montrant que le taux de polarisation du faisceau est de 77,5±0,5%. Cette figure montre également l'influence de l'angle de Wien, θ_{Wien}, introduit par le filtre du même nom décrit au paragraphe 3.3.2. La variation du taux de polarisation a également été étudiée en fonction de la position et de l'intensité du faisceau et aucune dépendance notable n'a été mise en évidence :

$$\frac{\partial P_e}{\partial x} = -0,45 \pm 0,40\%/mm \qquad \frac{\partial P_e}{\partial y} = -0,1 \pm 0,18\%/mm \qquad \frac{\partial P_e}{\partial I} = -0,45 \pm 0,63\%/\mu A \tag{4.3}$$

L'ensemble des mesures effectuées montrent que le taux de polarisation du faisceau est indépendant des autres paramètres du faisceau (position et intensité).

4.2 Test de la cible

Lors de la période de test de l'expérience, la cible cryogénique d'hydrogène liquide a fonctionné selon les spécifications (température de 19 K pour une intensité de faisceau de 40 μA). Le point essentiel de l'étude du comportement de la cible est de s'assurer que la densité de la cible est maximale, c'est à dire que le phénomène d'ébullition locale est faible. Pour réduire ce dernier effet, le faisceau balaye une zone correspondant à un carré habituellement de 2 mm de côté à l'aide d'un système dit de "raster" situé à l'entrée du hall. Ainsi, la densité moyenne d'énergie déposée dans la cible est plus faible que si le faisceau restait à une position fixe.

La densité de la cible a été étudiée en variant la densité d'énergie déposée, c'est à dire la taille du raster. Les détecteurs de luminosité n'étant pas encore installés à cette

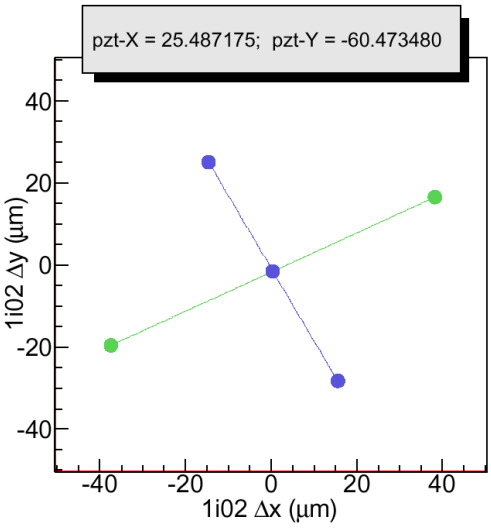


FIG. 4.6 – Orthogonalité des réponses du faisceau aux cristaux PZT-X et PZT-Y au niveau de l'injecteur [180].

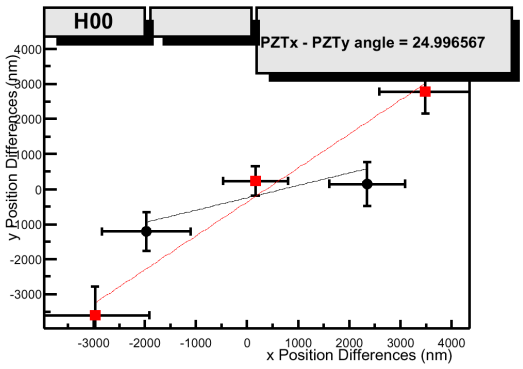


FIG. 4.7 – Orthogonalité des réponses du faisceau aux cristaux PZT-X et PZT-Y dans le hall [180].

époque, la détection d'une variation quelconque de densité au niveau du trajet du faisceau n'était donc pas possible. Cette étude a été menée en mesurant les taux de comptage des détecteurs ainsi que la largeur des distributions des asymétries de ces taux de comptage. En l'absence de toute erreur systématique, cette largeur s'exprime de la manière suivante[b] :

$$\sigma_A^{idéale} = \sqrt{\frac{1}{2N_0}} \tag{4.4}$$

avec N_0 le taux de comptage mesuré par les détecteurs. La variation de N_0 serait donc directement proportionnelle à la variation de la densité. La comparaison de la largeur des distributions des asymétries mesurées avec $\sigma_A^{idéale}$ devrait permettre d'extraire la contribution des fluctuations de densité à la précision de la mesure des asymétries. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre 5 et dans l'annexe D, il est impossible sans une mesure de luminosité de séparer les contributions aux variations des taux de comptage mesurés et aux largeurs des distributions des asymétries liées à la densité de la cible et au temps mort de l'électronique. Néanmoins, l'évolution qualitative de σ_A avec la taille du "raster" permet de s'assurer que la cible fonctionne dans un régime optimum [182]. La figure 4.9 montre que, pour une intensité de faisceau de 40 μA, cette évolution atteint un plateau au-delà d'une amplitude de "raster" de 2 mm. En-deçà de cette amplitude, cette largeur augmente fortement ce qui signifie que les taux de comptage et donc la densité sont nettement plus faibles.

Cette étude montre donc que, pour une amplitude de "raster" supérieure à 2 mm et une intensité nominale de 40 μA, la densité de la cible peut être considérée comme constante et donc maximale pour les conditions de température et de pression imposées.

[b]Voir l'annexe D pour la démonstration.

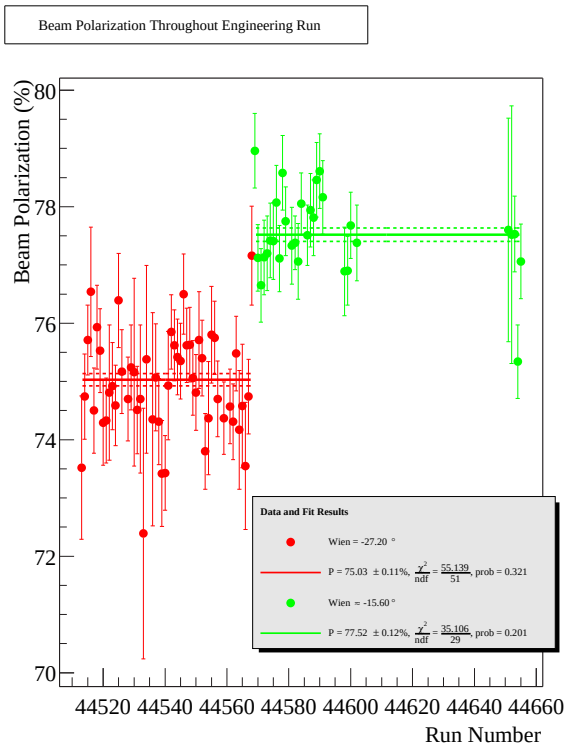


FIG. 4.8 – Valeurs mesurées du taux de polarisation du faisceau [181]. Les mesures effectuées avant et après le run 44570 ont été effectuées avec deux valeurs différentes de l'angle de Wien.

4.3 L'aimant supraconducteur

Le fonctionnement nominal de l'aimant supraconducteur correspond à un courant circulant dans les bobines de 5000 A. Cependant, l'aimant a enregistré un phénomène de "quench" à 4500 A lors de sa mise en route. Le terme de "quench" correspond à un échauffement local provoquant une transition des bobines vers la phase non supraconductrice. Ce phénomène peut généralement être dû à un déplacement des câbles des bobines, soumis au champ magnétique, qui trouvent leur position d'équilibre. L'abandon de l'état supraconducteur entraîne alors des pertes par effet Joule ce qui peut provoquer la fusion des câbles et la création de court-circuits rendant la bobine inutilisable. Le système de protection de l'aimant repose sur la mesure de tensions aux bornes de résistances montées en parallèle du circuit d'alimentation des bobines. L'existence d'une tension à leur borne provoque l'arrêt de l'alimentation de l'aimant. Ce système a fonctionné correctement pendant l'incident. De plus le "quench" de l'aimant a conduit à la contamination du circuit cryogénique d'hélium.

Pour éviter ce genre d'accident pouvant endommager l'aimant, il a été décidé dans un premier temps de ne pas dépasser un courant de 4500 A, c'est à dire de travailler avec un champ magnétique de 90% de sa valeur nominale. Tous les tests se déroulant d'octobre à fin décembre 2002 ont été effectués à cette valeur. A l'issue de cette période, le courant de l'aimant a été monté jusqu'à 5000 A sans incident ; les données prises en janvier 2003

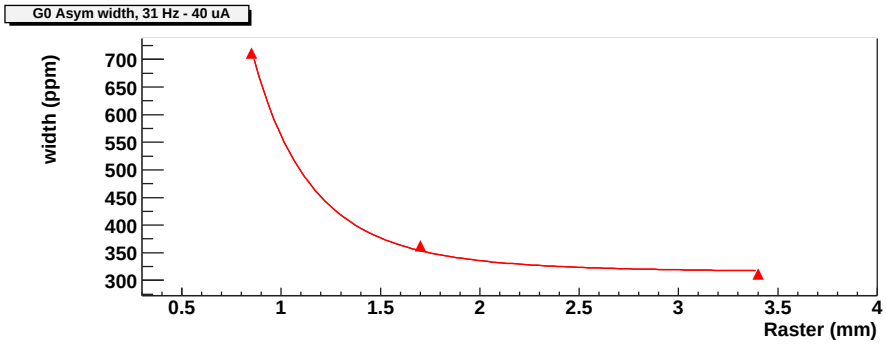


FIG. 4.9 – Variation de la largeur de la distribution des asymétries de taux de comptage en fonction de l'amplitude du "raster" et pour une intensité de faisceau de 40 μA [182].

ont été effectuées à champ nominal. Comme nous le verrons au chapitre 7, les données prises avec un courant de 4500 A peuvent être utilisées pour estimer l'asymétrie de taux de comptage des protons issus d'une diffusion inélastique.

Le courant circulant dans les bobines est la grandeur utilisée pour connaître l'amplitude du champ magnétique avec une précision estimée à 0,5%. Nous verrons dans le chapitre 6 deux méthodes s'appuyant sur la comparaison entre les spectres de temps de vol mesurés et simulés qui permettent de déterminer la valeur du champ magnétique avec une précision de 0,2%, nécessaire pour la détermination du quadri-moment transféré Q^2 avec une précision de 1%.

4.4 Etude du bruit de fond

Les mesures effectuées à l'automne 2002 ont révélé la présence de deux types de bruit de fond inattendus. Le premier type induisait un courant anodique des photomultiplicateurs trop important qui entraînerait leur usure prématurée dans les conditions nominales de l'expérience. Le deuxième type de bruit de fond correspond à un taux de comptage des protons issus d'une diffusion inélastique plus grand que prévu par la simulation. Les deux prochains paragraphes présentent ces différents bruits de fond ainsi que les conclusions et les solutions apportées.

4.4.1 Radiations provenant de la ligne de faisceau

Les premières mesures avec les détecteurs ont été effectuées à basse intensité du faisceau. En effet, le bruit de fond provenant du hall, qui était a priori inconnu, aurait pu endommager les photomultiplicateurs en induisant un courant anodique trop important. Une étude menée sur les PMTs nord-américains a montré qu'un courant anodique de 100 μA entraînerait une diminution de leur gain de 0,1% par heure [183]. La haute tension des photomultiplicateurs étant initialement de 2000 V et limitée à 2500 V, cette étude a montré que le gain ne peut être maintenu au-delà de 150 h avec un tel courant de 100 μA. Par mesure de sécurité, il a été décidé de ne pas dépasser un courant d'anode de 20 μA.

Les premières mesures effectuées avec la cible d'hydrogène ont révélé un fort courant d'anode. La figure 4.10 montre les valeurs des courants d'anode pour l'ensemble des photomultiplicateurs de l'octant 1 (nord-américain). L'intensité du faisceau étant de 4 μA, les valeurs des courants d'anode extrapolées à l'intensité nominale du faisceau de 40 μA auraient atteint 250 μA pour les plus grands détecteurs ce qui est inacceptable pour la garantie de la stabilité du gain. Le même genre de mesure a été effectué sur les détecteurs français pour lesquels la lecture du courant d'anode n'est possible que pour deux photomultiplicateurs par octant. La raison de ce nombre réduit provient du fait qu'un amplificateur de gain 20 est intégré à la base des photomultiplicateurs et que la lecture du courant d'anode n'a été prévue que tardivement. Il a été nécessaire de modifier ces bases pour permettre la lecture directe du courant d'anode. Dans le cas des PMTs associés aux détecteurs nord-américains, l'amplificateur qui possède un gain de 10 est dissocié de la base. Les résultats pour les photomultiplicateurs français sont cohérents avec les mesures présentées par la figure 4.10. Les courants d'anode pour des PMTs français sont deux fois plus faibles pour un signal de sortie identique dû à la différence d'amplification utilisée.

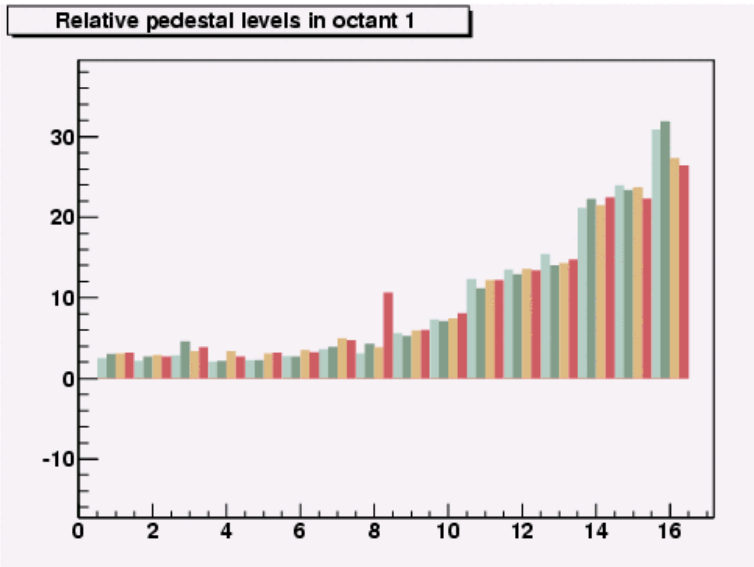


FIG. 4.10 – Valeurs des courants d'anode exprimées en μA au démarrage de l'expérience. La cible est remplie d'hydrogène liquide, le courant alimentant l'aimant est de 5000 A et l'intensité du faisceau est de 4 μA.

La contribution au courant d'anode des signaux situés au-dessus du seuil des discriminateurs a été estimée à l'aide des ADCs Fastbus pour la charge et des échelles de comptage des cartes d'électronique DMCH16-X pour la fréquence des événements. Ces calculs ont montré que ces événements contribuent à moins que 2,5 μA pour l'ensemble des détecteurs et pour une intensité de faisceau également de 4 μA. Le fort courant d'anode observé est dû ainsi à un bruit de fond dont les signaux associés ont une amplitude inférieure au seuil des discriminateurs.

Une série de tests a été menée pour essayer de localiser la provenance de ce bruit de fond. Le blindage des détecteurs a été amélioré de plusieurs manières. Du plomb ou

du plastique a été ajouté au niveau de la fenêtre de sortie du spectromètre dans le but de vérifier si ce bruit n'était pas dû à des particules frappant le bord des collimateurs. Cependant l'effet de ce blindage sur les courants d'anode est négligeable.

En complément des mesures effectuées dans le hall à l'aide de TLD[c], une simulation de la ligne de faisceau et de l'environnement des détecteurs a été effectuée au TJNAF [184]. La figure 4.11 montre que, d'après cette simulation, un fort flux de rayons gamma atteint les détecteurs. Ce bruit de fond serait produit par les électrons (diffusion Møller) et les photons gamma émis par le faisceau et qui interagiraient avec le mur de ciment destiné à protéger les détecteurs des rayonnements émis par le "beam dump". Une deuxième simulation a été effectuée en entourant la ligne de faisceau en aval des détecteurs par un tube de plomb de 2 pouces (5,08 cm) d'épaisseur. Le résultat représenté par la figure 4.12 montre que le taux de photons gamma au niveau des détecteurs serait fortement réduit.

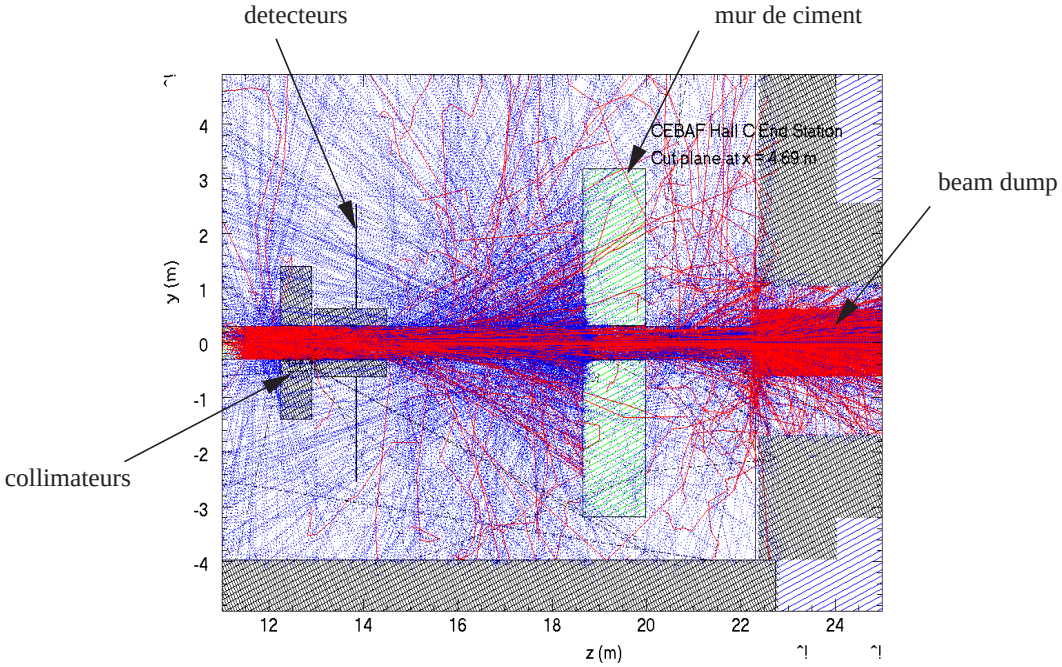


FIG. 4.11 – Résultat de la simulation du bruit de fond créé par les électrons et photons gamma provenant de la ligne de faisceau. Cette simulation prend en compte la géométrie simplifiée des principaux éléments se trouvant dans le hall [184].

La partie de la ligne de faisceau située en aval des détecteurs a alors été entourée de plomb d'une épaisseur de 4 pouces. Pour des données prises dans les mêmes conditions (cible et intensité du faisceau), le courant anodique des photomultiplicateurs après la mise en place de ce blindage supplémentaire est deux à trois fois plus faible que celui mesuré initialement.

L'installation de ce blindage réalisé fin décembre a coïncidé avec l'utilisation de l'aimant dans son réglage nominal (courant de 5000 A). La figure 4.13 montre la mesure

[c]ThermoLuminescent Detector : ces détecteurs mesurent les radiations β, γ et les neutrons

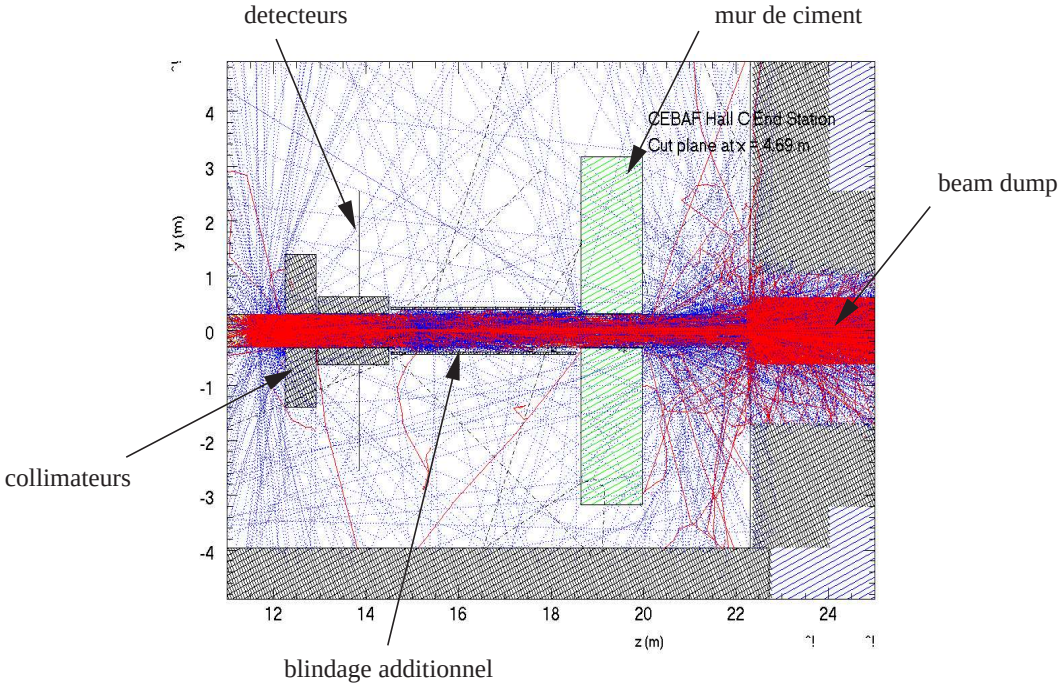


FIG. 4.12 – Résultat de la simulation du bruit de fond en ajoutant un tube de plomb de deux pouces d'épaisseur autour de la ligne de faisceau [184].

du courant d'anode des photomultiplicateurs associés à un octant nord-américain pour une intensité de faisceau de 5 μA. La valeur maximale de courant d'anode extrapolée à une intensité de faisceau de 40 μA est alors de 120 μA pour les PMTs nord-américains, ce qui est encore trop grand, et de 60 μA pour les photomultiplicateurs français. Les mesures de l'asymétrie de taux de comptage prises avec l'intensité nominale du faisceau ont été effectuées en diminuant le gain des photomultiplicateurs d'un facteur quatre pour les détecteurs nord-américains et d'un facteur deux pour les détecteurs français.

Cette diminution des gains induit une modification des spectres de temps de vol mesurés. Les gains de photomultiplicateurs avaient été ajustés pour que les signaux associés aux protons issus d'une diffusion élastique aient la même amplitude [155]. Les pions étant ultra-relativistes, leur dépôt d'énergie dans les scintillateurs est alors plus faible dans un rapport variant de 7 pour les premiers détecteurs à 1,5 pour les grands détecteurs [155]. Pour les valeurs nominales de haute-tensions des photomultiplicateurs, les signaux associés aux pions avaient tous une amplitude supérieure à un seuil de 50 mV, l'amplitude des signaux associés aux protons étant identique pour tous les détecteurs (environ 400 mV). La réduction des gains des PMTs entraîne une diminution importante du taux de comptage associé aux pions. La spectre de gauche de la figure 4.14 a été mesuré avec les valeurs de haute-tension nominales tandis que le spectre de droite a été pris avec les gains réduits. La diminution du taux de comptage des pions est nettement visible dans le cas de ce détecteur particulier pour lequel le rapport des amplitudes des signaux associés aux protons et aux pions est de 7 (ce rapport diminue en fonction du numéro de détecteur).

Les deux valeurs de gain, nominal et réduit, sont utilisées en fonction du type d'étude. Les mesures d'asymétrie de taux de comptage des protons devant être effectuées

à une intensité de faisceau de 40 μA, il est indispensable d'utiliser les gains réduits. La diminution du taux de comptage des pions n'est pas pénalisante voire bénéfique dans la mesure où le temps mort introduit par ces événements est plus faible. En revanche, la détermination de la valeur de Q^2 associée à chaque détecteur repose sur la mesure de la différence de temps de vol entre protons et pions (voir chapitre 6). Cette étude doit être effectuée avec les gains nominaux et donc à une faible intensité de faisceau ce qui permet également de limiter les effet induits par le temps mort.

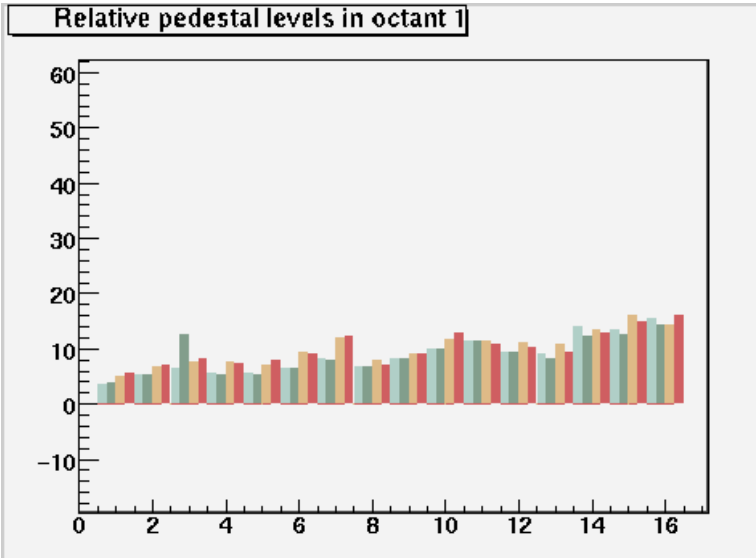


FIG. 4.13 – Valeurs des courants d'anode exprimées en μA après le blindage de la ligne de faisceau. La cible est remplie d'hydrogène liquide le courant alimentant l'aimant est de 5000 A et l'intensité du faisceau est de 5 μA.

4.4.2 Processus inélastiques supplémentaires

L'analyse des spectres de temps de vol mesurés et leur comparaison avec la simulation ont révélé une sous-estimation des taux de comptage associés aux processus inélastiques. La figure 4.15 montre ces spectres pour les détecteurs 1 et 11 à titre d'exemple. Sur cette figure, il est visible que la simulation ne permet pas de reproduire les données mesurées et spécialement les taux de comptage des protons issus d'une diffusion inélastique. Il faut noter qu'aucune conclusion ne peut être tirée de la comparaison des taux de comptage pour les pions car les données ont été mesurées avec un gain réduit ; les amplitudes des signaux associés aux pions sont principalement inférieures au seuil des discriminateurs alors qu'aucun seuil n'est appliqué aux spectres simulés. Les mesures suggèrent que le taux d'événements inélastiques situés sous le pic associé à la diffusion élastique est plus important que prévu par la simulation. Il en résulte une contribution à l'asymétrie finale qu'il est difficile d'estimer (voir chapitre 7).

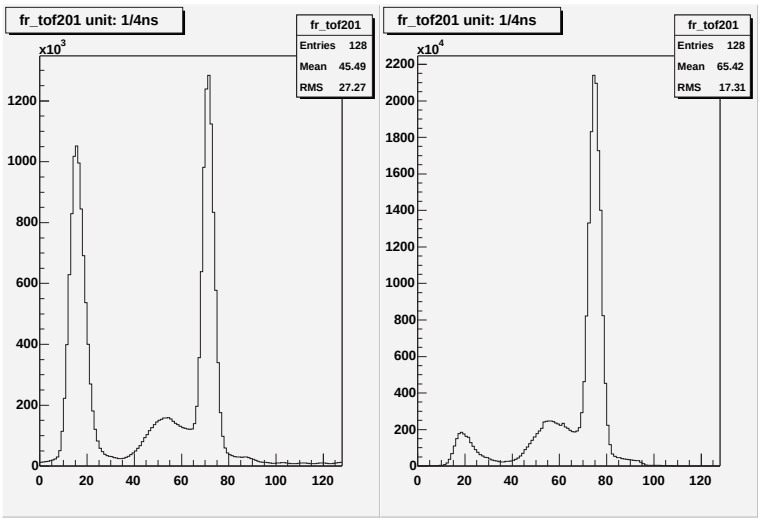


FIG. 4.14 – Spectres de temps de vol mesurés avec les valeurs de gain nominal (spectre de gauche) et avec les gains réduits (spectre de droite).

Pour comprendre la provenance des événements inélastiques supplémentaires, des mesures ont été effectuées avec une cible "vide". Ce terme signifie que la cible est remplie non pas d'hydrogène liquide mais gazeux ; la densité de particules est alors réduite d'un facteur 48. La figure 4.16 montre les spectres des détecteurs 1 et 11 en utilisant la cible "vide". En comparant les figures 4.15 et 4.16, nous pouvons voir que la contribution relative des processus inélastiques est nettement plus importante en cible "vide" ce qui signifie que les événements inélastiques supplémentaires ne sont pas dus à l'hydrogène. En fait le faisceau d'électrons traverse également les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible qui est construite en aluminium. Les processus générés dans ces fenêtres constituent alors les meilleurs candidats à l'augmentation des taux de comptage observée.

Un programme de simulation des processus inélastiques générés dans les fenêtres de la cible a été mis en place récemment [158]. Il repose sur le générateur de protons en diffusion électron-noyau, appelé EPC, créé par Lightbody et O'Connell [185] qui comprend la production de quasi-deuterons, de protons quasi-libres, des résonances Δ et au-delà. La simulation prend en compte l'ensemble de la géométrie de la cible à savoir la cellule contenant l'hélium gazeux (16 cm de long avec des fenêtres d'entrée et de sortie de 7 et 9 mil[d] respectivement) et la cellule d'hydrogène dont la fenêtre de sortie est de 11 mil (initialement prévue de 7 mil[e]). Les particules sont générées soit par électro-production soit par photo-production. Pour ce dernier type de processus, le flux de photons réels produit par bremsstrahlung a été calculé à partir d'un modèle empirique [186]. Ce flux est alors ajouté au flux de photons virtuels qui est utilisé par le code EPC pour calculer les sections efficaces d'électro-production. Ainsi par cette modification, ce code génère les particules suivant les sections efficaces à la fois d'électro-production et de photo-production.

[d] 1 mil = 1/1000 inch = 0,0254 mm

[e] Historiquement, l'épaisseur de la fenêtre de sortie avait été estimée à 11 mil par la simulation. L'épaisseur a alors été mesurée confirmant ce résultat.

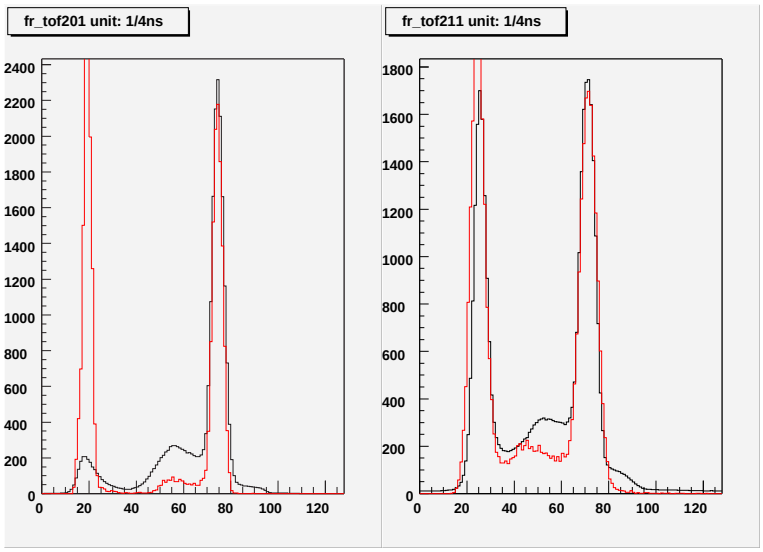


FIG. 4.15 – Spectres de temps de vol mesurés (courbes noires) et simulés (courbes rouge) pour les détecteurs 1 et 11. La comparaison de ces spectres montre la sous-estimation des processus inélastiques par la simulation. La différence pour le pic de pions est simplement due à l'absence de seuil pour la simulation alors que les données mesurées sont effectuée à gain réduit.

La figure 4.17 montre les résultats de la simulation complète incluant la contribution des fenêtres pour les détecteurs 1 et 11. Ceux-ci sont à comparer avec les anciens résultats obtenus dans la figure 4.15. Cette figure montre le bon accord qualitatif entre la mesure et la simulation (sous-estimation dans le détecteur 1 des protons issus d'une diffusion inélastique pour les faibles temps de vol). Cette simulation confirme l'hypothèse que les événements inélastiques supplémentaires observés proviennent des fenêtres d'aluminium de la cible. Cependant elle comprend des incertitudes qu'il est difficile d'estimer. La première incertitude concerne l'épaisseur des fenêtres qui est connue à $\pm$ 1 mil et la deuxième est la validité du modèle des photons virtuels aux énergies rencontrées pour l'expérience G^0, ce modèle ayant été établi pour des électrons incidents possédant une énergie de l'ordre d'une centaine de MeV.

D'après les résultats de cette simulation, la fenêtre de sortie de la cible d'hydrogène contribue majoritairement aux événements inélastiques supplémentaires car le flux de photons produits par bremsstrahlung y est le plus important (courbes rouges sur la figure 4.18). L'épaisseur de cette fenêtre est désormais réduite à 3 mils permettant ainsi de diminuer par quatre sa contribution aux pic de protons inélastiques et de réduire ainsi le facteur de dilution de l'asymétrie recherchée et la fausse asymétrie induite par les événements inélastiques. La nouvelle cible sera utilisée pour la deuxième période d'ingénierie de l'expérience ce qui permettra de confirmer la provenance des événements inélastiques supplémentaires.

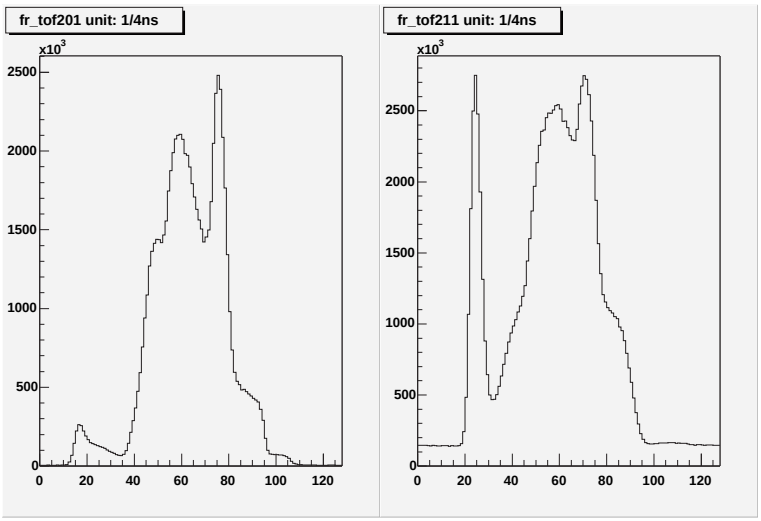


FIG. 4.16 – Spectres de temps de vol mesurés avec la cible "vide" pour les détecteurs 1 et 11.

Au cours de la première période d'ingénierie de l'expérience G^0, l'ensemble des systèmes a été testé et validé (faisceau, cible, aimant, détecteurs et électroniques) et les programmes d'analyses ont été mis au point. Cependant l'analyse des données a révélé une instabilité de l'asservissement en position du faisceau ainsi qu'un taux de comptage des événements inélastiques trop important. Leur étude fera l'objet de la seconde période d'ingénierie de l'expérience.

Les trois prochains chapitres sont consacrés à l'analyse des données. Les sujets abordés sont dans l'ordre la correction du temps mort, la détermination des valeurs de Q^2 et l'extraction de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton.

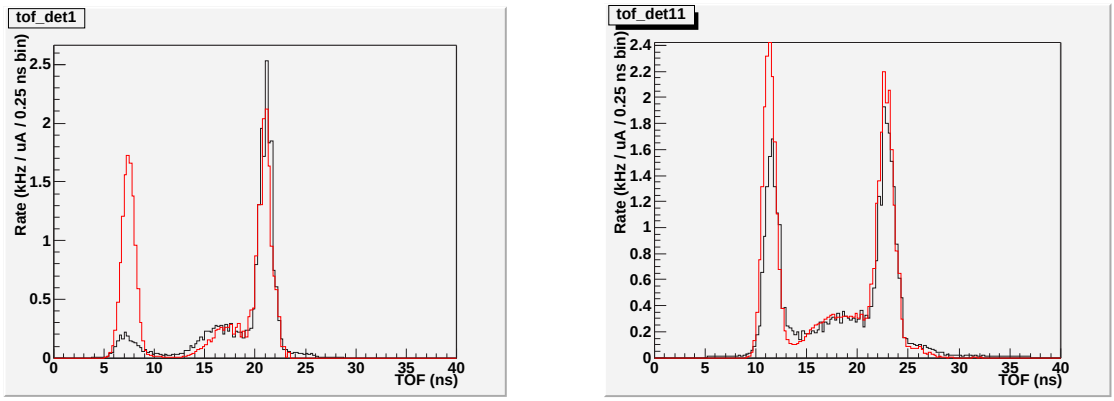


FIG. 4.17 – Comparaison des spectres mesurés (courbes noires) et simulés en incluant la contribution des fenêtres d'aluminium de la cible (courbes rouges) pour les détecteurs 1 et 11 [158].

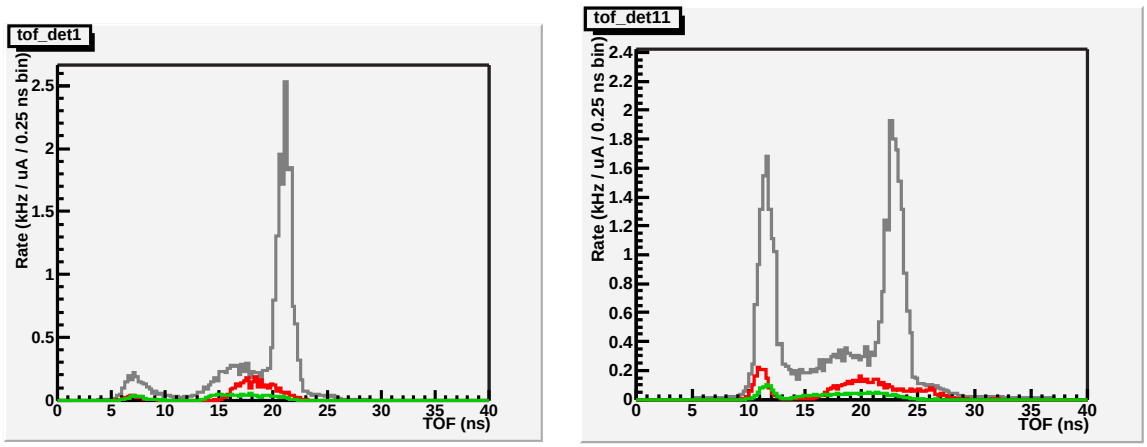


FIG. 4.18 – Comparaison des spectres mesurés (courbes grises) et des contributions des fenêtres d'entrée (courbes vertes) et de sortie (courbes rouges) pour les détecteurs 1 et 11 [158].

Chapitre 5

Etude du temps mort

Pour la mesure aux angles avant, l'expérience G^0 a choisi de réaliser une mesure de taux de comptage. Celle-ci nécessite l'utilisation d'une électronique logique avec l'emploi de discriminateurs et de mean-timers (voir paragraphe 3.8.4). Ces modules introduisent des temps morts d'une trentaine de nanosecondes qui génèrent des pertes de taux de comptage pouvant atteindre 10 à 20% pour des taux de l'ordre de quelques MHz. De plus, ces pertes de comptage, proportionnelles au taux de comptage moyen, peuvent dépendre de l'hélicité et créer une fausse asymétrie. Dans ce cas, il est nécessaire d'estimer avec une grande précision ces pertes.

Dans la suite, une présentation détaillée du temps mort de l'électronique dans le cadre de l'expérience G^0 est donnée dans la première partie avant d'aborder quelles en sont les conséquences sur la valeur moyenne des asymétries et les méthodes de correction possibles. L'analyse des pertes sera ensuite détaillée ainsi que la performance des corrections, testée lors de mesures hors faisceau mais aussi dans les conditions de l'expérience. L'objectif de cette étude est de corriger 90 % du temps mort pour que la fausse asymétrie introduite par les pertes par temps mort ne représente qu'environ 1 % de l'asymétrie physique.

5.1 Principe du temps mort de l'électronique

5.1.1 Effet "classique" du temps mort

De manière générale, la probabilité de mesurer un événement est égale au produit de la probabilité d'avoir un événement en entrée de l'électronique et de la probabilité de ne pas être en temps mort à ce moment là,

$$P_{mesuré} = P_{réel} \cdot (1 - P_{temps\ mort}) \tag{5.1}$$

Par la suite, la valeur du temps mort dû à un événement sera notée τ. Supposons une acquisition qui dure un temps t au cours duquel N_{mes} événements sont mesurés. Ainsi durant cette mesure, le système est en temps mort pendant τN_{mes} secondes. Si les événements sont distribués aléatoirement dans le temps, la probabilité que le système soit en temps mort à un moment donné vaut :

$$P_{temps\ mort} = \tau \frac{N_{mes}}{t} = \tau f_{mes} \tag{5.2}$$

L'équation 5.1, relative aux fréquences de comptage f (nombre d'événements, distribués aléatoirement, par unité de temps) s'écrit alors :

$$f_{mes} = f_{réel} \cdot (1 - \tau f_{mes}) \tag{5.3}$$

où $f_{réel}$ représente la fréquence de comptage réelle. Cette dernière égalité peut également s'exprimer sous les formes suivantes :

$$f_{réel} = \frac{f_{mes}}{1 - \tau f_{mes}} \quad \text{ou} \quad f_{mes} = \frac{f_{réel}}{1 + \tau f_{réel}} \tag{5.4}$$

Du fait du traitement particulier du temps mort pour l'expérience G^0, ces équations ne peuvent pas être employées pour la correction du temps mort. Cependant, elles seront très utiles pour comprendre les effets du temps mort sur la mesure des asymétries, comme nous le verrons par la suite.

Pour l'expérience G^0, le temps de vol des particules est codé sur une gamme de 32 ns. Pour l'électronique française, ces 32 ns sont divisées en 128 canaux de 250 ps chacun. Dans la suite, nous noterons par :

- i un numéro de canal en temps compris entre 1 et 128
- $R(i)$ le taux de comptage réel dans le canal i
- $r(i)$ le taux de comptage mesuré dans le canal i.

Les taux de comptage correspondent à la probabilité d'avoir un événement au canal i. Les taux mesurés sont connus grâce aux spectres de temps de vol. Ils s'obtiennent à partir de la probabilité qu'au moins un événement ait un temps vol contenu dans le canal i ($1 - e^{-R(i)} \sim R(i) + R(i)^2 + ...$) à laquelle il faut appliquer le temps mort. Ainsi à partir de la formule 5.1, les taux mesurés et réels s'écrivent :

$$r(i) = (1 - e^{-R(i)}) \cdot (1 - P_{temps\ mort}(i)) \tag{5.5}$$

ou

$$R(i) = -ln(1 - \frac{r(i)}{1 - P_{temps\ mort}(i)}) \tag{5.6}$$

La probabilité qu'un événement ayant lieu au temps t (ou canal i) ne soit pas mesuré est égale à la probabilité qu'au moins un événement soit mesuré entre $t - \tau$ et t. Par conséquent la probabilité d'être en temps mort au canal i vaut :

$$P_{temps\ mort}(i) = \sum_{j=i-\tau}^{i-1} r(j) \tag{5.7}$$

Ici τ est exprimé en nombre de canal et, étant donné la périodicité des spectres de temps de vol, j est égale à $i - \tau$ modulo 128. Ainsi la formule 5.6 devient :

$$R(i) = -ln(1 - \frac{r(i)}{1 - \sum_{j=i-\tau}^{i-1} r(j)}) \tag{5.8}$$

Si le spectre de temps de vol est uniforme, c'est à dire que $r(i)$ est indépendant du numéro de canal, $P_{temps\ mort}(i) = \tau\ r(i)$. Dans l'hypothèse où $r(i)$ est très petit comparé à 1, la relation entre $r(i)$ à $R(i)$ devient équivalente à la relation 5.4.

5.1.2 Principe du "Next Pulse Neutralisation"

Le temps mort correspond au temps minimum séparant deux événements pour que le deuxième soit pris en compte par le système de mesure. Dans le cas de l'expérience G^0, la qualité de la correction du temps mort dépend alors de la précision sur la valeur du temps mort associé au mean-timer. Afin d'éliminer toute incertitude, la mise en temps mort est étendue jusqu'à un canal donné en bloquant tout codage de temps durant cette période. Ce temps mort s'étend du codage d'un événement jusqu'à la fin de la période de 32 ns suivante (voir figure 5.1). Ce principe de fonctionnement s'appelle "Next Pulse Neutralisation" (NPN)[187]. Grâce à ce procédé, le temps à partir duquel un événement peut être mesuré est parfaitement connu et donc le calcul de la probabilité de temps mort est plus précis.

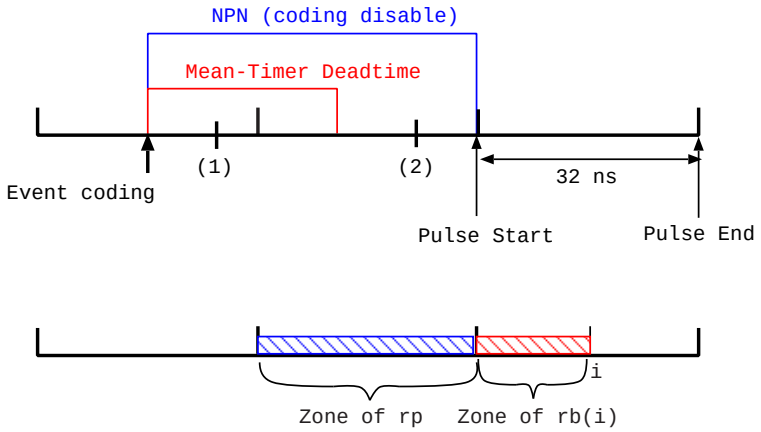


FIG. 5.1 – Principe du NPN : le codage de tout événement ayant lieu dans la période de 32 ns suivante (2) est impossible.

Le temps d'un événement ayant lieu au canal i ne peut pas être codé s'il y a déjà eu avant un événement codé entre les canaux 1 et $i-1$ dans le même pulse, probabilité $r_b(i)$, ou dans le pulse précédent, probabilité r_p (voir figure 5.1). Par conséquent la probabilité que le canal i soit en temps mort vaut :

$$P_{temps\ mort} = r_p + r_b(i) = \sum_{j=1}^{128} r(j) + \sum_{j=1}^{i-1} r(j) \tag{5.9}$$

Les probabilités r_p et $r_b(i)$ sont sommées car elles sont décorrélées. En utilisant la formule 5.6, les taux réels sont donnés par la formule :

$$R(i) = -ln(1 - \frac{r(i)}{1-(r_p + r_b(i))}) \tag{5.10}$$

La principale conséquence est que le temps mort dépend du temps d'arrivée dans la fenêtre de 32 ns. La probabilité d'avoir un événement dans un canal est en général faible (inférieure à 1 % pour $f_{mes} < 40\ MHz$). Ainsi, le spectre mesuré associé à une distribution aléatoire en temps des événements possède une dépendance linéaire (cf. figure 5.2).

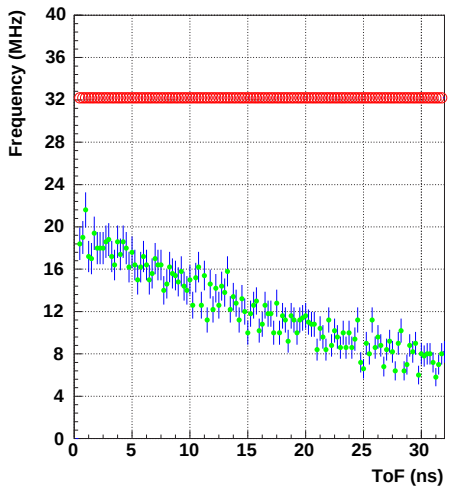


FIG. 5.2 – Effet du NPN sur une distribution aléatoire en temps. Cercles rouge : spectre réel (32 MHz), points verts : spectre mesuré.

5.1.3 Traitement du temps mort pour l'électronique française

5.1.3.1 Temps mort des discriminateurs et des mean-timers

Au niveau de l'électronique française, le temps mort des discriminateurs et des mean-timers ne sont pas indépendants [161]. Deux discriminateurs sont associés à un mean-timer. Le temps mort de l'ensemble des discriminateurs et du mean-timer varie selon qu'un seul des discriminateurs est déclenché ou bien les deux. Les valeurs de ces temps morts ont été mesurées à l'aide d'un générateur à double impulsion avec retard variable et d'un oscilloscope relié aux sorties des discriminateurs et des mean-timers. Les valeurs mesurées de ces temps morts sont :

- Un seul discriminateur déclenché : $34 \pm 0,6\ ns$
- Deux discriminateurs déclenchés : $29,8 \pm 0,2\ ns$

5.1.3.2 Césures

Du fait des temps de propagation des signaux dans les cartes électroniques, la fin de la période de NPN ne se situe pas nécessairement au canal 128. D'après les valeurs mesurées, le temps mort des mean-timers est de l'ordre de 30 ns. Or le temps minimum pendant lequel un événement ne peut être codé à cause du NPN est de 32 ns. Ces deux valeurs étant très proches, il a été décidé qu'à partir d'un canal donné deux pulses sont neutralisés au lieu d'un seul. Pour une meilleure compréhension du fonctionnement de l'électronique, deux césures sont définies comme suit :

- Césure avale (notée d) : dernier canal mis en temps mort par le NPN.
- Césure amont (notée u) : premier canal pour lequel les deux pulses suivants sont mis en temps mort.

Les événements se produisant entre les césures amont et avale empêchent le codage de tout autre événement ayant lieu pendant les deux pulses suivants comme illustré par la

figure 5.3. Les positions des césures ont été également mesurées à l'aide d'un générateur à double impulsion [188].

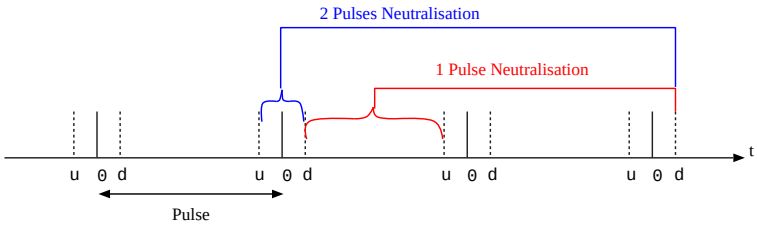


FIG. 5.3 – Position des césures amont et avale et durées du NPN.

Pour chaque voie, il est possible de changer la position des césures amont et avale mais pas leur écart qui est dû au temps de propagation des signaux dans les cartes DMCH-16X. L'existence de ces césures entraîne une modification du calcul de la probabilité de temps mort (formule 5.9). Tout d'abord, l'existence de la césure avale (fin de la période de NPN) implique que $r_b(i)$ est égal à :

$$r_b(i) = \sum_{j=d+1}^{i-1} r(j) \tag{5.11}$$

Tout événement ayant lieu après la césure amont et avant la césure avale génère une mise en temps mort des deux périodes de 32 ns suivantes. Par conséquent, il faut utiliser pour la probabilité r_p la formule suivante :

$$r_p = \sum_{j=d+1}^{d} r(j) + \sum_{j=u}^{d} r(j) \tag{5.12}$$

La figure 5.4 montre les différents domaines en temps de vol pour les calculs de r_p et $r_b(i)$.

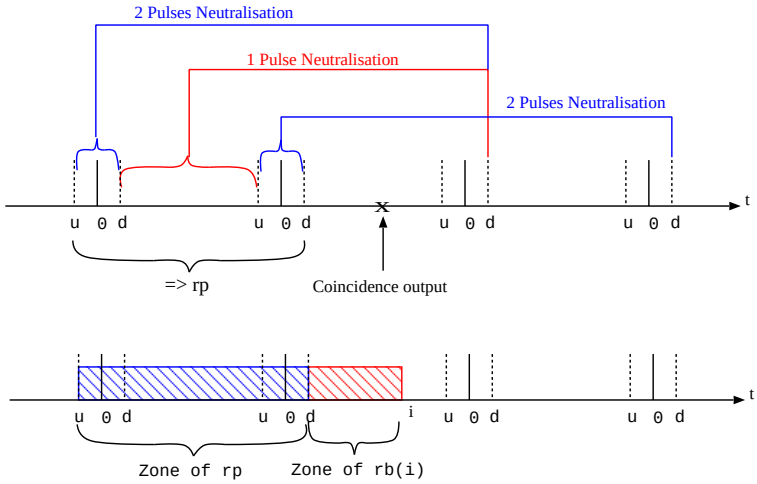


FIG. 5.4 – Définition des domaines pour le calcul des probabilités de temps mort

5.2 Tests réalisés hors faisceau

Des tests hors faisceau ont été réalisés afin de vérifier les procédures de correction du temps mort.

5.2.1 Montages utilisés pour ces tests

Le montage mis en place est illustré par la figure 5.5 [189]. Une source de Strontium, émettrice de rayonnement β de forte activité, permet grâce à un scintillateur couplé à deux photomultiplicateurs de constituer un générateur de signaux aléatoires de haute fréquence. L'éloignement de la source et l'utilisation de collimateurs permettent de faire varier la fréquence de comptage. Le signal de chacun des photomultiplicateurs est envoyé en entrée des discriminateurs de la carte d'électronique DMCH-16X. Les échelles intégrées dans cette carte n'étaient pas disponibles à l'époque. Les sorties des discriminateurs ont été enregistrées sur des échelles externes.

Pour simplifier l'analyse, les événements dits simples (un seul DFC ou MT déclenché) qui ne donnent pas de coïncidences, ont été éliminés en envoyant le signal d'un des deux photomultiplicateurs sur tous les discriminateurs (cf. figure 5.5).

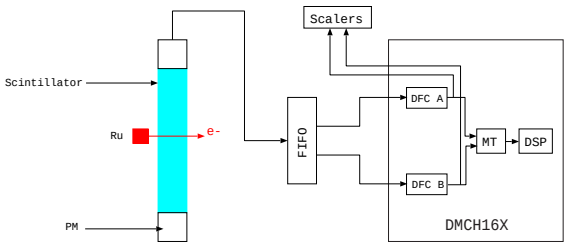


FIG. 5.5 – Montage utilisé pour tester la correction du temps mort (pas d'événements simples)

5.2.2 Résultats des tests et correction supplémentaire

Pendant ces tests, il a été impossible de connaître avec précision les taux de comptage réels (avant l'électronique) à l'entrée de notre électronique. En effet, pour ne pas compter le bruit du photomultiplicateur, il est nécessaire d'utiliser un discriminateur qui possède lui aussi un temps mort. Pour tester notre méthode de correction du temps mort au niveau du pour cent, il nous faut connaître le temps mort des DFCs à un niveau de précision de l'ordre de 1%. Or l'introduction du NPN a été motivée par le fait qu'une telle précision ne pouvait être atteinte. Comme la source radioactive peut être considérée comme un générateur de bruit blanc, les taux de comptage de chaque canal doivent être égaux. Ainsi le critère utilisé pour valider la méthode de correction du temps mort repose sur la mesure de la pente observée sur les spectres (voir figure 5.2). Ce critère revient à effectuer non pas une mesure absolue de taux de comptage mais une mesure relative.

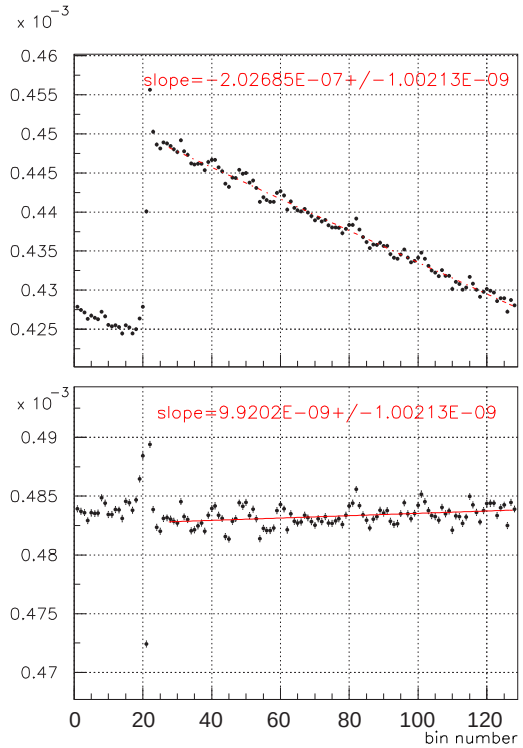


FIG. 5.6 – Résultats des corrections de temps mort. La première figure représente le spectre de temps de vol sans aucune correction de temps mort. Le deuxième spectre est corrigé du temps mort. La pente de l'évolution des taux de comptage en fonction du numéro de canal est donné pour chacun des spectres.

Les premiers résultats de cette étude sont montrés sur la figure 5.6. Les taux de comptage ont été représentés en fonction du numéro de canal ($r(i)$). Après correction du temps mort introduit par le NPN, le spectre présente une pente résiduelle représentant 5 % de la pente initiale et de signe opposé. La valeur positive de la pente pourrait signifier que les taux de comptage sont trop corrigés. Cependant, un effet dû au fonctionnement de la carte d'électronique n'a pas encore été pris en compte. Le temps minimum pendant lequel un événement ne peut être codé est de 38 ns = 32 ns + 6 ns (les 6 ns supplémentaires proviennent de la différence en temps entre les deux césures). Ce temps est supérieur au temps mort du système (CFD+MT). Comme les entrées des discriminateurs ne sont pas bloquées par le fonctionnement du NPN, un événement, ayant lieu après la fin du temps mort des CFDs mais avant la fin de la période du NPN, peut déclencher à nouveau les discriminateurs et mean-timer. Ce genre d'événement induit alors un temps mort supplémentaire qui s'étend au delà de la période du NPN. La conséquence est que les taux de comptage localisés près de la césure avale voient leur temps mort augmenter de façon plus importante que ceux qui sont loins de cette césure expliquant ainsi la pente positive résiduelle (voir figure 5.6).

Le phénomène qui vient d'être décrit correspond à un effet du troisième ordre en taux de comptage avec des pertes par temps mort de l'ordre de 10 % au maximum. Par

conséquent, le spectre mesuré ($r(i)$) est une bonne approximation de la distribution des événements ayant lieu pendant la période de NPN. La probabilité qu'un événement ayant lieu au canal i soit masqué par un événement arrivant pendant la période de NPN (voir figure 5.7) est la somme des probabilités qu'un événement ait lieu au canal l mais ne soit pas codé à cause d'un autre événement arrivant au canal k pendant la période de 32 ns précédente ($r(l) \cdot r(k)$). La nouvelle expression de $r_b(i)$ devient alors :

$$r_b(i) = \sum_{j=d}^{i-1} r(j) + \sum_{k=u}^{u-1} \left[r(k) \cdot \left(\sum_{l=max(k+dtmt, i-dtmt+1)}^{d} r(l) \right) \right] \tag{5.13}$$

avec $dtmt$ la valeur du temps mort associé au déclenchement d'un Mean-Timer. Cette correction a été appliquée aux données. Le spectre de la figure 5.8 indique une pente résiduelle compatible avec zéro.

