



HAL
open science

Mesure par violation de parité de la contribution étrange à la structure électromagnétique du nucléon dans l'expérience G0.

Maud Versteegen

► **To cite this version:**

Maud Versteegen. Mesure par violation de parité de la contribution étrange à la structure électromagnétique du nucléon dans l'expérience G0.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2009. Français. NNT: . tel-00460449

HAL Id: tel-00460449

<https://theses.hal.science/tel-00460449>

Submitted on 1 Mar 2010

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

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

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

—
ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

Mesure par violation de parité de la
contribution étrange à la structure
électromagnétique du nucléon dans
l'expérience G°

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Maud VERSTEEGEN

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

SPECIALITÉ : PHYSIQUE HADRONIQUE

Thèse soutenue le 8 Octobre 2009 devant le jury composé de :

Pr. Gérard Sajot	Président
Pr. David Armstrong	Rapporteur
Dr. David Lhuillier	Rapporteur
Dr. Hervé Borel	Examineur
Dr. Christophe Furget	Directeur de thèse
Dr. Serge Kox	Co-directeur de thèse

Remerciements

Ma thèse, dont la rédaction de ces quelques pages de remerciements marque l’accomplissement, aura été bien plus que le travail résumé dans ce qui suit. Les personnes qui auront fait la richesse de cette expérience sont si nombreuses que j’espère pouvoir toutes les citer sans en oublier.

Pour m’avoir accueillie au sein du LPSC, je tiens bien sur à remercier tout d’abord Johann Collot et Serge Kox en leur qualité de directeurs successifs du laboratoire. Ce travail doit également beaucoup à la compétence et à l’excellente humeur de Chantal Mazzola, responsable des missions pour le groupe G^o. J’ai encore honte des voyages organisés en dernière minute et des justificatifs rapportés au compte goutte.

Je voudrais également adresser mes remerciements à l’ensemble des membres du jury. Merci à Messieurs David Lhuillier et David Armstrong, rapporteurs de ce mémoire, pour avoir accepté le fastidieux travail de relecture. Merci spécialement à Dave Armstrong pour avoir réussi à prendre le temps de se plonger dans ces quelques 200 pages de français laborieux. Merci également à Gérard Sajot pour avoir assuré la présidence du jury, et à Hervé Borel pour avoir accepté notre demande tardive d’examiner mon travail.

Place maintenant au groupe G^o de Grenoble, à savoir Jean-Sébastien Réal, Christophe Furget et Serge Kox. Merci Serge pour m’avoir accueillie dans G^o puis pour avoir maintenu ton soutien une fois directeur du LPSC. L’excellence de ma soutenance doit beaucoup à tes conseils nombreux et constructifs lors des nombreuses répétitions. Merci Jean-Seb, à la fois pour ton incroyable expertise en informatique à laquelle j’ai fait appel de nombreuses fois, et pour ta légendaire efficacité. Je t’ai toujours trouvé prêt à m’aider lorsque j’en avais besoin, et je dois presque toutes mes connaissances en C/C++ aux longues heures passées à déchiffrer tes codes. Merci aussi pour les très bons moments passés à Jefferson Lab et à Newport News, où j’ai eu l’occasion d’apprécier ton humour et ta bonne humeur autour d’une table de billard ou de resto. Enfin, mes remerciements les plus sincères vont à Christophe Furget qui a accepté la direction de ma thèse lorsque Serge a pris ses fonctions de directeur, et à la suite de quoi son soutien aura été indéfectible en toutes circonstances. Particulièrement sollicité tant par l’université dans le cadre de ses fonctions de Professeur, que par ses activités de recherche au sein de G^o et d’ALICE, Christophe est néanmoins toujours parvenu à se libérer pour discuter de mes résultats, vérifier mon analyse, relire ma thèse. . . Merci pour tes conseils, tes critiques, tes explications toujours claires et pédagogiques et dont je n’ai certainement pas assez profité, merci pour ta sympathie et ton aide, et surtout merci pour ton intransigeance

scientifique de laquelle j'ai énormément appris. Je souhaite à tout doctorant d'avoir des conditions d'accueil et de travail aussi stimulantes et agréables que celles qu'offre ce groupe.

Je voudrais maintenant officiellement remercier toute la collaboration G^o, avec en particulier : Douglas Beck et Betsy Beise, figures de proue de l'expérience, pour leur disponibilité et leurs conseils avisés ; Herbert Breuer pour son expertise expérimentale tatillonne, ses nombreux tests et sa démystification du fonctionnement d'un oscillo, des PMTs, des ADC... et Greg Smith pour m'avoir expliqué le fonctionnement de la cible, pour sa confiance lors des alertes soudaines en plein *shifts* et pour la journée mémorable en voilier à silloner Chesapeake Bay. Merci également à tous les étudiants de G^o : Philippe Pillot de qui j'ai aussi considérablement appris en informatique et dont la qualité du travail est infaillible, Colleen Ellis pour être aussi sympathique, Juliette Mammei pour sa rigueur scientifique et sa bonne humeur, Carissa Capuano qu'on n'arrête plus lorsqu'elle parle, John Schaub et son inébranlable tranquillité, Mathew Muether pour sa disponibilité, sa patience et ses explications plusieurs fois répétées de l'analyse du bruit de fond, Goulven Guillard pour ces deux mois géniaux passés dans un cubicle à coder ensemble des têtes de mort en ASCII pour la première version du code d'analyse des données Fastbus, Alexandre Coppens et Fatiha Benmokhtar pour les agréables repas qui égayaient mes séjours aux États-Unis.

Enfin, voici l'hommage spécial à tout ceux qui n'ont pas directement participé à mon travail, mais dont la présence a rendu ces années particulièrement agréables.

Mes parents d'abord, dont il est inutile de souligner l'amour inconditionnel et le soutien absolu, quoi que je fasse ou quoi qu'il m'arrive. Déménagements successifs, moral tantôt haut tantôt bas, coups de fil sporadiques... Ils auront toujours été là pour moi, et j'aurai même poussé ma chance jusqu'à leur faire faire un pot de thèse mémorable. Mes soeurs, Audrey et Reine, qui me sont très chères et dont la présence aux moments les plus durs a été comme une bouffée d'air frais dont j'ai avidement profité. Les sist', merci d'être là, de me changer les idées et de me motiver quand j'en ai besoin.

Les amis maintenant. Une place royale triple pour Sean Bailly, Anthony Hillairet et Julien Morel. Les deux premiers pour être mes amis les plus anciens à qui je dois certainement d'être où je suis maintenant. Coaching, débats, déconne... C'est à vos côtés que j'ai appris les joies de l'amitié. Nous sommes tout trois bien différents et c'est une richesse incroyable. Julien : à mon tour de te remercier pour ton "soutien fondamental [...] durant les mois de rédaction" : ton soutien a duré plus longtemps que le mien ! Merci pour les heures de discussion et de confidences, pour les coups de téléphone interminables, pour ta présence, tes avis, tes idées, tes conseils (et ton frigo). Jonathan Aumont, merci pour ces week-ends des deux premières années de thèse faits de pintes, de rando et de tournois de fléchettes. Merci d'ailleurs à toute la team de thésards du LPSC : Damien, Guillaume, Antje, Julien&Julien, Vincent, Pierrot, Björn... Enfin, merci à Johannes pour avoir été à mes côtés dans les moments d'incertitude, pour m'avoir supportée et soutenue, et pour m'avoir fait découvrir des gens et un pays dont je garde d'excellents souvenirs.

Et mes dernières pensées vont à Arnaud... Merci d'exister, merci d'avoir fait le premier pas, merci de me compléter.

Résumé

La compréhension de la structure interne des nucléons est un des enjeux majeurs de la physique hadronique. Dans le cadre de la Chromodynamique Quantique (QCD), cette structure est décrite comme la somme de trois quarks de valence et d'une *mer* de paires de quarks-antiquarks et de gluons. Dans le but de caractériser l'effet de la mer, un vaste programme expérimental s'intéresse à la contribution du quark étrange aux propriétés des nucléons (masse, spin, impulsion ...) depuis les années 1990.

Cette thèse présente en particulier les résultats obtenus par la collaboration G0 pour la mesure de la contribution du quark étrange aux distributions spatiales de charge et de courant au sein du nucléon. Ces distributions sont associées à des observables appelées facteurs de forme. La contribution étrange à ces derniers est accessible par la mesure d'asymétries de violation de parité en diffusion quasi-élastique d'électrons sur des cibles de proton et de deutérium, pour des angles de diffusion avant et arrière. Ce mémoire décrit l'analyse des données mesurées aux angles arrière pour les deux cibles et aux valeurs de quadrimoment transféré de 0.23 et 0.63 (GeV/c)². Le formalisme qui permet d'accéder aux facteurs de forme électromagnétiques est présenté dans un premier temps, avant d'aborder la description du dispositif expérimental mis en oeuvre pour la mesure. L'analyse des données pour obtenir les asymétries est ensuite décrite en détail, et une attention particulière est portée à la correction des effets liés au fonctionnement de l'électronique, qui constitue une des principales contributions aux effets systématiques. Dans une dernière partie, l'extraction de la contribution étrange est effectuée à partir des données de l'expérience G0 aux angles avant et arrière, et est comparée aux données mondiales.

Abstract

The complexity of the nucleon structure makes its understanding one of the most challenging problem in hadronic physics. Over the past 20 years, a vast experimental program was developed to measure the strange quark contribution to the properties of nucleons, such as their mass, spin or momentum, in order to investigate the contribution of the sea.

We report here on the results of the G0 experiment which measured the strange quark contribution to the electromagnetic form factors of nucleons. The experiment measures parity violating asymmetries of polarized electrons scattered from proton and deuteron targets at both forward and backward scattering angles. In this work, we focus on the data analysis of the backward experiment which corresponds to four datasets on hydrogen and deuterium targets at $Q^2 = 0.23$ and 0.63 (GeV/c)². The formalism which leads to the nucleon electric and magnetic form factors and the presentation of the G0 apparatus are first discussed. The second part is dedicated to the data analysis which leads to the asymmetry and particularly focuses on the correction of all effects related to the electronics because they are a major contribution to the global systematics. The backward and forward angle measurements together are finally combined to determine the strange quark form factors which are then compared to the world data.

Table des matières

Introduction	1
1 L'étrangeté dans la structure électromagnétique du nucléon	5
<hr/>	
I La structure électromagnétique du nucléon	7
I.1 Force électromagnétique et force faible	8
I.2 Facteurs de forme électrofaibles	10
I.2.1 Notion de facteur de forme	10
I.2.2 Facteurs de forme électromagnétiques	11
I.2.3 Facteurs de forme faibles	14
I.3 Décomposition sur les saveurs de quarks et contribution étrange	16
I.4 Décomposition sur SU(3)	19
II Modèles Théoriques	23
II.1 Interaction forte et chromodynamique quantique (QCD)	24
II.2 Définition des observables	26
II.3 Théories effectives	26
II.3.1 Théorie des perturbations chirales	27
II.3.2 Relations de dispersions	29
II.4 Modèles phénoménologiques	31
II.4.1 Vector Dominance Model (VDM)	31
II.4.2 Boucles Kaon	33
II.5 QCD sur réseau	35
II.6 Récapitulatif et conclusion	37

2	Mesure de la contribution étrange	39
<hr/>		
III	Mesure de la contribution du quark étrange par violation de parité	41
III.1	Des sections efficaces aux asymétries	42
III.1.1	Section efficace de diffusion élastique	42
III.1.2	Parité	43
III.1.3	Asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électron	45
III.2	Processus d'ordres supérieurs et corrections radiatives	48
III.3	Stratégie d'une mesure de violation de parité	54
III.3.1	Programme expérimental	54
III.3.2	Contraintes expérimentales	55
IV	Les différentes expériences de violation de parité	61
IV.1	L'expérience SAMPLE	62
IV.2	La collaboration HAPPEX	65
IV.3	L'expérience PV-A4	68
IV.4	Présentation Générale de l'expérience G°	71
V	G° "Angles arrière"	75
V.1	Le Laboratoire Thomas Jefferson	76
V.2	Le faisceau d'électrons	80
V.2.1	Production du faisceau	80
V.2.2	Mesure des propriétés du faisceau	88
V.2.3	Contrôle des asymétries systématiques	95
V.3	La cible	100
V.4	Le dispositif expérimental de G° aux angles arrière	103
V.4.1	Le spectromètre	103
V.4.2	Le système de détection	104
V.4.3	L'électronique	112

3	Analyse des données de G° et extraction de la contribution étrange	115
<hr/>		
VI	Des asymétries mesurées aux asymétries de violation de parité	117
VI.1	Présentation des données	118
VI.2	Stratégie globale de l'analyse	123
VI.3	L'anomalie du RCS	125
VI.4	Les effets liés à l'électronique	129
VI.5	Les fluctuations des paramètres du faisceau	135
VI.6	La soustraction du bruit de fond	141
VI.6.1	La contribution des fenêtres de la cible	142
VI.6.2	La contamination des pions chargés à 687 MeV	143
VI.6.3	L'analyse du balayage en champs	146
VI.7	Les corrections radiatives	150
VI.8	La polarisation	152
VI.8.1	La polarisation longitudinale	152
VI.8.2	La polarisation transverse	155
VI.9	Synthèse et résultats	156
VII	Analyses spécifiques	161
VII.1	Efficacités des détecteurs Čerenkov	162
VII.1.1	Les spectres en temps de vol	162
VII.1.2	Les efficacités de détection	164
VII.1.3	La contamination des pions	168
VII.2	Correction des effets systématiques liés à l'électronique d'acquisition	170
VII.2.1	Temps mort et coïncidences fortuites dans les coïncidences CED×FPD	171
VII.2.2	Temps mort et fortuits dans la ligne de trigger Čerenkov	176
VII.2.3	Effet sur l'asymétrie mesurée	178
VII.2.4	Effets résiduels	183
VII.2.5	Calcul de l'erreur systématique finale	186
VIII	Extraction de G_E^s, G_M^s et G_A^e	189
VIII.1	Les facteurs de forme électromagnétiques	190
VIII.2	Les mesures d'asymétrie de G°	193
VIII.2.1	La mesure aux angles arrière en cibles d'hydrogène et de deutérium	193
VIII.2.2	La mesure aux angles avant en cible d'hydrogène	195
VIII.3	Les coefficients d'asymétries	196
VIII.3.1	Les coefficients en LH_2	197
VIII.3.2	Les coefficients en LD_2	198
VIII.3.3	Synthèse	200
VIII.4	Les facteurs de forme étranges G_E^s , G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$	200

Conclusion	203
Annexes	207
<hr/>	
A Le modèle Standard	209
A.1 Interaction électromagnétique	209
A.2 Interaction faible	211
A.3 Unification électrofaible	213
A.4 Interaction forte et chromodynamique quantique (QCD)	215
B Les autres processus physiques accessibles avec G°	221
B.1 Mesure du facteur de forme axial dans la transition N- Δ	221
B.2 Mesure du paramètre d_Δ pour les corrections radiatives à l'asymétrie dans la transition N- Δ à bas Q^2	223
Bibliographie	225

Introduction

Les nucléons, proton et neutron, sont aujourd’hui des objets subatomiques familiers qui constituent les noyaux des atomes composant la matière qui nous entoure. La cohésion de ces noyaux est assurée par l’interaction forte. Découverts en 1911 et 1932 par Rutherford et Chadwick respectivement [Rut11, Cha32], le proton et le neutron furent longtemps considérés comme les constituants élémentaires de la matière jusqu’à ce que Stern et ses collaborateurs, suivis d’Alvarez et Bloch, mesurent en 1933 et 1940 leurs moments magnétiques [SF33, AB40, Y+06]. Les moments magnétiques mesurés sont respectivement égaux à $\mu_p \simeq 2.79 \mu_N^*$ et $\mu_n \simeq -1.91 \mu_N$, alors qu’on s’attend à $\mu_p = \mu_N$ et $\mu_n = 0$ pour des particules ponctuelles. Les modèles se sont alors succédés à partir des années 1960 afin de décrire la sous-structure des nucléons. Parmi ceux-ci, Gell-Mann et Zweig proposent en 1964 le modèle des quarks. L’isospin fort permet déjà de décrire le proton et le neutron comme deux états d’une même particule, et Gell-Mann et Zweig suggèrent l’existence d’un nombre quantique supplémentaire dit d’*étrangeté*. La combinaison de l’isospin et de l’étrangeté permet ainsi de construire le groupe de symétrie de saveur $SU(3)_f$ dont les trois quarks de saveurs u (*up*), d (*down*) et s (*strange*) appartiennent à la représentation fondamentale [GM64]. Les trois particules fondamentales que sont les quarks, associées à l’hypothèse d’invariance de l’interaction forte sous les symétries de $SU(3)_f$, permettent alors d’expliquer le spectre des particules interagissant par interaction forte (hadrons) découvert jusqu’alors. L’existence des quarks est confirmée par les mesures en diffusion profondément inélastique menées au SLAC[†] à la fin des années 1960 [B+69, DFT80]. Cette découverte, ainsi que le remarquable accord entre les prédictions du modèle et la spectroscopie des hadrons, valide le modèle des quarks. Celui-ci ne permet cependant pas de décrire l’interaction entre les quarks, ni d’expliquer la découverte du Δ^{++} , état lié uuu violant le principe de Pauli. Le nombre quantique de *couleur* est alors introduit pour chaque quark afin de rétablir la vérification du principe de Pauli. Cette nouvelle charge de couleur permet la construction en 1973 par Gross, Wilczek et Politzer d’une théorie quantique des champs pour l’interaction forte, dans le cadre des théories de jauge, appelée Chromodynamique Quantique (QCD) [GW73, Pol73]. Cette théorie est encore aujourd’hui considérée comme *la* théorie de l’interaction forte. Elle fait intervenir non plus trois mais six quarks : u , d , s , c , b et t , ainsi que huit gluons portant également une charge de couleur, médiateurs de l’interaction. Elle se caractérise par la distinction entre deux

*Le magnéton nucléaire, $\mu_N = e\hbar/2M_p = 3.152 \times 10^{-14} \text{ MeV.T}^{-1}$, correspond au moment magnétique attendu pour une particule ponctuelle de spin 1/2.

[†]Stanford Linear Accelerator Center

régimes en énergie : à haute énergie, la constante de couplage de l'interaction forte est petite (propriété de *liberté asymptotique* : les quarks sont quasi libres) ce qui permet un traitement perturbatif de la théorie, tandis qu'aux énergies de l'ordre du GeV, la constante de couplage est de l'ordre de l'unité et le traitement perturbatif n'est plus possible. Les hadrons sont alors décrits dans le cadre de QCD non perturbative comme des particules neutres de couleur, du fait du principe de *confinement*, et constituées de quarks extrêmement liés par des gluons. En particulier, les nucléons sont constitués de trois quarks de valence (combinaison uud et udd pour le proton et le neutron respectivement), et du vide de QCD, appelé dans ce contexte la *mer*.

La description complète des propriétés des nucléons dans leur état fondamental reste un des enjeux majeurs de la physique subatomique, du fait de la complexité analytique de QCD dans le régime non perturbatif. Par exemple, la somme des masses des trois quarks de valence[†] ne représente que 1% de la masse totale des nucléons, qui est de l'ordre du GeV. La contribution de la mer, constituée de paires de quark-antiquark qui se matérialisent par fluctuations quantiques à partir des gluons, doit donc être significative. Pour caractériser cette contribution aux propriétés du nucléon, les quarks u et d sont a priori les plus faciles à identifier et à étudier. Étant les plus légers, leur probabilité d'apparition dans la mer est la plus grande. Toutefois, provenant à la fois de la mer et des quarks de valence, il est difficile de dissocier leurs contributions selon leur provenance. Le quark s est alors le quark le plus léger ne pouvant apparaître que dans la mer et, bien que l'étrangeté globale des nucléons soit nulle, la distribution spatiale des quarks s et \bar{s} pourrait être non uniforme, participant ainsi aux propriétés du nucléon. L'étude de la contribution du quark étrange aux propriétés statiques du proton et du neutron a alors suscité un large intérêt au sein de la communauté scientifique tant d'un point de vue théorique qu'expérimental. La diffusion profondément inélastique (DIS) de lepton étant la méthode la plus directe pour détecter la présence des quarks au sein du nucléon, des mesures en diffusion de neutrino et d'antineutrino ont été menées par les collaborations CCFR et NuTeV afin de déterminer la contribution étrange à l'impulsion totale des nucléons [L⁺93, Z⁺02]. La structure en quarks du nucléon peut être décrite à l'aide de fonctions de structure individuelles des quarks, notées $u(x)$, $\bar{u}(x)$, $d(x)$, $\bar{d}(x)$, $s(x)$ et $\bar{s}(x)$, qui sont fonction de la variable d'échelle de Björken x^\ddagger . Les mesures de section efficace en DIS donnent accès à $s(x)$ et $\bar{s}(x)$ et ont montré qu'elles deviennent non négligeables lorsque $x < 0.5$, chacune d'entre elles contribuant à hauteur de 2% à l'impulsion totale du nucléon [A⁺99a].

Il est également possible d'étudier la contribution du quark étrange à la masse du nucléon que l'on peut exprimer comme :

$$M_N = M_0 + \hat{\sigma} + \sigma_s + \text{contribution des quarks lourds} \quad (1)$$

où M_0 est la masse du nucléon dans la limite chirale qui correspond à des quarks de masse nulle, et où les termes $\hat{\sigma} = \frac{m_u + m_d}{2} \langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle$ ainsi que $\sigma_s = m_s \langle N | \bar{s}s | N \rangle$ caractérisent la brisure de la symétrie chirale. La détermination de σ_s est le résultat d'une analyse délicate faisant intervenir la

[†] $m_u = 1.5 - 3.3$ MeV, $m_d = 3.5 - 6$ MeV et $m_s = 105 \pm \frac{25}{35}$ MeV [A⁺08].

[‡]La variable de Björken est interprétée comme la fraction d'impulsion du nucléon portée par le quark sondé.

valeur expérimentale de l'amplitude de diffusion isoscalaire pion-nucléon, extrapolée au point dit de "Cheng-Daschen" ($q^2 = 2m_\pi^2$), ainsi que la différence de masse dans l'octet de baryons due à la brisure de la symétrie de saveur $SU(3)_f$. Les auteurs de la référence [GLS91] obtiennent la valeur :

$$\sigma_s = m_s \langle N | \bar{s}s | N \rangle \sim 130 \text{ MeV} \quad (2)$$

Ce résultat est néanmoins affecté de nombreuses sources d'erreurs mal maîtrisées, comme l'incertitude sur les données πN , l'extrapolation au point non physique de "Cheng-Daschen", ou l'incertitude sur les ordres supérieurs dans les corrections chirales à apporter aux relations de masse des baryons *etc.* [BH01]. Des calculs en QCD sur réseau ont été menés mais ne parviennent pas non plus à un consensus [Liu06], ce qui illustre la complexité analytique liée à la description du nucléon.

De nombreuses expériences ont par ailleurs été menées tant au SLAC qu'au CERN et à DESY* pour mesurer la contribution des quarks au spin du nucléon. Ces mesures sont effectuées en DIS polarisée, et ont confirmé la mesure historique à l'origine de "la crise du spin" [A⁺89]. Le terme $\Delta\Sigma$ mesuré est la contribution des spins de l'ensemble des quarks au spin du proton et s'est trouvé compatible avec zéro, au lieu d'être égal à l'unité comme prédit par exemple par le modèle simple des partons. Les données accumulées pour ces mesures, ainsi que par de nouvelles expériences, ont également été mises à profit pour extraire la contribution du quark étrange en particulier, notée $\Delta s \equiv \int_0^1 (s^+(x) - s^-(x)) dx$. Une revue détaillée du programme expérimental peut être trouvée dans la référence [FJ01], et bien qu'aucune observable physique ne permette d'affirmer avec certitude que la saveur étrange ne joue aucun rôle pour le spin du nucléon, aucun argument théorique ne l'interdit.

Du point de vue des propriétés électromagnétiques, la charge et le moment magnétique du nucléon sont les observables les plus naturelles. Depuis les années 1950, l'interaction électromagnétique est utilisée à travers les mesures en diffusion électron-nucléon pour sonder la structure interne du nucléon. Cette campagne expérimentale, initialisée par Hofstadter et Mc Allister [HM55], a permis d'accumuler des données sur les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron sur une très large gamme cinématique. Les facteurs de forme électromagnétiques, notés G_E^γ et G_M^γ , permettent de décrire la distribution de charge et de courant magnétique au sein du nucléon. Ils sont directement reliés à l'élément de matrice du courant vecteur de Lorentz $\langle N | \hat{J}_{E,M}^{N,\mu} | N \rangle$. La question qui se pose alors naturellement est de savoir quelle est la contribution du quark s à ces facteurs de forme. Formellement, cela revient à déterminer l'élément de matrice du courant vecteur de Lorentz du quark s : $j_{E,M}^{s,\mu} = \langle N | \bar{s} \gamma^\mu s | N \rangle$, qui peut également s'écrire en terme de facteurs de forme, notés G_E^s et G_M^s . Les interactions électromagnétique et faible étant unifiées dans le cadre du modèle standard, Kaplan et Manohar montrent en 1988 que la mesure de l'élément de matrice du courant neutre de l'interaction faible $\langle N | \hat{J}_{CN}^{N,\mu} | N \rangle$, combinée aux facteurs de forme G_E^γ et G_M^γ connus, doit permettre d'extraire G_E^s et G_M^s [KM88]. Le succès du modèle standard pose en effet

*Deutsches Elektronen-Synchrotron

des bases solides qui permettent d'utiliser l'interaction faible comme sonde, au même titre que l'interaction électromagnétique. Beck et Mc Keown ne tardent d'ailleurs pas à proposer la violation de parité comme sonde expérimentale pour la mesure des facteurs de forme associés au courant faible neutre G_E^Z et G_M^Z [Bec89, Mck89]. L'expérience G° sur laquelle porte ce mémoire, fait partie d'un groupe de quatre expériences mises en oeuvre à la suite de cette proposition. Ces expériences ont pour objectif la mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique aux angles avant et arrière, sur cibles d'hydrogène, de deutérium et/ou d'hélium. L'expérience G° a en particulier proposé un programme expérimental complet, constitué d'une mesure aux angles de diffusion avant, et de deux mesures aux angles arrière pour les deux cibles d'hydrogène et de deutérium.

J'ai activement participé à la seconde phase de ce programme, d'abord au niveau de l'installation du détecteur qui a consisté à adapter la configuration du détecteur utilisé aux angles avant, puis à la période de *commissioning* et de prise de données, et enfin au niveau de l'analyse des données. Dans ce cadre, j'ai par exemple extrait l'efficacité des détecteurs Čerenkov (installés spécialement pour la phase aux angles arrière) d'une analyse complète de données spécifiques, acquises spécialement dans une configuration particulière de faisceau. J'ai également étudié les effets du temps mort et des fortuits dans l'électronique d'acquisition sur les données. Une correction de ces effets a été mise en place à la suite de cette analyse, et j'ai ainsi pu déterminer l'erreur systématique associée à appliquer au résultat final de la mesure.

Afin de rendre compte de ce travail, ce document s'articule en trois parties principales, chacune contenant deux ou trois chapitres. La première est consacrée au développement du formalisme associé à l'étrangeté dans la structure électromagnétique du nucléon. On montrera comment l'extraction des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s est possible à partir des facteurs de forme électromagnétique et faible. Les modèles théoriques ayant été utilisés pour prédire la contribution étrange sont ensuite présentés dans le deuxième chapitre de cette première partie. La sonde électrofaible ainsi que le principe de la mesure sont abordés dans la deuxième partie. On y présente dans un premier chapitre comment la violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon est mise à profit pour l'extraction des facteurs de forme faibles, ainsi que les contraintes qu'une telle mesure impose. Les expériences mise en oeuvre pour cette mesure sont abordées dans le chapitre suivant, ainsi que l'expérience G° dans sa globalité, incluant les mesures aux angles avant et arrière, ainsi que les autres processus physiques auxquels l'expérience donne accès. Le troisième chapitre de cette deuxième partie est quant à lui entièrement consacré au dispositif expérimental mis en oeuvre pour la phase aux angles arrière de l'expérience G° . L'accent est mis sur les propriétés du faisceau d'électrons délivré par le laboratoire Thomas Jefferson, en Virginie (États Unis), et sur la géométrie du détecteur, étudiée pour maximiser la statistique tout en minimisant les sources d'erreurs systématiques. Enfin, l'analyse des données est détaillée dans la troisième partie. Le principe de l'analyse et les différentes corrections sont abordées dans un premier temps. Les deux analyses que j'ai spécifiquement menées font l'objet du deuxième chapitre, tandis que l'extraction des facteurs de forme étrange de la mesure est détaillée dans le dernier chapitre.

Première partie

L'étrangeté dans la structure électromagnétique du nucléon

Chapitre I

La structure électromagnétique du nucléon

L'expérience G° s'intéresse aux propriétés électromagnétiques du nucléon et porte en particulier sur la mesure de la contribution du quark s à ces dernières. Ce premier chapitre a pour but d'introduire le formalisme qui permet de décrire la structure électromagnétique des nucléons dans le cadre du Modèle Standard. Bien que les propriétés du nucléon soient régies par les lois de l'interaction forte, ses propriétés électromagnétiques sont sondées *via* des processus électrofaibles. On commencera donc par résumer très rapidement le cadre du Modèle Standard et de l'unification électrofaible. On abordera ensuite la description de la structure électromagnétique des nucléons à proprement parler, avec la présentation des grandeurs phénoménologiques que sont les facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon, pour les interactions électromagnétique et faible. Ces derniers représentent les distributions de charge électrique et faible, ainsi que de courant magnétique au sein du nucléon. Ils peuvent s'exprimer comme une combinaison linéaire des contributions des constituants élémentaires des nucléons : les quarks et les gluons de l'interaction forte. Moyennant deux hypothèses, nous montrerons alors comment il est possible d'accéder aux contributions individuelles des quarks et en particulier d'extraire la contribution étrange.

I.1 Force électromagnétique et force faible

L'exploration de la structure électromagnétique du nucléon dans l'expérience G° exploite les propriétés de l'interaction faible et de l'unification électrofaible. Nous commençons donc tout d'abord par un très bref rappel de l'unification électrofaible dans le cadre du modèle standard. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se reporter à l'annexe A.

L'électrodynamique quantique

L'interaction électromagnétique est responsable d'un grand nombre de processus physiques sur une large gamme en énergie (optique, physique atomique ou rayonnement des corps noirs par exemple). D'abord décrite sous forme de champs par les équations de Maxwell, l'hypothèse de quantification introduite par Planck, et vérifiée par la découverte du caractère corpusculaire du photon [Ein05], a eu pour conséquence la mise au point d'un cadre théorique permettant de marier les caractéristiques relativistes et quantiques des particules. Cet effort a abouti à l'électrodynamique quantique (QED) qui décrit l'interaction électromagnétique avec succès sous forme de théorie quantique des champs dans le cadre des théories de jauge.

Dans ce cadre, le lagrangien décrivant l'évolution des particules élémentaires chargées, du champ électromagnétique, et de leur interaction s'écrit :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\cancel{\partial} - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu \quad (\text{I.1})$$

Les particules élémentaires sont représentées par les bispineurs ψ vérifiant l'équation de Dirac, tandis que le tenseur* $F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$ représente le champ électromagnétique, avec le champ de jauge A_μ qui s'identifie au potentiel électromagnétique. Le boson de jauge qui lui est associé est le photon et le troisième terme du lagrangien (terme croisé) représente le couplage particule-photon. Notons dès à présent que d'après le théorème de Noether, les invariances du lagrangien sont reliées à des lois de conservation. L'invariance du Lagrangien de Dirac par rotation globale de phase permet ainsi de définir les courants électromagnétiques produits par les particules de Dirac [HM84] :

$$j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu Q\psi \quad (\text{I.2})$$

où e est l'intensité du couplage électromagnétique, et Q la charge de la particule. Ces courants interviennent dans le calcul des taux de décroissance et des sections efficaces associés aux différents processus physiques faisant intervenir l'interaction électromagnétique. Les courants sont le point de départ pour l'introduction des facteurs de forme.

L'interaction faible

L'évidence d'une nouvelle interaction s'est imposée à la suite de l'observation des durées de vie des pions chargés π^- et des muons μ^- , respectivement de l'ordre de 10^{-8} et 10^{-6} , très

* $F_{\mu\nu}$ n'est autre que la représentation tensorielle des équations de Maxwell

différentes des temps caractéristiques de l'interaction forte (de l'ordre de 10^{-23} s), et de l'interaction électromagnétique (de l'ordre de 10^{-16} s). Fermi propose un modèle en 1934 pour l'interaction faible, inspiré de la structure de l'interaction électromagnétique [Fer34]. L'interaction est supposée ponctuelle et sans propagateur, et les nucléons sont traités comme des particules de Dirac sans sous-structure. Afin de reproduire les données expérimentales de la désintégration β , Fermi choisit une forme vectorielle pour les courants.

Toutefois, en 1956, à la suite de l'analyse des désintégrations des particules τ et θ , T.D. Lee et C.N. Yang proposent la violation de parité dans l'interaction faible [LY56], ainsi que plusieurs procédés expérimentaux pour la tester. Vérifiée en 1957 par C.S. Wu [WAH⁺57] (cf. chapitre III), la violation de parité impose une modification de l'interaction de Fermi en théorie "V-A" (vecteur et axial-vecteur) proposée par Feynman et Gell-Mann. Dans le cadre de la théorie "V-A", l'ensemble des processus à quatre leptons (désintégration du muon, diffusion $e\nu$...) peuvent être décrits universellement par une interaction ponctuelle (sans propagateur) de courants chargés vecteur et axial-vecteur, chacun dans la combinaison linéaire gauche. L'ensemble des fermions, leptons et quarks du modèle standard, peuvent être alors classés en doublets de l'interaction faible, et singlets invariants (états de chiralité droite de chaque fermion). Ce classement suggère une symétrie sous-jacente de type SU(2) à laquelle on associe le nombre quantique d'isospin faible T. Dans ce cadre, les trois générateurs du groupe de symétrie doivent donc être associés à trois champs de jauge, propagateurs de l'interaction. Les deux premiers, les bosons W_{μ}^{\pm} , sont les courants chargés intervenant dans le lagrangien de Fermi. Le troisième boson, Z_{μ}^0 , correspondant aux courants neutres, a été découvert en 1975 au CERN par l'expérience Gargamelle [H⁺73]. C'est ce dernier qui sera d'intérêt pour l'expérience G^o.

L'unification électrofaible

Devant le caractère effectif de la théorie "V-A", Glashow, Salam et Weinberg ont tenté, avec succès, d'intégrer la description de l'interaction faible dans le cadre plus général des théories de jauge utilisées pour décrire l'électromagnétisme. Ils proposent un formalisme unifiant les interactions électromagnétique et faible comme deux manifestations d'une théorie fondamentale électrofaible. Le groupe de symétrie le plus petit permettant une unification est $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le lagrangien invariant sous transformation de jauge locale du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ fait intervenir quatre bosons de jauge libres (trois associés au groupe $SU(2)_L$ et un au groupe $U(1)_Y$), les fermions libres, ainsi que les fermions dans leur chiralité gauche en interaction avec les bosons de jauge, de façon à rendre compte de la violation de la parité.

L'identification entre les bosons de jauge physiques A_{μ} , Z_{μ}^0 et W_{μ}^{\pm} et les champs de jauge du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$, notés $W_{\mu}^{1,2,3}$ et B_{μ}^0 , n'est pas directe. En effet, pour conserver la symétrie de jauge, ces derniers doivent avoir une masse nulle. L'hypothèse de brisure spontanée de symétrie (mécanisme de Brout-Englert-Higgs) à travers lequel ils acquièrent une masse permet d'aboutir aux champs physiques sous forme de combinaisons linéaires des champs de jauge.

L'étude de la structure électromagnétique du nucléon présentée dans ce mémoire se place dans le

cadre de l'unification électrofaible. Elle exploite la propriété de violation de parité de cette dernière lors de la diffusion élastique leptonique. Les bosons W^\pm étant chargés, ils modifient la charge des particules lors de l'interaction. Ils n'interviennent donc pas en diffusion élastique d'électrons et seul le boson Z^0 sera considéré dans les diagrammes détaillés par la suite.

I.2 Facteurs de forme électrofaibles

Si le nucléon était une charge ponctuelle, obéissant à l'équation de Dirac, la diffusion électron-nucléon pourrait se décrire de la même façon que la diffusion électron-muon, dont l'élément de matrice se calcule exactement dans le cadre de l'électrodynamique quantique [Gri87]. La méconnaissance de la manière exacte dont les bosons vecteurs γ et Z^0 se couplent au nucléon nécessite l'introduction de facteurs de forme dans l'expression des courants, afin de rendre compte des distributions spatiales de charge électrique et des courants magnétiques du nucléon. Nous allons présenter ici l'origine des facteurs de forme dans les cas simples des diffusions élastiques de Rutherford et de Mott. Nous montrerons ensuite comment ces facteurs sont également introduits dans le cas de la diffusion électrofaible relativiste. Enfin, nous verrons que les facteurs de forme peuvent être décomposés sur les saveurs de quarks au sein du nucléon, à partir de quoi il est possible d'extraire la contribution du quark étrange.

I.2.1 Notion de facteur de forme

Les sections efficaces de Rutherford et de Mott correspondent à la diffusion élastique, dans l'approximation de Born*, entre deux particules non-relativistes supposées ponctuelles, dont la différence de masse permet de négliger le recul de l'une d'entre elles. Tandis que la section efficace de Rutherford suppose les deux particules de spin nul, la section efficace de Mott correspond à la diffusion d'une particule de spin 1/2 et de masse m (un électron par exemple) sur une cible ponctuelle de spin nul. Dans le référentiel du laboratoire, la section efficace de Mott s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{\alpha}{2p^2 \sin^2(\theta/2)}\right)^2 \left[m^2 + p^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}\right] \quad (\text{I.3})$$

pour un électron incident d'impulsion p et diffusé d'impulsion p' . La constante $\alpha = e^2/4\pi$ est la constante de structure fine et θ l'angle de déviation.

Pour la diffusion sur une cible non-ponctuelle de spin nul, Hofstadter a montré que l'effet de la distribution spatiale de charge au sein de la cible peut être modélisée par un *facteur de forme* F , fonction du transfert d'impulsion $q = p' - p$ entre la particule incidente et la cible [Hof58]. La

*Dans le cadre de l'approximation de Born, un seul boson vecteur est échangé entre les particules participant au processus considéré.