Nous savons que la pente observée sur les spectres est proportionnelle aux pertes par temps mort. Le fait de trouver une pente nulle permet d'être confiant sur le résultat. Cependant une étude plus quantitative peut être menée en comparant les taux de comptage mesurés par le module DMCH16-X et les échelles utilisées. Evidemment pour pouvoir comparer les deux valeurs, il faut corriger les deux systèmes de leur propre temps mort. Les taux de comptage des échelles ont été corrigés en utilisant la formule 5.4 avec la valeur mesurée $\tau_{MT} = 29,8 \pm 0,2\ ns$. Plusieurs mesures ont été effectuées avec différentes intensités (de 300 kHz à 3MHz). Les résultats des deux modules sont en accord à mieux que 0,5 % (cf. tableau 5.1). Etant donné la précision sur la valeur du temps mort de l'ensemble CFD+MT, l'erreur sur la fréquence donnée par les échelles est de 0,7 %. Par conséquent, les résultats des deux systèmes de comptage sont en accord.

En conclusion, les résultats présentés ci-dessus montrent une bonne compréhension des pertes par temps mort dans le cas particulier où seulement des événements en coïncidence sont mesurés.

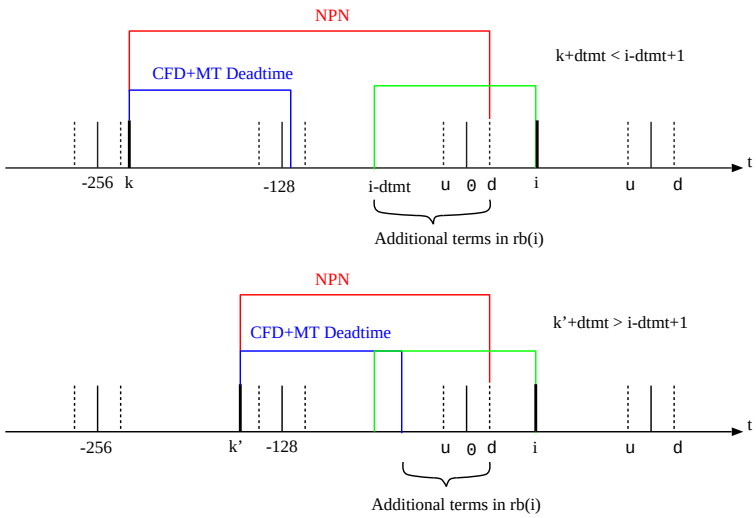


FIG. 5.7 – Terme additionnel de $r_b(i)$. Les figures représentent les cas où k+dtmt est plus petit ou plus grand que i-dtmt+1 (dtmt étant le temps mort CFD+MT).

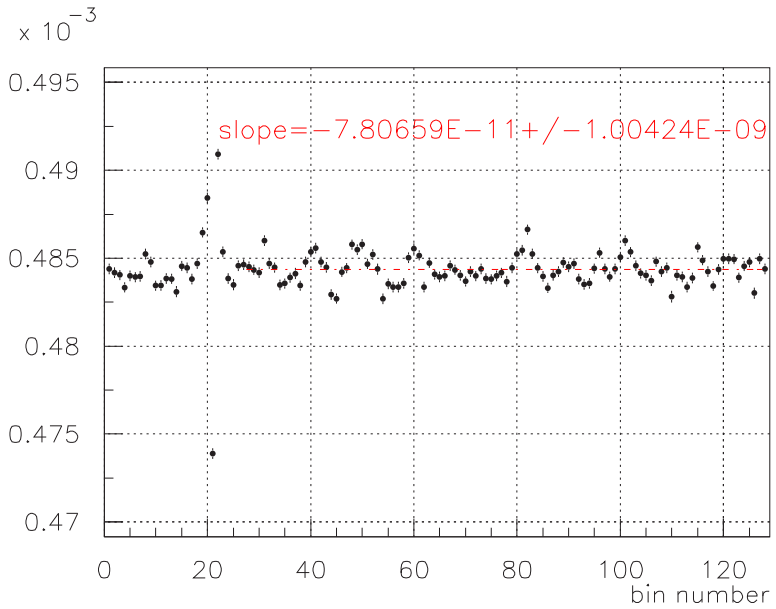


FIG. 5.8 – Résultats des corrections de temps mort. Le deuxième spectre correspond au résultat en tenant compte du temps mort supplémentaire dû aux événements pendant la période du NPN.

Intensité	fréquences corrigées		1-$\frac{f^{corr}_{DMCH}}{f^{corr}_{Ech.}}$
	Echelle	DMCH16X	
high	3,679 MHz	3,670 MHz	0,26 %
low	298,9 kHz	299,0 kHz	-0,03 %
medium	1,288 MHz	1,289 MHz	-0,14 %

TAB. 5.1 – Résultats des corrections de temps mort sur les échelles et DMCH16X.

5.3 Analyse des données sous faisceau

Durant la période d'ingénierie, la procédure de correction du temps mort a été testée dans les conditions réalistes de bruit de fond de l'expérience. Les mesures effectuées ont révélé que les corrections étaient insuffisantes.

Jusqu'à présent les corrections de temps mort ne prennent en compte que les événements en coïncidence, c'est à dire lorsque les quatre discriminateurs associés à un détecteur ont déclenché. Or, pendant l'expérience, les détecteurs sont également sensibles à des particules neutres ou de faible énergie qui proviennent du bruit de fond. Les premières déposent de l'énergie uniquement dans un des deux scintillateurs ce qui a pour effet de ne déclencher qu'un seul mean-timer. Ces configurations seront appelées événements mean-timer simples. Une autre configuration correspond au cas où le point d'impact se situe à une extrémité d'un scintillateur. Si le dépôt d'énergie est faible, l'atténuation de la lumière dans le scintillateur et les guides est telle qu'un seul discriminateur est déclenché. Cette configuration sera appelée événement CFD simple. Les événements simples introduisent

du temps mort supplémentaire. Dans la suite nous considérons que le temps mort associé à des événements mean-timer simples est de 30 ns (τ_{MT}) et que pour les événements CFD simples il vaut 35 ns (τ_{CFD}). Ces valeurs correspondent à celles qui ont été mesurées (cf 5.1.3.1)[190].

5.3.1 Dépendance des taux de comptage en fonction du courant

La radioactivité dans le hall expérimental en l'absence de faisceau est négligeable. Les taux de comptage réels des événements simples et en coïncidence sont donc proportionnels à l'intensité du faisceau. Par conséquent, le taux de comptage normalisé par la charge intégrée pendant un MPS ($Y = N/Q$) doit être indépendant de l'intensité du faisceau. Le critère pour affirmer que le temps mort est bien corrigé sera l'indépendance des taux de comptage normalisés Y (yield en anglais) en fonction de l'intensité du faisceau.

Pour tenir compte du temps mort dû aux événements simples, la formule 5.9 doit être remplacée par :

$$P_{temps\ mort} = r_p + r_b(i) + r_{simple} \tag{5.14}$$

Dans le cas de l'électronique française, P_{simple} peut être estimée à partir des échelles qui enregistrent le nombre total de sorties CFD et mean-timer. Rappelons que chaque détecteur est composé de deux scintillateurs ("Forward" (F) et "Backward" (B)), chacun couplé à deux photomultiplicateurs, notés L et R. Pour obtenir le nombre d'événements simples CFD, il faut soustraire au nombre total d'événements CFD donné par les échelles ceux pour lesquels le mean-timer correspondant a déclenché. De même, le nombre d'événements simples mean-timer est égal au contenu des échelles moins le nombre d'événements en coïncidence, extrait du spectre de temps de vol correspondant. r_{simple} s'exprime alors de la façon suivante :

$$\begin{aligned} r_{simple} &= r_{MT}^{simple} + r_{CFD}^{simple} \\ r_{simple} &= (f_{MT}^{F} + f_{MT}^{B} - 2f_{coinc}) * \tau_{MT} + (f_{CFD}^{FR} + f_{CFD}^{FL} - 2f_{MT}^{F}) * \tau_{CFD} \\ &\quad + (f_{CFD}^{BR} + f_{CFD}^{BL} - 2f_{MT}^{B}) * \tau_{CFD} \end{aligned} \tag{5.15}$$

où f_X^Y représente le contenu des différentes échelles exprimé en Hz et f_{coinc} la fréquence des événements en coïncidence calculée à partir du spectre de temps de vol. Etant donné que l'intensité du faisceau et donc le temps mort fluctuent au cours du temps, la correction du temps mort est appliquée à chaque MPS lors de l'analyse des données.

La contribution des événements simples au temps mort n'est pas négligeable. En effet, pour une intensité de faisceau de 40 μA, les taux des événements simples de chaque CFD sont d'environ 250 kHz et ceux associés à chaque mean-timer d'environ 1 MHz. Ainsi, la probabilité qu'un détecteur soit en temps mort à cause d'événements simples est de l'ordre de 10 %. Cela signifie que les temps morts dus aux événements simples est du même ordre de grandeur que le temps mort dû aux coïncidences.

Des données ont été enregistrées pour des valeurs d'intensité du faisceau allant de 10 μA à 40 μA. La figure 5.9 montre pour chaque type de détecteur la variation en fonction du courant (exprimé en μA) des taux de comptage normalisés à l'intérieur des coupures des protons élastiques. Sur cette figure sont représentés les taux de comptage bruts (sans correction du temps mort), les taux corrigés des pertes par temps mort dues

aux événements en coïncidence uniquement (triangles verts) ainsi que les taux incluant également les corrections associées aux événements simples (carrés bleus). La figure 5.10 reporte la valeur des pentes relatives des taux de comptage obtenus avec les différentes corrections du temps mort ; Y_0 correspond à la valeur extrapolée des taux de comptage normalisés pour une intensité de faisceau nulle.

Sur ces figures, on peut constater que les corrections de temps mort associées aux événements simples représentent la moitié des corrections totales. La pente résiduelle, qui indique la qualité des corrections réalisées, correspondent à 25% de la pente sans aucune correction ce qui implique un déficit de taux de comptage d'environ 4% pour une intensité de faisceau de 40μA.

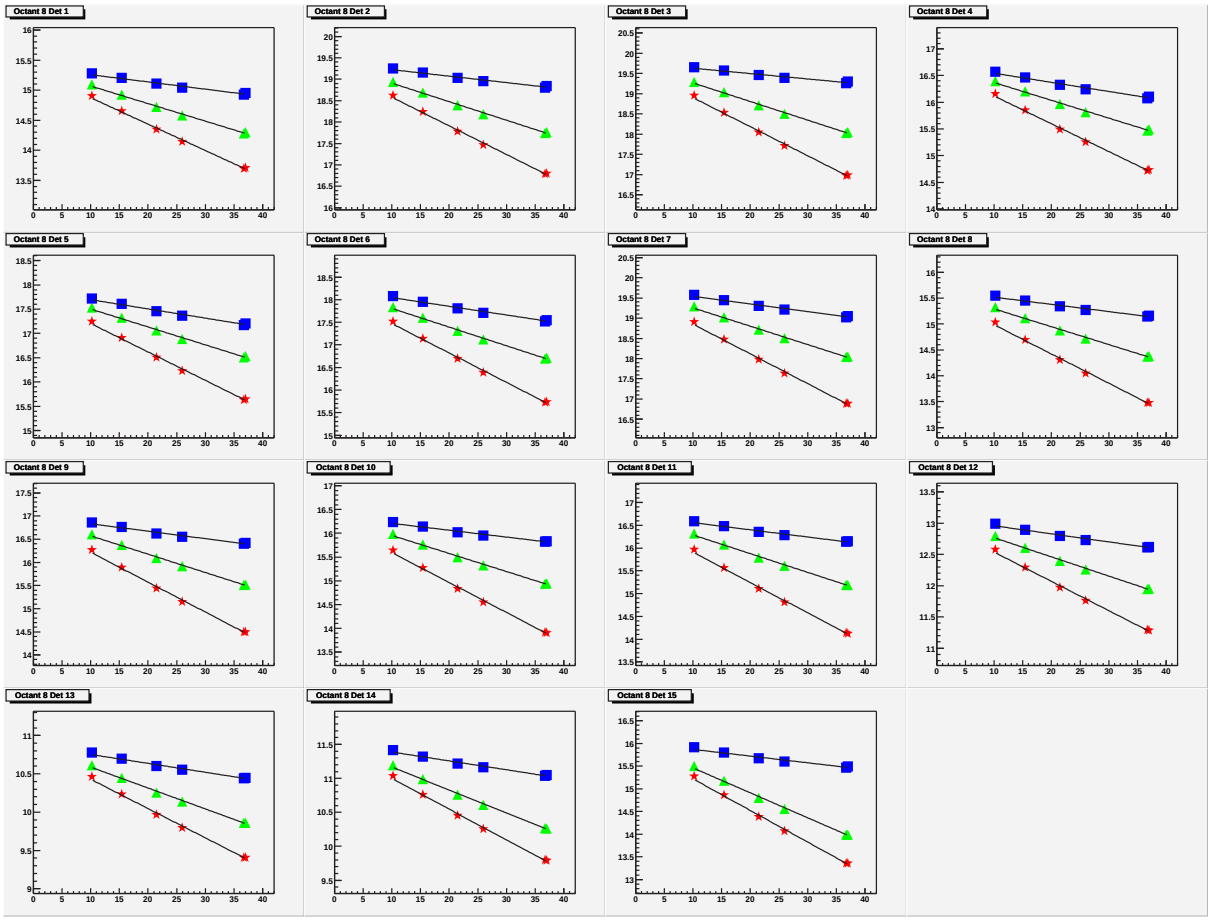


FIG. 5.9 – Variation en fonction de l'intensité du faisceau des taux normalisés des protons élastiques moyennés sur les octants français pour différentes corrections du temps mort. Les étoiles rouges correspondent aux taux normalisés sans correction du temps mort, les triangles verts aux taux corrigés du temps mort des coïncidences et les carrés bleus aux taux corrigés du temps mort des coïncidences et des événements simples.

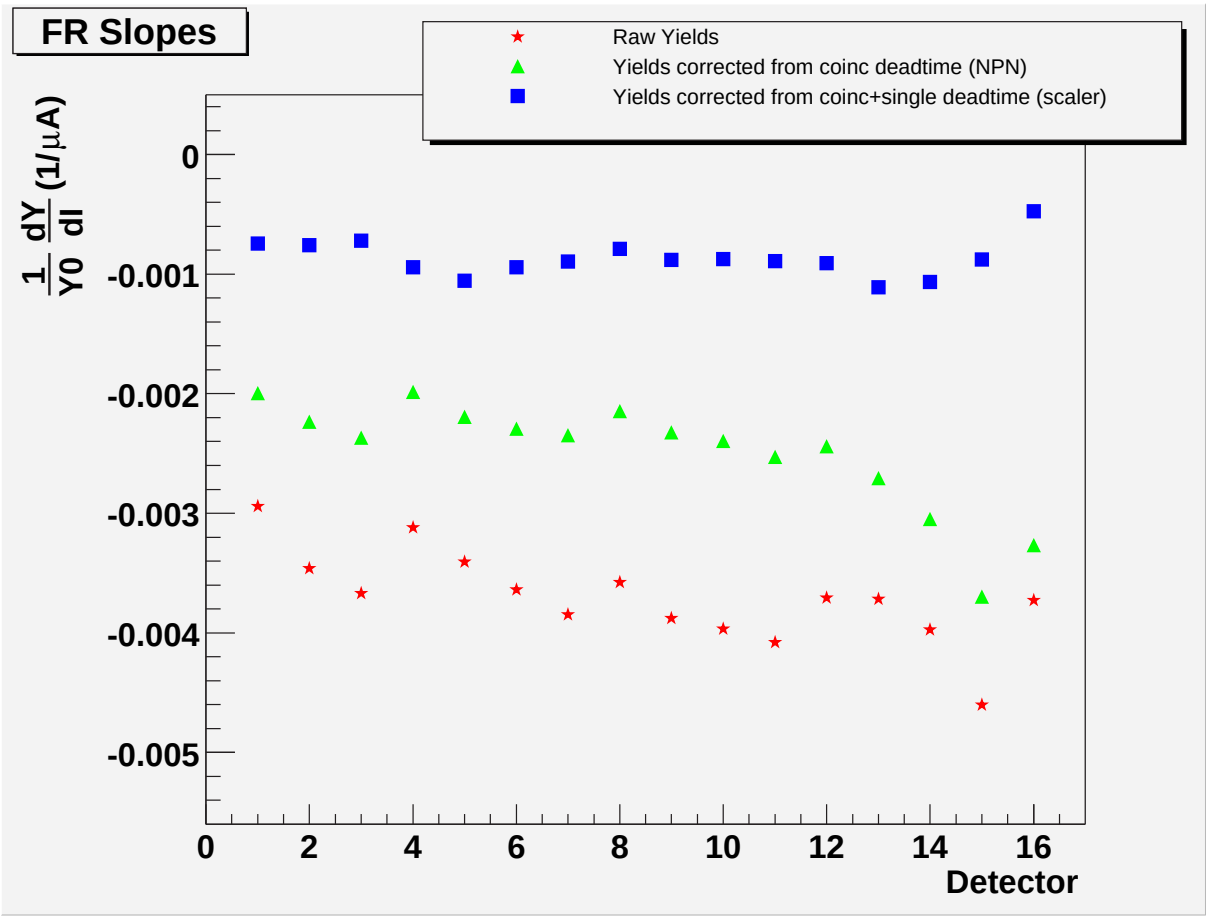


FIG. 5.10 – Valeurs des pentes des taux normalisés des protons élastiques en fonction du courant pour chaque détecteur.

5.3.2 Dépendance des asymétries en fonction du temps mort

Comme il a déjà été mentionné dans l'introduction de ce chapitre, les pertes par temps mort dépendent des taux de comptage en entrée de l'électronique et peuvent ainsi introduire une fausse asymétrie. Les implications d'une mauvaise correction du temps mort vont être explicitées, puis nous verrons si la précision atteinte sur cette correction est suffisante pour ne pas introduire une fausse asymétrie trop importante.

Les asymétries sont calculées à partir des spectres mesurés selon la formule suivante :

$$A_{mes} = A(\frac{N_{mes}}{Q}) = \frac{\frac{N^+_{mes}}{Q^+} - \frac{N^-_{mes}}{Q^-}}{\frac{N^+_{mes}}{Q^+} + \frac{N^-_{mes}}{Q^-}} = \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-} \tag{5.16}$$

où Q représente la charge du faisceau intégrée pendant un MPS. Les taux réels $N_{réel}$ sont reliés aux taux mesurés N_{mes} par la formule 5.4. Si nous appelons A_{phys} l'asymétrie des taux réels normalisés par la charge et en l'absence de tout biais expérimental (asymétries du faisceau en position, en énergie, etc.), A_{phys} représente effectivement l'asymétrie physique recherchée. Si le temps mort n'est pas corrigé, on peut montrer que la relation entre

l'asymétrie physique et l'asymétrie mesurée est la suivante :

$$A_{mes} = \frac{1}{1 + \tau f_{réel}}(A_{phys} - \tau f_{réel} A_Q) \tag{5.17}$$

où A_Q est l'asymétrie en charge du faisceau. On constate que l'absence de correction du temps mort introduit d'une part un facteur de dilution et d'autre part une fausse asymétrie proportionnelle à l'asymétrie de charge. Cette relation montre donc la nécessité de corriger le temps mort mais aussi celle de minimiser l'asymétrie en charge du faisceau.

Due à la présence d'événements simples et de leur temps mort associé, la relation reliant $N_{réel}$ à N_{mes} s'exprime approximativement de la façon suivante :

$$N_{réel} = \frac{N_{mes}}{1 - \tau f_{mes} - \tau_s f_{mes}^{simple}} \tag{5.18}$$

où τ_s et f_{mes}^{simple} sont respectivement le temps mort et la fréquence mesurée associés aux événements simples. Au cours de la période de prise de données, seul le temps mort dû aux coïncidences était corrigé ($N_{cor} = N_{mes}/(1 - \tau f_{mes})$). L'asymétrie des taux corrigés uniquement du temps mort dû aux coïncidences (A_{cor}) peut se mettre sous la forme :

$$A_{cor} = A(N_{cor}/Q) \simeq A_{phys} - \tau f_{réel}^{simple} \cdot A_Q \tag{5.19}$$

Cette expression indique que la pente de A_{cor} en fonction de A_Q est négative et proportionnelle au temps mort introduit par les événements simples. De plus, si le temps mort est mal corrigé, l'asymétrie des taux normalisés dépend de l'asymétrie de charge du faisceau. Cette dernière peut être calculée à partir des données des moniteurs de courant et modifiée en changeant les paramètres du système d'asservissement du faisceau. La cellule de Pockels, utilisée par le système d'asservissement en charge (voir paragraphe 3.5.3), possède une gamme en tension de 0 à 9 V permettant de varier l'asymétrie en charge de -2000 à +2000 ppm. Ainsi, l'étude des asymétries des taux de comptage normalisés en fonction de l'asymétrie de charge permet de quantifier la fausse asymétrie introduite par le temps mort. Ces mesures servent également à connaître le niveau de précision nécessaire sur la correction du temps mort.

Pour étudier la dépendance des asymétries de taux de comptage en fonction de l'asymétrie en charge, des données ont été prises pour trois valeurs fixées de la tension appliquée à la cellule de Pockels (1, 5 et 9 V). A titre d'exemple la figure 5.11 représente l'asymétrie des taux de comptage normalisés en fonction de l'asymétrie en charge dans le cas du détecteur 3 pour différentes corrections du temps mort. Les étoiles rouges correspondent au cas où le temps mort n'est pas corrigé (A_{mes}), les triangles verts au cas où seul le temps mort dû aux coïncidences est corrigé (A_{cor}) et les carrés bleus au cas où le temps mort dû aux événements simples est également corrigé. Les résultats illustrés par cette figure confirment bien le comportement de l'asymétrie des taux de comptage en fonction de l'asymétrie en charge prédit par la formule 5.19, à savoir que la pente est négative et diminue lorsque le temps mort est corrigé.

Pour chaque type de détecteur et chaque type de correction, une régression linéaire a été effectuée. Les valeurs des pentes extraites de ces régressions ont été reportées sur la figure 5.12. Les pentes obtenues, dans le cas où le temps mort dû aux coïncidences et

aux événements simples est corrigé, représentent moins de 20 % des pentes en l'absence de toute correction du temps mort. Les pentes résiduelles sont de l'ordre de 2 %. Si on extrapole ces résultats à des conditions d'expérience réalistes pour les mesures d'asymétrie, une asymétrie en charge de 1 ppm introduirait alors une fausse asymétrie de 0,02 ppm. Cette valeur est à comparer à l'erreur statistique attendue qui est au minimum de 0,1 ppm. L'objectif des corrections du temps mort est d'obtenir une fausse asymétrie résultante qui soit inférieure à 5% de l'erreur statistique soit 0,005 ppm. La dépendance des asymétries mesurées en fonction de l'asymétrie en charge doit alors être réduite.

Les résultats obtenus comportent deux simplifications importantes concernant le traitement des événements simples. Premièrement, les expressions des formules 5.14 et 5.15 supposent que la contribution des événements simples au temps mort associé à chaque canal en temps est identique, ce qui implique une distribution en temps de vol uniforme. Ceci est faux dans la mesure où ces événements sont associés à des pions ou à des particules de basse énergie possédant un temps de vol donné. Deuxièmement, les échelles utilisées pour estimer les taux de comptage simples ne permettent pas d'estimer la proportion de configurations complexes où plusieurs voies sont touchées en même temps. Par exemple lorsque seuls les CFDs FR et BR ont déclenché, le temps mort vaut τ_{CFD} et non $2\tau_{CFD}$. Une analyse plus fine a été menée grâce à l'acquisition événement par événement de l'électronique Fastbus.

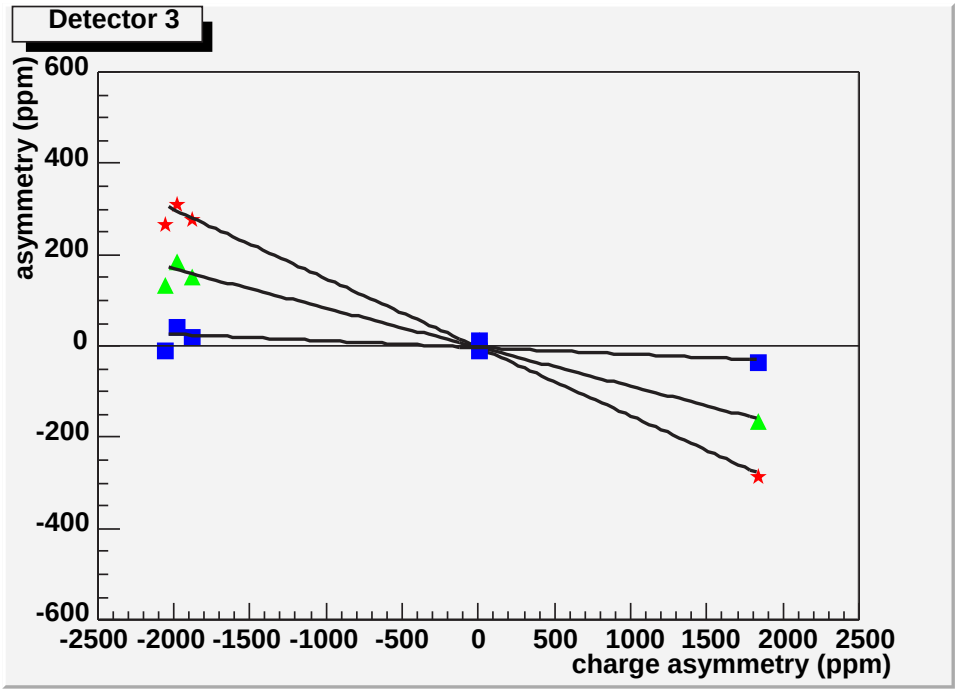


FIG. 5.11 – Variation de l'asymétrie de taux de comptage en fonction de l'asymétrie de charge et du type de correction du temps mort appliqué.

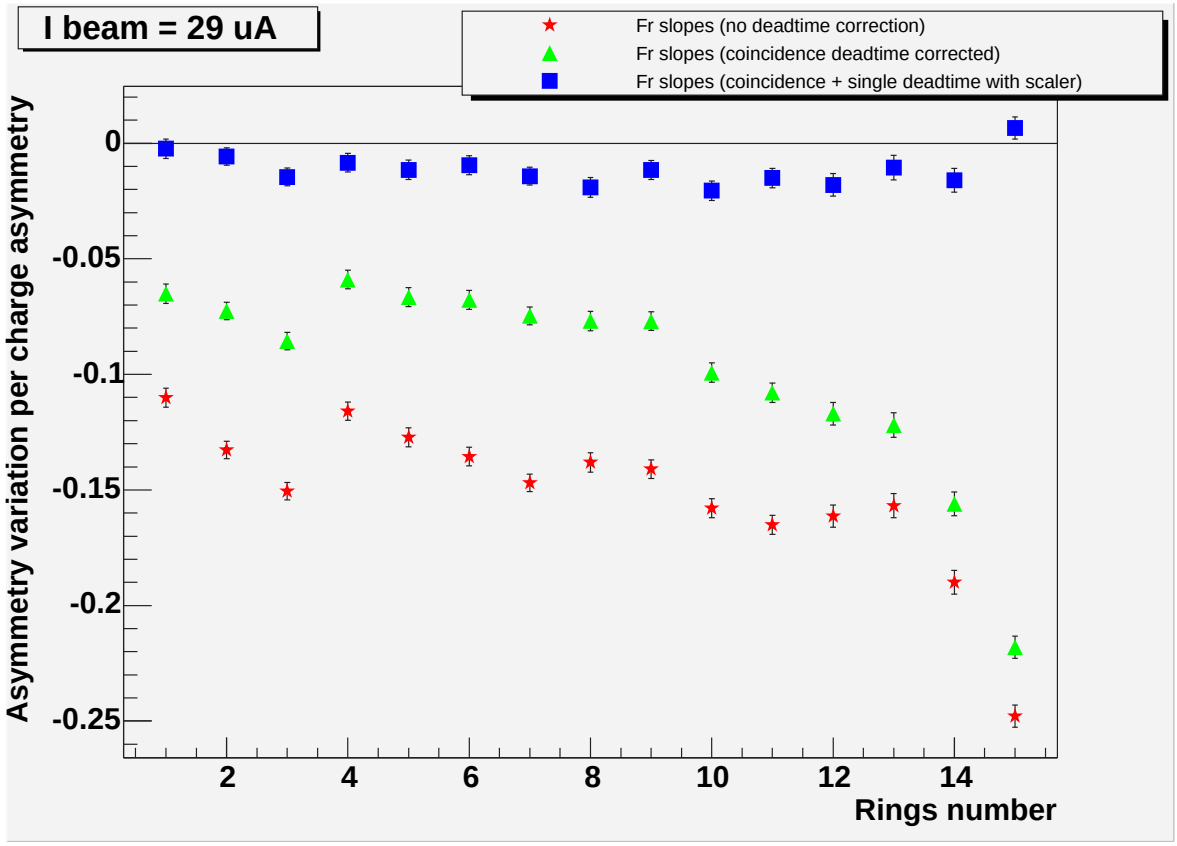


FIG. 5.12 – Valeurs des pentes $\partial A/\partial A_Q$ pour chaque type de détecteur pour différentes corrections du temps mort.

5.4 Analyse des données issues de l'électronique Fastbus

L'électronique Fastbus enregistre, à l'aide de codeurs en temps (TDCs), le temps d'arrivée des signaux de sortie issus des CFDs et MTs avec une résolution d'environ 50 ps. La référence en temps, synchronisée avec la période du faisceau, est commune à toutes les voies et correspond au démarrage de l'acquisition d'un événement. Pour exemple, la figure 5.13 représente un spectre de temps d'arrivée des signaux issus d'un CFD. Ainsi il est possible d'étudier les corrélations en temps des signaux CFDs et MTs associés à un même détecteur. Cette électronique possède un faible taux d'acquisition (environ 800 Hz) mais permet d'enregistrer non seulement les événements dus aux coïncidences mais également les événements simples. Il est possible de tracer les spectres de temps de vol des événements simples de type CFD ou MT et d'étudier les corrélations entre les différentes voies.

La stratégie pour cette analyse consiste à extraire des données Fastbus les distributions en temps des événements simples et d'utiliser les échelles des cartes DMCH16X pour normaliser MPS par MPS ces distributions qui permettent alors d'estimer la variation du temps mort en fonction du temps de vol. Il faut définir les coupures en temps pour sélectionner les événements simples puis déterminer les différentes configurations possibles (par exemple un CFD FR avec un CFD BR). Ensuite, il faut déterminer les spectres de

temps de vol associés à chaque configuration pour calculer leur contribution au temps de vol final.

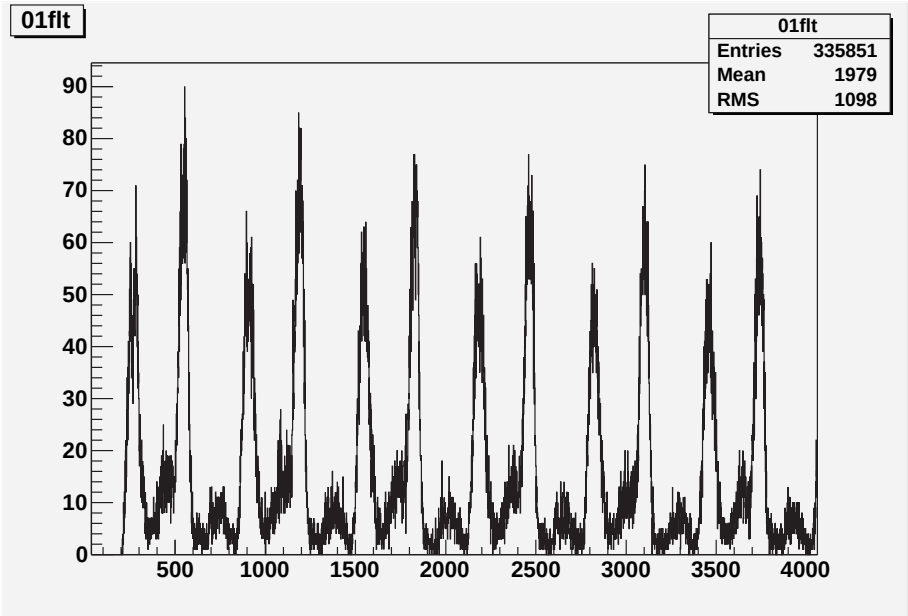


FIG. 5.13 – Exemple de spectre de temps de d'arrivée des signaux d'un discriminateur mesuré par l'électronique Fastbus. Un canal correspond à 50 ps ; la fenêtre d'acquisition est donc de 200 ps (4000×50 ps) soit environ six périodes de faisceau.

5.4.1 Sélection des événements simples

Les événements simples sont sélectionnés par des coupures en temps appliquées sur les corrélations entre les temps de sortie des différents composants (CFD et MT) associés à un même détecteur. Le principe de la détermination de ces coupures est expliqué par l'intermédiaire d'un exemple.

La figure 5.14 représente le temps d'arrivée d'un discriminateur gauche en fonction de celui du discriminateur droit d'un même scintillateur (F ou B). La bande diagonale correspond à des signaux qui arrivent simultanément au niveau des discriminateurs et qui déclenchent le MT associé. Ce type de configuration ne correspond donc pas à un événement simple CFD.

Pour estimer les événements simples associés, par exemple, au CFD droit, plusieurs cas sont à prendre en compte. Premièrement, ceux pour lesquels le CFD gauche déclenche après la fenêtre de coïncidence (au-dessus de la diagonale sur la figure 5.14). Les autres cas à considérer correspondent à un temps associé au CFD gauche hors gamme (supérieur au canal 4096) ou bien lorsque ce CFD n'a pas déclenché (canal 0). La figure 5.15 représente l'ensemble des événements simples asssociés au CFD droit. Le même principe est employé pour la définition des événements simples MTs.

La fenêtre d'acquisition de l'électronique Fastbus est de 200 ps soit 6,25 périodes de 32 ns. Afin de comparer les spectres de temps de vol de cette électronique avec ceux des

cartes DMCH16X, il est nécessaire de sélectionner les événements dans une fenêtre qui est un multiple entier de 32 ns. La figure 5.13 montre que les TDCs mesurent seulement cinq périodes entières. Dans la pratique, l'analyse a été réalisée avec trois périodes de 32 ns. Ce choix a été motivé par les corrélations en temps des discriminateurs et des mean-timers. La position des coupures en temps est illustrée par la figure 5.16 montrant la corrélation entre un MTB et un CFD FL.

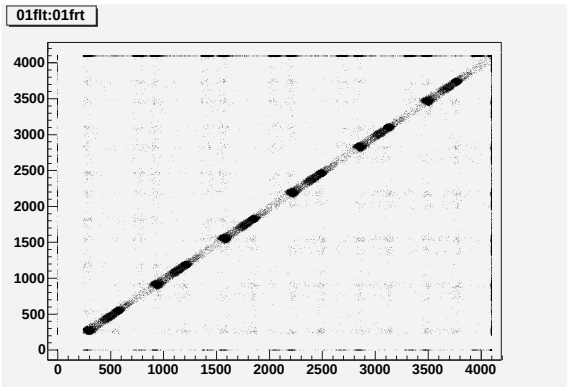


FIG. 5.14 – Temps d'arrivée des signaux associés au CFD FL du détecteur 1 en fonction du temps d'arrivée des signaux associés au CFD FR correspondant. Les temps sont exprimés en numéro de canal (50 ps).

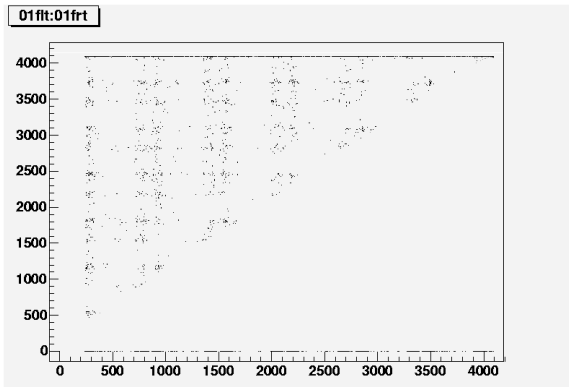


FIG. 5.15 – Ensemble des événements qui sont regroupés sous l'appellation événement simple du CFD FR.

Les coupures définissant les événements simples et la fenêtre en temps $t_{Fastbus}$ sont alors déterminées. Pour vérification, il est possible de comparer les fréquences de comptage de ces événements mesurés par les échelles (formule 5.15) avec celles calculées à partir des spectres de l'électronique Fastbus pour le même run. Les fréquences mesurées par les échelles valent :

$$f_{CFD}^{ech} = \frac{\left(N_{CFD}^{ech} - N_{MT}^{ech}\right)}{t_{beam}^{ech}} \qquad f_{MT}^{ech} = \frac{\left(N_{MT}^{ech} - N_{coinc}\right)}{t_{beam}^{ech}} \tag{5.20}$$

avec $N_{CFD,MT}^{ech}$ le contenu des échelles intégré sur l'ensemble du run, N_{coinc} le nombre total d'événements contenus dans les spectres de temps de vol, et t_{beam}^{ech} le temps pendant lequel le faisceau est présent dans la cible.

Le calcul des fréquences de comptage pour l'électronique Fastbus est le suivant :

$$f_X^{simple} = \frac{N_X}{t_{beam}^{Fastbus}} \tag{5.21}$$

avec X le type d'événement (simple CFD, MT ou coïncidence), N_X le nombre de ces événements mesurés dans la fenêtre de largeur 96 ns et $t_{beam}^{Fastbus} = N_{beam}^{Fastbus} \times 96\ ns$ où $N_{beam}^{Fastbus}$ est le nombre total d'événements Fastbus acquis en présence de faisceau.

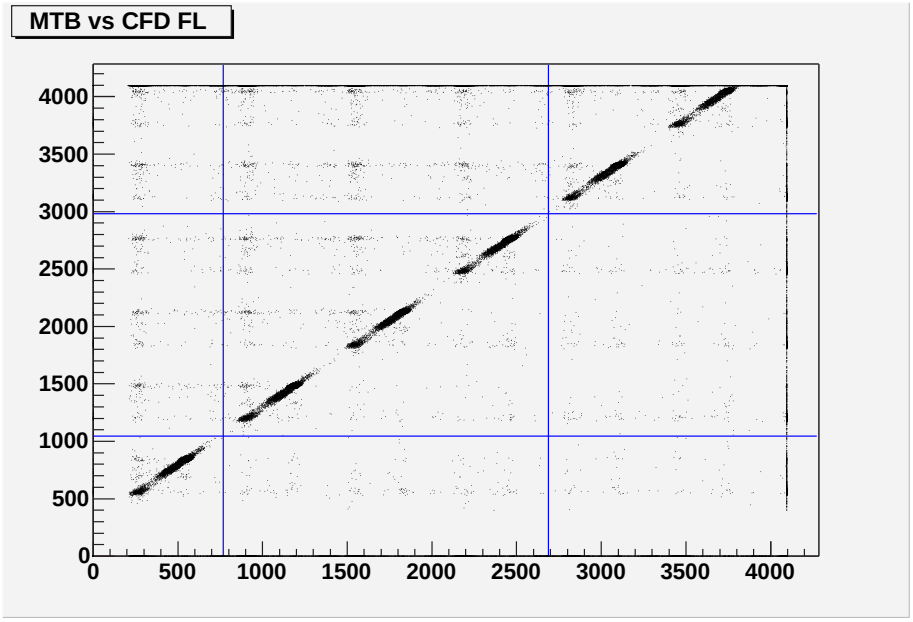


FIG. 5.16 – Temps d'arrivée des signaux d'un mean-timer MTB en fonction de celui du discriminateur CFD FL associé. Les barres verticales représentent les coupures en temps sur CFD FL délimitant une période de 96 ns. Les barres horizontales correspondent aux coupures en temps sur MTB imposées par celles sur le discriminateur.

A titre d'exemple, le tableau 5.2 montre le résultat de la comparaison pour le détecteur 8 de l'octant 6. Les taux de comptage des discriminateurs et des coïncidences issus des échelles et de l'électronique Fastbus sont compatibles dans les barres d'erreur statistiques. Les écarts de 10% environ associés au MTB n'ont pas été élucidés. Le bon accord obtenu valide la définition des coupures délimitant les événements simples des coïncidences. L'étude des empilements d'événements peut alors débuter.

5.4.2 Doubles comptages

Nous venons de définir les événements simples pour les CFDs et MTs indépendamment. Chacun de ces événements introduit du temps mort. Cependant, si deux voies (CFD et/ou MT) sont touchées, le temps mort induit n'est pas égal à la somme des temps morts individuels mais à la valeur maximale des temps morts associés à ces événements. Par exemple, si un événement simple déclenche le CFD FR et un autre le mean-timer MTB en même temps, aucune coïncidence ne peut-être mesurée pendant τ_{CFD} car $\tau_{CFD} > \tau_{MT}$. Par conséquent, il faut soustraire les doubles comptages (DC) dus à la corrélation des événements simples pour calculer le temps mort total causé par ces événements. Les différentes possibilités sont représentées par le tableau 5.3. Les configurations correspondant à des coïncidences entre plusieurs voies sont soulignées. Les coupures en temps définissant les événements simples et les événements "simultanés" (définis par la fenêtre de coïncidence de l'électronique) permettent de calculer les taux de comptage associés aux différentes configurations répertoriées dans le tableau 5.3 en utilisant la formule 5.21. Il est alors possible de connaître la proportion de double comptage des événements

X	f_X^{simple} (kHz)	f_X^{ech} (kHz)	$1 - f_X^{simple}/f_X^{ech}$ (%)
FL	197,0±2,8	197,4	0,21±1,42
FR	209,5±2,9	213,4	1,83±1,38
BL	186,2±2,7	183,0	-1,72±1,45
BR	181,9±2,7	183,0	0,64±1,48
MTF	552,9±4,7	586,6	5,75±0,80
MTB	465,5±4,3	513,4	9,32±0,83
coïncidence	742,1±5,5	742,4	0,04±0,74

TAB. 5.2 – Exemple de comparaison entre les taux de comptages extraits des échelles des cartes DMCH16X et de ceux calculés à partir des données Fastbus. Il n'y a pas d'erreur associée aux taux de comptage des échelles car elle est négligeable.

FL et BL	*FL et MTB*	*MTF et BL*	coïncidence
FL	*FL et BR*	*MTF*	*MTF et BR*
BL	*MTB*	*FR et BL*	*FR et MTB*
0	*BR*	*FR*	*FR et BR*

TAB. 5.3 – Ensemble des configurations prises en compte pour l'étude des doubles comptages des événements simples. La représentation correspond au déclenchement d'un CFD gauche (F ou B) en fonction du déclenchement d'un CFD droit (F ou B).

simples qui vaut :

$$p_{DC} = \frac{f_{DC}}{f_{simple}} \tag{5.22}$$

avec f_{DC} la somme des taux de comptage correspondant aux configurations soulignées dans le tableau 5.3 et f_{simple} la somme des taux de comptage correspondant aux événements simples. La figure 5.17 montre l'ensemble des résultats du calcul de p_{DC} en fonction du numéro de détecteur et d'octant. Les valeurs de p_{DC} sont cohérentes d'un octant à l'autre et s'étalent de 2% pour les grands détecteurs à un maximum de 18% pour le détecteur 7. La discontinuité visible entre les détecteurs 3 et 4 est due à la différence d'épaisseur des scintillateurs. Rappelons que les trois premiers détecteurs possèdent des scintillateurs de 0,5 cm d'épaisseur alors que tous les autres sont deux fois plus épais. La proportion plus grande des doubles comptages dans les 3 premiers détecteurs peut s'expliquer par le fait que les particules de basse énergie peuvent traverser plus facilement les scintillateurs et générer des configurations (1MT + 1CFD) ou (2CFDs).

5.4.3 Distributions de temps

Les coupures mises en place pour séparer les différentes configurations permettent également d'étudier les distributions en temps de chaque type d'événement simple. Les

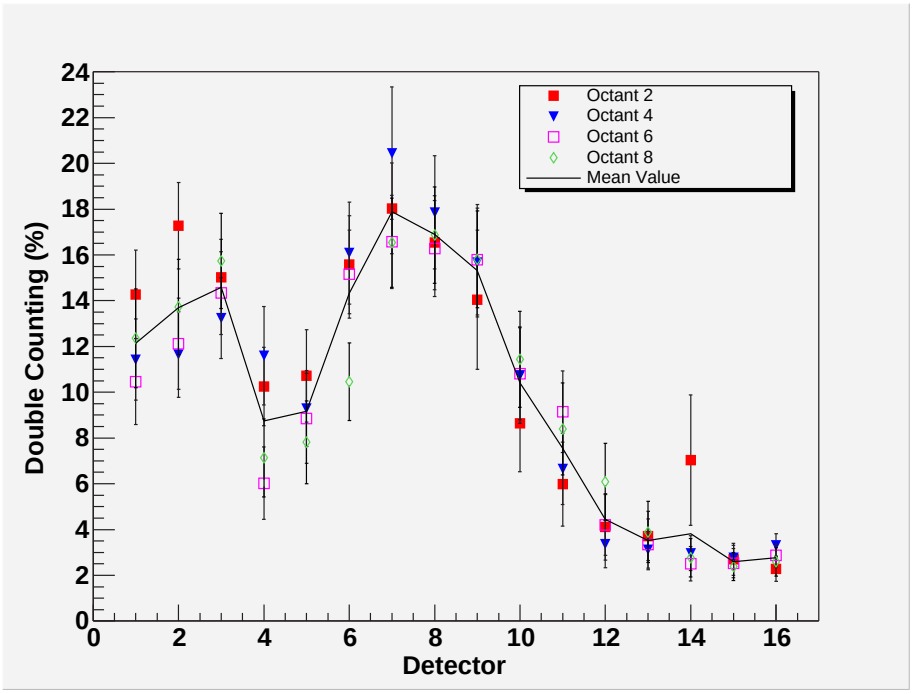


FIG. 5.17 – Proportion des configurations correspondant à des empilements d'événements par rapport à l'ensemble des événements simples.

spectres de temps de vol de l'électronique Fastbus doivent être projetés dans des histogrammes ayant une résolution temporelle de 250 ps et avoir la même référence en temps que les spectres de temps de vol construits par les cartes DMCH16X. Pour cela, les spectres des événements en coïncidence de l'électronique Fastbus sont comparés à ceux des DMCH16X. Le spectre des événements en coïncidence est défini comme celui du mean-timer associé au scintillateur avant (MTF) en imposant le déclenchement simultané du MTB associé. Cette définition correspond exactement à celle utilisée pour construire les spectres de temps de vol des cartes DMCH16X. Dans un premier temps, le spectre de coïncidence Fastbus, ayant une gamme en temps de 96 ns, est "replié" pour que les temps soient compris entre 0 ns et 32 ns (640 canaux) puis les canaux de ces spectres sont groupés par cinq pour atteindre la résolution de 250 ps. Le spectre obtenu est comparé au spectre DMCH16X par une minimisation de χ^2 en décalant itérativement l'origine du spectre Fastbus. La figure 5.18 montre le résultat de cette procédure.

La connaissance du décalage en temps entre le spectre Fastbus des coïncidences et le spectre de temps de vol associé issu de la carte DMCH16X permet de synchroniser l'ensemble des spectres des événements simples. La figure 5.19 permet de comparer la distribution en temps de tous les événements (simples et coïncidences) et de la distribution associée aux événements uniquement en coïncidence. La figure 5.20 représente, pour un détecteur 1, l'ensemble des spectres de temps vol associés à chacune des configurations indiquées dans le tableau 5.3. Nous pouvons remarquer que la grande partie des événements simples se situent au niveau du pic associé aux pions. Ce résultat était attendu dans la mesure où le réglage du gain des photomultiplicateurs a été choisi pour éliminer une grande proportion des pions.

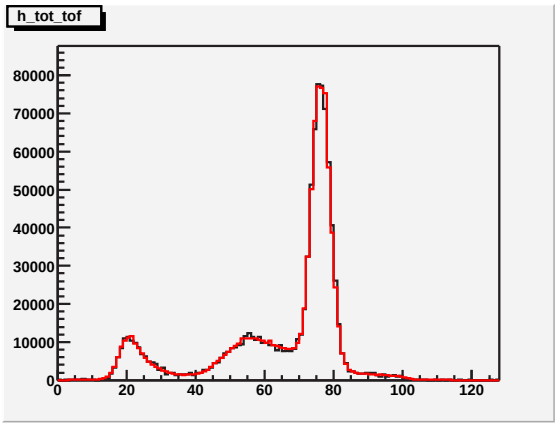


FIG. 5.18 – Comparaison des spectres en temps des événements en coïncidence issus des cartes DMCH16X (courbe rouge) et de l'électronique Fastbus après décalage de l'origine (courbe en noire). L'axe des ordonnées est exprimé en Hz.

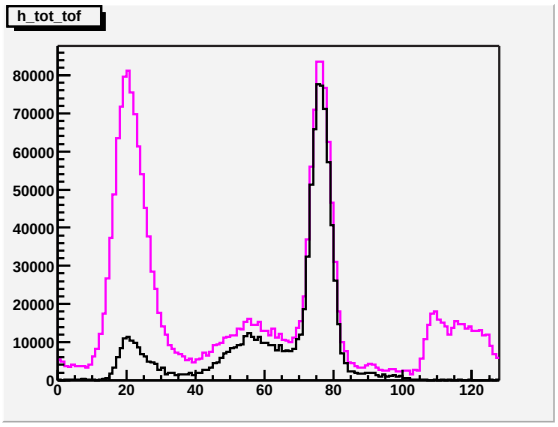


FIG. 5.19 – Comparaison des distributions en temps des événements en coïncidence (courbe noire) et de tous les événements, simples compris (courbe violette). La majorité des événements simples se situent au niveau du pic associé aux pions.

Le pic à grand temps de vol visible uniquement sur les spectres associés aux configurations FL, BL, FR et BR n'était pas prévisible et son origine reste inexpliquée. La figure 5.21 montre la charge intégrée des signaux de photomultiplicateur en fonction de leur temps d'arrivée. Ce pic en temps (situé au-delà des protons élastiques) semble associé à des particules de basse énergie localisées sur les bords des scintillateurs (un seul discriminateur déclenché).

Une fois les distributions en temps des événements simples connues ainsi que leur normalisation, nous avons toutes les données pour calculer la distribution du temps mort introduit par les événements simples.

5.5 Analyse finale des données sous faisceau

5.5.1 Calcul du temps mort

A chaque type de configuration d'événement simple correspond une valeur de temps mort : $\tau_{CFD} = 35\ ns$ pour les configurations FR, BL, etc. et $\tau_{MT} = 30\ ns$ pour celles correspondant à MTF et MTB. Dans le cas des configurations multiples (FR+MTB, BL+MTF, etc.), le temps mort associé est égal à τ_{CFD} puisque τ_{MT} est plus petit. Ainsi les événements correspondant aux configurations MTF et MTB engendrent un temps mort de τ_{MT} alors que tous les autres (coïncidences exclues) introduisent un temps mort τ_{CFD}.

Le calcul du temps mort introduit par les événements simples au niveau du canal i des spectres de temps de vol des cartes DMCH16X repose sur la formule 5.7 :

$$P^{CFD}_{temps\ mort}(i) = \sum_{j=i-\tau_{CFD}}^{i-1} r_{CFD}(j) \qquad P^{MT}_{temps\ mort}(i) = \sum_{j=i-\tau_{MT}}^{i-1} r_{MT}(j) \tag{5.23}$$

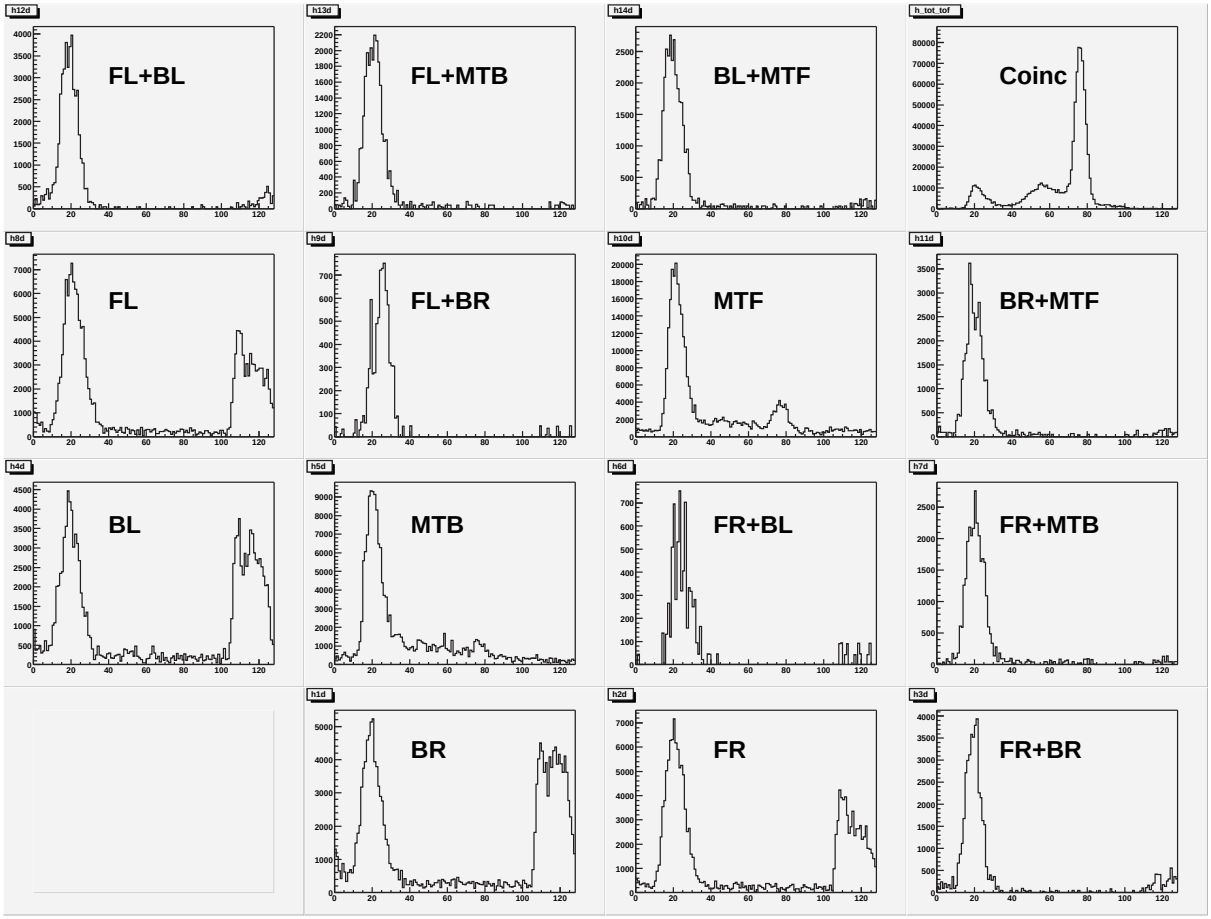


FIG. 5.20 – Distributions en temps des différentes configurations d'événements (simples et coïncidence. La répartition des spectres associés à ces configurations correspond au tableau 5.3. Attention l'échelle des ordonnées, exprimées en Hz, est variable.

avec $r_{CFD}(j)$ et $r_{MT}(j)$ les taux de comptage des événements introduisant un temps mort τ_{CFD} et τ_{MT} respectivement. Les distributions de ces taux en fonction du numéro de canal sont données par les spectres de temps de vol calculés à partir des données Fastbus, la normalisation est réalisée MPS par MPS avec le contenu des échelles des cartes DMCH16X :

$$r_{CFD}(j) = \frac{f^{ech}_{CFD}}{f^{simple}_{CFD}} \left(f_{CFD}(j) \cdot 250\ ps\right) \qquad r_{MT}(j) = \frac{f^{ech}_{MT}}{f^{simple}_{MT}} \left(f_{MT}(j) \cdot 250\ ps\right) \qquad (5.24)$$

avec $f^{ech}_{CFD,MT}$ données par la formule 5.20, $f^{simple}_{CFD,MT}$ les fréquences incluant les doubles comptages calculées à partir des données Fastbus (formule 5.21) et $f_{CFD,MT}(j)$ les fréquences déduites des spectres de temps de vol ne contenant pas de double comptage.