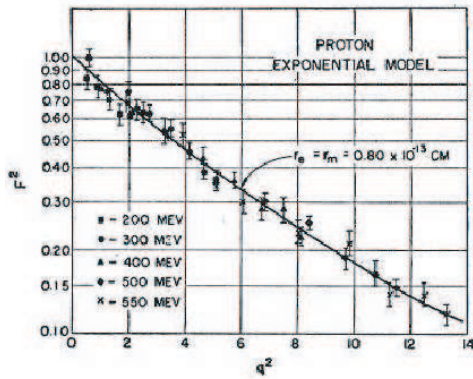


FIG. I.1: Facteur de forme au carré $|F(q)|^2$ en fonction du quadrimoment transféré q^2 exprimé en unité de 10^{26} cm^{-2} dans la diffusion élastique électron-proton (figure extraite de [PPV07]).

section efficace de diffusion s'écrit alors :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} |F(q)|^2 \quad (\text{I.4})$$

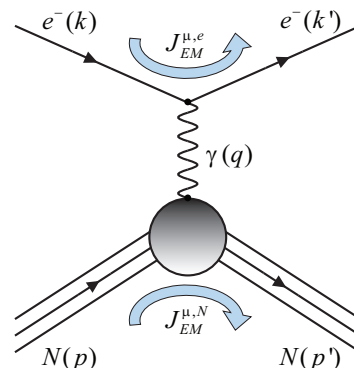
Le facteur de forme est donc une grandeur phénoménologique, obtenue à partir du rapport des mesures absolues des sections efficaces différentielles. La figure I.1 illustre sa mesure, et montre l'ajustement des données. Pour une cible statique de spin nul ayant une distribution de charge étendue $\rho(\vec{x})$, $F(q)$ s'écrit comme la transformée de Fourier de la distribution de charge [HH60] :

$$F(q) = \int \rho(\vec{x}) e^{iq \cdot \vec{x}} d^3x \quad (\text{I.5})$$

Si la distribution de charge suit un modèle de type exponentiel, le facteur de forme suit une forme dipolaire, comme le montre l'ajustement de la figure I.1. Cette forme est encore très largement utilisée aujourd'hui pour ajuster les données expérimentales. Nous allons maintenant aborder la généralisation des concepts de "charge effective" et de moment magnétique, introduite à la fin des années 1950, qui associe le facteur de forme de Dirac F_1 à la déviation par rapport à une charge ponctuelle de Dirac, et le facteur de forme de Pauli F_2 à la déviation par rapport au moment magnétique de Dirac.

I.2.2 Facteurs de forme électromagnétiques

Considérons la diffusion élastique eN d'un électron sur un nucléon N par l'échange d'un seul photon virtuel (approximation de Born). L'électron incident et le proton sont d'impulsion k et p respectivement, tandis que l'état final est défini par un électron d'impulsion k' et un proton d'impulsion p' . Le moment transféré au photon virtuel échangé est $q = k' - k$, et q^2 est négatif (la région *time-like*, accessible *via* $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$, n'est pas discutée dans le cadre de ce travail en dehors de la présentation



des relations de dispersion dans le chapitre II). La section efficace du processus est calculée à partir de l'élément de matrice \mathcal{M}_γ . On obtient ce dernier à partir des courants électromagnétiques de l'électron et du nucléon, $j_{EM}^{e,\mu}$ et $J_{EM,\mu}^N$ respectivement, ainsi que du propagateur du photon, suivant les règles de calcul de Feynman :

$$\mathcal{M}_\gamma = j_{EM}^{e,\mu} \left(\frac{1}{Q^2} \right) J_{EM,\mu}^N \quad (\text{I.6})$$

où μ est l'indice de Lorentz et $Q^2 = -q^2$ le quadrimoment transféré, scalaire de Lorentz.

Le courant électromagnétique de l'électron, qui est bien connu [Gri87], s'écrit :

$$j_{EM}^{e,\mu} = -e \bar{u}_e(k') \gamma^\mu u_e(k)$$

où e est l'intensité du couplage, u_e le bispineur de l'électron et où on a directement remplacé la charge électrique \mathcal{Q} par sa valeur égale à -1 .

En revanche, l'expression du courant du nucléon doit rendre compte de son extension spatiale. Du fait de la complexité de la structure du nucléon, le modèle standard ne permet pas de calculer directement ce courant. On a donc recours à une paramétrisation. La forme la plus générale du courant vectoriel invariant de Lorentz pour une particule de spin 1/2, qui respecte la conservation du courant et l'invariance par parité, est construite à partir de p , p' et q ainsi que des matrices γ de Dirac multipliées de part et d'autre par les bispineurs du nucléon $\bar{\mathcal{U}}$ et \mathcal{U} . Tous les termes comprenant γ_5 sont exclus par conservation de la parité et seuls deux termes indépendants restent, l'un en γ^μ et l'autre en $i\sigma_{\mu\nu}q^\nu$. Ils sont chacun pondérés par un facteur de forme traduisant la distribution spatiale de charge qui n'est fonction que du quadrimoment transféré Q^2 , seule variable scalaire indépendante. On obtient alors l'expression la plus générale pour le courant hadronique d'un nucléon de spin 1/2 :

$$J_{EM,\mu}^N = e \bar{\mathcal{U}}(p') \left[F_1^\gamma \gamma^\mu + F_2^\gamma \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M} \right] \mathcal{U}(p) \quad (\text{I.7})$$

dans laquelle on a omis les dépendances en Q^2 par souci de clarté d'écriture. On voit apparaître la masse du nucléon M , le bispineur du nucléon $\mathcal{U}(p)$ et son adjoint, l'invariant de Lorentz $\sigma_{\mu\nu} = i/2[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ ainsi que les facteurs de forme électromagnétiques de Dirac et de Pauli, F_1^γ et F_2^γ . Ces derniers sont des grandeurs réelles dont la normalisation est telle qu'à $Q^2 = 0$ ils sont égaux à :

$$F_1^\gamma(0) = \mathcal{Q}_N \quad (\text{I.8})$$

$$F_2^\gamma(0) = \kappa_N \quad (\text{I.9})$$

où \mathcal{Q}_N est la charge électrique du nucléon et κ_N le moment magnétique anomal. Ce dernier est défini de telle sorte que le moment magnétique du nucléon soit égal à $(\mathcal{Q}_N + \kappa_N)\mu_N$, où μ_N est le magnéton nucléaire. Cette normalisation rend compte du fait que lorsque la longueur d'onde de la

sonde est grande, ce qui correspond à un quadri-moment transféré faible, la structure du nucléon n'apparaît pas. Le nucléon est alors perçu comme une particule de taille de l'ordre du fermi et de charge e pour les protons, ou 0 pour les neutrons.

Pour séparer les composantes longitudinale et transverse du photon, on préfère en pratique utiliser une combinaison linéaire de F_1^γ et F_2^γ sous la forme des facteurs de forme de Sachs :

$$\begin{cases} G_E^\gamma &= F_1^\gamma - \tau F_2^\gamma \\ G_M^\gamma &= F_1^\gamma + F_2^\gamma \end{cases} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (\text{I.10})$$

Ces facteurs de forme sont définis de telle sorte qu'il n'y ait plus de termes croisés en $G_E^\gamma \cdot G_M^\gamma$ dans l'expression de la section efficace. Celle-ci s'écrit alors [HM84] :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{lab} = \left(\frac{\alpha \cos(\theta/2)}{4E \sin^2(\theta/2)} \right)^2 \frac{E'}{E} \frac{1}{\epsilon(1+\tau)} [\epsilon G_E^{\gamma^2} + \tau G_M^{\gamma^2}] \quad (\text{I.11})$$

où E et E' sont les énergies de l'électron incident et diffusé respectivement. Les termes τ et ϵ sont deux termes cinématiques*, le premier étant défini en I.10 et le second s'écrivant :

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta/2)} \quad (\text{I.12})$$

Les facteurs de forme G_E^γ et G_M^γ sont historiquement mesurés par séparation de Rosenbluth [Ros50], qui consiste à effectuer deux mesures à même valeur de Q^2 , *i.e* à τ identique, et à deux cinématiques différentes. Des mesures aux angles de diffusion avant et arrière par exemple, permettent de faire varier ϵ , et donc de séparer G_E^γ et G_M^γ . Des mesures plus récentes, basées sur la diffusion en double polarisation, mettent en évidence la sensibilité des mesures par séparation de Rosenbluth aux ordres supérieurs (diffusion à deux photons) pour des valeurs de Q^2 supérieures à 3 (GeV/c)². L'ensemble du programme expérimental mené tant en mesures de sections efficaces qu'en double polarisation est illustré sur les figures VIII.1 et VIII.2 dans le chapitre VIII.

Notons enfin que, dans la limite de faible recul ($Q^2 \ll M^2$ et $E \simeq E'$), G_E^γ et G_M^γ peuvent s'interpréter comme les transformées de Fourier des distributions de charges électrique et de moment magnétique du nucléon [ESW60], à l'instar du facteur de forme non relativiste F de I.5. Les valeurs à l'origine des facteurs de forme électromagnétiques de Sachs pour le proton et le neutron sont reliées aux propriétés statiques de ces derniers :

$$\begin{aligned} \text{proton : } G_E^{\gamma,p}(0) &= Q^p = 1 ; & G_M^{\gamma,p}(0) &= \mu_p = 2.793 \\ \text{neutron : } G_E^{\gamma,n}(0) &= Q^n = 0 ; & G_M^{\gamma,n}(0) &= \mu_n = -1.931 \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

où μ_p et μ_n sont les moments magnétiques du proton et du neutron. Étant reliés aux densités de charge *via* la transformée de Fourier, les facteurs de forme de Sachs permettent donc également

*Notons qu'en fait ϵ représente la polarisation linéaire dans le plan transverse du photon virtuel échangé, dans la limite où la masse de l'électron est nulle [Fon92].

de calculer les rayons carrés moyens de charges électrique et magnétique, $\langle r^2 \rangle_E$ et $\langle r^2 \rangle_M$ définis comme :

$$\langle r^2 \rangle_{E,M} = \int r^2 \rho_{E,M} d^3\vec{r} \quad (\text{I.14})$$

Ces derniers correspondent aux pentes à l'origine de $G_{E,M}^{\gamma,N}$:

$$\langle r^2 \rangle_{E,M} = -\frac{1}{6} \left(\frac{dG_{E,M}^{\gamma,N}}{dQ^2} \right) \Big|_{Q^2=0} \quad (\text{I.15})$$

La quantité $\langle r^2 \rangle_{E,M}^{Sachs}$ traduit l'étendue des distributions de charge et de magnétisation au sein du nucléon et donne une information sur son "extension électromagnétique". Les mesures expérimentales montrent une bonne cohérence entre les rayons de charge et de magnétisation du proton et le rayon de magnétisation du neutron [Kel02a, K⁺97a] :

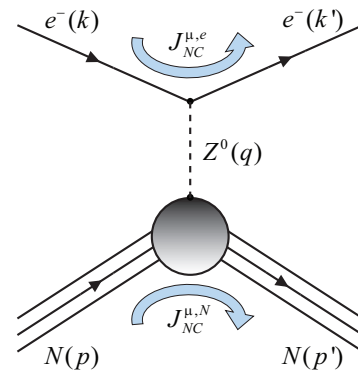
$$\begin{aligned} \langle r_p^2 \rangle_E^{1/2} &= 0.88 \pm 0.01 \text{ fm}; & \langle r_p^2 \rangle_M^{1/2} &= 0.85 \pm 0.03 \text{ fm}; \\ \langle r_n^2 \rangle_E^{1/2} &= -0.115 \pm 0.003 \text{ fm}; & \langle r_n^2 \rangle_M^{1/2} &= 0.92 \pm 0.07 \text{ fm}; \end{aligned}$$

En revanche, la valeur négative du rayon de charge du neutron traduit la prédominance de charges négatives en sa périphérie et positives en son centre [Kel02b, K⁺97b]. Notons cependant que, bien que les facteurs de forme de Sachs soient des observables bien connues expérimentalement (cf. figures VIII.1 et VIII.2), l'impulsion nécessaire pour sonder le nucléon avec une résolution équivalente à sa taille, de l'ordre de $q = \hbar c / \sqrt{\langle r^2 \rangle_E} \simeq 200 \text{ MeV}/c$, implique un recul non négligeable du nucléon et devrait en principe empêcher l'interprétation "naïve" des facteurs de forme en terme de transformées de Fourier. Elle est cependant en pratique toujours effectuée.

I.2.3 Facteurs de forme faibles

Comme on a vu, la description précise de l'interaction faible dans le cadre de l'unification électrofaible lui confère, au même titre que l'interaction électromagnétique, le caractère de sonde. Nous allons voir plus loin (section I.3) que la combinaison des facteurs de forme électromagnétiques aux facteurs de forme faibles, décrits ici, permet de séparer les contributions des saveurs de quarks dans l'élément de matrice de diffusion eN .

L'expression de cet élément de matrice fait intervenir les courants de l'électron et du nucléon correspondant à l'échange d'un boson faible neutre. Le propagateur du Z^0 peut se réduire à $1/M_{Z^0}^2$ dans la limite



$Q^2 \ll M_{Z^0}^2$, et on peut donc écrire l'élément de matrice de la façon suivante :

$$\mathcal{M}_{Z^0} = j_{CN}^{e,\mu} \left(\frac{1}{M_{Z^0}^2} \right) J_{CN,\mu}^N \quad (\text{I.16})$$

Avec les notations du diagramme de Feynman ci-dessus, le courant faible neutre fermionique est, à l'instar du courant électromagnétique fermionique, bien connu [HM84] :

$$j_{CN}^{e,\mu} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{u}_e(k') \gamma^\mu (c_V^e + c_A^e \gamma_5) u_e(k) \quad (\text{I.17})$$

Le terme g correspond à l'intensité du couplage faible g , et l'angle de mélange de Weinberg θ_W est défini à partir des masses des bosons de jauge W et Z^0 par $\sin^2 \theta_W = 1 - M_W^2/M_{Z^0}^2$. Les charges faibles vecteur et axial-vecteur de l'électron, c_V^e et c_A^e , sont déterminées dans le cadre du modèle standard et peuvent s'écrire :

$$c_V = 2T_3 - 4Q \sin^2 \theta_W \quad (\text{I.18})$$

$$c_A = -2T_3 \quad (\text{I.19})$$

dans la convention de notation de Musolf *et al.* [MDD⁺94]. Elles font intervenir la charge électrique Q , la troisième composante d'isospin faible T_3 et l'angle de mélange θ_W (voir table I.1).

De la même façon qu'il a fallu rendre compte de la structure sous-jacente du nucléon dans l'expression du courant électromagnétique, on introduit de nouveaux facteurs de forme dans l'expression du courant faible neutre du nucléon. Cependant, l'expression la plus générale du courant respectant l'invariance de Lorentz et la conservation du courant contient cette fois-ci deux facteurs de forme supplémentaires, G_A et G_P , qui rendent compte de la non conservation de la parité de l'interaction faible :

$$J_{CN}^{N,\mu} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{U}(p') \left[F_1^Z \gamma^\mu + F_2^Z \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} + G_A^Z \gamma^\mu \gamma_5 + G_P^Z \frac{\gamma_5 q^\nu}{M} \right] U(p) \quad (\text{I.20})$$

On rappelle que $\sigma_{\mu\nu}$ est le commutateur $i/2[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$. Le facteur de forme pseudo-scalaire G_P sera négligé par la suite, du fait de sa faible contribution à l'asymétrie de violation de parité*. Enfin, à partir des facteurs de forme de Dirac et de Pauli, F_1^Z et F_2^Z , on peut également construire les facteurs de forme faible de Sachs :

$$\begin{cases} G_E^Z &= F_1^Z - \tau F_2^Z \\ G_M^Z &= F_1^Z + F_2^Z \end{cases} \text{ avec } \tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (\text{I.21})$$

Ces derniers sont reliés de la même manière aux transformées de Fourier des distributions de charge et de magnétisation faibles du nucléon. La structure faible du nucléon est donc caractérisée par les

*La contribution de G_P à l'asymétrie de violation de parité est supprimée par rapport aux autres termes par le facteur $\left(\frac{G_F Q^2 m_\pi^2}{\alpha M^2} \right) \simeq 4.10^{-10}$.

Fermion	Q	T_3	c_V	c_A
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$\frac{1}{2}$	1	-1
e, μ, τ	-1	$-\frac{1}{2}$	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	1
u, c, t	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	-1
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	1

TAB. I.1: Charges électromagnétique et faible des fermions dans le cadre du Modèle Standard

trois facteurs de forme : G_E^Z , G_M^Z et G_A^Z . Maintenant que les grandeurs fondamentales permettant de décrire la structure électromagnétique du nucléon ont été introduites, nous allons aborder leur décomposition sur les constituants élémentaires de ce dernier : les quarks et les gluons. Cette décomposition va permettre d'isoler la contribution du quark étrange s .

I.3 Décomposition sur les saveurs de quarks et contribution étrange

Comme l'électron, les quarks sont des particules ponctuelles de spin 1/2 sensibles à l'interaction électrofaible. Il est donc possible d'écrire les courants électromagnétique et faible qui leurs sont associés à l'aide de leurs charges électrique et faible résumées dans le tableau I.1. Pour un quark q isolé, ils s'écrivent de manière semblable à celui de l'électron :

$$j_{EM}^{q,\mu} = e \bar{u}_q(k') \gamma^\mu Q^q u_q(k) \quad (\text{I.22})$$

$$j_{CN}^{q,\mu} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{u}_q(k') [\gamma^\mu (c_V^q + c_A^q \gamma_5)] u_q(k) \quad (\text{I.23})$$

Dans le cadre quantique de la théorie, les courants associés aux quarks sont des éléments de matrice obtenus par projection des opérateurs de courants vectoriels et axial-vecteurs des quarks sur les états initial et final des quarks individuels $|q(k)\rangle$ et $|q(k')\rangle$:

$$j_{EM}^{q,\mu} = \langle q(k') | \bar{q} \gamma_\mu q | q(k) \rangle \quad (\text{I.24})$$

$$j_{CN}^{q,\mu} = \langle q(k') | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | q(k) \rangle \quad (\text{I.25})$$

Au sein du nucléon, l'élément de matrice est obtenu par projection des opérateurs de courant vecteur et axial-vecteur du quark q sur les états initial et final du nucléon $|N(p)\rangle$ et $|N(p')\rangle$. Comme le quark q est confiné au sein du nucléon, sa distribution spatiale est paramétrisée à l'aide des facteurs de formes, $F_1^{q,N}$, $F_2^{q,N}$ et $G_A^{q,N}$, de façon à reproduire le formalisme utilisé pour développer les courants

hadroniques (équations I.7 et I.20). Dans ce cas, on a :

$$\langle N(p') | \hat{j}_{EM}^{q,\mu} | N(p) \rangle = e \bar{U}(p') \left(\mathcal{Q}^q \left[F_1^{q,N} \gamma^\mu + F_2^{q,N} \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] \right) U(p) \quad (\text{I.26})$$

$$\langle N(p') | \hat{j}_{CN}^{q,\mu} | N(p) \rangle = \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{U}(p') \left(c_V^q \left[F_1^{q,N} \gamma^\mu + F_2^{q,N} \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] + c_A^q \left[G_A^{q,N} \gamma^\mu \gamma_5 \right] \right) U(p) \quad (\text{I.27})$$

Notons bien que $F_{1,2}^{q,N}$ et $G_A^{q,N}$ représentent la distribution des quarks au sein du nucléon N . Ils ne contiennent pas d'information sur les charges électromagnétique et faible des quarks, \mathcal{Q} , c_V^q et c_A^q , qui ont été factorisées, et sont donc communs à $\hat{j}_{EM}^{q,\mu}$ et $\hat{j}_{CN}^{q,\mu}$. Par ailleurs, ils contiennent les contributions de signes opposés du quark et de son antiquark à la fois. Pour les quarks de saveur u et d , ils incluent donc les contributions des quarks de valence, mais également des quarks et antiquarks de la mer. En revanche, pour les quarks s , c , b et t , les contributions proviennent exclusivement de la mer.

Comme seuls les quarks sont sensibles à l'interaction électrofaible, les gluons ne portant pas ni de charge électrique ni de charge faible, les courants du nucléon peuvent s'exprimer comme la somme des courants individuels des quarks en son sein :

$$\begin{aligned} \langle N(p') | \hat{J}_{EM}^{N,\mu} | N(p) \rangle &= \sum_q \langle N(p') | \hat{j}_{EM}^{q,\mu} | N(p) \rangle \\ \langle N(p') | \hat{J}_{CN}^{N,\mu} | N(p) \rangle &= \sum_q \langle N(p') | \hat{j}_{CN}^{q,\mu} | N(p) \rangle \end{aligned}$$

Il en découle :

$$J_{EM}^{N,\mu} = e \bar{U}(p') \sum_q \left(\mathcal{Q}^q \left[F_1^{q,N} \gamma^\mu + F_2^{q,N} \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] \right) U(p) \quad (\text{I.28})$$

$$J_{CN}^{N,\mu} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{U}(p') \sum_q \left(c_V^q \left[F_1^{q,N} \gamma^\mu + F_2^{q,N} \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] + c_A^q \left[G_A^{q,N} \gamma^\mu \gamma_5 \right] \right) U(p) \quad (\text{I.29})$$

On peut ainsi procéder à une identification terme à terme entre les équations I.7 et I.28, ainsi que I.20 et I.29, pour obtenir la décomposition des facteurs de forme du nucléon sur les contributions

individuelles des différents saveurs de quarks :

$$\begin{aligned}
 F_{1,2}^{\gamma,N} &= \sum_q \mathcal{Q}^q F_{1,2}^{q,N} \\
 F_{1,2}^{Z,N} &= \sum_q c_V^q F_{1,2}^{q,N} \\
 G_A^{Z,N} &= \sum_q c_A^q G_A^{q,N}
 \end{aligned} \tag{I.30}$$

Cette décomposition reste valable pour les facteurs de forme de Sachs :

$$G_{E,M}^{\gamma,N} = \sum_q \mathcal{Q}^q G_{E,M}^{q,N} \tag{I.31}$$

$$G_{E,M}^{Z,N} = \sum_q c_V^q G_{E,M}^{q,N} \tag{I.32}$$

Il doit donc être possible d'extraire les contributions individuelles des quarks à partir des seules mesures de $G_{E,M}^{\gamma,N}$ et $G_{E,M}^{Z,N}$.

Si on considère les facteurs de forme électrique et magnétique, $G_{E,M}^{\gamma,N}$, associés à l'interaction électromagnétique (échange d'un photon) pour le proton et le neutron, et ceux associés à l'interaction faible $G_{E,M}^{Z,N}$ (échange d'un boson neutre Z^0), les relations I.31 et I.32 sont au nombre de huit, tandis que les contributions électrique et magnétique des six saveurs de quarks au sein du proton et du neutron sont au nombre de 24. Deux approximations sont donc nécessaires afin de réduire le nombre d'inconnues que constituent les contributions des quarks.

Tout d'abord, les contributions des quarks les plus lourds, c , b et t peuvent être négligées. En effet, ces derniers apparaissent au sein de la mer sous forme de paires $q\bar{q}$, dont la probabilité d'apparition par fluctuation quantique du vide de QCD est inversement proportionnelle à leur masse. Kaplan et Manohar [KM88] ont donc proposé une sommation sur les quarks u , d et s seulement. D'autre part, la symétrie de charge* de l'interaction forte stipule que l'échange des quarks u (\bar{u}) en d (\bar{d}) implique la transformation du proton en neutron et vice versa, tout en laissant le quark s inchangé. Cette symétrie, qui est vérifiée au niveau du pourcent ([LM99], [Mil98], [DP95]), implique que :

$$G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n}; \quad G_{E,M}^{d,p} = G_{E,M}^{u,n}; \quad G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n}; \tag{I.33}$$

En adoptant la notation plus légère $G_{E,M}^u$, $G_{E,M}^d$ et $G_{E,M}^s$, ces deux hypothèses permettent de

*Notons que cette symétrie est moins restrictive que la symétrie d'isospin qui requiert l'invariance du Lagrangien de l'interaction forte sous toute rotation de l'espace d'isospin.

réécrire les relations I.31 et I.32 sous la forme :

$$\begin{aligned}
 G_{E,M}^{\gamma,p} &= \frac{2}{3} G_{E,M}^u - \frac{1}{3} G_{E,M}^s & (I.34) \\
 G_{E,M}^{\gamma,n} &= \frac{2}{3} G_{E,M}^d - \frac{1}{3} G_{E,M}^u - \frac{1}{3} G_{E,M}^s \\
 G_{E,M}^{Z,p} &= \left[1 - \frac{8}{3} 4 \sin^2 \theta_W \right] G_{E,M}^u - \left[1 - \frac{4}{3} 4 \sin^2 \theta_W \right] G_{E,M}^d - \left[1 - \frac{4}{3} 4 \sin^2 \theta_W \right] G_{E,M}^s \\
 G_{E,M}^{Z,n} &= \left[1 - \frac{8}{3} 4 \sin^2 \theta_W \right] G_{E,M}^d - \left[1 - \frac{4}{3} 4 \sin^2 \theta_W \right] G_{E,M}^u - \left[1 - \frac{4}{3} 4 \sin^2 \theta_W \right] G_{E,M}^s
 \end{aligned}$$

où le nombre d'inconnues est maintenant réduit à six pour huit relations.

Les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron, $G_{E,M}^{\gamma,p}$ et $G_{E,M}^{\gamma,n}$, sont expérimentalement bien connus à bas Q^2 (typiquement inférieur à 3 (GeV/c)²) [Gao03]. L'extraction des contributions individuelles des quarks, et en particulier celle du quark étrange s , nécessite alors la mesure d'un des deux facteurs faible $G_{E,M}^{Z,p}$ ou $G_{E,M}^{Z,n}$. Étant donné la difficulté expérimentale de réaliser des mesures sur le neutron dont on ne peut faire une cible, on choisit naturellement de mesurer $G_{E,M}^{Z,p}$. C'est l'objet du vaste programme expérimental démarré au début des années 1990 tant en Europe qu'aux États Unis et dont fait partie l'expérience G^o. Un résumé des résultats de cet effort expérimental sera présenté dans le chapitre IV.

Notons qu'en appliquant les mêmes hypothèses de symétrie de charge entre le proton et le neutron, et en négligeant les contributions des quarks lourds, c , b et t , il est également possible de réduire l'expression du facteur de forme axial :

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

Nous verrons que l'expérience G^o propose également un moyen d'accéder au facteur de forme axial $G_A^{Z,N}$.

I.4 Décomposition sur SU(3)

Nous avons vu au paragraphe précédent comment décomposer des facteurs de forme électromagnétique, faible et axial, $G_{E,M}^\gamma$, $G_{E,M}^Z$ et G_A^Z , sur les états propres de masse des quarks u , d et s pour le proton et le neutron. Nous allons présenter ici une décomposition sur la base de $SU(3)_f$, dite "SU(3) *saveur*", qui sera utilisée pour l'introduction des corrections radiatives dues aux processus d'ordres supérieurs, détaillée au paragraphe III.2.

$SU(3)_f$ a été proposée par Gell-Mann [GM62] et Ne'eman [Ne'61] afin d'étendre la symétrie d'isospin pour inclure le quark étrange s . Le groupe $SU(3)_f$ possède huit générateurs représentés par les huit matrices de Gell-Mann λ^a , $a = 1 \dots 8$ et le triplet de saveurs $q = (u, d, s)$ est associé à sa représentation fondamentale, notée 3. La combinaison, selon leur produit tensoriel, des

représentations $\mathbf{3}$ et $\bar{\mathbf{3}}$ (associée au triplet d'antiquarks \bar{q}), se décompose en la somme directe des représentations de dimension huit et triviale, de dimension un. Les opérateurs de courant vectoriel $\hat{V}^{(a)}$ et axial $\hat{A}^{(a)}$, définis comme :

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

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

peuvent donc être classés en un octet et un singlet. Le singlet $\hat{V}^{(0)}$ s'obtient à partir de la représentation triviale du groupe tandis que les termes $\hat{V}^{(1\dots 8)}$ le sont à partir de la représentation 8.

En utilisant la paramétrisation en facteurs de forme utilisée pour décrire les courants vectoriel électromagnétique ainsi que vectoriel et axial faible (équations I.7 et I.20), il est possible de définir les facteurs de forme $F_{1,2}^{(a)}$ et $G_A^{(a)}$ [KM88] :

$$\langle N | \hat{V}_\mu^{(0,8)} | N \rangle \equiv \bar{U}(p') \left[F_1^{(0,8)} \gamma_\mu + F_2^{(0,8)} \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] U(p)$$

$$\langle N | \hat{V}_\mu^{(3)} | N \rangle \equiv \bar{U}(p') \left[F_1^{(3)} \gamma_\mu + F_2^{(3)} \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] T_3 U(p)$$

$$\langle N | \hat{A}_\mu^{(0,8)} | N \rangle \equiv G_A^{(0,8)} \bar{U}(p') \gamma_\mu \gamma_5 U(p)$$

$$\langle N | \hat{A}_\mu^{(3)} | N \rangle \equiv G_A^{(3)} \bar{U}(p') \gamma_\mu \gamma_5 T_3 U(p)$$

Dans le cadre particulier de la diffusion élastique électrofaible où la saveur est conservée, seuls les multiplets générés par les matrices de Gell-Mann diagonales sont considérés, c'est à dire les termes $F_{1,2}^{(0,3,8)}$. On peut réécrire les courants $J_{EM}^{N,\mu}$ et $J_{CN}^{N,\mu}$ comme des combinaisons linéaires des éléments de matrice vectoriels $\langle N | \hat{V}_\mu^{(0,3,8)} | N \rangle$ et axiaux $\langle N | \hat{A}_\mu^{(0,3,8)} | N \rangle$. En utilisant ensuite la décomposition sur les saveurs de quarks des facteurs de forme de Pauli-Dirac $F_{1,2}^{\gamma,Z}$ et axial G_A (cf. équation I.30), on peut écrire :

$$F_{1,2}^{(0)} = \frac{1}{3} (F_{1,2}^u + F_{1,2}^d + F_{1,2}^s)$$

$$F_{1,2}^{(3)} = \frac{1}{2} (F_{1,2}^u - F_{1,2}^d)$$

$$F_{1,2}^{(8)} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (F_{1,2}^u + F_{1,2}^d - 2F_{1,2}^s)$$

Les facteurs de forme de Sachs des quarks étant des combinaisons linéaires de $F_1^{q,N}$ et $F_2^{q,N}$, il est donc également possible de faire cette décomposition sur les facteurs de forme électrique et

magnétique. Ainsi, on peut donc écrire la décomposition suivante :

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

avec $X=E, M, A$.

Les facteurs de forme $G_{E,M}^{\gamma,p}$ et $G_{E,M}^{Z,p}$ de la relation I.34 peuvent maintenant être exprimés en fonction de la contribution des quarks $G_X^{(a)}$:

$$G_{E,M}^{\gamma,p} = G_{E,M}^{(3)} + \frac{1}{\sqrt{3}} G_{E,M}^{(8)} \quad (\text{I.35})$$

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{Z,p} &= -G_{E,M}^{(0)} + (2 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{(3)} + (2 - 4 \sin^2 \theta_W) \frac{1}{\sqrt{3}} G_{E,M}^{(8)} \\ &= -G_{E,M}^{(0)} + (2 - 4 \sin^2 \theta_W) G_{E,M}^{\gamma,p} \end{aligned} \quad (\text{I.36})$$

Sans utiliser la symétrie de charge, l'équation I.36 montre que la mesure du facteur de forme $G_{E,M}^{Z,p}$, combinée à $G_{E,M}^{\gamma,p}$ considéré comme connu, permet de déterminer le singlet de saveur $G_{E,M}^{(0)}$. C'est là l'origine du nom de l'expérience G° .

Si l'on considère maintenant la symétrie d'isospin, on remarque que $G_X^{(0)}$ et $G_X^{(8)}$ sont invariants sous l'échange de u et d , tandis que $G_X^{(3)}$ voit son signe s'inverser. Les deux premiers sont donc des grandeurs isoscalaires, $T = 0$, tandis que la troisième est de type isovecteur, $T = 1$. On peut donc définir les grandeurs isoscalaire et isovecteur :

$$G_A^{T=0} = G_A^{(8)} \quad (\text{I.37})$$

$$G_A^{T=1} = 2G_A^{(3)} \quad (\text{I.38})$$

ainsi que le singlet de charge faible $Q_A^{(0)}$ (cf. tableau I.2) qui permettent de réécrire les facteurs de forme neutres vectoriel et axial du proton et du neutron sous la forme suivante :

$$G_{E,M}^{Z,p} = Q_W^p G_{E,M}^{\gamma,p} + Q_W^n G_{E,M}^{\gamma,n} + Q_W^{(0)} G_{E,M}^s \quad (\text{I.39})$$

$$G_{E,M}^{Z,n} = Q_W^n G_{E,M}^{\gamma,p} + Q_W^p G_{E,M}^{\gamma,n} + Q_W^{(0)} G_{E,M}^s \quad (\text{I.40})$$

$$G_A^{Z,N} = T_3 Q_A^{T=1} G_A^{T=1} + Q_A^{T=0} G_A^{T=0} + Q_A^{(0)} G_A^s \quad (\text{I.41})$$

On voit alors apparaître les charges faibles du proton (neutron) pondérant les facteurs de forme électromagnétique du neutron (proton), conséquence directe de la symétrie de charge. Dans le cas du facteur de forme axial, on voit que seul le premier terme isovecteur, pondéré par la troisième

Charge	Définition	1 ^{er} ordre
\mathcal{Q}_W^p	$2 c_V^u + c_V^d$	$1 - 4 \sin^2 \theta_W$
\mathcal{Q}_W^n	$2 c_V^d + c_V^u$	-1
$\mathcal{Q}_W^{(0)}$	$c_V^u + c_V^d + c_V^s$	-1
$\mathcal{Q}_A^{T=1}$	$\frac{1}{2}(c_A^u - c_A^d)$	-1
$\mathcal{Q}_A^{T=0}$	$\sqrt{3}(c_A^u + c_A^d)$	0
$\mathcal{Q}_A^{(0)}$	$c_A^u + c_A^d + c_A^s$	1

TAB. I.2: Charges faibles vectorielles, axiale isoscalaire, axiale isovecteur et singlets vectoriel et axial dans l'approximation de Born

composante d'isospin T_3 , change entre le proton et le neutron. De plus, la charge $\mathcal{Q}_A^{T=0}$ est nulle à l'ordre de Born, mais aura son importance lors de l'introduction des corrections d'ordre supérieur. Le tableau I.2 résume l'ensemble des charges*. Les charges faibles du proton et du neutron correspondent à la valeur du facteur de forme électrique faible à $Q^2 = 0$:

$$\begin{aligned}\mathcal{Q}_W^p &= G_E^{Z,p}(0) \\ \mathcal{Q}_W^n &= G_E^{Z,n}(0)\end{aligned}$$

Notons que la décomposition décrite dans cette section ne suppose pas que la symétrie du groupe $SU(3)_f$ soit vérifiée*.

*Notons que les charges sont ici définies d'après [ZPHR00], et qu'elles sont dénotées $\xi_V^{p,n,(0)}$ dans [M⁺94]

*Elle est en fait brisée puisque les masses des quarks u , d et s sont différentes

Chapitre II

Modèles Théoriques

La description de la matière hadronique, régie par l'interaction forte, est un des défis les plus ambitieux de la physique moderne. En effet, deux régimes en énergie peuvent être clairement distingués dans la théorie de jauge renormalisable qui lui est associée, appelée chromodynamique quantique (QCD). Aux petites distances (hautes énergies), QCD est caractérisée par la propriété de liberté asymptotique, et peut être traitée en mode perturbatif à l'instar de QED. Les calculs peuvent être menés analytiquement, et fournissent des prédictions précises très bien vérifiées par l'expérience. En revanche, aux échelles de distance de l'ordre de la taille des hadrons, la constante de couplage α_s diverge, et le traitement en perturbation est inenvisageable. Des modèles effectifs ou simplifiés doivent alors être développés sur base d'approximations et d'hypothèses contrôlées. L'étude de la structure des nucléons, et en particulier de la contribution du quark étrange aux propriétés électromagnétiques de ces derniers, se place dans le cadre non perturbatif de QCD, ce qui en fait toute la complexité.

De nombreux modèles, plus ou moins basés sur les propriétés intrinsèques de QCD, ont été développés pour prédire la contribution du quark étrange. Une revue détaillée d'une grande partie de ces modèles est effectuée par les auteurs de la référence [BH01]. Ce chapitre a pour objectif de présenter quelques uns de ces modèles afin de donner un aperçu de leur diversité. Nous entamerons par une présentation générale de QCD et de ses principales caractéristiques, de façon à replacer le nucléon et sa structure dans son contexte théorique le plus large. Nous nous attacherons ensuite à présenter quelques modèles en mettant en exergue les justifications physiques qui les sous-tendent, ainsi que sur les approximations effectuées, qui caractérisent leurs limites.

II.1 Interaction forte et chromodynamique quantique (QCD)

L'interaction forte régit les propriétés de la matière hadronique composée de particules élémentaires portant une charge de *couleur*, à savoir les quarks, les antiquarks et les gluons. Elle est caractérisée par une constante de couplage, notée g_s , et est décrite dans le cadre des théories de jauge par un lagrangien basé sur la symétrie $SU(3)_c$ de couleur [Wei73, GW73, FGML73]. Une description plus détaillée du calcul de ce dernier est donnée en annexe A.4.

Le calcul de diagrammes de Feynman en QCD, basé sur les propagateurs des quarks et des gluons ainsi que sur les vertex de QCD dérivés du lagrangien, n'est cependant pertinent que si on peut effectuer un développement perturbatif en puissances de g_s . Pour ce faire, la constante de couplage α_s doit être suffisamment faible :

$$\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi} \ll 1 \quad (\text{II.1})$$

Afin de déterminer l'ordre de grandeur de la constante de couplage, l'ensemble des effets quantiques de création et d'annihilation de gluons et de quarks virtuels, décrits par les diagrammes contenant des boucles, doit être estimé par rapport à l'amplitude au niveau de l'arbre du processus considéré. Le traitement des divergences ultraviolettes par la méthode de renormalisation, dont la description dépasse la portée de ce manuscrit, montre que la constante de couplage α_s dépend de l'énergie mise en jeu, c'est à dire du moment transféré Q :

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(Q_0)}{1 + \frac{\alpha_s(Q_0)}{4\pi} \beta_0 \log \frac{Q^2}{Q_0^2}} \quad (\text{II.2})$$

Le terme $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$ est positif et fait intervenir le nombre de saveurs de quarks mis en jeu n_f . Pour pouvoir représenter la dépendance $\alpha_s(Q)$, il est nécessaire de fixer expérimentalement la valeur de α_s à une valeur Q_0 donnée. L'étude de la désintégration du boson Z en une paire quark-antiquark permet par exemple de déterminer [Y⁺06] :

$$\alpha_s(m_Z) = 0.1176 \pm 0.002 \quad (\text{II.3})$$

La figure II.1 résume l'ensemble des mesures d' α_s , obtenues par l'étude de différents processus expérimentaux, en fonction du moment Q en GeV. On peut constater que la dépendance prédite par QCD est parfaitement reproduite, et plus particulièrement la conséquence spectaculaire de II.2 est vérifiée : le couplage diminue et tend vers zéro lorsque Q augmente, ce qui correspond à la propriété de *liberté asymptotique* de QCD.