En pratique, la correction du temps mort se déroule en deux étapes. Des données Fastbus sont d'abord prises, ce qui permet de calculer pour chaque détecteur les distributions $f_{CFD}(i)/f^{simple}_{CFD}$ et $f_{MT}(i)/f^{simple}_{MT}$ qui sont alors enregistrées dans un fichier. Lors de l'analyse des données DMCH16X, ces distributions sont utilisées pour calculer $P^{CFD}_{temps\ mort}(i)$ et $P^{MT}_{temps\ mort}(i)$ à l'aide de la formule 5.23. Les spectres de temps de vol

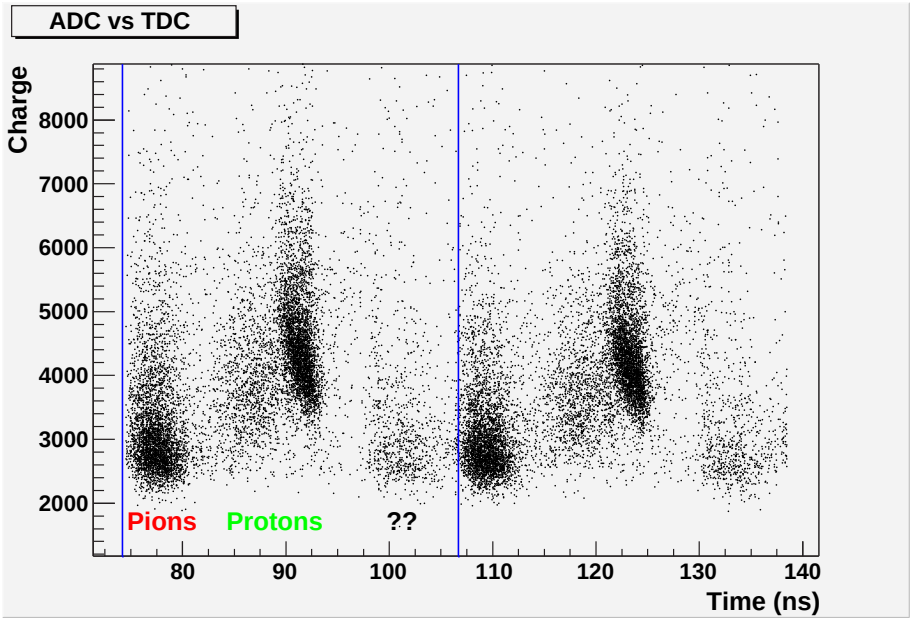


FIG. 5.21 – Charge intégrée du signal d'un photomultiplicateur en fonction du temps de sortie du discriminateur associé. Sur ce spectre, les événements associés aux pions et aux protons sont repérés. Les deux lignes verticales délimitent une période de 32 ns. Le domaine correspondant au pic supplémentaire observé pour les événements simples FL, BL, FR et BR est repéré par **? ?**.

sont alors corrigés du temps mort en modifiant la formule 5.10 de la manière suivante :

$$R(i) = -ln\left(1 - \frac{r(i)}{1 - \left(r_p + r_b(i) + P^{CFD}_{temps\ mort}(i) + P^{MT}_{temps\ mort}(i)\right)}\right) \tag{5.25}$$

L'analyse des données Fastbus a été effectuée pour deux valeurs d'intensité du faisceau (5 μA et 40 μA) et les résultats sur l'importance des configurations multiples sont identiques. Ceci permet d'utiliser le même fichier regroupant les distributions $P^{CFD}_{temps\ mort}(i)$ et $P^{MT}_{temps\ mort}(i)$ pour plusieurs prises de données à des intensités différentes mais sous réserve qu'il n'y ait pas eu un décalage en temps des spectres.

5.5.2 Résultats sur les taux de comptage et les asymétries

Les données prises sous faisceau, qui ont été analysées dans le paragraphe 5.3, ont été corrigées des pertes par temps mort en utilisant la méthode qui vient d'être décrite afin d'éliminer la contribution des doubles comptages des événements simples. La figure 5.22 montre les résultats obtenus sur la variation des taux de comptage normalisés en fonction de l'intensité du faisceau. Les résultats indiquent que les corrections des pertes par temps mort sont plus faibles. Ceci était prévisible puisque les doubles comptages ont été supprimés. Nous pouvons constater que la pente résiduelle ainsi obtenue, même si elle est différente de zéro, est très homogène d'un détecteur à l'autre malgré des taux de comptage très différents (allant de 1,8 MHz pour les détecteurs 1 à 3,2 MHz pour

les détecteurs 15 pour une intensité de faisceau de 40 μA). Celà laisse à penser que les corrections du temps mort, dépendantes du taux de comptage, sont bien maîtrisées.

Les pentes résiduelles observées après correction du temps mort pourraient être dues à une variation de la densité de la cible (ρ) en fonction de l'intensité du faisceau, les taux de comptage étant également proportionnels à la densité. D'après la formule 3.5, le nombre d'événements dans un détecteur vaut :

$$N_{tot} = \rho \frac{I}{e} l_{cible} t \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \tag{5.26}$$

ce qui entraîne que le taux de comptage normalisé, Y, vaut :

$$Y = \rho l_{cible} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \tag{5.27}$$

La longueur de la cible, l_{cible}, peut raisonnablement être considérée comme indépendante de l'intensité du faisceau de même que la section efficace et l'acceptance du détecteur ($\Delta\Omega$). En posant Y_0 la valeur de Y donnée par la formule 5.27 extrapolée à une intensité nulle du faisceau, la valeur de la pente relative (en l'absence de temps mort) vaut alors :

$$\frac{1}{Y_0} \frac{\partial Y}{\partial I} = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial I} \tag{5.28}$$

avec ρ_0 la valeur de la densité de la cible en l'absence de faisceau. Ainsi la variation relative des taux normalisés est égale à celle de la densité de la cible. De plus ces variations sont indépendantes de la valeur de Y et donc du détecteur, ce qui est cohérent avec les résultats de la figure 5.22.

A partir de la pente résiduelle observée après correction du temps mort, on peut déduire la variation relative de la densité de la cible :

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial I} = -0,001 \ \mu A^{-1} \tag{5.29}$$

ce qui correspond à une variation de densité de -10% pour 100 μA d'intensité. Cette diminution de densité serait due à une ébullition locale de l'hydrogène liquide le long du trajet du faisceau et/ou à la formation d'une poche de gaz à la surface des fenêtres de la cible, endroits où les échanges thermiques sont les plus faibles. La valeur obtenue de l'étude du temps mort est du même ordre de grandeur que celles mesurées pour les cibles cryogéniques utilisées au TJNAF [191]. La présence d'une pente résiduelle peut alors être raisonnablement attribuée à une variation de densité de la cible en fonction de l'intensité du faisceau.

La méthode de correction du temps mort en utilisant les données Fastbus a été également appliquée pour l'étude de la variation de l'asymétrie des taux de comptage normalisés en fonction de l'asymétrie de charge. Le résultat obtenu est reporté sur la figure 5.23. De la même manière, les pentes sont légèrement plus grandes comparées à la figure 5.12. Ces pentes sont également sensibles à la variation de la densité de la cible en

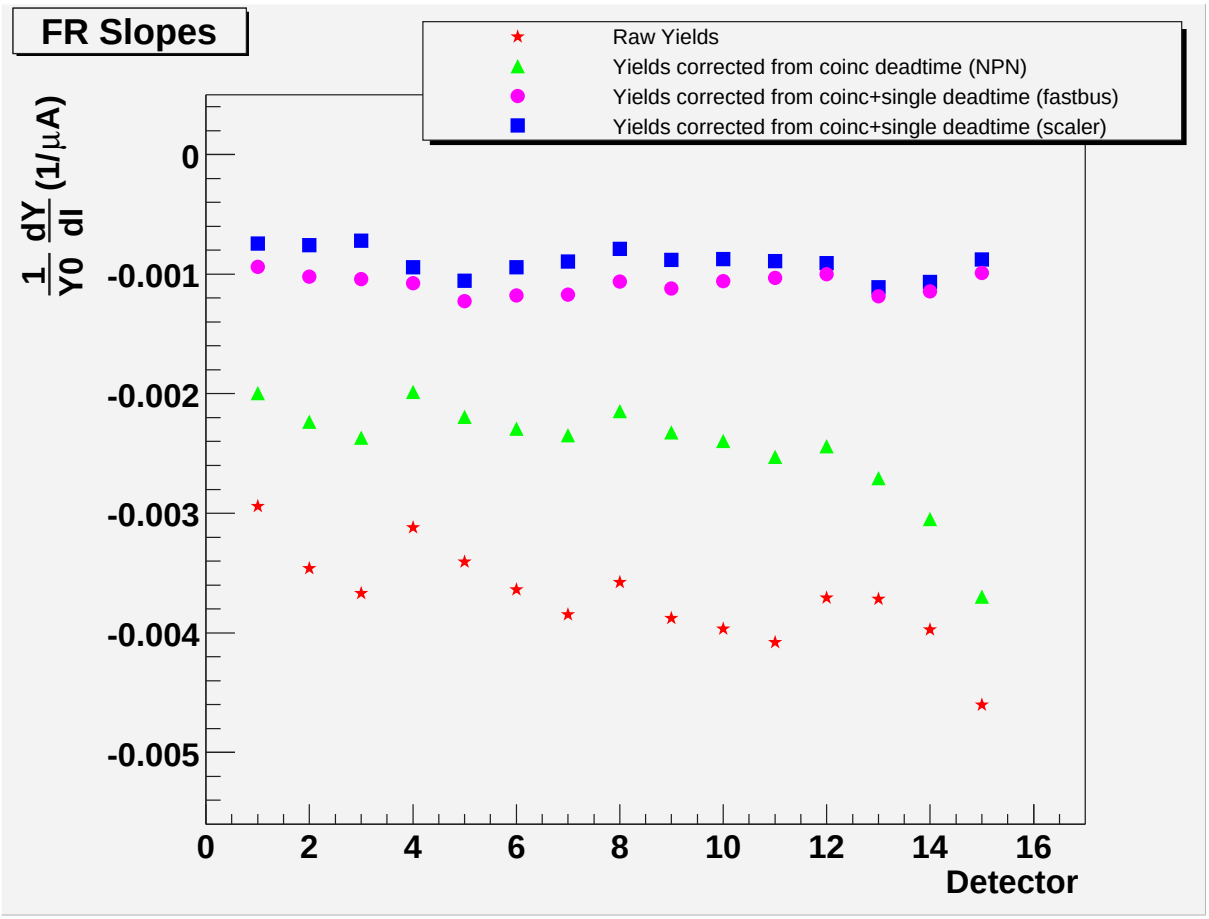


FIG. 5.22 – Valeurs des pentes des taux normalisés des protons élastiques en fonction du courant pour chaque détecteur. Ce graphique permet la comparaison des résultats des deux méthodes de correction des événements simples.

fonction de l'intensité du faisceau. La sensibilité des asymétries (A_m) à une variation de densité est donnée par la formule D.30 :

$$\frac{\partial A_m}{\partial A_Q} = \frac{\partial \rho}{\rho_0 \partial I} I \tag{5.30}$$

avec A_Q la valeur de l'asymétrie de charge. La valeur de la variation de densité extraite des ces pentes est cohérente avec celle déduite à partir des taux de comptage et vaut -8,3% pour 100 μA d'intensité.

Pendant la période de prise de donnée, aucun moyen n'était disponible pour connaître sans ambiguïté la valeur de la densité de la cible. La mesure de la température et de la pression de l'hydrogène liquide ne permet de mesurer que la densité globale et non locale de la cible car les capteurs sont situés à la sortie de la cible. Pour la prochaine période de tests, des détecteurs de luminosité seront installés autour de la ligne de faisceau. La mesure des taux de comptage de particules diffusées à faible angle permet alors d'avoir une mesure de la densité de la cible car les taux sont proportionnels au produit ρI (voir formule 5.26).

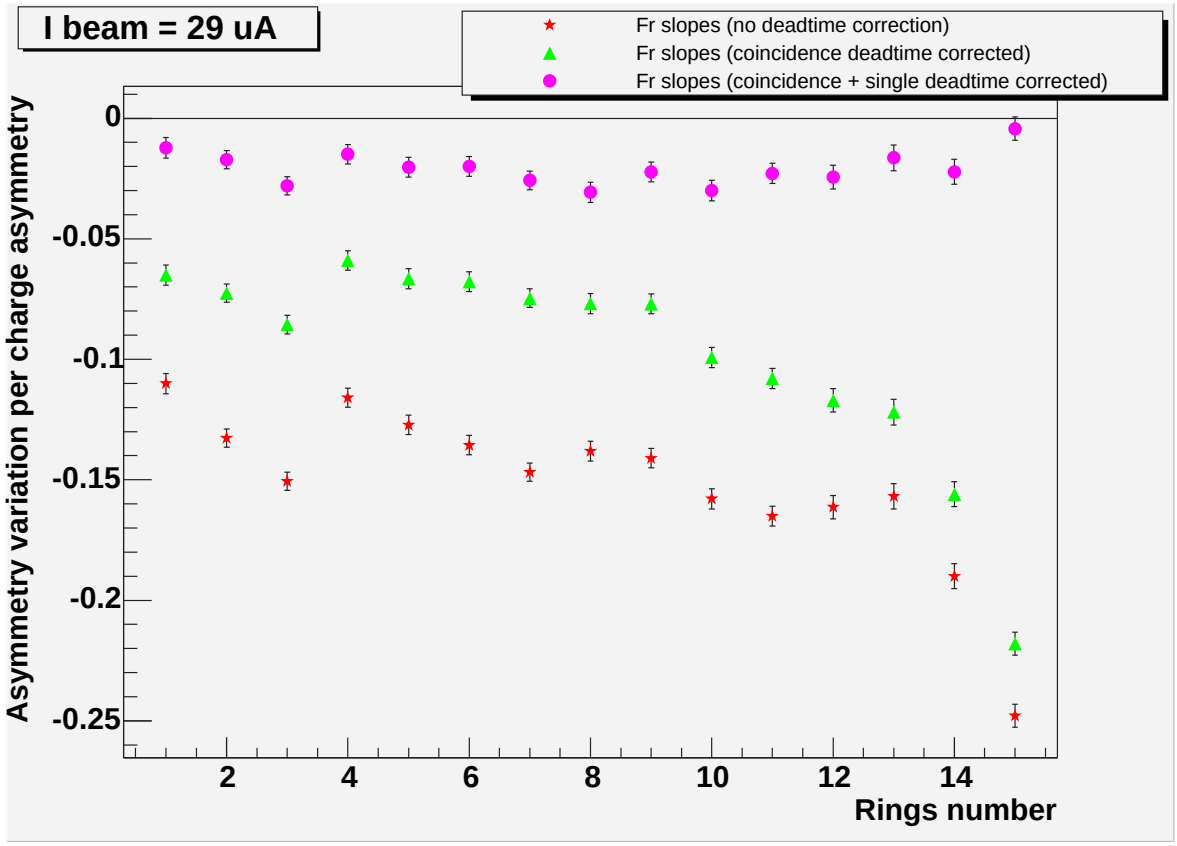


FIG. 5.23 – Valeurs des pentes $\partial A/\partial A_Q$ pour chaque type de détecteur pour différentes corrections du temps mort (aucune, coïncidence uniquement, totale issus des données Fastbus).

Dans ce chapitre, nous avons montré que la correction du temps mort est nécessaire pour ne pas introduire une fausse asymétrie. L'algorithme de correction du temps mort, qui a été inclu dans le programme d'analyse de la collaboration G^0, permet d'atteindre, dans les conditions expérimentales, une erreur systématique de l'ordre de 4 % sur les taux de comptage normalisés à une intensité de faisceau de 40μA. Tandis que la valeur attendue de l'asymétrie de charge est de 1 ppm. La fausse asymétrie induite serait alors de 0,04 ppm ce qui est inférieur à la plus petite erreur statistique attendue de 0,1 ppm et répond donc au cahier des charges de l'expérience. Du fait du phénomène d'ébullition, l'erreur associée à la correction des pertes par temps mort est sans doute plus faible.

La qualité de la correction du temps mort est, dans l'état actuel, difficile à évaluer dans la mesure où une contribution résiduelle dans la dépendance des taux de comptage normalisés en fonction de l'intensité du faisceau pourrait provenir d'une variation de densité de la cible. Dans l'avenir, des mesures de luminosité devraient permettre de prendre en compte les effets d'ébullition dans la cible.

Chapitre 6

Détermination du quadri-moment transféré

Comme les asymétries de violation de parité dépendent du moment transféré, il est nécessaire de déterminer la valeur de Q^2 au niveau du pourcent ($\Delta Q^2/Q^2 \leq 1\%$) pour que l'erreur associée ne représente que 5% de l'erreur totale [88]. La connaissance du moment transféré pour la mesure aux angles arrière ne pose pas de problème particulier. En effet, le moment transféré est très peu sensible à l'angle de diffusion dans cette configuration et donc à la trajectoire des électrons diffusés. De plus, la précision sur la valeur de l'énergie du faisceau est de l'ordre de 10^{-4}. En revanche, pour la mesure aux angles avant, les protons de recul sont détectés. Contrairement aux électrons, les protons ne sont pas ultra-relativistes dans le domaine en moment transféré étudié ($Q^2 = 0,1$ à 1 $(GeV/c)^2$). Ainsi la trajectoire des protons est plus sensible à la valeur du champ magnétique que les électrons. Chaque détecteur est sensible à une gamme en moment transféré qui lui est propre. Par conséquent, la gamme en Q^2 accessible dépend à la fois de la valeur du champ magnétique et de la position des détecteurs.

L'effet du champ magnétique et de la position des détecteurs sur la valeur de Q^2 est déterminé à partir de la simulation de l'ensemble de détection. Le temps de vol moyen ainsi que les taux de comptage des protons issus d'une diffusion élastique dépendent de la valeur du champ magnétique et du positionnement des détecteurs. Le but de cette étude est de déterminer à partir des spectres de temps de vol mesurés la valeur du champ magnétique et la position de chaque détecteur et ainsi de connaître la valeur de Q^2 pour chacun des détecteurs.

Ce chapitre se compose de deux parties. Une première étude a été réalisée à l'aide de la simulation pour définir la méthode de détermination de la position en temps de vol des pics, ainsi que la sensibilité des taux de comptage, des temps de vol et des valeurs de Q^2 au champ magnétique et à la position des détecteurs. Dans une seconde partie, une comparaison entre la simulation et l'expérience a été réalisée afin d'estimer les précisions sur la valeur du moment transféré obtenue pour chaque détecteur.

6.1 Présentation générale de la méthode

Rappelons que l'ensemble de détection est composé d'un spectromètre magnétique et de huit octants comprenant chacun seize détecteurs formés de scintillateurs couplés à des photomultiplicateurs par l'intermédiaire de guides de lumière. La forme des détecteurs du plan focal (FPD) a été conçue pour que tous les protons issus d'une diffusion élastique avec un moment transféré donné soient focalisés sur un même détecteur dans chacun des octants. Pour éliminer au maximum le bruit de fond (pions, protons issus d'une diffusion inélastique, etc.), un spectre en temps de vol des particules est construit pour chaque détecteur. Les résultats reportés dans la figure 6.1 sont fournis par un programme [192] qui simule le spectromètre avec ses collimateurs, les détecteurs, et des générateurs d'événements pour l'hydrogène [156] et pour les fenêtres d'aluminium de la cible [158]. Les diffusions inélastiques produisent différentes particules (π, ρ, Δ, etc.) mais, par commodité, toutes les particules détectées ayant une masse inférieure à 930 MeV sont regroupées sous l'appellation de pions, le reste sous celle de protons inélastiques.

Pour les détecteurs 1 à 15, le principe de l'analyse consiste à déterminer la valeur en quadri-moment transféré à partir du temps de vol des protons "élastiques". La figure 6.2 montre la dépendance de Q^2 en fonction du temps de vol et permet de voir la forte corrélation entre ces deux grandeurs pour un détecteur donné.

Les détecteurs 14 et 15 sont particuliers dans la mesure où leur acceptance en moment transféré est plus grande. Sur le spectre du détecteur 14, le premier pic bleu correspond à des protons issus d'une diffusion élastique avec $0,84 < Q^2 < 1,2$ $(GeV/c)^2$ et ceux du second pic à la gamme $0,35 < Q^2 < 0,5$ $(GeV/c)^2$. Par la suite, le pic associé aux grandes valeurs de Q^2 n'est pas utilisé car il est dominé par la contribution des événements inélastiques. Quant au détecteur 15, il mesure les protons issus d'une diffusion élastique dans la gamme $0,4 < Q^2 < 1,1$ $(GeV/c)^2$. Pour ce dernier, le calcul d'asymétrie est prévu de s'effectuer pour plusieurs intervalles de moment transféré sélectionnés par des coupures sur le spectre de temps de vol, grâce à la forte corrélation entre le temps de vol et le moment transféré (voir figure 6.2).

L'objet de ce chapitre est d'estimer la précision sur la valeur de $< Q^2 >$ de chaque détecteur. La principale information mesurée est le temps de vol des particules. Lorsque le champ magnétique varie, les particules voient leur trajectoire modifiée et peuvent éventuellement être détectées par une autre paire de scintillateurs. Ainsi la valeur moyenne de Q^2 dans un détecteur dépend du champ, de même que le temps de vol moyen associé à la diffusion élastique. La figure 6.3 montre les spectres de temps de vol du détecteur 13 pour deux valeurs du champ magnétique. On peut observer que la position du pic élastique varie notablement tandis que les pions voient leur temps de vol peu modifié. Il est donc prévu d'étudier les variations du champ magnétique à partir de la position relative entre les pics associés aux protons élastiques et aux pions. De plus, un décalage en position d'un détecteur entraîne une variation de la gamme en moment transféré pour ce détecteur. Ainsi, la différence de temps vol entre les pics associés aux protons et aux pions est également sensible à la position des détecteurs. La figure 6.4 montre la dépendance de $< Q^2 >$ en fonction de l'écart entre les pics de pions et de protons pour le détecteur 12 en faisant varier le champ (de 99,0% à 100,5% du champ nominal) et le décalage des détecteurs (de -4mm à +4mm dans des directions parallèle et normale au faisceau). Elle

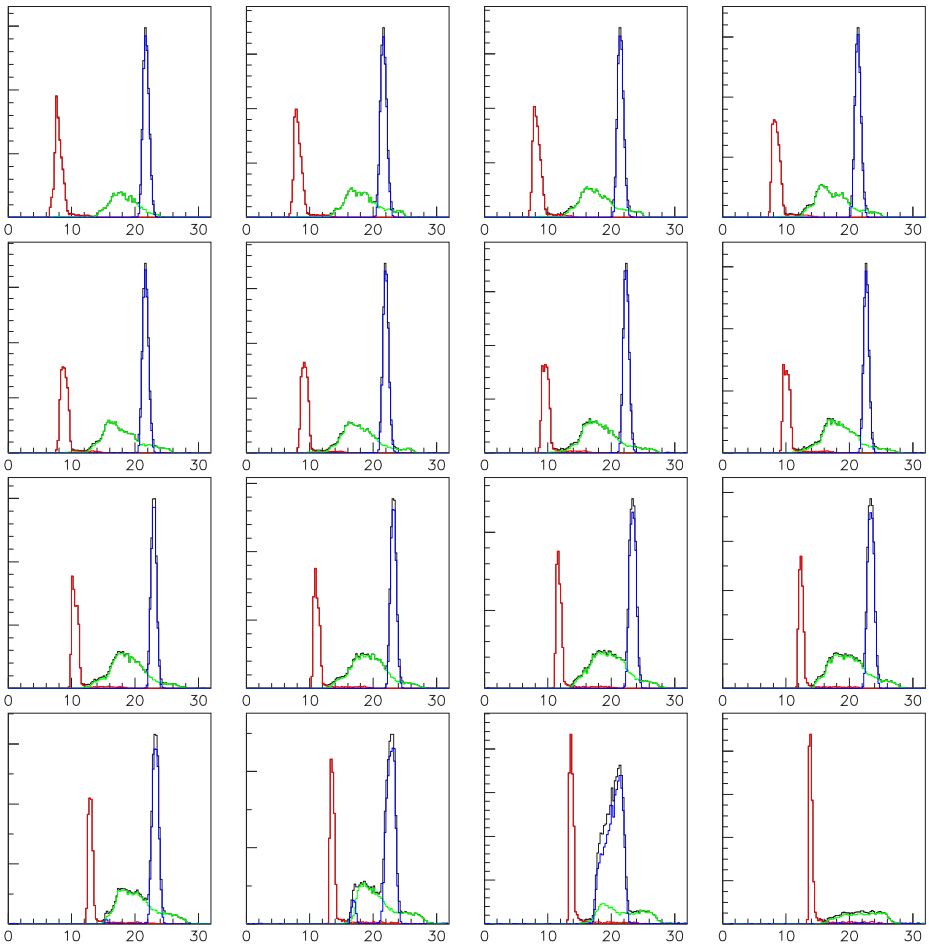


FIG. 6.1 – Spectre de temps de vol pour tous les détecteurs de 1 à 16. La contribution des protons issus d'une diffusion élastique correspond à la courbe bleue, celle des protons issus d'une diffusion inélastique à la courbe verte et celle des mésons à la courbe rouge.

montre également que la seule détermination de la différence de temps de vol entre les protons élastiques et les pions permet la mesure du quadri-moment transféré indépendamment du champ magnétique et de la position des détecteurs. Sur cette même figure, les lignes horizontales délimitent la gamme en moment transféré centrée autour de $Q^2 = 0,3\ (GeV/c)^2$ et correspondant à une précision de 1% sur cette valeur. Les lignes verticales marquent le domaine en temps de vol associé à cette gamme en moment transféré. Ainsi la détermination du moment transféré avec une erreur de 1% requiert une précision sur la mesure de la différence de temps de vol entre les protons élastiques et les pions de 100 ps.

Le détecteur 15 est particulier étant donné sa grande acceptance en moment transféré ($0,4 < Q^2 < 1,1\ (GeV/c)^2$). La mesure des asymétries pourra être réalisée sur plusieurs gammes en temps d'une largeur minimum de 1 ns, imposée par l'électronique nord-

américaine. La dépendance de Q^2 en fonction du temps (20%/ns [193]) montre qu'une précision de 1% sur sa valeur nécessite une précision de 50 ps sur le temps de vol moyen associé à chaque intervalle de temps. Une difficulté supplémentaire sera de regrouper les statistiques des octants correspondant à des gammes en Q^2 différentes.

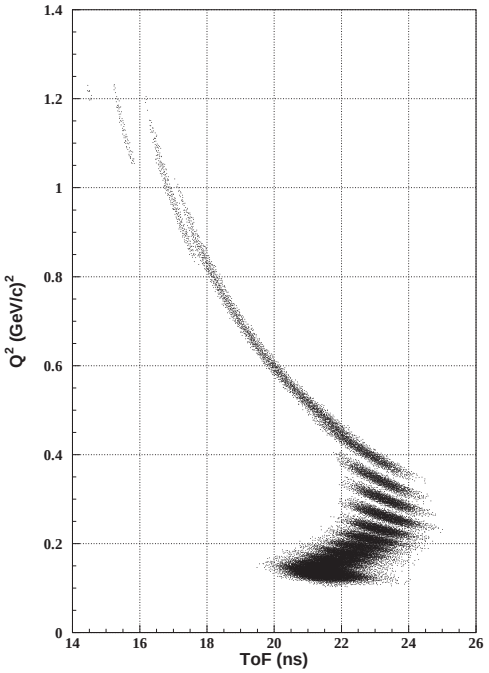


FIG. 6.2 – Carré de la quadri-impulsion transférée en fonction du temps de vol pour l'ensemble des détecteurs.

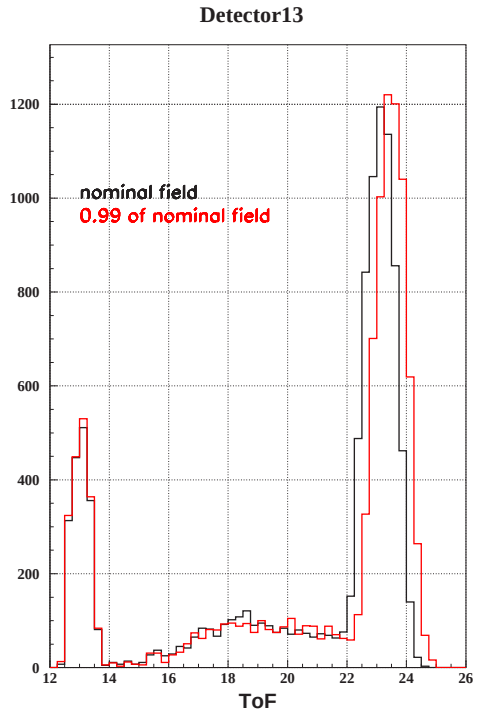


FIG. 6.3 – Spectre de temps de vol du détecteur 13 pour une valeur nominale du champ (courbe noire) et pour une valeur de 99,0% de ce champ (courbe rouge).

6.2 Méthodes de mesure du temps de vol

Nous avons testé à l'aide de la simulation différentes méthodes d'analyse nécessaires à la détermination de la position relative du temps de vol entre les pions et les protons élastiques. En particulier, différentes méthodes sont envisagées en fonction de la résolution associée au type de données utilisées.

Une première méthode étudiée consiste à calculer le centroïde (somme pondérée des taux de comptage dans chaque canal) de chaque pic mesuré. L'étude est menée sur des spectres simulés, pour chacune des trois résolutions disponibles dans l'expérience (Fastbus : 50ps, électronique française : 250ps et nord-américaine : 1ns). Grâce à la simulation, les positions absolues précises des centroïdes sont connues. L'étude consiste à déterminer l'écart entre la valeur déduite du calcul du centroïde et la valeur absolue. Celle-ci a été

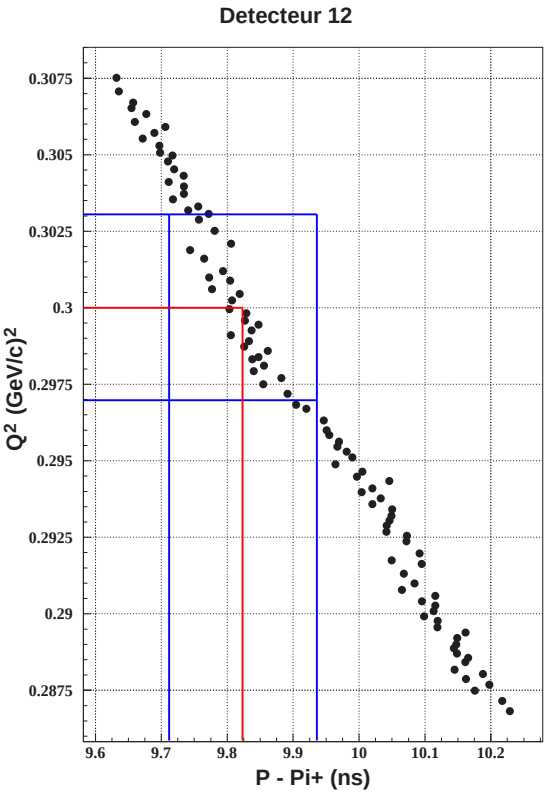


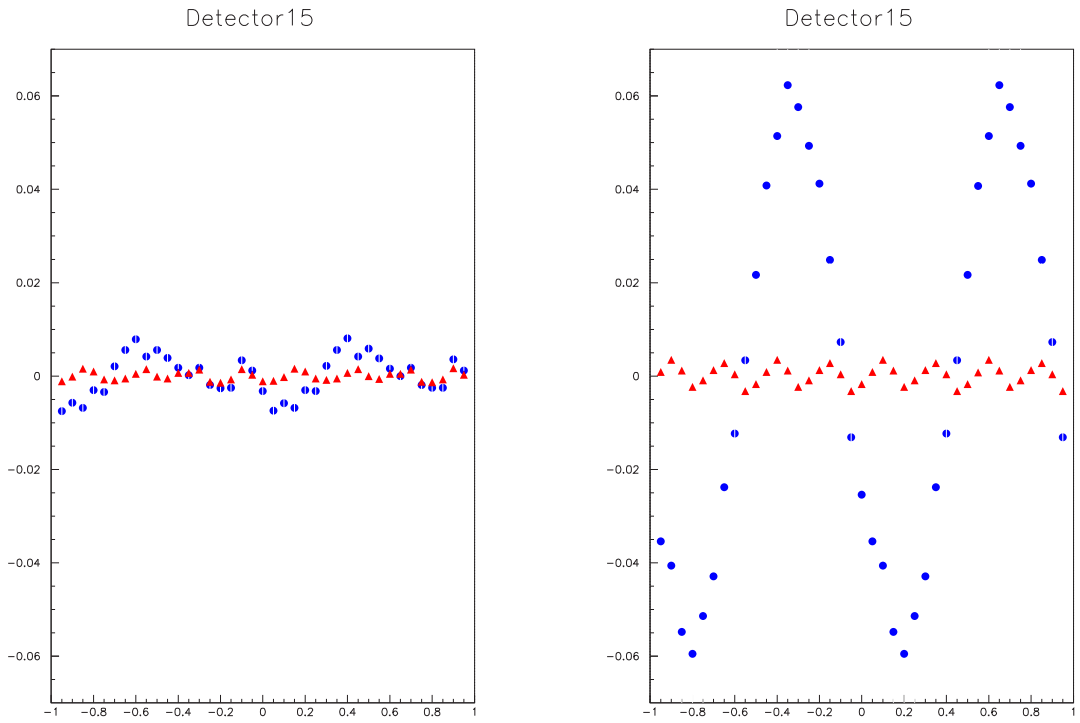
FIG. 6.4 – Variation de la valeur de $< Q^2 >$ en fonction de l'écart entre les pics de pions et de protons pour le détecteur 12 pour les différentes valeurs de champ et de décalage considérées dans les paragraphes précédents. Les lignes horizontales délimitent la gamme en moment transféré correspondant à 0,3±0,003 $(GeV/c)^2$ et les lignes verticales la gamme en différence de temps de vol associée.

calculée pour différents décalages en temps du spectre complet par rapport à l'origine des temps. En effet, le calcul du centroïde dépend de la manière dont sont répartis les événements dans les différents intervalles de temps.

L'étude a été menée pour différents décalages du spectre complet par rapport à l'origine des temps. La figure 6.5 montre que la position du pic de protons (qu'ils soient issus d'une diffusion élastique ou non) peut être connue à mieux que 10 ns quel que soit le détecteur pour l'électronique française (canaux de 250 ps). En revanche, il est impossible de connaître celle du pic de pions à mieux que 60 ps dans le cas de canaux de 1 ns (électronique nord américaine). Cette imprécision s'explique par le fait que le pic de pions possède une faible largeur (2 à 3 canaux de 1 ns).

Une méthode alternative a été étudiée pour l'électronique nord-américaine qui permet d'atteindre une précision de 10 ps en utilisant l'électronique Fastbus [193]. Cette méthode repose sur la comparaison des spectres obtenus par ces deux électroniques, les données Fastbus possèdant une résolution de 50 ps suffisante pour déterminer la position des pics avec précision. Le principe est similaire à celui qui a été utilisé pour déterminer les spectres de temps de vol des événements simples dans le chapitre 5. Cependant, la fréquence d'acquisition est beaucoup plus faible (800 Hz). Si la position des pics doit

être déterminée rapidement, seule l'électronique française peut être utilisée avec cette méthode.



Protons π^+

FIG. 6.5 – Différence entre le centroïde reconstruit et réel pour les pics de protons et de pions pour le détecteur 15 en fonction du décalage introduit (points bleus : canal de 1 ns, triangles rouges : canal de 250 ps).

6.2.1 Effet de la non-linéarité différentielle

La non-linéarité différentielle traduit le fait que les canaux du codeur en temps ne possèdent pas la même largeur. Ces dernières peuvent varier dans le cas de l'électronique française d'une centaine de picosecondes environ par rapport à la valeur moyenne de 250 ps (soit près de 40%). Pour l'électronique nord-américaine, la largeur de chaque canal vaut en moyenne 1 ns mais du fait de la non-linéarité différentielle elle peut varier de 500 ps [162, 194]. La procédure pour mesurer cette non-linéarite différentielle consiste à injecter en entrée de l'électronique des signaux distribués aléatoirement en temps. Le spectre obtenu doit par conséquent être constant aux erreurs statistiques près. Dans ce cas, la fonction NPN (voir chapitre 5) doit être désactivée pour éviter la déformation du spectre induit par l'effet du temps mort. Expérimentalement, les signaux aléatoires sont produits soit par un générateur dont la période n'est pas un multiple de 32 ns, soit par une source radioactive couplée à un scintillateur. Le nombre d'événements comptés dans

chaque canal, N_{canal}, est directement relié à la largeur de ce canal, Δ_{canal}, par la formule suivante :

$$\Delta_{canal} = \frac{N_{canal}}{N_{tot}/128} \cdot 250ps \tag{6.1}$$

où N_{tot} correspond au nombre total d'événements mesurés dans le spectre.

A partir de cette mesure, il est possible de corriger l'effet de la non-linéarité différentielle. Le principe de cette correction est décrit dans l'annexe A. Un exemple de spectre, issu des données expérimentales, avant et après correction est donné par la figure 6.6. Une étude a été menée par simulation pour estimer l'effet de la non-linéarité différentielle sur la position moyenne d'un pic ainsi que la précision atteinte après correction. Le principe consiste à appliquer la correction de la non-linéarité différentielle à partir d'un spectre en temps de vol simulé de forme gaussienne. L'erreur obtenue sur le centroïde est de 100 ps si la non-linéarité n'est pas corrigée alors qu'elle n'est que de 10 ps après correction.

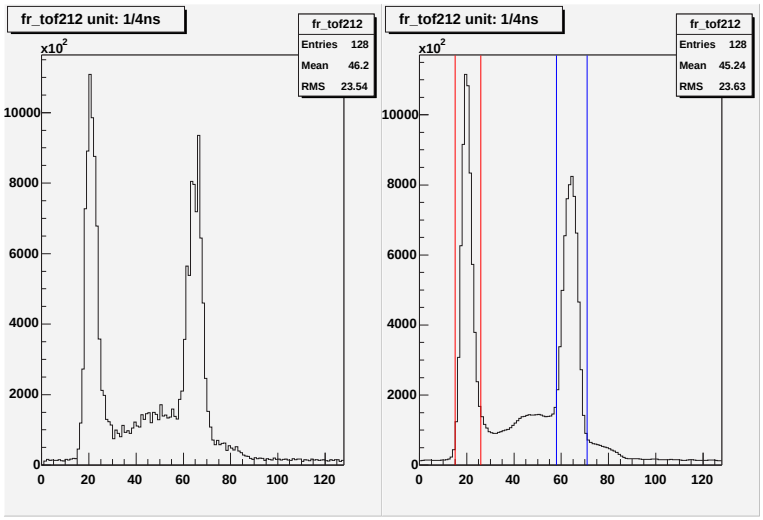


FIG. 6.6 – Comparaison pour le même détecteur (numéro 12) entre un spectre non corrigé de la non-linéarité différentielle (figure de gauche) et corrigé (figure de droite). Sur la figure de droite sont représentés également les coupures utilisées pour sélectionner les pics associés aux pions et aux protons élastiques.

6.2.2 Précision sur la différence de temps de vol

Les spectres utilisés pour cette étude sont le résultat d'une simulation. Ces spectres peuvent ne pas correspondre tout à fait aux spectres mesurés, particulièrement pour la contribution du bruit de fond. De plus la position des pics sera déterminée à l'intérieur de coupures effectuées sur les spectres de temps de vol. L'objectif de ce paragraphe est d'examiner l'influence de la position des coupures et du bruit de fond (protons inélastiques et neutres) sur la position des pics de pions et de protons élastiques.

6.2.2.1 Influence des coupures en temps de vol

Pour l'ensemble des détecteurs, le pic associé aux protons inélastiques et celui associé aux protons élastiques ou au pions possèdent une zone de recouvrement. De ce fait, la détermination de la position en temps des pics de protons élastiques et de pions dépend de la position des coupures.

La variation de la valeur du centroïde du pic de protons élastiques en fonction de la position des coupures inférieure et supérieure est représentée par les figures 6.7.A) et 6.7.B) respectivement. Plus la position d'une coupure diminue, plus la valeur du centroïde diminue. Cette variation est accentuée (série de cercles sur cette même figure) suivant l'importance relative des événements inélastiques par rapport au processus élastique. D'après les figures 6.7.A) et 6.7.B), la valeur du centroïde varie de 30 ps par canal de 250 ps dans le cas des coupures inférieure et supérieure. Quant aux pions, seule la coupure supérieure a une influence sur la position du pic (la coupure inférieure ne pose pas de problème car il n'y a aucun événement avant le pic de pions en l'absence de bruit de fond neutre). La figure 6.7.C) montre que la variation de la position du pic de pions est de 20 ps par canal autour de la position nominale de la coupure supérieure associée.

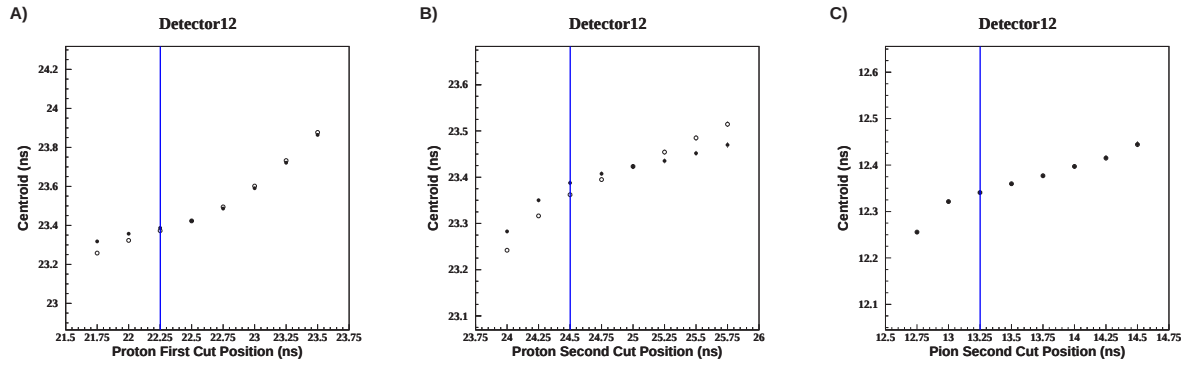


FIG. 6.7 – Valeur du centroïde en fonction de la position de la coupure inférieure (figure de gauche) et supérieure (figure du milieu) pour les protons et de la coupure supérieure pour les pions. La ligne verticale bleue représente la position nominale des coupures. Dans le cas des cercles, l'amplitude du pic de protons inélastiques a été multipliée par deux par rapport à la prédiction de la simulation.

6.2.2.2 Modification du pic de protons inélastiques

L'un des résultats majeurs de la période d'ingénierie a été de montrer qu'une part importante des événements inélastiques sont produits dans les fenêtres de la cible. Actuellement, la simulation prend en compte les processus générés dans l'hydrogène [156] ainsi que ceux issus des fenêtres d'aluminium [158]. Cependant la simulation ne reproduit pas parfaitement les spectres mesurés et l'écart entre les résultats de la simulation et des mesures est évalué à 20% (voir annexe E). L'amplitude et la position du pic associé aux protons inélastiques ont alors été modifiées afin d'étudier l'influence de ces incertitudes sur la mesure du pic associé aux protons élastiques.

Dans un premier temps, leur contribution au spectre de temps de vol a été multiplié par un facteur allant de 0.5 à 2. La conséquence sur la mesure de la position du pic de protons élastiques est illustrée par la figure 6.8. Cela introduit une variation de 15 ps. Une incertitude de 20% sur la normalisation induit alors une incertitude sur la position en temps du pic élastique de ± 3 ps.

D'autre part la figure 6.9, qui représente la variation de la position du pic de protons élastiques en fonction du décalage du spectre des inélastiques, indique une variation maximale de 15 ps.

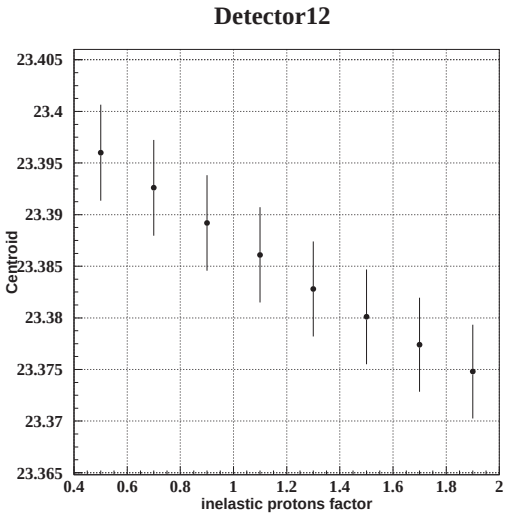


FIG. 6.8 – Variation du centroïde du pic de protons élastiques en fonction du facteur multiplicatif appliqué au spectre des protons inélastiques.

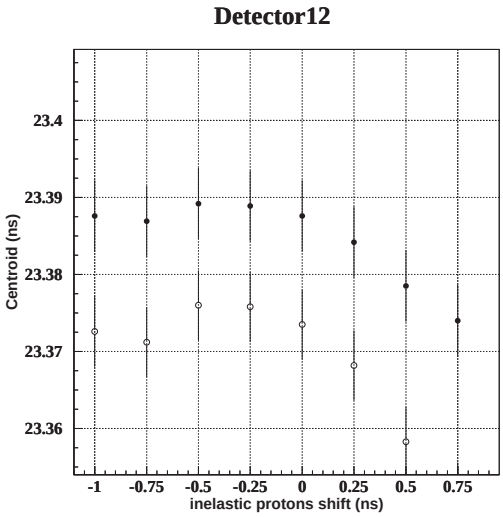


FIG. 6.9 – Variation du centroïde du pic de protons élastiques en fonction du décalage du spectre des protons inélastiques. Les points noirs correspondent à une contribution des inélastiques donnée par la simulation et les cercles à une contribution double.

6.2.2.3 Bilan des incertitudes

Pour conclure cette étude, le tableau 6.1 récapitule les incertitudes systématiques associées à la mesure de la position des pics dans les spectres de temps de vol. Des valeurs considérées comme réalistes ont été estimées pour chacun des effets. Les principales erreurs proviennent de la position des différentes coupures en temps utilisées pour sélectionner les pics associés aux pions et aux protons élastiques. L'incertitude résultante sur la mesure de la différence de temps de vol entre les pics de pions et de protons est estimée environ à ± 50 ps ce qui est suffisant pour atteindre une précision de 1% sur la valeur de Q^2 associée à chaque détecteur.

	Sensibilité	Valeur réaliste	Incertitude réaliste
Méthode de mesure	±14 ps	/	±14 ps
Correction de la DNL	±10 ps	/	±10 ps
Erreur sur la coupure inférieure protons	30 ps/canal	1 canal	±30 ps
Erreur sur la coupure supérieure protons	30 ps/canal	1 canal	±30 ps
Erreur sur la coupure supérieure pions	20 ps/canal	1 canal	±20 ps
Facteur sur le bruit de fond (f)	-15 ps·($f-1$)	1±20%	±3 ps
Décalage du pic inélastique	±15 ps	/	±15 ps
		Incertitude totale	±52 ps

TAB. 6.1 – Bilan de l'incertitude de la mesure de la différence de temps entre le pic associé aux pions et celui associé aux protons.

6.3 Résultats de la simulation

L'étude qui suit consistait à étudier la faisabilité de l'extraction de la valeur du champ magnétique à partir des spectres de temps de vol ainsi que la position précise des détecteurs. Les résultats obtenus permettent de connaître la sensibilité de la valeur du moment transféré et de la différence de temps de vol entre les protons élastiques et les pions au champ magnétique et à la position des détecteurs.

Une variation du champ magnétique du spectromètre modifie la trajectoire des particules et par conséquent les spectres en temps de vol mesurés. Dans ce paragraphe, seules les variations en amplitude du champ magnétique sont considérées (pas de déformation spatiale du champ induit par exemple par le décalage de bobines). L'étude a été menée pour quatre valeurs du champ :

- 99,0% $B_{nominal}$
- 99,5% $B_{nominal}$
- 100% $B_{nominal}$
- 100,5% $B_{nominal}$

La figure 6.10 montre la position relative des pics associés aux protons élastiques et aux pions en fonction du champ pour différents détecteurs. La différence de temps de vol moyen décroît en fonction du champ et du numéro du détecteur (détecteur 1 : ronds noirs du haut, détecteur 15 : triangles verts du bas) tandis que le tableau 6.2 reporte pour chaque détecteur les valeurs de la dépendance linéaire de la différence de temps de vol en fonction de l'amplitude du champ. D'après ce tableau, le détecteur 14 possède la variation la plus rapide avec une pente $\Delta ToF/(\Delta B/B)$ égale à 410 $ps/\%$ (seul le pic correspondant aux faibles valeurs de Q^2 a été pris en compte pour les protons élastiques). En supposant une précision sur la différence de position en temps du pic de protons et de pions de ±50 ps, la valeur du champ pourrait donc être déterminée avec ce détecteur à ± 0,11% près.

Une modification du champ magnétique induit un changement de trajectoire des particules qui peuvent atteindre un détecteur différent. Ainsi l'acceptance en moment transféré pour un détecteur donné dépend de la valeur du champ magnétique. La figure 6.11 montre la valeur relative de Q^2 par rapport à sa valeur nominale (pour un courant de

5000 A dans les bobines de l'aimant) en fonction du numéro de détecteur et pour plusieurs valeurs de champ magnétique.

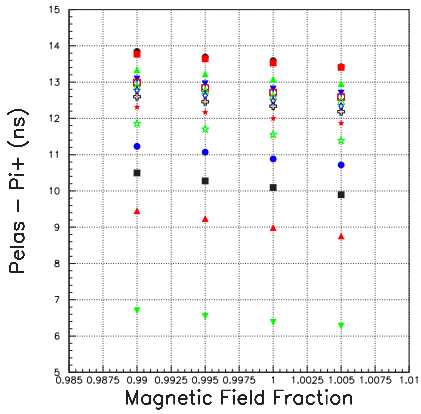


FIG. 6.10 – Différence de temps de vol entre les protons élastiques et les pions en fonction du champ magnétique pour chaque détecteur.

Elle indique que la dépendance de $< Q^2 >$ en fonction du champ, augmente avec le numéro du détecteur pour atteindre un maximum pour le détecteur 15 : $\frac{\Delta<Q^2>/<Q^2>}{\Delta B/B} = 4,9$ (cf. tableau 6.3). Pour atteindre une précision de 1% sur la connaissance de la valeur de $< Q^2 >$, il est alors nécessaire de connaître le champ à mieux que 0,2% près. Ce chiffre est à comparer à la précision sur la valeur du champ déduite par la mesure du temps de vol qui est de $0,11\%$ d'après le chapitre précédent.

Pour chaque détecteur, sa position par rapport à l'aimant détermine la gamme en Q^2 qu'il couvre. Une erreur sur le positionnement des détecteurs introduit une modification de la gamme en Q^2 et induit donc une modification du spectre en temps de vol mesuré. La position relative des pics de pions et de protons issus d'une diffusion élastique peut alors varier en fonction du décalage des détecteurs. Dans l'étude qui a été menée, nous avons étudié l'effet d'un décalage des détecteurs suivant les axes OX et OZ du référentiel G^0 (OZ : axe du faisceau et OX : axe perpendiculaire à OZ et axe de symétrie des détecteurs). La figure 6.12 montre l'influence du décalage sur la position relative des pics de pions et de protons. Ces deux figures et le tableau 6.2 permettent de se rendre compte que l'écart entre les deux pics varie assez faiblement en fonction du décalage :

$$T_{Pelas} - T_\pi \approx -120ps/cm \cdot \Delta x + 70ps/cm \cdot \Delta z$$

Cette relation indique une sensibilité environ deux fois plus grande du temps de vol à un décalage suivant la direction transverse (X) que la direction longitudinale (Z). La précision requise sur le positionnement des détecteurs sera de l'ordre de 4mm. Cette précision est celle attendue des procédures d'alignement des octants vis à vis de la position des bobines. De tels décalages auront un effet visible sur le spectre de temps de vol du même ordre de grandeur qu'une variation de 0,2% du champ magnétique.

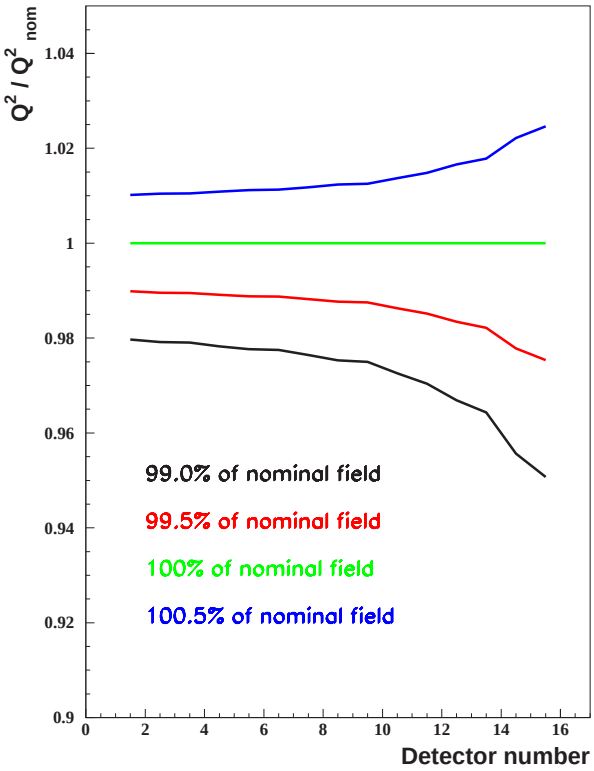


FIG. 6.11 – Valeur de $< Q^2 > (B)/ < Q^2 > (B_{nominal})$ en fonction du champ pour les détecteurs 1 à 15.

La modification de la valeur de Q^2 résultant d'un décalage des détecteurs est représentée sur la figure 6.13 et reportée dans le tableau 6.3. Les résultats montrent que la variation de $< Q^2 >$ est maximale pour le détecteur 14 :

$$\frac{\Delta < Q^2 >}{< Q^2 >} = +0,242\%/mm \cdot \Delta x - 0,116\%/mm \cdot \Delta z$$

Par conséquent, il faut connaître les décalages des détecteurs à mieux que 3mm près pour respecter la contrainte sur la valeur de $< Q^2 >$. La précision nécessaire est légèrement supérieure à celle de 4mm, garantie par les procédures d'alignement des octants.

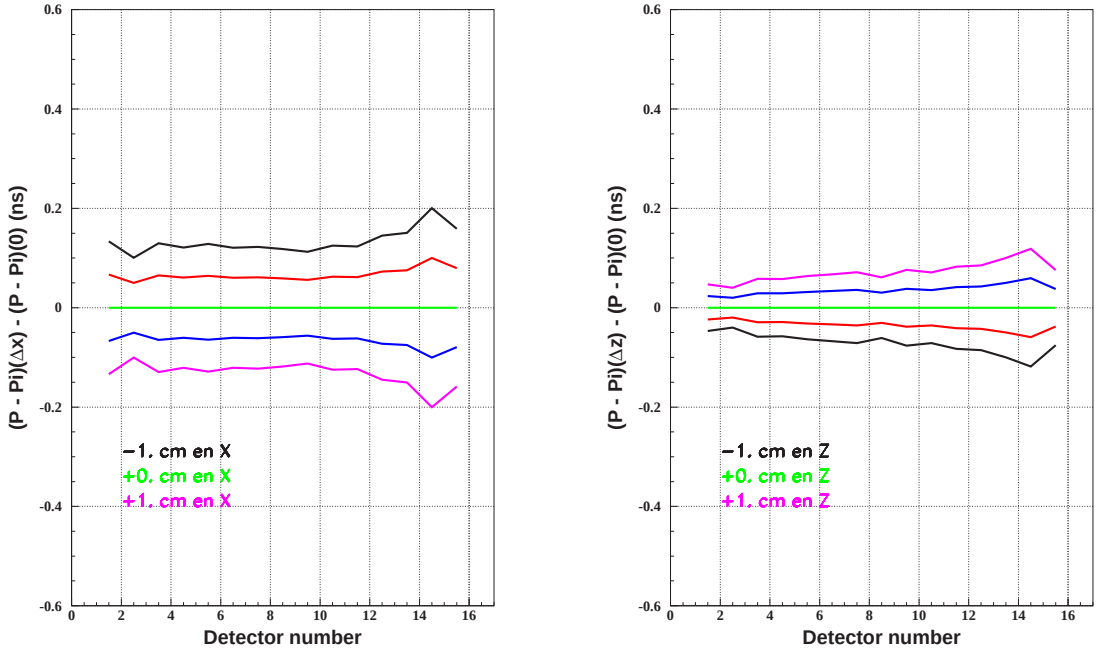


FIG. 6.12 – Variation de l'écart entre les pics de pions et de protons élastiques en fonction du décalage des détecteurs suivant X et Z.

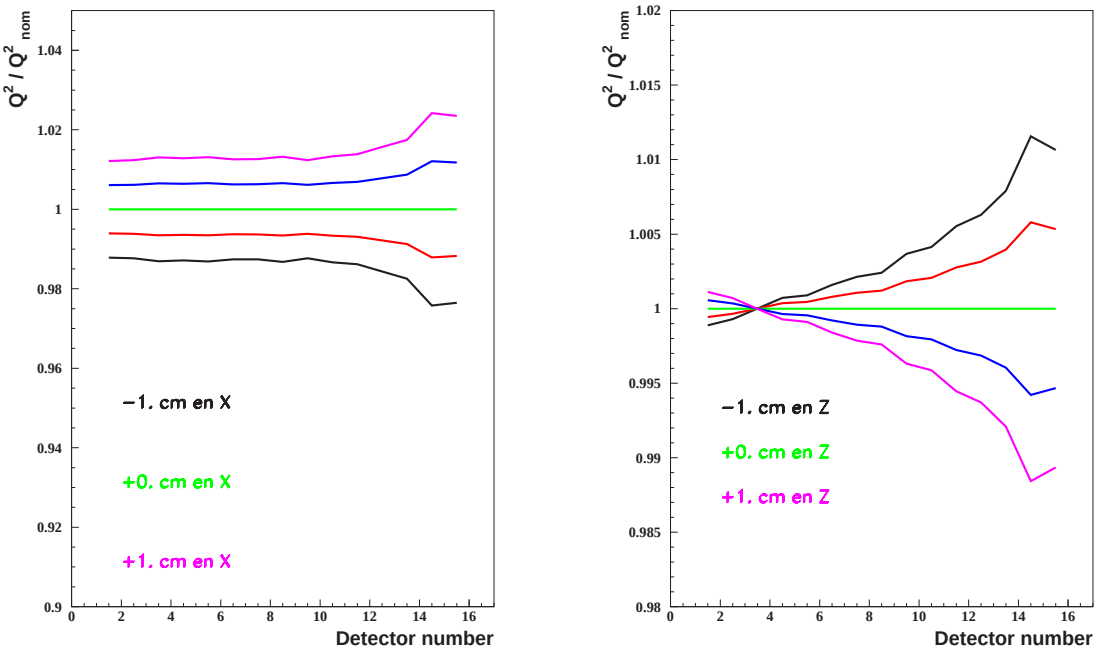


FIG. 6.13 – Variation de la valeur de $< Q^2 > / < Q^2 >_{nom}$ en fonction du décalage (détecteur 14 : seul le pic principal est pris en compte) en champ nominal.

Détecteur	Δt_{nom} ns	$a^B_{\Delta t}$ ns/%	$a^X_{\Delta t}$ ns/cm	$a^Z_{\Delta t}$ ns/cm
1	13,84	-0,2392	-0,1336	0,0470
2	13,57	-0,2378	-0,1004	0,0401
3	13,21	-0,2366	-0,1294	0,0583
4	12,95	-0,2419	-0,1211	0,0577
5	12,86	-0,2392	-0,1286	0,0635
6	12,82	-0,2433	-0,1210	0,0672
7	12,72	-0,2631	-0,1226	0,0713
8	12,61	-0,2648	-0,1183	0,0610
9	12,44	-0,2657	-0,1124	0,0764
10	12,14	-0,2936	-0,1250	0,0711
11	11,66	-0,3198	-0,1234	0,0826
12	11,02	-0,3356	-0,1451	0,0852
13	10,26	-0,3544	-0,1505	0,1000
14	9,21	-0,4132	-0,2004	0,1186
15	6,58	-0,3932	-0,1587	0,0756

TAB. 6.2 – Dépendance de la différence de temps de vol entre les pions et les protons élastiques en fonction du champ et du positionnement des détecteurs : $\Delta t = \Delta t_{nom} + a^B_{\Delta t} \cdot (B/B_{nom} - 1) + a^X_{\Delta t} \cdot \Delta X + a^Z_{\Delta t} \cdot \Delta Z$

Détecteur	Q^2_{nom} $(GeV/c)^2$	$a^B_{Q^2}$ %/%	$a^X_{Q^2}$ %/cm	$a^Z_{Q^2}$ %/cm
1	0,1218	2,031	1,214	0,115
2	0,1279	2,086	1,235	0,070
3	0,1353	2,097	1,308	0,000
4	0,1433	2,177	1,284	-0,070
5	0,1523	2,356	1,312	-0,085
6	0,1632	2,236	1,256	-0,159
7	0,1766	2,357	1,263	-0,215
8	0,1915	2,469	1,320	-0,240
9	0,2086	2,501	1,235	-0,369
10	0,2308	2,742	1,333	-0,411
11	0,2603	2,964	1,386	-0,553
12	0,2977	3,313	1,566	-0,629
13	0,3408	3,567	1,747	-0,792
14	0,4044	4,435	2,421	-1,158
15	0,5881	4,927	2,350	-1,066

TAB. 6.3 – Dépendance de la valeur de $\Delta Q^2/Q^2_{nom}$ en fonction du champ et du positionnement des détecteurs : $\Delta Q^2/Q^2_{nom} = a^B_{Q^2} \cdot (B/B_{nom} - 1) + a^X_{Q^2} \cdot \Delta X + a^Z_{Q^2} \cdot \Delta Z$

6.4 Mesure du champ magnétique

Dans cette partie, les données expérimentales obtenues lors de la période d'ingénierie ainsi que les résultats de la simulation sont utilisés pour extraire le champ magnétique. Son amplitude peut être déterminée à partir du courant qui circule dans les bobines supraconductrices. Ce courant est calculé à partir de la tension du générateur. Cependant la calibration reliant la tension au courant n'est précise qu'à 0,5% correspondant à une incertitude de 25 A dans les conditions nominales. D'autres méthodes ont été prévues comme l'utilisation d'une charge de haute-précision mais elles n'ont pas pu être mises en place faute de temps. L'écart entre la valeur du courant commandée et mesurée est de 9 A. L'objectif est d'obtenir une méthode plus précise (à 0,2% près) pour que le résultat soit comparé à cette valeur.

6.4.1 Dépendance des taux de comptage en fonction du champ

Nous présentons maintenant la méthode de détermination du champ magnétique qui repose sur la variation des taux de comptage et non des temps de vol. Le principe de cette méthode repose sur le fait qu'aucun proton élastique n'atteint le détecteur 16 à champ nominal. Or si la valeur du champ est plus faible, les particules sont moins déviées. Les protons issus d'une diffusion élastique touchant le détecteur 15 dans les conditions nominales peuvent être mesurées par le détecteur 16. Ainsi l'étude de la variation des taux de comptage élastique pour les détecteurs 15 et 16 permettent de calibrer le champ. Cette méthode est complémentaire de celle reposant sur la différence de temps de vol.

La figure 6.14 montre la dépendance des taux de comptage associés aux protons élastiques en fonction de la valeur du champ magnétique pour les détecteurs 14, 15 et 16, obtenue par simulation.

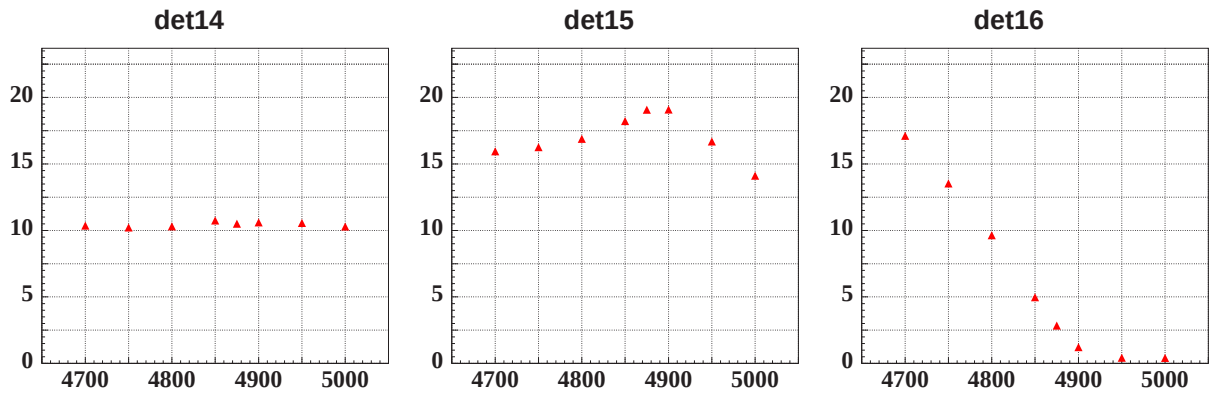


FIG. 6.14 – Variation du taux de comptage simulé des protons issus d'une diffusion élastique en fonction du champ magnétique pour trois détecteurs. Les taux sont exprimées en $kHz.\mu A_{beam}^{-1}$ et le champ est exprimé en fonction du courant dans les bobines (valeur nominale : 5000 A).

Dans les conditions nominales de fonctionnement de l'expérience, aucun proton issu d'une diffusion élastique n'atteint le détecteur 16. Lorsque le champ magnétique diminue, les particules sont moins déviées et en dessous d'une intensité de 4900 A les protons élastiques atteignent le détecteur 16. La figure 6.15 montre la modification des spectres de temps de vol des détecteurs 15 et 16 due à un changement de champ magnétique.

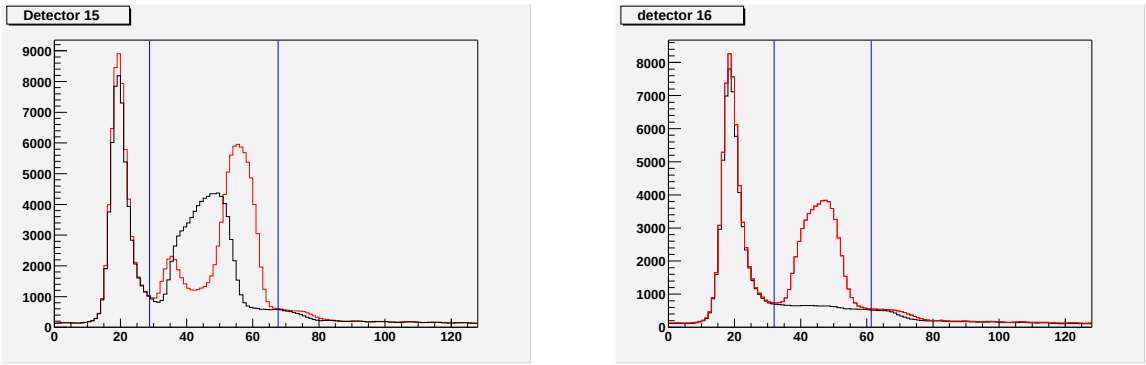


FIG. 6.15 – Spectres de temps de vol mesurés pour les détecteurs 15 (figure de gauche) et 16 (figure de droite) pour deux valeurs de champs. Les courbes noires correspondent à un courant de 5000A et les courbes rouges à un courant de 4800 A. Les lignes bleues représentent les coupures en temps de vol utilisées pour le calcul des taux de comptage.

Une diminution du champ magnétique revient, en fait, à décaler la surface focale vers les plus grands détecteurs. C'est pour cette raison que le spectre de temps de vol associé au détecteur 16 à 4800 A ressemble à celui du détecteur 15 à courant nominal. D'après la figure 6.14, la modification de la forme des spectres de temps de vol s'opère aux alentours de 4900 A.

Pour comparer les résultats issus de la simulation et des mesures, il faut déterminer les coupures sur les spectres de temps de vol pour ne sélectionner que les protons élastiques. Cependant, il existe une contribution non négligeable issue des processus inélastiques. Les figures 6.15 montrent que cette contribution varie peu avec le champ magnétique. Ainsi les taux de comptage extraits expérimentalement contiennent une contribution constante qu'il faut prendre en compte. Les variations des taux de comptage ne sont alors dues qu'aux protons élastiques. Les coupures en temps de vol typiques sont représentées par les lignes bleues sur les figures 6.15. Cette procédure à été appliquée à la fois sur les spectres simulés et mesurés.

Dans le but de réduire les sources d'erreur sur les taux de comptage liées au temps mort, les données ont été acquises avec une faible intensité de faisceau, de l'ordre de $1,5\ \mu A$. A cette intensité, les pertes par temps mort après correction ne représentent que 0,15% (cf. figure 5.22) soit de l'ordre de 0,02 $kHz/\mu A_{beam}$, négligeable par rapport à la variation des taux de comptage des protons élastiques, de l'ordre de quelques $kHz/\mu A_{beam}$ pour l'ensemble des mesures attendues (voir figure 6.14).

6.4.2 Extraction du champ magnétique

La procédure pour extraire le champ magnétique consiste dans une premier temps à trouver pour chaque détecteur une fonction du courant qui reproduise les variations des taux simulés. Ensuite ces fonctions sont ajustées sur les données mesurées.

Pour les détecteurs 15 et 16, la fonction modélisant la variation des taux de comptage se découpe en deux domaines, de part et d'autre d'un courant de 4900 A, ce qui permet de prendre en compte le changement de comportement des détecteurs observé sur la figure 6.14. Dans le cas du détecteur 15, les taux de comptage simulés, $R_{15}^{sim}(I_{SMS})$, sont ajustés par un polynôme de degré 4 pour I_{SMS} inférieur ou égal à 4900 A et par une droite pour I_{SMS} supérieur ou égal à 4900 A. Pour le détecteur 16, les taux de comptages simulés, $R_{16}^{sim}(I_{SMS})$, ont été ajustés par une droite et une constante pour des intensités respectivement inférieures et supérieures à 4900 A.

La figure 6.16 montre la comparaison brute entre les points expérimentaux et simulés ainsi que le résultat de l'ajustement des données simulées. Le point remarquable est que la transition entre les deux régimes se situe bien aux alentours de 4900 A.

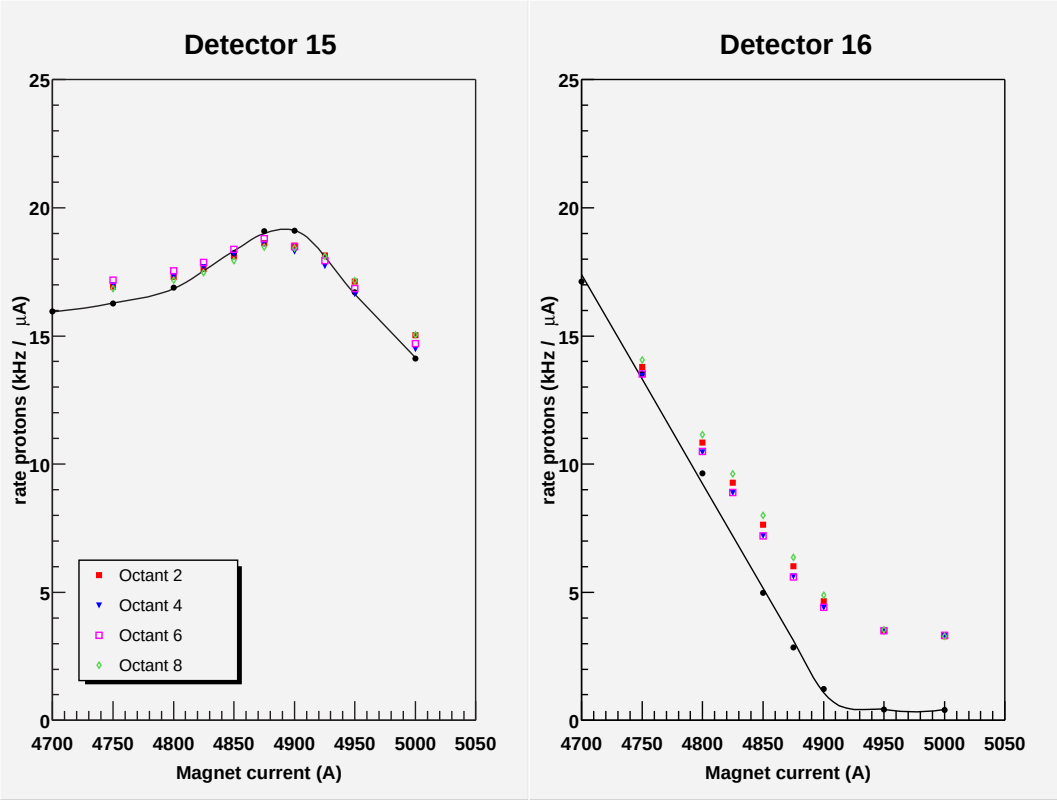


FIG. 6.16 – Variation des taux de comptage des protons élastiques en fonction du champ magnétique. Les points colorés représentent les taux mesurés pour chaque octant français tandis que les points noirs et la courbe représentent les résultats de la simulation.

Cependant plusieurs détails sont à remarquer. Pour le détecteur 16, le bruit de fond dû aux événements inélastiques est largement sous-estimé dans la simulation. En effet

la contribution des fenêtres de la cible n'ont pas été incluses, ce qui introduit donc un décalage systématique des taux de comptage qu'il faut prendre en compte. De plus la pente de la distribution pour un courant inférieur à 4900 A est plus faible sur les données expérimentales pouvant s'expliquer par une mauvaise normalisation des données mesurées due à la calibration des moniteurs de courant ou même d'une différence de densité de la cible. Pour prendre en compte ces effets, les données mesurées, $R^{mes}_{15,16}(I_{SMS})$, ont été ajustées par la formule suivante :

$$R^{mes}_{15,16}(I_{SMS}) = N \cdot (R^{sim}_{15,16}(I_{SMS} + \Delta I) + R^{inel}_{15,16}) \tag{6.2}$$

où I_{SMS} est le courant auquel l'aimant est réglé, N est le coefficient de normalisation, $\Delta I = I_{réel} - I_{SMS}$ avec $I_{réel}$ le courant circulant réellement dans les bobines de l'aimant, et $R^{inel}_{15,16}$ les taux d'événements inélastiques additionnels pour les détecteur 15 ou 16. Le coefficient de normalisation N a été fixé pour les données de tous les détecteurs. Sa valeur de 0,84 a été obtenue en tenant compte des pentes des taux de comptage des détecteurs 15 pour I_{SMS} inférieur à 4900 A et ceux des détecteurs 16 pour I_{SMS} inférieur à 4900 A. Les autres paramètres ΔI et $R^{inel}_{15,16}$ ont été déterminés par ajustement des données mesurées sur les données simulées. Les résultats sont donnés par les figures 6.17 et 6.18 ainsi que les tableaux 6.4. Il est à constater qu'il n'y a pas de corrélation entre les valeurs des décalages en courant, ΔI, et le fond constant, R^{inel}, ce qui implique l'absence d'un décalage systématique de ΔI en raison d'une mauvaise estimation de la contribution des événements inélastiques.

Octant	ΔI A	R^{inel}_{15} $kHz/\mu A_{beam}$
1	6,11	3,95
2	1,19	3,40
3	3,72	3,53
4	1,93	3,73
5	5,11	5,27
6	1,65	3,97
7	1,53	5,04
8	-1,45	3,29

Octant	ΔI A	R^{inel}_{16} $kHz/\mu A_{beam}$
1	7,28	5,34
2	4,36	3,62
3	9,05	4,85
4	2,67	3,60
5	6,33	6,56
6	3,05	3,65
7	6,78	5,45
8	0,08	3,66

TAB. 6.4 – Résultats de l'ajustement des taux de comptage mesurés aux taux simulés pour les détecteurs 15 (tableau de gauche) et 16 (tableau de droite).

Le décalage moyen en courant $< \Delta I >$ obtenu est de $3,7 \pm 2,9$ A par rapport à la valeur à laquelle l'aimant est réglé. Cela signifie que, pour un courant circulant dans les bobines réglé à 5000 A, le courant déduit à partir du générateur vaut 4991±25 A et le courant déduit de cette analyse est de 5003,7±2,9 A. L'écart entre les deux mesures sont compatibles compte tenu des incertitudes.

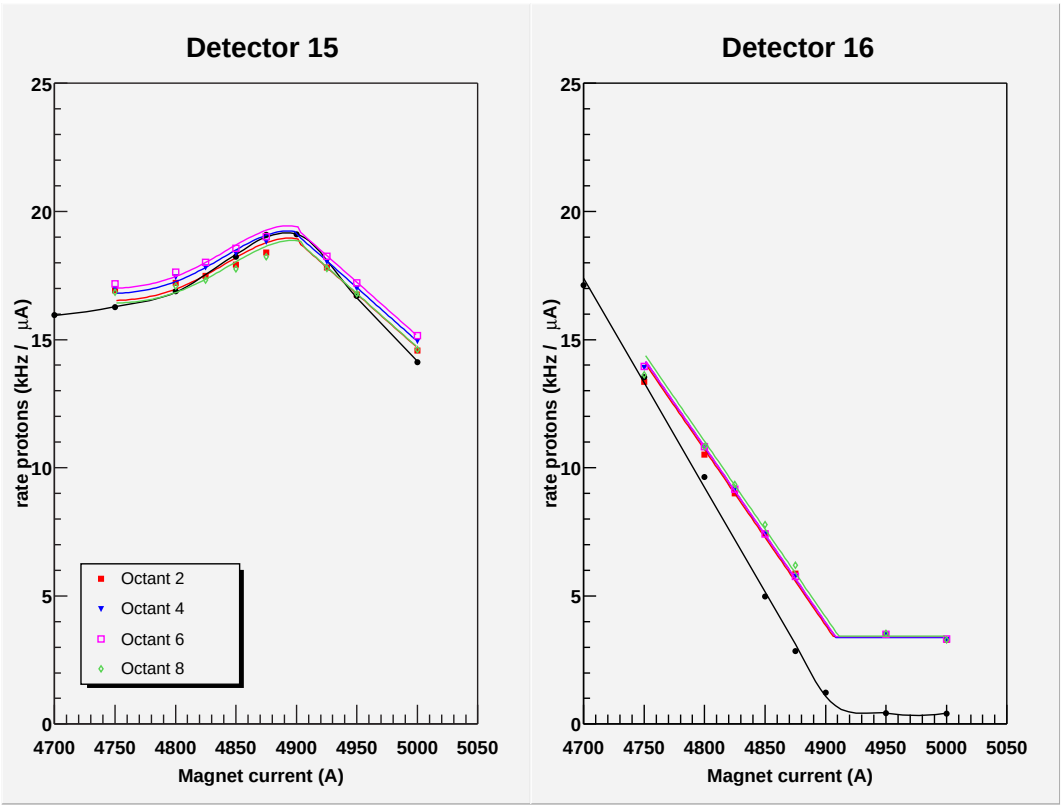


FIG. 6.17 – Variation des taux de comptage des protons élastiques en fonction du champ magnétique. Les points colorés représentent les taux mesurés pour chaque octant français tandis que les points noirs et la courbe représentent les résultats de la simulation.

Il existe plusieurs raisons pour lesquelles les résultats concernant le bruit de fond additionnel ($R^{inel}_{15,16}$) semblent plus dispersés pour les octants nord-américains que pour les octants français. Premièrement, la résolution en temps de vol de l'électronique nord-américaine étant plus faible (1 ns contre 0.250 ns), le positionnement des coupures en temps de vol est moins précis pour les détecteurs nord-américains ce qui implique une dispersion plus importante sur les taux de comptage. La deuxième raison peut provenir de la linéarité différentielle qui est importante pour l'électronique nord-américaine (largeur des canaux comprise entre 0,5 et 2 ns [194]) et qui n'a pas été corrigée contrairement à l'électronique française. L'absence de correction de la non-linéarité différentielle entraîne une dispersion supplémentaire sur la position réelle des coupures en temps de vol et donc une dispersion sur les taux de comptage. Néanmoins, les résultats des octants nord-américains sont cohérents avec ceux des octants français.

En résumé, les résultats sur la valeur du champ magnétique obtenu par cette méthode ont montré un léger décalage du courant circulant dans les bobines de +4 A par rapport à la valeur nominale de 5000 A, décalage mesuré avec une précision de 0,06% (= 3/5000). Ce résultat, comparé à l'objectif de 0,2%, permettra alors de déterminer la valeur moyenne de Q^2 pour chaque détecteur avec une incertitude inférieure à 1%.

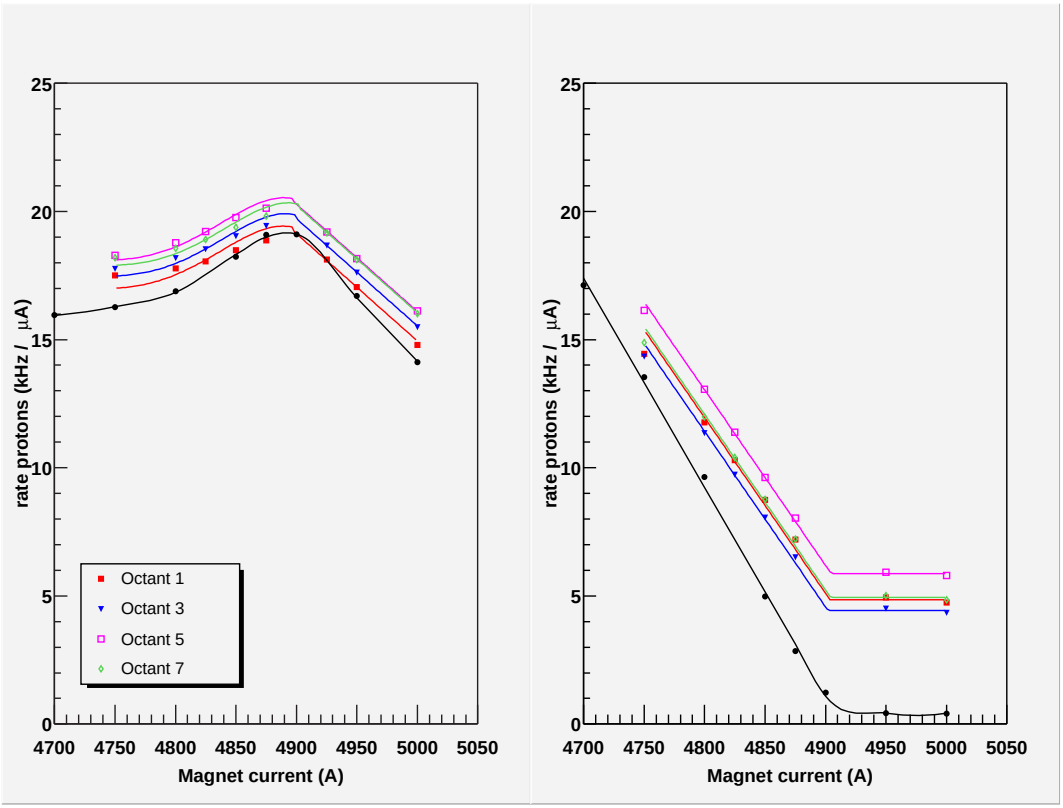


FIG. 6.18 – Variation des taux de comptage des protons élastiques en fonction du champ magnétique. Les points colorés représentent les taux mesurés pour chaque octant nord-américains tandis que les points noirs et la courbe représentent les résultats de la simulation.

6.5 Détermination du quadri-moment transféré

Jusqu'à présent, nous nous sommes attachés à déterminer la valeur du courant associé au champ magnétique. Cependant nous avons montré que la différence de temps de vol entre les protons élastiques et les pions est également sensible au décalage en position des détecteurs. De plus, l'objectif final est la détermination de la valeur de Q^2 associé à chacun des détecteurs. Pour ce faire, la comparaison des spectres expérimentaux et simulés permettra d'accéder à la valeur du champ magnétique et au positionnement des détecteurs et d'en déduire la valeur de Q^2. Dans le cadre de cette étude, seules les données issues de l'électronique française ont été analysées, car les spectres de temps de vol de l'électronique nord-américaine souffraient d'une importante non-linéarité différentielle. Ce phénomène introduit des erreurs sur la mesure du temps de vol moyen trop importantes de l'ordre de 100 ps (voir les résultats de l'annexe A) comparées à la précision requise de 50 ps.

Dans la suite, nous présentons la méthode pour déterminer les valeurs du champ magnétique et des décalages des détecteurs puis les résultats obtenus avec les données prises pendant la période de test de l'expérience.

6.5.1 Méthode d'extraction

L'extraction du champ magnétique et les décalages de chaque détecteur en X et en Z repose sur la mesure de 64 données que sont les différences de temps de vol entre les pions et les protons issus d'une diffusion élastique des seize détecteurs de chacun des octants français. La différence de temps de vol Δt_{det}^{oct} est reliée aux paramètres à déterminer par l'équation suivante :

$$\Delta t_{det}^{oct} = \Delta t_{det}^{nom} + a_{\Delta t}^{B} \cdot (B/B_{nom} - 1) + a_{\Delta t}^{X} \cdot \Delta X_{det}^{oct} + a_{\Delta t}^{Z} \cdot \Delta Z_{det}^{oct} \tag{6.3}$$

où Δt_{det}^{nom}, $a_{\Delta t}^{B}$, $a_{\Delta t}^{X}$ et $a_{\Delta t}^{Z}$ sont donnés par la simulation dans le tableau 6.2. Le nombre total d'inconnues est de 129 avec 64 décalages en X, 64 décalages en Z et une valeur de champ magnétique. Par conséquent le nombre d'inconnues est supérieure au nombre d'équations. Pour pouvoir résoudre le système, il est alors nécessaire de faire plusieurs hypothèses simplificatrices. La première est de supposer que le décalage en Z est commun pour tous les détecteurs d'un même octant. En effet la structure supportant les détecteurs est rigide et la position des supports sur lesquels reposent les scintillateurs est précise. Ainsi nous ne considérons qu'un décalage global des détecteurs suivant l'axe Z (axe du faisceau). Le nombre d'inconnues est alors réduit à 69 (B, ΔZ^{oct}, ΔX_{det}^{oct}). La deuxième hypothèse est que le décalage en Z des octants est nul en moyenne. Ceci ajoute une autre équation :

$$\sum_{octant} \Delta Z^{oct} = 0 \tag{6.4}$$

Enfin la dernière hypothèse est que le décalage en X des détecteurs est nul en moyenne pour chaque octant ce qui ajoute quatre nouvelles équations :

$$\sum_{det} \Delta X_{det}^{oct} = 0 \tag{6.5}$$

Finalement, le nombre d'équations est égal à 69 : 64 différences de temps de vol, 1 décalage en Z nul des octants en moyenne et 4 décalages en X nuls des détecteurs en moyenne pour chaque octant. Ainsi le nombre d'équations est égal au nombre d'inconnues. Il est alors possible de résoudre le système et d'extraire ainsi les différents paramètres permettant de connaître la valeur du quadri-moment transféré pour chaque détecteur en utilisant la formule suivante :

$$Q_{det,oct}^{2} = Q_{det,nom}^{2}(1 + a_{Q^2}^{B} \cdot (B/B_{nom} - 1) + a_{Q^2}^{X} \cdot \Delta X_{det}^{oct} + a_{Q^2}^{Z} \cdot \Delta Z^{oct}) \tag{6.6}$$

où $Q_{det,nom}^{2}$, $a_{Q^2}^{B}$, $a_{Q^2}^{X}$ et $a_{Q^2}^{Z}$ sont donnés par la simulation dans le tableau 6.3.

6.5.2 Résultats sur la mesure du quadri-moment transféré

La première étape de la détermination du quadri-moment transféré est de calculer la différence de temps de vol entre les pions et les protons issus d'une diffusion élastique. Pour ce faire, il est nécessaire de déterminer des coupures en temps de vol. Les spectres mesurés ont été ajustés par trois courbes gaussiennes, une pour chaque type de particule (pions, protons élastiques et inélastiques). Les coupures ont été placées à plus ou moins deux fois la largeur des distributions gaussiennes par rapport à la position moyenne donnée

par l'ajustement. La raison de ce choix est un compromis pour maximiser les taux de comptage des protons élastiques et des pions (environ 95% des taux de comptage total) et minimiser la contribution des protons inélastiques essentiellement au niveau du pic associé aux protons élastiques. La figure 6.19 montre la position des coupures en temps de vol pour les détecteurs de l'octant numéro 2. La même procédure a été appliquée sur les spectres issus de la simulation.

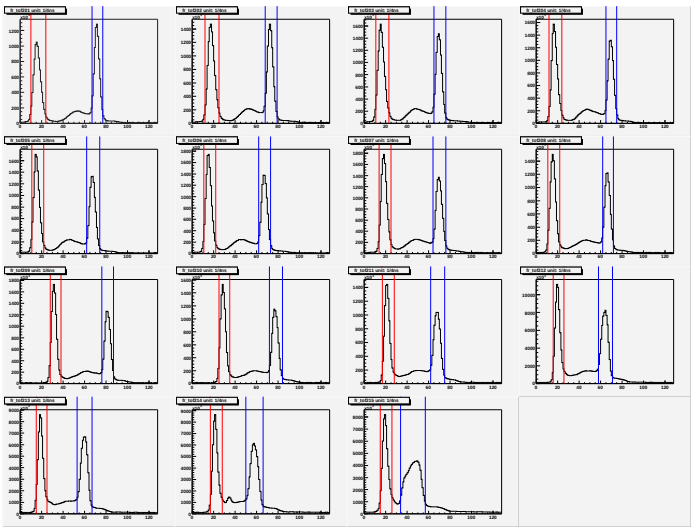


FIG. 6.19 – Position des coupures en temps de vol pour les détecteurs de l'octant numéro 2. Les lignes rouges représentent les coupures pour le pic associé aux pions et les lignes bleues à celles associées aux protons issus d'une diffusion élastique.

Une fois les coupures en temps de vol déterminées, les différences de temps de vol entre les pions et les protons issus d'une diffusion élastique ont pu être calculées par la méthode du centroïde. Les résultats ainsi obtenus pour chaque octant sont reportés sous forme de points sur la figure 6.20. Les résultats de la simulation y sont également représentés par la ligne noire. L'accord entre l'expérience et la simulation est globalement satisfaisant. Cependant la figure 6.21, qui représente la différence entre l'expérience et la simulation, indique un écart entre les résultats allant jusqu'à 250 ps ainsi qu'une dispersion des résultats d'un octant à l'autre de 150 ps. Au vue de cette figure, les octants peuvent être séparés en deux groupes d'un côté les octants 2 et 8 et de l'autre les octants 4 et 6. Cette séparation peut être due à un décalage global des octants suivant la verticale (voir figure 3.30). Des indications encore plus fortes de cette différence ont été obtenues à partir des résultats issus de l'électronique Fastbus, où tous les octants, français et nord-américains, ont été étudiés [195].

Cette différence entre octants du haut et octants du bas est compatible avec un décalage des octants vers le bas de 0,5 cm. Des mesures d'alignement ont été réalisées par les géomètres du TJNAF. Les résultats ont indiqué un décalage de la cible vers l'arrière de 0,9 cm suivant l'axe du faisceau. Par contre, cette étude n'a révélé aucun décalage particulier de la ferris wheel (structure supportant les octants). Mais il reste possible que les octants soient décalés par rapport à la ferris wheel. La figure 6.22 représente les

données expérimentales corrigées de tous ces décalages. En particulier le décalage de la cible a été compensé par un décalage global des octants suivant l'axe du faisceau. La différence entre expérience et simulation possède toujours la même forme générale mais la dispersion entre octants est fortement réduite.

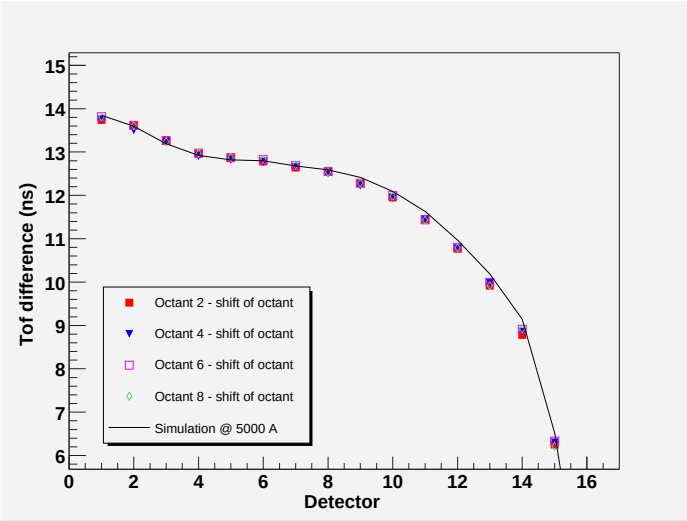


FIG. 6.20 – Différence de temps de vol mesurée entre pions et protons élastiques pour tous les détecteurs. La courbe noire représente les résultats de la simulation.

Les différences de temps de vol expérimentales ont été ensuite utilisées pour extraire les paramètres nécessaires à la détermination du quadri-moment transféré. Afin de prendre en compte les décalages des détecteurs mis en évidence par la mesure des alignements, les équations 6.4 et 6.5 ont été modifiées. L'équation concernant les décalages suivant l'axe Z devient alors :

$$\sum_{octant} \Delta Z^{oct} = 4 \cdot 0,9cm \tag{6.7}$$

Pour les décalages suivant l'axe X, il faut rappeler que cet axe ne correspond pas à la verticale mais l'axe de symétrie des octants orienté du détecteur 1 vers le détecteur 16. Par conséquent, la direction de cet axe est propre à chaque octant. Un décalage de 0,5 cm vers le sol entraîne une modification des équations 6.5 de la façon suivante :

$$\begin{array}{lll} Octant\ 2 & : & \sum_{det} \Delta X^2_{det} = -0,5 \cdot 1/\sqrt{2} \\ Octant\ 4 & : & \sum_{det} \Delta X^4_{det} = -0,5 \cdot -1/\sqrt{2} \\ Octant\ 6 & : & \sum_{det} \Delta X^6_{det} = -0,5 \cdot -1/\sqrt{2} \\ Octant\ 8 & : & \sum_{det} \Delta X^8_{det} = -0,5 \cdot 1/\sqrt{2} \end{array} \tag{6.8}$$

La résolution du système d'équations a permis de déduire la valeur du courant circulant dans l'aimant des bobines égale à 5014 A. Ce chiffre diffère de 10 A du résultat de l'étude des taux de comptage associés aux détecteurs 15 et 16. Cet écart correspond à la précision nécessaire pour avoir une erreur sur la valeur des quadri-moments transférés de 1%. Les

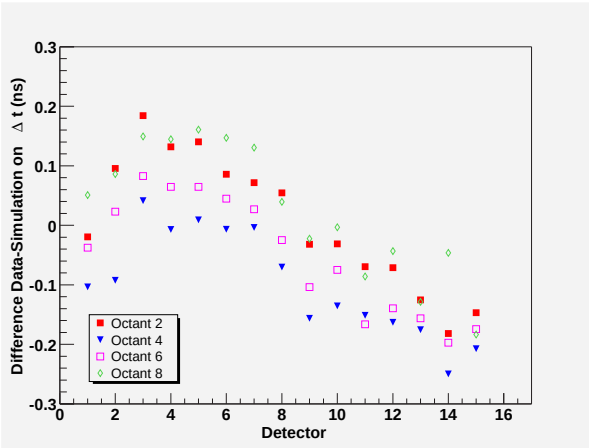


FIG. 6.21 – Différence entre expérience et simulation sur la différence de temps de vol entre pions et protons élastiques.

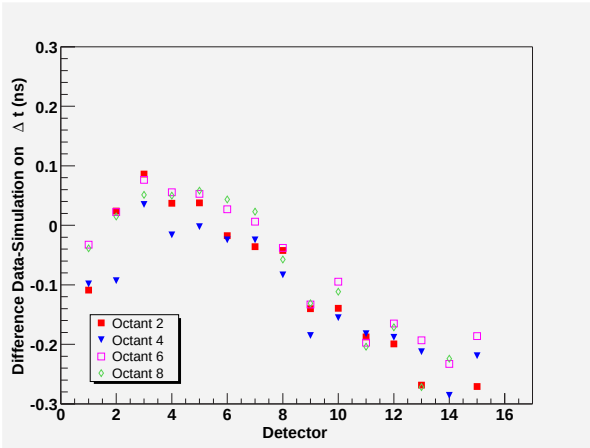


FIG. 6.22 – Différence entre expérience et simulation sur la différence de temps de vol entre pions et protons élastiques. Les données expérimentales ont été corrigées des décalages en position des octants et de la cible.

décalages suivant l'axe du faisceau varient de 0 à +1,6 cm comparé à 0,9 cm trouvé par l'étude du positionnement pré-citée. Les décalages suivant l'axe des X eux varient de -1 cm à +1 cm autour de la valeur moyenne déduite de la dispersion des différences de temps de vol entre octants (équations 6.8). Il est à noter que la dispersion des décalages, supérieure aux incertitudes supposées sur la position des détecteurs (±4 mm), est principalement due à l'écart systématique entre la simulation et l'expérience illustré par la figure 6.22.

A partir des résultats précédents, la valeur du quadri-moment transféré de chaque détecteur a été calculé. Les valeurs obtenues ont été comparées aux valeurs simulées avec la valeur du champ magnétique mesurée par cette méthode, à savoir 5014 A (figure 6.23). Les résultats montrent que les valeurs des quadri-moments transférés varient de ±1% par rapport à la valeur pour un champ correspondant à un courant de 5014 A suivant la position des détecteurs.

Nous pouvons cependant constater que l'écart entre l'expérience et la simulation varie continuement. Plusieurs hypothèses ont été testées pour expliquer cette différence.

- La première concerne la contribution des événements inélastiques se situant sous le pic associé aux protons élastiques. En effet le taux de comptage des événements inélastiques est plus important que prévu par la simulation, lié au fait que celle-ci ne tient pas compte de la contribution des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible. Une étude en cible vide a montré que les événements inélastiques issus des fenêtres de la cible modifie la différence de temps de vol entre pions et protons élastique seulement d'une dizaine de picosecondes, ce qui est négligeable dans notre étude [195].
- La deuxième hypothèse concerne les pertes d'énergie. Il est difficile de connaître avec précision les épaisseurs traversées par les particules. L'impulsion des particules peut alors être modifiée de même que leur trajectoire et donc leur temps de

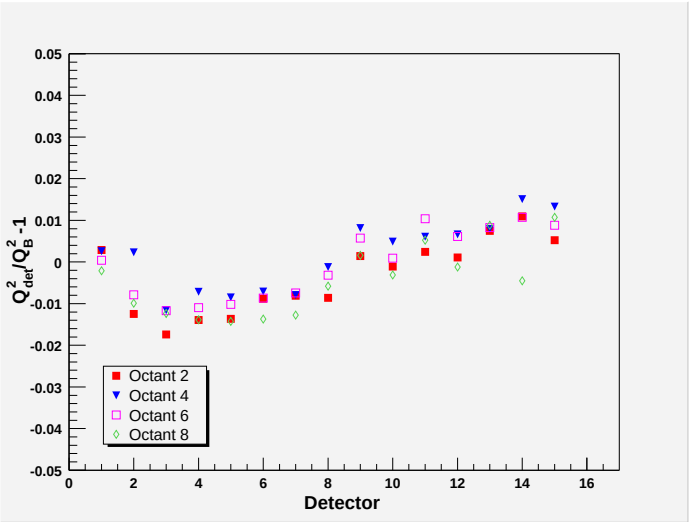


FIG. 6.23 – Dispersion des valeurs des quadri-moments transféré extraites des spectres de temps de vol.

vol. Pour estimer par simulation l'effet sur la différence de temps de vol, l'épaisseur des parois latérales de la cible ont été multiplié par deux. La figure 6.24 montre un décalage systématique faible de la différence de temps de vol (-20 ps) en comparaison de l'effet observé (±100 ps) sur la figure 6.22. De plus la forme particulière observée sur la figure 6.22 n'est pas reproduite.

– La dernière hypothèse concerne le fonctionnement de l'électronique. Une étude comparative entre les spectres obtenus à partir des octants français et nord-américains a montré des différences sur le temps de vol similaires (avec des désaccords jusqu'à 200 ps) à celles observées entre simulation et expérience [197, 198]. Cette observation a conduit à suspecter la réponse des détecteurs et/ou de l'électronique. En particuliers, les CFDs français et nord-américains reposent sur des technologies différentes, notamment pour la correction du temps de sortie du signal en fonction de l'amplitude ("walk"). De plus, les pions et les protons, ne déposant pas la même quantité d'énergie dans les scintillateurs, produisent des signaux d'amplitude différente. Ainsi un mauvais réglage du "walk" peut introduire une différence en temps de vol supplémentaire et non physique.

Pour conclure ce chapitre, il faut remarquer qu'une précision de l'ordre du pour cent a pu être atteinte sur la mesure de Q^2. Ce résultat valide le principe de la méthode qui a été mise au point.

Pour améliorer la précision sur cette mesure, il sera nécessaire de connaître mieux plusieurs paramètres. En premier lieu, de nouveaux tests pour mesurer l'influence de l'électronique devront être réalisés en modifiant les conditions expérimentales. De plus, de nouvelles mesures de positionnement des détecteurs devront être faites. Enfin, il est possible d'améliorer la simulation par une description plus précise de la géométrie de l'ensemble de détection (épaisseur de la cible, des fenêtres de sortie du spectromètre) et

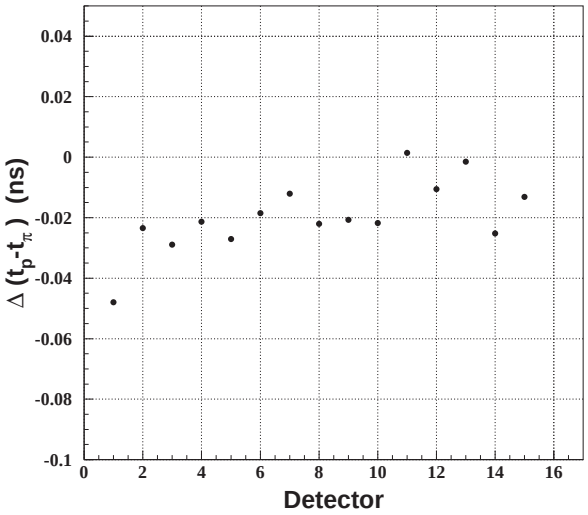


FIG. 6.24 – Modification de la différence de temps de vol entre les protons élastiques et les pions lorsque l'épaisseur des parois latérales de cible ont été multiplié par deux.

l'introduction d'un nouveau générateur d'événements inélastiques permettant la prise en compte des processus physiques produit dans les fenêtres de la cible.

Chapitre 7

Extraction des asymétries de violation de parité

Dans ce chapitre, nous présentons la méthode d'analyse utilisée pour extraire, à partir des données mesurées, l'asymétrie physique de violation de parité associée à chaque détecteur. Cette méthode se décompose en plusieurs étapes dont la première consiste à sélectionner les périodes pendant lesquelles les conditions de faisceau étaient stables. Nous présenterons les résultats concernant les fausses asymétries indépendantes de l'état d'hélicité des électrons ainsi que celles associées aux événements simples. Pour calculer les asymétries, les taux de comptage doivent être au préalable corrigés des variations des paramètres du faisceau (intensité, position, etc.). L'étape principale consiste à soustraire la contribution des événements inélastiques. Nous verrons comment estimer le facteur de dilution qu'ils introduisent ainsi que leur asymétrie. Finalement, l'asymétrie de violation de parité sera obtenue en corrigeant de la polarisation du faisceau.

Les données mesurées par les octants nord-américains et français ont été analysées séparément car les détecteurs et l'électronique sont différents. La comparaison des résultats obtenus permet de tester leur cohérence. Le travail présenté dans ce chapitre est le résultat des différentes analyses réalisées par l'ensemble de la collaboration G^0.

L'analyse qui suit repose sur des données prises en janvier 2003 avec le champ nominal ($I_{SMS} = 5000\ A$) équivalentes à 50 heures d'acquisition avec une intensité de faisceau de 40 μA. Cette faible quantité de données disponibles s'explique par le fait que la priorité a été donnée aux tests spécifiques dédiés au faisceau, aux différents appareillages (détecteurs, électronique, etc.) et au bruit de fond plutôt que sur des mesures d'asymétrie.

7.1 Mesure des asymétries brutes

7.1.1 Sélection des événements

Les asymétries de violation de parité en diffusion électron-proton sont obtenues à partir des taux de comptage mesurés associés aux événements élastiques. Pour cela des coupures en temps de vol ($\pm 2\sigma$ autour du temps de vol moyen pour l'électronique française et 4 ns pour l'électronique nord-américaine) ont été définies comme un compromis entre maximiser les taux de comptage et minimiser la contribution des événements inélastiques

situés sous le pic associés aux événements élastiques. Il est à noter également que dans le cas particulier du détecteur 14, qui comprend deux pics d'événements élastiques correspondants à 0,4 et 1 $(GeV/c)^2$, seul le pic principal associé aux petites valeurs de Q^2 est sélectionné. Les asymétries sont calculées à partir des taux de comptage compris entre les coupures de temps de vol et normalisés par la charge du faisceau intégrée pendant un MPS. Ces taux de comptage sont également corrigés du temps mort de l'électronique (voir chapitre 5).

Au cours des prises de données, le faisceau peut s'arrêter pendant une courte période puis redémarrer progressivement. La figure 7.1.a) montre un exemple de l'évolution de la charge intégrée du faisceau exprimée en nano-Coulomb en fonction du numéro de MPS. Le faisceau dissipant 250 W dans la cible, son arrêt provoque un refroidissement de l'hydrogène d'environ 0,2 K [199] et donc une augmentation de la densité de la cible. Un système d'asservissement permet de réguler la température de la cible (cf. paragraphe 3.6) notamment au redémarrage du faisceau, avec un temps de réponse de 40 s. Pendant cette période, la variation de la densité entraîne une variation des taux de comptage normalisés (yields)[a]. La figure 7.1.b) montre l'évolution du taux de comptage normalisé associé au détecteur 15 de l'octant 2 pendant le rétablissement du faisceau.

Afin d'éliminer les périodes de transitions liées au rétablissement du faisceau, on introduit des coupures sur les MPS pour lesquels la charge du faisceau est inférieure à 500 nC ($= 1,6\ \mu$A) ainsi que les 2000 MPS (1 minute) suivant le retour du faisceau dans la cible, au terme desquels la densité est stable [199]. Les lignes sur la figure 7.1.a) représentent la position des coupures ainsi déterminées. Comme le montre la figure 7.1.b), ces coupures permettent d'éliminer les périodes où le taux de comptage normalisé moyen varie. La figure 7.1.c) montre la distribution de ces taux de comptage en l'absence de coupure (courbe en tirets) et celle une fois les coupures appliquées (courbe continue). Le caractère gaussien de la distribution des yields en tenant compte des coupures indique que les variations non statistiques ont bien été éliminées.

7.1.2 Distributions des asymétries brutes

De la même manière que dans le cas des taux de comptage normalisés, il faut également vérifier que l'allure de la distribution des asymétries mesurées est également gaussienne. Nous cherchons à obtenir ce type de distribution pour plusieurs raisons. Si la fluctuation des taux de comptage est purement d'origine statistique, la distribution des asymétries doit être de forme gaussienne (loi des grands nombres) de largeur (voir annexe D) :

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1}{2N_0}} \tag{7.1}$$

avec N_0 le nombre moyen d'événements mesurés pour chaque état d'hélicité. Les fluctuations, autour d'une valeur moyenne, des paramètres qui influent sur la valeur des taux de comptage (intensité, position, énergie du faisceau, etc.) modifient la valeur de σ_A mais la distribution des asymétries conserve sa forme gaussienne. En revanche, si les valeurs

[a]Rappelons que les taux de comptage mesurés par les détecteurs sont normalisés uniquement par la charge du faisceau et non par la luminosité.

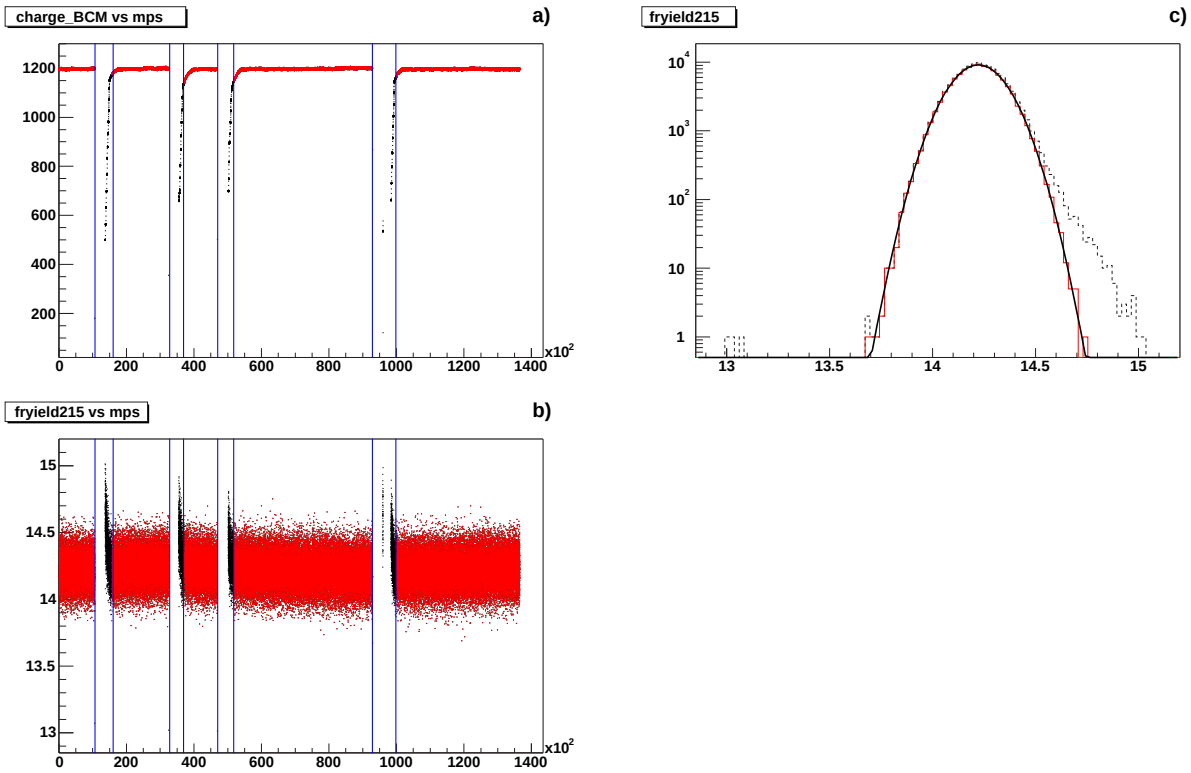


FIG. 7.1 – Figure a) : évolution de la charge intégrée du faisceau en fonction du temps exprimé en numéro de MPS. Les lignes verticales représentent les coupures destinées à éliminer les périodes d'instabilité du faisceau et de la cible. Figure b) : variation du taux de comptage normalisé d'un détecteur pendant la même période. Figure c) : distribution des taux de comptage normalisés sans et avec les coupures (courbes en tiret et continue respectivement).

moyennes des paramètres du faisceau (comme la position) varient au cours du temps, la valeur moyenne de l'asymétrie change ce qui induit une distribution généralement non gaussienne (somme de courbes gaussiennes de position et de largeur différentes). Le caractère non gaussien indique alors des variations importantes des paramètres de l'expérience et donc des fausses asymétries associées, empêchant d'extraire précisément l'asymétrie de violation de parité.

L'analyse des données a été réalisée en appliquant des coupures strictes sur les valeurs moyennes des paramètres du faisceau :

$$A_Q < 10\ ppm \qquad \Delta X < 50\ nm \qquad \Delta Y < 50\ nm \tag{7.2}$$

Des contraintes sur la valeur de l'intensité du faisceau (35 μA< I_{beam} < 40 μA) sont également appliquées pour que les fluctuations statistiques soient similaires pour l'ensemble des fichiers. La figure 7.2 montre que les distributions des asymétries obtenues pour les détecteurs français[b] sont de type gaussien sur près de cinq ordres de grandeur. L'erreur

[b]Pour chaque numéro de détecteur, les taux de comptage des quatre octants français sont sommés.

sur la valeur moyenne des asymétries par détecteur est d'environ 3 ppm pour l'ensemble de la statistique. Il existe néanmoins quelques points situées en dehors des distributions gaussiennes qui peuvent éventuellement modifier la valeur moyenne de l'asymétrie même s'ils sont peu nombreux. Les valeurs des asymétries situées en-dehors des distributions gaussiennes (courbes rouges sur la figure 7.2) ont été soustraites de l'analyse pour le calcul de l'asymétrie moyenne. La différence entre les asymétries moyennes avec et sans coupure n'excède pas 0,2 ppm (voir figure 7.3) ce qui reste négligeable par rapport à l'erreur sur la valeur moyenne des asymétries. Ces résultats montrent que les conditions de faisceau et le fonctionnement de l'électronique étaient suffisamment stables pendant cette période.

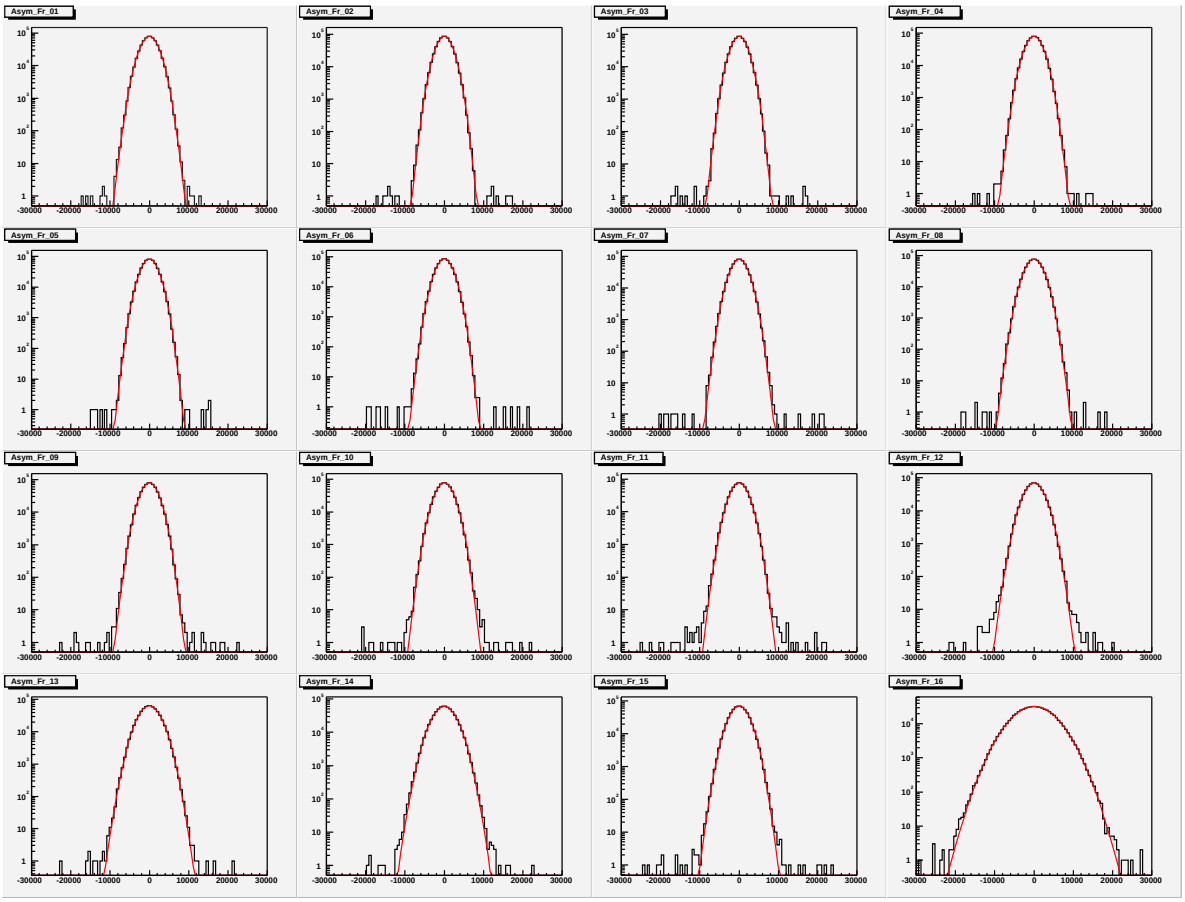


FIG. 7.2 – Distributions des asymétries pour les détecteurs français.

7.1.3 Etude des fausses asymétries à l'aide de la lame demi-onde

Nous avons mentionné au paragraphe 3.3.2 qu'une lame demi-onde (IHWP) peut être introduite avant la cellule de Pockels afin de renverser l'hélicité des électrons sans modifier les réglages de la source. L'hélicité réelle des électrons et l'hélicité enregistrée par l'acquisition sont alors de signes opposés. Ainsi les signes des asymétries avec cette lame demi-onde insérée ou non doivent être opposés mais leurs amplitudes identiques. Si

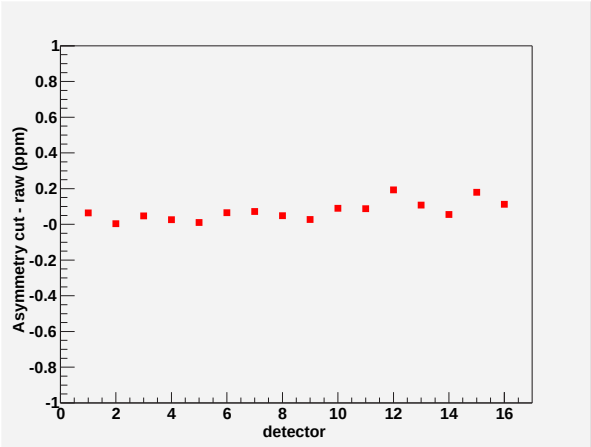


FIG. 7.3 – Différences pour l'ensemble des détecteurs de l'asymétrie moyenne mesurée avec et sans coupure des asymétries situées au-delà de la distribution gaussienne, ajustée sur les données.

tel n'est pas le cas, cela signe la présence de fausses asymétries qui dépendent du signal d'hélicité délivré par l'accélérateur et non de l'hélicité des électrons. Une source possible de telles fausses asymétries pourrait être la cellule de Pockels utilisée pour polariser circulairement le faisceau laser. Cette cellule peut engendrer une asymétrie de charge et de position qui dépend du signe de la tension appliquée (déterminé par le signal d'hélicité) et non de la polarisation du laser et donc de l'état d'hélicité des électrons.