En revanche, le phénomène opposé se produit aux petits moments transférés $Q < 1$ GeV. La constante α_s devient de l'ordre de l'unité et un traitement perturbatif de l'interaction n'a plus de sens : un nombre infini de diagrammes d'ordres supérieurs doit être pris en compte pour chaque processus au niveau de l'arbre. On peut d'ailleurs déterminer une valeur de Q , notée Λ_{QCD} , pour la-

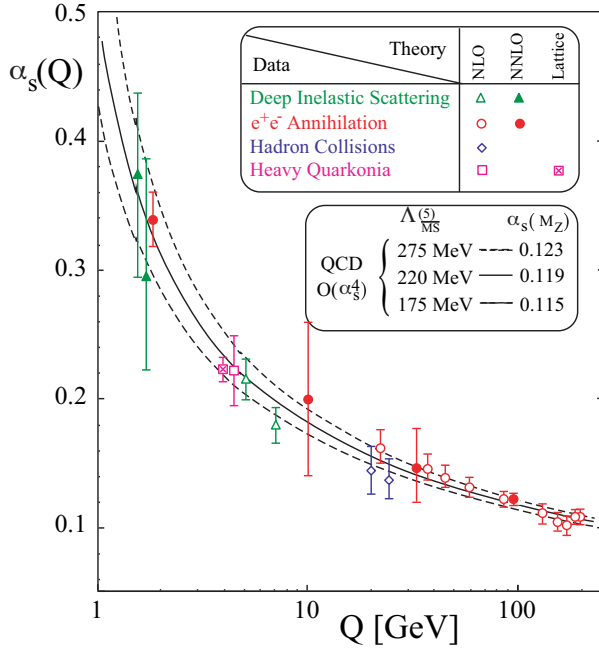


FIG. II.1: Dépendance de la constante de couplage forte α_s en fonction de l'énergie, les courbes en traits plein et pointillés correspondent au calcul théorique (figure extraite de [Eck06]).

quelle le dénominateur de II.2 s'annule, et la constante de couplage diverge. La valeur expérimentale pour Λ_{QCD} est de l'ordre de 200 à 300 MeV [PS02]. Notons que l'existence de ce pôle ne pose pas de problème en QCD, la relation II.2 étant obtenue par méthode perturbative, elle est approchée et doit contenir des termes supplémentaires qui empêchent la divergence. L'échelle en énergie Λ_{QCD} est donc directement liée à l'aspect non perturbatif de la théorie et caractérise le domaine en énergie correspondant à la formation des hadrons (mésons et baryons) à partir des quarks et des antiquarks. La chromodynamique quantique fournit donc deux aspects qualitativement très différents pour les interactions quark-gluons :

- aux énergies élevées, le développement perturbatif en α_s est possible et permet de traiter les diagrammes de Feynman en termes de propagateurs de quark et de gluon, et de vertex,
- aux échelles d'énergie faibles, de l'ordre de Λ_{QCD} , ce traitement n'est plus possible, les quarks et les gluons forment les hadrons sous l'action de l'interaction forte.

L'étude de la contribution des quarks étranges aux propriétés électromagnétiques des nucléons, présentée dans ce manuscrit, se place dans le contexte non perturbatif de QCD. Le nucléon a toutefois été abordé jusqu'à présent (chapitre I) en tant qu'objet composite sans que les composants de sa sous-structure ne soient considérés dans les diagrammes de diffusion électrofaible. Les facteurs de forme ont été introduits en tant que grandeurs phénoménologiques globales, représentant les distributions de charges électrique et faible, et de courants magnétiques en son sein. En effet, les calculs analytiques des différents paramètres hadroniques, (masses, charge, spin ...), directement à partir de \mathcal{L}_{QCD} ne sont pas encore possibles aujourd'hui. L'approche expérimentale permet de rassembler le plus d'informations possibles sur ces propriétés afin de faciliter l'approche théorique. Aujourd'hui, cette dernière est basée sur des modèles approchés tentant d'incorporer un maximum de caractéristiques de QCD, telles que ses symétries et ses propriétés analytiques. Nous allons main-

tenant aborder quelques uns de ces modèles, dans le cadre spécifique du calcul de la contribution des quarks étranges à la charge et aux courants électromagnétique et faible des nucléons.

II.2 Définition des observables

La plupart des modèles théoriques s'attachent à décrire les propriétés statiques du nucléon, que sont sa charge et son moment magnétique à quadri-moment transféré $Q^2 = -q^2 = 0$, et à la contribution du quark étrange à ces dernières. De ce point de vue, la seule contrainte sur G_E^s et G_M^s est l'étrangeté nulle à $Q^2 = 0$: $G_E^s(Q^2 = 0) = 0$.

La contribution étrange n'est en général pas directement disponible en terme de facteurs de forme G_E^s et G_M^s , mais plutôt en terme de moment magnétique étrange μ_s , défini par $\mu_s = G_M^s(Q^2 = 0)$, et de rayon carré moyen d'étrangeté $\langle r_s^2 \rangle_E$. Le rayon carré moyen d'étrangeté peut être défini de deux façons. Tout d'abord, le rayon carré moyen de Sachs est défini à partir du facteur de forme électrique étrange de Sachs :

$$\langle r_s^2 \rangle_E = -6 \left. \frac{dG_E^s}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \quad (\text{II.4})$$

dans le système d'unité naturel $\hbar = c = 1$. On notera que c'est ce dernier qui donne le rayon carré moyen de la distribution de charge étrange au sein du nucléon. Il traduit l'asymétrie des distributions spatiales des quarks s et \bar{s} au sein du nucléon. Un rayon carré moyen de Sachs positif correspond à un éloignement par rapport au centre du nucléon plus grand pour la distribution de quarks s que pour la distribution de quarks \bar{s} , et vice versa [BH01]. D'autre part, dans la convention de Jaffe [Jaf89], le rayon carré moyen d'étrangeté est défini à partir du facteur de forme de Pauli :

$$\langle r_s^2 \rangle = -6 \left. \frac{dF_1^s}{dQ^2} \right|_{Q^2=0} \quad (\text{II.5})$$

Les deux définitions sont simplement reliées par : $\langle r_s^2 \rangle = \langle r_s^2 \rangle_E - \frac{6}{4M} \mu_s$, où M est la masse du nucléon. Il est fréquent d'effectuer l'analogie entre le rayon carré moyen de charge du neutron, et le rayon carré moyen d'étrangeté du nucléon du fait de l'absence de charge électrique dans le cas du neutron, et d'étrangeté dans le cas du nucléon, à $Q^2 = 0$. Il est donc intéressant de garder en mémoire l'ordre de grandeur du rayon de charge du neutron, $\langle r_n^2 \rangle = -0.1161 \text{ fm}^2$ [Y+06], ainsi que la valeur du moment magnétique du proton, $\mu_p = 2.793 \mu_N$, pour comparaison.

II.3 Théories effectives

Les théories effectives de QCD sont construites à partir des propriétés du lagrangien de QCD dans le cadre de limites spécifiques. Elles introduisent des degrés de liberté effectifs dans le lagrangien de l'interaction forte, à la place des quarks et des gluons, et ne sont valables que dans certaines gammes d'énergie. La théorie des perturbations chirales, basée sur la propriété de symétrie chirale du lagrangien de QCD, est une projection de QCD à basse énergie, et est certainement celle qui

a obtenu le plus de succès par l'ensemble de relations entre diverses quantités hadroniques qu'elle permet d'établir. Les relations de dispersions reposent quant à elles sur les propriétés de causalité et d'analyticité du lagrangien [BH01]. Nous abordons ici ces deux théories dans le cadre de l'étude de la contribution étrange.

II.3.1 Théorie des perturbations chirales

Une très bonne introduction sur la théorie des perturbations chirale peut par exemple être trouvée dans la référence [Mou04], et les références qui y sont proposées. La symétrie chirale est une symétrie globale du lagrangien de QCD lorsque les quarks considérés sont de masse nulle. Cette propriété est pertinente d'un point de vue physique puisque les trois quarks u , d et s ont justement des masses très inférieures au GeV, qui correspond à l'échelle d'énergie où QCD est non-perturbative. Dans ce régime, la symétrie chirale a donc une très forte influence. Le développement chirale de QCD est une technique de calcul effective appliquée au Lagrangien, qui permet d'écrire un développement en puissances du rapport des masses des quarks sur l'échelle d'énergie $\Lambda \sim 1$ GeV. Ce développement est entièrement non-perturbatif du point de vue de la constante de couplage α_s et requiert un changement de variables des champs de quarks et de gluons vers un nouvel ensemble de variables.

En ignorant les quarks lourds c , b et t , et en regroupant les quarks légers sous la forme d'un triplet de saveurs ψ , on peut réécrire le lagrangien de QCD comme la somme d'un terme dit *chiral* et d'un terme de masse de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{\bar{\psi} i \not{D} \psi - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}}_{\mathcal{L}_{chiral}} - \bar{\psi} \mathbf{s} \psi \quad (\text{II.6})$$

où μ et ν sont les indices de Lorentz. Les huit champs de jauge G_μ^a sont associés aux gluons, avec a l'indice de couleur dans la représentation adjointe du groupe de jauge $SU(3)_c$ ($a = 1 \dots 8$). La dérivée covariante \not{D} comprend le couplage minimal des quarks aux gluons et fait apparaître les matrices de Gell-Mann λ^a , opérant dans l'espace de couleur. Le terme de source \mathbf{s} a pour valeur physique les masses des trois quarks :

$$\mathbf{s} = \begin{pmatrix} m_u & 0 & 0 \\ 0 & m_d & 0 \\ 0 & 0 & m_s \end{pmatrix}$$

qui sont supposées nulles dans la limite chirale : $m_u = m_d = m_s = 0$. Le lagrangien chirale restant est invariant sous $SU(3)_L \times SU(3)_R$, ce qui signifie que les projections droite et gauche de Weyl du vecteur ψ sont découplées : $\mathcal{L}_{chiral} = \mathcal{L}_{chiral}^L + \mathcal{L}_{chiral}^R$. Les courants de Noether "gauche" et "droit" associés à ces symétries sont combinés pour écrire les courants vecteur et axial-vecteur, également

conservés [Kne98] :

$$V_\mu^a \equiv J_{G,\mu}^a + J_{D,\mu}^a = \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi \quad (\text{II.7})$$

$$A_\mu^a \equiv J_{G,\mu}^a - J_{D,\mu}^a = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{\lambda^a}{2} \psi \quad (\text{II.8})$$

Les huit charges associées aux courants II.7 et II.8 sont les générateurs de l'algèbre $SU(3)_L \times SU(3)_R$. Les charges vectorielles forment une sous-algèbre de $SU(3)_L \times SU(3)_R$ notée $SU(3)_V$, qui est observée dans le spectre hadronique, et communément appelée la symétrie de "l'Octuple Voie" (spectre hadronique). En revanche, les multiplets du spectre hadronique n'étant pas dégénérés, les charges axiales, bien que conservées, ne peuvent pas laisser le vide invariant et on introduit donc la brisure spontanée de la symétrie chirale. Dans ce cas, le théorème de Goldstone stipule que, pour chaque charge conservée, une particule de masse nulle appelée boson de Goldstone apparaît dans le spectre de la théorie. Ces huit bosons sont identifiés aux mésons pseudoscalaires π , K et η . La présence du terme de masse s en réalité non nul dans II.6 constitue quant à elle une brisure explicite de la symétrie chirale induisant une masse non nulle pour les bosons de Goldstone. Toutefois, les masses des quarks u , d et s étant très faible devant l'échelle hadronique (~ 1 GeV), leur contribution peut être traitée en perturbation par rapport au lagrangien chirale. C'est dans ce cadre que sont effectués les calculs prédictifs de la théorie des perturbations chirales.

Pour étudier la contribution étrange à la matière hadronique, la théorie des perturbations chirales doit être étendue des interactions entre mésons pseudo-scalaires aux interactions entre mésons et baryons. Cette extension fait intervenir une série de termes correctifs exprimés en puissances de p/Λ_χ et m_b/Λ_χ , où p est l'impulsion du méson, m_b la masse du baryon et Λ_χ l'échelle de brisure explicite de la symétrie chirale. La masse des baryons étant du même ordre de grandeur que $\Lambda_\chi \sim 1$ GeV, ce développement n'est pas convergent. Toutefois, Jenkins et Manohar ont proposé une façon de contourner ce problème dans le cadre de la théorie des perturbations chirales appliquée aux baryons lourds [JM91]. Les baryons sont approximés par des champs statiques lourds ce qui permet d'absorber m_b dans une série de vertex d'interaction en puissance croissante de $1/m_b$ et fournit alors un développement perturbatif convergent de la théorie.

Dans ce cadre, Musolf et Ito ont montré qu'il était impossible de prédire la valeur du moment magnétique étrange μ_s et du rayon carré moyen d'étrangeté $\langle r_s^2 \rangle_E$ [MI97]. En effet, l'expression de ces derniers fait intervenir les paramètres b^s et c^s issus des contre termes du courant étrange $\bar{s}\gamma_\mu s$ et la théorie repose sur l'expérience pour déterminer ces constantes. De ce point de vue, la théorie en elle-même est non-prédictive.

La théorie des perturbations chirales doit donc avoir recours à des modèles phénoménologiques afin de déterminer les constantes b^s et c^s , ce qui réduit considérablement sa précision. Toutefois, Hemmert, Meissner et Steininger ont montré qu'il était néanmoins possible de prédire la dépendance en Q^2 du facteur de forme magnétique étrange, $\langle r_s^2 \rangle_M$, indépendamment des modèles [HMS98]. La dépendance prédite par la théorie peut alors être utilisée pour extrapoler les données à $Q^2 = 0$, et

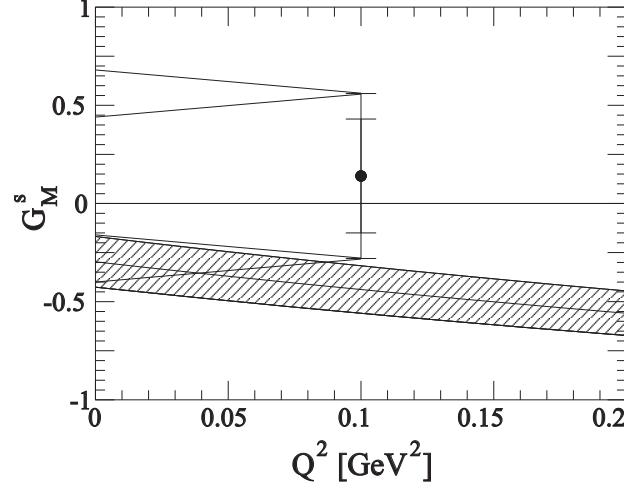


FIG. II.2: Extrapolation de la valeur de G_M^s obtenue par la collaboration SAMPLE [S⁺04] utilisant le calcul théorique du terme $\mathcal{O}(p^4)$ de $\langle r_s^2 \rangle_M$ effectué dans [H⁺03]. Cette extrapolation permet d'obtenir $\mu_s = G_M^s(Q^2) - (0.17 + 1.3 b_s^r)Q^2$, où b_s^r est présumé être de l'ordre de l'unité.

extraire une valeur du moment magnétique étrange. Les données de l'expérience SAMPLE [S⁺04], décrite dans le chapitre IV, ont été extrapolées de cette manière (cf. figure II.2), et ont permis d'obtenir la valeur [Kub04] :

$$\mu_s = 0.32 \pm 0.20 \pm 0.26 \pm 0.07 \quad (\text{II.9})$$

Cette discussion illustre déjà la complexité et les difficultés liées au domaine non-perturbatif de QCD auxquelles se heurtent les capacités théoriques. Nous allons maintenant aborder l'approche des relations de dispersions dont le principe sous-jacent repose non plus sur les propriétés de symétrie de QCD, comme la théorie des perturbations chirales, mais sur les propriétés de causalité et d'analyticité.

II.3.2 Relations de dispersions

Les facteurs de forme de Pauli et de Dirac, $F_{1,2}(Q^2)$, mesurés en diffusion d'électron sont des fonctions du quadri-moment transféré $Q^2 = -q^2 > 0$ correspondant à l'échange d'un photon *space-like*. Si on étend q^2 à la variable complexe t , les propriétés de causalité et d'analyticité des fonctions $F_{1,2}(t)$ impliquent l'existence de relations intégrales basées sur le théorème de Cauchy [TW01] suivantes :

$$F_1(t) = F_1(0) + \frac{t}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} \frac{\text{Im}[F_1(t')]}{t'(t'-t)} dt' \quad (\text{II.10})$$

$$F_2(t) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} \frac{\text{Im}[F_2(t')]}{t'-t} dt' \quad (\text{II.11})$$

où $t = q^2 < 0$ et t' est une variable complexe infinitésimale proche de l'axe réel. On appelle $\mathcal{J}m[F_{1,2}(t')]$ la fonction spectrale, c'est sa détermination qui fixe la valeur des facteurs de forme.

L'intégrale s'effectue le long de l'axe réel positif, ce qui correspond à $t' > 0$, et donc à des processus électromagnétiques de type *time-like*. Dans cette région, le module des facteurs de forme est accessible en particulier *via* la mesure de la section efficace d'annihilation $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$, qui correspond à l'élément de matrice du courant électromagnétique $\langle N\bar{N} | \hat{J}_{EM}^\mu | 0 \rangle$. L'intégrale peut toutefois être remplacée par une somme sur tous les états intermédiaires possibles ayant un nombre baryonique $B = 0$, et respectant les nombres quantiques du courant électromagnétique [TW01]. De ce point de vue, la détermination des fonctions spectrales est indépendante de tout modèle.

Dans le cas de la détermination de la contribution étrange, on s'intéresse à la détermination des facteurs de forme de Pauli et de Dirac étranges, déjà mentionnés en section I.3, dont on rappelle l'expression :

$$\langle N(p') | \bar{s}\gamma_\mu s | N(p) \rangle = \bar{U}(p') \left[F_1^s \gamma^\mu + F_2^s \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M} \right] U(p) \quad (\text{II.12})$$

Les fonctions spectrales correspondantes, $\mathcal{J}m[F_{1,2}^s(t')]$, contiennent l'essentiel de l'information physique. Pour les déterminer on choisit de se placer dans le domaine $t > 0$, *i.e* le canal de production $N\bar{N}$ dont l'élément de matrice correspondant est $\langle N(p)\bar{N}(p') | \bar{s}\gamma_\mu s | 0 \rangle$. La figure II.3 illustre la

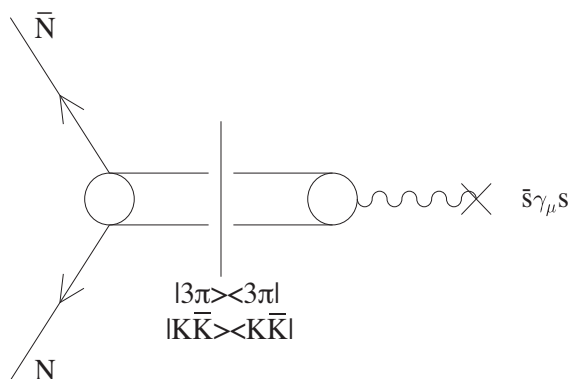


FIG. II.3: Diagramme représentant la décomposition spectrale des facteurs de forme du courant vecteur étrange du nucléon. (figure extraite de [RMHD97])

décomposition spectrale des facteurs de forme du courant vecteur étrange du nucléon. Dans ce spectre d'états intermédiaires, il est naturel de se concentrer sur la contribution du continuum $K\bar{K}$, car constitués de quarks de valence s et \bar{s} , ces états sont plus susceptibles d'avoir une contribution dominante à l'élément de matrice $\langle N(p)\bar{N}(p') | \bar{s}\gamma_\mu s | 0 \rangle$. Ramsey-Musolf, Hammer et Drechsel expriment alors les fonctions spectrales $\mathcal{J}m[F_{1,2}^s(t')]$ en fonction du facteur de forme étrange du kaon $F_K^s(t)$. Ce facteur de forme est déterminé à partir d'une paramétrisation VMD* à trois pôles des facteurs de forme électromagnétiques du kaon, eux-mêmes obtenus en mesure $e^+e^- \rightarrow K\bar{K}$.

*Vector Meson Dominance

Le moment magnétique étrange et le rayon carré moyen d'étrangeté sont enfin extraits à la suite d'une analyse raffinée et valent [HRM98, HRM99b, HRM99a] :

$$\mu_s = -0.28 \mu_N \quad \langle r_s^2 \rangle_E = 0.42 \text{ fm}^2$$

Le choix des pôles dans la paramétrisation VMD change grandement le résultat sur $\langle r_s^2 \rangle_E$, comme le soulignent les auteurs. De plus, la restriction aux états intermédiaires $K\bar{K}$ n'est qu'une approximation de premier ordre, et est donc également sujette à caution. Les relations de dispersions ne permettent donc pas de contrôler les approximations de façon systématique. Le modèle phénoménologique dit de Dominance Méson-Vecteur (VMD) que nous allons maintenant aborder est basé sur les mêmes fonctions spectrales présentées ici, mais suppose un couplage dominant de type méson vecteur lors de l'interaction électromagnétique.

II.4 Modèles phénoménologiques

II.4.1 Vector Dominance Model (VDM)

Le modèle de dominance des mésons vecteur (VDM) date du début des années 1970 et a été très largement utilisé pour décrire des interactions photon-hadron [Fey98, Sak69]. Il consiste simplement à effectuer l'approximation suivante [H⁺76] :

$$F_i(t) = \frac{1}{\pi} \int_{t_0}^{\infty} \frac{\text{Im}[F_i(t')]}{t' - t} dt' \quad (\text{II.13})$$

$$= \sum_V \frac{a_i^V}{m_V^2 - t} \quad (\text{II.14})$$

où on rappelle que l'équation II.13 est l'expression des relations de dispersions (voir section II.3.2), qui fait intervenir $t = q^2 < 0$. Cette approximation correspond à une description de la structure électromagnétique du nucléon, sondée par diffusion eN , comme le résultat d'échanges de mésons vecteurs de masse m_V . Cette approche est basée sur les propriétés très similaires entre les photons *space-like* et les mésons vecteurs : charge électrique nulle, spin 1, parité paire. On suppose alors que le photon virtuel fluctue en un méson vecteur intermédiaire, qui interagit ensuite de manière forte avec le hadron, comme illustré par la figure II.4. En pratique, cela revient à exprimer l'élément de matrice $\langle N | \hat{j}_{EM}^\mu | N \rangle$ comme une somme sur les états intermédiaires de mésons vecteurs [Fey98] :

$$\langle N | \hat{j}_{EM}^\mu | N \rangle = \sum_V f_V \frac{1}{m_V^2 - q^2} \langle N | \hat{V}^\mu | N \rangle \quad (\text{II.15})$$

Le terme $\frac{1}{m_V^2 - q^2}$ est le propagateur du méson vecteur V de masse m_V , et f_V est la constante de couplage entre le photon et le méson vecteur. L'hypothèse fondamentale sur laquelle est construite le modèle VDM est alors de supposer l'équivalence entre l'opérateur \hat{V}^μ du champ mésonique et

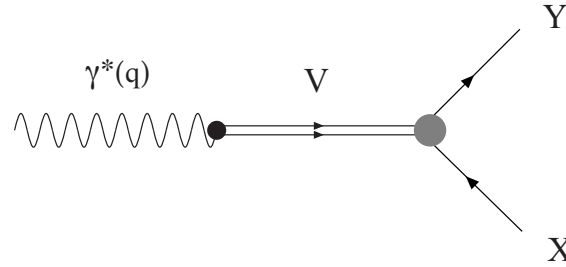


FIG. II.4: Diagramme représentatif de l'approximation VDM : le photon γ^* fluctue en un état intermédiaire méson vecteur V , X et Y étant les états initial et final du hadron.

le courant vecteur de Lorentz conservé des quarks ayant les mêmes nombres quantiques. Le terme $\langle N | \hat{V}^\mu | N \rangle$ peut alors être réécrit pour faire intervenir deux "facteurs de forme", notés g_1^{VNN} et g_2^{VNN} , similaires à F_1 et F_2 de l'équation I.7. Par identification dans l'équation II.15, on peut alors finalement écrire :

$$F_i(q^2) = \sum_V \frac{a_i^V}{m_V^2 - q^2} \quad \text{avec} \quad a_i^V = f_V g_i^{VNN} \quad (\text{II.16})$$

Afin d'effectuer la correspondance directe avec les mésons vecteur ρ , ω et ϕ de masses les plus faibles, on considère les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur du nucléon :

$$F_{1,2}^{T=0} = \frac{1}{2} (F_{1,2}^p + F_{1,2}^n) \quad \text{et} \quad F_{1,2}^{T=1} = \frac{1}{2} (F_{1,2}^p - F_{1,2}^n) \quad (\text{II.17})$$

Höhler *et al* ont été les premiers à effectuer un ajustement des mesures de section efficace en diffusion élastique eN , en utilisant la paramétrisation du modèle VDM donnée par l'équation II.16 [H⁺76]. Les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur, $F_{1,2}^{T=0}$ et $F_{1,2}^{T=1}$, ont été ajustés par la somme de trois pôles, permettant ainsi l'extraction des facteurs a_i^V et m_V . Seuls les deux premiers pôles sont nécessaires à la reproduction de la dépendance dipolaire des facteurs de forme. Dans le cas du facteur de forme isoscalaire, le premier a été identifié au méson ω et le second au méson ϕ . Le troisième pôle fût introduit pour améliorer l'ajustement, en incluant l'effet des ordres supérieurs. Les mésons ω et ϕ ainsi identifiés sont des combinaisons linéaires des états $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$ et $\phi_0 = s\bar{s}$:

$$\begin{aligned} \omega &= \cos \epsilon \omega_0 - \sin \epsilon \phi_0 \\ \phi &= \sin \epsilon \omega_0 + \cos \epsilon \phi_0 \end{aligned} \quad (\text{II.18})$$

L'angle de mélange ϵ étant très faible, ($\epsilon = 0.053 \pm 0.005$ [JJM⁺88]), le méson ϕ porte la quasi-totalité de l'étrangeté. Ceci, combiné à l'analyse d'Höhler qui montre par ailleurs que le couplage ϕNN est grand, doit donc impliquer une forte étrangeté dans le nucléon. L'analyse plus récente de Mergell *et al* [MMD96], effectuée sur un ensemble de données augmenté de nouvelles mesures, confirme ce résultat.

Cette constatation, effectuée par Jaffe [Jaf89], a amené à utiliser la paramétrisation VDM pour extraire la contribution du quark étrange. On peut en effet écrire le courant électromagnétique comme la somme d'une partie isoscalaire et isovecteur :

$$j_{EM}^{e,\mu} = j_{EM}^{e,\mu}(T=0) + j_{EM}^{e,\mu}(T=1) \quad (\text{II.19})$$

avec

$$\begin{aligned} j_{EM}^{e,\mu}(T=0) &= \frac{1}{6}(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d - 2\bar{s}\gamma_\mu s) \\ j_{EM}^{e,\mu}(T=1) &= \frac{1}{6}(\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d) \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

Si on introduit le courant du quark étrange $\hat{V}_\mu^{(s)} = \bar{s}\gamma_\mu s$, on constate que seule la partie isoscalaire de $j_{EM}^{e,\mu}$ contient l'étrangeté, d'où l'attention particulière portée à la description de la paramétrisation du facteur de forme isoscalaire dans le paragraphe précédent. Jaffe introduit donc une paramétrisation des facteurs de forme du quark étrange $F_{1,2}^s$ similaire à la paramétrisation utilisée par Höhler, et suppose une décroissance en $1/q^2$ et en $1/q^4$ lorsque $q^2 \rightarrow \infty$ pour $F_1^{T=0}$ et $F_2^{T=0}$, afin de contraindre la contribution du troisième pôle. Il obtient ainsi :

$$\mu_s = -0.31 \pm 0.09 \mu_N \quad \langle r_s^2 \rangle_E = 0.14 \pm 0.09 \text{ fm}^2 \quad [\text{Jaf89}]$$

Hammer, Meissner et Drechsel ont effectué une analyse similaire, mise à jour avec les résultats de Mergell *et al*, et améliorée des résultats de QCD perturbative pour les comportements des facteurs de forme $F_1^{T=0}$ et $F_2^{T=0}$ à haute énergie. Leurs résultats confirment les valeurs de Jaffe :

$$\mu_s = -0.25 \pm 0.03 \mu_N \quad \langle r_s^2 \rangle_E = 0.22 \pm 0.03 \text{ fm}^2 \quad [\text{HMD96}]$$

Malgré l'apparente cohérence des résultats entre les deux analyses, et l'indépendance relative de la méthode par rapport à tout modèle phénoménologique, les résultats obtenus sont très sensibles à la valeur de l'angle de mélange ϵ et à l'hypothèse d'une paramétrisation des facteurs de forme à l'aide de trois pôles, deux d'entre eux étant identifiés aux mésons ω et ϕ . Un calcul effectué par Forkel montre en effet qu'en utilisant 3, 4 et 6 pôles, le moment magnétique étrange prend les valeurs -0.26 , -0.18 et $-0.11 \mu_N$ [For97]. Notons également que, contrairement à la plupart des modèles qui prédisent des valeurs négatives pour $\langle r_s^2 \rangle_E$, l'analyse VDM donne une valeur positive ce qui incite encore à prendre ces résultats avec prudence [BH01].

II.4.2 Boucles Kaon

Une façon simple d'introduire le contenu étrange du nucléon consiste à supposer que ce dernier peut fluctuer en une paire hypéron-méson étranges, $K - \Lambda$ par exemple, d'étrangeté 1 et -1 respectivement. La figure II.5 présente le diagramme le plus simple contribuant à ce phénomène : une

paire $s\bar{s}$ est créée par matérialisation d'un gluon, et participe à la formation du méson $K = (u\bar{s})$ et de l'hypéron $\Lambda = (uds)$. De façon similaire à la distribution interne de charge au sein du neutron, la séparation spatiale entre les quarks s et \bar{s} induit un rayon d'étrangeté non nul, bien que le nucléon soit globalement d'étrangeté nulle. Le kaon étant beaucoup plus léger, il est alors naturel de supposer qu'il se situe plus loin du centre du nucléon, d'où le nom de *cloud model* parfois utilisé, ce qui justifie de s'attendre à un rayon carré moyen d'étrangeté négatif, dans le cas où les effets de recul sont ignorés [FNJC94]. Afin de calculer l'étrangeté du nucléon, on suppose que le boson, γ

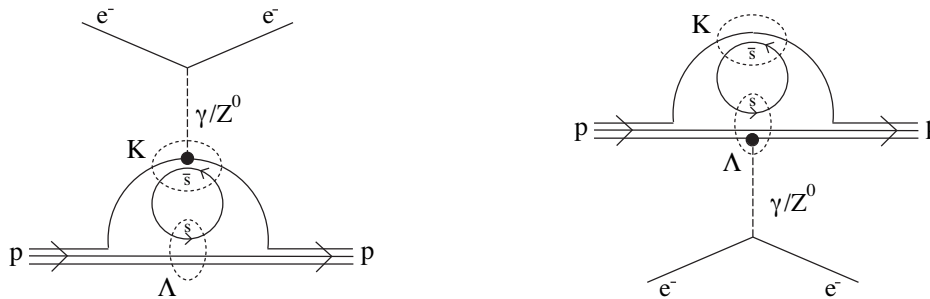


FIG. II.5: Diagrammes de boucle kaon, avec le couplage des bosons γ et Z soit au kaon soit à l'hypéron Λ .

ou Z , se couple soit au K , soit au Λ (figure II.5). La principale difficulté dans le calcul réside dans le traitement de l'intégrale de boucle, qui inclut à la fois les effets de courte et de longue distance. Les différences entre les calculs proviennent alors du modèle utilisé pour décrire le nucléon.

En principe, les divergences ultraviolettes dues aux effets de courte distance sont compensées par les paramètres de renormalisation, mais des termes résiduels demeurent après renormalisation. Une coupure en énergie peut donc être introduite dans le calcul de l'intégrale de boucle, par l'intermédiaire du terme [DHB99] :

$$F(q^2) = \left(\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - q^2} \right)^2 \quad (\text{II.21})$$

où Λ est ici l'échelle de coupure, typiquement de l'ordre de 300-600 MeV. Cette introduction pose cependant un certain nombre de problèmes comme la nécessité d'introduire de nouveaux vertex dont le choix n'est pas unique pour satisfaire l'identité de Ward, la troncature du développement chirale (indésirable d'un point de vue théorique), et la dépendance du résultat final vis à vis de la valeur de la coupure [BH01]. Ramsey-Musolf et Burkardt proposent les valeurs :

$$\mu_s = -0.31 \pm 0.05 \mu_N \quad \langle r_s^2 \rangle_E = -0.03 \pm 0.003 \text{ fm}^2 \quad [\text{MB94}]$$

à la suite d'un calcul pour lequel Λ varie entre 1 et 2 GeV. Une comparaison effectuée avec le calcul du rayon carré moyen de charge du neutron, déterminé suivant cette méthode pour une boucle $\pi - N$, montre une différence d'un facteur deux avec les mesures et la valeur prédite. La boucle "hypéron-méson" la plus légère ne permet donc pas à elle seule de reproduire les données.

Une autre implémentation est effectuée dans le *cloudy bag model* [TTM80, TTM81] qui reprend le modèle "en sac" (*bag model*) du MIT [CJJ⁺74]. Ce modèle permet d'obtenir les valeurs :

$$\mu_s = -0.026 \pm 0.05 \mu_N \quad \langle r_s^2 \rangle_E = -0.012 \text{ fm}^2 \quad [\text{KHP92}]$$

en accord de signe avec les résultats de [MB94], mais de moindre amplitude. Plus récemment, de nombreuses corrections aux modèles simples de calcul de boucle kaon ont été introduits [MM97, GI97, B⁺98]. Les modèles restent donc incomplets, et de nombreuses corrections qui compliquent le calcul doivent être introduites. Les résultats obtenus par ces modèles ne peuvent donc servir que d'estimation qualitative des effets du quarks étrange auxquels on peut s'attendre.

II.5 QCD sur réseau

La nature non-perturbative de QCD empêche une résolution analytique de la théorie, et comme on l'a vu, les théories effectives tentent d'inclure un maximum de propriétés de QCD tout en offrant une résolution analytique. Elles ne peuvent toutefois contenir l'ensemble de l'information. La QCD sur réseau offre de ce point de vue un outil permettant de résoudre la théorie sur un espace-temps discrétisé, et d'ainsi en conserver a priori l'ensemble des propriétés.

Les théories quantiques des champs reposent sur le principe d'intégrale des chemins. L'action S , exprimée à partir du lagrangien $\mathcal{L}(\phi(x), \partial^\mu \phi(x))$ fait intervenir un ensemble de champs $\phi(x)$, avec $x^\mu = (t, \vec{x})$ vecteur de l'espace de Minkowski, qu'on identifie aux gluons et aux quarks dans le cas de QCD, et permet de décrire le système. L'ensemble des propriétés du système décrit par S peuvent être extraite des fonctions de Green $\mathcal{G}^{(n)}$ qui s'expriment comme l'intégrale des chemins sur l'ensemble des configurations de champs possibles de l'action S [TW01] :

$$\mathcal{G}^{(n)}(x_1, \dots, x_n) = \frac{\int [d\phi] \phi(x_1) \dots \phi(x_n) e^{iS[\phi]}}{\int [d\phi] e^{iS[\phi]}}$$

Le calcul numérique des fonctions de Green sur un espace discrétisé requiert le changement de variable $t \equiv x^0 = -ix^4$ de telle sorte que les champs $\phi(x)$ évoluent dans un espace Euclidien à quatre dimensions $\{x = (x_1, \dots, x_4); x_\mu \in \mathbb{R}\}$. De cette façon, les intégrales de la théorie sur réseau sont effectuées sur l'hypercube

$$\Lambda = \{x; x_\mu/a \in \mathbb{Z}, \mu = 1, \dots, 4\}$$

où a est le paramètre de maille. Cette technique, introduite par Wilson pour expliquer le phénomène de confinement des quarks [Wil74], présente l'avantage de pouvoir effectuer des calculs numériques sur un réseau de taille finie composé d'un ensemble de mailles de taille égale. Les divergences ultra-violettes qui doivent être éliminées pour les calculs des quantités physiques sont de plus naturellement coupées par la limite sur l'impulsion introduite par le maillage [TW01].

La QCD fait intervenir les champs de jauge (gluons) couplés aux champs fermioniques (quarks). L'expression des champs fermioniques discrétisée fait apparaître le déterminant de la matrice de quarks, dont la résolution numérique est très couteuse en terme de puissance de calcul. La plupart des calculs de QCD sur réseau ont donc recours à la *quenched approximation* qui consiste à remplacer le déterminant fermionique par une constante. Dans ce cadre, l'ensemble des boucles de quarks sont supprimées, car générées par ce déterminant [TW01]. Les quantités physiques calculées ne reflètent alors pas la contribution de la mer de quarks et de gluons.

Pour le calcul de la contribution du quark étrange, il est néanmoins possible d'introduire l'effet de la mer sous la forme de boucles déconnectées, comme illustré par la figure II.6. L'insertion par boucles déconnectées reste cependant extrêmement couteuse en temps de calcul, et seulement quelques calculs ont été menés jusqu'ici. Le premier a été effectué par Dong, Liu et Williams pour

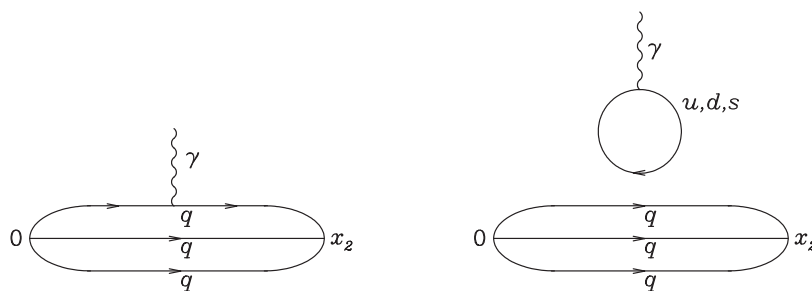


FIG. II.6: Insertion des effets de la mer de quarks dans les courants en QCD sur réseau *quenched* par introduction de diagrammes comprenant des boucles déconnectées.

obtenir la valeur de G_M^s après extrapolation aux masses physiques des quarks suivante :

$$\mu_s = -0.36 \pm 0.20 \mu_N \quad \langle r_s^2 \rangle_E \text{ compris entre } -0.061 \text{ et } -0.16 \quad [\text{DLW98}]$$

La valeur de μ_s est ensuite réévaluée à -0.28 ± 0.10 par les mêmes auteurs à la suite de raffinements de la méthode de calcul Monte Carlo [MD01]. D'autre part, Lewis, Wilcox et Woloshyn extraient la contribution étrange à $Q^2 = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ d'une extrapolation chirale de calculs QCD sur réseau "quenched" :

$$G_M^s(0.1) = +0.05 \pm 0.06 \mu_N \quad [\text{LWW03}]$$

en soulignant toutefois la sous-estimation de l'erreur du fait de l'omission de termes d'ordres supérieurs dans le développement chirale.