Lors des mesures d'asymétries, des périodes de quelques jours se sont succédé pendant lesquelles les données ont été prises avec ou sans la lame IHWP. La figure 7.4 montre la comparaison des asymétries mesurées dans le cas où la lame IHWP est insérée ou non. Ces résultats combinent les détecteurs nord-américains et français et l'ensemble des fichiers valables pour le calcul des asymétries (critères exprimés par les formules 7.2). Pour comparer les résultats obtenus, le signe des asymétries mesurées avec la lame IHWP a été changé. D'après la figure 7.4, aucune fausse asymétrie liée au signal d'hélicité n'est observée avec le niveau de précision statistique atteint pendant cette période (de l'ordre de 2 ppm par détecteur).

7.1.4 Asymétries des événements simples

Une autre source possible de fausse asymétrie est due aux événements simples. La formule D.27 montre que, lorsque le temps mort n'est pas corrigé, les événements simples peuvent introduire une fausse asymétrie proportionnelle au temps mort qu'ils génèrent et à l'asymétrie qui leur est associée :

$$A_{fausse}^{simple} \simeq f^s A_s \tag{7.3}$$

avec f^s le temps mort résiduel (non corrigé) dû aux événements simples et A_s leur asymétrie. D'après le chapitre 5, les résultats sur la correction du temps mort permettent de considérer que f^s est proche du temps mort qui n'est pas corrigé (environ 1% à 40 μA). Il est également nécessaire d'évaluer l'asymétrie associée aux événements

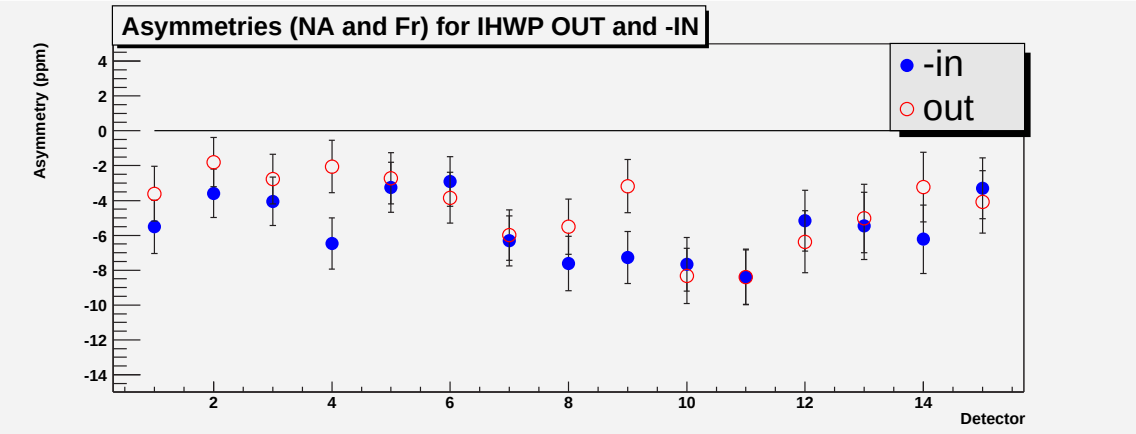


FIG. 7.4 – Comparaison des asymétries mesurées avec la lame IHWP insérée (IN) ou non (OUT). Les asymétries combinent les résultats des détecteurs nord-américains et français. Le signe des asymétries mesurées dans la configuration (IN) a été changé pour faciliter la comparaison [200].

simples. Les seules données qui sont disponibles pour effectuer cette étude sont les contenus des échelles de comptage. Les taux de comptage des événements simples sont calculés à partir de ces données (voir formule 5.15) ce qui permet d'obtenir les asymétries de ces événements. La figure 7.5 montre les asymétries associées aux événements simples avec une valeur moyenne sur l'ensemble des détecteurs de $-0,7 \pm 0,8$ ppm ($\chi^2/ndf = 2,5$). En considérant des pertes par temps mort de 1%, nous déduisons une fausse asymétrie moyenne de l'ordre de $\langle A^{simple}_{fausse} \rangle = 0,01 \pm 0,01$ ppm, c'est à dire compatible avec zéro et négligeable par rapport aux fausses asymétries associées aux propriétés du faisceau qui sont de l'ordre de 0,1 ppm (voir paragraphe 4.1).

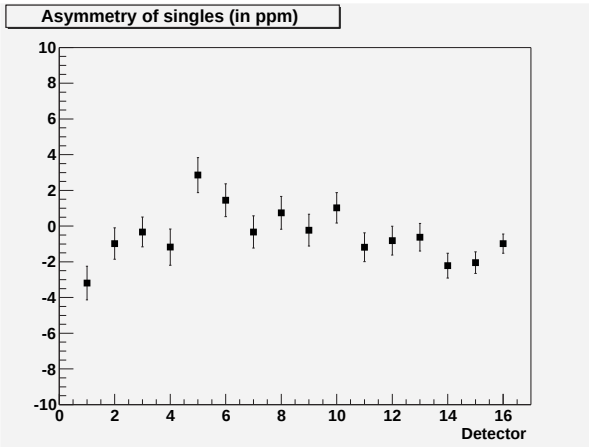


FIG. 7.5 – Valeur des asymétries des événements simples pour chacun des détecteurs français (moyennées sur les quatre octants).

D'après ce que nous venons de voir, les conditions de faisceau ont été stables lors des prises de données destinées à la mesure des asymétries de taux de comptage. Les fausses

asymétries corrélées au signal d'hélicité sont faibles en comparaison de la précision statistique atteinte lors de la mesure. Finalement les événements simples qui ne sont pas comptabilisés dans les spectres de temps vol n'introduisent pas de fausses asymétries notables. Le résultat des asymétries brutes (A_{brute}) de taux de comptage mesurées est reporté sur la figure 7.6 en effectuant la séparation entre octants nord-américains et français. L'ordre de grandeur de ces asymétries correspond aux valeurs attendues (variation de 1 à 20 ppm).

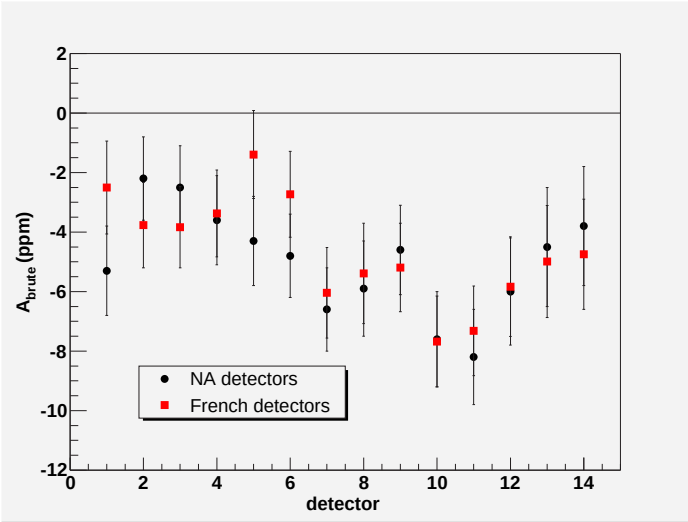


FIG. 7.6 – Valeur des asymétries brutes pour l'ensemble des détecteurs des octants nord-américains et français.

7.2 Correction des taux de comptage

Les taux de comptage des détecteurs varient en fonction des paramètres du faisceau. Nous avons déjà montré dans le chapitre 5 qu'ils dépendent de l'intensité du faisceau (effet des pertes résiduelles dues au temps mort ainsi que des variations de densité de la cible). La valeur des taux de comptage dépend également de l'énergie, de la position et de l'angle d'incidence du faisceau qui déterminent la valeur des sections efficaces et de l'acceptance du spectromètre [201]. En première approximation, la dépendance des taux de comptage en fonction de ces paramètres est supposée linéaire :

$$Y_{brut} = \langle Y_{brut} \rangle + \sum_P \frac{\partial Y_{brut}}{\partial P} \left(P - \langle P \rangle \right) \tag{7.4}$$

avec $P = I,\ x,\ y,\ \theta_x,\ \theta_y$ ou E. Celles-ci peuvent induire des fausses asymétries liées aux asymétries du faisceau :

$$A_{brut} = A_0 + \sum_P \frac{1}{Y_{brut}} \frac{\partial Y_{brut}}{\partial P} \Delta P \tag{7.5}$$

avec $\Delta P = (P^+ - P^-)/2$ et A_0 la valeur de l'asymétrie en l'absence d'asymétries liées aux propriétés du faisceau. Pour éliminer ces fausses asymétries, les taux de comptage doivent

être corrigés des variations du faisceau en employant la formule suivante :

$$Y_{cor} = \langle Y_{brut} \rangle = Y_{brut} - \sum_P \frac{\partial Y_{brut}}{\partial P} \left(P - \langle P \rangle \right) \tag{7.6}$$

Les asymétries mesurées sont alors calculées à partir de ces taux de comptage ($A_m = A(Y_{cor})$). Les paramètres du faisceau ainsi que les taux de comptage étant mesurés, il est nécessaire de déterminer les valeurs des pentes $\partial Y_{brut}/\partial P$ pour calculer Y_{cor}.

Nous avons déjà mentionné dans le chapitre 3 que les variations en position du faisceau peuvent induire une variation de son intensité ou encore que la mesure de l'énergie des électrons, effectuée par l'intermédiaire d'un BPM (voir paragraphe 3.4.3), dépend également de la position du faisceau. Ainsi les différents paramètres du faisceau sont corrélés. Une méthode reposant sur le calcul d'une matrice de corrélation a été mise au point pour extraire les valeurs des pentes [202].

La corrélation entre deux variables, x et y, est caractérisée par un coefficient C_{xy} défini de la manière suivante [203] :

$$C_{xy} = \frac{\langle (x - \langle x \rangle)(y - \langle y \rangle) \rangle}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{cov(x, y)}{\sigma_x \sigma_y} \tag{7.7}$$

avec σ_x et σ_y les écarts types. Lorsque les variables x et y sont indépendantes, leur covariance $cov(x, y)$ est nulle. En revanche, une forte corrélation se traduit par une grande valeur de la covariance et un coefficient C_{xy} proche de +1 ou -1. En utilisant les formules 7.4 et 7.7 et en remarquant que $cov(x, y) = 0$ si x ou y est une constante, les coefficients C_{YP} peuvent s'exprimer de la manière suivante :

$$C_{YP} = \frac{1}{\sigma_Y \sigma_P} \sum_{P'} \frac{\partial Y_{brut}}{\partial P'} cov(P', P) = \sum_{P'} \frac{\partial Y_{brut}}{\partial P'} \frac{\sigma_{P'}}{\sigma_Y} C_{P'P} \tag{7.8}$$

Les grandeurs σ_P, σ_Y, $C_{P'P}$ et C_{YP} sont calculables à partir des données mesurées. Les formules 7.8 forment alors un système linéaire de six équations dont les six inconnues sont les valeurs des pentes $\partial Y_{brut}/\partial P$. La détermination de ces pentes, nécessaires pour corriger les taux de comptage normalisés, est effectuée en résolvant ce système d'équations.

La méthode d'analyse se décompose en deux étapes. Le calcul des pentes est réalisé lors de la première analyse des données. Les résultats obtenus sont ensuite utilisés pour corriger les taux de comptage. Cette procédure est appliquée à chaque détecteur des différents octants. La figure 7.7 montre la comparaison des variations en relatif des taux de comptage normalisés d'un détecteur en fonction des paramètres du faisceau avant et après correction (point noirs et cercles respectivement). Cette méthode permet alors de réduire fortement les variations des taux de comptage normalisés. Ces calculs sont menés pour chacun des détecteurs des huit octants. Il est important de noter que, sur la figure 7.7, les variations des taux de comptage normalisés bruts en fonction des paramètres ne sont pas linéaires à cause des effets de corrélation entre paramètres. Il a été montré que les valeurs des pentes obtenues varient au cours du temps et sont fonction des caractéristiques du faisceau. Cette instabilité, qui n'est pas comprise actuellement, pourrait être due à la dépendance des taux de comptage à un septième paramètre encore inconnu ou bien à la valeur absolue des paramètres du faisceau [202].

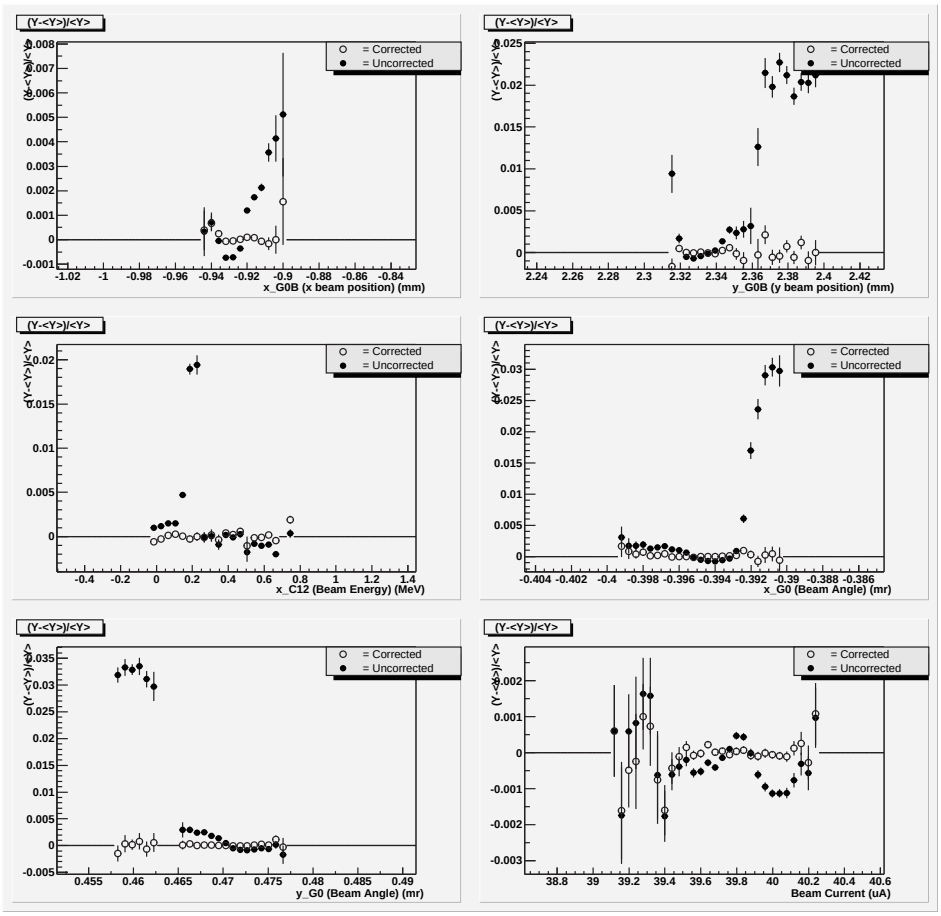


FIG. 7.7 – Variations en relatif des taux de comptage normalisés en fonction des paramètres du faisceau (I, x, y, θ_x, θ_y et E). Les points noirs correspondent aux taux bruts (Y_{brut}) et les cercles aux taux corrigés (Y_{cor}) [202].

Les asymétries de taux de comptage sont moyennées[c] sur tous les octants français ou nord-américains pour chaque numéro de détecteur. L'asymétrie résultante est alors peu sensible aux différences de position et d'angle d'incidence du faisceau, la disposition des octants possédant une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau (voir figure 3.30). Les valeurs des pentes des taux de comptage en fonction des paramètres du faisceau sont reportées dans le tableau 7.1. Celles-ci ont été obtenues lors des prises de données dites de "coil pulsing" [202] qui consistent à faire varier la position du faisceau au niveau de la cible de ± 1 mm à l'aide d'aimants situés à l'entrée du Hall. La figure 7.8 montre les résultats des asymétries obtenues avec et sans les corrections du faisceau appliquées sur les taux de comptage. Elle indique une correction négligeable par rapport à la précision statistique obtenue avec l'ensemble des données d'asymétrie disponibles, avec une fausse asymétrie mesurée, au maximum de 0,5 ppm [202] cohérente avec les estimations reportées dans le tableau 4.1.

L'étude de la correction des taux de comptage se poursuivra pendant les prochaines prises de données pour comprendre la raison de l'instabilité des résultats et de réduire

[c]La moyenne est effectuée en pondérant par l'erreur sur la mesure de l'asymétrie.

P	I	x ou y	θ_x ou θ_y	E
$\frac{\partial Y_{brut}}{\partial P}$	-0,1 %/μA	0,2%/mm	0,5%/mrad	-0,2%/MeV

TAB. 7.1 – Valeurs typiques des pentes des taux comptages en fonction des différents paramètres du faisceau [202].

leur contribution à l'erreur finale.

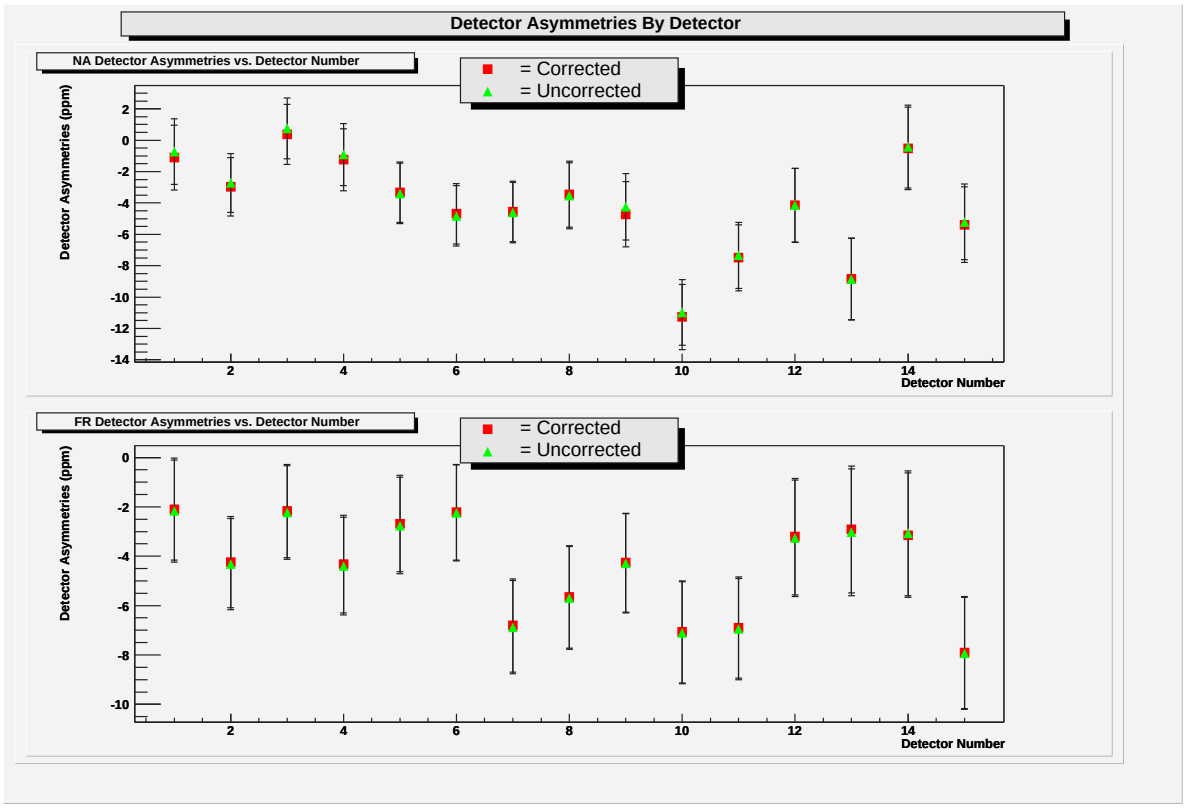


FIG. 7.8 – Effet de la correction des taux de comptage sur les valeurs des asymétries mesurées [202].

7.3 Soustraction des événements inélastiques

Après avoir extrait les asymétries à l'intérieur des coupures en temps de vol, il reste à déterminer la contamination introduite par les processus inélastiques. Ce paragraphe récapitule les principaux résultats obtenus sur la mesure de la contribution des événements inélastiques à l'asymétrie mesurée. Les détails de l'étude qui a été menée sur ce sujet sont présentés dans l'annexe E.

Pour chaque détecteur, l'asymétrie mesurée est la résultante de l'asymétrie, A_{el}, des événements élastiques et de l'asymétrie, A_{inel}, associée aux processus inélastiques.

L'asymétrie mesurée s'écrit alors :

$$A_m = A(Y_{el} + Y_{inel}) = \frac{Y_{el}}{Y_{el} + Y_{inel}} A_{el} + \frac{Y_{inel}}{Y_{el} + Y_{inel}} A_{inel} = \frac{1}{1+R} A_{el} + \frac{R}{1+R} A_{inel} \quad (7.9)$$

où Y_{el} et Y_{inel} sont les taux de comptage normalisés des événements élastiques et inélastiques respectivement et $R = \frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$. Cette équation montre bien la nécessité de déterminer non seulement le rapport R lié aux processus inélastiques mais aussi l'asymétrie associée, A_{inel}.

Nous avons vu au chapitre 4 que les taux de comptage mesurés des événements inélastiques sont plus importants que ceux qui avaient été prévus par la simulation. Ces événements supplémentaires proviennent des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible [158, 183, 204]. L'absence de simulation fiable pour reproduire la contribution des événements inélastiques a conduit à la mise en place de méthodes fondées sur des ajustements des spectres de temps de vol ou sur les données acquises en cible "vide".

L'estimation du rapport R a été effectuée suivant trois procédures différentes. La plus rudimentaire de ces méthodes consiste à ajuster les spectres de temps de vol par la somme de trois distributions gaussiennes (une pour chaque type de particule). Une deuxième méthode ajuste la contribution des protons élastiques par une distribution gaussienne mais n'impose aucune contrainte sur la forme de la distribution des événements inélastiques. La dernière méthode utilise les données mesurées en cible "vide" (la cible est en fait remplie d'hydrogène gazeux d'une densité 48 fois plus faible que la phase liquide). Les taux de comptage des protons élastiques se trouvent alors réduits par ce même facteur alors que les taux associés aux événements inélastiques produits dans les fenêtres de la cible reste quasiment identiques. Cependant l'hydrogène de la cible joue le rôle de milieu radiateur créant ainsi un flux de photons au niveau de la fenêtre de sortie de la cible produisant des réactions inélastiques. La diminution de la densité de la cible induit également une diminution de la contribution de la photoproduction d'événements inélastiques dans la fenêtre de sortie. Pour prendre en compte cet effet, les taux de comptage des événements inélastiques mesurés en cible "vide" sont multipliés par un facteur estimé à 1,5 [162]. Pour chaque méthode, le rapport R est obtenu en calculant le rapport des taux de comptage déduits des protons élastiques et inélastiques à l'intérieur des coupures en temps utilisées pour calculer les asymétries. La figure 7.9 montre la valeur du rapport R obtenue à l'aide de ces trois méthodes et pour chaque type de détecteur. Ces résultats montrent que les événements inélastiques introduisent un facteur de dilution pour l'asymétrie des protons élastiques (facteur $1/(1+R)$ dans la formule 7.9) compris entre 77% et 91%. Bien que les hypothèses sur lesquelles les différentes méthodes reposent sont sujettes à discussion, la cohérence des résultats obtenus permet de dire que l'erreur relative sur le facteur R est inférieure à 20%, correspondant aux barres d'erreurs représentées sur la figure 7.9.

La deuxième grandeur à connaître est l'asymétrie des événements inélastiques possédant le même temps de vol que les protons élastiques. Etant donné que les protons inélastiques, que nous voulons étudier, sont produits avec des paramètres cinématiques très proches des protons élastiques, aucune méthode expérimentale n'avait pu être mise en place pour séparer les deux processus. L'asymétrie A_{inel} a été déterminée soit par une méthode d'interpolation soit en modifiant la valeur du champ magnétique.

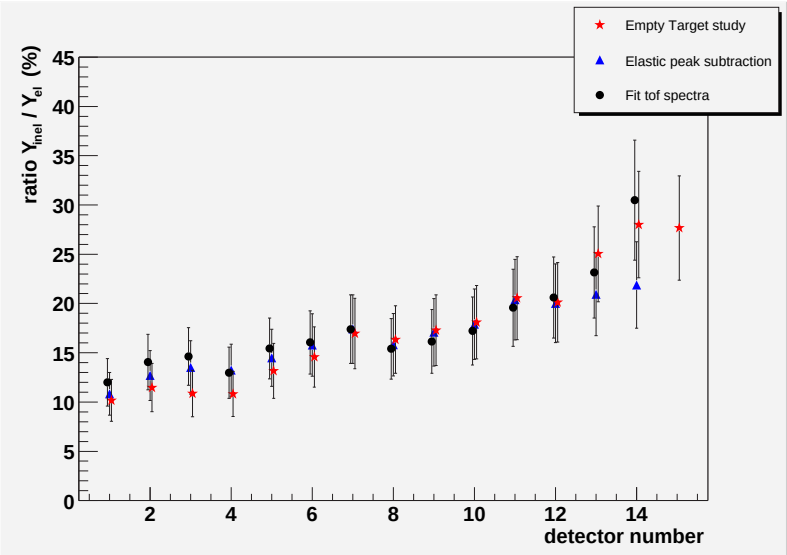


FIG. 7.9 – Résultats des différentes méthode d'extraction du rapport $R = \frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$ pour tous les détecteurs [206].

La gamme en temps de vol couverte par les protons inélastiques est plus importante que celle associée aux protons élastiques. L'asymétrie recherchée, A_{inel}, est alors obtenue par interpolation des asymétries des événements inélastiques dont le temps de vol se situe de part et d'autre du pic de protons inélastiques. Pour effectuer ce calcul, trois gammes de temps de vol ont été définies (voir figure 7.10). Le pic de protons inélastiques localisés entre les pics de pions et de protons élastiques a été séparé en deux. En effet les événements situés près du pic de pions (zone "cut1") proviennent principalement de la fenêtre d'entrée de la cible alors que les événements à plus grand temps de vol (zone "cut2") sont issus de la fenêtre de sortie [158]. De plus le processus de réaction dominant dans la fenêtre d'entrée est l'électroproduction tandis que dans la fenêtre de sortie la photoproduction représente près de 50% du taux de production. Ainsi les asymétries associées à chaque zone ("cut1" et "cut2") peuvent ne pas être comparables en raison des différents processus mis en œuvre. La dernière zone en temps ("cut3") se situe après le pic de protons élastiques. Les détecteurs 14, 15 et 16 sont particuliers. Pour le détecteur 14, des événements élastiques sont compris entre les coupures "cut1" dû au retour cinématique induit par les spectromètre. La contribution des protons élastiques (diffusés avec $Q^2 = 1(GeV/c)^2$) est soustraite en supposant que leur asymétrie est de -40 ppm pour déterminer l'asymétrie A_{inel} dans la zone "cut1". Dans le cas du détecteur 15, les coupures cut1 et cut2 ne peuvent pas être définie car les protons élastiques couvrent une large gamme en temps de vol. Enfin le détecteur 16 n'est pas sensible aux processus élastiques, les trois gammes en temps délimitées par les coupures cut1, cut2 et cut3 ont été définies comme contiguës.

Les valeurs des asymétries associées à chacune de ces zones sont reportées sur la figure 7.11 pour l'ensemble des détecteurs. L'asymétrie des événements inélastiques situés entre les coupures liées aux protons élastiques est alors obtenue par interpolation linéaire à partir des asymétries mesurées dans les zones "cut2" et "cut3". Les valeurs obtenues sont représentés sur la figure 7.12 par l'intersection de la droite d'interpolation et la deuxième

ligne verticale symbolisant le temps de vol moyen des événements situés entre les coupures des événements élastiques.

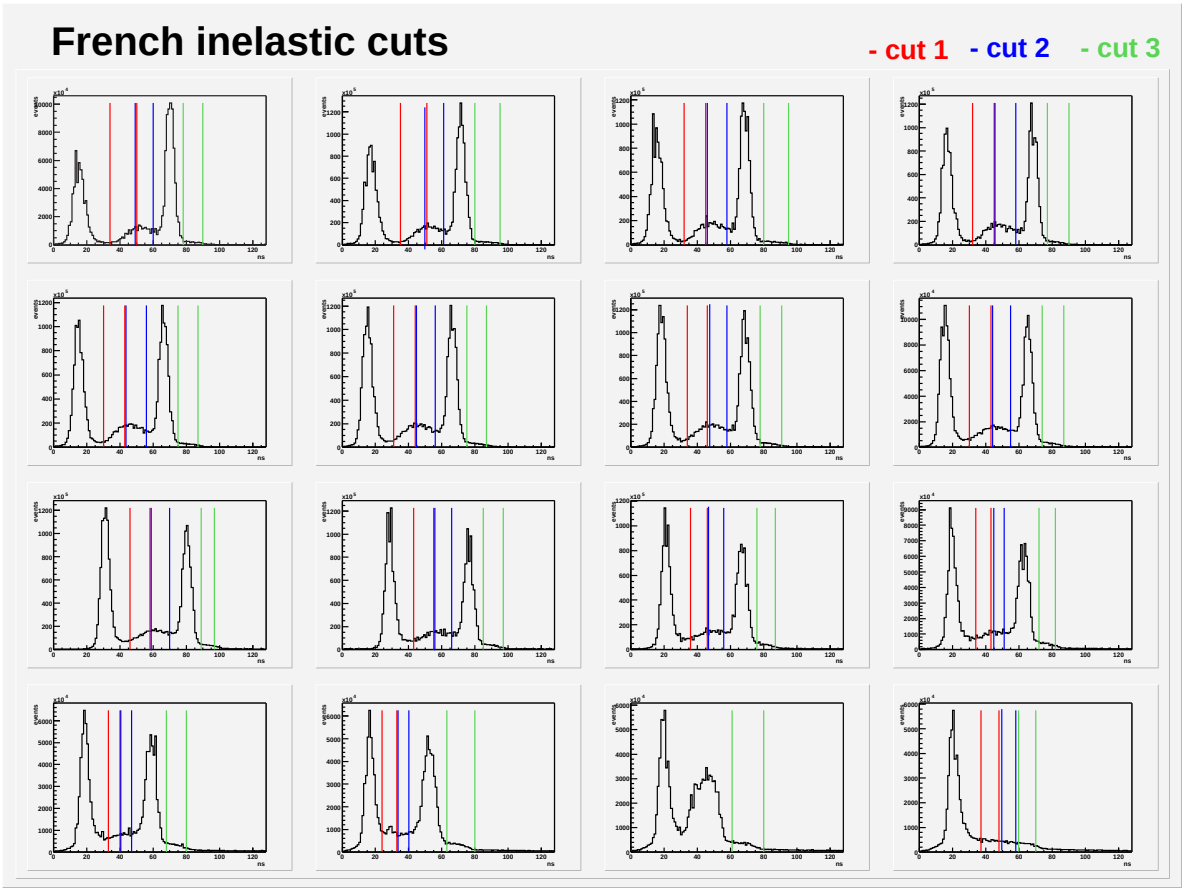


FIG. 7.10 – Position des différentes coupures utilisées pour le calcul des asymétries des événements inélastiques [206].

Pour obtenir ces résultats, nous avons supposé que l'asymétrie des événements inélastiques varie linéairement en fonction du temps de vol. Cette hypothèse introduit alors une erreur systématique liée à la dépendance de A_{inel} avec le temps de vol. Pour estimer cette erreur, les valeurs des asymétries associées aux trois zones ont été ajustées par un polynôme de degré 2 dont le résultat est représenté sur la figure 7.12. Cet ajustement permet de calculer l'asymétrie des événements inélastiques situés entre les zones "cut2" et "cut3". L'erreur systématique est alors estimée comme étant la différence des asymétries interpolées linéairement A_{inel}^{lin} et quadratiquement A_{inel}^{quad} :

$$\Delta A_{sys} = |A_{inel}^{lin} - A_{inel}^{quad}| \tag{7.10}$$

Finalement, l'erreur associée à la valeur de A_{inel} est la somme quadratique de l'erreur systématique et de l'erreur statistique, obtenue par la procédure d'interpolation linéaire :

$$\Delta A_{inel} = \sqrt{\Delta A_{stat}^2 + \Delta A_{sys}^2} \tag{7.11}$$

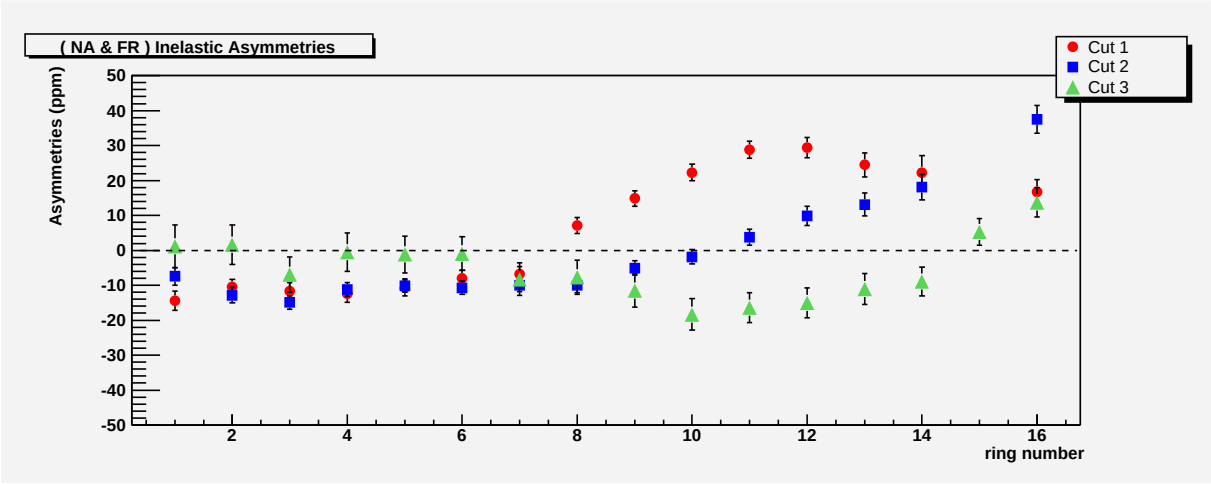


FIG. 7.11 – Valeur des asymétries mesurées à l'intérieur des coupures cut1, cut2 et cut3 pour chaque détecteur [200].

Une deuxième méthode pour évaluer A_{inel} dans la formule 7.9 a été mise au point. Elle repose sur la comparaison des mesures d'asymétrie effectuées avec deux valeurs du champ magnétique ($I_{SMS} = 5000\ A$ et $4500\ A$). En effet l'étude du spectromètre de G^0 montre une forte corrélation entre l'impulsion et le temps de vol. La figure 7.13 montre que cette corrélation est indépendante du champ magnétique. Les pics associés aux protons élastiques étant très sensibles au champ magnétique (voir chapitre 6), l'idée de cette deuxième méthode consiste à déplacer, en réduisant le champ magnétique, le pic de protons élastiques en dehors des coupures en temps qui lui sont associées dans les conditions nominales. Les protons inélastiques d'une impulsion donnée conservent leur temps de vol. L'asymétrie A_{inel} recherchée est estimée en calculant, pour un champ réduit (ici $I_{SMS} = 4500\ A$), l'asymétrie des événements inélastiques situés dans les coupures définies pour les mesures à champ nominal

Cependant cette méthode repose sur l'hypothèse que l'asymétrie des protons issus de processus inélastiques, qui est une fonction de leur impulsion, dépend peu de leur angle d'émission. En effet, la figure 7.14 montre que, pour un détecteur donné, les événements possédant une impulsion déterminée ne sont pas associés aux mêmes angles pour deux valeurs de champ magnétique.

Les résultats des deux méthodes, reportés sur la figure 7.15, sont compatibles entre elles aux barres d'erreurs près, ce qui montre la cohérence entre les deux analyses. Ce résultat permet de penser que les valeurs des asymétries des événements inélastiques sont actuellement bien estimées. Les détecteurs 14, 15 et 16 n'ayant pu être utilisés pendant la mesure à champ réduit et par souci de cohérence dans l'analyse, les valeurs des asymétries A_{inel} considérées par la suite sont celles extraites de l'interpolation linéaire avec les erreurs associées définies par la formule 7.11.

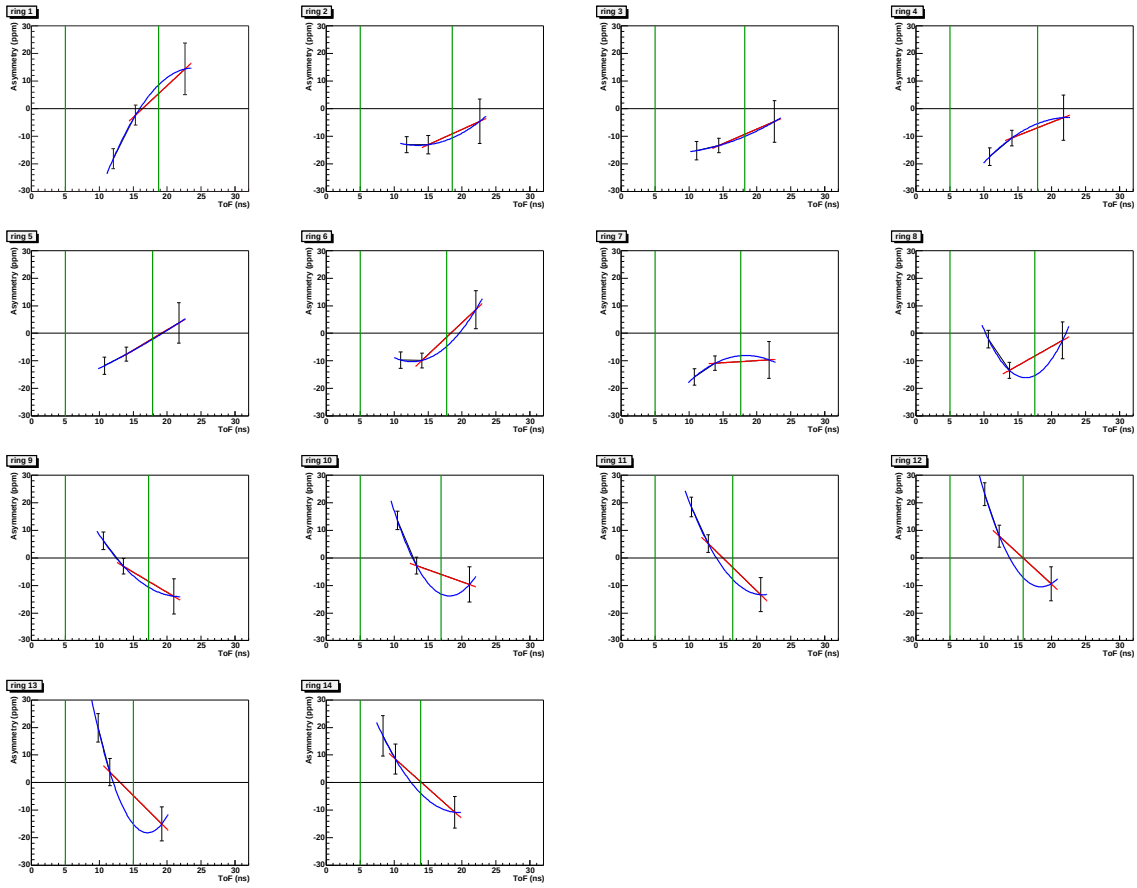


FIG. 7.12 – Résultats de l'interpolation de l'asymétrie pour chaque détecteur des octants français. Les lignes verticales vertes représentent la position des pics associés aux pions (ligne de gauche) et aux protons élastiques (ligne de droite). La valeur interpolée de l'asymétrie des événements inélastiques correspond à l'intersection des lignes rouges avec la ligne verticale associée aux pic "elastique". L'ajustement des asymétries par un polynôme de degré 2 est représenté par les courbes bleues et permet d'estimer l'erreur systématique.

7.4 Résultats

Nous avons montré comment les événements étaient sélectionnés pour calculer les asymétries de taux de comptage. Les effets dus aux variations des paramètres du faisceau (intensité, position, etc.) sur les taux de comptage ont été corrigés. Enfin l'importance des processus inélastiques a été estimée à travers le rapport R et l'asymétrie associée. La polarisation du faisceau a été mesurée à l'aide du polarimètre Møller avec une valeur moyenne de P_e =77,5±0,12%. Il est alors possible d'extraire l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique ($\overrightarrow{e}p$) associée à chaque détecteur en utilisant la formule suivante :

$$A_{PV} = \frac{1}{P_e}\left((1+R)A_m - RA_{inel}\right) \tag{7.12}$$

Seuls les résultats des quatorze premiers détecteurs sont représentés. Le détecteur 15 n'y figure pas à cause de la difficulté d'estimer la contribution des événements inélastiques,

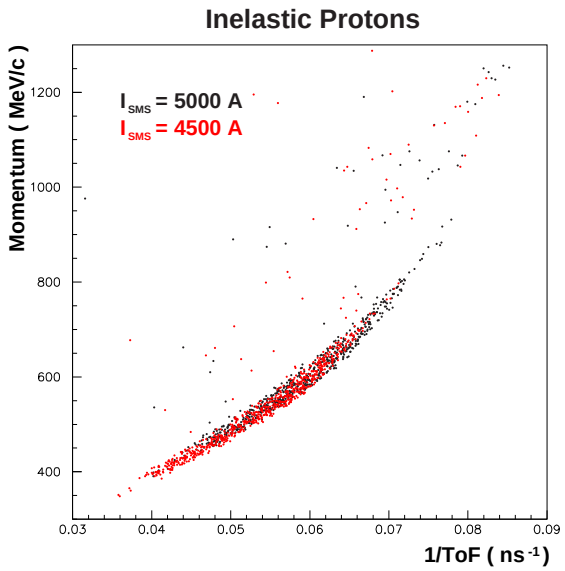


FIG. 7.13 – Impulsion des protons inélastiques en fonction de l'inverse de leur temps de vol pour un champ magnétique de 100% (point noirs) et 90% (points rouges) de la valeur nominale.

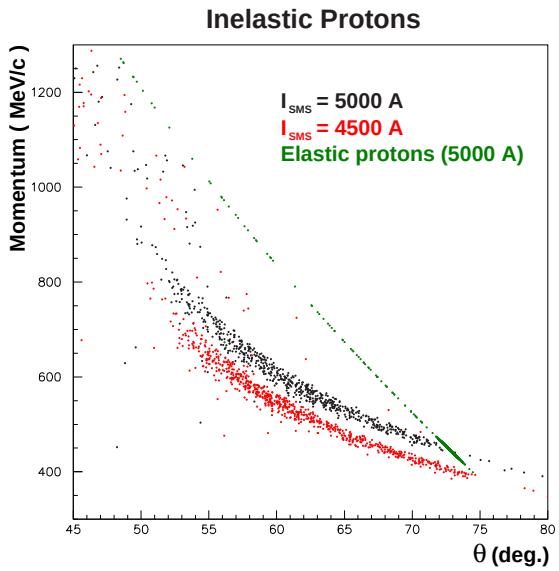


FIG. 7.14 – Acceptance du détecteur 8 en impulsion et en angle d'émission pour les deux valeurs utilisées du champ magnétique.

ceux-ci se situant entièrement dans la gamme de temps de vol des événements élastiques. L'erreur associée à A_{PV} est donnée par la formule suivante :

$$\Delta A_{PV} = \sqrt{\frac{(1+R)^2}{P_e^2}\Delta A_m^2 + \frac{R^2}{P_e^2}(\Delta A_{inel}^{stat\,2} + \Delta A_{inel}^{sys\,2}) + \frac{(A_m - A_{inel})^2}{P_e^2}\Delta R^2 + \left(\frac{\Delta P_e}{P_e}\right)^2 A_{PV}^2} \tag{7.13}$$

Il est à noter que, l'erreur relative sur la polarisation étant de $\Delta P_e/P_e = 0,15\%$, sa contribution à l'erreur sur A_{PV} est négligeable par rapport aux autres contributions, notamment celle associée à l'asymétrie des événements inélastiques. La précision sur les valeurs de A_{PV} s'étendent d'environ 1,7 à 4 ppm pour les données acquises pendant la période d'ingénierie. Les résultats, reportés sur la figure 7.16, indiquent un bonne cohérence de l'analyse des données nord-américaines et françaises sur les asymétries de violation de parité mesurées.

Une analyse similaire a été réalisée sur les données acquises en décembre 2002 avec un champ magnétique correspondant à $I_{SMS} = 4500\ A$. En raison d'un fort courant anodique des photomultiplicateurs (voir paragraphe 4.4.1), les détecteurs 14, 15 et 16 n'ont pas pu être utilisés pour ces mesures. Afin de pouvoir comparer ces résultats avec ceux issus des mesures avec $I_{SMS} = 5000\ A$, il est nécessaire de représenter les asymétries en fonction de la valeur de Q^2. Pour cela un certain nombre de détecteurs ont été regroupés, en particulier pour les faibles valeurs de Q^2. Les valeurs des asymétries ont été obtenues par un calcul

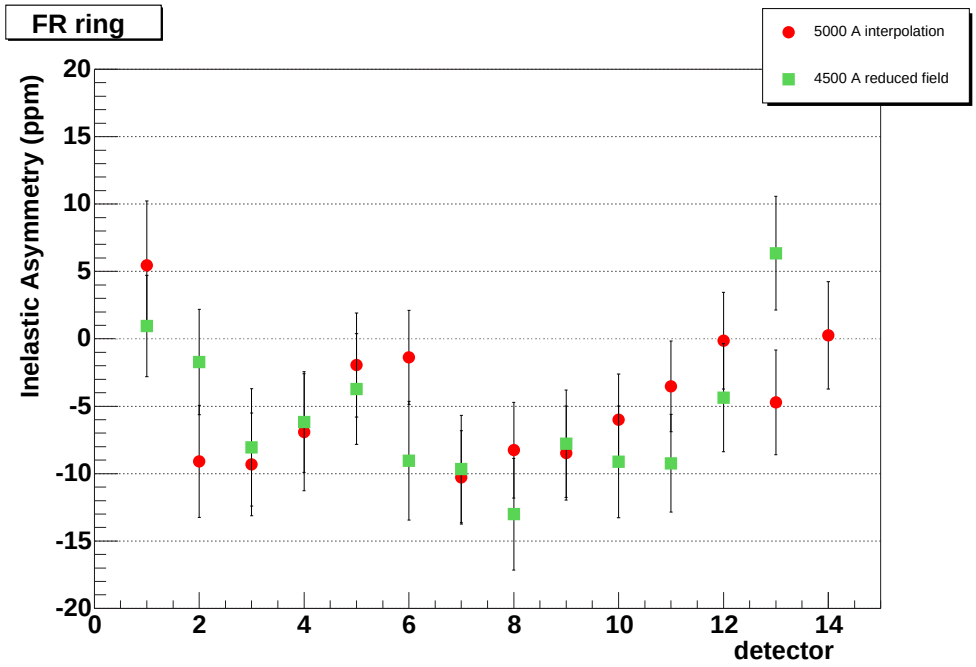


FIG. 7.15 – Comparaison des asymétries des événements inélastiques obtenues avec les méthodes d'interpolation et avec un champ réduit.

de moyenne pondérée par les erreurs totales (données par la formule 7.13) :

$$A_{PV}^{groupe} = \frac{\sum_{det} \frac{A_{PV}^{det}}{\left(\Delta A_{PV}^{det}\right)^2}}{\sum_{det} \frac{1}{\left(\Delta A_{PV}^{det}\right)^2}} \tag{7.14}$$

Pour chaque groupe de détecteur, les valeurs de Q^2 obtenues dans le chapitre 6 ont été utilisées pour les octants français et nord-américains. La valeur moyenne de Q^2 associée à chaque groupe a été déterminée à l'aide de la relation :

$$Q^2_{groupe} = \frac{\sum_{det} \frac{Q^2_{det}}{\left(\Delta Q^2_{det}\right)^2}}{\sum_{det} \frac{1}{\left(\Delta Q^2_{det}\right)^2}} \tag{7.15}$$

avec $\Delta Q^2_{det} = 1\% \cdot Q^2_{det}$ pour prendre en compte l'erreur systématique obtenue dans le chapitre 6.

La figure 7.17 montre en fonction de la valeur de Q^2 les asymétries de violation de parité A_{PV}^{groupe} obtenues pour les trois analyses (détecteurs français et nord-américains à champ magnétique nominal et détecteurs français avec un champ réduit). L'asymétrie

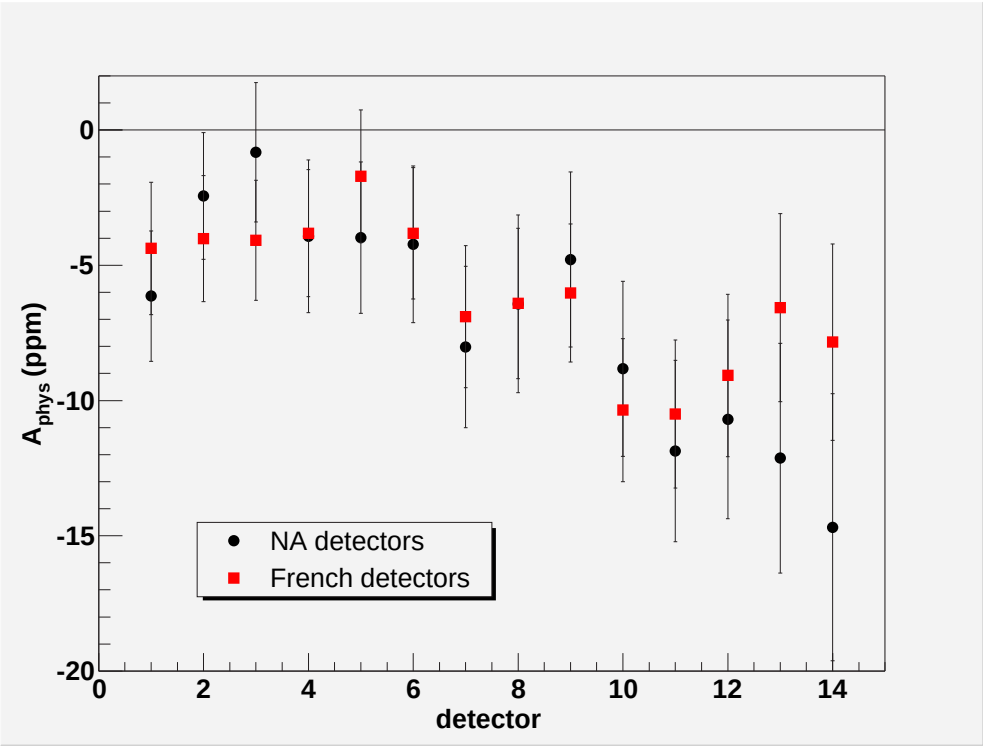


FIG. 7.16 – Valeur de A_{PV} pour chaque détecteur nord-américain et français.

obtenue est une fonction décroissante de Q^2 par valeurs négatives, indiquant que son comportement est qualitativement en accord avec les prédictions théoriques. De plus, les analyses avec $I_{SMS} = 5000\ A$ et $4500\ A$ sont compatibles dans les barres d'erreurs expérimentales ce qui démontre un bon contrôle des conditions de bruit de fond, qui étaient très différentes pendant les deux prises de données.

7.5 Conclusion et Perspectives

Nous avons décrit la procédure employée pour extraire les asymétries de violation de parité pour chaque détecteur. Nous avons vu que des coupures sur les paramètres du faisceau permettent d'avoir des asymétries mesurées particulièrement stables. De plus une procédure pour réduire les variations des taux de comptage normalisés en fonction des paramètres du faisceau a montré que les fausses asymétries associées sont très faibles et restent individuellement inférieures à 10^{-7} dans les conditions nominales et peuvent être contrôlées au niveau de 10^{-8}. Les autres contributions à l'erreur telles que l'influence des événements simples et la détermination du moment transféré sont négligeables.

En revanche, les conditions de bruit de fond indiquent une contribution des événements inélastiques en provenance de la cible supérieure à celle qui avait été prédite par la simulation. Des méthodes ont été mises au point pour estimer son importance (rapport R et asymétrie A_{inel}) mais sa contribution à l'erreur systématique reste dominante. Une étude a été réalisée pour évaluer cette contribution à l'erreur totale pour la période d'ingénierie mais aussi dans le but de réaliser une extrapolation pour la prise de données

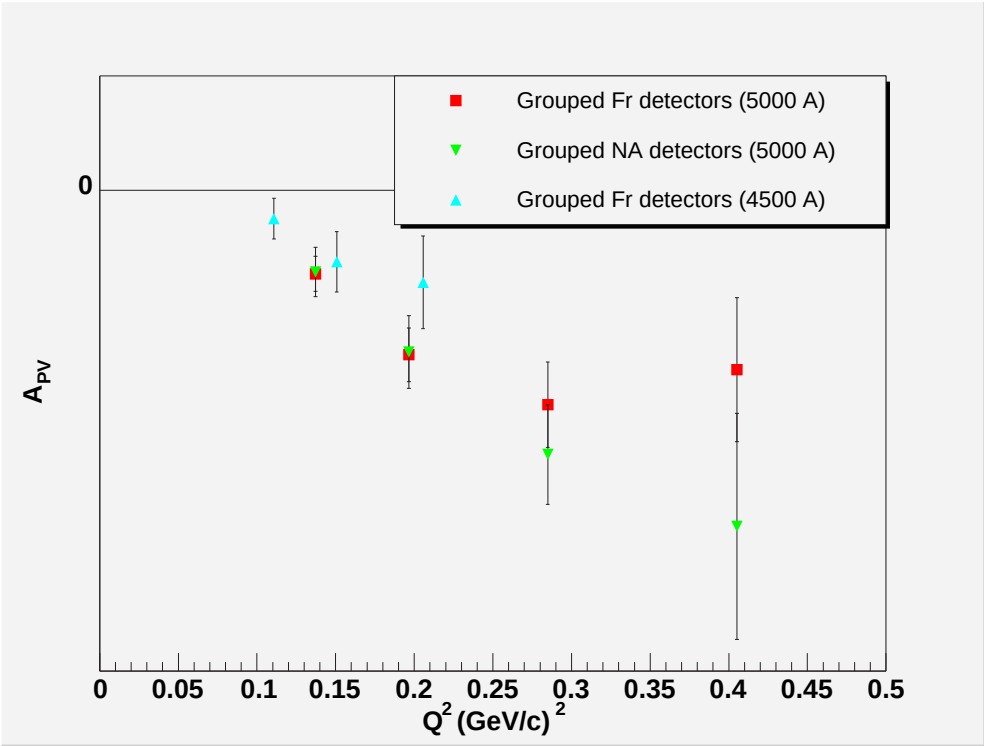


FIG. 7.17 – L'asymétrie de violation de parité, A_{PV}^{groupe}, en fonction du carré du quadri-moment transféré, Q^2.

physiques, représentant 700 heures de faisceau avec une intensité de 40 μA [207]. Il se pose alors la question de savoir avec quelle précision faudra-t-il mesurer le facteur R ainsi que l'asymétrie A_{inel} pour que l'erreur systématique associée ne domine pas l'erreur totale. La formule reliant l'asymétrie des événements élastiques au facteur R et aux asymétries mesurées et des événements inélastiques s'écrit :

$$A_{el} = (1 + R)A_m - RA_{inel} \tag{7.16}$$

L'erreur sur l'asymétrie A_{el} vaut alors :

$$\Delta A_{el} = \sqrt{(1 + R)^2 \Delta A_m^2 + R^2 \Delta A_{inel}^2 + (A_m - A_{inel})^2 \Delta R^2} \tag{7.17}$$

Cette expression peut se décomposer en une partie statistique reliée à ΔA_m et une partie systématique introduite par les erreurs sur la mesure du facteur R et de l'asymétrie A_{inel} :

$$\Delta A_{el}^2 = \Delta A_{stat}^2 + \Delta A_{sys}^2 \tag{7.18}$$

avec :

$$\Delta A_{stat}^2 = (1 + R)^2 \Delta A_m^2 \quad et \quad \Delta A_{sys}^2 = R^2 \Delta A_{inel}^2 + (A_m - A_{inel})^2 \Delta R^2 \tag{7.19}$$

Sachant que l'erreur liée aux événements inélastiques dominent les autres erreurs systématiques, une limite acceptable consiste à contraindre sa contribution à une valeur inférieure ou égale à celle de l'erreur statistique, ce qui peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{\Delta A_{stat}^2}{\Delta A_{el}^2} > 0,5 \tag{7.20}$$

Cette condition peut se traduire comme une limite supérieure sur les erreurs associées à R et A_{inel} (voir figure 7.18. Les deux bandes ($\Delta A^2_{stat}/\Delta A^2_{el} \in [0,5;0,6]$) correspondent respectivement à la période d'ingénierie et à l'extrapolation faite pour les prises de données physiques. Pour ce dernier cas, la réduction de l'épaisseur de la fenêtre de sortie de la cible devrait permettre de diminuer R d'un facteur 2. De plus, le temps de mesure durera 16 fois plus longtemps que pour la période d'ingénierie réduisant ainsi l'erreur statistique d'un facteur 4. Les valeurs mesurées de ΔR et ΔA_{inel} sont également reportées sur cette figure (symbolisées par les lignes noires). L'erreur sur l'asymétrie des événements inélastiques est donnée par la formule 7.11. La figure 7.18 montre que la condition 7.20 est respectée pour la plupart des données déjà acquises et qu'une amélioration de la précision sur le facteur R diminue faiblement la contribution de l'erreur systématique à l'erreur totale. En revanche, l'erreur sur l'asymétrie des événements inélastiques doit impérativement diminuer. Le temps de mesure attendu pour les prises de données physiques permettra de réduire d'un facteur quatre l'erreur sur la mesure des asymétries des événements situés de part et d'autre du pic élastique. L'erreur statistique sur A_{inel} diminuera alors d'un facteur 4 mais l'erreur systématique reste constante. La valeur ainsi obtenue est symbolisée par les lignes tiretées sur la figure 7.18. Nous pouvons alors voir que la contrainte 7.20 devrait être respectée pour les détecteurs 1 à 9. En revanche, l'erreur systématique domine pour les détecteurs 10 à 14.

Pour la deuxième période d'ingénierie planifiée de décembre 2003 à février 2004, il est prévu d'étudier plus précisément les contributions des événements inélastiques. Dans ce but, un nouveau système, appelé "flyswatter", a été mis en place et permettra d'augmenter la contribution des processus inélastiques provenant de la fenêtre de sortie de la cible (principale source de bruit de fond). Cette flyswatter est un bras articulé qui permet de placer sur le trajet du faisceau une plaque d'aluminium de 0,76 mm d'épaisseur à 1 cm en aval de la fenêtre de sortie de la cible [208]. L'épaisseur de la plaque est 3 fois plus grande que l'épaisseur de la fenêtre de sortie de la cible lors des premières mesures. L'étude des processus inélastiques avec ce système peut être menée suivant deux configurations dont la première consiste à placer la plaque d'aluminium de la flyswatter juste derrière la cible. La deuxième configuration consiste à positionner la cible en dehors du faisceau et de placer sur le trajet des électrons et en dehors de l'acceptance du spectromètre une plaque de tungstène de 0,085 mm d'épaisseur servant de milieu radiateur [208]. Le flux de photons ainsi créé correspond à celui perçu par la fenêtre de sortie de la cible en fonctionnement normal. Ce deuxième mode d'utilisation de la flyswatter permet alors de ne mesurer dans les détecteurs que les événements inélastiques générés dans la plaque d'aluminium, correspondant à la contribution de la fenêtre de sortie.

Le mode d'utilisation de la flyswatter avec la cible située sur le passage du faisceau permet d'extraire le rapport R et l'asymétrie des événements inélastiques sans avoir à introduire un facteur multiplicatif ad hoc comme pour les mesures en cible "vide". L'utilisation de la plaque de tungtène comme milieu radiateur en remplacement de la cible d'hydrogène permet d'effectuer une mesure directe de la contribution de la fenêtre de sortie de la cible. Ces deux modes de fonctionnement avec le système de la flyswatter permettent alors d'effectuer une mesure de la contribution aux asymétries A_m des événements inélastiques situés entre les coupures élastiques (le facteur R et l'asymétrie A_{inel}), sans

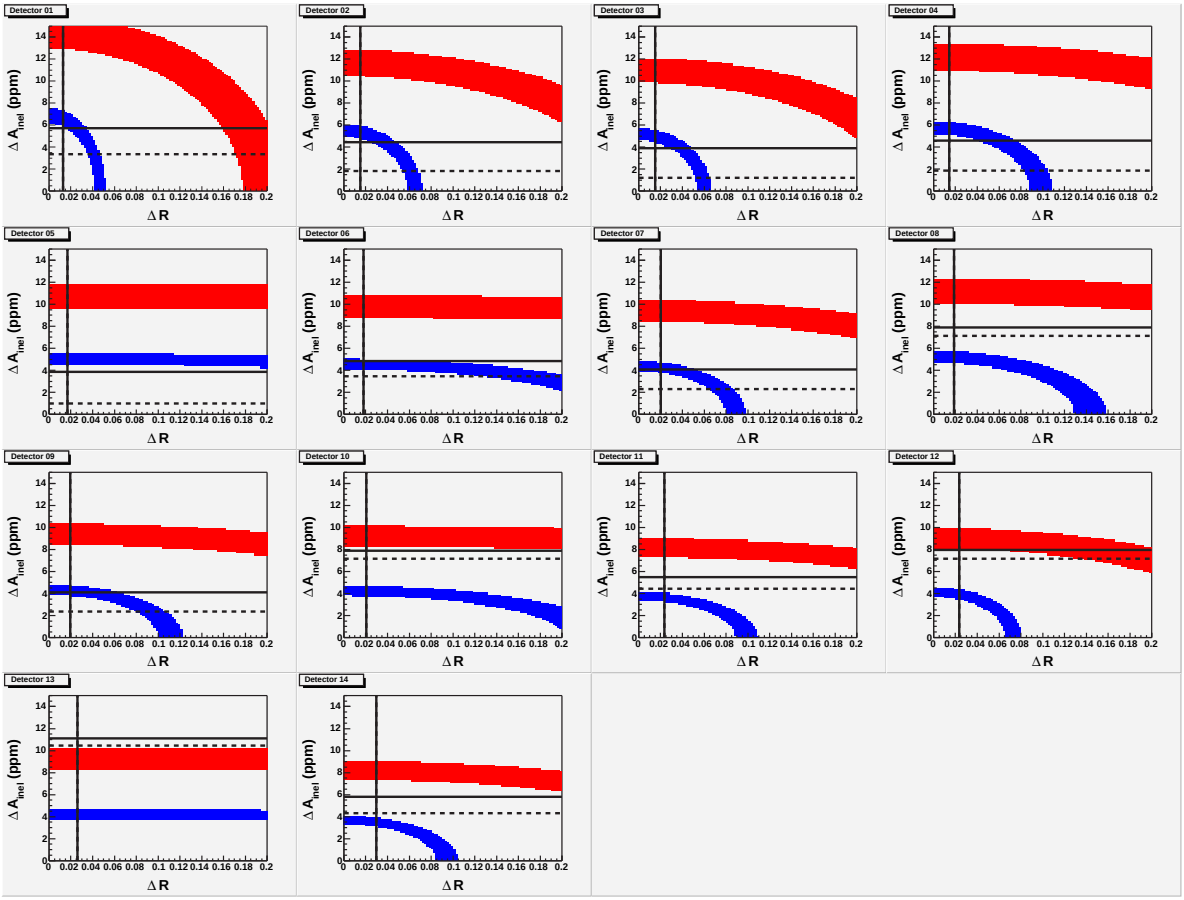


FIG. 7.18 – Domaines dans le plan (ΔR, ΔA_{inel}) définis par $\Delta A^2_{stat}/\Delta A^2_{el} \in [0,5; 0,6]$. La zone rouge correspond aux données de la période d'ingénierie et la zone bleue au domaine attendu pour les prises de données physiques ($R \rightarrow R/2$ et $\Delta A_m \rightarrow \Delta A_m/4$). Les lignes noires marquent les erreurs sur R et A_{inel} qui ont été mesurées et les lignes tiretées celles attendues pour les prises de données physiques.

avoir à émettre d'hypothèses sur les événements inélastiques, et de tester la cohérence de leurs résultats ainsi obtenus.

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons décrit le principe et la mise en œuvre du dispositif de l'expérience G^0 qui a lieu au Jefferson Laboratory. Celle-ci se propose de mesurer la contribution des quarks étranges aux distributions de charge et de magnétisation du nucléon. La mer de gluons et de quarks, créée par l'interaction entre les quarks de valence, participe pleinement aux propriétés statiques du nucléon. Ce dernier ne possédant pas d'étrangeté intrinsèque, les quarks s sont caractéristiques de la mer. De plus, les quarks c, b et t étant plus lourds, leur contribution est en première approximation négligeable vis à vis de celle des quarks u, d et s. Ainsi l'étude des quarks étranges permet de mieux comprendre le rôle tenu par la mer de quarks dans la structure du nucléon. Les résultats obtenus en diffusion profondément inélastiques suggèrent une contribution des quarks étranges à l'impulsion et au spin de l'ordre de quelques pour cent. Cependant, ceux-ci reposent sur des approximations qui peuvent être discutées telles que l'extrapolation des distributions en impulsion pour les valeurs de x proches de zéro, ou bien une contribution nulle des gluons.

Les expériences de violation de parité (SAMPLE, HAPPEX, PV-A4 et G^0) s'attachent à extraire la contribution des quarks étranges aux distributions spatiales de charge et de magnétisation, G_E^s et G_M^s respectivement, qui sont méconnues. La technique expérimentale utilisée repose sur la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible non polarisée d'hydrogène, de deutérium ou d'hélium. Cette asymétrie, étant proportionnelle au terme d'interférence entre les courants électromagnétique et faible, autorise la détermination des facteurs de forme faible, qui, combinés avec les facteurs de forme électromagnétique, donne accès aux contributions des quarks u, d et s aux distributions de charge et de magnétisation dans le nucléon.

Les résultats obtenus par les expériences HAPPEX et SAMPLE suggèrent des contributions faibles des quarks étranges. Cependant HAPPEX n'a pas permis de séparer les contributions G_E^s et G_M^s tandis que les erreurs obtenues à partir des données de SAMPLE à 0,1 $(GeV/c)^2$ sur G_M^s restent importantes. L'expérience G^0 sera la première expérience à extraire individuellement les contributions G_E^s et G_M^s ainsi que le facteur de forme axial pour trois valeurs de moment transféré ($Q^2 = 0,3$, $0,5$ et $0,8$ $(GeV/c)^2$). Ces résultats devraient permettre de contraindre les modèles théoriques et de mieux connaître la dynamique des quarks à l'intérieur du nucléon. D'autres mesures (HAPPEX II, PV-A4) devraient permettre de contraindre les contributions des quarks étranges pour des valeurs plus petites de moment transféré ($Q^2 = 0,1$ et $0,225$ $(GeV/c)^2$).

Les expériences de violation de parité mesurent des asymétries de quelques 10^{-6} avec une précision absolue de l'ordre de 10^{-7} ce qui nécessite une forte luminosité, une pola-

risation élevée des électrons et des détecteurs à large acceptance mais surtout le contrôle de toute source de fausse asymétrie (charge, position, etc.). Elles imposent de mettre en œuvre des systèmes de contrôle accru du faisceau et des dispositifs expérimentaux dédiés comme dans le cas de l'expérience G^0.

De septembre 2002 à janvier 2003, l'expérience G^0 a fait l'objet des premiers tests auxquels j'ai activement participé. Au cours de cette période, l'ensemble du dispositif nécessaire à l'expérience a été testé, de la source d'électrons à l'électronique d'acquisition pour étudier en particulier de possibles asymétries d'origine instrumentale. Les paramètres relatifs au faisceau tels que l'intensité, la position, l'énergie et la polarisation ont été mesurés ce qui a permis de vérifier que leur dépendance vis-à-vis de l'état d'hélicité répond au cahier des charges fixé pour l'expérience. Les systèmes d'asservissement en intensité et en position ont également été testés et ont révélé une instabilité sur la correction de la position du faisceau. Ce dernier système n'a alors pas été utilisé et sera testé lors des prochaines prises de données. Le bon fonctionnement de l'aimant supraconducteur de G^0 a permis de travailler avec le champ magnétique nominal dans des conditions optimum. Enfin les détecteurs et l'électronique ont été testés et réglés (haute-tension des photomultiplicateurs, réglage des seuils, etc.). L'étude de leur comportement en présence du faisceau a validé leur fonctionnement.

Les premières mesures ont révélés plusieurs effets inattendus. Tout d'abord, un bruit de fond en provenance de la ligne de faisceau rendait les mesures avec une intensité nominale impossible. Un blindage a alors été mis en place permettant de réduire ce bruit de fond à un niveau acceptable pour les conditions d'expérience nominales. Une étude du bruit de fond physique (comparaison entre l'expérience et la simulation) a permis de montrer qu'une partie du bruit de fond provient des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible.

Une part importante de mon travail a porté sur l'évaluation des pertes de comptage dues au temps mort de l'électronique. J'ai mis au point une méthode de correction des effets du temps mort qui est utilisée pour l'analyse des données. Elle permet de corriger environ 80% des pertes de taux de comptage. Le fait que les pertes résiduelles obtenues sont identiques pour l'ensemble des détecteurs suggère une variation locale de la densité de l'hydrogène en fonction de l'intensité dont l'amplitude est cohérente avec celle mesurée pour les autres cibles cryogéniques du TJNAF. L'utilisation de détecteurs de luminosité prévue pour la prochaine prise de données confirmera ou non cette hypothèse. J'ai également travaillé sur la mesure du quadri-moment transféré, qui doit être réalisée avec une précision de l'ordre de 1%. J'ai défini une méthode reposant sur la comparaison entre les spectres de temps de vol simulés et mesurés. Celle-ci a permis d'atteindre cette précision de 1%. Néanmoins, elle a montré que des améliorations étaient possibles avec une meilleure connaissance de la réponse de l'électronique ("walk" des discriminateur) ainsi qu'une amélioration de la simulation.

Enfin les résultats sur les asymétries physiques ont montré une bonne cohérence à la fois entre les électroniques nord-américaine et française mais également entre les données acquises avec $I_{SMS} = 4500\ A$ et $5000\ A$. Les mesures d'asymétries ont montré qu'une contribution importante à l'erreur systématique provient des processus inélastiques et en particulier ceux générés dans les fenêtres de la cible. Cette contribution introduit un facteur de dilution de l'asymétrie de violation de parité ainsi qu'une fausse asymétrie qui

ont été estimés. L'extraction des asymétries lors des futures prises de données physiques impose une contrainte plus forte sur ces deux paramètres. Pour la prochaine période de tests qui aura lieu de décembre 2003 à février 2004, l'épaisseur de la fenêtre de sortie est réduite d'un facteur quatre, diminuant la contribution des événements inélastiques aux spectres de temps de vol de moitié. De plus un dispositif supplémentaire a été mis en place pour augmenter et isoler la contribution des événements générés dans la fenêtre de sortie ce qui permettra de mesurer l'asymétrie associée avec précision plus rapidement et d'extraire le facteur de dilution.

En conclusion, La première période d'ingénierie a montré la faisabilité de l'expérience G^0 et la collaboration a proposé et mis en place des solutions aux problèmes rencontrés (principalement le bruit de fond) qui seront testés lors de la prochaine période de prises de données précédant les mesures physiques.

Au cours de ma thèse, j'ai participé à l'effort de simulation, à la construction et aux tests des détecteurs et de l'électronique associée, au démarrage de l'expérience et à l'analyse des données. Mon travail sur les corrections des pertes par temps mort et la détermination du moment transféré m'a permis d'interagir avec la collaboration internationale de l'expérience et d'aborder l'ensemble des aspects que recouvrent une expérience de violation de parité (étude du faisceau, des détecteur et de l'analyse des asymétries).

Annexe A

Correction de la non linéarité différentielle

Dans l'électronique française, le temps de vol des particules est codée par un TDC (Time to Digit Converter). La gamme en temps de vol de 32 ns est découpée en 128 canaux d'une largeur idéale de 250 ps. Pour les TDCs utilisés dans les cartes DMCH-16X, ces largeurs peuvent varier en fonction de la température indépendemment d'un canal à l'autre avec une dynamique d'environ 100 ps. Ces variations de largeur peuvent être induites par la température du composant. Cependant la gamme totale de mesure du TDC est fixée à 32 ns par un asservissement extérieur. Cette "non linéarité différentielle" (DNL) doit être mesurée afin de déterminer précisément la position en temps de vol des pics associés aux différentes particules détectées (π, protons). Dans la suite nous présentons une méthode de correction de la DNL puis les résultats obtenus.

A.1 Mesure de la non linéarité différentielle

Le principe de la mesure de la non linéarité différentielle (notée DNL) repose sur l'utilisation d'un signal dont le spectre est constant. Ainsi, pour un spectre correspondant à une gamme totale T découpée en n canaux, le contenu de chaque canal est directement proportionnel à sa largeur :

$$N_{canal} = \frac{\Delta_{canal}}{T} N_{total} = \frac{\Delta_{canal}}{T} \sum_{i=1}^{n} N_i \tag{A.1}$$

avec N_{canal} le contenu d'un canal, Δ_{canal} sa largeur et N_{total} le nombre total d'événements mesurés. Dans le cas des spectres de temps de vol associé à l'électronique française, T vaut 32 ns et n est égal à 128. Le spectre constant est obtenu en utilisant des signaux générés soit par une source électronique de bruit blanc, soit par une source radioactive couplée à un ensemble scintillateur et photomultiplicateur. La figure A.1 montre un exemple de spectre obtenu par cette méthode. Le temps d'acquisition est suffisamment grand pour que l'erreur statistique soit négligeable par rapport à l'effet de la DNL.

La largeur associée à chaque canal peut être alors connue grâce à la formule A.1. Les largeurs obtenues possèdent des écarts à la valeur nominale de 250 ps (32/128 ns) jusqu'à

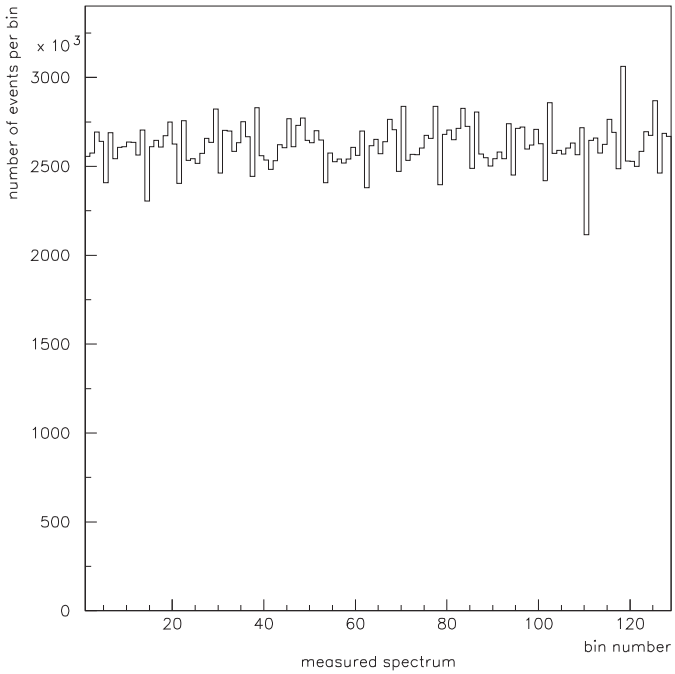


FIG. A.1 – Spectre en temps de signaux distribués aléatoirement et uniformément avec l'effet de la non-linéarité différentielle (DNL).

20 ns. Cependant la DNL varie en fonction notamment de la température du TDC et l'écart peut atteindre dans certains cas une centaine de picosecondes. La mesure de la DNL doit être effectuée fréquemment et la mesure de la position des pics de temps de vol effectuée sur un spectre corrigé de l'effet de la DNL.

A.2 Correction de la non linéarité différentielle

Le but de la correction de la DNL est d'obtenir à partir d'un spectre dont les largeurs des canaux sont différentes un spectre dont les canaux ont tous la même largeur.

A.2.1 Principe

La première idée pour corriger la DNL est d'appliquer à chaque canal un facteur d'échelle :

$$N_{canal}^{cor} = \frac{\Delta_0}{\Delta_{canal}} N_{canal} \tag{A.2}$$

avec $\Delta_0 = T/n$ la largeur moyenne d'un canal. Cependant cette méthode ne permet pas de conserver dans le cas général le nombre total d'événements :

$$\sum_{canal=1}^{n} N_{canal}^{cor} = \Delta_0 \sum_{canal=1}^{n} \frac{N_{canal}}{\Delta_{canal}} \neq \sum_{canal=1}^{n} N_{canal} \tag{A.3}$$

Comme les expériences de violation de parité calculent une asymétrie de taux de comptage, cette méthode ne peut être employée.

La méthode alors développée pour corriger l'effet de la DNL conserve le nombre d'événements dans les spectres. Le principe consiste à transférer entre canaux voisins un certain nombre d'événements ; ce nombre dépend de l'écart de la largeur des canaux par rapport à Δ_0.

Le but de la correction est d'estimer à partir du spectre mesuré celui qui aurait été obtenu si tous les canaux possédaient la même largeur. La distribution des événements à l'intérieur d'un canal est considérée comme constante. Cette approximation n'est pas rigoureusement valable car les spectres présentent des pics. Cependant nous verrons qu'elle donne des résultats satisfaisants sur la mesure du temps de vol moyen d'un pic.

La procédure qui a été mise en place corrige le spectre dans l'ordre successif des canaux. Deux cas de figures sont à considérer suivant la valeur de Δ_{canal} par rapport à Δ_0 :

- $\Delta_{canal} < \Delta_0$: On ajoute à ce canal un nombre d'événements égal à la proportion d'événements contenus dans le canal suivant correspondant à l'intervalle $|\Delta_{canal} - \Delta_0|$. Ce nombre d'événements transférés est une estimation de ceux qui aurait dû être codés dans ce canal si sa largeur avait été égale à Δ_0. Après ce transfert, la largeur du canal est alors considérée comme égale à Δ_0 et on retranche $|\Delta_{canal} - \Delta_0|$ à la largeur du canal suivant :

$$\begin{aligned} N^{cor}_{canal} &= N_{canal} + |\Delta_{canal} - \Delta_0| \frac{N_{canal+1}}{\Delta_{canal+1}} & \Delta^{cor}_{canal} &= \Delta_0 \\ N_{canal+1} &= N_{canal+1} - |\Delta_{canal} - \Delta_0| \frac{N_{canal+1}}{\Delta_{canal+1}} & \Delta_{canal+1} &= \Delta_{canal+1} - |\Delta_{canal} - \Delta_0| \end{aligned} \tag{A.4}$$

- $\Delta_{canal} > \Delta_0$: il s'agit du cas symétrique au précédent. On retranche à ce canal un nombre d'événements égal à la proportion d'événements correspondant à l'intervalle $|\Delta_{canal} - \Delta_0|$ qui est ajoutée au canal suivant. La largeur du canal est alors considérée comme égale à Δ_0 et on ajoute $|\Delta_{canal} - \Delta_0|$ à la largeur du canal suivant :

$$\begin{aligned} N^{cor}_{canal} &= N_{canal} - |\Delta_{canal} - \Delta_0| \frac{N_{canal}}{\Delta_{canal}} & \Delta^{cor}_{canal} &= \Delta_0 \\ N_{canal+1} &= N_{canal+1} + |\Delta_{canal} - \Delta_0| \frac{N_{canal}}{\Delta_{canal}} & \Delta_{canal+1} &= \Delta_{canal+1} + |\Delta_{canal} - \Delta_0| \end{aligned} \tag{A.5}$$

La figure A.2 donne une présentation à titre pédagogique de cette procédure pour un spectre de quatre canaux.

A.2.2 Résultats

La procédure qui vient d'être exposée a été appliquée aux spectres mesurés. La largeur des canaux avait été mesurée au préalable. La comparaison d'un spectre avant et après correction est présentée par la figure A.3. Une bonne correction de la DNL est caractérisée visuellement par un spectre lisse.

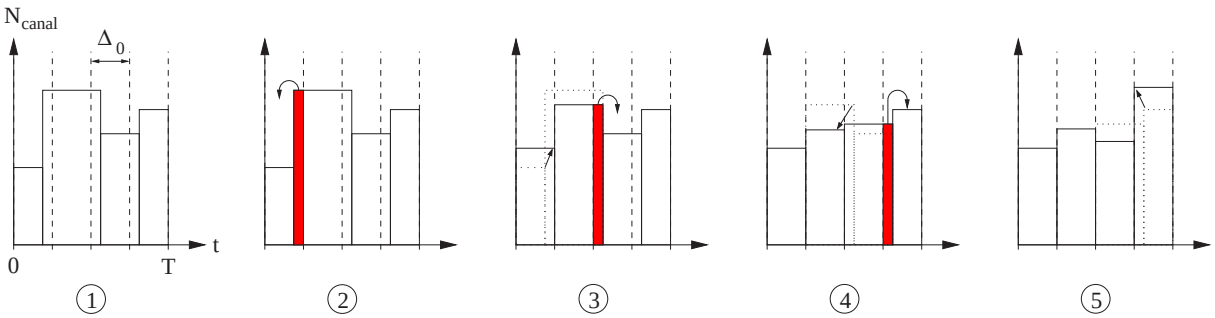


FIG. A.2 – Exemple de correction de la DNL pour un spectre de quatre canaux.

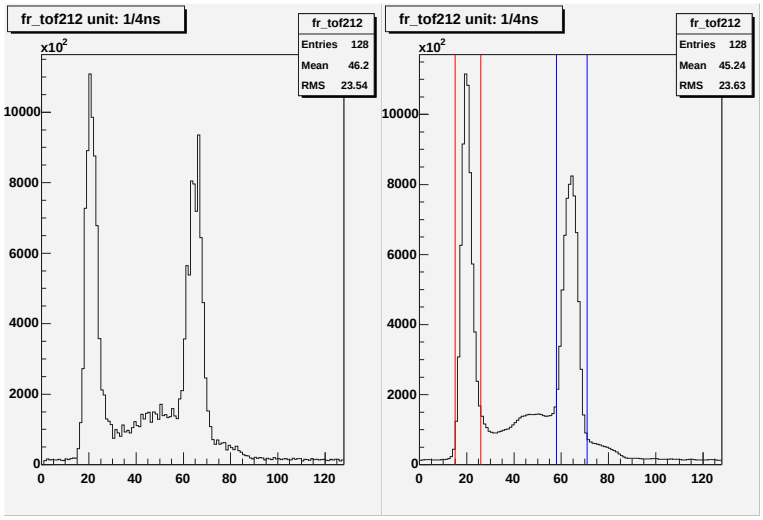


FIG. A.3 – Comparaison pour le même détecteur entre un spectre non corrigé de la non-linéarité différentielle (figure de gauche) et corrigé (figure de droite).

La correction de la DNL a été motivée pour minimiser l'erreur relative à cet effet sur la mesure du temps de vol moyen des protons et des pions pour la détermination de la valeur de Q^2 (voir chapitre 6). Une simulation a été réalisée afin d'estimer l'erreur finale après avoir corrigé de l'effet de la DNL. Dans ce but le temps de vol des événements est généré aléatoirement suivant une distribution gaussienne d'une largeur de trois canaux (σ =750 ps) représentant une distribution typique associé aux pions et aux protons. Ces événements sont enregistrés dans trois spectres différents. Le premier de ces spectres, servant de référence, possède des canaux de largeur identique (250 ps). Les largeurs des canaux du deuxième spectre correspondent à celles mesurées sur un TDC pendant l'expérience. Ce spectre présente alors une DNL réaliste. Le dernier spectre correspond au deuxième spectre corrigé de la DNL en utilisant l'algorithme qui a été décrit. Pour chaque spectre, la position moyenne du pic est calculée. Pour estimer l'erreur sur la position moyenne d'un pic, cette procédure a été effectuée en variant la position du pic sur toute la gamme de temps de vol.

Lorsque la DNL n'est pas corrigée, l'erreur sur la position en temps d'un seul pic peut atteindre 100 ps ce qui n'est pas acceptable pour la détermination de la valeur de Q^2 (elle nécessite 100 ps de précision sur la différence en temps de deux pics). La figure

A.4 montre la distribution de l'erreur sur la position en temps du pic associé au spectre après correction de la DNL. D'après cette figure, l'incertitude sur la position d'un pic est alors de 1,4 ps.

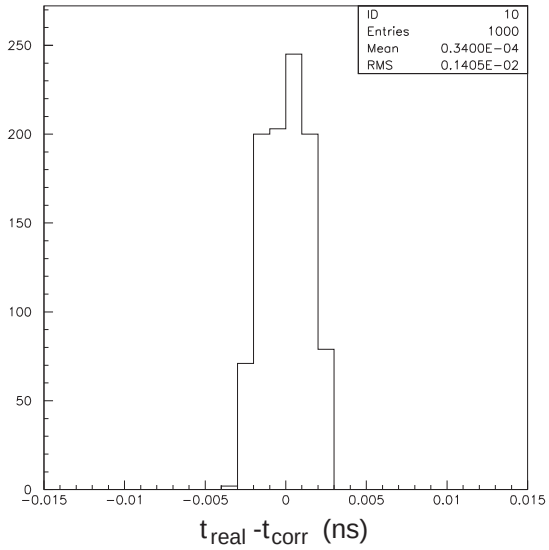


FIG. A.4 – Distribution de l'écart entre la position réelle en temps (t_{real}) d'un pic et la position du pic après correction de la DNL (t_{corr}).

A.3 Conclusion

Nous avons montré la nécessité de corriger la non-linéarité différentielle pour la mesure de la position en temps des pics associés aux pions et aux protons. La méthode qui a été développée permet de conserver le nombre total d'événements. L'erreur sur la position des pics intrinsèque à la méthode est d'environ 2 ps. Cependant il faut tenir compte des dérive en temps de la température et donc de la DNL entre la calibration et la mesure. L'erreur reste cependant inférieure à 10 ps. Ainsi la contribution à l'erreur totale (50 ps) sur la mesure de la différence de temps de vol entre les pions et les protons élastiques reste faible.

Remarque :

La non-linéarité différentielle existe également pour l'électronique nord-américaine mais l'approche de la méthode de correction est différente. Elle consiste à attribuer à chaque canal du spectre une largeur égale à la valeur mesurée à l'aide d'un spectre constant [162].

Annexe B

Intéractions électro-faible et forte

L'objectif de cette annexe est d'introduire les modèles des deux interactions prises en compte dans le cadre de cette thèse : les interactions électro-faible et forte. La première partie est consacrée au modèle électro-faible et s'attache à présenter les interactions électromagnétique et faible ainsi que leur unification. Nous verrons pourquoi les facteurs de forme électromagnétique et faible peuvent s'exprimer en fonction des mêmes contributions de quarks. Nous montrons également les raisons physiques de la violation de parité de l'interaction faible et le formalisme associé. Le deuxième paragraphe de cette annexe s'attache à présenter la théorie de jauge renormalisable décrivant l'interaction forte : la chromodynamique quantique. Les explications des propriétés de liberté asymptotique et du confinement des quarks seront abordées.

B.1 Modèle électro-faible

B.1.1 L'électrodynamique quantique

L'interaction électromagnétique est responsable d'un ensemble de phénomènes physiques (optique, liaison des électrons au noyau atomique, rayonnement de corps noir, etc.). Cette interaction est décrite avec succès par l'électrodynamique quantique (QED) [48]. Cette théorie décrit l'interaction électromagnétique entre particules chargées électriquement (quarks et leptons au niveau élémentaire) par l'échange de photons. L'intensité de cette interaction est donnée par la constante de structure fine $\alpha = e^2/(4\pi\hbar c) \approx 1/137$ [17].

La théorie QED est une théorie de jauge renormalisable qui repose sur un développement perturbatif de la diffusion de particules, où les seules grandeurs mesurables sont celles associées aux particules initiales et finales. Aucune information ne peut être obtenue sur le déroulement de la diffusion, les particules pouvant échanger un ou plusieurs photons. Cependant, chaque échange de photon multiplie l'amplitude de diffusion (T_{if} de la formule 1.4) par la constante de structure fine, très petite devant 1. L'approximation de Born correspond à l'échange d'un seul photon, processus qui domine l'amplitude de diffusion.

De plus, QED est une théorie relativiste ce qui signifie que, lors de l'interaction, les photons peuvent fluctuer en paires particule-antiparticule virtuelles (figure B.1.a)). Au-

cune contrainte cinématique n'existe sur les photons et les paires particule-antiparticule. Dans le cas de l'échange de plusieurs photons, la somme totale des impulsions doit être néanmoins égale à l'impulsion transférée, q. Cette liberté introduit des divergences non physiques d'une part infra-rouges, quand l'impulsion des photons tend vers 0, et d'autre part ultra-violettes, quand l'impulsion d'une des particules virtuelles tend vers l'infini [2]. Les divergences infra-rouges sont éliminées en prenant en compte les amplitudes d'ordres supérieurs en α de telle sorte que ces divergences se compensent ; il s'agit des corrections radiatives [209]. Quant aux divergences ultra-violettes, la redéfinition de la constante de couplage permet de s'en affranchir. D'après la théorie, un électron est entouré d'un nuage de particules virtuelles (voir les figures B.1.b) et B.1.c)), avec les particules chargées positivement situées plus près de l'électron que celles chargées négativement, ce qui produit un effet d'écrantage de la charge de l'électron. La valeur de la charge apparente de l'électron ainsi que la constante de structure fine dépendent alors de la distance et de Q^2 ; la valeur $\alpha = 1/137$ correspond à la valeur asymptotique ($Q^2 \to 0$). Une théorie pour laquelle les divergences peuvent être éliminées par la redéfinition des constantes physiques, comme QED, est dite *renormalisable*.

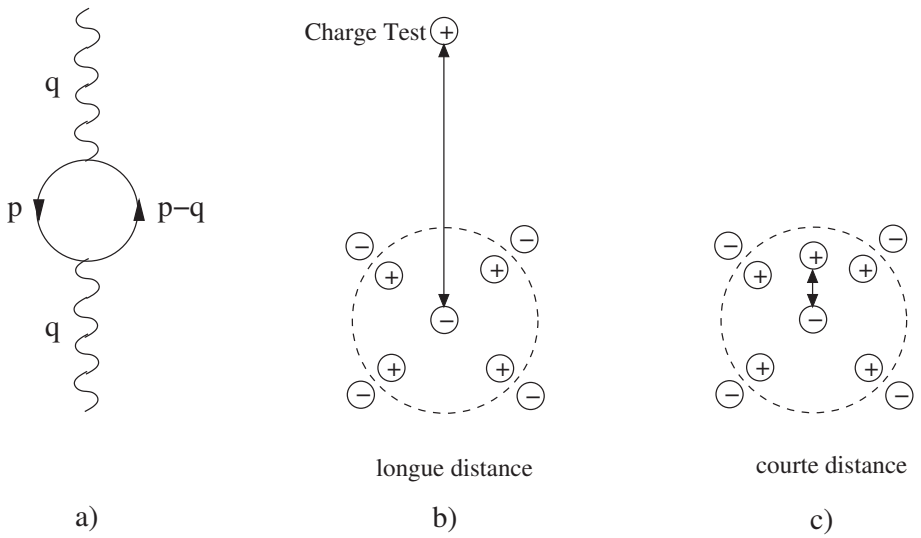


Fig. B.1 – Figure a) : fluctuation d'un photon en une paire particule-antiparticule. Figures b) et c) : Variation avec la distance de la charge effective causée par les fluctuations du vide en paires particule-antiparticule virtuelles.

La théorie QED fait partie des théories de jauge. Le lagrangien d'une particule libre de masse m s'écrit de la manière suivante [18] :

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi \tag{B.1}$$

avec $\overline{\psi}$ et ψ les bispineurs associés à la particule et ∂_μ la dérivée covariante. Le premier terme de B.1 correspond à l'énergie cinétique de la particule et le deuxième terme à l'énergie de masse. Comme l'expression du lagrangien est bilinéaire en ψ, la valeur de $\mathcal{L}$ est invariante lors d'une transformation de phase globale des bispineurs :

$$\psi \to e^{i\alpha}\psi \qquad \overline{\psi} \to e^{-i\alpha}\overline{\psi} \qquad \partial_\mu\psi \to e^{i\alpha}\partial_\mu\psi \tag{B.2}$$

On parle alors d'invariance de jauge globale. Cette invariance implique que la phase α ne peut pas être mesurée et n'a par conséquent aucune signification physique. Ainsi cette phase peut être choisie arbitrairement.

Cette invariance peut être généralisée en imposant que la phase puisse être définie localement dans l'espace-temps, $\alpha \rightarrow \alpha(x)$. Cependant la dérivée covariante n'est plus invariante :

$$\partial_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \partial_\mu \psi + i e^{i\alpha(x)} \psi \partial_\mu \alpha(x) \tag{B.3}$$

L'invariance peut être restaurée en introduisant un champ vectoriel de jauge, A_μ, qui se transforme de la manière suivante :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + i \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x) \tag{B.4}$$

et en définissant une dérivée covariante :

$$D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu \tag{B.5}$$

la constante e est une constante de normalisation pour l'instant arbitraire. Le lagrangien de la particule devient alors invariant par transformation locale de phase et s'écrit :

$$\mathcal{L}' = i\overline{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\overline{\psi}\psi = i\overline{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\overline{\psi}\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu \psi A_\mu \tag{B.6}$$

Dans le dernier terme de ce lagrangien, nous reconnaissons l'expression du courant électromagnétique d'une particule de charge e, $\mathcal{J}^e_\mu$, déjà rencontrée dans l'équation 1.5. Ce terme représente alors l'interaction d'une particule de charge e avec le champ de jauge. Pour que le lagrangien soit complet, il faut inclure un terme représentant l'énergie cinétique du champ de jauge. Le seul terme invariant de jauge qui puisse être construit uniquement à partir de A_μ est le tenseur anti-symétrique suivant :

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \tag{B.7}$$

Le lagrangien total du système particule-champ de jauge s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\overline{\psi}\psi + \mathcal{J}^{e\ \mu} A_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \tag{B.8}$$

Nous venons de voir que l'invariance locale de phase globale impose l'existence d'un champ de jauge, A_μ. Ce champ ne possède pas de masse ($m_A = 0$) car il n'existe pas dans l'expression de l'équation B.8 de terme $m_A A_\mu A^\mu$. De plus, l'interaction du champ avec la particule est décrite par le terme $\mathcal{J}^{e\ \mu} A_\mu$. Ainsi le champ de jauge est identifiable au champ électromagnétique et la constante e à la charge de la particule. L'interaction entre le champ de jauge et une particule chargée est représentée par la diagramme de Feynman de la figure B.2. Le tenseur $F_{\mu\nu}$ est assimilable au tenseur électromagnétique de QED [48].

La théorie QED est donc une théorie de jauge dans le sens où elle émerge d'une invariance par transformation locale de la phase des bispineurs. Cette transformation fait partie du groupe de symétrie $U(1)$. Le cas de QED donne un exemple de la manière dont est construite une théorie de jauge. Nous verrons que la chromodynamique quantique est également une théorie de jauge fondée sur la symétrie de l'interaction forte avec la "couleur" portée par les quarks et dont les champs de jauge associés correspondent aux gluons.

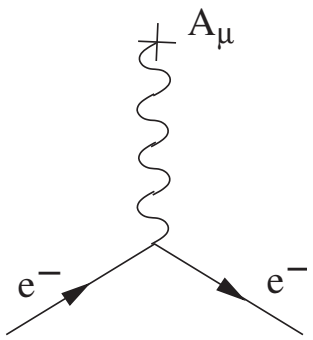


Fig. B.2 – Diagramme de Feynman de l'interaction entre une particule chargée et le champ de jauge, A_μ, par l'échange d'un photon.

B.1.2 Interaction faible

L'existence de l'interaction faible, dont la constante de couplage est nettement plus petite que celle de l'interaction électromagnétique, peut être mise en évidence par la différence entre les temps de vie des pions chargés et neutres. En effet, le temps de vie d'une particule est inversement proportionnel à la constante de couplage de l'interaction responsable de sa désintégration. Par exemple, le temps de vie des pions chargés ($\pi^\pm$) est plus important que celui du pion neutre (π^0). Le mode de désintégration du π^0 est purement électromagnétique ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) avec un temps de vie de $8,4.10^{-17}$ s alors que les pions chargées se désintègrent suivant les modes $\pi^+ \to \mu^+\nu_\mu$ et $\pi^- \to \mu^-\overline{\nu}_\mu$ avec un temps de vie de $2,6.10^{-8}$ s [17] signant ainsi l'existence d'une nouvelle interaction.

Cette interaction dite faible est également responsable de la désintégration β des noyaux et de celle du neutron libre ($n \to pe^-\overline{\nu}_e$). En 1934, Fermi propose d'exprimer l'amplitude de la réaction de désintégration β sur le modèle électromagnétique [210] :

$$\mathcal{M}_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\overline{u}_p \gamma^\mu u_n\right] \left[\overline{u}_e \gamma_\mu u_\nu\right] \tag{B.9}$$

La constante de Fermi, $G_F/(\hbar c)^3 = 1,166.10^{-5} GeV^{-2}$, représente la constante de couplage. Une propriété fondamentale de l'interaction faible est de violer la parité qui a été définie au début du chapitre 2. Ceci a été verifié par l'expérience de Wu [71] d'après les travaux de Lee et Yang [72]. Nous allons montrer comment cette propriété modifie l'expression de la formule B.9.

La violation de la parité par l'interaction faible a été mise en évidence par l'étude des neutrinos. Ces particules, ne possédant pas de charge électrique ou de couleur, ne sont sensibles qu'à l'interaction faible. Le neutrino constitue alors un objet privilégié pour l'étude de cette interaction. Expérimentalement le spin du neutrino est toujours anti-parallèle à son impulsion [73] et celui de l'anti-neutrino parallèle à son impulsion. L'hélicité, h, d'une particule caractérise la projection de son spin, $\overrightarrow{S}$, sur la direction définie par son impulsion, $\overrightarrow{p}$:

$$h = \frac{\overrightarrow{S} \cdot \overrightarrow{p}}{|p|} \tag{B.10}$$

Le spin et l'impulsion ayant des parités opposées ($\mathcal{P}\left(\overrightarrow{S}\right) = \overrightarrow{S}$ et $\mathcal{P}\left(\overrightarrow{p}\right) = -\overrightarrow{p}$), l'hélicité change de signe par opération de parité ($\mathcal{P}\left(h\right) = -h$). Les (anti-)neutrinos possèdent

donc toujours une hélicité négative (positive) : $h_\nu = -1/2$ et $h_{\overline{\nu}} = +1/2$. La masse de ces particules est généralement négligeable par rapport à leur énergie[a] ce qui permet alors d'identifier l'hélicité à la chiralité [18]. Tout bispineur, u, associé à une particule quelconque peut se décomposer par la somme de deux bispineurs de chiralités différentes (chiralité gauche, L, et chiralité droite, R) :

$$u = u_L + u_R = (P_L + P_R)u \tag{B.11}$$

avec P_L et P_R les opérateurs de projection de chiralité :

$$P_L = \frac{1}{2}\left(1 - \gamma^5\right) \qquad P_R = \frac{1}{2}\left(1 + \gamma^5\right) \tag{B.12}$$

Pour une particule ultra-relativiste telle que le neutrino, une hélicité négative correspond à une chiralité gauche (L) et une hélicité positive à une chiralité droite (R). L'opération de parité transforme alors les particules ultra-relativistes d'hélicité positive ou de chiralité droite en particules d'hélicité négative ou de chiralité gauche.

L'expression de l'amplitude de diffusion $\mathcal{M}_\beta$ peut alors s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{M}_\beta = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\left[\overline{u}_p\gamma^\mu\left(1 - \gamma^5\right)u_n\right]\left[\overline{u}_e\gamma_\mu\left(1 - \gamma^5\right)u_\nu\right] \tag{B.13}$$

L'interaction faible est alors modélisée par une théorie dite $V - A$. En effet, le courant associé aux particules est la différence d'un couplage vectoriel, γ^μ, dont la parité est négative et d'un couplage axial, $\gamma^\mu\gamma^5$, de parité positive. Le fait que le couplage $V - A$ ne possède pas une parité définie traduit la violation de la parité par l'interaction faible. La justification du signe "-" vient du fait que l'interaction faible ne se couple qu'aux particules de chiralité gauche ($P_L = (1 - \gamma^5)/2$).

L'interaction électromagnétique est décrite par l'échange de photons virtuels entre particules ce qui se traduit par un propagateur de la forme $g^{\mu\nu}/q^2$ dans l'expression de l'amplitude de diffusion. L'interaction faible peut également être modélisée par l'échange d'un boson vecteur mais celui-ci doit être massif pour reproduire le comportement à basse énergie décrit par l'expression B.13. Le propagateur associé à ce boson noté W s'écrit :

$$\frac{g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu/M_W^2}{q^2 - M_W^2} \rightarrow \frac{g^{\mu\nu}}{M_W^2} \tag{B.14}$$

La constante de couplage associée au boson W vaut $g/\sqrt{2}$ ce qui implique la relation suivante reliant la constante de couplage faible et la constante empirique de Fermi :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \tag{B.15}$$

Les réactions nucléaires de désintégration β^- ($n \rightarrow pe^-\overline{\nu}_e$) et β^+ ($p \rightarrow ne^+\nu_e$) impliquent que le boson W possède deux états chargés : W^+ et W^-. Dans le cas de l'interaction faible, on parle alors de courant chargé.

[a] Les collaborations SNO [74] et KamLAND [75] ont montré récemment que la masse des neutrinos est faible mais non nulle ($m_\nu < 10\ eV$)

L'interaction faible couple uniquement les particules de chiralité gauche par l'intermédiaire des bosons $W^{\pm}$ qui modifient leur état de charge. Les fermions peuvent alors être classés en doublets de chiralité gauche et en singlets de chiralité droite :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

$$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R \quad u_R \quad d'_R \quad c_R \quad s'_R \quad t_R \quad b'_R$$

Les indices L et R correspondent à la chiralité. Les quarks "primés" représentent les états propres de l'interaction faible et non les états propres de masse usuels (d, s et b). La matrice de passage entre états propres de masse et d'interaction est la matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Un tel classement des fermions en doublets et en singlets suggère l'existence d'une symétrie de type SU(2) qui est appelée symétrie d'isospin faible ($SU(2)_L$[b]). Les doublets possèdent un isospin faible égal à 1/2 dont la troisième composante de l'isospin T_3 est donnée par le tableau B.1. Les singlets possèdent un isospin faible nul. L'observation de réactions par courant chargé :

$$\mu^-(T_3 = -1/2) \rightarrow \nu_\mu(T_3 = +1/2)\ W^- \qquad \mu^+(T_3 = +1/2) \rightarrow \overline{\nu}_\mu(T_3 = -1/2)W^+ \quad \text{(B.16)}$$

montre que les bosons W^- et W^+ possèdent une valeur de T_3 égale à -1 et $+1$ respectivement. Les bosons $W^{\pm}$ doivent former avec un autre boson neutre un triplet d'isospin. Ce troisième boson doit alors induire un courant faible neutre qui a été observé par le détecteur Gargamelle en 1973 dans la diffusion $\nu_\mu - e$ [76].

L'interaction faible repose sur la symétrie d'isospin $SU(2)_L$. Contrairement à l'interaction électromagnétique, il est impossible de construire une théorie de jauge renormalisable. Premièrement, toute théorie de jauge est décrite par l'échange de bosons de masse nulle, ce qui n'est pas le cas des bosons $W^{\pm}$ et Z. De plus leur masse rend la théorie non-renormalisable [2].

	Fermions			Q	T_3	Y
leptons	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}$	0	$1/2$	-1
				-1	$-1/2$	-1
	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-2
quarks	$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	$2/3$	$1/2$	$1/3$
				$-1/3$	$-1/2$	$1/3$
	u_R	c_R	t_R	$2/3$	0	$4/3$
	s'_R	d'_R	b'_R	$-1/3$	0	$-2/3$

TAB. B.1 – Valeurs de la charge électrique, de la troisième composante de l'isospin faible T_3 et de l'hypercharge Y pour tous les fermions élémentaires.

[b] L'indice L souligne le fait que seules les particules de chiralité gauche sont sensibles à l'interaction faible.

B.1.3 Unification électro-faible

Avant la découverte de la violation de parité, les interactions faible et électromagnétique possèdaient une nature vectorielle. En 1957, Schwinger a suggéré l'idée d'unifier ces deux interactions [77]. L'année suivante, Glashow proposa qu'une telle théorie unifiée devait posséder une symétrie de jauge $SU(2) \times U(1)$. Or la masse des bosons de l'interaction faible devait être introduite à la main ce qui rendait la théorie non renormalisable. Weinberg [78], en 1967, et Salam, l'année suivante, proposèrent indépendament une théorie renormalisable pour laquelle la masse des bosons vecteurs est générée par le mécanisme de Higgs de brisure spontanée de symétrie. Finalement t'Hooft montra en 1971 que toute théorie de jauge avec ou sans brisure spontanée de symétrie est renormalisable [79]. La théorie unifiée de l'interaction électro-faible, dite de Glashow-Weinberg-Salam, constitue avec la théorie de l'interaction forte le modèle standard de la physique des particules.

L'idée de la théorie électro-faible consiste à dire qu'elle doit inclure la symétrie d'isospin faible ($SU(2)_L$) et la symétrie de charge ($U(1)_{em}$) donc possèder au minimum une symétrie de la forme $SU(2) \times U(1)$. Comme le montre le tableau B.1, la charge électrique, Q, n'est pas conservée par la symétrie d'isospin au niveau des doublets. Un nouveau nombre quantique invariant d'isospin et dépendant de Q et de T_3 doit alors être introduit pour sauvegarder le modèle. Ce nombre a été appelé hypercharge et sa définition est :

$$Y = 2(Q - T_3) \tag{B.17}$$

Le tableau B.1 montre que Y est bien un invariant d'isospin. Le facteur 2 dans sa définition est une simple convention. La définition de l'hypercharge implique que le courant électromagnétique, $\mathcal{J}^{\mu}_{em}$, peut s'écrire en fonction des courants d'isospin, $\mathcal{J}^{\mu}_{T_3}$, et d'hypercharge, $\mathcal{J}^{\mu}_{Y}$:

$$e\mathcal{J}^{\mu}_{em} = e\left(\mathcal{J}^{\mu}_{T_3} + \frac{1}{2}\mathcal{J}^{\mu}_{Y}\right) \tag{B.18}$$

La théorie électro-faible possède alors une symétrie ($SU(2)_L \times U(1)_Y$) qui génère quatre champs de jauge, trois pour la symétrie $SU(2)_L$ (W^1_μ, W^2_μ et W^3_μ) et un pour la symétrie d'hypercharge $U(1)_Y$ (B^0_μ). Les champs W^i_μ se couplent aux particules avec une intensité g alors que le champ B^0_μ se couple avec une intensité g'. A priori, aucune raison n'impose que $g = g'$. Les champs W^1_μ et W^2_μ sont reliés aux bosons $W^\pm$ par la relation suivante [18] :

$$W^{\pm}_{\mu} = \frac{W^1_\mu \mp iW^2_\mu}{\sqrt{2}} \tag{B.19}$$

La constante de couplage g est alors identifiable à celle définie au paragraphe précédent[c]. Le champ A_μ associé au photon, boson de jauge de la symétrie $U(1)_{em}$, doit s'exprimer comme une combinaison linéaire des champs W^3_μ et B^0_μ. Pour compléter l'ensemble des champs observés, le champ associé au boson Z, Z_μ, est alors orthogonal au champ A_μ. Ces combinaisons linéaires font intervenir l'angle de mélange de Weinberg, θ_W, et s'écrivent [18] :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_W B^0_\mu + \sin\theta_W W^3_\mu \\ Z_\mu &= -\sin\theta_W B^0_\mu + \cos\theta_W W^3_\mu \end{aligned} \tag{B.20}$$

[c] La formule B.19 explique la raison de la présence du facteur $\sqrt{2}$ dans la définition de la constante de couplage associée aux bosons $W^\pm$.

A partir de ces relations, le courant électro-faible neutre peut s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} g\mathcal{J}^{\mu}_{T_3}W^3_{\mu} + g'\mathcal{J}^{\mu}_{Y}B^0_{\mu} = & \left(g\sin\theta_W\mathcal{J}^{\mu}_{T_3} + g'\tfrac{1}{2}\cos\theta_W\mathcal{J}^{\mu}_{Y}\right)A_{\mu} \\ & + \left(g\cos\theta_W\mathcal{J}^{\mu}_{T_3} - g'\tfrac{1}{2}\sin\theta_W\mathcal{J}^{\mu}_{Y}\right)Z_{\mu} \end{aligned} \tag{B.21}$$

Le terme situé devant A_μ peut alors être identifié au courant électromagnétique donné par la formule B.18. Ainsi les constantes de couplage électro-faible g et g' sont reliées à la constante de couplage électromagnétique par les relations suivantes :

$$e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W \tag{B.22}$$

Les formules B.18 et B.22 permettent alors d'écrire le courant faible neutre, $\mathcal{J}^{\mu}_{NC}$, situé devant le champ Z_μ dans la formule B.21 sous la forme :

$$\mathcal{J}^{\mu}_{NC} = \frac{g}{\cos\theta_W}\left(\mathcal{J}^{\mu}_{T_3} - \sin^2\theta_W\mathcal{J}^{\mu}_{em}\right) \tag{B.23}$$

Nous avons vu que l'interaction faible obéit à une théorie du type $V - A$. Nous allons maintenant écrire l'expression B.23 sous la forme d'une somme de couplages vectoriel et axial. Les courants électromagnétique et d'isospin neutre d'une particule de charge Q, d'isospin T_3, et décrite par un bispineur ψ, s'écrivent :

$$\mathcal{J}^{\mu}_{em} = \overline{\psi}\gamma^{\mu}Q\psi \qquad \mathcal{J}^{\mu}_{T_3} = \overline{\psi}\gamma^{\mu}\frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)T_3\psi \tag{B.24}$$

L'équation B.23 peut alors s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{J}^{\mu}_{NC} = \frac{g}{4\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma^{\mu}\left(c^f_V + c^f_A\gamma^5\right)\psi \tag{B.25}$$

avec $c^f_V = 2T_3 - 4Q\sin^2\theta_W$ et $c^f_A = -2T_3$ dont les valeurs sont données dans le tableau B.2. Les expressions des constantes de couplage vectoriel, c^f_V, et axial, c^f_A, correspondent à la convention utilisée par Musolf *et al* [33][d]. Le courant faible neutre $\mathcal{J}^{\mu}_{NC}$ n'est pas de la forme $V - A$ pure ($c^f_V \neq -c^f_A$) car le champ associé au Z n'est pas un champ de jauge d'isospin mais un champ composite. C'est pour cette raison que le boson Z et le photon se couplent aussi bien aux particules de chiralité gauche que droite et que les constantes de couplage c^f_V et c^f_A sont indépendantes de l'état de chiralité des particules.

Nous venons de décrire l'interaction électro-faible. Cependant les bosons de cette interaction ($W^{\pm}$ et Z) ne sont toujours pas massifs. Les bosons vecteurs de l'interaction faible peuvent acquérir une masse par le mécanisme de Higgs [211] de brisure spontanée de symétrie. L'idée est d'introduire un champ supplémentaire qui possède la symétrie de jauge mais qui, en-dessous d'une certaine échelle d'énergie, brise cette symétrie. Dans le cas de $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il suffit au minimum d'introduire quatre champs scalaires qui interagissent avec toutes les particules (bosons et fermions). Lorsque la symétrie est brisée, trois des champs scalaires sont "absorbés" par les bosons de jauge ce qui leur confère une

[d] On trouve aussi la convention suivante [18] : $c^f_V = T_3 - 2Q\sin^2\theta_W$, $c^f_A = T_3$ et $\mathcal{J}^{\mu}_{NC} = \frac{g}{\cos\theta_W}\overline{\psi}\gamma^{\mu}\frac{1}{2}\left(c^f_V + c^f_A\gamma^5\right)\psi$ ce qui ne change pas la valeur de $\mathcal{J}^{\mu}_{NC}$.

	Fermions			Q	T_3	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	$1/2$	1	-1
				-1	$-1/2$	$-1+4\sin^2\theta_W$	1
quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$2/3$	$1/2$	$1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W$	-1
				$-1/3$	$-1/2$	$-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$	1

TAB. B.2 – Valeurs de la charge électrique, de la troisième composante de l'isospin faible T_3 et des constantes de couplage vectoriel, c_V^f, et axial, c_A^f, pour tous les fermions [33].

masse (M_W et M_Z) [e]. Le quatrième champ, dit de Higgs, ne disparaît pas car sinon le photon serait massif. Le champ de Higgs interagit également avec les fermions et l'intensité de couplage est alors directement proportionnelle à la masse des fermions. Le mécanisme de Higgs permet donc d'expliquer comment les particules acquièrent une masse mais il ne permet pas de prédire leur valeur.

Pour conclure, le modèle de l'interaction électro-faible repose sur une théorie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cette théorie est renormalisable du fait la brisure spontanée de symétrie induite par le champ de Higgs qui rend les bosons $W^\pm$ et Z massifs. Le modèle de Glashow-Weinberg-Salam n'est pas une théorie au sens strict du terme car il dépend de paramètres qui doivent être mesurés. Les paramètres du modèle, au nombre de dix-sept, sont la constante de couplage α, l'angle de Weinberg θ_W, les masses du boson Z et du champ de Higgs, les quatre paramètres de la matrice CKM et les neuf masses des fermions (ou de façon équivalente leur couplage avec le boson de Higgs)[f]. Tous ces paramètres ont été mesurés à l'exception de la masse du boson de Higgs qui est ardemment recherché au Tevatron et va l'être au futur LHC.

B.2 La ChromoDynamique Quantique

La chromodynamique quantique est une théorie de jauge renormalisable fondée sur la symétrie dite de couleur $SU(3)_C$[g]. L'introduction de cette symétrie a été essentiellement motivée par l'existence de certains baryons comme le Δ^{++}. Cette particule de spin 3/2 est formée de trois quarks de valence up ($u \uparrow u \uparrow u \uparrow$), les flêches désignant la direction du spin de chacun des quarks de valence. Comme les quarks sont des fermions, une telle configuration viole le principe d'exclusion de Pauli à moins d'introduire la couleur comme un nouveau nombre quantique. Celui-ci doit pouvoir prendre au moins trois valeurs, rouge (R), vert (G), bleu (B). Les antiquarks possèdent les valeurs cyan ($\overline{R}$), magenta ($\overline{G}$) et jaune ($\overline{B}$). Les hadrons, sensibles à l'interaction forte, sont constitués soit d'une paire quark-antiquark ($q\overline{q}$) appelés mésons soit de trois quarks (qqq) appelés baryons. Le fait de ne pas observer de configurations du type qq a alors introduit l'idée que les particules ob-

[e]Ces champs ne disparaissent pas complètement car, si les bosons de jauge deviennent massifs, ils acquièrent alors un état de polarisation supplémentaire. Ainsi le nombre de degrés de liberté de la théorie n'est pas modifié, les degrés de liberté des champs de Higgs se transformant en degrés de liberté de polarisation.

[f]Dans ce modèle, les neutrinos sont considérés comme non massifs.

[g]L'indice C est utilisé pour ne pas confondre avec la symétrie de saveur des quarks $SU(3)_{saveur}$.

servées devaient être neutres de couleur (couleur+anti-couleur ou de trois couleurs RGB) ce qui justifie le nombre de trois valeurs. Ainsi, les particules observées sont invariantes par rotation dans l'espace de couleur RGB. Cette symétrie a alors été notée $SU(3)_C$.