Plus récemment, Leinweber *et al.* ont proposé une nouvelle approche basée sur la symétrie de charge et de nouveaux développements dans les techniques d'extrapolation chirale. La symétrie de charge permet aux auteurs d'exprimer deux contraintes indépendantes sur le facteur de forme G_M^s à partir de l'intégrale des chemins de QCD. Chacune de ces contraintes fait intervenir d'une part le rapport entre les contributions des quarks *d* et *s* de la mer au moment magnétique baryonique (introduites à l'aide du schéma de droite de la figure II.6 en QCD *quenched*), et d'autre part les rapports des contributions des quarks de valence (schéma de gauche de la figure II.6). Ces

rappports sont déterminés à l'aide de simulations en QCD sur réseau *quenched*, pour une masse du pion de l'ordre de 0.4 GeV, et l'extrapolation aux masses physiques est effectuée par *finite-range regularisation* (FRR). Cette technique permet de resommer le développement chirale en améliorant notablement les propriétés de convergence [YLT03, LTY04, WLTY07]. Finalement, les auteurs ont publié la valeur du moment magnétique étrange :

$$\mu_s = -0.046 \pm 0.019 \mu_N \quad [L^+05]$$

Ils ont par ailleurs déterminé, pour une comparaison directe avec les expérience PVA4 et G° , la contribution étrange au facteur de forme du proton à $Q^2 = 0.23 \text{ (GeV/c)}^2$:

$$G_M^s(0.23) = -0.034 \pm 0.021 \mu_N \quad [WLTY08]$$

Notons que les auteurs appliquent la symétrie de charge entre le proton et le neutron mais également entre Σ^+ , (Ξ^+), et Σ^- , (Ξ^-). Or, cette symétrie n'est vérifiée qu'au niveau du pourcent. Les auteurs arguent cependant que les conséquences sur l'erreur sont négligeables comparées aux contributions des erreurs expérimentales utilisée pour les facteurs de forme du proton et du neutron, ainsi qu'aux contributions des incertitudes liées au calcul sur réseau.

Les calculs les plus récents effectués par Doi *et al* ont eu pour objectif d'augmenter de façon significative la statistique associée à l'évaluation des boucles déconnectées. Les résultats sont extrapolés à la valeur de $Q^2 = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ en utilisant une dépendance dipolaire, pour obtenir :

$$G_M^s(0.1) = -0.015 \pm 0.023 \mu_N \quad [D^+09]$$

et :

$$G_E^s(0.1) = -0.0022 \pm 0.0019 \mu_N \quad [D^+09]$$

La contribution étrange, tant pour G_M^s que pour G_E^s , est encore réduite par rapport aux calculs de Leinweber *et al*. Les résultats tendent vers des valeurs compatibles avec zéro, associées à une incertitude plus faible d'un ordre de grandeur dans le cas de G_E^s , et du même ordre de grandeur dans le cas de G_M^s .

II.6 Récapitulatif et conclusion

La contribution du quark étrange aux propriétés du nucléon a soulevé un large intérêt au sein de la communauté scientifique tant expérimentale que théorique sur ces vingt dernières années. Une grande variété de modèles théoriques a été développée et utilisée pour déterminer ces facteurs de forme étranges, et seulement certains d'entre eux ont été brièvement présentés ici. Les modèles reflètent cependant la diversité des approches et des hypothèses mises en jeu. D'autres modèles ont été utilisés, tels que le modèle de Skyrme [PSW91], le modèle Nambu Jona-Lasinio (NJL) [WAAR95], le soliton chirale [SKG02, GKSU07], ainsi que différents modèles chiraux de quarks

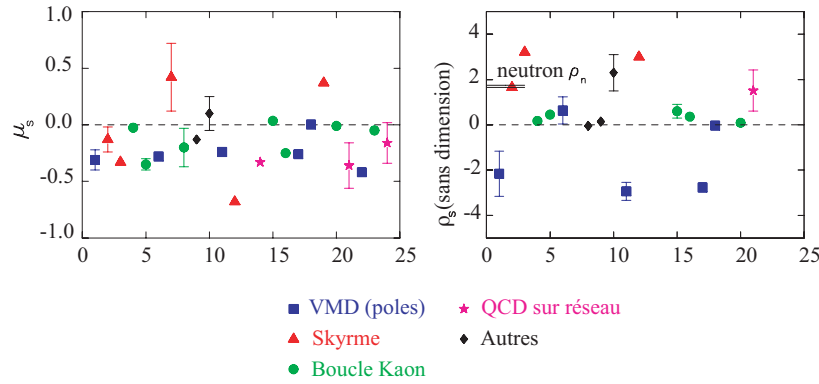


FIG. II.7: Dispersion des prédictions théoriques pour le moment magnétique étrange et la densité de charge étrange, la densité de charge du neutron étant donnée à titre de comparaison (figure extraite de [Bei04]).

[HRG00, HR00, LWGF02]. La pertinence des considérations physiques dans chacun de ces modèles est difficile à évaluer, puisque aucun d’entre eux ne contient la totalité des processus possibles.

Les résultats obtenus pour le moment magnétique étrange varient de valeurs relativement grandes et négatives, -0.75 ± 0.30 [Lei96], à des valeurs du même ordre de grandeur mais positives, $+0.37$ [HPM97]. La figure II.7, qui date de 2004, présente le moment magnétique étrange et la densité de charge étrange définie par :

$$\rho_s \equiv \left(\frac{dG_E^s}{d\tau} \right) \Big|_{Q^2=0} = -\frac{2}{3} M_N^2 r_s^2 - \mu_s \quad (\text{II.22})$$

Elle résume un grand nombre des résultats théoriques et permet de se rendre compte de cette dispersion. La mesure expérimentale est donc nécessaire afin d’apporter de nouvelles contraintes aux modèles. Les expériences SAMPLE, PVA4, et HAPPeX, qui seront présentées dans le chapitre IV, ainsi que l’expérience G° , à laquelle est consacré ce mémoire spécifiquement, s’inscrivent dans cet effort.

Deuxième partie

Mesure de la contribution étrange

Chapitre III

Mesure de la contribution du quark étrange par violation de parité

Les informations sur les distributions de charges électrique et faible, ainsi que des courants magnétiques du nucléon sont contenues dans les facteurs de forme électrofaibles $G_{E,M}^\gamma$ et $G_{E,M}^Z$. Nous avons vu que ces derniers peuvent être décomposés sur chacune des saveurs de quark u , d et s , dont les contributions apparaissent également sous forme de facteurs de forme. On s'intéresse en particulier à la contribution du quark étrange, associée aux facteurs de forme G_E^s et G_M^s , car elle reflète exclusivement la contribution de la mer. Comme on a vu en section I.3, une mesure des facteurs de forme faibles $G_{E,M}^Z$ permet d'accéder à G_E^s et G_M^s . Nous allons présenter ici la stratégie qu'une telle mesure requiert.

En effet, bien que la section efficace absolue de diffusion élastique électron-nucléon fasse apparaître les facteurs de forme électrofaibles $G_{E,M}^\gamma$ et $G_{E,M}^Z$, à travers les courants électrofaibles du nucléon, elle ne permet pas à elle seule l'extraction de la contribution étrange. Kaplan et Manohar ont cependant montré qu'il était possible d'utiliser la propriété de violation de parité de l'interaction faible au cours du processus de diffusion afin d'y accéder [KM88]. On s'attachera donc à introduire le formalisme des asymétries de violation de parité en diffusion élastique électrofaible dans un premier temps. On montrera qu'il est possible d'extraire G_E^s et G_M^s de cette asymétrie de taux de comptage, et comment les corrections dues aux ordres supérieurs (diffusions à plus d'un boson vecteur échangé) sont prises en compte. La stratégie de mesure de G° , basée sur une séparation de type Rosenbluth, sera ensuite présentée, comme elle a été proposée par Beck et McKeown [BM01]. Les contraintes expérimentales qu'une telle mesure implique seront également abordées, tandis que les autres processus physiques accessibles grâce au détecteur de l'expérience G° sont reportés dans le chapitre suivant (chapitre IV). Ce dernier replace G° dans le contexte international de l'effort expérimental mis en oeuvre pour l'extraction de la contribution étrange.

III.1 Des sections efficaces aux asymétries

III.1.1 Section efficace de diffusion élastique

La diffusion élastique électron-nucléon eN est dominée aux basses énergies (de l'ordre du GeV) par le processus électromagnétique au cours duquel un photon virtuel est échangé. Les courants faibles neutres y contribuent néanmoins également *via* l'échange d'un boson faible neutre Z^0 . La section efficace totale est donc proportionnelle au carré du module de l'amplitude invariante totale, elle-même somme cohérente des amplitudes invariantes des deux processus individuels :

$$\begin{aligned} d\sigma \propto |\mathcal{M}_{tot}|^2 &= |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 \\ &= |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \operatorname{Re} \left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z \right) + |\mathcal{M}_Z|^2 \end{aligned} \quad (\text{III.1})$$

Les amplitudes \mathcal{M}_γ et \mathcal{M}_Z se calculent à l'aide des règles de Feynman : le propagateur du boson vecteur est multiplié de part et d'autre par les courants de l'électron et du nucléon et pondéré par la constante de couplage. Dans le cas $Q^2 \ll M_{Z^0}^2$ dans lequel se place notre étude, typiquement $Q^2 \simeq 1 \text{ (GeV/c)}^2$, elles s'écrivent :

$$\mathcal{M}_\gamma = \langle e(k') | \widehat{j}_{EM}^{e,\mu} | e(k) \rangle \left(\frac{g_{\mu\nu}}{Q^2} \right) \langle N(p') | \widehat{J}_{EM}^{N,\nu} | N(p) \rangle \quad (\text{III.2})$$

$$\mathcal{M}_Z = \langle e(k') | \widehat{j}_{CN}^{e,\mu} | e(k) \rangle \left(\frac{g_{\mu\nu}}{M_{Z^0}^2} \right) \langle N(p') | \widehat{J}_{CN}^{N,\nu} | N(p) \rangle \quad (\text{III.3})$$

où $g_{\mu\nu}$ est la métrique de l'espace de Minkowski, et où l'on rappelle les expressions des courants électromagnétique et neutre (cf. I.2) :

$$\begin{aligned} \langle e(k') | \widehat{j}_{EM}^{e,\mu} | e(k) \rangle &= -e \bar{u}_e(k') \gamma^\mu u_e(k) \\ \langle e(k') | \widehat{j}_{CN}^{e,\mu} | e(k) \rangle &= \frac{-g}{4 \cos \theta_W} \bar{u}_e(k') \gamma^\mu (c_V + c_A \gamma_5) u_e(k) \\ \langle N(p') | \widehat{J}_{EM}^{N,\mu} | N(p) \rangle &= e \bar{U}(p') \left[F_1^\gamma \gamma^\mu + F_2^\gamma \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} \right] U(p) \\ \langle N(p') | \widehat{J}_{CN}^{N,\mu} | N(p) \rangle &= \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{U}(p') \left[F_1^Z \gamma^\mu + F_2^Z \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} + G_A^Z \gamma^\mu \gamma_5 + G_P^Z \frac{\gamma_5 q^\nu}{M} \right] U(p) \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

Les états initiaux et finaux des deux particules étant identiques quel que soit le boson échangé (γ ou Z^0), il est possible d'estimer l'ordre de grandeur des amplitudes ainsi que du terme d'interférence dans l'équation III.1 à partir des intensités de couplage et du propagateur :

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 \sim \frac{e^4}{Q^4}; \quad \operatorname{Re} \left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z \right) \sim \frac{e^2 g^2}{Q^2 (16 \cos^2 \theta_W)} \cdot \frac{1}{M_{Z^0}^2}; \quad |\mathcal{M}_Z|^2 \sim \frac{g^4}{(16 \cos^2 \theta_W)^2} \cdot \frac{1}{M_{Z^0}^4} \quad (\text{III.5})$$

La condition d'unification électrofaible stipule que $e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$ avec $\sin^2 \theta_W = 0.23$. La masse du Z^0 étant par ailleurs égale à 91.19 GeV [Y⁺06], les ordres de grandeurs correspondant aux équations III.5 sont donc pour $Q^2 = 1$ (GeV/c)² :

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 \sim 1; \quad \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z) \sim 2.10^{-4}; \quad |\mathcal{M}_Z|^2 \sim 10^{-9} \quad (\text{III.6})$$

Considérant les incertitudes relatives à la normalisation de la mesure (luminosité, charge intégrée, angle solide de détection et efficacité des détecteurs), la précision sur une mesure absolue de section efficace est de l'ordre du pourcent. Une telle mesure ne permet donc pas une extraction de la contribution faible par rapport à la contribution électromagnétique. En revanche, l'interaction faible violant la parité, il est possible d'extraire le terme croisé $\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z)$ par une mesure d'asymétrie de taux de comptage entre les diffusions élastiques images par parité. Avant d'aborder le formalisme des asymétries, nous allons brièvement rappeler les propriétés essentielles de la transformation de parité. Nous verrons ensuite comment les facteurs de forme faible $G_{E,M}^Z$ sont reliés à l'asymétrie de violation de parité.

III.1.2 Parité

La transformation par opération de parité consiste à inverser le signe de toutes les coordonnées d'espace (symétrie par rapport à un point) :

$$\mathbf{P} : \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} -x \\ -y \\ -z \end{pmatrix} \quad (\text{III.7})$$

Elle revient à effectuer le produit entre une réflexion dans un miroir et une rotation de 180° autour de l'axe perpendiculaire à ce dernier, et se résume à la symétrie miroir seule du fait de la conservation du moment angulaire orbital J . Si on note P l'opérateur de parité, l'ensemble des vecteurs peut être divisé en deux catégories : les vecteurs dits scalaires, ou vecteurs "polaires", qui voient leur signe s'inverser sous P , et les vecteurs pseudoscalaires, ou vecteurs "axiaux" qui sont invariants sous cette opération (champ magnétique ou moment angulaire par exemple). La construction des formes les plus générales pour les vecteurs de courants invariants par transformée de Lorentz fait intervenir le produit de matrices γ . La liste exhaustive de ces observables, ainsi que leurs propriétés sous P est résumée dans le tableau III.1.

Jusqu'en 1956, les lois de la physique étaient supposées invariantes par symétrie miroir, c'est à dire que la probabilité d'un processus image par parité d'un processus existant dans le référentiel du laboratoire était supposée parfaitement identique. A la suite des doutes émis par Lee et Yang [LY56] quant à l'application du principe d'invariance par parité à l'interaction faible, l'expérience de C.S Wu *et al* [WAH⁺57] met en évidence la violation de la parité maximale par l'interaction faible. L'expérience mise en oeuvre vise à montrer que les électrons produits par désintégration β du ⁶⁰Co sont émis dans une direction privilégiée. En effet, si tel est le cas, l'expérience et son image

Scalaire	$\bar{\psi}\psi$	$P = +1$
Vecteur	$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$	$P = -1$
Tenseur	$\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$	
Vecteur axial	$\bar{\psi}\gamma^5\gamma^\mu\psi$	$P = +1$
Pseudoscalaire	$\bar{\psi}\gamma^5\psi$	$P = -1$

TAB. III.1: Comportement de l'ensemble des quantités bilinéaires invariantes par transformée de Lorentz vis à vis de la transformation de parité

inversée dans un miroir sont différentiables et la parité est violée. Il s'agit donc de mesurer les taux de comptage d'électrons émis dans deux directions opposées, les noyaux de ^{60}Co étant suffisamment refroidis pour éliminer l'agitation thermique et soumis à un champ magnétique extérieur de façon à aligner leurs spins. Afin de réduire les différences de mesure liées à deux détecteurs individuels placés de part et d'autre des noyaux, un détecteur unique et fixe fut utilisé et les spins des noyaux de ^{60}Co étaient renversés à fréquence élevée par le champ magnétique. Le taux de comptage d'électrons émis lors de la désintégration β pour les polarisations positive et négative des noyaux (cf. figure III.1) a permis de construire l'asymétrie de taux de comptage haut-bas $\mathcal{A} \equiv \frac{R^+ - R^-}{R^+ + R^-}$. De l'ordre

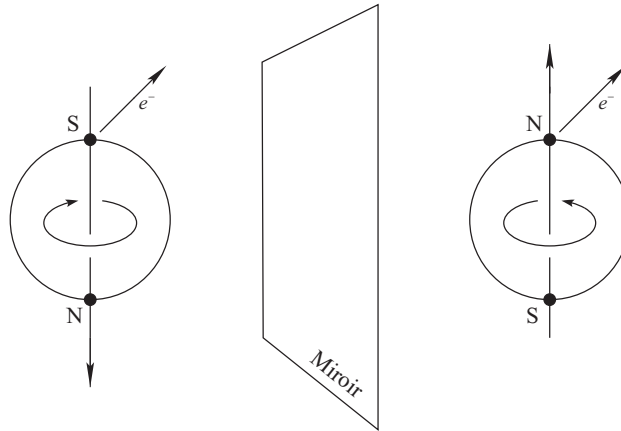


FIG. III.1: Dans l'émission β du ^{60}Co , la majorité des électrons sont émis dans la direction du spin (image à droite du miroir). Après transformation de parité (image à gauche du miroir), la direction du spin est inversée et les électrons devraient être émis dans la même direction, maintenant opposée à celle du spin. L'image par parité de l'émission β du ^{60}Co n'existe donc pas dans la nature, et la parité est violée.

de 20% du fait des difficultés de cryogénéisation de la cible pour conserver la polarisation, cette asymétrie établit néanmoins que l'émission β a lieu préférentiellement dans la direction du spin, et donc que la symétrie miroir (et donc la parité) est violée par l'interaction faible.

Une partie de la diffusion élastique électrofaible eN qui nous intéresse ici fait intervenir l'interaction faible. Il est donc possible de faire apparaître une asymétrie entre deux diffusions images

par parité. Considérons l'opérateur d'hélicité pour une particule de spin $\hat{\mathbf{S}}$:

$$h = \hat{\mathbf{S}} \cdot \check{\mathbf{p}} = \frac{\hat{\mathbf{S}} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \quad (\text{III.8})$$

où \vec{p} est l'impulsion de la particule, et $\check{\mathbf{p}}$ est le vecteur unitaire le long de son axe de propagation. L'hélicité est un invariant relativiste pour les particules de masse nulle, et peut être considérée comme invariante pour l'électron, du fait de sa masse très faible. Les électrons "droits", $h = +1/2$, sont transformés en électrons "gauches", $h = -1/2$, par transformation de parité (cf. figure III.2). Deux électrons se propageant suivant la même direction et d'hélicités opposées sont donc images

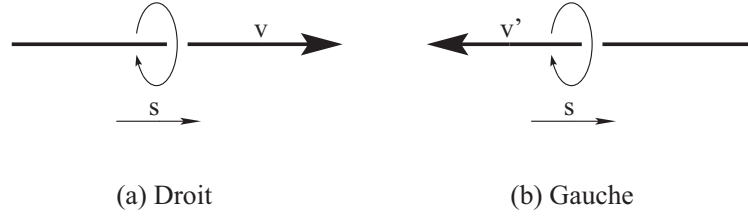


FIG. III.2: Hélicité. En (a), spin et vitesse sont parallèle (hélicité $+1/2$), en (b) ils sont antiparallèle (hélicité $-1/2$)

par parité et l'asymétrie de violation de parité en diffusion électrofaible eN apparaît lorsqu'on renverse l'hélicité des électrons incidents.

III.1.3 Asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électron

L'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électron peut être exprimée en fonction des facteurs de forme faible G_E^Z et G_M^Z , qui permettent ensuite de remonter à G_E^s et G_M^s . Supposons un processus de diffusion élastique électrofaible et son image par parité, notés respectivement $+$ et $-$, l'asymétrie mesurée est définie comme la différence relative entre les sections efficaces de diffusion dans les deux états de parité (qui correspondent en pratique aux deux états d'hélicité de l'électron incident) :

$$\mathcal{A} = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^-}{d\sigma^+ + d\sigma^-} \quad (\text{III.9})$$

En introduisant l'amplitude totale \mathcal{M}_{tot} (équation III.1), elle s'exprime de la façon suivante :

$$\mathcal{A} = \frac{|\mathcal{M}_{tot}^+|^2 - |\mathcal{M}_{tot}^-|^2}{|\mathcal{M}_{tot}^+|^2 + |\mathcal{M}_{tot}^-|^2} \quad (\text{III.10})$$

D'après III.6, on peut négliger le terme d'amplitude faible $|\mathcal{M}_Z|^2$ tant au numérateur qu'au dénominateur, ainsi que le terme croisé $\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z)$ devant $|\mathcal{M}_\gamma|^2$ au dénominateur. Et comme $|\mathcal{M}_\gamma|^2$

est conservé, l'asymétrie \mathcal{A} devient :

$$\mathcal{A} \simeq \frac{\operatorname{Re}\left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z\right)^+ - \operatorname{Re}\left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z\right)^-}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \quad (\text{III.11})$$

Les vecteurs de Lorentz conservent la parité, tandis que les vecteurs axiaux la violent de façon maximale, donc seuls les termes axiaux dans $\operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z)$ participent à l'asymétrie. On sépare donc dans l'expression de \mathcal{M}_Z les termes axiaux et vectoriels :

$$\mathcal{M}_Z = \frac{g_{\mu\nu}}{M_{Z^0}^2} \left[j_{NC,V}^{e,\mu} \cdot J_{NC,V}^{N,\nu} + j_{NC,A}^{e,\mu} \cdot J_{NC,V}^{N,\nu} + j_{NC,V}^{e,\mu} \cdot J_{NC,A}^{N,\nu} + j_{NC,A}^{e,\mu} \cdot J_{NC,A}^{N,\nu} \right] \quad (\text{III.12})$$

À l'aide de la table III.1 et sachant que les termes impairs en γ^5 violent la parité, on peut alors réécrire \mathcal{M}_Z comme la somme de deux contributions, l'une conservant la parité (CP), et l'autre la violant (VP) :

$$\mathcal{M}_Z = \mathcal{M}_Z^{VP} + \mathcal{M}_Z^{CP} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mathcal{M}_Z^{VP} = \frac{g_{\mu\nu}}{M_{Z^0}^2} \left[j_{NC,A}^{e,\mu} \cdot J_{NC,V}^{N,\nu} + j_{NC,V}^{e,\mu} \cdot J_{NC,A}^{N,\nu} \right] \\ \mathcal{M}_Z^{CP} = \frac{g_{\mu\nu}}{M_{Z^0}^2} \left[j_{NC,V}^{e,\mu} \cdot J_{NC,V}^{N,\nu} + j_{NC,A}^{e,\mu} \cdot J_{NC,A}^{N,\nu} \right] \end{cases} \quad (\text{III.13})$$

Comme $(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z^{VP})^- = -(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z^{VP})^+$, l'asymétrie de violation de parité \mathcal{A} s'écrit donc :

$$\mathcal{A} \simeq \frac{2\operatorname{Re}\left(\mathcal{M}_\gamma^* \mathcal{M}_Z^{VP}\right)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2}$$

et peut être développée en fonction des courants :

$$\mathcal{A} \simeq \frac{Q^2}{M_{Z^0}^2} \cdot \frac{2g_{\mu\nu} \left(j_{EM}^{e,\mu} \cdot J_{EM}^{N,\nu} \right) \cdot g_{\alpha\beta} \left(j_{NC,A}^{e,\alpha} \cdot J_{NC,V}^{N,\beta} + j_{NC,V}^{e,\alpha} \cdot J_{NC,A}^{N,\beta} \right)}{\left| g_{\mu\nu} j_{EM}^{e,\mu} \cdot J_{EM}^{N,\nu} \right|^2} \quad (\text{III.14})$$

En utilisant l'expression des courants, donnée par les relations III.4, ainsi que les relations de décomposition des facteurs de forme sur les saveurs de quarks (cf. section I.3), on peut enfin faire apparaître les facteurs de forme faible $G_{E,M}^Z$ et axial G_A^Z dans l'expression de l'asymétrie (le calcul complet est détaillé en annexe de la référence [Bat03]) :

$$\mathcal{A} = \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z - (1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_M^\gamma G_A^Z}{\epsilon G_E^{\gamma^2} + \tau G_M^{\gamma^2}} \quad (\text{III.15})$$

où les coefficients τ , ϵ et ϵ' sont des termes cinématiques définis de la façon suivante :

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_N^2}; \quad \epsilon = (1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2))^{-1}; \quad \epsilon' = \sqrt{\tau(1 + \tau)(1 - \epsilon^2)} \quad (\text{III.16})$$

avec M_N la masse du nucléon et θ_e l'angle de diffusion de l'électron dans le référentiel du laboratoire. On a également introduit la constante de Fermi : $G_F = \sqrt{2}g^2/(8M_Z^2 \cos^2 \theta_W)$, ainsi que la constante de structure fine : $\alpha = e^2/4\pi$.

L'expression III.15 de l'asymétrie \mathcal{A} repose sur deux approximations cinématiques vérifiées dans les expériences de violation de parité. La première consiste à supposer les électrons incidents ultra-relativistes, ce qui permet de confondre leur hélicité et leur chiralité car leur masse est négligeable. La seconde approximation, que nous avons mentionnée dès le début de ce chapitre, vient du fait que nous sommes dans un régime cinématique tel que le quadrimoment transféré Q^2 est très inférieur à la masse du boson Z , ce qui permet de simplifier l'expression du propagateur faible. Par ailleurs, l'expression III.15 correspond au cas de violation maximale de la parité, pour lequel l'hélicité des électrons incidents est renversée, tandis que les directions des spins de la cible et des électrons diffusés sont quelconques. Notons que les deux premiers termes de III.15, qui font apparaître la combinaison linéaire des facteurs de forme faibles ($\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z$), proviennent du couplage du Z avec la partie axiale de l'électron, et vectorielle du nucléon. Le dernier terme de l'expression III.15 fait apparaître la constante de couplage vectorielle de l'électron, $-(1 - 4\sin^2 \theta_W)$, multipliée par G_A^Z . Ce terme provient du couplage du Z avec la partie vectorielle de l'électron au premier point de vertex et la partie axiale du proton au second point.

Asymétrie en diffusion élastique électron-proton

En diffusion élastique ep , l'équation III.15 montre que si les facteurs de forme électromagnétiques $G_{E,M}^{\gamma,P}$ sont connus, une mesure de l'asymétrie donne accès à une combinaison linéaire des facteurs de forme faibles, $G_M^{Z,P}$ et $G_E^{Z,P}$.

Notons qu'il est également possible d'exprimer l'asymétrie non pas en utilisant la décomposition des courants sur les saveurs de quarks, mais en utilisant la décomposition sur $SU(3)_f$ détaillée en section I.4 (relations I.39, I.40 et I.41). On fait alors apparaître les facteurs de forme électromagnétiques étranges G_E^s et G_M^s :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_p \simeq & \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \\ & \times \left[\left(\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2 \right) \mathcal{Q}_W^p + \left(\epsilon G_E^{\gamma,P} G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,P} G_M^{\gamma,n} \right) \mathcal{Q}_W^n \right. \\ & \left. + \epsilon G_E^{\gamma,P} \left(G_E^s + \eta G_M^s \right) \mathcal{Q}_W^{(0)} - \epsilon'(1 - 4\sin^2 \theta_W) G_M^{\gamma,P} \left(\mathcal{Q}_A^{T=1} G_A^{T=1} + \mathcal{Q}_A^{T=0} G_A^{(8)} + \mathcal{Q}_A^{(0)} G_A^s \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

où est introduit le facteur $\eta = \tau G_M^{\gamma,P} / G_E^{\gamma,P}$. La relation III.17 fait apparaître les charges faibles du

proton et du neutron Q_W^p et Q_W^n ; les charges axiales isoscalaire et isovecteur $Q_A^{T=0}$ et $Q_A^{T=1}$, ainsi que les singlets de charge axiale et faible $Q_A^{(0)}$ et $Q_W^{(0)}$. L'ensemble de ces charges est défini dans le tableau I.2. Ce formalisme permet d'introduire directement les corrections d'ordre supérieurs, comme nous allons les aborder en section III.2.

Asymétrie en diffusion élastique électron-deuton

L'ensemble des remarques précédentes sont valables pour le neutron. Toutefois, il est impossible d'utiliser une cible de neutrons libres pour effectuer une mesure directe de l'asymétrie de violation de parité en diffusion *en*. Cette dernière est donc extraite de l'asymétrie en diffusion électron-deuton.

L'énergie de liaison du deuton étant relativement faible (~ 2.2 MeV) par rapport au quadri-moment transféré lors de la diffusion, de l'ordre de 0.1 (GeV/c)², l'interaction proton-neutron est négligeable. Cette approximation, dite statique, revient à supposer que le deuton est constitué d'un proton et d'un neutron au repos et n'interagissant pas entre eux. L'électron diffuse alors sur l'un des deux nucléons, l'autre restant spectateur. Dans ce cas, la section efficace de diffusion quasi-élastique est la somme incohérente des sections efficaces de diffusion élastique *ep* et *en* : $\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n$. L'asymétrie de violation de parité est la somme pondérée des asymétries correspondantes :

$$\mathcal{A}_d = \frac{\sigma_p \mathcal{A}_p + \sigma_n \mathcal{A}_n}{\sigma_p + \sigma_n} \quad (\text{III.18})$$

Comme pour le proton, elle peut être développée en une combinaison linéaire des facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s , faisant intervenir l'ensemble des charges faibles du proton et du neutron, et axiales.

L'hypothèse statique a été testée par Hadjimichael *et al.* en utilisant deux potentiels pour le nucléon qui représentent les deux extrêmes possibles [HPD92]. Les auteurs trouvent qu'aux cinématiques de l'expérience G° la correction à apporter reste faible, de l'ordre de 1%. Un ensemble de tests résumés dans la référence [gC05a] confirment ce résultat.

III.2 Processus d'ordres supérieurs et corrections radiatives

L'ensemble des calculs ont été menés jusqu'à présent dans le cadre de l'approximation de Born. L'objet des corrections radiatives est d'évaluer la contribution des processus d'ordre supérieur, au cours desquels plus d'un boson est échangé.

Le formalisme des corrections radiatives appliquées à la mesure d'asymétrie de violation de parité a été développé par les auteurs de la référence [M⁺94] et repris dans la référence [A⁺05d]. En pratique, la prise en compte des ordres supérieurs dans le cadre du Modèle Standard revient à introduire des termes correctifs dans le calcul des six charges faibles qui ont été définies au chapitre I dans la table I.2, comme résumé dans le tableau III.2. L'introduction de ces termes correctifs n'impose aucun changement dans le formalisme de la décomposition $SU(3)_f$ des facteurs de forme.

Charge	1 ^{er} ordre	ordres supérieurs
Q_W^p	$2c_V^u + c_V^d$	$(1 + R_V^p)(1 - 4\sin^2\theta_W)$
Q_W^n	$2c_V^d + c_V^u$	$-(1 + R_V^n)$
$Q_W^{(0)}$	$c_V^u + c_V^d + c_V^s$	$-(1 + R_V^{(0)})$
$Q_A^{T=1}$	$\frac{1}{2}(c_A^u - c_A^d)$	$-(1 + R_A^{T=1})$
$Q_A^{T=0}$	$\sqrt{3}(c_A^u + c_A^d)$	$\sqrt{3}R_A^{T=0}$
$Q_A^{(0)}$	$c_A^u + c_A^d + c_A^s$	$(1 + R_A^{(0)})$

TAB. III.2: Charges faibles vectorielles, axiale isoscalaire, axiale isovecteur et singlets vectoriel et axial dans l'approximation de Born (rappel de la table I.2) et aux ordres supérieurs

En revanche, leur détermination est le résultat de calculs complexes, d'ailleurs menés à ce jour seulement en limite statique ($Q^2 = 0$).

Le terme de correction radiative R regroupe trois catégories de processus d'ordres supérieurs : la contribution des quarks lourds c, b, t négligés lors de la sommation sur les saveurs en section I.3, la contribution des processus dits à *1-quark*, et enfin la contribution des processus dits *many quarks* ou hadroniques. Il est possible d'écrire le terme correctif R comme :

$$R = \Delta_{\text{heavy}} + R_{1-q} + R_{\text{many-q}} \quad (\text{III.19})$$

Contribution des quarks lourds

La correction due à la contribution des quarks lourds résulte de la renormalisation des opérateurs de courants des quarks légers vis à vis des quarks lourds. L'effet induit sur le terme de correction R a été évalué et se révèle faible devant les contributions R_{1-q} et $R_{\text{many-q}}$:

$$\begin{aligned} \text{terme vectoriel} & : \Delta_{\text{heavy}} \simeq 10^{-4} & [\text{KM88}] \\ \text{terme axial} & : \Delta_{\text{heavy}} \simeq 10^{-2} & [\text{KM88}] \end{aligned}$$

Ces corrections seront donc négligées par la suite.

Contribution des processus à 1 -quark

Les corrections radiatives 1 -quark comprennent l'ensemble des processus faisant intervenir deux bosons mais seulement un quark au cours de l'interaction. La figure III.3 illustre deux diagrammes typiques d'interaction à un quark : le diagramme de mélange γ - Z^0 , au cours duquel un photon et un boson faible neutre se couplent à une boucle[†] $q\bar{q}$, et le diagramme γ - Z^0 en boîte. La contribution

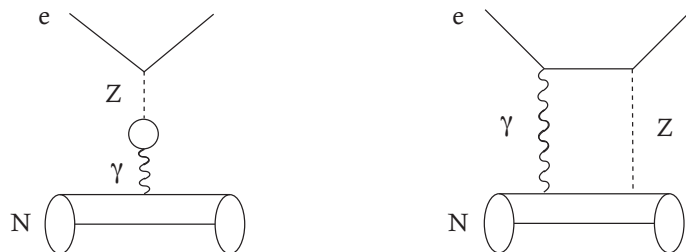


FIG. III.3: Exemple de diagrammes de processus 1 -quark

de ces processus est calculable, et calculée, dans le cadre du modèle standard. On suppose ici que ces calculs sont fiables, et que les valeurs des paramètres du modèle standard publiés dans le PDG [E⁺04] les reflètent. Nous allons donc rapidement décrire comment ces paramètres sont incorporés à notre formalisme.

Afin de décrire le couplage neutre électron-hadron violant la parité, le PDG utilise des constantes $C_{1;i}$ et $C_{2;i}$ (i représente le quark considéré) correspondant aux couplages (axial-vecteur)-vecteur et vecteur-(axial-vecteur) aux vertex de l'électron et du hadron. Ces constantes s'expriment elle-mêmes en fonction de paramètres ρ , κ et λ respectivement égaux à 1, 1 et 0 en l'absence de corrections radiatives. Les constantes effectives de couplage faible axial et vecteur c_A^i et c_V^i , utilisées pour définir les charges résumées dans le tableau III.2, sont dérivées des constantes $C_{1;i}$ et $C_{2;i}$ comme suit :

$$\begin{aligned} c_V^{u,c,t} &= -2C_{1,u} & ; & \quad c_V^{d,s,b} = -2C_{1,d} \\ c_A^{u,c,t} &= \frac{2C_{2,u}}{1 - 4\sin^2\theta_W} & ; & \quad c_A^{d,s,b} = \frac{2C_{2,d}}{1 - 4\sin^2\theta_W} \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$

Lorsque les corrections d'ordres supérieurs sont incluses, les paramètres ρ , κ et λ sont légèrement modifiés par rapport à leur valeurs 1, 1 et 0. On peut donc recalculer les constantes effectives de couplage c_A^i et c_V^i à partir des constantes $C_{1;i}$ et $C_{2;i}$ également modifiées. Les termes correctifs R_{1-q} sont enfin déduits par différence avec les valeurs des charges calculées en l'absence de corrections radiatives.

Précisons que les termes correctifs 1 -quark aux constantes $C_{1;i}$ et $C_{2;i}$, notés ρ , ρ' , $\hat{\kappa}$, $\hat{\kappa}'$ et $\lambda_{1,2;i}$ dans le PDG, sont calculés dans le cadre du schéma de renormalisation $\overline{\text{MS}}^*$ dans lequel le paramètre de renormalisation μ est égal à la masse du boson faible neutre M_{Z^0} .

[†]Les diagrammes faisant intervenir une boucle $q\bar{q}$ sont conceptuellement associés aux corrections 1 -quark car la correction associée peut être évaluée dans le cadre de la théorie de la dispersion en annihilation e^+e^- , l'incertitude associée est alors indépendante de la cible [MDD⁺94], [DSM89], [MS84].

*Modified Minimum Subtraction

Charge	1 ^{er} ordre	SM	Facteur R	Valeur
Q_W^p	0.0752	0.071096	R_V^p	-0.054568
Q_W^n	-1	-0.988321	R_V^n	-0.011679
$Q_W^{(0)}$	-1	-0.988211	$R_V^{(0)}$	-0.011789

TAB. III.3: Charges faibles vectorielles et singlet vectoriel au niveau de l'arbre et corrigées des processus d'ordre supérieur 1 -*quark*

Le tableau III.3 reprend les valeurs des charges faibles d'une part en l'absence de corrections radiatives, et d'autre part dans le cadre du modèle standard une fois les facteurs correctifs appliqués. Ces derniers, également renseignés dans la table, restent faibles, typiquement de l'ordre du pourcent.

Contribution des processus *many-quark* et le facteur de forme anapolaire

Les corrections hadroniques "*many-quark*" regroupent l'ensemble des processus d'ordres supérieurs faisant intervenir à la fois les forces électrofaible et forte entre les quarks au sein du nucléon. Du fait de la complexité de la structure hadronique et de la méconnaissance des états hadroniques intermédiaires, la contribution des processus *many-quark* est estimée à l'aide de modèles phénoménologiques, introduisant une grande incertitude théorique. La figure III.4 montre deux diagrammes représentatifs des processus *many-quark*. Notons cependant dès à présent que la correction *many-quark* n'affecte que la composante axiale, puisqu'elle fait intervenir le couplage axial d'un photon avec le nucléon, comme le montre le diagramme de la figure III.4.a.