Pour présenter la théorie de jauge associée à QCD, nous allons reprendre le principe utilisé pour l'électrodynamique dans le paragraphe B.1.1. Le lagrangien d'un quark libre de masse m et de couleur c s'écrit :

$$\mathcal{L} = \overline{q}_c(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q_c \tag{B.26}$$

Ce lagrangien est invariant sous une transformation globale de la couleur c. Les transformations du groupe $SU(3)_C$ sont de la forme [2] :

$$U = e^{i\alpha_a T_a} \tag{B.27}$$

avec $a = 1, \ ..., \ 8$, α_a les paramètres et T_a les générateurs du groupe. La sommation sur a est implicite. Les générateurs sont habituellement représentés par les matrices de Gell-Mann (λ_a) : $T_a = \lambda_a/2$. Ces générateurs ne commutent pas :

$$[T_a, T_b] = if_{abc}T_c \tag{B.28}$$

avec f_{abc} les constantes de structure du groupe. On impose que le lagrangien dans la formule B.26 soit invariant par transformation locale des phases α_a, soit pour une transformation infinitésimale [18] :

$$\begin{aligned} q(x) &\rightarrow [1 + i\alpha_a(x)T_a] \\ \partial_\mu q &\rightarrow [1 + i\alpha_a T_a]\,\partial_\mu q + iT_a q\partial_\mu\alpha_a \end{aligned} \tag{B.29}$$

De la même manière que pour QED, il est nécessaire d'introduire des champs de jauge au nombre de huit (G^a_μ) :

$$G^a_\mu \rightarrow G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu\alpha_a \tag{B.30}$$

avec g la constante de couplage. La dérivée covariante invariante vaut alors :

$$D_\mu = \partial_\mu + igT_aG^a_\mu \tag{B.31}$$

Ainsi le lagrangien B.26 s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{L} = i\overline{q}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)q - g\,(\overline{q}\gamma^\mu T_a q)\,G^a_\mu \tag{B.32}$$

La transformation de jauge associée à $SU(3)_C$ est dite non-Abelienne car ses générateurs ne commutent pas (éq. B.28) contrairement à QED. Le deuxième terme du lagrangien B.32, décrivant l'interaction du quark q avec les champs de jauge, fait apparaître un terme supplémentaire qui n'existait pas dans le cas de QED et qui est proportionnel aux constantes de structure f_{abc} :

$$(\overline{q}\gamma^\mu T_a q) \rightarrow (\overline{q}\gamma^\mu T_a q) + i\alpha_b\overline{q}\gamma^\mu\,(T_aT_b - T_bT_a)\,q = (\overline{q}\gamma^\mu T_a q) - \alpha_b f_{abc}\,(\overline{q}\gamma^\mu T_c q) \tag{B.33}$$

L'invariance du lagrangien est alors assurée en redéfinissant la transformation des champs de jauge de la manière suivante :

$$G^a_\mu \to G^a_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \alpha_a - f_{abc}\alpha_b G^c_\mu \tag{B.34}$$

Pour compléter le lagrangien il faut également ajouter le terme cinétique des champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\overline{q}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)q - g\left(\overline{q}\gamma^\mu T_a q\right) G^a_\mu - \frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a \tag{B.35}$$

avec

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu \tag{B.36}$$

Les huit champs de jauge, G^a_ν, sont associés aux gluons et ne possèdent pas de masse ni de charge électrique de la même manière que le photon. Cependant l'analogie avec QED s'arrête ici. En effet les gluons portent une charge de couleur, composée d'une couleur et d'une anti-couleur, et sont associés aux générateurs de $SU(3)_C$ qui sont représentés par des matrices 3×3 dans la base RGB. Toute transformation de jauge nécessite alors neuf matrices (ou gluons) dont la matrice unité, qui est un singlet de couleur $(R\overline{R}+G\overline{G}+B\overline{B})$, et huit gluons. Le fait que ceux-ci portent une charge de couleur implique qu'ils peuvent se coupler entre eux. Le terme $G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a$ rend compte de ce phénomène car son développement met en évidence des vertex à trois gluons du type $g f_{abc} G^\mu_b G^\nu_c \partial_\mu G^a_\nu$ et à quatre gluons $g^2 f_{abc} f_{ade} G^b_\mu G^c_\nu G^\mu_d G^\nu_e$ qui sont illustrés par la figure B.3.

La possibilité d'interaction entre gluons introduit alors un effet d'anti-écrantage de la charge de couleur du quark. En effet un quark est entouré d'un "nuage" de gluons créés par fluctuation. Ce "nuage" chargé de couleur augmente ainsi la probabilité d'interaction. La charge de couleur apparente portée par un quark diminue à courte distance ou encore quand la valeur de Q^2 augmente.

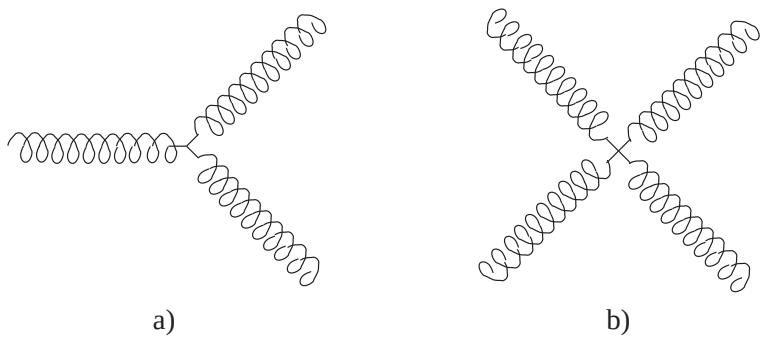


FIG. B.3 – Illustration de couplage entre gluons. La figure a) représente un vertex à trois gluons et la figure b) à quatre gluons.

La renormalisation de la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s = g^2/4\pi$ implique que les quarks peuvent être considérés comme libres pour $Q^2 \to \infty$ $(\alpha_s(Q^2) \to 0)$. Ce phénomène est appelé liberté asymptotique. La variation de α_s en fonction de la valeur de Q^2 suit la formule [2] :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f)\ln(Q^2/\Lambda^2_{QCD})} \tag{B.37}$$

avec n_f le nombre de saveur de quark et Λ_{QCD} le paramètre d'échelle de QCD qui ne peut être déterminé par la théorie. Expérimentalement, Λ_{QCD} est extrait par l'étude de la variation de la fonction de structure F_3 avec la valeur de Q^2 [1] :

$$\frac{\partial \ln x\nu W_3(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} \propto \alpha_s(Q^2) \tag{B.38}$$

La collaboration CCFR a donnée pour $n_f = 4$ une valeur de $\Lambda_{QCD} \approx 200\ MeV$ [1] qui correspond à une distance typique de $1\ fm$. D'après la formule B.37, la constante de couplage de l'interaction forte diverge lorsque $Q^2 = \Lambda^2_{QCD}$. Pour que l'interaction forte puisse être traitée par la théorie des perturbations comme QED, il faut que $\alpha_s \ll 1$. Ainsi l'échelle d'énergie Λ_{QCD} permet de fixer la séparation entre les domaines perturbatif (calculable par les diagrammes de Feynman) et non-perturbatif. Le proton ayant une taille d'environ $0,8\ fm$, sa structure doit être dominée par le régime non-perturbatif de QCD.

Le fait que α_s diverge en Λ_{QCD} implique que plus la distance séparant deux quarks augmente (Q^2 diminue) plus ils interagissent fortement par l'intermédiaire des "nuages" de gluons qui les entourent. Lorsque la distance est trop grande, l'énergie mise en jeu est suffisante pour créer une paire quark-antiquark intermédiaire (cf. figure B.4). Ainsi il n'existe pas de quarks à l'état libre et les hadrons observés ne sont pas colorés. Ce phénomène est appelé confinement.

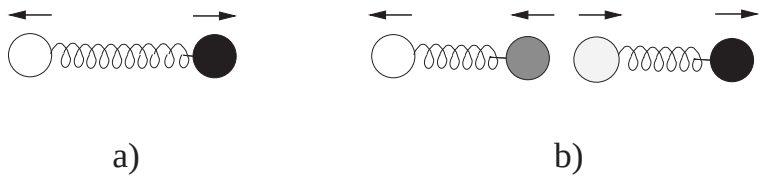


FIG. B.4 – La figure a) représente deux quarks s'éloignant l'un de l'autre. La figure b) représente le cas où l'énergie mise en jeu est tellement importante qu'il est énergétiquement préférable de créer une paire quark-antiquark.

Nous avons vu que l'interaction forte liant les quarks entre eux est décrite par une théorie de jauge renormalisable : QCD. En raison du confinement des quarks, la structure du proton ne peut être prédite par développement perturbatif. Des modèles théoriques fondés sur des degrés de liberté effectifs ou une interaction effective ou simplifiée ont été mis en place pour décrire les propriétés du proton.

Annexe C

Calcul de l'asymétrie de violation de parité

Cette annexe a pour objectif de détailler les principales étapes du calcul formel de l'asymétrie de violation de la parité lors d'une diffusion élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur des protons non polarisés. Cette annexe permettra d'expliciter les hypothèses simplificatrices sur lesquelles reposent l'expression de l'asymétrie utilisée par les expériences de violation de parité.

Dans l'approximation de Born, la diffusion élastique électron-proton s'écrit comme la somme cohérente de deux processus. L'un correspond à l'échange d'un photon virtuel et l'autre à l'échange d'un boson Z (figure C.1). Chacun de ces processus peut s'écrire sous la forme d'un élément de matrice fonction des courants leptoniques, $\hat{\mathcal{J}}^{\mu}_{(e)}$, et hadroniques, $\hat{\mathcal{J}}^{\mu}_{(p)}$.

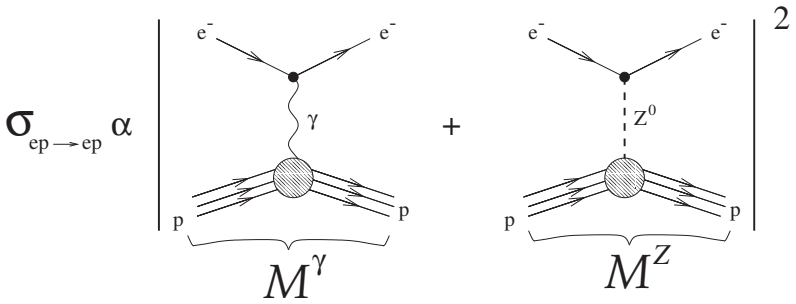


Fig. C.1 – Valeur de la section efficace de diffusion élastique électron proton.

L'élément de matrice dans la diffusion élastique électron-proton correspondant à l'échange d'un photon s'écrit :

$$\mathcal{M}_{\gamma} = \langle e'|\hat{\mathcal{J}}^{\mu}_{(e,\gamma)}|e\rangle \frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \langle p'|\hat{\mathcal{J}}^{\nu}_{(p,\gamma)}|p\rangle \tag{C.1}$$

L'élément de matrice dans la diffusion élastique électron-proton correspondant à l'échange d'un boson Z s'écrit :

$$\mathcal{M}_{Z} = \langle e'|\hat{\mathcal{J}}^{\mu}_{(e,Z)}|e\rangle \frac{g_{\mu\nu} - q_{\mu}q_{\nu}/M_Z^2}{q^2 - M_Z^2} \langle p'|\hat{\mathcal{J}}^{\nu}_{(p,Z)}|p\rangle \tag{C.2}$$

Ces éléments de matrices font intervenir les courants des particules (ici l'électron et le proton) qui traduisent la manière dont ils se couplent aux bosons intermédiaires. Les expressions de ces différents courants sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
\langle e'|\hat{\mathcal{J}}^{\mu}_{(e,\gamma)}|e\rangle &= -ie\ \overline{u'^{(s')}}\gamma^{\mu}u^{(s)} \\
\langle p'|\hat{\mathcal{J}}^{\nu}_{(p,\gamma)}|p\rangle &= ie\ \overline{v'^{(S')}}\left(F_1^{\gamma}\gamma^{\nu}+\frac{iF_2^{\gamma}}{2M}\sigma^{\nu\delta}q_{\delta}\right)v^{(S)} \\
\langle e'|\hat{\mathcal{J}}^{\mu}_{(e,Z)}|e\rangle &= \frac{-ig}{4cos\theta_W}\ \overline{u'^{(s')}}\left(C_V^e\gamma^{\mu}+C_A^e\gamma^{\mu}\gamma^5\right)u^{(s)} \\
\langle p'|\hat{\mathcal{J}}^{\nu}_{(p,Z)}|p\rangle &= \frac{ig}{4cos\theta_W}\ \overline{v'^{(S')}}\left(F_1^Z\gamma^{\nu}+\frac{iF_2^Z}{2M}\sigma^{\nu\delta}q_{\delta}+G_A^Z\gamma^{\nu}\gamma^5+\frac{G_P}{M}\gamma^5q^{\nu}\right)v^{(S)}
\end{aligned}$$

où F_1^{γ} et F_2^{γ} sont les facteurs de forme de Dirac et de Pauli du nucléon respectivement pour l'interaction électromagnétique, F_1^Z et F_2^Z sont également les facteurs de forme de Dirac et Pauli mais pour l'interaction faible. Dans l'expression du courant faible hadronique, les facteurs de forme axial, G_A^Z, et pseudoscalaire, G_P, proviennent de la propriété de violation de la parité par l'interaction faible, ce qui n'est pas le cas pour l'interaction électromagnétique. Cette même propriété implique l'existence des facteurs $C_V^e = 1 - 4sin^2\theta_W$ et $C_A^e = 1$ dans la formule du courant faible de l'électron. Il est important de noter que tous les facteurs de forme, électromagnétiques et faibles, dépendent du carré du quadri-moment transféré, $Q^2 = -q^2$, mais cette dépendence est omise dans les calculs pour alléger les notations. L'indice relatif à l'état de spin des particules ($s,\ s',\ S,\ S'$) sera également omis par la suite dans l'expression des bispineurs. L'état de spin n'interviendra que pour leur sommation lors du calcul des traces.

Pour des valeurs de Q^2 petites devant la masse carrée du boson Z, l'élément de matrice $\mathcal{M}_Z$ est négligeable devant $\mathcal{M}_{\gamma}$. Ainsi au premier ordre en $\mathcal{M}_Z/\mathcal{M}_{\gamma}$, l'asymétrie de violation de la parité peut s'écrire de la manière suivante :

$$A_{PV} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \simeq \frac{\overline{\mathcal{M}_{\gamma}^*(+)\mathcal{M}_Z(+) + \mathcal{M}_{\gamma}(+)\mathcal{M}_Z^*(+)} - \overline{\mathcal{M}_{\gamma}^*(-)\mathcal{M}_Z(-) + \mathcal{M}_{\gamma}(-)\mathcal{M}_Z^*(-)}}{\overline{|\mathcal{M}_{\gamma}|^2}} \tag{C.3}$$

où les signes + et - désignent l'hélicité de l'électron incident. Plusieurs remarques sont à faire :

- Au dénominateur, $\overline{|\mathcal{M}_{\gamma}|^2}$ est égal à deux fois l'élément de matrice carré moyen d'une diffusion élastique électron-proton non polarisés. Le facteur deux s'explique par le fait que dans le calcul de A_{PV}, la moyenne sur la polarisation de l'électron incident n'est pas effectuée car ce dernier est polarisé.
- Il n'est pas nécessaire d'effectuer le calcul complet des sections efficaces σ_+ et σ_- car les différents espaces de phases s'éliminent dans le calcul de l'asymétrie
- L'électron incident est dans notre cas ultrarelativiste car son énergie est nettement supérieure à sa masse au repos ($E_e = 3GeV \gg m_ec^2$). Ainsi sa masse peut être négligée ce qui permet alors de confondre l'hélicité de l'électron avec sa chiralité. Cela implique que le bispineur décrivant l'électron polarisé incident peut être remplacé de la manière suivante :

$$u \rightarrow \frac{1}{2}\left(1+2h\gamma^5\right)u \tag{C.4}$$

où h représente l'hélicité ($h = \pm 1/2$).
L'élément de matrice décrivant la diffusion d'un électron d'hélicité h sur un proton par échange d'un photon virtuel s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_\gamma(h) &= \frac{e^2}{2q^2}\left[F_1^\gamma \overline{u'}\gamma^\mu u\ \overline{v'}\gamma_\mu v + \frac{iF_2^\gamma}{2M}\overline{u'}\gamma^\mu u\ \overline{v'}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v\right] \\ &+ h\frac{e^2}{q^2}\left[F_1^\gamma \overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ \overline{v'}\gamma_\mu v + \frac{iF_2^\gamma}{2M}\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ \overline{v'}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v\right]\end{aligned} \tag{C.5}$$

De même l'élément de matrice décrivant l'échange d'un boson Z s'écrit :

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_Z(h) = \frac{g^2}{16cos^2\theta_W} &\left(\frac{C_V^e - 2hC_A^e}{2\left(q^2 - M_Z^2\right)}\right. \Bigg[F_1^Z\overline{u'}\gamma^\mu u\overline{v'}\gamma_\mu v \\ &+\frac{iF_2^Z}{2M}\overline{u'}\gamma^\mu u\ \overline{v'}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v \\ &+G_A^Z\overline{u'}\gamma^\mu u\ \overline{v'}\gamma_\mu\gamma^5 v \\ &+\frac{G_P^Z}{M}\overline{u'}\gamma^\mu u\ \overline{v'}\gamma^5 q_\mu v \\ &-\frac{1}{M_Z^2}\Big(F_1^Z\overline{u'}\gamma^\mu u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\gamma_\nu v \\ &+\frac{iF_2^Z}{2M}\overline{u'}\gamma^\mu u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\sigma_{\nu\delta}q^\delta v \\ &+G_A^Z\overline{u'}\gamma^\mu u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\gamma_\nu\gamma^5 v \\ &\left.+\frac{G_P^Z}{M}\overline{u'}\gamma^\mu u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\gamma^5 q_\nu v\Big)\Bigg]\right. \\ &+\frac{2hC_V^e - C_A^e}{2\left(q^2 - M_Z^2\right)}\left(\Bigg[F_1^Z\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\overline{v'}\gamma_\mu v\right. \\ &+\frac{iF_2^Z}{2M}\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ \overline{v'}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v \\ &+G_A^Z\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ \overline{v'}\gamma_\mu\gamma^5 v \\ &+\frac{G_P^Z}{M}\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ \overline{v'}\gamma^5 q_\mu v \\ &-\frac{1}{M_Z^2}\Big(F_1^Z\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\gamma_\nu v \\ &+\frac{iF_2^Z}{2M}\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\sigma_{\nu\delta}q^\delta v \\ &+G_A^Z\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\gamma_\nu\gamma^5 v \\ &\left.\left.+\frac{G_P^Z}{M}\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\ q_\mu q^\nu\ \overline{v'}\gamma^5 q_\nu v\Big)\Bigg]\right)\end{aligned} \tag{C.6}$$

Le complexe conjugué de C.5 se déduit de cette expression en faisant les remarques suivantes :

– Les facteurs de forme sont tous des grandeurs réelles.
– $\left(\overline{u'}\gamma^\mu u\right)^+ = u^+\gamma^{\mu+}\overline{u'}^+ = u^+\gamma^{\mu+}\gamma^0 u' = u^+\gamma^0\gamma^\mu u' = \overline{u}\gamma^\mu u'$
– $\left(\overline{v'}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v\right)^+ = v^+\sigma^+_{\mu\delta}q^\delta\overline{v'}^+ = -\frac{i}{2}v^+\left(\gamma^+_\delta\gamma^+_\mu - \gamma^+_\mu\gamma^+_\delta\right)\gamma^0 v' q^\delta$
$= -\overline{v}\sigma_{\delta\mu}q^\delta v' = \overline{v}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v$
– $\left(\overline{u'}\gamma^\mu\gamma^5 u\right)^+ = u^+\gamma^{5+}\gamma^{\mu+}\gamma^0 u' = u^+\gamma^{5+}\gamma^0\gamma^\mu u' = -\overline{u}\gamma^5\gamma^\mu u' = \overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u'$
car $\gamma^{5+} = \gamma^5$ et $\gamma^5\gamma^\mu + \gamma^\mu\gamma^5 = 0$

Le complexe conjugué de C.5 s'écrit alors :

$$\begin{aligned}\mathcal{M}^*_\gamma(h) &= \frac{e^2}{2q^2}\left[F_1^\gamma\overline{u}\gamma^\mu u'\ \overline{v}\gamma_\mu v' - \frac{iF_2^\gamma}{2M}\overline{u}\gamma^\mu u'\ \overline{v}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v'\right] \\ &+ h\frac{e^2}{q^2}\left[F_1^\gamma\overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u'\ \overline{v}\gamma_\mu v' - \frac{iF_2^\gamma}{2M}\overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u'\ \overline{v}\sigma_{\mu\delta}q^\delta v'\right] \qquad \text{(C.7)}\end{aligned}$$

L'élément de matrice $\mathcal{M}_Z(h)$ comprend seize termes pour chaque état d'hélicité et $\mathcal{M}_\gamma(h)$ quatre. Par conséquent, le calcul de l'asymétrie comme présenté par formule C.3 nécessite de calculer 128 termes (16x4x2) ! Cependant ce nombre peut être grandement réduit en faisant plusieurs considérations. Dans les conditions expérimentales, la valeur de Q^2 ($\approx 1(GeV/c)^2$) est très petite par rapport à la masse du boson Z ($M_Z = 91GeV/c^2$). Les termes en $q^\mu q^\nu/M_Z^2$ ont ainsi une contribution négligeable. Ceci permet de diviser le nombre de termes par deux. Le numérateur de l'asymétrie consiste en la différence des sections efficaces ayant des hélicités opposées. Par conséquent seul les termes proportionnels à h demeurent, ceux proportionnels à h^0 et h^2 sont éliminés par la soustraction. Nous avons déjà dit que les électrons initiaux et finaux étaient ultrarelativistes. Cette propriété a des implications sur les calculs lors de la sommation sur les valeurs des spins des électrons :

$$\sum_{s'}\ldots\gamma^5 u'^{(s')}\overline{u'^{(s')}}\gamma^\mu\gamma^5\ldots = Tr\{\ldots\gamma^5\hat{e'}\gamma^\mu\gamma^5\ldots\} = Tr\{\ldots\hat{e'}\gamma^\mu\ldots\} \qquad \text{(C.8)}$$

Car $\gamma^5{}^2 = 1$ et la matrice γ^5 commute avec toutes les matrices γ^μ. Par conséquent, les termes possédant deux matrices γ^5 dans leur tenseur leptonique sont égaux aux termes ne possédant pas de matrice γ^5 et ayant le même tenseur hadronique. Dans notre cas, les termes formés à partir du produit des quatre premiers termes de C.6 par la première ligne de C.7 sont égaux à ceux formés à partir du produit de la somme des termes neuf à douze de C.6 par la deuxième ligne de C.7.

Pour chaque état d'hélicité le calcul de $\mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}^*_Z + \mathcal{M}^*_\gamma\mathcal{M}_Z$ permet d'éliminer tous les termes purement complexes. Pour réduire une nouvelle fois le nombre de termes à calculer, nous pouvons utiliser la relation suivante :

$$Tr\{\gamma^\alpha\gamma^\beta\gamma^\gamma\gamma^\delta\gamma^5\} = 4ie^{\alpha\beta\gamma\delta} \qquad \text{(C.9)}$$

qui est purement complexe. Ainsi les termes qui possèdent un nombre impair de matrice γ^5 ne contribuent pas à l'asymétrie. Toutes ces remarques permettent de réduire le nombre

de termes à calculer à huit. Ces termes apparaissent dans l'expression suivante :

$$
\begin{aligned}
&\left(\mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}_Z^* + \mathcal{M}_\gamma^*\mathcal{M}_Z\right)(h) = \\
&\frac{G_F 2\sqrt{2}\pi\alpha}{q^2} h \Bigg[C_A^e \Big(\quad F_1^\gamma F_1^Z \overline{u}\gamma^\mu u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\gamma_\mu v' \overline{v'}\gamma^\nu v && (C.10.1)\\
&\qquad + \frac{iF_1^\gamma F_2^Z}{2M} \overline{u}\gamma^\mu u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\gamma_\mu v' \overline{v'}\sigma^{\nu\delta} q_\delta v && (C.10.2)\\
&\qquad - \frac{iF_2^\gamma F_1^Z}{2M} \overline{u}\gamma^\mu u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\sigma_{\mu\eta} q^\eta v' \overline{v'}\gamma^\nu v && (C.10.3)\\
&\qquad + \frac{F_2^\gamma F_2^Z}{4M^2} \overline{u}\gamma^\mu u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\sigma_{\mu\eta} q^\eta v' \overline{v'}\sigma^{\nu\delta} q_\delta v \Big) && (C.10.4)\\
&-C_V^e \Big(\quad F_1^\gamma G_A^Z \overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\gamma_\mu v' \overline{v'}\gamma^\nu\gamma^5 v && (C.10.5)\\
&\qquad - \frac{iF_2^\gamma G_A^Z}{2M} \overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\sigma_{\mu\delta} q^\delta v' \overline{v'}\gamma^\nu\gamma^5 v && (C.10.6)\\
&\qquad + \frac{F_1^\gamma G_P^Z}{M} \overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\gamma_\mu v' \overline{v'}\gamma^5 q^\nu v && (C.10.7)\\
&\qquad - \frac{iF_2^\gamma G_P^Z}{2M^2} \overline{u}\gamma^\mu\gamma^5 u' \overline{u'}\gamma_\nu u \ \overline{v}\sigma_{\mu\eta} q^\eta v' \overline{v'}\gamma^5 q^\nu v \Big) \Bigg] && (C.10.8)
\end{aligned}
\tag{C.10}
$$

où $G_F/\sqrt{2} = g^2/8M_Z^2 cos^2\theta_W$ est la constante de Fermi et $\alpha = 4\pi e^2$ est la constante de structure fine.

Nous allons maintenant calculer les différents termes de C.10. Comme le proton et l'électron diffusé ne sont pas polarisés, il est nécessaire de sommer ces termes sur les valeurs des spins. La moyenne sur la valeur des spins est effectuée uniquement pour le proton initial car la cible n'est pas polarisée contrairement à l'électron initial :

$$\overline{\mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}_Z^* + \mathcal{M}_\gamma^*\mathcal{M}_Z}(h) = \frac{1}{2}\sum_{s,s',S,S'} \left(\mathcal{M}_\gamma\mathcal{M}_Z^* + \mathcal{M}_\gamma^*\mathcal{M}_Z\right)(h) \tag{C.11}$$

Bien que l'électron initial soit polarisé, la sommation sur la valeur de son spin (s) n'a pas de conséquence sur le calcul car l'opérateur de chiralité, précédemment introduit, sélectionne uniquement l'état de spin correspondant à l'hélicité considérée.

Les résultats de la sommation sur les états de spin des particules pour les termes C.10.1 à C.10.4 sont :

$$(C.10.1) \Rightarrow \quad 4F_1^\gamma F_1^Z \left[(s-M^2)^2 + (M^2-u)^2 + 2M^2 t\right] \tag{C.12}$$

$$(C.10.2) \Rightarrow \quad 4F_1^\gamma F_2^Z t^2 \tag{C.13}$$

$$(C.10.3) \Rightarrow \quad 4F_2^\gamma F_1^Z t^2 \tag{C.14}$$

$$(C.10.4) \Rightarrow \quad 4F_2^\gamma F_2^Z \tau \left[-t^2 + (s-M^2)^2 + (M^2-u)^2 - 2M^2 t\right] \tag{C.15}$$

avec s, t, et u les variables de Mandelstam[a] et $\tau = -t/4M^2$. La somme des formules C.12 à C.15, notée $\mathcal{N}_A$, peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{N}_A = 4\left[F_1^\gamma F_1^Z A + \left(F_1^\gamma F_2^Z + F_2^\gamma F_1^Z\right) t^2 + \tau F_2^\gamma F_2^Z (A+B)\right] \tag{C.16}$$

[a] $s = (k+p)^2$, $t = (k-k')^2$ et $u = (k-p')^2$ où k et k' sont les quadri-moments des électrons initiaux et finaux, p et p' ceux des protons initiaux et finaux.

avec $A = (s - M^2)^2 + (M^2 - u)^2 + 2M^2 t$ et $B = -t^2 - 4M^2 t$. Cette somme correspond aux termes proportionnels à C_A^e dans la formule C.10. Nous allons maintenant exprimer les facteurs de forme de Pauli-Dirac en fonction des facteurs de forme de Sachs. Par définition :

$$G_E = F_1 - \tau F_2 \; et \; G_M = F_1 + F_2 \tag{C.17}$$

ou encore

$$F_1 = \frac{G_E + \tau G_M}{1+\tau} \; et \; F_2 = \frac{-G_E + G_M}{1+\tau} \tag{C.18}$$

Par conséquent, les différents produits de facteurs de forme de Pauli-Dirac présents dans les formules C.12 à C.15 peuvent s'exprimer de la façon suivante :

$$\begin{aligned}
F_1^\gamma F_1^Z &= \frac{G_E^\gamma G_E^Z + \tau\left(G_E^\gamma G_M^Z + G_M^\gamma G_E^Z\right) + \tau^2 G_M^\gamma G_M^Z}{(1+\tau)^2} \\
F_1^\gamma F_2^Z &= \frac{-G_E^\gamma G_E^Z + G_E^\gamma G_M^Z - \tau G_M^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z}{(1+\tau)^2} \\
F_2^\gamma F_1^Z &= \frac{-G_E^\gamma G_E^Z - \tau G_E^\gamma G_M^Z + G_M^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z}{(1+\tau)^2} \\
F_1^\gamma F_1^Z &= \frac{G_E^\gamma G_E^Z - \left(G_E^\gamma G_M^Z + G_M^\gamma G_E^Z\right) + G_M^\gamma G_M^Z}{(1+\tau)^2}
\end{aligned}$$

L'expression C.16 peut alors se mettre sous la forme :

$$\mathcal{N}_A = 4\left[\frac{G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z}{1+\tau}\left(A + \frac{-2t^2 + \tau B}{(1+\tau)^2}\right) + \tau G_M^\gamma G_M^Z \frac{4t^2 + (1-\tau)B}{(1+\tau)^2}\right] \tag{C.19}$$

Cette expression rappelle la forme de la section efficace de diffusion élastique electron proton par échange d'un photon. La raison est que les quatre termes C.12 à C.15 sont ceux qui interviennent dans le calcul de $\overline{|\mathcal{M}_\gamma|^2}$ comme nous le verrons par la suite. Il est à noter que les termes croisés $G_E^\gamma G_M^Z$ et $G_M^\gamma G_E^Z$ s'éliminent dans le calcul.

Dans les conditions classiques d'une expérience de violation de la parité, la cible de proton est fixe, l'énergie du faisceau d'électrons est E_0 et l'angle de diffusion des électrons dans le référentiel lié à la cible est noté θ. Les termes cinématiques présents dans l'expression C.19 valent alors :

$$\begin{aligned}
A + \frac{-2t^2 + \tau B}{(1+\tau)^2} &= \frac{8E_0^2 M^2}{1 + \frac{2E_0}{M} sin^2(\theta/2)} cos^2(\theta/2) \\
\frac{4t^2 + (1-\tau)B}{(1+\tau)^2} &= \frac{8E_0^2 M^2}{1 + \frac{2E_0}{M} sin^2(\theta/2)} sin^2(\theta/2)
\end{aligned}$$

Ainsi $\mathcal{N}_A$ vaut :

$$\mathcal{N}_A = \frac{32E_0^2 M^2 cos^2(\theta/2)}{1 + \frac{2E_0}{M} sin^2(\theta/2)}\left[\frac{G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z}{1+\tau} + 2\tau G_M^\gamma G_M^Z tan^2(\theta/2)\right] \tag{C.20}$$

ou encore :

$$\mathcal{N}_A = \frac{32E_0^2 M^2 cos^2(\theta/2)}{1 + \frac{2E_0}{M} sin^2(\theta/2)} \frac{1}{\epsilon(1+\tau)}\left[\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z\right] = \mathcal{K}\left[\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z\right] \tag{C.21}$$

avec $\epsilon = \frac{1}{1+2(1+\tau)tan^2(\theta/2)}$ qui représente le taux de polarisation longitudinal du boson échangé.

Maintenant nous allons calculer les quatre derniers termes de C.10 (C.10.5 à C.10.8), proportionnels à C_V^e. Lors du calcul des traces, le produit des matrices γ^μ avec la matrice γ^5 introduit le tenseur d'ordre 4 anti-symétrique e^{ijkl}. Nous avons alors besoin, pour effectuer les calculs, de deux relations concernant ce tenseur anti-symétrique :

$$e^{ijkl}e_{mnkl} = 2\left(\delta_{in}\delta_{jm} - \delta_{im}\delta_{jn}\right) \tag{C.22}$$

et

$$e^{ijkl}e_{mnpl} = \delta_{im}\delta_{jp}\delta_{kn} - \delta_{im}\delta_{jn}\delta_{kp} + \delta_{in}\delta_{jm}\delta_{kp} - \delta_{in}\delta_{jp}\delta_{km} + \delta_{ip}\delta_{jn}\delta_{km} - \delta_{ip}\delta_{jm}\delta_{kn} \tag{C.23}$$

Les résultats de la sommation sur les états de spin des particules pour les termes (C.10.5 à C.10.8) sont :

$$(C.10.5) \Rightarrow \quad -4F_1^\gamma G_A^Z\left[(M^2-u)^2 - (s-M^2)^2\right] \tag{C.24}$$
$$(C.10.6) \Rightarrow \quad -4F_2^\gamma G_A^Z t\left[s-u\right] \tag{C.25}$$
$$(C.10.7) \Rightarrow \quad 0 \tag{C.26}$$
$$(C.10.8) \Rightarrow \quad 0 \tag{C.27}$$

Les termes C.26 et C.27 sont nuls. La raison est qu'ils dépendent de la partie pseudo-scalaire du courant hadronique alors que les bosons échangés sont des particules vectorielles. La somme des termes C.24 et C.25 vaut :

$$\mathcal{N}_V = -4\left(F_1^\gamma G_A^Z\left[(M^2-u)^2 - (s-M^2)^2\right] + F_2^\gamma G_A^Z t\left[s-u\right]\right) \tag{C.28}$$

ou encore en utilisant les facteurs de forme de Sachs et en remarquant que :

$$(M^2-u)^2 - (s-M^2)^2 = t\left[s-u\right] \tag{C.29}$$

Nous obtenons :

$$\mathcal{N}_V = -4G_M^\gamma G_A\left[s-u\right]t \tag{C.30}$$

L'expression de C.30 en fonction de E_0 et θ donne :

$$\mathcal{N}_V = 16\frac{4E_0^2M^2sin^2(\theta/2)}{\left(1+\frac{2E_0}{M}sin^2(\theta/2)\right)^2}\frac{E_0}{M}\left[1+\frac{E_0}{M}sin^2(\theta/2)\right]G_M^\gamma G_A \tag{C.31}$$

Nous allons factoriser C.31 par le coefficient situé devant $\left[\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z\right]$ dans la formule C.21. La raison est que ce terme apparaît également dans le calcul de $\overline{|\mathcal{M}_\gamma|^2}$. Par conséquent, ce coefficient s'élimine dans le calcul de l'asymétrie. Ainsi nous obtenons :

$$\mathcal{N}_V = \frac{32E_0^2M^2cos^2(\theta/2)}{1+\frac{2E_0}{M}sin^2(\theta/2)}\frac{1}{\epsilon(1+\tau)}\mathcal{C}_V' = \mathcal{K}\mathcal{C}_V' \tag{C.32}$$

avec :

$$\mathcal{C}_V' = 2\frac{E_0}{M}\left(1-\frac{\frac{E_0}{M}sin^2(\theta/2)}{1+\frac{2E_0}{M}sin^2(\theta/2)}\right)\epsilon(1+\tau)tan^2(\theta/2)G_M^\gamma G_A \tag{C.33}$$

En remarquant que :

$$2(1+\tau)tan^2(\theta/2) = \frac{1}{\epsilon} - 1 \tag{C.34}$$

et

$$\tau = \frac{\frac{E_0^2}{M^2} sin^2(\theta/2)}{1 + \frac{2E_0}{M} sin^2(\theta/2)} \tag{C.35}$$

l'expression de C.33 peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\mathcal{C}'_V = \left[\frac{E_0}{M} - \tau\right](1-\epsilon)G_M^\gamma G_A \tag{C.36}$$

Il est possible de montrer que :

$$\frac{E_0}{M} = \tau + \sqrt{\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon}\tau(1+\tau)} \tag{C.37}$$

Par conséquent :

$$\mathcal{C}'_V = \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)}G_M^\gamma G_A \tag{C.38}$$

Finalement en utilisant les formules C.3, C.10, C.21, C.32 et C.38, le numérateur de A_{PV} s'écrit :

$$\mathcal{K}\frac{G_F 2\sqrt{2}\pi\alpha}{q^2} C_A^e \left[\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z - \frac{C_V^e}{C_A^e}\sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)}G_M^\gamma G_A\right] \tag{C.39}$$

Maintenant calculons le dénominateur de A_{PV}. La grandeur $|\mathcal{M}_\gamma|^2(h)$ est égale au produit de C.5 et de C.7 et vaut :

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_\gamma|^2(h) = \frac{e^4\left(1+4h^2\right)}{4q^4}\Bigg(& F_1^{\gamma\,2}\overline{u}\gamma^\mu u'\overline{u'}\gamma_\nu u\ \overline{v}\gamma_\mu v'\overline{v'}\gamma^\nu v \\ & + \frac{iF_1^\gamma F_2^\gamma}{2M}\overline{u}\gamma^\mu u'\overline{u'}\gamma_\nu u\ \overline{v}\gamma_\mu v'\overline{v'}\sigma^{\nu\delta}q_\delta v \\ & - \frac{iF_2^\gamma F_2^\gamma}{2M}\overline{u}\gamma^\mu u'\overline{u'}\gamma_\nu u\ \overline{v}\sigma_{\mu\eta}q^\eta v'\overline{v'}\gamma^\nu v \\ & + \frac{F_2^{\gamma\,2}}{4M^2}\overline{u}\gamma^\mu u'\overline{u'}\gamma_\nu u\ \overline{v}\sigma_{\mu\eta}q^\eta v'\overline{v'}\sigma^{\nu\delta}q_\delta v \Bigg) \end{aligned} \tag{C.40}$$

Les termes proportionnels à h ne figurent pas dans cette expression car ils disparaissent lorsque l'on effectue la somme sur les états d'hélicité. On remarque que les termes de C.40 sont égaux aux quatre premiers termes de C.10 en remplaçant les facteurs de forme faible par les facteurs de forme électromagnétique. Ainsi nous pouvons écrire directement d'après C.21 :

$$\overline{|\mathcal{M}_\gamma|^2}(+) + \overline{|\mathcal{M}_\gamma|^2}(-) = \frac{e^4}{q^4}\mathcal{K}\left[\epsilon {G_E^\gamma}^2 + \tau {G_M^\gamma}^2\right] = \frac{16\pi^2\alpha^2}{q^4}\mathcal{K}\left[\epsilon {G_E^\gamma}^2 + \tau {G_M^\gamma}^2\right] \tag{C.41}$$

L'asymétrie de violation de la parité en diffusion élastique électron polarisé proton est alors égale au rapport de C.39 sur C.41 et vaut :

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z - (1 - 4sin^2\theta_W)\sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)} G_M^\gamma G_A}{\epsilon {G_E^\gamma}^2 + \tau {G_M^\gamma}^2} \quad \text{(C.42)}$$

où $Q^2 = -q^2$.

Le calcul de l'asymétrie de violation de la parité qui vient d'être présenté ne repose que sur des approximations de type cinématique générallement rencontrée dans la plupart des expériences de violation de parité en diffusion d'électrons. La première approximation consiste à considérer les électrons incidents et diffusés comme des particules ultrarelativistes ce qui permet de négliger leur masse et de confondre leur hélicité avec leur chiralité. La deuxième approximation est de considérer le quadri-moment transféré faible devant la masse du boson Z ce qui permet de simplifier le propagateur lié à cette particule. La conséquence est que l'expression de l'asymétrie donnée par la formule C.42 n'est valable que lorsque $Q^2 \ll M_Z^2 = 8281 GeV^2$ et pour des électrons d'énergie supérieure à la dizaine de MeV.

Remarque :

La formulation de l'asymétrie de violation de parité peut différer d'une référence à l'autre suite à des définitions différentes de la charge faible. Nous avons choisi la convention utilisée dans la référence [33], $c_V^f = 2T_3 - 4Q\sin^2\theta_W$ et $c_A^f = -2T_3$. Une autre convention est également utilisée par les références [18, 86, 87] : $\tilde{c}_V^f = \frac{1}{2}T_3 - Q\sin^2\theta_W$ et $\tilde{c}_A^f = -\frac{1}{2}T_3$. Le rapport des charges faibles est de quatre ce qui implique de modifier les facteurs de forme faible :

$$\tilde{G}_{E,M}^Z = \sum_{q=u,d,s} \tilde{c}_V^f G_{E,M}^q = \sum_{q=u,d,s} \frac{1}{4} c_V^f G_{E,M}^q = \frac{1}{4} G_{E,M}^Z \quad \text{(C.43)}$$

Dans la convention que nous avons utilisée, le facteur de forme axial, G_A^Z, est normalisé de la manière suivante : $G_A^Z(Q^2 = 0) = g_A$, alors que dans l'autre convention il est normalisé différemment : $\tilde{G}_A^Z(Q^2 = 0) = g_A/2$. Ainsi nous avons la relation suivante reliant les deux facteurs de forme axial :

$$\frac{1}{4} G_A^Z = \frac{1}{2} \tilde{G}_A^Z \quad \text{(C.44)}$$

En reportant les équations C.43 et C.44 dans l'expression C.42, nous obtenons la valeur de l'asymétrie suivante [86, 87] :

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{\epsilon G_E^\gamma \tilde{G}_E^Z + \tau G_M^\gamma \tilde{G}_M^Z - \frac{1}{2}(1 - 4sin^2\theta_W)\sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)} G_M^\gamma \tilde{G}_A^Z}{\epsilon {G_E^\gamma}^2 + \tau {G_M^\gamma}^2} \quad \text{(C.45)}$$

Il est alors important de noter que la valeur de l'asymétrie de violation de parité est indépendante de la convention choisie. Les valeurs des contributions des quarks, $G_{E,M,A}^q$, ne sont pas non plus modifiées par le choix de la convention.

Annexe D

Formulaire du calcul d'asymétrie

L'objectif de cette annexe est de présenter et de démontrer un certain nombre de formules utiles pour les calculs d'asymétrie employés lors de l'analyse des données (influence du temps mort, soustraction du bruit de fond, etc.).

Tout d'abord nous allons donner puis démontrer les formules générales liées au calcul d'asymétries de taux de comptage ainsi que les relations concernant les calculs d'erreur associée. Puis nous allons calculer les fausses asymétries introduites par le temps mort, la variation de la densité de la cible et une mauvaise calibration des moniteurs de courant.

D.1 Formules de base

Soient deux variables x et y dépendantes de l'hélicité. L'asymérie se calcule de la manière suivante :

$$A(x) = \frac{x^+ - x^-}{x^+ + x^-} \tag{D.1}$$

avec x^+ et x^- les valeurs de la variable x pour les deux états d'hélicité $+$ et $-$. Posons $x^\pm = x_0 \pm \delta x$ et $y^\pm = y_0 \pm \delta y$. Soit également C une variable indépendante de l'hélicité. Nous avons alors les formules suivantes :

$$A(1/x) = -A(x) \tag{D.2}$$

$$A(Cx) = A(x) \tag{D.3}$$

$$A(xy) = \frac{A(x) + A(y)}{1 + A(x)A(y)} \approx A(x) + A(y) \; pour \; A(x),\; A(y) \ll 1 \tag{D.4}$$

$$A(x+y) = \frac{x_0}{x_0 + y_0} A(x) + \frac{y_0}{x_0 + y_0} A(y) \tag{D.5}$$

– Démonstration de D.2 :
  Soit une variable x, l'asymétrie de $1/x$ vaut :

$$A(1/x) = \frac{1/x^+ - 1/x^-}{1/x^+ + 1/x^-} = \frac{x^-/x^+ - 1}{x^-/x^+ + 1} = \frac{x^- - x^+}{x^- + x^+} = -A(x) \tag{D.6}$$

– Démonstration de D.3 :

Soit C une variable indépendante de l'état d'hélicité, l'asymétrie de la variable Cx vaut :

$$A(Cx) = \frac{Cx^+ - Cx^-}{Cx^+ + Cx^-} = \frac{x^+ - x^-}{x^+ + x^-} = A(x) \tag{D.7}$$

– Démonstration de D.4 et de D.5 :
Soit deux variables x et y. L'asymétrie de xy vaut alors :

$$\begin{aligned} A(xy) &= \frac{x^+y^+ - x^-y^-}{x^+y^+ + x^-y^-} \\ &= \frac{(x_0+\delta x)(y_0+\delta y) - (x_0-\delta x)(y_0-\delta y)}{(x_0+\delta x)(y_0+\delta y) + (x_0-\delta x)(y_0-\delta y)} \\ &= \frac{x_0\delta y + y_0\delta x}{x_0y_0 + \delta x\delta y} \\ &= \frac{\frac{\delta x}{x_0} + \frac{\delta y}{y_0}}{1 + \frac{\delta x}{x_0}\frac{\delta y}{y_0}} \end{aligned} \tag{D.8}$$

En remarquant que $A(x) = \frac{\delta x}{x_0}$ et $A(y) = \frac{\delta y}{y_0}$ et en supposant que $A(x) \ll 1$, nous obtenons le résultat suivant :

$$A(xy) = \frac{A(x) + A(y)}{1 - A(x)A(y)} \approx A(x) + A(y) \tag{D.9}$$

Avec les mêmes hypothèses sur x et y, l'asymétrie de $x + y$ vaut :

$$\begin{aligned} A(x+y) &= \frac{x^+ + y^+ - x^- - y^-}{x^+ + y^+ + x^- + y^-} \\ &= \frac{(x_0+\delta x) + (y_0+\delta y) - (x_0-\delta x) - (y_0-\delta y)}{(x_0+\delta x) + (y_0+\delta y) + (x_0-\delta x) + (y_0-\delta y)} \\ &= \frac{\delta x + \delta y}{x_0 + y_0} \\ &= \frac{\frac{\delta x}{x_0}x_0 + \frac{\delta y}{y_0}y_0}{x_0 + y_0} \\ &= \frac{x_0}{x_0+y_0}A(x) + \frac{y_0}{x_0+y_0}A(y) \end{aligned} \tag{D.10}$$

Tous les calculs présentés par la suite reposent sur ces formules. Les coefficients présents dans la formule D.5 dépendent de valeurs moyennes des variables. Pour alléger les notations dans les calculs qui vont être menés, tous les coefficients multiplicatifs situés devant des asymétries sont considérés implicitement comme des valeurs moyennes.

D.2 Largeur de la distribution en asymétrie

Dans ce paragraphe, la valeur de la largeur statistique de la distribution de l'asymétrie, σ_A, est calculée dans le cas général d'une variable statistique qui dépend de l'hélicité. Cette variable, $\mathcal{N}$, est associée à des nombres de particules générées dont les valeurs moyennes N^+ et N^- dépendent de l'hélicité. La largeur de la distribution statistique de l'asymétrie vaut :

$$\sigma_A^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial N^+}\right)^2 \sigma_+^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N^-}\right)^2 \sigma_-^2 \tag{D.11}$$

où $\sigma_\pm$ représentent les largeurs des distributions statistiques de $N^\pm$. Les dérivées de l'asymétrie en fonction de $N^\pm$ valent :

$$\frac{\partial A}{\partial N^+} = \frac{2N^-}{(N^+ + N^-)^2} \tag{D.12}$$

$$\frac{\partial A}{\partial N^-} = \frac{2N^+}{(N^+ + N^-)^2} \tag{D.13}$$

Comme $\mathcal{N}$ est une variable statistique, les largeurs des distributions de N^+ et de N^- valent $\sigma_+ = \sqrt{N^+}$ et $\sigma_- = \sqrt{N^-}$. L'équation D.11 devient alors :

$$\sigma_A^2 = \frac{4N^+N^-}{(N^+ + N^-)^3} \tag{D.14}$$

d'où

$$\sigma_A = 2\sqrt{\frac{N^+N^-}{(N^+ + N^-)^3}} \tag{D.15}$$

Les valeurs de N^+ et N^- sont a priori différentes. Posons alors $N^+ = N_0 + \delta N$ et $N^- = N_0 - \delta N$. L'équation D.15 devient donc :

$$\sigma_A = 2\sqrt{\frac{N_0^2 - \delta N^2}{(2N_0)^3}} = \sqrt{\frac{1 - (\delta N/N_0)^2}{2N_0}} \tag{D.16}$$

Or d'après la démonstration de la formule D.4 $A = \delta N/N_0$, par conséquent la largeur de type statistique de l'asymétrie vaut :

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1 - A^2}{2N_0}} \tag{D.17}$$

En règle générale, l'asymétrie est de l'ordre de 10^{-5}, ainsi la valeur de la largeur est bien approximée par $\sigma_A = \sqrt{\frac{1}{2N_0}}$.

D.3 Exemples de fausses asymétries

Nous allons maintenant présenter les effets les plus couramment rencontrés dans les expériences de violation de parité. Ces effets (temps mort, fluctuation de la densité de la cible et mauvaise calibration des moniteurs de courant) introduisent alors des écarts par rapport à une mesure idéale.

D.3.1 Effet du temps mort sur le calcul d'asymétrie

Dans ce paragraphe nous allons nous intéresser aux effets du temps mort sur la largeur de la distribution en asymétrie puis la valeur moyenne de cette distribution. Tout au long de cette étude, nous allons utiliser les notations suivantes :

- la valeur du temps mort introduit par un événement est notée τ.
- N_m et N_v représentent la fréquence des événements mesurés et réels respectivement. Nous allons supposer ici que la différence entre ces deux grandeurs n'est due qu'aux pertes par temps mort. La relation entre ces deux valeurs est alors donnée par la formule suivante (cf. chapitre sur le temps mort) :

$$N_v = \frac{N_m}{1 - \tau N_m} \Leftrightarrow N_m = \frac{N_v}{1 + \tau N_v} \tag{D.18}$$

- A_m représente l'asymétrie des événements mesurés ($A(N_m)$) et A_v celle des événement réels ($A(N_v)$).

D.3.1.1 Effet sur la largeur de la distribution

Cet effet provient du fait que la vraie variable aléatoire à considérer est le nombre d'événements réels, N_v, et non le nombre d'événements mesurés, N_m. Au cours de l'expérience, seule la variable N_m est accessible. En l'absence de tout autre biais expérimental que celui introduit par le temps mort, N_v possède une distribution statistique. Mais ce n'est pas le cas pour N_m car les pertes par temps mort dépendent de cette observable ce qui introduit une auto-corrélation. La conséquence est que $\sigma_v = \sqrt{N_v}$ alors que $\sigma_m \neq \sqrt{N_m}$. La largeur de l'asymétrie mesurée A_m peut s'exprimer de la manière suivante :

$$\sigma_A^{m2} = \left(\frac{\partial A_m}{\partial N_m^+}\frac{\partial N_m^+}{\partial N_v^+}\right)^2 \sigma_v^{+2} + \left(\frac{\partial A_m}{\partial N_m^-}\frac{\partial N_m^-}{\partial N_v^-}\right)^2 \sigma_v^{-2} \tag{D.19}$$

Les dérivées de A_m par rapport à $N_m^\pm$ sont données par les équations D.12 et D.13. La dérivée des fréquences réelles par les fréquences mesurées valent d'après l'équation D.18 :

$$\frac{\partial N_v}{\partial N_m} = \frac{1}{(1 - \tau N_m)^2} = \frac{1}{(1 - f)^2} \tag{D.20}$$

où f représente la probabilité de temps mort ; comme cette probabilité est proportionnelle à N_m, elle dépend également de l'hélicité ($f^\pm$). L'équation D.19 devient alors :

$$\sigma_A^{m2} = \frac{4N_m^+ N_m^-}{(N_m^+ + N_m^-)^4}\left[N_m^-\left(1 - f^+\right)^3 + N_m^+\left(1 - f^-\right)^3\right] \tag{D.21}$$

Comme les asymétries physiques sont très faibles, nous pouvons considérer que $N_v^+ = N_v^- = N_v$ et par voie de conséquence $N_m^+ = N_m^- = N_m$ et $f^+ = f^- = f$. Ainsi la largeur de la distribution en asymétrie mesurée, σ_A^m, vaut :

$$\sigma_A^m = \sqrt{\frac{(1 - f)^3}{2N_m}} \tag{D.22}$$

Plusieurs remarques sont à faire sur cette expression :

- f est positif ce qui entraîne que la largeur mesurée σ_A^m est plus petite que la valeur de la largeur statistique estimée à partir des fréquences mesurées, $\sqrt{\frac{1}{2N_m}}$. Cet effet est surprenant au premier abord car toute source d'erreur a généralement pour effet d'augmenter la largeur de la distribution (les erreurs se somment quadratiquement). La raison d'un tel comportement est que la vraie variable aléatoire est la fréquence réelle qui est plus grande que la fréquence mesurée.
- La mesure de la largeur de l'asymétrie est un moyen de connaître la probabilité de temps mort en la comparant à $\sqrt{\frac{1}{2N_m}}$. En effet, le rapport entre ces deux grandeurs permet d'extraire le paramètre f directement relié à la valeur du temps mort τ. Cependant, nous avons émis l'hypothèse que le temps mort était la seule source d'erreur. Expérimentalement, les fréquences dépendent également d'autres paramètres tels que la densité de la cible, l'intensité du faisceau, etc. qui sont d'autant de source d'erreur augmentant la largeur de la distribution des asymétries et rendant ainsi impossible la détermination du temps mort par cette méthode.

D.3.1.2 Effet sur la valeur moyenne de l'asymétrie

Nous allons maintenant étudier l'effet du temps mort sur la valeur moyenne de la distribution des asymétries. Les taux de comptage réels sont proportionnels à l'intensité du faisceau. Pour minimiser les fluctuations en intensité, l'asymétrie est calculée à partir des taux normalisés, notés $Y = N/Q$ où Q représente la charge intégrée du faisceau. Nous allons conserver les mêmes notations à savoir que les taux normalisés mesurés sont notés Y_m et les taux normalisés réels Y_v. Dorénavant, les asymétries sont calculées à partir des taux normalisés, ie $A_m = A(Y_m)$ et $A_v = A(Y_v)$. Cette nouvelle notation implique que $A = A(N) - A_Q$ (éq. D.4 et D.2) avec $A_Q = A(Q)$ l'asymétrie de charge du faisceau.

En supposant que la relation entre les taux mesurés et les taux réels est de la forme D.18, l'asymétrie mesurée peut s'exprimer en fonction de l'asymétrie réelle de la façon suivante :

$$\begin{aligned} A_m = & \quad A(N_m/Q) \\ = & A\left((N_v/Q)(1-\tau N_m)\right) \\ = & A_v - \frac{\tau N_m}{1-\tau N_m} A\left(N_m\right) \\ = & \quad A_v - \tau N_v A\left(N_m\right) \\ = & A_v - \tau N_v \left(A_m + A_Q\right) \end{aligned} \tag{D.23}$$

En résolvant cette équation, l'asymétrie mesurée vaut finalement :

$$A_m = \frac{1}{1+\tau N_v}\left(A_v - \tau N_v A_Q\right) = \frac{1}{1+\tau N_v} A_v - \tau N_m A_Q \tag{D.24}$$

Cette équation montre que le temps mort introduit d'une part un facteur de dilution et d'autre part une fausse asymétrie proportionnelle à l'asymétrie de charge et au temps mort (τN_m).

L'étude du temps mort a montré que des événements non mesurés, appelés simples, introduisent un temps mort supplémentaire noté τ_s. Le taux de comptage de ces

événements est noté N_s et leur taux de comptage normalisé Y_s. L'existence de ces événements modifie la forme des équations D.18 de la manière suivante :

$$N_v = \frac{N_m}{1 - \tau N_m - \tau_s N_s} \Leftrightarrow N_m = \frac{1 - \tau_s N_s}{1 + \tau N_v} N_v \tag{D.25}$$

On peut remarquer que ces équations sont équivalentes à D.18 si $\tau_s = 0$ ou $N_s = 0$. Nous allons maintenant calculer l'asymétrie mesurée dans ces conditions. Avec le même raisonnement qu'employé dans le cas précédent, nous avons :

$$\begin{aligned} A_m =& A\left((N_v/Q)\left(1 - \tau N_m - \tau_s N_s\right)\right) \\ =& A_v + A\left(1 - \tau N_m - \tau_s N_s\right) \\ =& A_v - \frac{\tau N_m}{1 - \tau N_m - \tau_s N_s}\left(A_m + A_Q\right) - \frac{\tau_s N_s}{1 - \tau N_m - \tau_s N_s}\left(A_s + A_Q\right) \end{aligned} \tag{D.26}$$

En posant $N'_s = N_s/(1 - \tau N_m - \tau_s N_s)$ et en résolvant l'équation, l'asymétrie mesurée vaut :

$$A_m = \frac{1}{1 + \tau N_v} A_v - \frac{\tau N_v + \tau_s N'_s}{1 + \tau N_v} A_Q - \frac{\tau_s N'_s}{1 + \tau N_v} A_s \tag{D.27}$$

En présence d'événements simples (non mesurés) qui introduisent un temps mort supplémentaire, l'asymétrie dépend non seulement de l'asymétrie de charge mais aussi de l'asymétrie de ces événements. Il s'avère alors nécessaire de connaître leur asymétrie ou bien de corriger les taux de comptage de leur temps mort.

D.3.2 Effet de la densité de la cible

Ce paragraphe étudie l'influence d'une dépendence de la densité de la cible sur la valeur de l'asymétrie. Cette dépendence peut être due à une sensibilité en fonction de l'intensité du faisceau. En effet la puissance dissipée dans la cible par le passage du faisceau peut provoquer une ébullition locale de l'hydrogène liquide et changer ainsi la densité. Supposons que la densité (d) varie linéairement avec la charge du faisceau (proportionnelle à l'intensité) suivant la formule :

$$d = a \cdot Q + b \tag{D.28}$$

Le nombre de particules détectées dépend de la section efficace mais aussi de la luminosité qui est proportionnelle à la densité de la cible. En l'absence de tout autre biais expérimental, nous pouvons écrire que le nombre d'événements mesurés, N, est égal à :

$$N = d \cdot Q \cdot \mathcal{Y} \tag{D.29}$$

où $\mathcal{Y}$ est un terme indépendant de la charge. L'asymétrie du nombre d'événements mesurés normalisé par la charge peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} A_m =& A\left(N/Q\right) \\ A_m =& A\left(d\mathcal{Y}\right) \\ A_m =& A\left(\mathcal{Y}\right) + A\left(a \cdot Q + b\right) \\ A_m =& A\left(\mathcal{Y}\right) + \frac{a \cdot Q}{d} A_Q \end{aligned} \tag{D.30}$$

Nous venons de voir qu'une dépendence de la densité de la cible en fonction de l'intensité du faisceau introduit une fausse asymétrie proportionnelle à l'asymétrie de charge. Pour réduire cette fausse asymétrie, il faut par conséquent connaître l'asymétrie de charge mais également la variation de la densité en fonction de l'intensité du faisceau.