Comme le montre l'expression de l'asymétrie de violation de parité III.15, l'extraction de la contribution étrange requiert la connaissance du facteur de forme axial G_A^Z . Au premier ordre, ce facteur est bien connu car il est équivalent au facteur de forme G_A^ν mesuré en diffusion neutrino-nucléon :

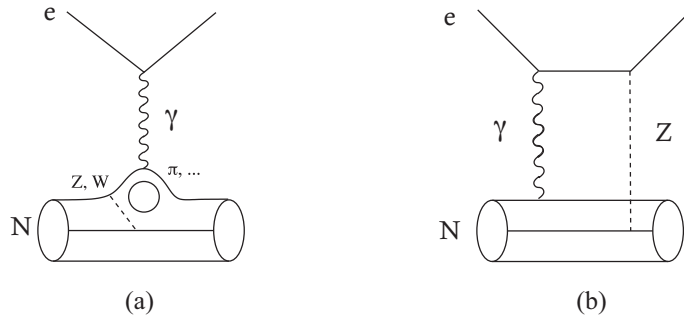
$$G_A^Z = -\tau_3 G_A^{(T=1)} + G_A^s \equiv G_A^\nu \quad (\text{III.21})$$

où $\tau_3 = \pm 1$ pour le proton et le neutron, et où $G_A^{(T=1)}$ a été défini à partir de $G_A^{(3)}$ en section I.4. À $Q^2 = 0$ (GeV/c)², $G_A^{(T=1)}(0)$ s'obtient à partir de la décroissance β du neutron en supposant la symétrie d'isospin fort exacte (ce qui correspond à une incertitude de l'ordre de 1 à 2 %) :

$$G_A^{(T=1)}(0) = \Delta u - \Delta d = 1.2670 \pm 0.0035 \quad [\text{H}^+02]. \quad (\text{III.22})$$

La dépendance de $G_A^{(T=1)}$ est ensuite généralement paramétrisée par un modèle dipolaire de la forme :

$$G_A^{(T=1)}(Q^2) = \frac{G_A^{(T=1)}(0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^2} \quad (\text{III.23})$$

FIG. III.4: Diagrammes représentatifs de corrections *many-quark*

avec $M_A = 1.069 \pm 0.016$ GeV [L⁺99]. Le facteur de forme G_A^s est quant à lui directement relié à l'élément de matrice axial du quark étrange $\langle N | \bar{s} \gamma_\mu \gamma_5 s | N \rangle$, et correspond à $Q^2 = 0$ (GeV/c)² à la fraction de spin du nucléon portée par la saveur étrange. Il a fait l'objet de mesures en diffusion profondément inélastique :

$$G_A^s(0) = \Delta s = -0.084 \pm 0.040 \quad [\text{LSS03}] \quad (\text{III.24})$$

et sa dépendance en Q^2 est supposée identique à celle de $G_A^{(T=1)}$.

Aux ordres supérieurs, de nouveaux termes doivent être pris en compte et le facteur de forme axial mesuré est réécrit sous la forme d'un facteur de forme axial effectif vu par l'électron G_A^e :

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

Cette expression fait intervenir le facteur de forme anapolaire F_A et le terme R_e qui contient les corrections radiatives. Le facteur de forme anapolaire est introduit à la fin des années 50 par Zel'dovich [Zel59] pour décrire un couplage axial du photon au hadron lors de l'interaction électromagnétique lepton-nucléon. Les processus responsables du couplage axial entre le photon et le nucléon impliquent l'échange de boson faible, chargé ou neutre, entre les quarks au sein du nucléon, comme illustré par le diagramme de la figure III.4.a. Le courant hadronique électromagnétique peut être réécrit :

$$\begin{aligned} J_{EM}^{N,\mu} &= \langle N(p') | \hat{J}_{EM}^{N,\mu} | N(p) \rangle \\ &= e \bar{U}(p') \left[F_1^\gamma \gamma^\mu + F_2^\gamma \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} + \frac{G_F}{M^2} F_A^\gamma \left(q^2 \gamma^\mu - q^\nu \gamma_\nu q^\mu \gamma_5 \right) - \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu \gamma_5}{2M} F_E^\gamma \right] U(p) \end{aligned}$$

où les $F_{1,2}^\gamma$ sont les facteurs de forme de Pauli et de Dirac. Le terme anapolaire $F_A^{\gamma*}$ viole la parité, tandis que le terme F_E^γ viole la symétrie de renversement du temps. Le facteur de forme anapolaire a été calculé par différents auteurs [ZPHR00], [MvK00], [MVvK00], mais sa dépendance en quadri-moment transféré est encore méconnue. Par ailleurs, la séparation entre le facteur de forme

* F_A est relié à F_A^γ à un facteur M^2 près

	$R_A^{T=1}$	$R_A^{T=0}$
<i>1-quark</i>	-0.173	-0.253
<i>many-quark</i>	-0.087 ± 0.35	0.015 ± 0.20

TAB. III.4: Corrections radiatives pour les charges axiales.

anapolaire F_A et les corrections radiatives électrofaibles R_e dépend du choix de jauge et reste un point théorique ambigu [MDD⁺94].

Une autre notation est également utilisée pour exprimer le facteur de forme axial effectif G_A^e mesuré. Comme nous l'avons vu dans la section I.4, il est possible de décomposer $G_A^{Z,N}$ suivant la symétrie $SU(3)_f$, de façon à faire apparaître les parties isovecteur et isoscalaire d'isospin ainsi que la contribution du quark étrange. Aux ordres supérieurs, on introduit directement les facteurs R_A et on peut alors écrire :

$$G_A^e = -\tau_3 (1 + R_A^{T=1}) G_A^{T=1} + \sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{T=0} + (1 + R_A^{(0)}) G_A^s \quad (\text{III.25})$$

Notons que la contribution du terme isoscalaire $G_A^{T=0}$ est nulle au premier ordre ($Q_A^{T=0} = 0$ comme indiqué dans le tableau III.3). La contribution principale aux facteurs correctifs R_A provient des processus *1-quark* calculables théoriquement, à laquelle s'ajoute la contribution de type *many-quark* liée à la contribution anapolaire.

L'ensemble des corrections radiatives *many-quark* a été modélisé dans le cadre de la théorie des perturbations chirales appliquée aux baryons lourds [ZPHR00]. Les résultats pour les facteurs correctifs $R_A^{T=1}$ et $R_A^{T=0}$ sont résumés dans la table[†] III.4 et montrent que la contribution *1-quark* domine la correction, tandis que l'incertitude liée à la contribution *many-quark* domine l'erreur. Finalement, les résultats combinés des corrections *1-quark* et *many-quark* sont résumés dans le tableau III.5. Les valeurs sont de l'ordre de 20 % pour $R_A^{T=1}$ et $R_A^{T=0}$, et atteignent ~ -50 % pour $R_A^{(0)}$. Ces corrections affecteront la détermination du facteur de forme axial.

Charge	1 ^{er} ordre	SM	Facteur R	Valeur
$Q_A^{T=1}$	-1	-0.74084	$R_A^{T=1}$	-0.25916
$Q_A^{T=0}$	0	-0.41269	$R_A^{T=0}$	-0.23826
$Q_A^{(0)}$	1	0.448247	$R_A^{(0)}$	-0.551753

 TAB. III.5: Charges faibles axiale isoscalaire, axiale isovecteur et singlet axial au niveau de l'arbre et corrigées des processus d'ordre supérieur *1-quark* et *many-quark*

[†]Les corrections *many-quark* ont été calculées dans le cadre du schéma de renormalisation "on shell" OSR, tandis que les corrections radiatives *1-quark* sont calculées dans le cadre de la renormalisation \overline{MS} . Dans le tableau, on a donc normalisé les corrections *many-quark* : $R_{\overline{MS}}/R_{OSR} = 1.45$ [ZPHR00].

III.3 Stratégie d'une mesure de violation de parité

Cette section a pour but de faire le lien entre la présentation analytique des asymétries de violation de parité, effectuée jusqu'à présent, et la mise en oeuvre de la mesure. La cinématique de la mesure est choisie en fonction des facteurs de forme qu'on désire extraire de l'asymétrie. L'effet mesuré étant de l'ordre de 10^{-6} , il est par ailleurs nécessaire de tenir compte de nombreuses contraintes expérimentales pour assurer une incertitude de l'ordre du pourcent de l'effet mesuré.

III.3.1 Programme expérimental

Comme on l'a vu en section III.1.3, la propriété de violation de la symétrie de parité par l'interaction faible génère une asymétrie de taux de comptage entre les processus de diffusion élastique d'électrons images par parité. L'expression de cette asymétrie (équation III.17) dans le cas de la diffusion électron-proton peut être réécrite de la façon suivante :

$$\mathcal{A} \simeq \left[\frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \right] \left[\mathcal{A}_0 + \mathcal{A}_E G_E^s + \mathcal{A}_M G_M^s + \mathcal{A}_A G_A^e \right] \quad (\text{III.26})$$

afin de faire apparaître plus explicitement la combinaison linéaire des facteurs de forme étranges et axial : G_E^s , G_M^s et G_A^e . Leurs coefficients sont fonction des facteurs de forme électromagnétiques, des charges faibles et des paramètres cinématiques de la réaction suivant les relations :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_0 &= \epsilon G_E^{\gamma,P} \left(\mathcal{Q}_W^p G_E^{\gamma,P} + \mathcal{Q}_W^n G_E^{\gamma,n} \right) + \tau G_M^{\gamma,P} \left(\mathcal{Q}_W^p G_M^{\gamma,P} + \mathcal{Q}_W^n G_M^{\gamma,n} \right) \\ \mathcal{A}_E &= \epsilon G_E^{\gamma,P} \mathcal{Q}_W^{(0)} \\ \mathcal{A}_M &= \tau G_M^{\gamma,P} \mathcal{Q}_W^{(0)} \\ \mathcal{A}_A &= -\epsilon' (1 - 4 \sin^2 \theta_W) G_M^{\gamma,P} \end{aligned}$$

A un quadri-moment transféré Q^2 donné, ils dépendent donc exclusivement de la cinématique à travers ϵ , ϵ' et $\eta = \tau G_M^{\gamma,P} / G_E^{\gamma,P}$.

La figure III.5 montre la dépendance de ces paramètres vis à vis de l'angle de diffusion de l'électron, pour la valeur de $Q^2 = 0.25 \text{ (GeV/c)}^2$ qui correspond à une des mesures aux angles arrière de G° . Le paramètre η est très faible pour les angles de diffusion avant, il augmente ensuite avec θ_e jusqu'à dominer aux angles de diffusion arrière (*i.e* supérieurs à 90°). Deux mesures permettent donc de séparer G_E^s et G_M^s , de la même manière que la séparation de Rosenbluth est utilisée dans les mesures de sections efficaces [Ros50]. La première, effectuée aux angles avant est plus sensible à G_E^s , tandis que la deuxième, effectuée aux angles de diffusion arrière est plus sensible à G_M^s .

Notons toutefois que ϵ' augmente également avec l'angle de diffusion, augmentant ainsi la sensibilité de la mesure au facteur de forme axial aux angles arrière. Il est donc nécessaire de contraindre le mieux possible ce dernier afin de pouvoir correctement interpréter la mesure aux angles arrière. Une mesure complémentaire de l'asymétrie de violation de parité, effectuée en cible

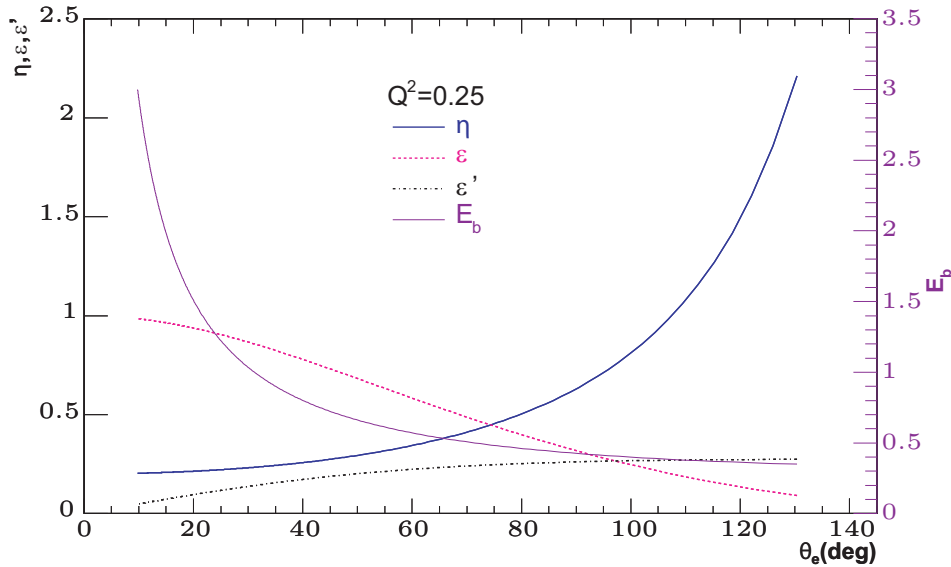


FIG. III.5: Dépendance des paramètres cinématiques η , ϵ et ϵ' en fonction de l'angle de diffusion de l'électron pour $Q^2 = 0.25$ $(\text{GeV}/c)^2$. L'énergie de faisceau correspondante, E_b est également indiquée sur l'axe de droite.

de deutérium en diffusion quasi-élastique, permet alors de séparer G_A^e . Une expérience dont le but est de séparer les contributions des quarks aux facteurs de forme électrofaibles doit donc comprendre trois mesures pour différentes valeurs de quadri-moment transféré. La première, aux angles avant en cible de proton, combinée aux deux mesures aux angles arrière, l'une en cible de proton, l'autre en cible de deutérium (proton+neutron), va permettre la séparation de G_E^s , G_M^s et G_A^e indépendamment des modèles théoriques. Avant de présenter le programme expérimental mondial mis en oeuvre pour ces mesures, la section suivante présente les contraintes expérimentales liées à la faible valeur de l'effet mesuré. Ces contraintes induisent des impératifs communs aux dispositifs expérimentaux que nous allons décrire dans le chapitre IV.

III.3.2 Contraintes expérimentales

Comme mentionné en section III.1.2, la mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion d'électrons est basée sur le renversement de l'hélicité des électrons. Un faisceau d'électrons diffuse sur une cible de nucléons, et l'asymétrie de taux de comptage :

$$\mathcal{A}_{PV} = \frac{\frac{d\sigma^\uparrow}{d\Omega} - \frac{d\sigma^\downarrow}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^\uparrow}{d\Omega} + \frac{d\sigma^\downarrow}{d\Omega}} \quad (\text{III.27})$$

fait intervenir les sections efficaces de diffusion des électrons dans les deux états d'hélicité droite et gauche. Toutefois, la mesure ne donne accès qu'à une asymétrie expérimentale \mathcal{A}_{exp} , différente de

\mathcal{A}_{PV} , du fait des fluctuations de nombreux paramètres expérimentaux en fonction de l'hélicité. La maîtrise de ces paramètres tout au long de l'expérience définit les contraintes expérimentales que nous allons maintenant aborder.

Polarisation

L'asymétrie mesurée est construite de la façon suivante :

$$\mathcal{A}_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (\text{III.28})$$

à partir des taux de comptage N^\pm d'électrons diffusés de polarisation longitudinale positive et négative. Afin de définir la polarisation, considérons un état de spin normalisé quelconque dont la direction est donnée par le vecteur unitaire \check{e}_0 :

$$\hat{\sigma} \cdot \check{e}_0 |\psi\rangle = |\psi\rangle \quad \text{et} \quad \langle \psi | \psi \rangle = 1$$

avec $\hat{\sigma}$ les matrices de Pauli. La polarisation d'une particule dans l'état de spin $|\psi\rangle$ selon un axe *arbitraire* dirigé par le vecteur unitaire \check{e} est alors un nombre compris entre -1 et 1. Elle correspond à la projection du spin de la particule sur l'axe \check{e} :

$$P = \langle \psi | \hat{\sigma} \cdot \check{e} | \psi \rangle \quad (\text{III.29})$$

Dans le cas particulier où $\check{e} = \check{e}_0$, la polarisation est maximale égale à ± 1 . Le signe et la valeur de P renseignent donc sur le sens et l'alignement du spin par rapport à l'axe de référence.

Dans le cas d'un faisceau de particules, on considère le mélange statistique d'états de spin quelconques $|\psi_n\rangle$. La polarisation est alors une valeur moyenne qui permet de caractériser la direction du spin de l'ensemble par rapport à une direction particulière. Elle est calculée comme la moyenne pondérée des polarisations individuelles des particules par rapport à l'axe de référence \check{e} :

$$P = \sum_n \omega_n P_n = \sum_n \omega_n \langle \psi_n | \hat{\sigma} \cdot \check{e} | \psi_n \rangle \quad \text{avec} \quad \omega_n = \frac{N_n}{\sum_n N_n} \quad (\text{III.30})$$

Le facteur de pondération ω_n est le pourcentage de population dans l'état de spin $|\psi_n\rangle$. Il s'exprime comme le rapport du nombre de particules du faisceau dans l'état de spin $|\psi_n\rangle$, noté N_n , sur le nombre total de particules dans le faisceau. Notons qu'il est également possible d'exprimer la polarisation en fonction de l'opérateur densité $\hat{\rho} = |\psi_n\rangle\langle\psi_n|$ qui résume en une seule matrice l'ensemble possible des états quantiques d'un système physique donné à un instant donné [Réa92].

Dans le cas d'un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement, la direction des spins de chacun des électrons est parallèle à la direction de propagation du faisceau, \check{p}_z . Notons \uparrow les états d'hélicité $+\frac{\hbar}{2}$ et \downarrow les états d'hélicité $-\frac{\hbar}{2}$. La probabilité de mesurer des états de spin \uparrow vaut $\frac{1}{2}(1 + P^z)$, où P^z est la polarisation du faisceau selon \check{p}_z . Cette probabilité revient à compter

le nombre d'états N_{\uparrow} ayant leur spin dans la direction de l'axe \check{p}_z , par rapport au nombre total d'états. De la même manière, la probabilité de mesurer les N_{\downarrow} états de spin \downarrow vaut $\frac{1}{2}(1 - P^z)$. La polarisation longitudinale du faisceau s'exprime donc comme la différence entre le nombre de particules d'hélicité \uparrow et \downarrow normalisée au nombre total de particules :

$$P^z = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (\text{III.31})$$

Expérimentalement, pour un état d'hélicité donné, la polarisation du faisceau est toujours inférieure à 100%, ce qui signifie que le nombre d'électrons diffusés N^+ pour la polarisation dite positive est un mélange de contributions d'électrons d'hélicité droite N_{\uparrow} et gauches N_{\downarrow} . Le taux de comptage d'électrons diffusés pour la polarisation positive :

$$N^+ = \frac{\rho L}{A} N_A \left(N_{e^-\uparrow}^+ \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\uparrow} + N_{e^-\downarrow}^+ \frac{d\sigma}{d\Omega}^{\downarrow} \right) \Delta\Omega \quad (\text{III.32})$$

fait alors apparaître la section efficace pour des électrons d'hélicité droite $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\uparrow}$ et gauche $\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\downarrow}$ [Cav98]. L'acceptance du détecteur est notée $\Delta\Omega$, la densité, la longueur et le numéro atomique de la cible sont notés ρ , L , A et N_A est le nombre d'Avogadro. En définissant l'asymétrie de polarisation \mathcal{A}_{P_e} :

$$\mathcal{A}_{P_e} = \frac{P_e^+ - P_e^-}{P_e^+ + P_e^-} \quad (\text{III.33})$$

à partir des polarisations P_e^+ et P_e^- dans chacun des états d'hélicité, ainsi que la polarisation moyenne :

$$P_e = \frac{1}{2} (|P_e^+| + |P_e^-|) \quad (\text{III.34})$$

on peut écrire l'asymétrie expérimentale \mathcal{A}_{exp} en fonction de l'asymétrie physique \mathcal{A}_{PV} (équation III.27) en utilisant III.32 comme :

$$\mathcal{A}_{exp} = \frac{P_e}{1 + \mathcal{A}_{P_e} \mathcal{A}_{PV}} \mathcal{A}_{PV} \simeq P_e \mathcal{A}_{PV} \quad (\text{III.35})$$

Même si l'asymétrie de polarisation \mathcal{A}_{P_e} est de l'ordre de quelques ppm*, le produit $\mathcal{A}_{P_e} \mathcal{A}_{PV}$ est de l'ordre de 10^{-12} et peut donc être négligé devant 1 au dénominateur. La précision sur l'extraction de l'asymétrie physique \mathcal{A}_{PV} à partir de l'asymétrie mesurée \mathcal{A}_{exp} dépend donc du degré de polarisation du faisceau, et de la précision sur sa mesure.

*parties par million (10^{-6})

Erreur statistique

L'erreur statistique sur \mathcal{A}_{PV} , liée à l'erreur sur les taux de comptage eux-mêmes, s'écrit à partir de l'équation III.35 :

$$\left(\frac{\Delta\mathcal{A}_{PV}}{\mathcal{A}_{PV}}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\mathcal{A}_{exp}}{\mathcal{A}_{exp}}\right)^2 = \frac{1 - \mathcal{A}_{exp}^2}{N_t P_e^2 \mathcal{A}_{PV}^2} \simeq \frac{1}{N_t P_e^2 \mathcal{A}_{PV}^2} \quad (\text{III.36})$$

où on a introduit le nombre total d'électrons diffusés N_t , qui s'exprime de la façon suivante :

$$N_t = \mathcal{L} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \Delta\Omega T \quad (\text{III.37})$$

et fait apparaître la section efficace de diffusion non polarisée $\frac{d\sigma_0}{d\Omega}$, l'acceptance du détecteur $\Delta\Omega$, la luminosité \mathcal{L} et le temps de mesure T . La relation III.36 peut donc se réécrire :

$$\left(\frac{\Delta\mathcal{A}_{PV}}{\mathcal{A}_{PV}}\right)^2 = \frac{1}{\mathcal{L} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \Delta\Omega P_e^2 \mathcal{A}_{PV}^2} \quad (\text{III.38})$$

La polarisation intervenant au carré au dénominateur, les efforts apportés aux dispositifs expérimentaux de mesure de violation de parité se sont donc d'abord focalisés sur l'augmentation de la polarisation des faisceaux d'électrons. Cette relation montre également que pour minimiser l'erreur statistique, le dispositif expérimental doit maximiser la luminosité (intensité du faisceau et densité de la cible) et l'acceptance du détecteur. Il est aussi intéressant de maximiser la section efficace (à Q^2 donné), en ajustant l'énergie des électrons incidents en fonction de l'angle de diffusion choisi. Afin de maximiser la luminosité \mathcal{L} , il est nécessaire d'utiliser une cible dense et étendue, ainsi qu'un courant de faisceau maximal.

Asymétrie transverse

La mesure de l'asymétrie de violation de parité est également sensible à plusieurs effets qui dépendent du dispositif de mesure et du faisceau. L'axe de quantification du spin a d'une part été supposé parfaitement parallèle à l'axe de quantification de mouvement de l'électron jusqu'à présent. Le transport du faisceau depuis la source jusqu'au détecteur nécessite cependant des champs électriques et magnétiques qui agissent différemment sur la quantité de mouvement et sur la direction du spin. En pratique, il est donc possible de définir les angles θ et ϕ entre la direction moyenne du spin du faisceau, notée \vec{P} , et la direction de propagation \vec{k} comme illustré par la figure III.6. La polarisation longitudinale peut alors être redéfinie par :

$$P_e^z = P_e \cdot \cos\theta \quad (\text{III.39})$$

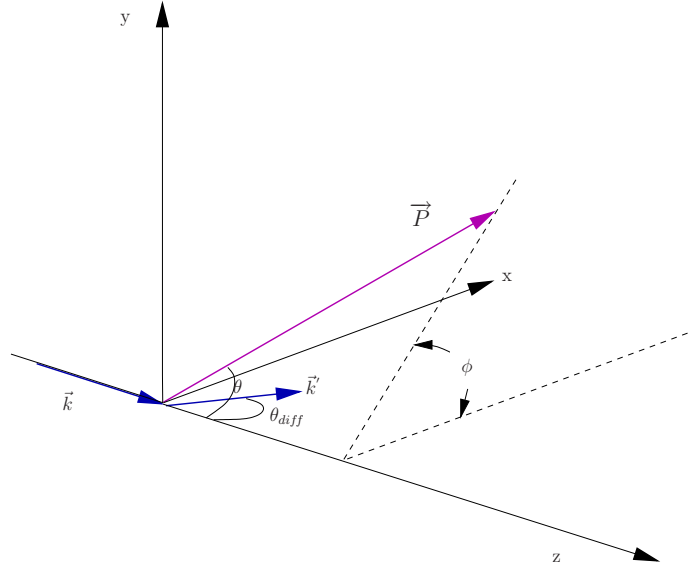


FIG. III.6: Définition des angles géométriques lorsque l'alignement de la polarisation n'est pas parfait.

et l'asymétrie de violation de parité associée devient :

$$\mathcal{A}_{exp} \simeq P_e^z \mathcal{A}_{PV} \simeq P_e \cdot \cos \theta \mathcal{A}_{PV} \quad (\text{III.40})$$

On remarque donc qu'un désalignement de la polarisation diminue l'asymétrie mesurée. De plus, la polarisation transverse, idéalement nulle, devient :

$$P_e^\perp = P_e \cdot \sin \theta \quad (\text{III.41})$$

ce qui induit une asymétrie dite transverse, ou asymétrie de Mott, qui n'est pas liée à la violation de parité, mais à une asymétrie gauche-droite des électrons diffusés. Cette asymétrie provient de l'interférence entre les amplitudes de diffusion des processus d'échange à un et deux photons [RKR71]. Son amplitude peut s'exprimer à l'aide du formalisme développé pour décrire les amplitudes de diffusion électron-nucléon [GYR57]. Elle peut être mesurée lors de périodes d'acquisition dédiées où la polarisation du faisceau est délibérément placée perpendiculairement au faisceau. Finalement, l'asymétrie totale mesurée s'exprime en fonction des angles θ_{diff} et ϕ_{diff} du faisceau diffusé comme :

$$\mathcal{A}_{exp}(\theta_{diff}, \phi_{diff}) = P_e \cos \theta \mathcal{A}_{PV}(\theta_{diff}) + P_e \sin \theta \sin(\phi_{diff} - \phi) A^\perp(\theta_{diff}) \quad (\text{III.42})$$

avec $A^\perp(\theta_{diff})$ l'asymétrie transverse. La précision sur la mesure de \mathcal{A}_{PV} dépend donc de la qualité de l'alignement entre le vecteur de spin et celui de la quantité de mouvement, afin de minimiser l'importance de l'asymétrie transverse.

Paramètres du faisceau d'électrons

D'autre part, en intégrant sur l'acceptance du détecteur et en faisant apparaître les dépendances en fonction de l'énergie et de l'angle de diffusion θ_{diff} , on peut récrire l'expression du taux de comptage diffusé (équation III.32) comme [Cav98] :

$$N^+ = \frac{I_{e^-}^+}{e} \frac{\rho L}{A} N_A \left[\int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_0(E, \theta_{diff})}{d\Omega} d\Omega + P_{e^-}^+ \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma_0(E, \theta_{diff})}{d\Omega} \mathcal{A}_{PV}(E, \theta_{diff}) d\Omega \right] T \quad (\text{III.43})$$

Cette relation montre comment des différences dans les propriétés du faisceau entre les deux états d'hélicité peut induire des asymétries. En effet, une différence d'énergie modifie la section efficace de diffusion et donc le taux de comptage mesuré. Une différence en position ou en angle d'incidence du faisceau sur la cible modifie l'angle de diffusion et affecte donc également le taux de comptage mesuré par un détecteur fixe d'acceptance constante. Donc, même si l'on construit l'asymétrie de violation de parité à partir des taux de comptages normalisés par rapport au courant I_{e^-} du faisceau, si son énergie, sa position ou son angle sont différents entre les deux états d'hélicité, l'asymétrie est modifiée.

Les asymétries sans étrangeté attendues sur un domaine en quadri-moment transféré de 0.1 à 1 (GeV/c)² varient entre 2 et 70 ppm[†]. Les mesures ayant pour objectif de séparer une déviation à ces asymétries, il est nécessaire de maîtriser les erreurs statistique et systématique au niveau de 10⁻⁷ afin d'assurer une erreur relative de quelques pourcents sur la mesure. Le dispositif de mesure doit alors disposer d'une source d'électrons polarisés à fort taux de polarisation, d'une cible dense et étendue, d'un système de contrôle et de correction des paramètres du faisceau, et d'un détecteur de grande acceptance. Avant d'aborder la description détaillée du dispositif expérimental correspondant mis en place pour l'expérience G^o, le chapitre suivant présente l'ensemble des expériences mises en oeuvre pour la mesure d'asymétrie de violation de parité, parmi lesquelles l'expérience G^o dont la description du dispositif expérimental de la phase "angles arrière" fait l'objet du chapitre V.

[†]parties par million (10⁻⁶)

Chapitre IV

Les différentes expériences de violation de parité

L'expérience G° se place dans le contexte mondial d'un ensemble d'expériences se déroulant tant en Europe qu'aux États Unis depuis une quinzaine d'années. Chacune de ces expériences a été spécialement mise en oeuvre pour la mesure de la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, et se base sur la mesure d'asymétrie de violation de parité.

Nous allons présenter ici le dispositif de mesure de chacune d'entre elles ainsi que leurs résultats. Nous aborderons également l'expérience G° dans son ensemble. Nous décrirons les deux phases de la mesure ayant permis de remplir le cahier des charges décrit dans la section III.3, mais réserverons la description détaillée des trois parties principales du dispositif de mesure, *i.e* le faisceau, la cible et le dispositif de détection, au prochain chapitre. Elles y seront abordées pour la phase "angles arrière" de l'expérience.

IV.1 L'expérience SAMPLE

L'expérience SAMPLE est la première expérience consacrée à la mesure de la contribution étrange aux propriétés électromagnétiques du nucléon, et plus particulièrement au moment magnétique (G_M^s). Des revues détaillées sont disponibles dans les références [BPS05, Spa04, Spa01]. Nous allons brièvement rappeler ici le dispositif expérimental et les résultats de la mesure, qui seront comparés aux résultats de G° dans le chapitre VIII.

Afin de supprimer la contribution de G_E^s à l'asymétrie de violation de parité mesurée (équation III.26), les électrons diffusés sont détectés en cinématique arrière ($\theta \simeq 150^\circ$) et à faible quadri-moment transféré, du fait de l'énergie de la machine. La contribution de la partie axiale reste significative à cette cinématique (20% [BPS05]), et bien qu'une séparation par la théorie ait été originellement envisagée, au vu des incertitudes théoriques sur les corrections radiatives à appliquer à G_A^e , une mesure additionnelle par rapport à la diffusion élastique ep s'est avérée nécessaire. Cette mesure complémentaire a été effectuée en diffusion quasi-élastique sur une cible de deutérium de manière à contraindre G_A^e expérimentalement.

L'expérience SAMPLE s'est déroulée auprès du MIT-Bates, à Middleton dans le Massachussets (Etats Unis). La prise de données en diffusion élastique ep s'est déroulée en 1998 [S⁺00], pour une énergie de faisceau de 200 MeV correspondant à $Q^2 \simeq 0.1$ (GeV/c)². Elle fut suivie en 1999 par la première prise de données en diffusion ed avec une cinématique identique [H⁺00]. Le désaccord entre la valeur extraite de $G_A^{e(T=1)}$ à partir de cette mesure et les prédictions théoriques de [ZPHR00] a mené à une deuxième prise de données en diffusion ed . Celle-ci eut lieu durant l'automne 2001 et le printemps 2002, pour une énergie de faisceau de 125 MeV correspondant à $Q^2 = 0.038$ (GeV/c)². L'analyse des données en diffusion ep et ed fut alors reprise est améliorée grâce à un meilleur traitement du bruit de fond, ainsi qu'à l'utilisation de simulations GEANT pour les corrections radiatives et la correction de dilution due aux pions [S⁺04, I⁺04]. Avant de présenter les asymétries mesurées ainsi que les valeurs de G_M^s et G_A^e obtenues à la suite de l'analyse, décrivons rapidement le dispositif expérimental de l'expérience.

Le faisceau d'électrons polarisés du MIT-Bates est obtenu par photoémission d'électrons à partir d'une photocathode d'arséniure de gallium (GaAs). Un laser Ti :Sapphire fournit les photons polarisés circulairement utilisés pour le pompage optique. Le faisceau obtenu est pulsé à une fréquence de 600 Hz avec des paquets d'électrons d'une durée de 35 μ s. Le cycle utile de la machine (durée réelle d'application du faisceau, égale au produit de la durée des impulsions par leur taux de répétition) est donc faible, de l'ordre de 2%, et la polarisation longitudinale atteinte moyenne est de l'ordre de 37%. Le courant du faisceau délivré pour SAMPLE était typiquement de l'ordre de 40 μ A. Le renversement d'hélicité est assuré par une cellule de Pockels sur le trajet du faisceau laser qu'un système de feedback en intensité et en position permet de stabiliser. Les asymétries systématiques liées à la charge du faisceau d'électrons en sont ainsi réduites. Par ailleurs, une lame demi-onde insérée mécaniquement sur le trajet du faisceau laser permet d'inverser l'hélicité en dehors du système d'inversion automatique, et donc de vérifier qu'aucun effet systématique n'est introduit par ce dernier. Enfin, un filtre de Wien compense

la précession des spins des électrons induite par la déflexion du faisceau à l'entrée du hall. Les électrons sont accélérés par un LINAC de 160 m jusqu'à une énergie de 125 ou 200 MeV et un second système de feedback permet de contrôler leurs fluctuations en énergie. Un aimant dipolaire courbe la trajectoire du faisceau de 36.5° et le dirige vers le hall nord. Un ensemble de cavités radio-fréquences et de toroïdes sont utilisés dans le hall pour mesurer son intensité et sa position. Des détecteurs Čerenkov permettent également de contrôler le halo. Le système de détection, illustré sur la figure IV.1, est constitué d'une cible longue de 40 cm et remplie d'hydrogène ou de deutérium liquide, contenue dans une chambre de diffusion en aluminium et plomb. Les électrons diffusés ayant traversé la chambre entrent dans un volume d'air qui sert de milieu Čerenkov. La lumière Čerenkov produite est collectée par un ensemble de dix miroirs elliptiques et focalisée sur dix photomultiplicateurs. Ces derniers sont protégés des radiations électromagnétiques par des cylindres de plomb. Des bouchons commandés à distance permettent de fermer ces cylindres et d'ainsi mesurer le bruit de fond non-issu de la lumière Čerenkov dans les photomultiplicateurs. L'ensemble est disposé de façon à former un détecteur de symétrie azimutale couvrant un angle solide d'environ 1.5 sr et des angles de diffusions compris entre 138° et 160° . Le bruit de fond lié aux neutrons photoproduits en cible de deutérium a été réduit grâce à une protection additionnelle de polyéthylène boré introduite entre la cible et les photomultiplicateurs.

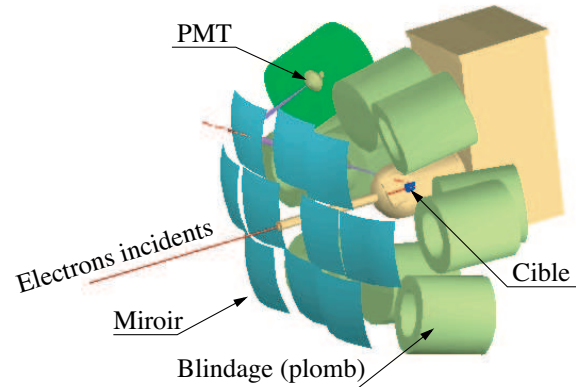


FIG. IV.1: Système de détection de SAMPLE.

Le courant des photomultiplicateurs est intégré sur la période de $35 \mu\text{s}$ de durée des paquets d'électrons, et le flux de données est enregistré durant les 1.5 ms entre deux paquets. Le système d'acquisition ne présente ainsi aucun temps mort. L'analyse des données consiste alors à calculer l'asymétrie physique à partir des taux de comptage dans chaque état d'hélicité. La sensibilité vis à vis des fluctuations des différents paramètres du faisceau est corrigée, et la prise en compte des différents bruits de fond est ensuite effectuée suivant l'expression :

$$\mathcal{A}_{\text{exp}} = \frac{R_c}{P_B f_l f_c (1 - f_\pi)} \left[\mathcal{A}_o - (1 - f_l) \mathcal{A}_c \right] \quad (\text{IV.1})$$

où R_c permet de tenir compte des corrections radiatives, P_B est la polarisation du faisceau, f_l est la fraction de taux de comptage due à l'illumination dans les photomultiplicateurs lorsque les bouchons sont fermés, f_c est la fraction de taux de comptage due à la lumière Čerenkov, et f_π est la fraction de taux de comptage due à la lumière Čerenkov produite par des pions. L'asymétrie \mathcal{A}_o est l'asymétrie mesurée, corrigée des effets du faisceau, et \mathcal{A}_c l'asymétrie mesurée lorsque les bouchons

Données	f_l	f_c	$(1 - f_\pi)$	R_c	$P_B(\%)$
LH ₂ 200 MeV	0.83	0.86	0.96	1.13	36.2
LD ₂ 200 MeV	0.71	0.89	0.90	1.12	35.7
LD ₂ 125 MeV	0.76	0.90	1.00	1.09	38.9

TAB. IV.1: Valeurs moyennes sur les dix détecteurs des paramètres de dilution pour les trois ensembles de données mesurés par SAMPLE. Les fractions f_l et f_c sont déterminées à partir des données, tandis que f_π et R_c sont obtenus par simulation GEANT.

bloquent l'entrée des photomultiplicateurs à la lumière Čerenkov. La table IV.1 résume l'ordre de grandeur de chacun des paramètres de dilution pour les trois ensembles de données [BPS05]. Finalement, les asymétries mesurées obtenues à la suite de la seconde analyse des données sont :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_p(Q^2 = 0.1) &= -5.61 \pm 0.67 \pm 0.88 && \text{ppm} \\ \mathcal{A}_d(Q^2 = 0.091) &= -7.77 \pm 0.73 \pm 0.72 && \text{ppm} \\ \mathcal{A}_d(Q^2 = 0.038) &= -3.51 \pm 0.57 \pm 0.58 && \text{ppm} \end{aligned}$$

où la première erreur est statistique, et la seconde systématique. Les asymétries théoriques sont obtenues à partir d'une simulation GEANT qui permet de prendre en compte la géométrie du détecteur, et d'un ensemble de choix de paramétrisations théoriques décrits dans [BPS05]. Elles s'écrivent finalement :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_p(Q^2 = 0.1) &= -5.56 + 3.37 G_M^s + 1.54 G_A^e \\ \mathcal{A}_d(Q^2 = 0.091) &= -7.06 + 0.72 G_M^s + 1.66 G_A^e \\ \mathcal{A}_d(Q^2 = 0.038) &= -2.14 + 0.27 G_M^s + 0.76 G_A^e \end{aligned}$$

Les valeurs des asymétries mesurées en cible de deutérium ont été comparées et constatées compa-

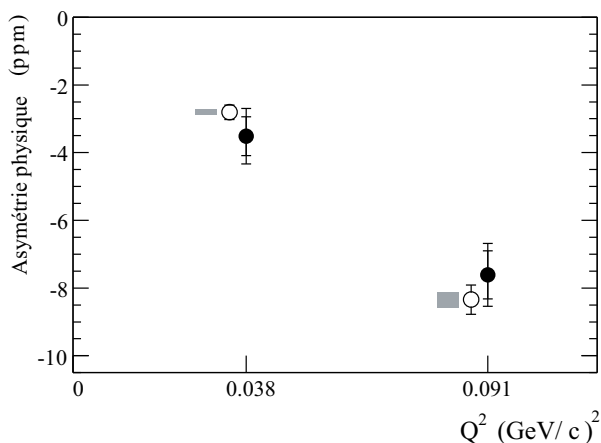


FIG. IV.2: Comparaison entre les asymétries physiques en diffusion ed mesurées (cercles pleins) et théoriques (cercles ouverts). La valeur de G_M^s est fixée à $0.15 \mu_N$ pour les asymétries théoriques, et les bandes grises représentent la variation de \mathcal{A}_d lorsque G_M^s varie de ± 0.3 magneton nucléaire (figure extraite de [BPS05]).

tibles avec les prédictions théoriques (figure IV.2). Ces prédictions supposent une valeur constante

de G_M^s égale à $0.15 \mu_N$. Le bon accord entre la mesure et les prédictions aux deux valeurs de Q^2 indique une faible dépendance en Q^2 de G_A^e comme attendu dans la théorie. Compte tenu de cet accord, il a été choisi d'utiliser la valeur de G_A^e théorique, extraite de [ZPHR00], égale à -0.83 ± 0.26 pour calculer :

$$G_M^s(Q^2 = 0.1) = 0.37 \pm 0.20 \pm 0.26 \pm 0.07 \mu_N \tag{IV.2}$$

où les trois erreurs sont respectivement statistique, systématique et liée aux corrections radiatives électrofaibles.

IV.2 La collaboration HAPPEX

La collaboration HAPPEX a mené un ensemble d'expériences de mesure d'asymétrie de violation de parité pour la contribution étrange, chacune menée dans le hall expérimental A de l'accélérateur linéaire CEBAF* au Thomas Jefferson Laboratory (Newport News, Virginie). Le programme expérimental de HAPPEX a démarré dès la fin des années 1990, et a donné lieu à un ensemble de publications résumant les résultats successifs obtenus [A⁺99b, A⁺01a, A⁺04b, A⁺06b, A⁺06c, A⁺07]. L'accélérateur CEBAF, et en particulier la source d'électrons polarisés, sont décrits en détail dans le chapitre V. L'expérience G^o a en effet été installée dans le hall C de CEBAF. Nous ne décrivons donc que brièvement ici le faisceau d'électrons dont a disposé HAPPEX, et tout aussi brièvement le dispositif expérimental, dont une description détaillée est disponible dans la référence [A⁺04b]. Nous présenterons en revanche le programme expérimental de la collaboration, qui a impliqué plusieurs mesures en cible d'hydrogène, donnant accès à une combinaison linéaire de G_E^s et G_M^s , et une mesure en cible d'hélium permettant de mesurer G_E^s à bas Q^2 .

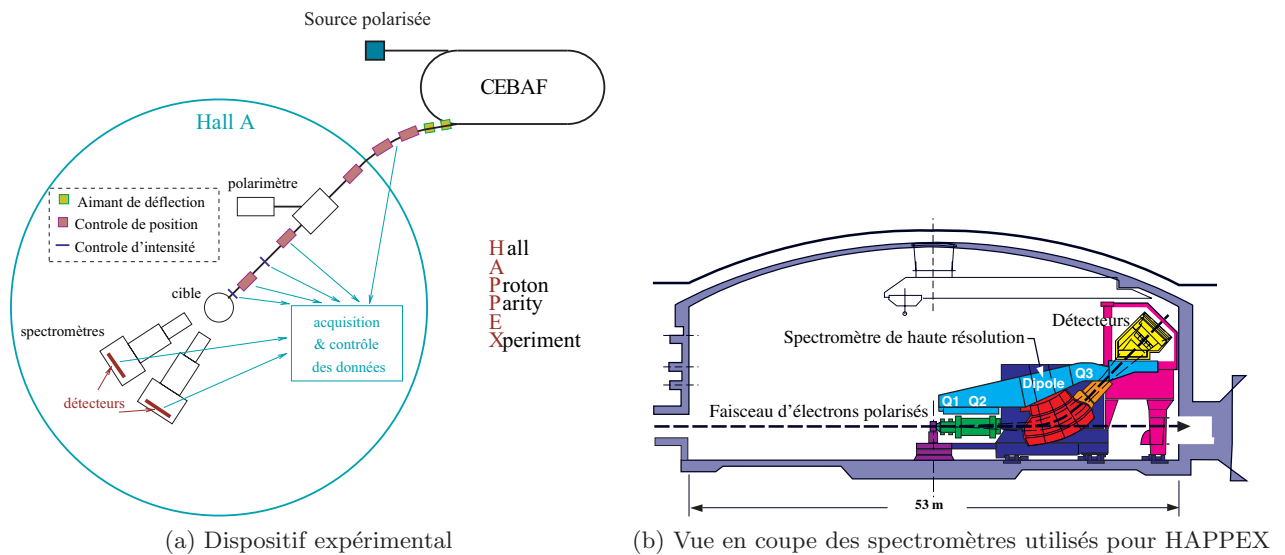


FIG. IV.3: Représentation schématique du hall A de CEBAF.

*Continuous Electron Beam Accelerator Facility

Le faisceau d'électrons polarisés délivré par CEBAF est obtenu à partir d'une photocathode d'arséniure de gallium (AsGa) non contraint pour les premières mesure d'HAPPEX, puis contraint. L'hélicité du faisceau est renversée à une fréquence de 30 Hz, tandis qu'une lame demi-onde est insérée mécaniquement tous les trois jours environ afin de mettre en évidence tout effet systématique lié au système de renversement d'hélicité automatique (voir section V.2.1.2). Le hall A de CEBAF est équipé de deux spectromètres haute résolution (HRS) positionnés symétriquement de part et d'autre de la ligne du faisceau (figure IV.3a). Chaque segment de ces spectromètres est couplé à un photomultiplicateur et est constitués de couches successives de quartz-lucite pour former un détecteur Čerenkov à absorption totale. Le signal de chacun des photomultiplicateurs est intégré pendant les 33.3 ms durant lesquelles l'hélicité du faisceau est constante. L'ensemble forme un calorimètre placé dans le plan focal qui recouvre entièrement le pic élastique et est conçu de façon à optimiser la séparation entre les électrons élastiques et ceux issus des processus concurrents (figure IV.3b extraite de [Cav98]).

HAPPEX

La première prise de données pour HAPPEX s'est divisée en deux périodes d'acquisition au cours des années 1998 et 1999. Alors qu'un cristal d'arséniure de gallium non contraint constituait la photocathode de la source d'électrons de CEBAF lors de la première période de prise de données, l'expérience a bénéficié d'un cristal contraint pour la deuxième période de prise de données, passant ainsi d'une polarisation de 38% pour un courant de faisceau de 100 μA à une polarisation de l'ordre de 70% pour un courant de 35 μA . HAPPEX a ainsi été la première expérience à profiter du cristal d'AsGa contraint à CEBAF, ce qui a permis l'amélioration du produit P^2I et donc l'efficacité d'acquisition des données. La cinématique choisie pour ces premières mesures correspond à l'angle de diffusion minimal alors accessible aux spectromètres du hall A, de $\theta = 12.3^\circ$. Il s'agit donc d'une diffusion aux angles avant, ce qui permet de s'affranchir de la contribution axiale à l'asymétrie. La collaboration a publié la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion $\vec{e}p$ pour un quadri-moment transféré de $Q^2 = 0.48$ (GeV/c)² suivante [A⁺01a] :

$$\mathcal{A}_p(Q^2 = 0.48) = -15.05 \pm 0.98 \pm 0.56 \quad \text{ppm} \quad (\text{IV.3})$$

où la première erreur est statistique, et la seconde systématique. Cette asymétrie, combinée aux données sur les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron, a permis d'extraire une première combinaison linéaire de G_E^s et G_M^s publiée dans la référence [A⁺01a] et mise à jour à la valeur suivante [A⁺04b] :

$$G_E^s + 0.392 G_M^s = 0.014 \pm 0.020 \pm 0.010 \quad (Q^2 = 0.48) \quad (\text{IV.4})$$

où la première erreur provient de l'expérience, et la seconde des facteurs de forme. Ce résultat suggère une très faible contribution électrique et magnétique du quark étrange. Il peut également être le reflet d'une compensation fortuite des deux termes. Afin d'améliorer la précision du résultat,

HAPPEX a conduit deux expériences supplémentaires, la première en cible d'hydrogène à nouveau, mais avec une meilleure statistique et une cinématique différente, et la seconde en cible d'hélium.

HAPPEX-II

À la suite de l'installation de nouveaux aimants en amont des spectromètres dans le hall A (*septum magnets*), l'angle minimal de détection des électrons diffusés a pu être réduit à environ 6° . En 2004 et 2005, HAPPEX a donc enrichi son programme expérimental de données en diffusion aux très petits angles avant. Les électrons élastiques diffusés d'une part sur une cible d'hydrogène et d'autre part sur une cible d'hélium ont été détectés pour la cinématique suivante : $\theta \simeq 6^\circ$ et $Q^2 \simeq 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$, correspondant à une énergie de faisceau de 3 GeV.

L'asymétrie de violation de parité extraite des données acquises en 2004 est publiée dans les références [A⁺06b, A⁺06c]. Les résultats rapportés dans la référence [A⁺07], correspondant à la période d'acquisition de l'année 2005, sont cependant plus précis, et seront donc présentés ici. L'asymétrie de violation de parité extraite des mesures en diffusion sur cible d'hydrogène vaut :

$$\mathcal{A}_p(Q^2 = 0.109) = -1.58 \pm 0.12 \pm 0.04 \quad \text{ppm} \quad (\text{IV.5})$$

où la première erreur est statistique, et la seconde systématique. Cette mesure permet de contraindre la combinaison linéaire de G_E^s et G_M^s de la façon suivante :

$$G_E^s + 0.09 G_M^s = 0.007 \pm 0.011 \pm 0.006 \quad (Q^2 = 0.109) \quad (\text{IV.6})$$

avec les erreurs respectivement liées aux erreurs expérimentales et aux erreurs sur les facteurs de forme. Par ailleurs, l'asymétrie de violation de parité mesurée en cible d'hélium vaut [A⁺07] :

$$\mathcal{A}_{He}(Q^2 = 0.077) = +6.40 \pm 0.23 \pm 0.12 \quad \text{ppm} \quad (\text{IV.7})$$

où la première erreur est statistique, et la seconde systématique.

L⁴He étant un noyau léger isoscalaire et d'isospin zéro, la diffusion élastique sur l'hélium est une transition isoscalaire $0^+ \rightarrow 0^+$. Les contributions magnétiques et axiales sont supprimées. L'asymétrie de violation de parité n'est alors sensible qu'à G_E^s et peut s'écrire [MDD⁺94] :

$$\mathcal{A}_{He}(Q^2 = 0.077) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \left(4\sin^2\theta_W + \frac{G_E^s}{G_E^{\gamma(T=0)}} \right) \quad (\text{IV.8})$$

avec le facteur de forme isoscalaire : $G_E^{\gamma(T=0)} = (G_E^{\gamma n} + G_E^{\gamma p})/2$. Il est possible dans ce cas d'extraire directement la contribution étrange électrique, qui vaut [A⁺07] :

$$G_E^s = 0.002 \pm 0.014 \pm 0.007 \quad (Q^2 = 0.077) \quad (\text{IV.9})$$

Ces résultats posent de nouvelles limites sur la contribution étrange. Ils tendent à montrer que

la contribution électrique est compatible avec zéro, tandis que la valeur centrale de la contribution magnétique est légèrement positive, bien qu'également compatible avec zéro dans les barres d'erreur.

Notons que le programme expérimental d'HAPPEX n'est pas terminé, avec le projet HAPPEX-III qui doit sonder l'étrangeté à plus haut Q^2 , et PREX qui s'intéresse au rayon de la distribution des neutrons au sein de noyaux lourds (^{208}Pb) [HAP].

IV.3 L'expérience PV-A4

La stratégie de mesure adoptée par l'expérience A4 est différente de celle de HAPPEX et SAMPLE. Alors qu'HAPPEX et SAMPLE se sont concentrées sur une mesure d'asymétrie aux seuls angles avant ou arrière respectivement pour deux cibles différentes, A4 repose sur un dispositif expérimental optimisé pour une mesure aux angles avant qui a été retourné de 180° pour une seconde mesure aux angles arrière. Le programme expérimental de A4 comporte donc une première

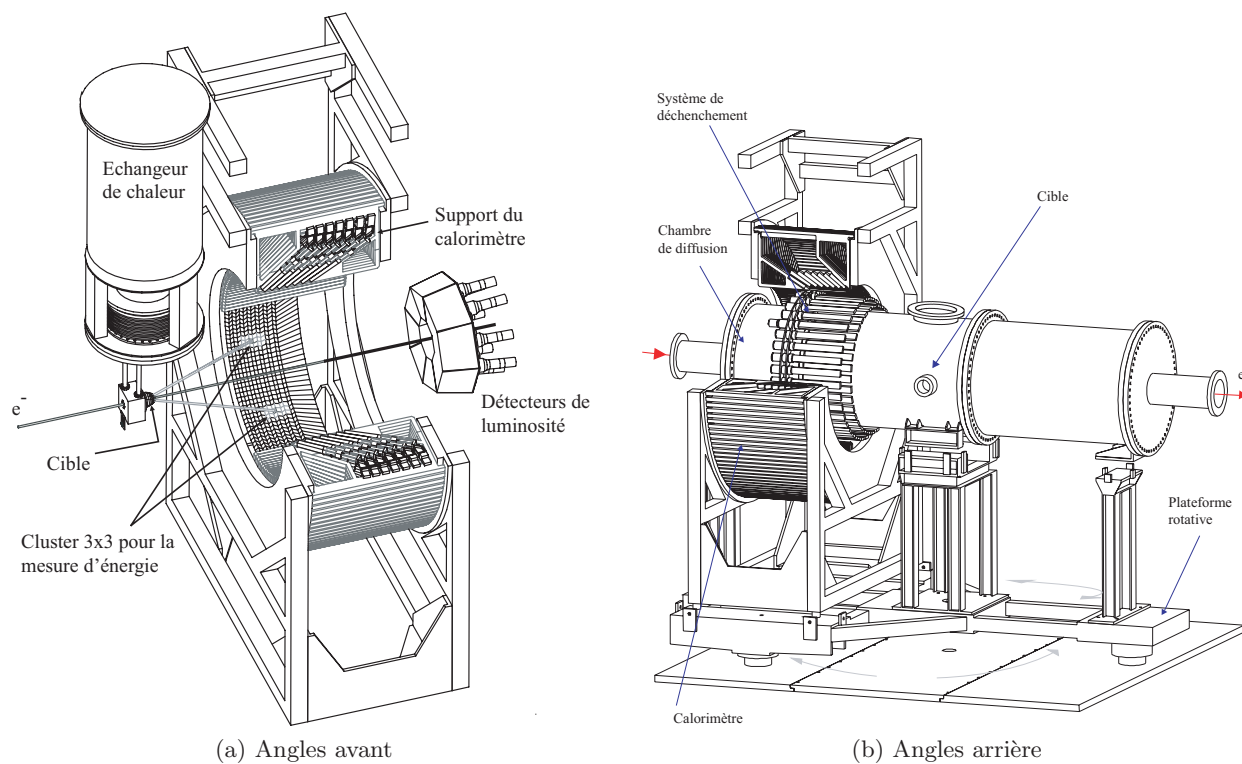


FIG. IV.4: Système de détection de PV-A4.

phase de mesures effectuées aux angles avant sur cible d'hydrogène pour deux valeurs de Q^2 égales à 0.23 et 0.108 $(\text{GeV}/c)^2$. À celle-ci a succédé une phase de redistribution du dispositif expérimental, ayant duré d'août 2004 à mai 2005, au cours de laquelle une plate-forme rotative a été installée sous le détecteur de façon à faciliter le changement angles avant-arrière. La seconde phase de prise

de données a alors débuté dans la configuration cinématique suivante : θ compris entre 140 et 150° , et $Q^2 = 0.23$ (GeV/c) 2 .

L'expérience A4 est installée auprès du microtron MAMI* à Mayence, en Allemagne. MAMI dispose d'une photocathode d'AsGa contraint et délivre donc un faisceau d'électrons dont la polarisation longitudinale moyenne est de l'ordre de 80%. Les électrons issus de la source traversent un filtre de Wien dans l'injecteur puis trois *racetrack* microtrons (RTM) qui leur permettent d'atteindre une énergie de 855.1 MeV, ainsi qu'un microtron double (HDSM) qui peut encore augmenter leur énergie jusqu'à 1508 MeV. Comme à CEBAF et au MIT-Bates, la position, l'énergie et le courant du faisceau sont contrôlés à l'aide de détecteurs le long de la ligne du faisceau de façon à exercer une correction dynamique et ainsi réduire les asymétries systématiques. L'hélicité est renversée toutes les 20 ms selon des séquences pseudo-aléatoires comparables à celles effectuées à CEBAF (voir section V.2.1.2).

Pour les mesures aux angles avant, les électrons diffusaient sur une cible de 10 cm d'hydrogène liquide (LH₂) [A⁺06a], pour être ensuite détectés par le calorimètre de A4. Ce dernier couvrait un angle solide de 0.63 sr, correspondant à des angles de diffusion compris entre 30 et 40° . Des détecteurs Čerenkov à eau étaient spécialement dédiés au contrôle de la luminosité [H⁺06], afin de détecter toute fluctuation de densité au niveau de la cible. De symétrie axiale, le calorimètre est quant à lui constitué de 1022 cristaux Čerenkov de fluorure de plomb (PbF₂), répartis en sept modules alignés (voir figure IV.4a). Le signal d'une particule détectée est formé par un *cluster* 3×3 de cristaux touchés. Ces signaux sont sommés et intégrés sur une durée de 20 ns pour former un spectre en énergie des particules détectées. La résolution en énergie du calorimètre, égale à $3.9\%/\sqrt{E}$ (GeV), permet une bonne séparation des électrons élastiques du bruit de fond. La figure IV.5 illustre un spectre typique pour les mesures aux angles avant. Les asymétries mesurées ont fait l'objet de deux publications et valent [M⁺04a, M⁺05] :

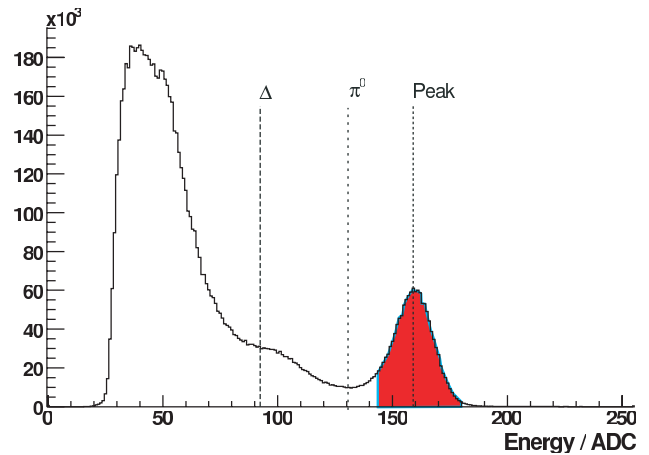


FIG. IV.5: Spectre en énergie obtenu en sortie du calorimètre de PV-A4 pour un angle de diffusion de $\theta = 34^\circ$ et une énergie incidente de 854.3 MeV. Les événements élastiques sont extraits par application d'une coupure en énergie (partie grisée).

$$A_p(Q^2 = 0.230) = -5.44 \pm 0.60 \quad \text{ppm}$$

$$A_p(Q^2 = 0.108) = -1.36 \pm 0.32 \quad \text{ppm}$$

*Mainz Microtron

Elles ont permis d'extraire les combinaisons linéaires de G_E^s et G_M^s suivantes :

$$\begin{aligned} G_E^s + 0.225 G_M^s &= 0.039 \pm 0.034 & (Q^2 = 0.230) \\ G_E^s + 0.106 G_M^s &= 0.071 \pm 0.036 & (Q^2 = 0.108) \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

Les deux principales modifications apportées au dispositif expérimental pour la mesure aux angles arrière concernent la cible, et l'ajout d'un scintillateur de déclenchement pour séparer les électrons élastiques du bruit de fond. La longueur de la cible est augmentée de 10 à 23.4 cm pour amplifier la luminosité. La section efficace et sa dépendance en fonction du Q^2 sont en effet plus faibles aux angles arrière. Le dispositif expérimental tourné de 180° se trouve maintenant dans la configuration de la figure IV.4b. Aux angles arrière, dans la région en énergie des événements élastiques, se trouve une forte contribution d'événements inélastiques, principalement dus à la décroissance de pions neutres en deux photons. Ces derniers produisent des gerbes électromagnétiques très proches de celles induites par les électrons élastiques dans les cellules du calorimètre [Bau07]. Pour les discriminer, un ensemble de 72 scintillateurs a été ajouté entre la chambre de diffusion et le calorimètre (figure IV.4b). Les événements en coïncidence dans le calorimètre et les scintillateurs correspondent aux particules chargées d'intérêt (électrons élastiques). Les données acquises en cinématique arrière par A4 ont été prises à une valeur de Q^2 égale à 0.23 (GeV/c)^2 , qui correspond à une énergie de faisceau de 315 MeV et à des angles de diffusion compris entre 140 et 150° . Ce choix permet de séparer G_E^s et G_M^s pour une des combinaisons linéaires obtenues aux angles avant. L'asymétrie mesurée, publiée dans la référence [B⁺09], vaut :

$$\mathcal{A}(Q^2 = 0.23) = -17.23 \pm .82 \pm 0.89 \quad \text{ppm} \quad (\text{IV.11})$$

où la première erreur est statistique, et la seconde systématique. Combinée à la mesure IV.10 mise à jour à la suite d'une nouvelle analyse des mesures de polarisation, elle permet d'extraire les valeurs [Lee08] :

$$\begin{aligned} G_E^s (Q^2 = 0.22) &= 0.050 \pm 0.038 \pm 0.019 \\ G_M^s (Q^2 = 0.22) &= -0.14 \pm 0.11 \pm 0.11 \end{aligned}$$

La contribution étrange électrique est compatible avec zéro, confirmant les résultats d'HAPPEX. En revanche, la valeur centrale de la contribution magnétique est négative, contredisant cette fois les conclusions de SAMPLE [S⁺04]. L'expérience G° doit permettre de trancher avec une mesure aux angles arrière à la même cinématique.

IV.4 Présentation Générale de l'expérience G°

L'expérience G° a été spécialement conçue pour la mesure et la séparation directe des facteurs de forme électrique et magnétique du quark étrange à partir d'une mesure d'asymétrie de violation de parité et ce sur un large domaine en Q^2 . Elle permet également la séparation expérimentale du facteur de forme axial G_A^e , et constitue en ce sens le projet le plus complet sur le sujet. L'expérience G° s'est fixé pour objectif une mesure de l'asymétrie de violation de parité avec une précision relative de 5 à 10% [Col], de façon à pouvoir contraindre les différents modèles théoriques. L'ordre de grandeur des asymétries étant de 10^{-6} , cette précision revient à contrôler la mesure et ses effets systématiques à un niveau de précision de 10^{-7} . Nous avons détaillé en section III.3 les contraintes expérimentales liées à une telle mesure. Nous abordons ici les choix effectués par la collaboration pour répondre à ce cahier des charges.

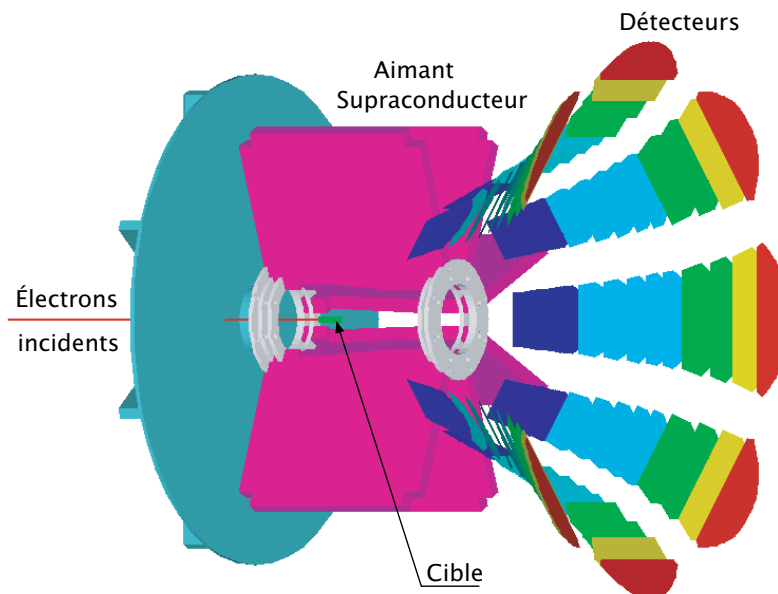


FIG. IV.6: Représentation schématique de l'agencement du dispositif de mesure de l'expérience G° aux angles avant

Le programme expérimental de l'expérience G° est basé sur le principe de séparation de Rosenbluth [Ros50] : la séparation des facteurs de forme électrique et magnétique étranges est effectuée grâce à deux mesures de l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-proton à deux cinématiques différentes. L'expérience comprend donc deux phases : la mesure aux angles avant, plus sensible à G_E^s , et la mesure aux angles arrière, plus sensible à G_M^s (cf. section III.3). La séparation du facteur de forme axial G_A^e est quant à elle effectuée en cinématique arrière grâce à une mesure en diffusion électron-deuton. Le dispositif expérimental est globalement conservé pour ces deux phases, et a donc été conçu de façon à pouvoir être retourné de 180° . La figure IV.6 présente l'agencement général de ce dispositif pour la phase aux angles avant.

Le faisceau incident d'électrons polarisés délivré par CEBAF (cf. section V.1) diffuse sur une

cible dense (liquide), longue de 20 cm, située au centre du spectromètre. Ce dernier est un aimant supraconducteur spécialement construit pour l'expérience. Il permet de sélectionner et de focaliser les particules diffusées ayant la bonne cinématique vers une couronne de détecteurs divisée en huit octants formés de seize paires de scintillateurs. L'ensemble présente une symétrie azimutale par rapport à l'axe de propagation du faisceau, ce qui permet de minimiser l'impact d'asymétries en position transverse du faisceau. Cette configuration permet également de maximiser l'angle solide de détection, alors compris entre 0.5 et 0.9 sr selon la valeur de Q^2 . La forme et l'épaisseur des détecteurs a été déterminée de façon à minimiser le temps mort d'acquisition aux angles avant, tout en maximisant la statistique.

La collaboration G° regroupe une centaine de physiciens appartenant à 19 instituts internationaux. La plupart de ces derniers sont situés aux États Unis et au Canada, et deux sont français : l'IPN* d'Orsay, et le LPSC† de Grenoble. Les parties française et nord-américaine de la collaboration se sont partagées la construction et l'installation du dispositif de mesure, la moitié du détecteur et de l'électronique associée chacun. Les choix technologiques ont donc différencié pour réaliser deux systèmes au fonctionnement identique, ce qui constitue le premier contrôle des effets systématiques liés au dispositif de mesure.

Les angles avant

Plutôt que de détecter les électrons diffusés aux petits angles avant, pour lesquels le bruit de fond (diffusions Møller) est très important, l'ensemble de détection a été étudié pour détecter les protons de recul, émis entre 53° et 76° . Dans le cas de la diffusion élastique, la réaction est en effet complètement déterminée par la détection de l'une ou l'autre des deux particules en voie de sortie. Le spectromètre est donc conçu de telle sorte que les protons diffusés soient focalisés sur des surfaces focales iso- Q^2 , sur lesquelles ont été installés les détecteurs (*Focal Plane Detector*). La géométrie particulière du détecteur (figure IV.6) a ainsi permis la mesure des asymétries de violation de parité sur une large gamme en quadri-moment transféré Q^2 pour une seule valeur de l'énergie du faisceau incident. La source de bruit de fond principale de la mesure (protons issus des diffusions inélastiques,

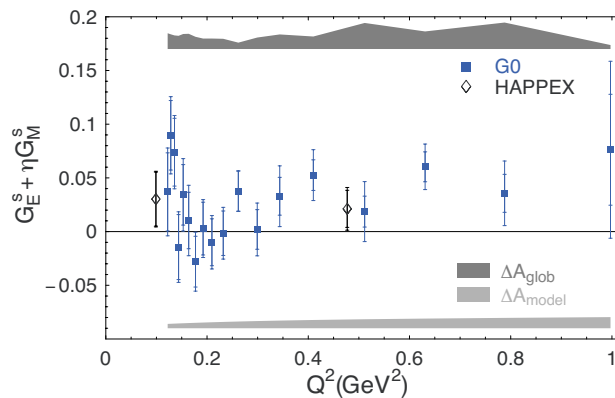


FIG. IV.7: Combinaisons $G_E^S + \eta G_M^S$ extraites des mesures d'asymétrie de violation de parité pour des valeurs de Q^2 allant de 0.1 à 1 $(\text{GeV}/c)^2$ lors de la phase aux angles avant de G° .

*Institut de Physique Nucléaire

†Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie

et pions chargés, π^+ , émis par photoproduction) a été rejetée par la mesure du temps de vol des particules détectées. Ces mesures de temps de vol ont requis une fréquence de faisceau particulière égale à 31 MHz, soit un seizième de la fréquence habituelle de fonctionnement de la source, égale à 499 MHz.

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

TAB. IV.2: Cinématiques de la diffusion $\vec{e}p$ pour la phase angles avant de l'expérience G° .

Pour la phase aux angles avant, les mesures d'asymétrie ont été réalisées sur une large gamme en quadri-moment transféré, allant de 0.1 à 1.1 $(\text{GeV}/c)^2$, pour une énergie et une intensité de faisceau constantes égales à 3.03 GeV et 40 μA respectivement. La prise de données s'est déroulée entre décembre 2003 et mai 2004, et a permis d'accumuler quelques 101 Coulombs de faisceau. L'analyse des données, finalisée en 2005 a donné lieu à plusieurs publications [A⁺05a], [C⁺05], [M⁺08a], et thèses [Tie02], [Bat03], [Gui05], [Liu06] . . .Le tableau IV.2 résume les paramètres cinématiques de la mesure, tandis que la figure IV.7 résume la dépendance $G_E^s + \eta G_M^s$ mesurée, avec $\eta(Q^2) = \tau G_M^p / \epsilon G_E^p$ [A⁺05b]. Ces résultats montrent une dépendance en Q^2 intéressante, et sont en excellent accord avec les mesures d'HAPPEX effectuées à des cinématiques comparables, qui sont superposées sur la figure.

Les angles arrières

Comme on l'a mentionné, l'ensemble de détection a été étudié pour pouvoir être retourné de 180° et ainsi être utilisé pour la mesure aux angles arrière. La couronne de détecteurs a donc été retournée et déplacée en amont du spectromètre, par rapport à la direction du faisceau incident.

Les électrons diffusés à des angles de l'ordre de 110° ont été détectés pour deux cibles, hydrogène et deutérium, afin d'obtenir trois combinaisons linéaires différentes des facteurs de forme G_E^s , G_M^s et G_A^e . A cette cinématique, le quadri-moment transféré des électrons diffusés varie très peu avec l'angle de diffusion. L'acceptance du détecteur ne permet donc plus d'accéder à toute la gamme en Q^2 , et les mesures ont été effectuées à différentes énergies de faisceau (362 MeV et 687 MeV).

Le bruit de fond chargé de la mesure des électrons élastiques (électrons inélastiques et pions chargés, π^-) ne peut plus être séparé par une mesure de temps vol car les impulsions de l'ensemble des particules sont du même ordre de grandeur, et supérieures 200 (MeV/c). La discrimination entre les électrons (quasi) élastiques et les électrons inélastiques s'effectue alors par trajectographie, à l'aide d'un nouvel hodoscope, les *Cryostat Exit Detectors* (CED), en coïncidence avec les FPDs. La séparation et le rejet des pions nécessitent quant à eux l'ajout de huit détecteurs Čerenkov

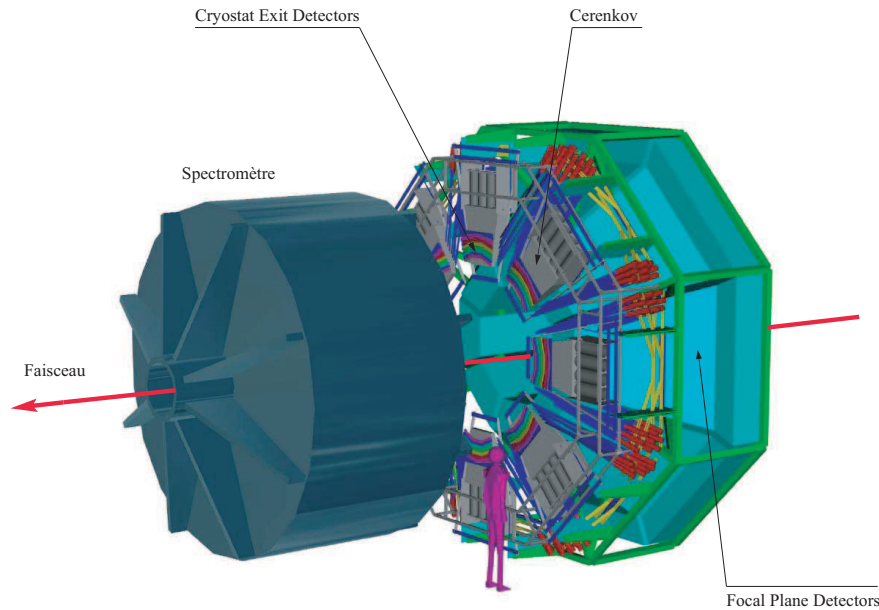


FIG. IV.8: Représentation schématique de l'agencement du dispositif de mesure de l'expérience G° aux angles arrière

supplémentaires (un par octant) pour l'identification des particules. La mesure aux angles arrière ne requiert alors plus de structure temporelle du faisceau particulière, et permet de mesurer également l'asymétrie de violation de parité des électrons inélastiques et des pions, du fait de la séparation du bruit de fond, et de la discrimination électron-pion.

La prise de donnée pour la phase aux angles arrière s'est étendue de février 2006 à mars 2007, en cible d'hydrogène et de deutérium et aux deux énergies de faisceau 362 et 687 MeV. L'analyse présentée dans ce manuscrit va permettre la séparation complète des facteurs de forme électromagnétiques étranges et du facteur de forme axial pour les deux valeurs de quadri-moment transféré 0.23 et 0.63 $(\text{GeV}/c)^2$. Le choix de ces valeurs de Q^2 est le résultat d'un compromis avec les expériences HAPPEX et PV-A4, mis en place afin d'effectuer des mesures à des cinématiques comparables. Le tableau IV.3 résume les caractéristiques générales de la mesure pour les deux phases.

Paramètre		Angles avant	Angles arrière
Énergie incidente	GeV	3.03	0.362 et 0.687
Intensité	μA	40	20 → 40
Polarisation	%	75	86
Angle de diffusion		$\theta_p : 52^\circ \rightarrow 76^\circ$	$\theta_e : 110^\circ$
Angle solide de détection	sr	0.9	0.5
Asymétrie attendue	ppm	-1 → -50	-12 → -70

TAB. IV.3: Ordre de grandeur des paramètres généraux de la mesure d'asymétrie de violation de parité par l'expérience G° .

Chapitre V

G° ”Angles arrière”

La stratégie de la mesure, ainsi que les contraintes auxquelles elle doit répondre, ont été présentées au chapitre III. Nous allons maintenant décrire en détail le dispositif expérimental mis en place pour satisfaire à ces contraintes et permettre la mesure d’asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d’électrons polarisés. L’expérience comprend deux phases de mesures, l’une aux angles de diffusion avant, et l’autre aux angles arrière, comme présenté dans le chapitre IV.

Ce chapitre est plus particulièrement consacré à la description détaillée du dispositif expérimental dédié à la phase aux angles arrière de l’expérience, bien que le dispositif aux angles avant soit rappelé. En effet, comparé à la phase aux angles avant, de nouveaux détecteurs ont été implémentés et le principe de la mesure en est largement modifié. Après une présentation générale du laboratoire national Thomas Jefferson où s’est déroulée l’expérience, on s’attachera à chacun des éléments essentiels de la mesure : le faisceau, la cible et le détecteur. En effet, la qualité du faisceau d’électrons polarisés est déterminante pour la mesure. Une partie est donc consacrée à la description détaillée des caractéristiques de la source d’électrons, des mesures de polarisation, d’énergie et de position ainsi que des sources potentielles d’asymétries systématiques. Le fonctionnement de la cible, qui a été spécialement conçue pour l’expérience, est décrit ensuite. Enfin, la dernière partie aborde le dispositif de détection avec la description de la géométrie des scintillateurs, des détecteurs Čerenkov et de l’électronique d’acquisition.

V.1 Le Laboratoire Thomas Jefferson

L'expérience G° s'est déroulée au laboratoire Thomas Jefferson (TJNAF*), situé à Newport News en Virginie, aux États-Unis [TJN]. Le TJNAF dispose d'un accélérateur linéaire à recirculation, CEBAF†, capable de délivrer un faisceau d'électrons fortement polarisé, (70 à 85 %), simultanément dans trois halls expérimentaux A, B et C. Le TJNAF s'est spécialisé dans l'étude de la structure des noyaux légers et de celle de leurs constituants, les nucléons. Il constitue à l'heure actuelle une référence mondiale dans ce domaine. Par ailleurs, une partie de son activité est dédiée aux tests du modèle standard.

L'accélérateur CEBAF

L'accélérateur CEBAF est composé d'un injecteur, de deux accélérateurs linéaires, et de deux séries d'arcs de recirculation de 180° (figure V.1). Sa conception permet de délivrer successivement trois faisceaux d'électrons polarisés dont les caractéristiques (intensité, énergie et polarisation) peuvent être différentes. Des prises de données peuvent donc avoir lieu simultanément dans les trois halls expérimentaux.