D.3.3 Effet de la calibration des moniteurs de courant

L'intensité du courant est mesurée à l'aide de moniteurs de courant. Ces instruments intègrent l'intensité du faisceau sur une durée déterminée. La charge ainsi mesurée est codée et enregistrée. La correspondance entre la charge, Q, et le numéro de canal du codeur, n_c, suit la relation suivante :

$$n_c = n_{ped} + c \cdot Q \tag{D.31}$$

où n_{ped} représente la position moyenne du piédestal et c le facteur de conversion. Ces deux dernières grandeurs sont déterminées en faisant varier l'intensité du courant du faisceau et en effectuant une régression linéaire de ces mesures. Cependant il est possible que cette calibration soit erronée, c'est à dire que les valeurs déduites, n^m_{ped} et c^m, ne sont pas égales aux valeurs réelles. Cela implique que la charge déduite du codeur, $Q^m = \frac{n_c - n^m_{ped}}{c^m}$, est différente de Q. La charge déduite à partir de la mauvaise calibration peut s'exprimer en fonction de la charge réelle par la relation suivante :

$$Q^m = \frac{n_{ped} - n^m_{ped} + cQ}{c^m} = \frac{\Delta n_{ped} + cQ}{c^m} \tag{D.32}$$

Comme l'asymétrie est calculée à partir des taux de comptage normalisés par la charge, une mauvaise calibration des moniteurs de courant introduit une fausse asymétrie. L'asymétrie calculée à l'aide de la mauvaise calibration vaut :

$$\begin{aligned} A\left(\frac{N}{Q^m}\right) = A\left(\frac{N}{Q}\frac{Q}{Q^m}\right) &= A\left(\frac{N}{Q}\right) + A\left(\frac{Q}{Q^m}\right) \\ &= A_v - A\left(\frac{Q^m}{Q}\right) \\ &= A_v - A\left(\frac{\Delta n_{ped}}{c^m \cdot Q} + \frac{c}{c^m}\right) \\ &= A_v - \frac{\Delta n_{ped}}{\Delta n_{ped} + c \cdot Q} A\left(\frac{1}{Q}\right) \\ &= A_v + \frac{\Delta n_{ped}}{\Delta n_{ped} + c \cdot Q} A_Q \end{aligned} \tag{D.33}$$

où A_v représente l'asymétrie réelle. La fausse asymétrie est alors proportionnelle à l'asymétrie de charge. Le coefficient situé devant A_Q ne dépend pas du coefficient de conversion issu de la mauvaise calibration, c^m, mais de l'erreur sur la position du piédestal, Δn_{ped}. La raison est que le facteur de conversion ne représente qu'un facteur d'échelle qui disparaît dans le calcul d'asymétrie grâce à la relation D.3. En revanche, une erreur sur la position du piédestal introduit un facteur de dilution de l'asymétrie à cause de la relation D.5. Le facteur situé devant l'asymétrie de charge représente l'erreur relative sur la charge introduite par une erreur sur la position du piédestal. La conséquence est que la fausse asymétrie est d'autant plus faible que la mesure est effectuée à grande intensité.

D.3.4 Conclusion

Les fausses asymétries introduites par le temps mort, la variation de la densité et une mauvaise calibration des moniteurs de courant ont été calculées dans ce paragraphe. Nous avons montré qu'elles dépendent toutes de l'asymétrie de charge, A_Q. L'évolution de l'asymétrie mesurée par les détecteurs en fonction de l'asymétrie de charge permet ainsi d'étudier l'importance des fausses asymétries. Cependant pour séparer chacune des contributions (temps mort, variation de la densité et calibration des moniteurs de courant), il est nécessaire d'effectuer des mesures complémentaires, comme la mesure de la luminosité pour l'étude de la densité.

Annexe E

Contribution des événements inélastiques

L'un des résultats majeurs de la période d'ingénierie de l'expérience G^0 porte sur l'évaluation des taux de comptage des événements inélastiques, qui sont nettement supérieurs aux valeur attendues par les simulation. Des études ont démontré que ces événements supplémentaires observés proviennent de processus inélastiques produits dans les fenêtres de la cible [183, 204]. Il en découle que, pour chaque détecteur, l'asymétrie mesurée est la résultante de l'asymétrie, A_{el}, liée aux événements élastiques et d'une asymétrie, A_{inel}, associée aux processus inélastiques. L'asymétrie mesurée s'écrit alors :

$$A_m = A(Y_{el} + Y_{inel}) = \frac{Y_{el}}{Y_{el} + Y_{inel}} A_{el} + \frac{Y_{inel}}{Y_{el} + Y_{inel}} A_{inel} = \frac{1}{1+R} A_{el} + \frac{R}{1+R} A_{inel} \quad \text{(E.1)}$$

où Y_{el} et Y_{inel} sont les taux de comptage normalisés des événements élastiques et inélastiques respectivement et $R = \frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$. Cette équation montre bien la nécessité de déterminer non seulement le rapport R lié aux processus inélastiques mais aussi l'asymétrie associée, A_{inel}.

E.1 Détermination du facteur de dilution

Trois méthodes ont été mises en place pour déterminer le rapport R. L'absence d'une simulation fiable pour décrire la contribution des processus inélastiques aux spectres de temps de vol a conduit à utiliser des paramétrisations simplistes ou encore les données en cible vide. Les deux premières méthodes employées consistent à ajuster les spectres mesuré par différentes fonctions. La troisième méthode repose sur les mesures effectuées en cible vide. La comparaison entre les différents résultats obtenus permet alors d'estimer l'erreur sur le facteur de dilution.

E.1.1 Ajustements des spectres de temps de vol

Une première méthode consiste à ajuster les spectres de temps de vol par trois distributions gaussiennes, une pour chaque type de particule : pions, protons élastiques et inélastiques. La figure E.1 montre le résultat de l'ajustement pour un détecteur 8.

La contribution des événements inélastiques est alors représentée par l'intégrale de la distribution gaussienne associée à l'intérieur des coupures en temps de vol.

Une deuxième méthode repose sur l'hypothèse que seuls les pics associés aux pions et aux protons issus d'une diffusion élastique possèdent une forme gaussienne. Etant donné l'importance de la contribution des protons issus d'une diffusion inélastique sous ces pics, il est nécessaire d'effectuer une soustraction au premier ordre des protons inélastiques, leur distribution en temps étant supposée gaussienne sous le pic associé aux pions et polinôminale d'ordre 2 sous celui associé aux événements élastiques. Cet ajustement permet de déterminer la contribution des protons élastiques puis de la soustraire aux spectres de temps de vol afin d'obtenir une estimation de la distribution des événements inélastiques sous ces pics comme le montre la figure E.2. Il est important de noter que cette procédure ne peut être appliquée dans le cas du détecteur 15. En effet le pic associé aux protons élastiques possède la même gamme en temps de vol que les protons inélastiques. Le taux de comptage des protons inélastiques dans ce détecteur est estimé à partir du spectre du détecteur 16 pour lequel aucun événement élastique est mesuré et dont le domaine cinématique est proche du détecteur 15.

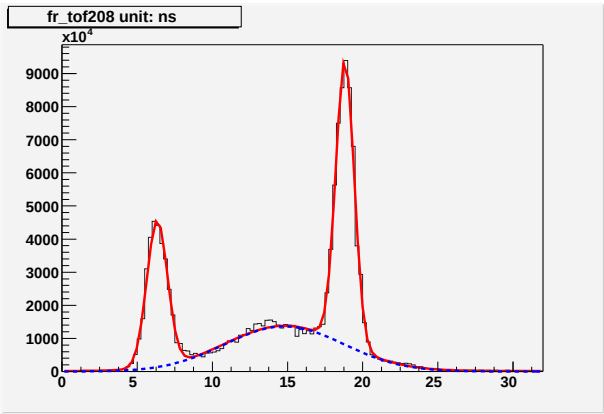


FIG. E.1 – Résultats de l'ajustement des spectres de temps de vol par trois distributions gaussiennes (courbes rouges) pour un détecteur 8. La courbe bleue représente l'estimation de la distribution des protons inélastiques [208].

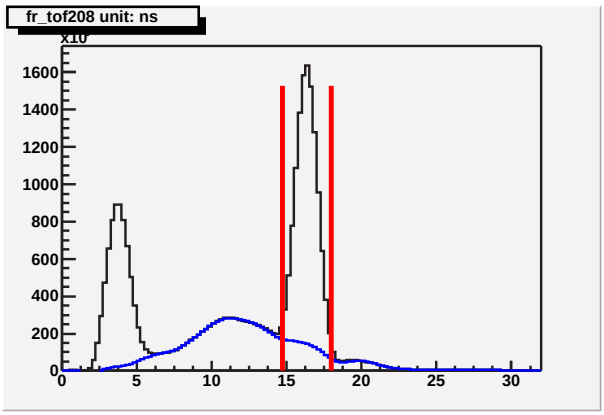


FIG. E.2 – Résultat de la soustraction des pions et des événements inélastiques pour un détecteur 8. La courbe bleue représente l'estimation de la distribution des protons inélastiques. Les traits rouges marque la position des coupures utilisées pour le calcul des asymétries [212].

Le rapport $R = \frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$ à l'intérieur des coupures en temps de vol peut alors être calculé pour tous les détecteurs en utilisant chacune des deux méthodes présentées. Les résultats seront présentés ultérieurement lors de la comparaison avec les autres méthodes utilisées.

E.1.2 Etude en cible vide

Des données en cible vide ont été prises lors de la période d'ingénierie. Le terme "vide" signifie que la cible est remplie d'hydrogène gazeux et non liquide. La densité

d'hydrogène est alors de $1,50\ kg/m^3$ comparée à $72,32\ kg/m^3$ en cible "pleine" soit un facteur 48 entre les deux densités utilisées. Le principe de cette méthode est donc de comparer les spectres en cible "vide" et "pleine" pour extraire la contribution des événements inélastiques sous le pic des événements élastiques [204].

La différence de densité implique que la contribution de l'hydrogène au spectre de temps de vol est divisée par 48. En revanche la contribution des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible seront moins affectées. En effet les événements produits dans les fenêtres sont dus à des processus soit d'électroproduction soit de photoproduction. Le premier type de processus est indépendant de la densité de la cible. De même la photoproduction reste identique dans la fenêtre d'entrée de la cible et la cellule d'hélium située en amont. En revanche, pour la fenêtre de sortie de la cible, sa contribution à la photoproduction est plus faible avec la cible vide en raison de la faible densité d'hydrogène qui joue le rôle de milieu radiateur. La réduction de ce processus induit une diminution de la production des événements inélastiques dans les fenêtres d'un facteur estimé à 1,5 [205].

La procédure pour estimer le rapport R consiste à ajouter les distributions en temps de vol mesurées en cible vide, multipliés par un facteur 1,5, à la simulation des processus produits dans l'hydrogène. La contribution des événements élastiques produits dans l'hydrogène de la cible "vide" (estimée par la simulation) a été préalablement retirée des données mesurées. La figure E.3 montre le résultat de cette méthode pour un des détecteurs 8. La comparaison des taux de comptages associés au pic de pions n'a pas de sens dans la mesure où la simulation ne prend pas en compte le seuil en amplitude introduit par l'électronique.

Les résultats de cette méthode montrent que la contribution des fenêtres de la cible est d'environ 50%. En outre, la différence entre les taux de comptage des événements inélastiques mesurés, situés entre les pics de pions et de protons élastiques, et les taux correspondants obtenus par cette méthode varie de -20% pour les premiers détecteurs à +10% pour les derniers détecteurs [204]. La précision sur la contribution des événements inélastiques situés sous le pic de protons élastiques peut alors être considérée de 20%. Avec ces données, le facteur R peut être calculé avec une précision relative également de l'ordre de 20%.

E.1.3 Estimation de $\frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$

Chacune des méthodes qui viennent d'être présentées permettent d'estimer la distribution des événements inélastiques sous le pic associé aux événements élastiques. Le rapport R est déterminé à partir du taux de comptage des événements inélastiques à l'intérieur des coupures, associées au pic de protons élastiques, et le taux de comptage des événements élastiques qui est obtenu par soustraction des événements inélastiques.

La figure E.4 reporte l'ensemble des résultats obtenus pour tous les détecteurs et pour chacune des méthodes employées. Elle montre que le facteur R croît en fonction du numéro de détecteur de 10% à 30%. Ces valeurs introduisent donc un facteur de dilution de 77% à 91% sur l'asymétrie physique.

Les trois méthodes d'extraction de R sont cohérentes les unes avec les autres. Même si les hypothèses sur lesquelles elles reposent sont différentes et peuvent être sujettes à discussion (distributions gaussiennes, facteur multiplicatif pour la photoproduction),

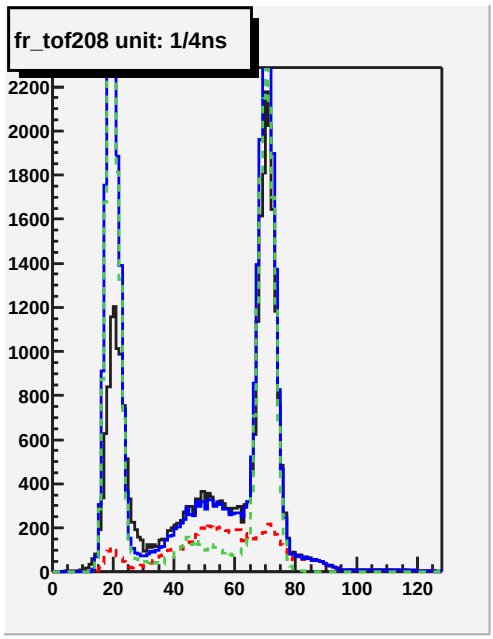


FIG. E.3 – Comparaison d'un spectre mesuré (courbe noire) et du spectre obtenu en utilisant les données en cible "vide" (courbe bleue). la simulation de l'hydrogène est représentée par la courbe tiretée verte et les mesures en cible "vide" multipliées par un facteur 1,5 par la courbe tiretée rouge.

leur cohérence permet de dire que l'estimation R est nettement plus précise que 20%, représenté par les barres d'erreur sur la figure E.4.

E.2 Asymétrie des événements inélastiques

Aucune méthode ne permet d'isoler les événements inélastiques, dont le temps de vol est le même que les protons élastiques, afin d'en mesurer l'asymétrie correspondante. Nous montrons dans ce paragraphe les méthodes qui ont été utilisées pour estimer au mieux cette asymétrie.

E.2.1 Interpolation de l'asymétrie

L'asymétrie liée aux processus inélastiques dépend de l'impulsion du proton de recul et donc du temps de vol pour un détecteur donné. La figure E.2 montre que les événements inélastiques couvrent une gamme en temps de vol plus large que les événements élastiques. Une première méthode consiste à interpoler les asymétries mesurées avant et après le pic de protons élastiques.

Les différentes coupures en temps de vol utilisées pour calculer les asymétries sont représentées sur la figure E.5. La région située avant le pic élastique a été divisé en deux zones (cut1 et cut2) tandis qu'une seule zone est sélectionnée après le pic de protons élastiques. Les détecteurs 14, 15, et 16 subissent un traitement particulier. Pour le

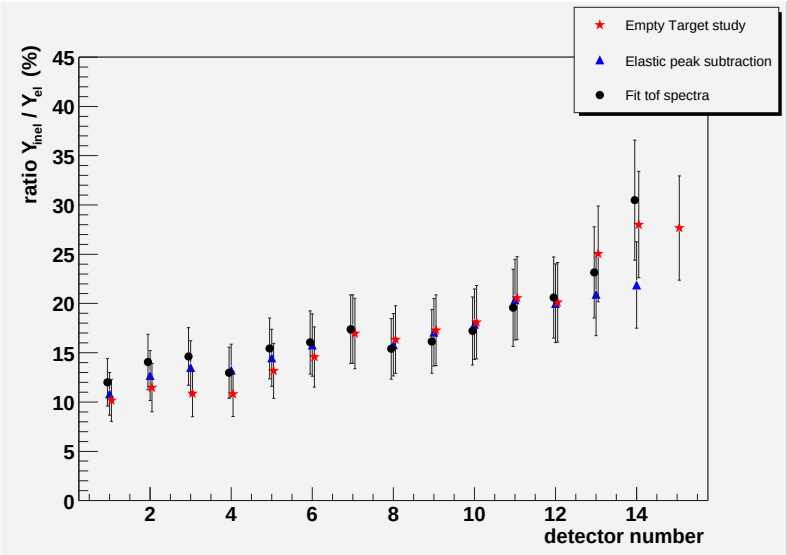


FIG. E.4 – Résultats des différentes méthode d'extraction du rapport $R = \frac{Y_{inel}}{Y_{el}}$ pour tous les détecteurs.

détecteur 14, des événements élastiques sont compris entre les coupures "cut1" dû au retour cinématique induit par le spectromètre. L'asymétrie qui leur est associée est grande car la valeur de Q^2 correspondant est d'environ 1 GeV (l'asymétrie est d'environ -40 ppm). La contribution des événements élastiques est alors soustraite en utilisant la formule E.1 pour extraire l'asymétrie des événements inélastiques $A(Y_{inel})$, la valeur du taux de comptage élastique Y_{el} étant donnée par la simulation. Dans le cas du détecteur 15, les coupures cut1 et cut2 ne peuvent pas être définie car les protons élastiques couvrent une large gamme en temps de vol. Enfin le détecteur 16 n'est pas sensible aux processus élastiques, les trois gammes en temps délimitées par les coupures cut1, cut2 et cut3 sont contiguës.

La figure E.6 montre les résultats des asymétries détecteur par détecteur pour chacune des trois coupures. L'asymétrie des événements inélastiques situés sous le pic de protons élastiques est estimée en effectuant une interpolation entre les asymétries correspondant aux coupures situées de part et d'autre du pic élastique (coupures 2 et 3). Les événements situés entre les coupures 1 proviennent majoritairement de la fenêtre d'entrée de la cible tandis que les événements situés entre les coupures 2, 3 et sous le pic élastique sont issus de la fenêtre de sortie. Les protons inélastiques générés dans la fenêtre d'entrée sont dus à des réactions d'électro-production alors que ceux issus de la fenêtre de sortie proviennent de l'électro-production et de la photo-production. Ce dernier type de processus peut induire une asymétrie différente de celle associée à l'électro-production. Le type de réaction étant différent, l'asymétrie associée aux coupures 1 n'a pas été prise en compte pour estimer l'asymétrie des événements inélastiques situés sous le pic élastique. A chaque type de coupure correspond un temps de vol moyen et une asymétrie donnés par les spectres de temps de vol. L'asymétrie des événements inélastiques sous le pic élastique est interpolée linéairement au niveau du temps de vol moyen des protons élastiques. Les résultats de cette interpolation sont reportés sur la figure E.7 et sont représentés par l'intersection des ajustements linéaires des asymétries mesurées dans les coupures 2 et 3 avec

les lignes verticales correspondant au temps de vol moyen des protons élastiques et des pions.

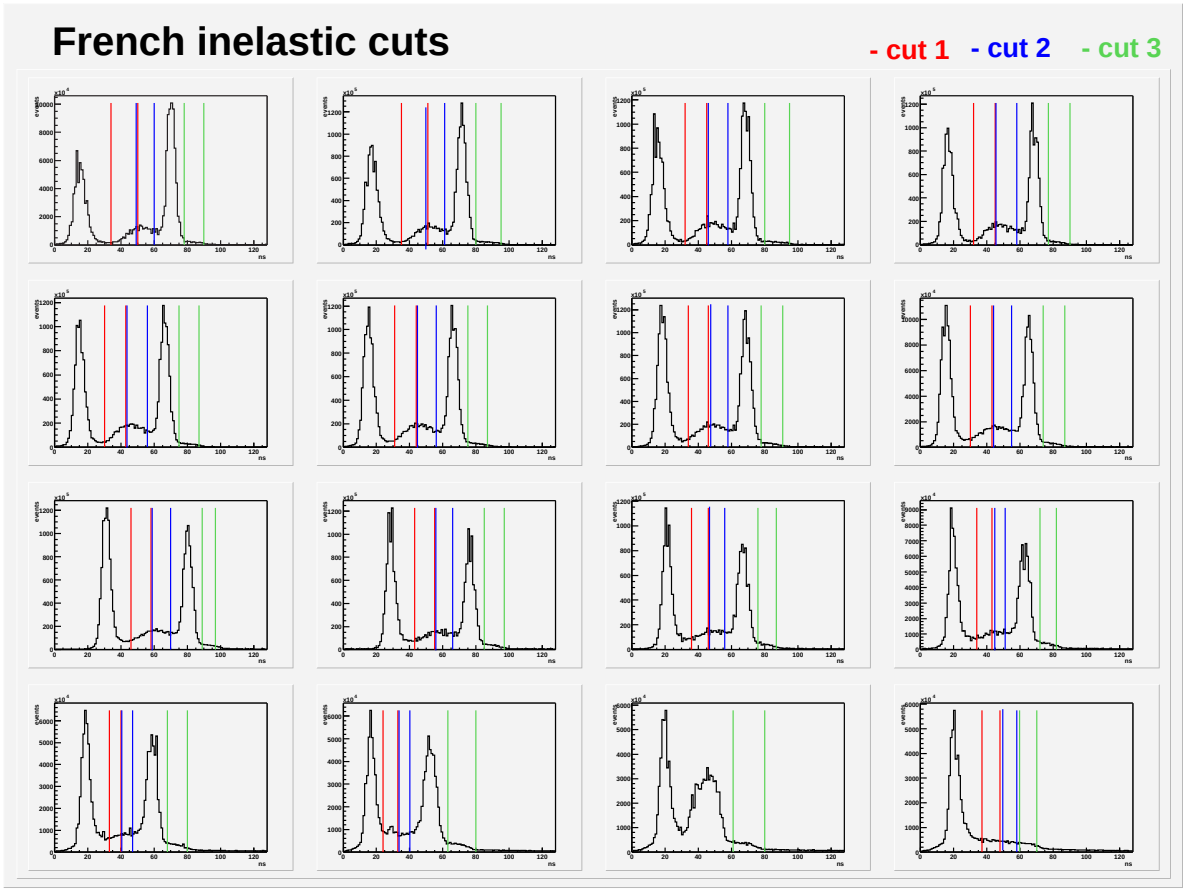


FIG. E.5 – Position des différentes coupures utilisées pour le calcul des asymétries des événements inélastiques.

Nous avons estimé l'erreur systématique associée à l'hypothèse d'une dépendance linéaire de l'asymétrie des événements inélastiques de la manière suivante. Pour chaque détecteur, les valeurs obtenues pour les trois zones de temps de vol ont été ajustées par un polynôme de degré 2. L'évolution des asymétries associées aux événements inélastiques n'est alors plus linéaire sous le pic élastique ce qui conduit à une valeur d'asymétrie différente.

La valeur de l'asymétrie inélastique sera celle obtenue par l'ajustement linéaire et l'erreur statistique associée, celle déduite de la procédure d'interpolation. L'erreur systématique est évaluée comme la différence entre les asymétries obtenues par les interpolations linéaires et quadratiques : $\Delta A_{inel}^{sys} = |A_{inel}^{lin} - A_{inel}^{quad}|$. L'erreur sur la valeur de l'asymétrie inélastique située sous le pic élastique vaut alors :

$$\Delta A_{inel} = \sqrt{\Delta A_{inel}^{stat\,2} + \Delta A_{inel}^{sys\,2}} \tag{E.2}$$

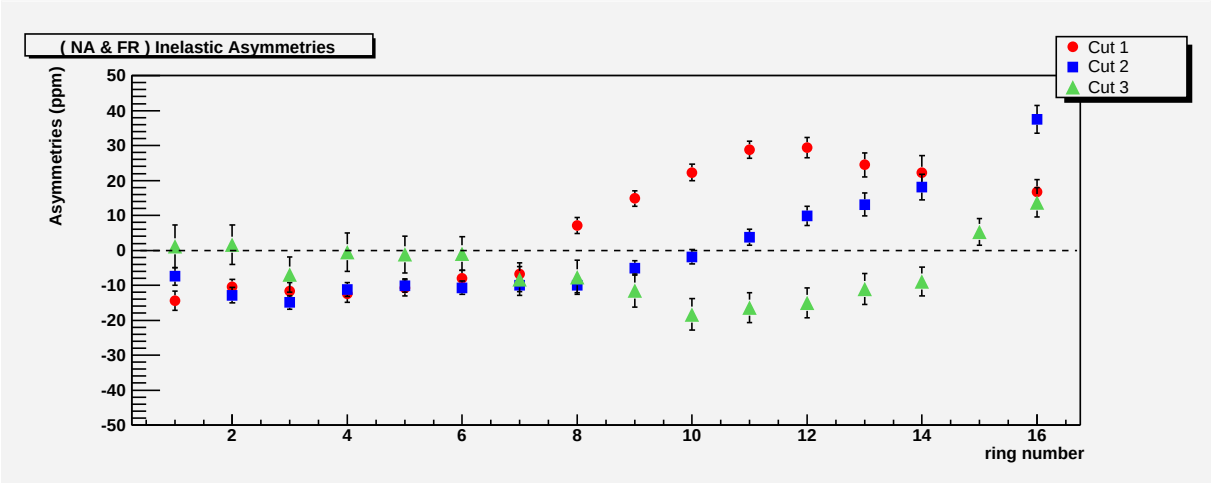


FIG. E.6 – Valeur des asymétries mesurées à l'intérieur des coupures cut1, cut2 et cut3 pour chaque détecteur.

E.2.2 Mesures avec un champ magnétique réduit

Une autre méthode a été développée pour estimer l'asymétrie des événements inélastiques situés sous le pic élastique. Dans la première partie de la période d'ingénierie de l'expérience, les données ont été acquises avec un champ magnétique du spectromètre à 90% de sa valeur nominale (courant circulant dans les bobines de $I_{SMS} = 4500$ A au lieu de $I_{SMS} = 5000$ A). La figure E.8 montre la comparaison des spectres de temps de vol correspondant à la valeur nominale du champ magnétique ($I_{SMS} = 5000$ A, courbe noire) et à 90% de cette valeur ($I_{SMS} = 4500$ A, courbe rouge). Pour un détecteur donné, la position du pic associé aux protons élastiques varie, alors que la distribution des protons inélastiques est peu modifiée. Le principe de la méthode consiste à calculer, à partir des spectres à champ réduit, l'asymétrie des événements inélastiques situés entre les coupures utilisées pour sélectionner le pic élastique à champ nominal (lignes verticales sur la figure E.8). L'asymétrie ainsi calculée est associée aux événements inélastiques possédant le même temps de vol que les protons élastiques pour un champ magnétique nominal.

Cette méthode repose néanmoins sur des hypothèses concernant l'asymétrie des événements inélastiques. L'utilisation du spectromètre de G^0 permet d'associer une impulsion donnée à un temps de vol donné quelque soit la valeur du champ magnétique. Cette propriété est illustrée par la figure E.9 qui montre une forte corrélation entre l'impulsion des protons inélastiques et leur temps de vol et cela indépendamment de la valeur du champ magnétique. En revanche la figure E.10 montre que le domaine d'acceptance (impulsion-angle d'émission) d'un détecteur varie en fonction du champ magnétique. Par conséquent, les événements inélastiques compris entre les mêmes coupures en temps de vol possèdent la même impulsion pour un champ magnétique nominal ou réduit à des angles d'émission différents. Cette méthode d'extraction des asymétries des événements inélastiques situés sous le pic élastique à $I_{SMS} = 5000$ A suppose implicitement que ces asymétries dépendent principalement de l'impulsion et varient peu avec l'angle d'émission des particules.

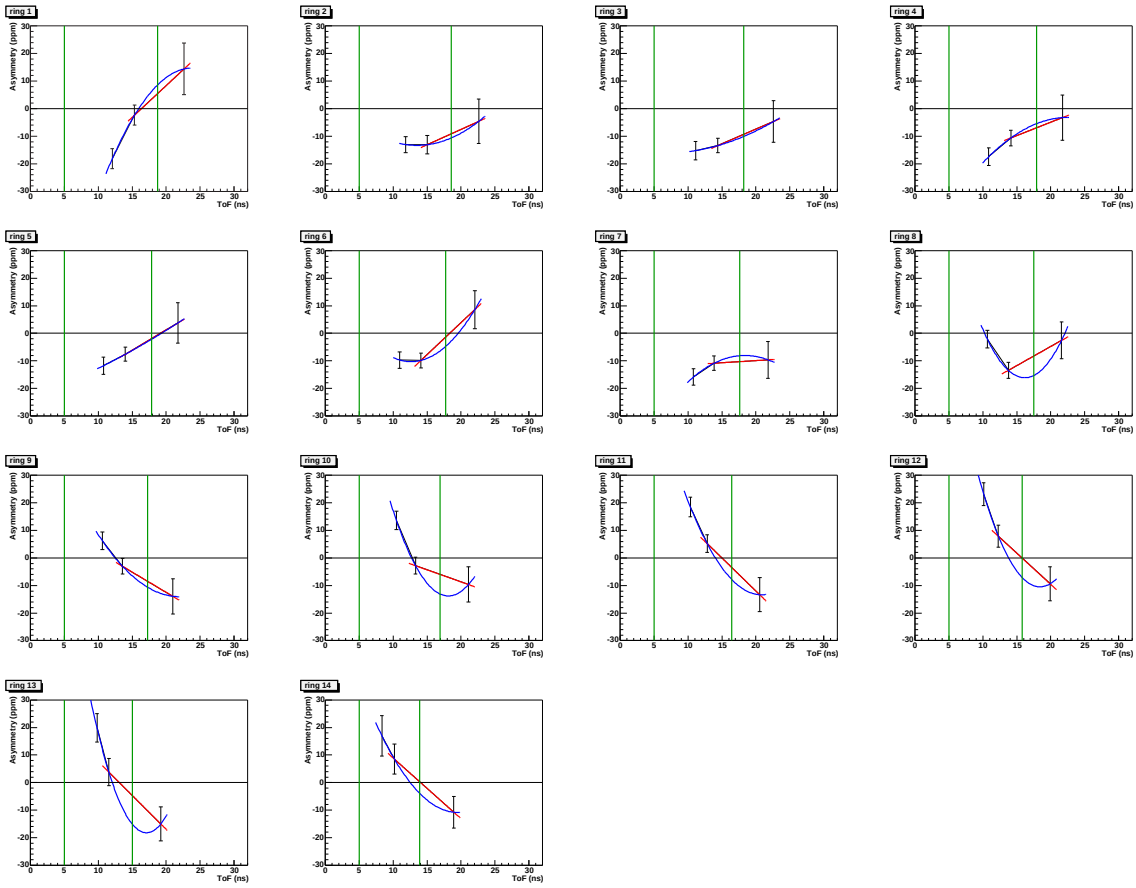


FIG. E.7 – Résultats de l'interpolation de l'asymétrie pour chaque détecteur des octants français. Les lignes verticales vertes représentent la position des pics associés aux pions (ligne de gauche) et aux protons élastiques (ligne de droite). La valeur interpolée de l'asymétrie des événements inélastiques correspond à l'intersection des lignes rouges avec la ligne verticale associée aux pic "elastique". L'ajustement des asymétries par un polynôme de degré 2 est représenté par les courbes bleues et permet d'estimer l'erreur systématique.

Les deux méthodes d'extraction des asymétries des événements inélastiques qui viennent d'être décrites reposent sur des hypothèses différentes qui peuvent être sujettes à discussion : variation linéaire en fonction du temps de vol (méthode d'interpolation), faible dépendance avec l'angle d'émission des particules (méthode avec un champ magnétique réduit). La figure E.11 montre néanmoins que ces deux méthodes sont cohérentes à la précision statistique près. Il est à noter que l'asymétrie des événements inélastiques n'a pas pu être extraite par la méthode avec un champ réduit pour le détecteur 14 car ce détecteur devaient être éteint pendant les mesures d'asymétrie en raison du trop fort courant anodique de ses photomultiplicateurs (voir paragraphe 4.4.1). Par souci de cohérence dans l'analyse, les asymétries mesurées sont corrigées des événements inélastiques en utilisant les valeurs des asymétries, A_{inel}, déduites de la méthode d'interpolation.

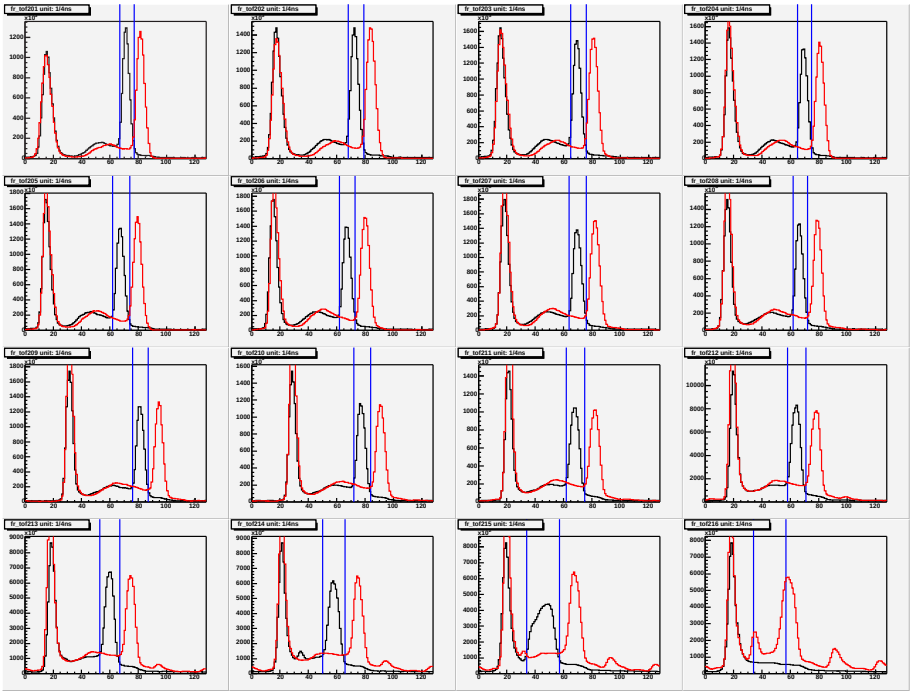


FIG. E.8 – Comparaison des spectres de temps de vol associés à chaque détecteur pour la valeur nominale du champ magnétique (courbe noire) et pour 90% de cette valeur (courbe rouge). Les lignes verticales symbolisent la position des coupures utilisées pour le calcul des asymétries.

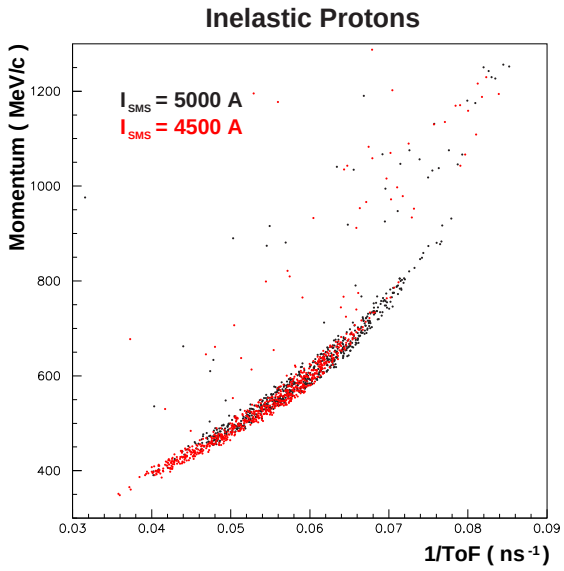


FIG. E.9 – Impulsion des protons inélastiques en fonction de l'inverse de leur temps de vol pour un champ magnétique de 100% (point noirs) et 90% (points rouges) de la valeur nominale.

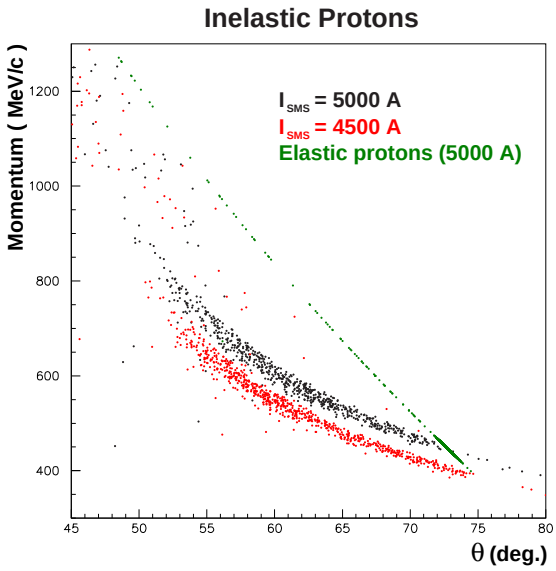


FIG. E.10 – Acceptance du détecteur 8 en impulsion et en angle d'émission pour les deux valeurs utilisées du champ magnétique.

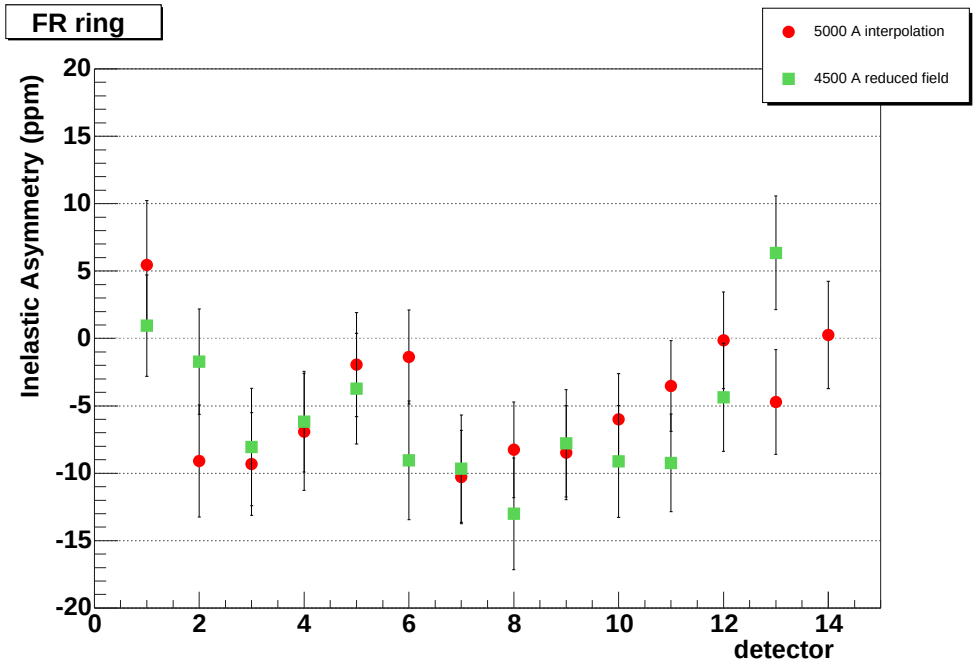


FIG. E.11 – Comparaison des asymétries des événements inélastiques obtenues avec les méthodes d'interpolation et avec un champ réduit.

Bibliographie

[1] G. Sterman *et al.*, Rev. Mod. Phys. **67**, 157 (1995)

[2] T. Cheng and L. Li, *Gauge theory of elementary particle physics*, Oxford Science Publications

[3] J. Gasser and H. Leutwyler, Phys. Lett. B **253**, 252 (1991)

[4] M. Jones *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** 1398 (2000)

[5] O. Gayou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88** 092301 (2002)

[6] P.A.M. Guichon and M. Vanderhaeghen, hep-ph/0306007v1 (2003)

[7] D.B. Kaplan and A. Manohar, Nucl. Phys. B **310**, 527 (1988)

[8] E.J. Beise, nucl-ex/0309008 (2003)

[9] O. Stern, I. Estermann and R. Frisch, Nature **132**, 169 (1933)

[10] Hofstadter and McAllister, Phys. Rev. **98**, 217 (1955)

[11] Hofstadter and McAllister, Phys. Rev. **102**, 851 (1956)

[12] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950)

[13] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969)

[14] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)

[15] D. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973), Phys. Rev. D **8**, 3633 (1973)

[16] H. D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973)

[17] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002)

[18] F. Halzen and A. Martin, *Quarks & Leptons*, John Wiley and Sons (1984)

[19] M. Baylac, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard de Lyon, DAPNIA/SPHN-00-05-T (2001)

[20] F. J. Ernst, R. G. Sachs and K. C. Wali, Phys. Rev. **119** 1105 (1960)

[21] X. Ji and J. Tang, Phys. Lett. B **362** 182 (1995)

[22] H. Gao, nucl-ex/0301002 (2003)

[23] A. I. Akhiezer, and M. P. Rehalo, Sov. Phys. Doklady **13** 572 (1968)

[24] B. Milbrath *et al.*, Phys. Rev. Lett. **80** 452 (1998), Phys. Rev. Lett. **82** 2221 (1999)

[25] L. Andivahis *et al.*, Phys. Rev. D **50** 5491 (1994)

[26] A. Amghar, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, ISN 93-78 (1993)

[27] S. Platchkov, Nucl. Phys. **A510**, 740 (1990)
[28] A. Lung *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 718 (1993)
[29] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32**, 221 (1971)
[30] E.L. Lomon, Phys. Rev. C **66**, 045501 (2002)
[31] G.A. Miller, Phys. Rev. C **66**, 032201 (2002)
[32] R. Vogt, Prog. Part. Nucl. Phys. **45**, S105 (2000)
[33] M. J. Musolf et al., Phys. Rep. **239**, 1 (1994)
[34] R. G. Roberts, *The structure of the proton*, Cambridge University Press (1990)
[35] C.G. Callan and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett **22**, 156 (1969)
[36] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977)
[37] J.P. Berge *et al.*, CERN-EP/89-103 (1989)
[38] S.L. Adler, Phys. Rev. **143**, 1144 (1966)
[39] D.J. Gross and C.H. Llewellyb-Smith, Nucl. Phys. B **14**, 337 (1969)
[40] D. Allasia *et al.*, Z. Phys. C **28** 321 (1989)
[41] W.C. Leung *et al.*, Phys. Lett. B **317** 655 (1993)
[42] P. Amaudruz *et al.* (NMC collaboration), Phys. Rev. Lett. **66** 2712 (1991)
[43] J.J. Aubert *et al.*, Nucl. Phys. B **293** 740 (1987)
[44] A.O. Bazarko *et al.*, Z. Phys. C **65** 189 (1995)
[45] V. Barone *et al.*, Eur. Phys. J. C **12** 243 (2000)
[46] M. Burkardt and B.J. Warr, Phys. Rev. D **45** 958 (1992)
[47] H.L. Lai *et al.*, Phys. Rev. D **55** 1280 (1997)
[48] E. Landau et E. Lifchitz, *T.4 Electrodynamique Quantique*, Ed. Mir (1989)
[49] S. Wandzura and F. Wilczek, Phys. Lett. B **72** 195 (1978)
[50] P.L. Anthony *et al.*, Phys. Lett. B **458** 530 (1999)
[51] P. Bosted *et al.*, Nucl. Phys. A **663** 297 (2000)
[52] F.E. Close and R.G. Roberts, Phys. Lett. B **316** 165 (1993)
[53] B.W. Filippone and X. Ji, hep-ph/0101224v1 (2001)
[54] J.D. Björken, Phys. Rep. **148** 1467 (1966)
[55] J. Ellis and R. Jaffe, Phys. Rev. D **9** 1444 (1974) ; Phys. Rev. D **10** 1669E (1974)
[56] L. Babukadhia and M.D. Scadron, hep-ph/0208242v2 (2002)
[57] P.L. Anthony *et al.*, hep-ph/0007248 (2000)
[58] G. Altarelli, R.D. Ball, S. Forte and G.Ridolfi, Nucl. Phys. B **496** 337 (1997)
[59] (E143) K. Abe *et al.*, Phys. Rev. D **58** 112003 (1998)
[60] P.G. Ratcliffe, Phys. Lett. B **365** 383 (1996)
[61] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** 2584 (2000)
[62] Expérience COMPASS, http ://wwwcompass.cern.ch

[63] D. Muller *et al.*, Forschr. Phys. **42** 101 (1994)

[64] J.C. Collins, L. Frankfurt and M.Strikman, Phys. Rev. D **56**, 2982 (1997)

[65] K. Goeke, M.V Polyakov and M. Vanderhaeghen, hep-ph/0106012v2 (2001)

[66] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78** 610 (1997)

[67] A. Airapetian *et al.*, hep-ex/0106068 (2001)

[68] N. d'Hose *et al.*, Letter of Intent for COMPASS experiment (1999)

[69] M. Guidal, C. Marchand and E. Smith, spokespersons JLab experiment E98-107/E99-105

[70] P. Bertin, C.E. Hyde-Wright, F. Sabatié and E. Voutier, Deeply Virtual Compton Scattering on the Neutron proposal (2003)

[71] C.S. Wu, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)

[72] T.D. Lee and C.N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956)

[73] M. Goldhaber, L. Grodzins and A.W. Sunyar, Phys. Rev. **109**, 1015 (1958)

[74] Q.R. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. **89**, 011302 (2002)

[75] K. Eguchi *et al.* (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003)

[76] F. Hasert *et al.*, Phys. Lett. B **46**, 121 (1973)

[77] J. Schwinger, Ann. Phys. (NY) **2**, 407 (1957)

[78] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)

[79] G. t'Hooft, Nucl. Phys. B **35**, 167 (1971)

[80] G.A. Miller, Phys. Rev. C **57** 1492 (1998)

[81] L.A. Ahrens *et al.*, Phys. Rev. D **35**, 785 (1987)

[82] T.W. Donnelly *et al.*, Nucl. Phys. A **503**, 589 (1989)

[83] S. Zhu *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 033008 (2000)

[84] Y.B Zel'dovich and A.M. Perelomov, Sov. Phys. JETP **12**, 777 (1961)

[85] M.J. Musolf and B.R. Holstein, Phys. Rev. D **43**, 2956 (1991)

[86] J. Napolitano, Phys. Rev. C **43**, 1473 (1991)

[87] D.H. Beck, Phys. Rev. D **39**, 3248 (1989)

[88] R. Tieulent *et al. Extracting* G_E^s*,* G_M^s *and* G_A^e *from the G0 Experiment* **Rapport interne G0-00-045**

[89] E. Hadjimichael, G.I. Poulis and T.W. Donnelly, Phys. Rev. C **45**, 2666 (1992)

[90] D.T. Spayde *et al.* (SAMPLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **84**, 1106 (2000)

[91] R.L. Jaffe, Phys. Lett. B **229**, 275 (1989)

[92] D.H. Beck and B.R. Holstein, Int. Jour. Mod. Phys. E **10**, 1 (2001)

[93] M.J. Musolf and H. Ito, Phys. Rev. C **55**, 3066 (1997)

[94] R. Gupta, hep-lat/980028 (1998)

[95] T. Yoshié, hep-lat/9711017 (1997)

[96] S.J. Dong, J.-F. Lagaë and K.F. Liu, Phys. Rev. D **54**, 5496 (1996)

[97] M.J. Musolf, H.-W. Hammer and D. Drechsel, Phys. Rev. D **55**, 2741 (1997)

[98] W. Koepf, E.M. Henley and S.J. Pollock, Phys. Lett. B **288**, 11 (1992)

[99] M.J. Musolf and M. Burkardt, Z. Phys. C **61**, 433 (1994)

[100] H. Ito, Phys. Rev. C **52**, R1750 (1995)

[101] P. Geiger and N. Isgur, Phys. Rev. D **55**, 299 (1997)

[102] H.-W. Hammer *et al.*, Phys. Lett. B **367**, 323 (1996)

[103] H. Forkel, Phys. Rev. C **56**, 510 (1997)

[104] T.D. Cohen, H. Forkel and M. Nielsen, Phys. Lett. B **316**, 1 (1993)

[105] S.J. Dong, K.F. Liu and A.G. Williams, Phys. Rev. D **58**, 074504 (1998)

[106] G. Höler *et al.*, Nucl. Phys. B **114**, 505 (1976)

[107] P. Pain *et al.*, Phys. Rev. D **37**, 3252 (1988)

[108] W.M. Alberico, S.M. Bilenky and C. Maieron, Phys. Rep. **358**, 227 (2002)

[109] C.M. Maekawa, J.S. Veiga and U. van Kolck, Phys. Lett. B **488**, 167 (2000)

[110] B. Mueller *et al.* (SAMPLE Collaboration), Phys. Rev. Lett. **78**, 3824 (1997)

[111] R. Hasty *et al.* (SAMPLE Collaboration), Science **290**, 2117 (2000)

[112] T.R. Hemmert, U.-G. Meiβner and S. Steininger, Phys. Lett B **437**, 184 (1998)

[113] R. Tieulent, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier de Grenoble, ISN 02-27 (2002)

[114] T. Ito *et al.*, nucl-ex/0310001 (2003)

[115] K.A. Aniol *et al.* (Happex Collaboration), Phys. Rev. Lett **82**, 1096 (1999)

[116] K.A. Aniol *et al.* (Happex Collaboration), Phys. Lett B **509**, 211 (2001)

[117] Site web de l'expérience : http ://www-dapnia.cea.fr/Phys/Sphn/Parity/Happex2/

[118] Site web de l'expérience : http ://www-dapnia.cea.fr/Phys/Sphn/Parity/Helium4/

[119] F.E. Maas *et al.* (PVA4 Collaboration), Eur. Phys. J. A **17**, 339 (2003)

[120] B. Colin, Thèse de Doctorat, Université Paris XI Orsay, IPNO T-02-04 (2002)

[121] Site web de TJNAF : http ://www.jlab.org

[122] C. Cavata, *Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion* $\overrightarrow{e}p \rightarrow ep$, Ecole Joliot-Curie (1998) Maubuisson, France

[123] Site web du Hall A : http ://www.jlab.org/Hall-A

[124] Site web de l'expérience ^{3}He :http ://hallaweb.jlab.org/physics/experiments/E89-044/index.html

[125] Site web du Hall B : http ://www.jlab.org/Hall-B

[126] T. Nakano *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003)

[127] J. Barth *et al.*, hep-ex/0307083 (2003)

[128] Site web du Hall C : http ://www.jlab.org/Hall-C

[129] E.C. Schulte, Ph.D. Thesis, University of Illinois (2002)

[130] M.G. Sansour, Ph.D. Thesis, University of Houston (2002)

[131] D. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5053 (2000)

[132] C.K. Sinclair, Pasadena 1990, Proceedings, Parity violation in electron scattering, 101-110 (1990)

[133] J. Gramms *et al.*, Proceedings of PAVI02, Mainz (2002)

[134] J.R Chelikowsky an M.L. Cohen, Phys. Rev. Lett. **32**, 674 (1974)

[135] D.T. Pierce and F. Meier, Phys. Rev. B **13**, 5484 (1976)

[136] L.S. Cardman, Nucl. Phys. A **546**, 317 (1992)

[137] P. Zorabedian, Ph.D. Thesis, SLAC Report 248

[138] G. Fishman and G. Lampel, Phys. Rev. B **16**, 820 (1977)

[139] J. Arvieux *et al.*, **Rapport Interne G0-01-021** (2001)

[140] M. Salomaa and H. Enge, Nucl. Inst. Meth. A **145**, 279 (1977)

[141] V. Tioukine *et al.*, Proceedings of EPAC 2002, Paris (2002)

[142] K. B. Unser, **Technical Report CERN-SL/91-42-BI**, CERN (1991)

[143] G. Niculescu, Resonant Cavities Used as Beam Current Monitors, Internal CEBAF Report

[144] G. Krafft and A. Hofter, CEBAF Technical Note **TN-93-004** (1993)

[145] P. Gueye, M. Tiefenback and C. Yan, Hall C Beam Energy Measurement, Internal CEBAF Report

[146] M. Hauger *et al.*, Num. Inst. Meth. **A462**, 382 (2001)

[147] L. G. Levchuk, Num. Inst. Meth. **A345**, 496 (1994)

[148] R. Tieulent *et al.*, **Rapport Interne G0-00-056** (1998)

[149] C. Jones and E.J. Beise, **Rapport Interne G0-98-034** (1998)

[150] D.H. Beck *et al.*, G^0 *Technical Design Report* **Rapport Interne G0-93-001** (1993)

[151] R.M. Laszewski, **Rapport Interne G0-95-001** (1995)

[152] F. Merchez, **Rapport Interne G0-99-059** (1999)

[153] Site Web du service d'électronique du LPSC : http ://lpsc.in2p3.fr/electronique/mosaic.html

[154] G. Batigne *et al.*, **Rapports Internes G0-01-009, G0-01-019, G0-01-028, G0-01-047** (2001)

[155] G. Batigne *et al.*, **Rapport interne G0-02-060** (2002)

[156] R. Tieulent and J-S. Réal **Rapport Interne G0-00-019** (2000)

[157] J. Arvieux *et al.*, **Rapport Interne G0-03-046** (2003)

[158] L. Hannelius, **Rapport interne G0-03-044** (2003)

[159] R. Clark and B. Quinn, **Rapport Interne G0-98-010** (1998)

[160] J. Arvieux *et al.*, **Rapport Interne G0-02-025** (2002)

[161] Y. Ky, J-C. Artiges, and R. Sellem, **Rapport Interne G0-01-037** (2001)

[162] J. Secrest, **Rapport Interne G0-03-056** (2003)

[163] S.F. Pate, V. Papavassilou and G. Kyle, **Rapport Interne G0-97-010** (1997)

[164] The G^0 collaboration, **Rapport Interne G0-01-014** (2001)

[165] N. Simicevic, **Rapports Internes G0-99-004 G0-99-052** (1999)

[166] C. Murphy, S.P. Wells and N. Simicevic, **Rapport Interne G0-99-051** (1999)

[167] D. Dreschel *et al.*, Nucl. Phys A **645**, 145 (1999)

[168] J.-S. Réal and R. Tieulent, **Rapport Interne G0-01-022** (2001)

[169] J.-S. Réal, G. Quéméner, C. Furget and S. Kox, Rapport pour le Conseil Scientifique de l'IN2P3 (2002)

[170] G. Quemener and S. Kox, **Rapport Interne G0-00-052** (2000)

[171] LITRANI, F.-X. Gentit, DAPNIA-SPP, CEA Saclay. http ://gentit.home.cern.ch/gentit/

[172] Site Web du LCMI : http ://ghmfl.polycnres-gre.fr/indexfr.htm

[173] S.P. Wells and B.A. Anderson, **Rapport Interne G0-98-011** (1998)

[174] J. Bouvier, R. Foglio and C. Furget, **Rapport Interne G0-01-042** (2001)

[175] Site Web de K. Nakahara, http ://www.jlab.org/∼nakahara/

[176] Site Web de P. King, http ://www.jlab.org/∼pking/

[177] PAC Update, **Rapport Interne G0-93-002** (1993)

[178] D. Beck *et al.*, http ://www.phys.vt.edu/∼pitt/g0/g0_beam_feb03.pdf

[179] Technical Design Report, **Rapport Interne G0-93-001** (1993)

[180] K. Nakahara and R. Neveling, **Rapport Interne G0-03-077** (2003)

[181] Site Web de D. Spayde, http ://www.jlab.org/∼spayde/beam-polarization.html

[182] Site Web de S. Covrig, http ://www.krl.caltech.edu/g0/target/beam_studies/

[183] J. Roche *et al.* **Rapport interne G0-02-071** (2002)

[184] Site web de P. Degtiarenko, http ://www.jlab.org/∼pavel/

[185] J.W. Lightbody and J.S. O'Connell, Comp. in Phys. **2**, 57 (1988)

[186] J.W. Matthews and R.O. Owens, Nucl. Inst. Meth. **111**, 157 (1973)

[187] B. Quinn *Use of Buddy Scalers in Correction for Deadtime Losses in the Presence of Beam Intensity Fluctuations* **Rapport Interne** (1998)

[188] L. Bimbot, **Rapport Interne G0-02-026** (2002)

[189] G. Batigne *et al.*, **Rapport Interne G0-01-016** (2001)

[190] L. Bimbot **Rapport Interne G0-03-027** (2003)

[191] D.S. Armstrong, B. Moffit and R. Suleiman, Jefferson Laboratory technical note : **JLAB-TN-03-017** (2003)

[192] G. Batigne *et al.* **Rapport interne G0-00-048** (2000)

[193] G. Batigne *et al.* **Rapport interne G0-03-002** (2003)

[194] B. Quinn, **Rapport interne G0-03-052** (2003)

[195] Site d'analyse du groupe G^0 du LPSC,
http ://lpscwww.in2p3.fr/hadrons/secure/anal_janvier-2003/00Readme.html

[196] Yung-Su Tsai *Radiative corrections to electron scatterings* **SLAC-PUB-848** January 1971

[197] Page web de R. Neveling :
http ://www.jlab.org/∼neveling/G0/FASTBUS/TOFDIF-5000/tofdif_5000.html

[198] C. Furget, **Rapport interne G0-03-038** (2003)

[199] S. Covrig, http ://www.krl.caltech.edu/g0/target/beam_studies/beamtrip.ps

[200] Site web de J. Roche, http ://www.jlab.org/∼jroche

[201] Site web du groupe JLab du LPSC, http ://lpscwww.in2p3.fr/hadrons

[202] Site web de K. Nakahara, http ://www.jlab.org/∼nakahara

[203] K. Protasov, *Probabilités et incertitudes* Presses Universitaires de Grenoble (1999)

[204] J.-S. Réal, http ://lpscwww.in2p3.fr/hadrons/secure/anal_janvier-2003/

[205] J. Martin, **Rapport interne G0-03-032** (2003)

[206] B. Guillon and L. Hannelius, **Rapport interne G0-03-021** (2003)

[207] V. Büge *et al.* **Rapport interne G0-03-076** (2003)

[208] communication privée avec L. Hannelius, Rapport interne à paraître

[209] L.W. Mo and Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41**, 205 (1969)

[210] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934)

[211] P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964)

[212] communication privée avec B. Guillon, Rapport interne à paraître