Au niveau de la source, trois faisceaux lasers individuels pulsés à 499 MHz, (un par hall expérimental), permettent de générer trois faisceaux d'électrons par effet photoélectrique sur une photocathode (semi-conducteur AsGa). Les paquets d'électrons se succèdent en sortie de la photocathode à une fréquence de 1497 MHz et une énergie de 100 keV. Ils traversent ensuite un ensemble d'éléments optiques, décrits en section V.2.1.3, qui permettent de manipuler et de contrôler l'intensité, la dispersion longitudinale, la séquence en temps et la direction du spin de chacun des trois faisceaux. En sortie de l'injecteur, huit cavités radio-fréquences accélèrent les électrons jusqu'à une énergie de 45 MeV, de façon à ce qu'ils soient ultra-relativistes au moment de l'injection dans la machine. Ainsi, ayant une vitesse proche de ceux circulant dans l'accélérateur, ils n'introduisent pas d'étalement spatial ni de mélange entre les paquets d'électrons destinés aux trois halls.

L'accélération est effectuée par deux LINACs‡ de 240 m composés de 160 cavités radiofréquence supraconductrices (*SRF cavities*) permettant une accélération maximale de 0.6 GeV chacun. Le champ électromagnétique dans ces cavités est sinusoïdal en phase avec l'injecteur (1497 MHz) et constant. Le faisceau étant délivré de façon continue, il peut donc y avoir jusqu'à cinq énergies différentes circulant dans chaque LINAC. En sortie d'un LINAC, un champ magnétique horizontal permet alors de séparer les électrons d'énergies différentes en plusieurs faisceaux, chacun dirigé vers un arc de recirculation. Ceux-ci sont disposés à différentes altitudes et appliquent aux électrons un champ magnétique constant ajusté de façon à maintenir le rayon de courbure constant. En sortie des arcs, un second champ magnétique horizontal permet de recombinaison les faisceaux d'énergies différentes pour l'accélération dans la section suivante.

*Thomas Jefferson National Accelerator Facility

†Continuous Electron Beam Accelerator Facility

‡LINear ACcelerator

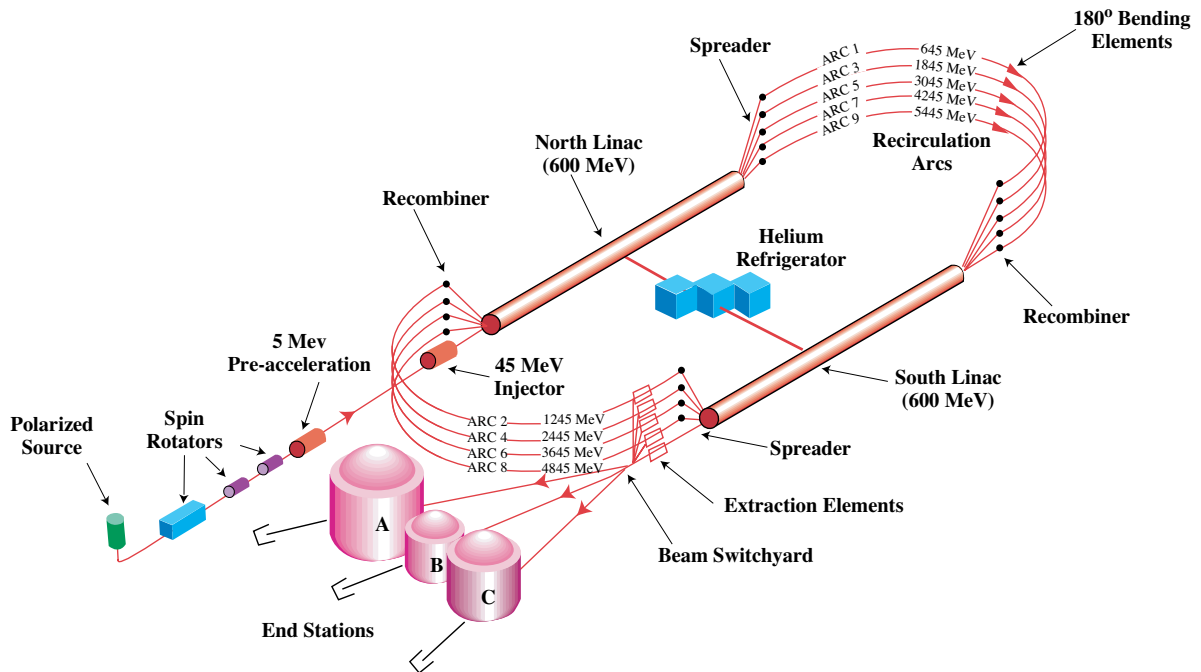


FIG. V.1: Représentation d'ensemble de l'accélérateur CEBAF : ligne d'injection, accélérateur à recirculation et trois halls expérimentaux. La figure n'est pas à l'échelle.

Les électrons peuvent ainsi effectuer jusqu'à cinq tours dans la machine et acquérir une énergie maximale proche de 6 GeV. Leur extraction s'effectue en sortie du LINAC sud, où des séparateurs radio-fréquence fonctionnent à un tiers de la fréquence de l'accélérateur et permettent donc de sélectionner un paquet d'électrons sur trois. Le faisceau ainsi sélectionné est dirigé vers un hall expérimental *via* le *Beam Switchyard* (voir figures V.1 et V.13).

Le faisceau délivré dans chacun des halls est donc pulsé à 2 ns. Cependant, on considère le cycle utile de la machine de 100 %, car le temps de réponse des instruments de mesure dans les halls expérimentaux, supérieur à la nanoseconde, ne permet pas la résolution temporelle de deux paquets d'électrons consécutifs.

Le hall expérimental A

L'ensemble des instruments de mesure du hall expérimental A est dédié à l'étude des réactions d'électro- et de photo-production à haute luminosité et nécessitant une grande résolution angulaire et en impulsion sur la mesure d'au moins l'une des particules émises. Le programme expérimental abordé couvre les fonctions de structure des nucléons, étudiées en diffusion profondément inélastique, les facteurs de forme du nucléon ainsi que la contribution du quark étrange à ces derniers [A⁺01a], mais également les propriétés et la structure des noyaux légers.

Le hall expérimental est équipé de deux spectromètres haute résolution (HRS) permettant d'atteindre des résolutions en impulsion des particules émises de l'ordre de 10^{-4} [A⁺04a]. Un

ensemble de détecteurs dans leur plan focal permet l'identification et la mesure en coïncidence de ces particules, la détection de leur position et de leur angle d'incidence, ainsi qu'une mesure de temps de vol. Ces détecteurs comprennent plusieurs types de détecteurs Čerenkov (gas et aerogel), une paire de chambres à dérive et plusieurs scintillateurs de déclenchement [A⁺04a].

Le hall expérimental B

Le hall B est équipé d'un spectromètre d'acceptance proche de 4π , CLAS*, qui permet d'effectuer des mesures de masse manquante. Capable de fonctionner à haute luminosité, CLAS peut détecter plusieurs particules en coïncidence (>2). Il permet également une bonne identification de

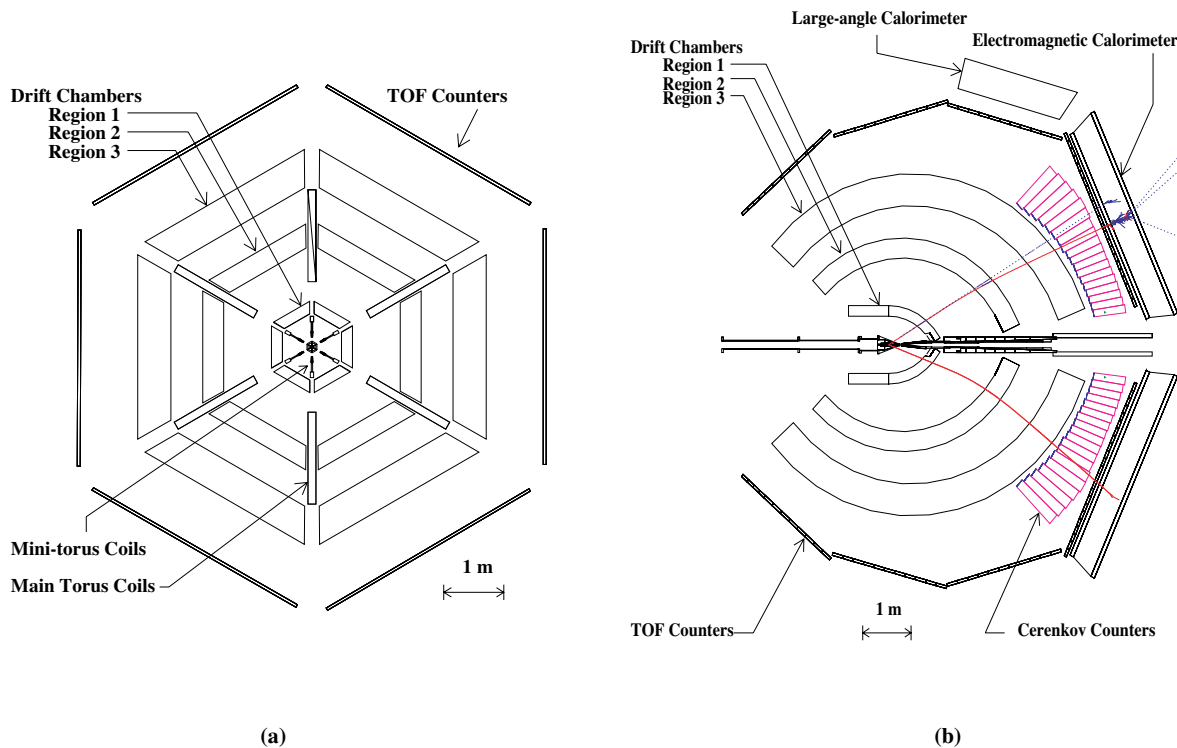


FIG. V.2: Représentation du détecteur CLAS. (a) vue arrière. (b) vue de dessus

ces dernières, lors de réactions induites en faisceau d'électrons ou de photons alors créés par brehmstrahlung dans un radiateur à l'entrée du hall. Il comprend un aimant toroïdal supraconducteur central, plusieurs chambres à fils, un ensemble de scintillateurs pour des mesures de temps de vol, et des détecteurs Čerenkov ainsi que des calorimètres électromagnétiques pour l'identification des particules (voir figure V.2).

Le programme expérimental accessible grâce à cet appareillage comprend l'étude des résonances du nucléon, les fonctions de structure des nucléons, étudiées en diffusion profondément inélastique comme dans le hall A.

*CEBAF Large Acceptance Spetrometer

Le hall expérimental C

Le hall C contient deux spectromètres pouvant tourner autour de la cible dans les domaines de 12.5 à 90° , et 14.5 à 168.4° . Le premier, HMS[†], est adapté à la détection de particules de grande impulsion avec une résolution de 10^{-4} . Le second, SOS[†], est de longueur plus faible (7.4 m) et est dédié à la détection de particules de faible durée de vie, comme les pions et les kaons de faible impulsion. Les deux spectromètres sont équipés de chambres à fil pour les mesures de position, de plans de scintillateurs pour des mesures de temps de vol et de détecteurs d'identification de particules.

Le hall C est également le hall utilisé pour l'installation d'appareillages spécifiques, comme ceux des expériences t_{20} et G° .

L'upgrade 12 GeV

Afin d'étendre son domaine de recherche à l'étude des excitations gluoniques pour comprendre le confinement des quarks [Glu], et de pouvoir aller plus loin dans la caractérisation de la structure fondamentale des hadrons, le TJNAF a proposé une amélioration de CEBAF pour atteindre des énergies de faisceau de l'ordre de 12 GeV [Upg]. Le projet, accepté en 2006, comprend l'ajout de cryomodules à la suite de ceux existants, qui fonctionnent déjà 50 % au delà de leurs spécifications originelles en terme de gradient d'accélération. Les arcs de recirculation, qui ont été conçus pour

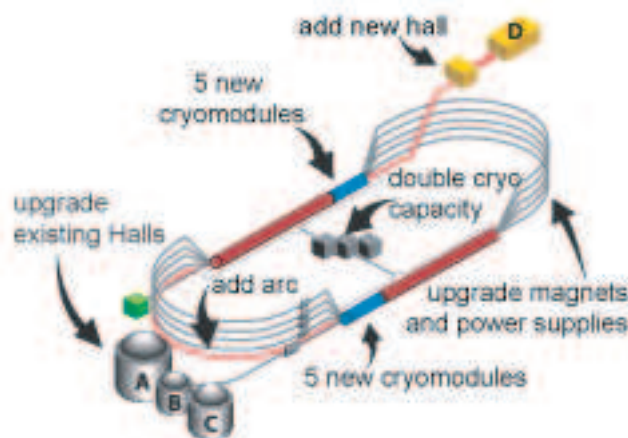


FIG. V.3: Représentation schématique des améliorations nécessaires pour compléter le projet d'upgrade 12 GeV

pouvoir s'adapter à des faisceaux d'énergie pouvant atteindre 24 GeV, permettent de conserver l'agencement actuel de la machine. Cinq nouveaux cryomodules, plus puissants d'un facteur cinq, doivent donc être installés à l'extrémité de chaque LINAC de façon à atteindre une accélération de 2.2 GeV par tour (voir figure V.3).

[†]High Momentum Spectrometer

[†]Small Orbit Spectrometer

Les trois halls expérimentaux A, B et C pourront recevoir des énergies allant jusqu'à 11 GeV. Un nouveau hall expérimental est également prévu, en sortie du LINAC nord qui pourra quant à lui recevoir l'énergie maximale de 12 GeV [hal]. Les trois halls expérimentaux doivent donc également subir plusieurs améliorations de leurs systèmes de détection pour réaliser les expériences avec le faisceau de 11 GeV. Le détecteur CLAS devient CLAS12, avec un nouvel ensemble d'aimants et de détecteurs permettant la détection de particules produites vers l'avant et l'augmentation de la luminosité. Un nouveau spectromètre, SHMS*, est prévu pour le hall C pour permettre la mesure de particules diffusées sur toute la gamme en impulsion. Enfin, le hall D doit être équipé d'un nouveau détecteur de grande acceptance pour des expériences en faisceau de photons, créé par brehmstrahlung en entrée du hall.

V.2 Le faisceau d'électrons

Le faisceau d'électrons est l'élément central de la mesure d'asymétrie de violation de parité. Cette section est consacrée à la description détaillée de la génération et de la manipulation du faisceau d'électrons produit pour G° par l'accélérateur CEBAF, dont le fonctionnement est décrit en section V.1. La source et l'ensemble de dispositifs de contrôle des paramètres du faisceau (polarisation, énergie et courant) font l'objet des deux premiers paragraphes, tandis que les dispositifs de contrôle des asymétries systématiques induites par la machine sont abordés dans un troisième paragraphe. La figure V.4 schématise la disposition de la source, du filtre de Wien et des pola-

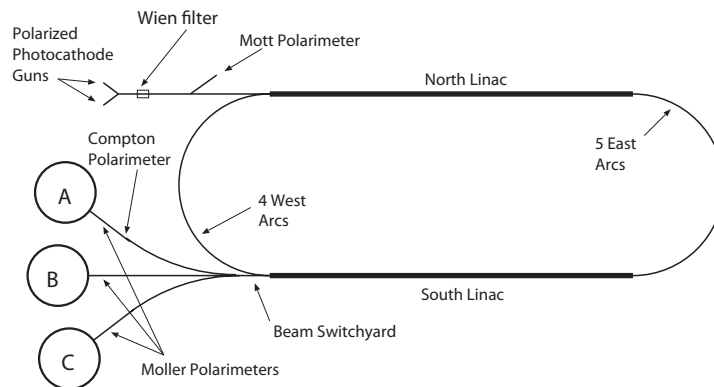


FIG. V.4: Position des polarimètres le long de la ligne de faisceau

rimètres qui vont être présentés le long de la ligne de faisceau. Les dispositifs de contrôle installés dans le hall C où était installée l'expérience G° sont schématisés sur la figure V.13.

V.2.1 Production du faisceau

Le principe d'une source d'électrons polarisés repose sur l'extraction d'électrons par photoémission induite par un faisceau laser. La dégénérescence des énergies accessibles aux électrons

*Super High Momentum Spectrometer

dans un réseau cristallin induit la formation de bandes d'énergies permises et interdites [Kit05]. A température nulle, les bandes permises de valence et de conduction sont séparées par une bande interdite appelée *gap*. La photoémission consiste à exciter les électrons de valence par des photons polarisés d'énergie adéquate pour qu'une fois excités, ils franchissent le gap et passent sur la bande de conduction. Ils migrent ensuite à travers le cristal jusqu'au vide où ils sont accélérés et dirigés vers les linacs. Une source d'électrons se compose donc d'une photocathode et d'un système optique laser complexe.

V.2.1.1 La photocathode

Le taux de polarisation des électrons de valence extraits de la photocathode repose sur la structure électronique de cette dernière. Nous allons décrire ici comment ses propriétés (structure, affinité électronique et efficacité quantique) sont optimisées afin d'offrir une polarisation maximale.

Photoémission :

Depuis que l'émission d'électrons polarisés à partir de l'arséniure de gallium AsGa a été démontrée en 1974 [PFP75], l'utilisation de photocathodes d'AsGa s'est largement répandue. Le cristal d'AsGa présente en effet la particularité d'être un semi-conducteur de type III-V à gap direct[†], et a été choisi non seulement pour CEBAF, mais également pour d'autres accélérateurs linéaires d'électrons (SLAC, MAMI, MIT-Bates ...).

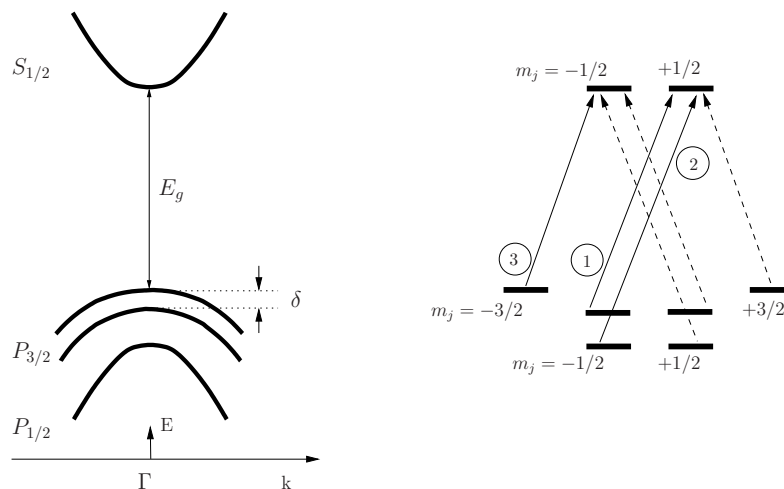


FIG. V.5: Diagramme énergétique de l'arséniure de gallium contraint

Au centre de la zone de Brillouin[‡], l'impulsion des électrons est nulle et le moment angulaire orbital L des électrons vaut 0 dans la bande de conduction, et 1 dans la bande de valence. Il en

[†]Un semi-conducteur est dit à gap direct quand les extrema des bandes de valence et de conduction se situent à la même valeur du vecteur d'onde k sur un diagramme $E(k)$.

[‡]La première zone de Brillouin est un volume au sein du cristal défini par les intersections des plans équidistants d'un atome et de ses plus proches voisins. La description des fonctions d'onde \vec{k} dans cette zone suffit à les caractériser dans tout le cristal.

résulte que seul l'état de moment cinétique total $J=0$, noté $S_{1/2}$, occupe la bande de conduction, tandis les états dégénérés $P_{1/2}$ et $P_{3/2}$ occupent la bande de valence (voir figure V.5). L'interaction spin-orbite lève cette dégénérescence en augmentant l'énergie de l'état $P_{3/2}$ de $\Delta_{SO} = 0.34$ eV par rapport à l'énergie de l'état $P_{1/2}$. L'état $P_{1/2}$ reste toutefois deux fois dégénéré pour $m_j = \pm 1/2$ et l'état $P_{3/2}$ quatre fois, pour $m_j = \pm 1/2, \pm 3/2$.

On montre que l'application d'une contrainte uniaxiale sur le cristal d'AsGa permet de lever cette dernière dégénérescence [Car92] en brisant la symétrie cristalline. On fait donc croître le cristal d'AsGa sur un substrat d'AsGaP où une partie des atomes de gallium sont remplacés par des atomes de phosphore. En conséquence les énergies des états $P_{3/2} |j, m_j\rangle = |3/2, \pm 1/2\rangle$ et $|3/2, \pm 3/2\rangle$ sont séparées de $\delta = 0.065$ eV, comme l'illustre la figure V.5. Les lois de sélection pour ces transitions par photoabsorption de lumière polarisée circulairement sont $\Delta m_j = +1$, resp. $\Delta m_j = -1$, pour une polarisation droite ($J_z^\gamma = +1$), resp. gauche ($J_z^\gamma = -1$). En choisissant une énergie E_γ du laser comprise entre l'énergie de gap E_g et $E_g + \delta$ on sélectionne donc les transitions des seuls états $|3/2, \pm 3/2\rangle$ vers les états $|1/2, \pm 1/2\rangle$. Les amplitudes des probabilités de transition entre ces niveaux sont obtenues par un calcul de Clebsch-Gordan, et les rapports de probabilités sont reportés dans les cercles de la figure V.5b. La polarisation des électrons photoémis est alors théoriquement égale à :

$$P_e = \frac{N_{e^-}^+ - N_{e^-}^-}{N_{e^-}^+ + N_{e^-}^-} = 100 \% \quad (\text{V.1})$$

La polarisation expérimentale n'est cependant jamais strictement égale à 100 %. Une fois dans la bande de conduction, les électrons diffusent en effet vers la surface et se dépolarisent par de nombreux mécanismes, comme l'interaction électron-trou par exemple. Les photocathodes d'arséniure de gallium contraint utilisées à CEBAF permettent d'atteindre des polarisations de l'ordre de 80 %.

Affinité électronique négative

L'affinité électronique est la barrière de potentiel que doivent franchir les électrons pour s'échapper de la bande de conduction d'un cristal dans le vide. Dans le cas de l'AsGa, elle est égale à 4 eV. Pour une énergie des photons comprise entre E_g et $E_g + \delta$, l'énergie cinétique disponible pour les électrons ayant franchi le gap est comprise entre 0 et δ . Il est donc nécessaire de diminuer la barrière de potentiel que constitue l'affinité électronique.

Dans ce but, une monocouche de fluorure de césium est appliquée à la surface du cristal de la photocathode. Le césium étant un métal alcalin, il peut céder ses électrons au cristal d'AsGa, et diminue ainsi l'affinité électronique. L'ajout de fluor la diminue encore jusqu'à ce qu'elle soit négative comme illustré par la figure V.6.

Efficacité quantique

Outre la polarisation des électrons émis, une source d'électrons polarisés est caractérisée par le courant maximal qu'elle peut délivrer. Ce dernier est fonction de l'efficacité quantique QE (en %) de la photocathode, qui représente le nombre d'électrons émis sur le nombre de photons incidents.

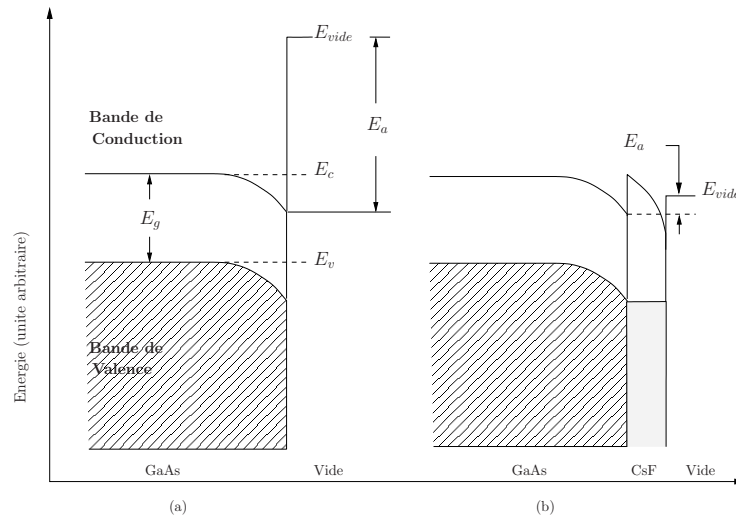


FIG. V.6: Réduction de l'affinité électronique du cristal d'AsGa. (a) $E_a = E_{vide} - E_c = 4 \text{ eV}$. (b) Après ajout d'une couche de Césium (CsF) $E_a < 0$

Il dépend de la puissance de la source de photons et de leur énergie suivant la relation :

$$I_e (\mu A) = QE \frac{P(W)}{h\nu(eV)} \quad (V.2)$$

L'efficacité quantique dépend de l'épaisseur du cristal. Plus celle-ci est grande, plus l'efficacité quantique est élevée. D'un autre côté, plus l'épaisseur est grande, plus les électrons subissent d'interactions lors de leur migration hors du cristal, et donc moins la polarisation est élevée. L'optimisation de l'efficacité quantique n'est toutefois pas critique. En effet, pour une épaisseur de 100 nm par exemple, elle est de l'ordre de 0.1 %, mais il est possible d'ajuster la puissance du laser à $\sim 25 \text{ mW}$ pour obtenir un courant I_e jusqu'à $150 \mu A$, l'énergie $h\nu = 1.59 \text{ eV}$ étant fixée.

L'expérience G° aux angles arrières a bénéficié des photocathodes "AsGa Superlattice" contrainst où l'alternance de quatorze paires AsGa-AsGaP permet d'augmenter l'efficacité quantique jusqu'à 0.5 - 1 %, et d'augmenter P_e jusqu'à plus de 85 % [M⁺04b].

V.2.1.2 Le banc optique

L'extraction et la polarisation des électrons repose sur la parfaite utilisation du faisceau laser. La figure V.7 donne une vue globale de la source d'électrons polarisés de CEBAF [S⁺07]. Trois lasers permettent de délivrer trois faisceaux d'intensité et de polarisation différentes aux trois halls expérimentaux. Deux d'entre eux sont des lasers à diode MOPA, l'un de longueur d'onde $\lambda = 770 \text{ nm}$ délivre un faisceau de courant élevé et de polarisation plus faible, l'autre de longueur d'onde $\lambda = 850 \text{ nm}$ délivre à bas courant un faisceau de polarisation élevée. Chacun de ces lasers fonctionne à fréquence nominale de 499 MHz, en synchronisation avec l'accélérateur. Le troisième est un laser Ti-Sapphire de longueur d'onde $\lambda = 850 \text{ nm}$ spécialement mis en place pour l'expérience G° aux angles avant [HP97]. En effet, le faisceau devait être pulsé au sixième de la fréquence nominale

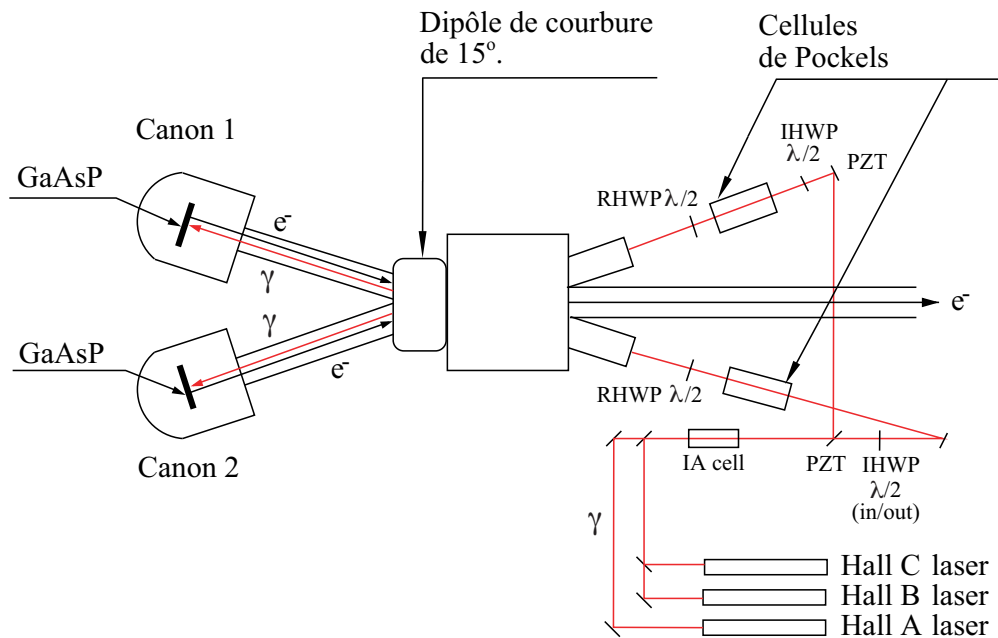


FIG. V.7: Schéma global de la source d'électrons mise en place à CEBAF.
 (IHWP : Insertable half-wave plate; RHWP : rotating half wave plate;
 PZT : piezoelectric mirror)

pour la mesure de temps de vol, et pour conserver une intensité intégrée de $40 \mu\text{A}$, la charge de chaque paquet d'électron devait être multipliée par seize, requérant un laser plus puissant que les lasers monomodes. Deux photocathodes identiques sont enfin installées dans les deux canons à électrons Gun1 et Gun2, ce qui permet de produire du faisceau même pendant les arrêts de maintenance d'un des deux canons.

De nombreux composants optiques interviennent entre le laser et l'entrée des canons à électrons, les principaux sont représentés sur la figure V.7. Nous allons nous concentrer sur le fonctionnement des cellules de Pockels, des lames demi-onde IHWP* et RHWP† qui définissent les propriétés finales du faisceau (polarisation et intensité).

Cellule de Pockels

La cellule de Pockels est utilisée pour passer de la polarisation linéaire issue du laser à la polarisation circulaire qui est nécessaire au niveau de la photocathode (figure V.8). Cette cellule est composée de cristaux biréfringents dont les indices optiques selon deux directions orthogonales dépendent du champ électrique auquel ils sont soumis. La différence d'indice optique selon les deux axes X et Y, appelés axes "lent" et "rapide", introduit un déphasage entre les composantes selon ces deux axes d'une onde électromagnétique traversant la cellule. Le déphasage induit est fonction

*Insertable Half-Wave Plate

†Rotative Half-Wave Plate

de la valeur de la tension appliquée suivant la relation :

$$\phi = \frac{2\pi n_0^3 r_{63}}{\lambda} V \quad (\text{V.3})$$

où n_0 est l'indice de réfraction ordinaire du cristal, r_{63} est un coefficient caractéristique du cristal, et V la tension.

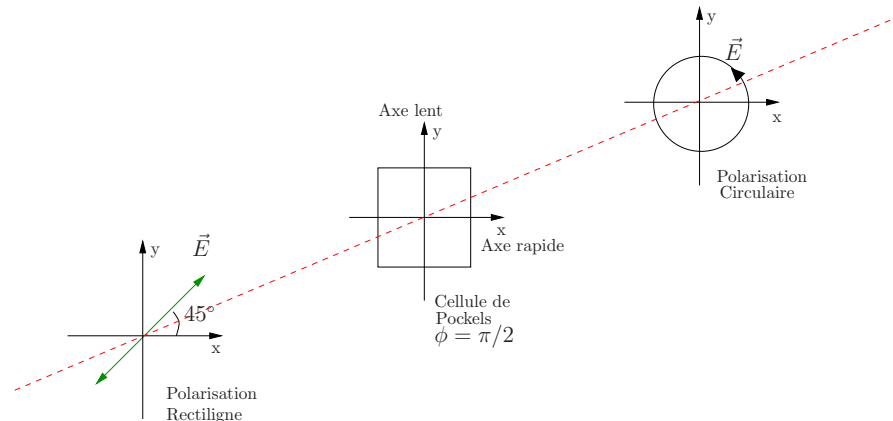


FIG. V.8: Transformation de la polarisation linéaire en polarisation circulaire d'une onde électromagnétique après traversée d'une cellule de Pockels dont la tension est réglée pour fonctionner en lame quart-d'onde

Le cristal utilisé pour CEBAF est le phosphate dideutérium de potassium, KD_2PO_4 , noté KD^*P , pour lequel $n_0 = 1.52$ et $r_{63} = 26.4 \pm 0.710^{-12}$ m/V. On l'oriente de façon à ce que la polarisation linéaire des photons issus du laser soit orientée à 45° des axes de biréfringence de la cellule. On ajuste ensuite la tension de façon à utiliser la cellule de Pockels en lame quart d'onde, et ainsi à déphaser la composante "lente" de l'onde d'exactly $\pm\pi/2$. En pratique, la tension à appliquer pour passer en polarisation circulaire est de ± 2600 V.

Le signe de la tension détermine le sens du retard de phase induit et permet donc de changer l'hélicité des électrons émis par la photocathode. La cellule de Pockels est donc utilisée pour renverser la polarisation du faisceau. Cette méthode présente l'avantage que le changement de signe de la tension à ses bornes peut être effectué à grande fréquence. Le temps de renversement est seulement limité par le temps de basculement de la tension et le temps nécessaire au cristal pour retrouver une situation d'équilibre, de l'ordre de $200 \mu\text{s}$ [Pit01].

Structure temporelle des états d'hélicité

Afin de minimiser toute modification de l'ensemble du dispositif de mesure et de transport du faisceau d'électrons entre deux états d'hélicité, le renversement de la polarisation du faisceau laser à CEBAF est effectuée à une fréquence de 30 Hz. Cette fréquence, qui est un multiple de la fréquence du secteur (60 Hz aux États Unis), permet de moyennner à zéro les asymétries liées à l'électronique.

Un état d'hélicité, qui dure donc 33 ms, est appelé macropulse (MPS). Afin de s'affranchir des possibles dérives des caractéristiques du faisceau, comme l'intensité par exemple, les états d'hélicité sont regroupés en quartets suivant deux combinaisons : $+ - - +$ et $- + + -$. Un algorithme pseudo-aléatoire détermine le premier MPS du quartet. Dans cette configuration, la moyenne au sein du

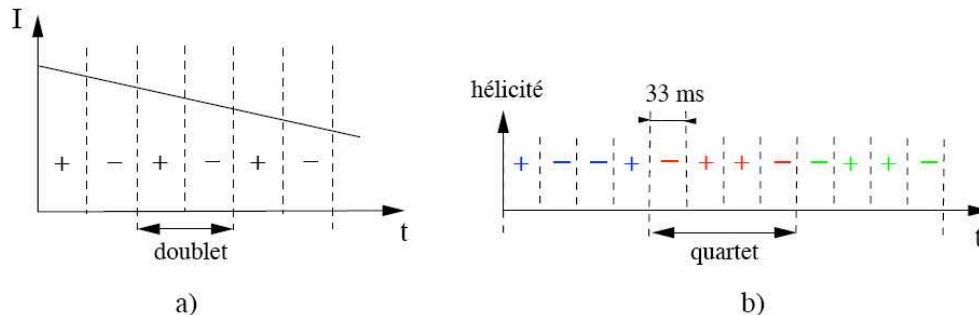


FIG. V.9: Structure en temps des états d'hélicité. (a) Accumulation d'une dérive dans le cas d'une structure en doublets. (b) Élimination de cette dérive avec une succession aléatoire des états d'hélicité regroupés en quartet

quartet d'une dérive linéaire est égale pour les deux états de polarisation (figure V.9), et n'introduit donc pas d'asymétrie. Une dernière précaution importante consiste à décorréler le signal d'hélicité délivré à l'électronique de celui effectivement fourni par la source en introduisant un décalage de huit MPS [A⁺01b]. Au cours de l'analyse, la valeur de l'hélicité est reconstruite à partir du retard et de l'algorithme pseudo-aléatoire. De cette manière, le signal d'hélicité effectivement généré par la cellule de Pockels et celui utilisé dans les données sont totalement décorrélés.

La lame demi-onde IHWP

La plupart des expériences de violation de parité utilisent une lame demi-onde insérable mécaniquement sur le trajet du faisceau laser, juste avant la cellule de Pockels. Elle permet d'inverser la polarisation en sortie de la cellule de Pockels par rapport au signal commandé par l'accélérateur en déphasant de π l'onde laser.

La polarisation peut donc être inversée indépendamment du système défini par la cellule de Pockels, ce qui permet de mieux comprendre l'origine d'erreurs systématiques résiduelles éventuelles. En effet, les asymétries physiques se voient inversées par rapport au signal d'hélicité, tout autre paramètre restant identique par ailleurs. Une asymétrie systématique générée par les composants du système optique apparaît donc par comparaison des asymétries mesurées avec et sans la lame demi-onde. Au cours des prises de données, la lame est ainsi insérée tous les deux à trois jours.

La lame demi-onde RHWP et les miroirs piézoélectriques PZT

Une seconde lame demi-onde d'orientation ajustable est insérée en aval de la cellule de Pockels (cf. figure V.7). Elle induit un déphasage de π , et appliquée à une onde polarisée elliptiquement,

elle permet d'orienter l'ellipse à un angle désiré. Elle est utilisée afin de minimiser l'asymétrie de charge du faisceau d'électrons (cf. section V.2.3.2).

Des miroirs piézoélectriques (PZT) font également partie du système de contrôle des asymétries liées à la source (cf. section V.2.3.2). Situé en amont de la cellule de Pockels, le système PZT est constitué d'un miroir monté sur un support dont l'orientation est modulée à l'aide de cristaux piézoélectriques. Il permet d'ajuster la position du faisceau laser sur la photocathode pour également réduire l'asymétrie de charge.

V.2.1.3 Le filtre de Wien

Les électrons sont émis par la source dans un vide poussé ($\sim 10^{-12}$ torr [S⁺07]) où ils sont soumis à un champ électrique de 100 kV, qui permet de les accélérer et de les diriger vers l'injecteur des Linacs. La géométrie horizontale de la source de CEBAF oblige les deux canons à électron à être montés de part et d'autre de la ligne d'injection, à un angle de 15° , comme l'illustre la figure V.7. Un aimant est donc nécessaire pour courber la trajectoire des électrons vers l'entrée de l'injecteur. De la même façon, au niveau de l'accélérateur, les arcs de recirculation utilisent des dipôles magnétiques de courbure. Or, le rapport gyromagnétique de l'électron n'étant pas strictement égal à 2, une modification de l'orientation de la quantité de mouvement \vec{p} par un champ magnétique vertical induit également une précession du spin. Au premier ordre, la précession du spin $\vec{\sigma}$ par rapport à la quantité de mouvement est égale à [Gra94] :

$$\Delta\theta_{\vec{\sigma}} = \frac{g-2}{2} \gamma \Delta\theta_{\vec{p}} \quad (\text{V.4})$$

où g est le facteur de Landé, et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ le facteur de Lorentz, avec $\vec{\beta} = \vec{v}/c$. Comme mentionné au chapitre précédent, la précision sur l'alignement entre la polarisation et la direction de propagation est de première importance pour éviter les contributions d'asymétries transverses. Il est donc nécessaire de corriger l'effet de précession. L'orientation du spin par rapport à la quantité de mouvement est donc choisie en amont de la machine, à l'aide d'un filtre de Wien, afin de compenser l'angle de précession dû au transport.

Le filtre de Wien est un dispositif électromagnétique qui superpose des champs électrique et magnétique statiques et orthogonaux [SE77]. Le plan formé par \vec{E} et \vec{B} est perpendiculaire à la direction de propagation des électrons, comme illustré par la figure V.10. La polarisation du faisceau passant par le filtre de Wien peut être modifiée sans que le faisceau soit lui-même défléchi. Pour cela, il est nécessaire de choisir la valeur du champ magnétique pour appliquer une rotation fixée. Pour un filtre de Wien parfait de longueur L , l'angle de rotation est donné par [Spa01] :

$$\theta_{wien} = \frac{L}{c\beta} \frac{eB}{mc} \left[\frac{g}{2}(1+\beta^2) - 2 \right] \quad (\text{V.5})$$

Il convient ensuite d'appliquer un champ électrique perpendiculaire tel que la force de Lorentz,

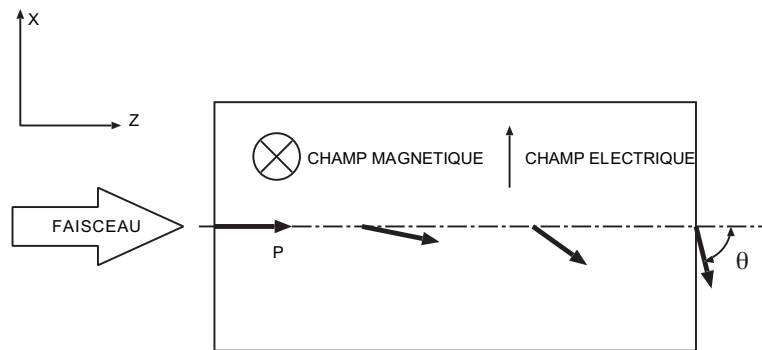


FIG. V.10: Diagramme d'un filtre de Wien montrant la rotation de l'axe de polarisation par rapport à la direction de propagation dans un environnement électromagnétique transverse tel que $\beta = E/B$.

responsable de la courbure de la trajectoire des particules, soit nulle :

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{\beta} \times \vec{B}) = 0 \quad \text{d'où} \quad \beta = E/B \quad (\text{V.6})$$

Le calcul de l'angle de correction est possible soit en exploitant les valeurs bien connues des champs appliqués lors du transport [Gra94], soit en utilisant les mesures de polarisation obtenues par le polarimètre Møller (voir section V.2.2.1).

V.2.2 Mesure des propriétés du faisceau

Les propriétés du faisceau font l'objet d'un contrôle continu lors de l'acquisition des données, grâce aux mesures effectuées par les différents détecteurs que nous allons maintenant présenter.

V.2.2.1 Mesure de la polarisation

A CEBAF, la polarisation du faisceau peut être mesurée soit au niveau de l'injecteur, soit après l'accélération, dans les halls expérimentaux (voir figure V.4). Une telle mesure repose sur l'utilisation de réactions sensibles à la polarisation des électrons incidents : diffusion de Mott et Møller, polarimètre Compton (hall A).

Polarimètre Mott

Le polarimètre Mott de CEBAF se situe dans la région d'injection de la machine, où l'énergie du faisceau est de l'ordre de 5 MeV. Le faisceau doit être dévié de 12.5° pour atteindre sa cible (voir figure V.4) [Gra01].

La polarimétrie Mott repose sur la diffusion d'électrons polarisés sur une cible de noyaux ayant une charge Z élevée. Les noyaux de Z élevé créent en leur voisinage un champ électrique qui peut s'écrire $\vec{E} = (Ze/r^3)\vec{r}$. La vitesse \vec{v} des électrons incidents qui traversent ce champ induit alors un champ magnétique $\vec{B} = -\vec{v} \times \vec{E}/c$. L'interaction du moment magnétique de l'électron avec ce

champ rajoute un terme spin-orbite au potentiel d'interaction, ce qui modifie la section efficace de diffusion. On peut alors écrire celle-ci comme [Mot29] :

$$\sigma(\theta) = I(\theta) \left[1 + S(\theta) \vec{P} \cdot \vec{n} \right] \quad (\text{V.7})$$

où $I(\theta)$ est la section efficace de diffusion pour des électrons non polarisés. Le vecteur \vec{P} désigne le vecteur de polarisation, et \vec{n} le vecteur unitaire perpendiculaire au plan de diffusion. La fonction $S(\theta)$, appelée fonction de Sherman, traduit la dépendance de la section efficace en fonction de la polarisation des électrons. Calculable dans le cas de la diffusion d'électrons sur un seul noyau cible, la présence d'un grand nombre d'atomes dans la cible nécessite l'introduction d'une fonction effective $S_{\text{eff}}(\theta)$, du fait des diffusions multiples. Celle-ci doit être mesurée et dépend de Z ainsi que de l'épaisseur de la cible.

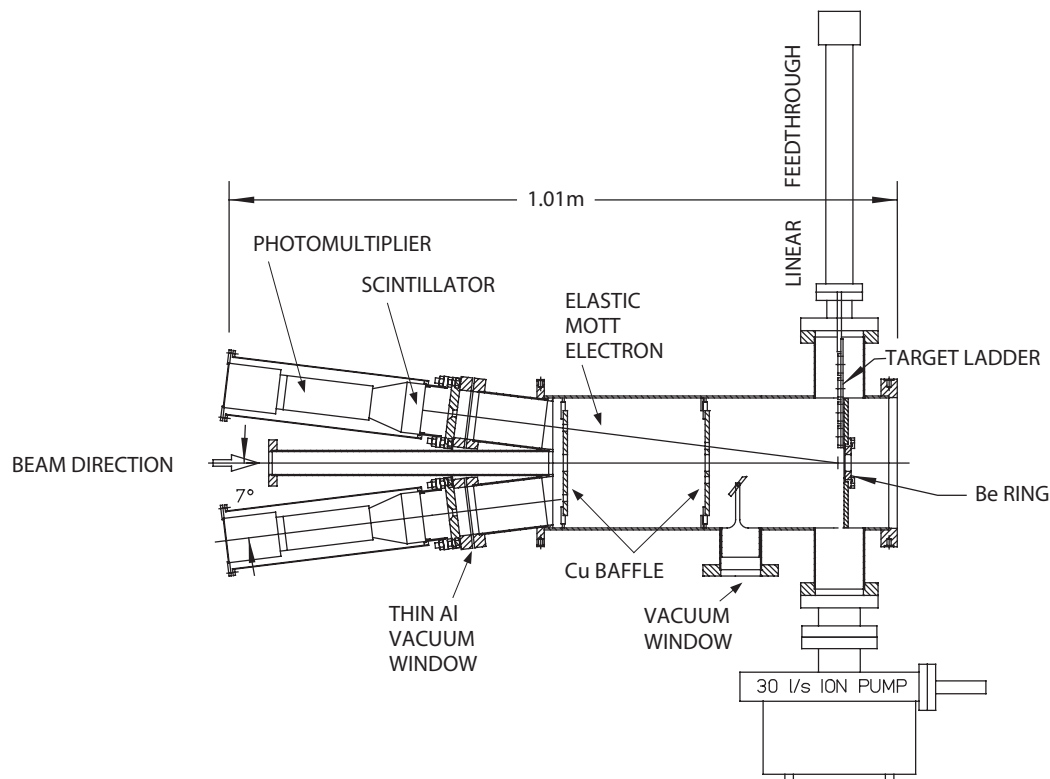


FIG. V.11: Schéma du polarimètre Mott de CEBAF

L'équation V.7 montre que des électrons incidents dans le plan transverse (parallèle ou anti-parallèle à \vec{n}) génèrent une asymétrie gauche-droite des électrons diffusés directement proportionnelle à la polarisation :

$$\mathcal{A} = \frac{N_d - N_g}{N_d + N_g} = P S_{\text{eff}}(\theta_0) \quad (\text{V.8})$$

Des mesures d'asymétrie gauche-droite pour différentes épaisseurs de cible et une polarisation fixée permettent donc de déterminer S_{eff} [Gra94]. Une fois S_{eff} déterminée pour une cible donnée

d'épaisseur connue, la mesure d'asymétrie gauche-droite donne accès à la polarisation des électrons incidents.

En pratique, une feuille de 0.1 μm d'or ($Z=79$) constitue la cible du polarimètre Mott de CEBAF. Quatre disques de 3 cm de scintillateur, chacun couplé à un photomultiplicateur, constituent les détecteurs d'électrons diffusés à 173° (figure VI.24), angle pour lequel la fonction S_{eff} est maximale pour l'énergie incidente de 5 MeV. Pendant une mesure de la polarisation du faisceau à l'aide du polarimètre Mott, aucun faisceau ne peut être délivré dans les halls expérimentaux. En revanche, ces mesures sont rapides : ce dispositif permet d'atteindre une précision statistique de l'ordre de 0.5 % en cinq minutes [Gra94].

Polarimètre Møller

La polarimétrie Møller repose sur la diffusion d'électrons polarisés sur une cible d'électrons polarisés, $\vec{e}\vec{e} \rightarrow ee$. Le processus de diffusion leptonique étant calculable analytiquement dans le cadre de l'électrodynamique quantique (QED), la section efficace de diffusion est donnée par la relation [KR57] :

$$\frac{d\sigma^{M\phi l}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\circ}^{M\phi l}}{d\Omega} \left(1 + \sum_{i,j} P_i^b A_{ij} P_j^t \right) \quad i, j = x, y, z + \text{permutations circulaires} \quad (\text{V.9})$$

où $d\sigma_{\circ}^{M\phi l}/d\Omega$ est la section efficace de diffusion non polarisée ; P_i^b et P_j^t sont les polarisations du faisceau et de la cible ; et les termes A_{ij} sont des paramètres d'asymétries qui ne dépendent que de l'angle de diffusion dans le centre de masse, noté Θ^* . Dans le cadre de l'approximation de Born, et de la limite ultra-relativiste, la section efficace non-polarisée est connue et s'écrit comme :

$$\frac{d\sigma_{\circ}^{M\phi l}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4m^2} \gamma^{-2} \frac{(4 - \sin^2 \Theta^*)^2}{\sin^4 \Theta^*}, \quad (\text{V.10})$$

où α est la constante de structure fine, et m la masse de l'électron. Les termes d'asymétrie A_{ij} sont également connus et maximaux à $\Theta^* = 90^\circ$, ce qui permet finalement d'écrire l'asymétrie de taux de comptage d'électrons diffusés à $\Theta^* = 90^\circ$:

$$\mathcal{A} = \frac{\frac{d\sigma_{\Leftarrow}^{M\phi l}}{d\Omega} - \frac{d\sigma_{\Rightarrow}^{M\phi l}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_{\Leftarrow}^{M\phi l}}{d\Omega} + \frac{d\sigma_{\Rightarrow}^{M\phi l}}{d\Omega}} = |P_z^b| |P_z^t| A_{zz} \quad (\text{V.11})$$

pour une polarisation longitudinale (suivant l'axe z) des électrons incidents. Sachant que $A_{zz} = -7/9$, l'équation V.11 montre donc qu'il est possible d'extraire la polarisation du faisceau d'une mesure de l'asymétrie \mathcal{A} , si la polarisation de la cible est connue.

Toutefois, même à 90° dans le centre de masse où le pouvoir d'analyse A_{zz} est maximal, exploiter la diffusion Møller polarisée pour une mesure précise se heurte à des difficultés pratiques, comme

la détection des électrons diffusés ou la polarisation de la cible par exemple. Le polarimètre Møller installé dans le hall C du Jefferson Lab., dont une représentation schématique est donnée sur la figure V.12, a été spécialement conçu pour les surmonter [H⁺01]. Le polarimètre comprend deux

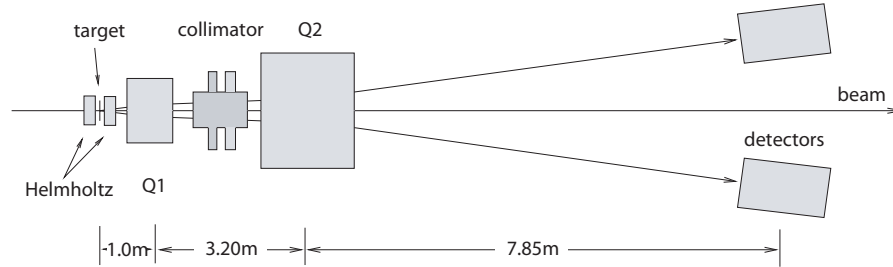


FIG. V.12: Schéma du polarimètre Møller du hall C

dipôles Q1 et Q2 pour la séparation des électrons diffusés. En effet, la diffusion à 90° dans le centre de masse correspond à une diffusion vers l'avant dans le référentiel du laboratoire et les deux électrons d'énergie moitié de l'énergie incidente sont diffusés à petits angles égaux et opposés par rapport à la direction du faisceau. Les dipôles Q1 et Q2 permettent donc une meilleure séparation des deux particules. Par ailleurs, le bruit de fond, essentiellement constitué d'électrons issus de la diffusion Mott sur les atomes de la cible, est minimisé par une détection en coïncidence des deux électrons diffusés. De plus, l'utilisation de cibles ferromagnétiques ne permettant d'atteindre que quelques 8 % de polarisation, le polarimètre du hall C est doté d'une cible de fer pur, magnétisée à saturation à l'aide d'un aimant supraconducteur. La polarisation des spins du fer saturé est dans ce cas maximale et bien connue [RF69], et toute dépolarisation est mesurée par effet magnéto-optique Kerr [dBJL⁺97]. Enfin, deux ouvertures devant chaque détecteur permettent de fixer l'acceptance angulaire du détecteur afin de minimiser l'effet Levchuk [Lev94]. Cet effet est lié aux électrons non polarisés des couches internes des atomes de la cible. Ayant une grande quantité de mouvement, ils induisent un élargissement de la distribution angulaire des électrons diffusés. On doit alors corriger l'angle de diffusion mesuré Θ_0 pour obtenir l'angle Θ :

$$\Theta = \Theta_0 \sqrt{1 - \frac{P_F \cos \theta}{m_e}} \quad (\text{V.12})$$

où $P_F \cos \theta$ est la projection de la quantité de mouvement de Fermi de l'électron non polarisé sur la direction de propagation de l'électron incident. Cette correction doit être corrélée à une acceptation du détecteur suffisamment grande de façon à éviter d'augmenter artificiellement le pouvoir d'analyse A_{zz} par une mauvaise mesure de Θ_0 . Le polarimètre Møller du hall C s'assure ainsi de ne pas surestimer la polarisation déduite de la mesure.

Au final, pour l'expérience G° aux angles arrières, les mesures combinées des polarimètres Mott et Møller ont été utilisées à 687 MeV, de façon à vérifier les systématiques des deux méthodes. En revanche, pour la mesure à basse énergie (362 MeV), le champ magnétique des dipôles du Møller

ne permettait pas une stabilisation suffisante du faisceau pour effectuer une mesure satisfaisante. La valeur de la polarisation pour cette énergie est donc donnée exclusivement par le polarimètre Mott. En moyenne, la valeur de la polarisation a été de 86 % (voir section VI.8). Notons que les mesures de polarisation à l'aide du polarimètre Møller sont destructives, et ne permettent donc pas l'acquisition de données pour la mesure d'asymétrie de violation de parité en parallèle. Elles requièrent également une intensité de faisceau de l'ordre de quelques μA , et doivent donc être extrapolées aux valeurs de courant utilisées pour la mesure d'asymétrie. L'accumulation d'une statistique suffisante pour assurer une incertitude de quelques pourcents sur l'asymétrie Møller ne nécessite néanmoins qu'une dizaine de minutes d'acquisition, et des mesures de polarisation à l'aide du polarimètre Møller ont donc été effectuées régulièrement en cours de prise de données.

V.2.2.2 Mesure de l'énergie

L'énergie du faisceau est déduite d'une mesure de sa quantité de mouvement d'après la relation :

$$E^2 = (pc)^2 + (m_e c^2)^2 \quad (\text{V.13})$$

Notons que si $\frac{m_e}{p} \ll 1$, elle peut simplement s'écrire : $E \simeq pc$. La mesure de la quantité de mouvement p est effectuée au niveau de l'arc de transport BSY[†], dans la zone C12 de déflexion maximale du faisceau (voir la figure V.13) [Gas]. Les électrons y sont soumis à un champ magnétique \vec{B} perpendiculaire à leur plan de mouvement, de façon à courber leur trajectoire et les diriger vers les halls expérimentaux. La quantité de mouvement s'écrit :

$$p = \frac{e}{\Theta} \int B dl \quad (\text{V.14})$$

où $\int B dl$ est l'intégrale du champ magnétique sur le chemin parcouru, et Θ est l'angle de déviation auquel sont soumis les électrons. Pour la mesure, le faisceau est en mode dispersif, et le courant d'alimentation des aimants est ajusté de façon à centrer le faisceau en sortie de l'arc. Une table permet ensuite d'obtenir l'intégrale du champ magnétique à partir la valeur du courant. La précision relative s'exprime alors comme :

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \int B dl}{\int B dl}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \Theta}{\Theta}\right)^2}$$

Notons qu'il est possible de tenir compte de l'angle d'incidence du faisceau en effectuant deux mesures en position, l'une en entrée (*superharp* C07), l'autre en sortie de l'arc BSY (*superharp* C17 sur la figure V.13). Les *superharps* sont des détecteurs constitués de trois fils de tungstène de $22 \mu\text{m}$ tendus dans un cadre piloté par un moteur. Lorsqu'ils balayent la région où se trouve le faisceau, les électrons secondaires émis par les fils de tungstène créent un courant enregistré en

[†]Beam Switch Yard

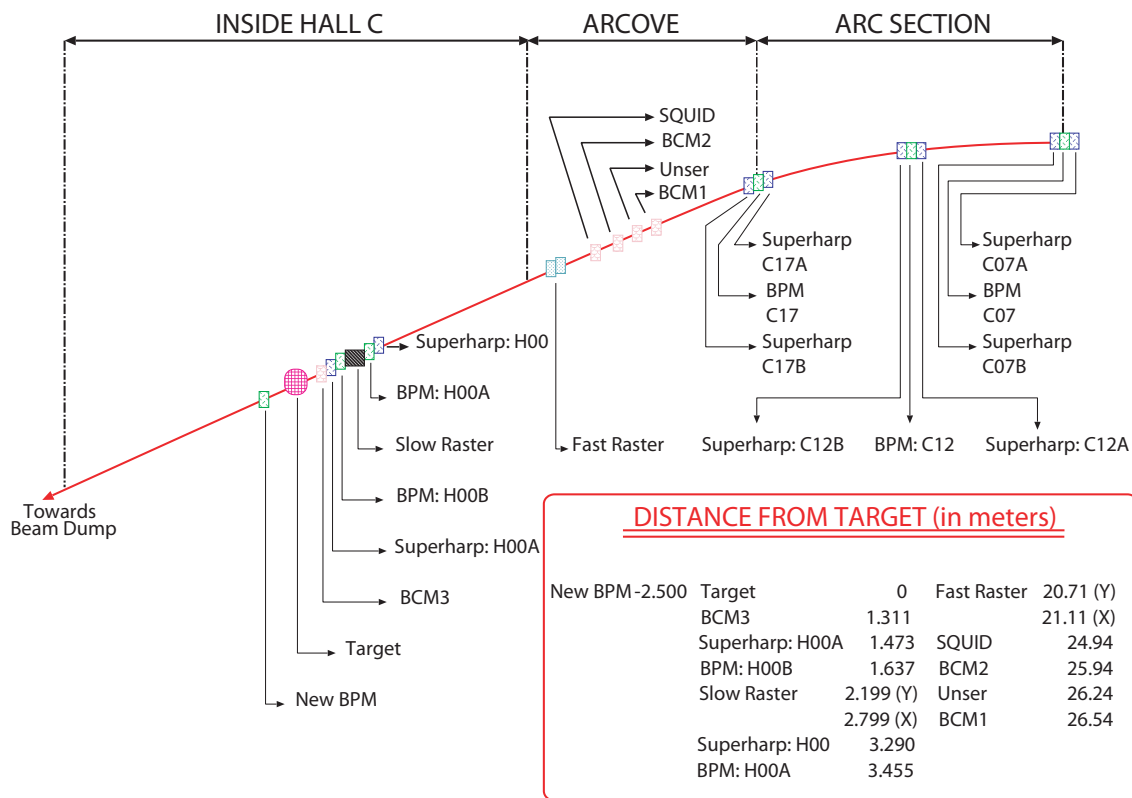


FIG. V.13: Ligne faisceau depuis la sortie du linac jusqu'à la cible dans le hall C

fonction de la position du détecteur. Une précision de l'ordre de $10 \mu\text{m}$ sur la position du faisceau peut ainsi être atteinte. Notons également que cette méthode de mesure est destructive, elle ne permet pas l'acquisition de données pour la physique en parallèle, et fait donc l'objet de périodes de mesures dédiées. En cours de prise de données, une mesure relative et moins précise de l'énergie est donc utilisée. Cette dernière est basée sur les moniteurs de positions BPMs[‡] (cf. V.2.2.4) qui permettent d'obtenir une précision de l'ordre de 5 eV sur la différence d'énergie entre deux états d'hélicité.

Pour les mesures d'énergie effectuées pour l'expérience G^o à 687 MeV, la précision sur p a été de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{-3}$ [Jon]. La mesure à 362 MeV n'a en revanche pu être obtenue par cette méthode, du fait de l'impossibilité de vérifier la validité de cette dernière à des énergies si faibles. Une mesure effectuée à l'aide du spectromètre du hall A, en diffusion élastique du faisceau sur une cible lourde a donc été utilisée, afin déterminer la quantité de mouvement des électrons diffusés et d'ainsi en déduire la quantité de mouvement incidente.

[‡]Beam Position Monitor

V.2.2.3 Mesure du courant

Deux types de détecteurs permettent de mesurer le courant du faisceau d'électrons. Le premier, le moniteur Unser, est basé sur le principe de transformation de courant [Uns89]. Il permet d'effectuer des mesures non destructives et donne une valeur absolue du courant. Toutefois, le dispositif est extrêmement sensible aux variations de température et au champ magnétique environnant. Bien que protégé par un blindage de μ -métal approprié, il présente un bruit de fond élevé auquel s'ajoute une dérive du zéro sur quelques minutes seulement. Il ne peut donc être utilisé en tant que moniteur continu du courant.

Deux cavités résonantes plus stables sont utilisées à cet effet. Calibrées à l'aide du moniteur Unser, elles mesurent ensuite le courant du faisceau ainsi que sa charge en parallèle de l'acquisition de données. Constituées d'un cylindre de 15.5 cm de diamètre, et de 15.2 cm de longueur, elles forment des guides d'onde étudiés pour être sensibles aux fréquences correspondant à la fréquence de l'accélérateur (1497 MHz) et au mode transverse TM_{010} . Le faisceau traversant la cavité excite ce mode et produit un champ magnétique. Le courant induit, proportionnel au courant du faisceau, est ensuite mesuré par des antennes [Urs89]. Les BCM* sont peu bruités et couvrent une gamme en courant allant de 0.5 à 200 μA .

V.2.2.4 Mesure de la position

La position du faisceau sur la cible est mesurée en continu par deux cavités résonantes, dont la combinaison permet également d'avoir accès à l'angle d'incidence des électrons sur la cible. Situés sur la ligne faisceau dans le hall C, au plus près de la cible, les BPMs sont des guides d'onde à l'intérieur desquels quatre antennes parallèles et disposées à 45° des axes verticaux et horizontaux enregistrent un signal dont l'intensité est proportionnelle à la distance au faisceau. Les signaux sont enregistrés à l'aide d'ADC[‡] à une fréquence de 30 Hz et la position exacte du faisceau dans le plan transverse à sa direction de propagation est donnée par le rapport de la différence sur la somme des signaux des couples d'antennes en opposition par rapport au faisceau, à un facteur de normalisation près. La figure V.14 illustre la géométrie du détecteur ainsi que l'expression des positions en X et Y du faisceau. Comme la position est déterminée par un rapport d'amplitude des signaux, sa mesure est indépendante de la valeur du courant du faisceau. Les BPMs permettent ainsi d'atteindre des précisions de l'ordre de quelques centaines de μm sur la mesure [Gue].

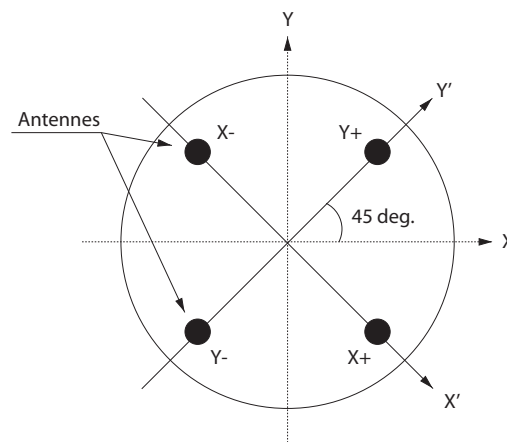


FIG. V.14: Moniteurs de position

*Beam Current Monitor

‡Analog to Digital Converter

V.2.3 Contrôle des asymétries systématiques

V.2.3.1 Asymétries liées au faisceau

La plupart des erreurs systématiques associées à la mesure d'asymétrie de violation de parité sont liées aux changements des propriétés du faisceau lors du changement d'hélicité. C'est plus particulièrement le cas pour les asymétries en charge et en position du faisceau sur la cible. L'asymétrie en charge correspond à une différence du nombre d'électrons incidents et engendre donc une différence du nombre de particules détectées. L'asymétrie en position a pour effet de modifier l'angle de diffusion des particules diffusées par la cible. Cette variation de l'angle apparaît au niveau du détecteur comme une modification du quadri-moment transféré Q^2 ce qui modifie les sections efficaces associées. Ces deux asymétries du faisceau ont pour origine le principe de fonctionnement de la source, et plus particulièrement le transport du faisceau laser vers la photocathode.

Asymétrie en charge

L'asymétrie en charge du faisceau d'électrons est due à la combinaison de deux effets au niveau du système optique qui transporte le faisceau laser [Tie02]. D'une part, la polarisation n'est pas parfaitement circulaire à la sortie des cellules de Pockels. Le déphasage selon l'axe lent, qui n'est pas strictement égal à $\pi/2$, peut s'écrire :

$$\begin{cases} \phi_D = +(\pi/2 + \alpha) - \Delta \\ \phi_G = -(\pi/2 + \alpha) - \Delta \end{cases} \quad (\text{V.15})$$

pour les polarisations droite et gauche. L'écart α par rapport à $\pi/2$ induit une polarisation légèrement elliptique. La correction antisymétrique Δ reflète la biréfringence résiduelle de la cellule. Elle a pour effet de changer l'orientation de l'ellipse quand la tension aux bornes de la cellule est inversée (*i.e* que la polarisation change) comme illustré sur la figure V.15. D'autre part, le système

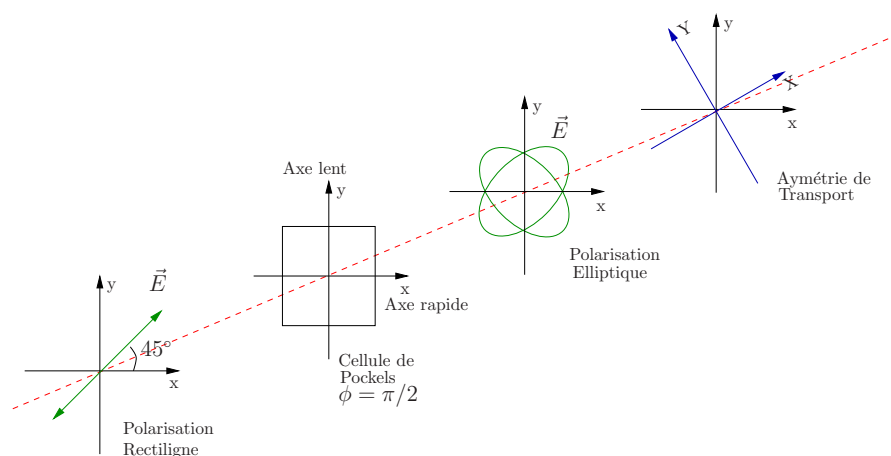


FIG. V.15: Effet PITA : polarisation elliptique et asymétrie de transport

optique présente une asymétrie de transport, ou effet PITA*. Cet effet apparaît lorsque le système présente des axes de transport privilégiés. Deux efficacités différentes de transmission de la lumière, $T_{X'}$ et $T_{Y'}$, caractérisent deux axes orthogonaux X' et Y' faisant un angle θ avec les axes optiques de la cellule de Pockels. On définit la transmission moyenne $T = 1/2(T_{X'} + T_{Y'})$ et la différence de transmission $\epsilon = (T_{X'} - T_{Y'})$. On peut alors montrer que l'asymétrie du faisceau laser entre les deux états de polarisation s'écrit comme [Tie02] :

$$\mathcal{A} = \Delta \frac{\epsilon}{T} \sin 2\theta \quad (\text{V.16})$$

On note qu'une telle asymétrie est le résultat à la fois d'une asymétrie Δ de la cellule de Pockels pour les deux tensions V_{\pm} , et d'un pouvoir d'analyse ϵ/T non nul.

La photocathode de CEBAF présente un grand pouvoir d'analyse ϵ/T dû aux atomes de phosphore introduits dans le cristal d'AsGa contraint (cf. section V.2.1.1) et qui brisent la symétrie du cristal. Ce dernier transporte donc l'onde polarisée linéairement avec une efficacité qui est fonction de l'orientation relative des axes du cristal vis à vis des axes de la polarisation linéaire. Comme le nombre d'électrons extraits de la photocathode est directement proportionnel au nombre de photons incidents (équation V.2), l'asymétrie en intensité lumineuse analysée par le cristal (équation V.16) se traduit directement par une asymétrie de charge du faisceau d'électrons.

Asymétrie en position du laser

L'origine des asymétries en position du laser est plus difficile à modéliser. Toutefois, un mécanisme clairement identifié concerne à nouveau la cellule de Pockels. En effet, étant elle-même un système piézo-électrique, l'alternance de signe du champ électrique auquel elle est soumise altère sa forme. En conséquence, selon l'hélicité, la cellule de Pockels se déforme dans les sens concave et convexe, agissant alors sur le faisceau comme une lentille. Si le faisceau laser ne traverse pas la cellule en son centre, il n'atteint pas la photocathode au même point entre deux états d'hélicité ce qui conduit à des trajectoires différentes pour les électrons produits dans l'accélérateur. Notons également que cet effet, corrélé à l'anisotropie de l'efficacité quantique de la photocathode, entraîne également une asymétrie de charge.

Nous allons maintenant voir comment il est possible de minimiser ces asymétries par la combinaison de corrections "statiques", et d'un système de rétroaction, dit système "actif".

V.2.3.2 Corrections et Rétroactions

Deux systèmes permettent de contrôler et de minimiser les asymétries liées au faisceau. Le premier, dit "statique", est basé sur un ensemble d'ajustements effectués ponctuellement et dont le réglage est vérifié régulièrement. Le second, dit "actif", est basé sur un système de rétroactions utilisant les mesures d'énergie, d'intensité et de position obtenues comme décrit précédemment (voir les sections V.2.2.2, V.2.2.3 et V.2.2.4) pour appliquer une correction en temps réel sur l'intensité

*Polarized Induced Transport Asymmetry

et la position du faisceau laser. La figure V.16 illustre le système passif composé des deux lames demi-onde qui encadrent la cellule de Pockels, ainsi que le système actif, ou système IA*, disposé directement en sortie du laser.

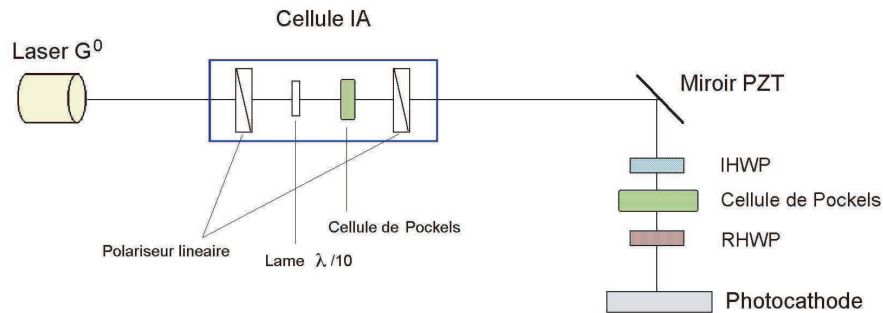


FIG. V.16: Illustration des systèmes utilisés pour la minimisation des effets systématiques sur la position et l'intensité du faisceau dépendant de l'hélicité

V.2.3.3 Corrections statiques

Comme expliqué précédemment, la polarisation légèrement elliptique du faisceau laser en sortie de la cellule de Pockels (figure V.15), combinée au pouvoir d'analyse non nul du système optique, est à l'origine d'une asymétrie d'intensité du faisceau laser entre les deux états d'hélicité dont on rappelle l'expression (cf. équation V.16) :

$$\mathcal{A} = \Delta \frac{\epsilon}{T} \sin 2\theta$$

Cette asymétrie est directement proportionnelle à l'asymétrie Δ du déphasage induit par la cellule de Pockels. Or, l'équation V.3 montre que le déphasage induit par la cellule de Pockels est directement proportionnel à la tension qui lui est appliquée. Comme le signe de la tension appliquée détermine l'hélicité du faisceau, il est possible d'agir sur Δ en appliquant des tensions V_+ et V_- asymétriques. Ainsi, ces dernières sont données par $V_{\pm} = V_{1/4} \pm \delta V$, où $V_{1/4}$ est la tension à appliquer pour obtenir une lame quart d'onde, et δV est la modulation permettant de réduire Δ .

L'asymétrie d'intensité du faisceau laser est également fonction de l'angle θ entre les axes optiques de la cellule de Pockels et les axes privilégiés d'analyse de la lumière. À CEBAF, les axes de la cellule de Pockels sont orientés à 45° de l'axe de polarisation linéaire du laser, comme illustré sur la figure V.15. Toujours comme sur la figure V.15, la composante linéaire résiduelle en sortie de la cellule de Pockels est relativement alignée aux axes privilégiés de transport. L'angle θ est donc proche de zéro et l'asymétrie est maximale. L'insertion en aval de la cellule de Pockels de la lame demi-onde RHWP, dont l'orientation est ajustable (voir section V.2.1.2), permet alors de modifier l'angle θ afin d'obtenir la valeur optimale de $\pm 45^\circ$. La figure V.17 illustre l'effet sur l'asymétrie

*Intensity Attenuator

de charge du faisceau d'électron de l'ajustement de l'orientation de la lame RHWP. Une rotation de $\pi/2$ de la RHWP induisant une rotation de π des ellipses, la dépendance sinusoidale en 4θ de l'asymétrie est bien vérifiée. On note également une composante de périodicité 2θ qui est due à

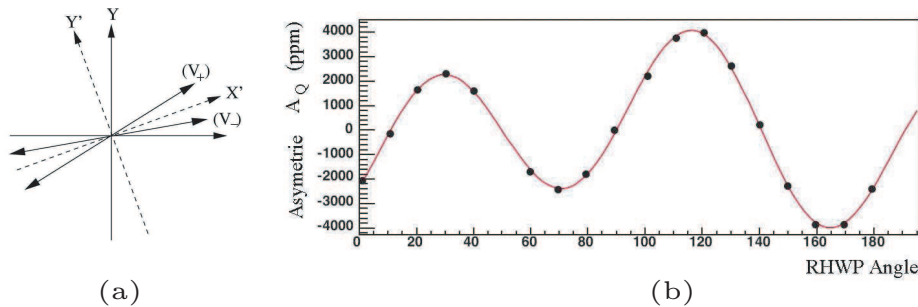


FIG. V.17: Symétrisation de la polarisation elliptique du faisceau laser par rapport aux axes privilégiés de transport et annulation de l'asymétrie de charge induite par l'effet PITA.

l'imperfection de la lame demi-onde RHWP, induisant un déphasage légèrement différent de π . Le contrôle de la RHWP permet cependant bien d'annuler l'asymétrie de charge, et un ajustement est effectué tous les trois jours environ, à chaque inversion de l'IHWP (cf. V.2.1.2).

V.2.3.4 Correction dynamique : système d'asservissement

Pour atteindre des asymétries en charge et en position suffisamment faibles (10^{-7}), il est nécessaire d'agir en continu sur les paramètres du faisceau, tels que l'intensité et la position, et de tenir compte de leurs corrélations [Nak00]. Les réglages ponctuels de la haute tension et de l'angle θ à l'aide de la RHWP décrits jusqu'alors ne permettent pas de corriger ces dernières, un système de rétroaction a donc été mis en place. Il comprend une cellule d'atténuation d'intensité, appelée IA [‡] et un miroir piézoélectrique, ou miroir PZT [§]. Placée directement en sortie du laser, la cellule IA permet de moduler l'intensité du faisceau laser, le miroir PZT permettant, lui, d'en contrôler et corriger la position. Tous deux sont contrôlés par un système de rétroaction basé sur la résolution de la matrice 3x3 des corrélations entre l'asymétrie de charge, la différence en x et en y. Notons que ce dispositif compense les fausses asymétries mesurées au niveau du hall expérimental, mais n'en corrige pas les sources.

La cellule IA

Il s'agit d'un système de rétroaction basé sur la mesure de l'intensité du faisceau d'électron qui consiste à appliquer un filtre à la lumière laser pour en diminuer la quantité transmise sans en altérer la qualité.

La cellule IA est composée d'un polariseur linéaire, suivi d'une lame $\lambda/10$, d'une cellule de Pockels et enfin d'un second polariseur linéaire. La lumière en sortie du laser est polarisée linéairement,

[‡]Intensity Attenuator

[§]Piezo-Electric Transductor

la lame $\lambda/10$ introduit un déphasage de $\pi/5$ rendant la polarisation légèrement elliptique. La cellule de Pockels ajuste ensuite la composante de lumière parallèle à l'axe de transmission du second polariseur linéaire. L'ajout de la lame $\lambda/10$ permet de pouvoir utiliser la cellule de Pockels à des tensions assez basses (typiquement entre 0 et 10 Volts) pour qu'elle n'introduise pas de différence de position. Finalement, la lumière en sortie de la cellule IA est polarisée linéairement du fait du second polariseur linéaire, et son intensité dépend de la tension appliquée à la cellule de Pockels. Cette tension est ajustée selon l'état d'hélicité.

Le miroir PZT

La tension appliquée aux cristaux, comprise entre 0 et 9 Volts, dépend de l'état d'hélicité du faisceau et permet de contrôler la position du faisceau laser sur la photocathode, et donc du faisceau d'électrons produit par la cathode lorsqu'il atteint la cible.

Le système d'asservissement

Le réglage des tensions appliquées à la cellule de Pockels de la cellule IA et aux cristaux du système PZT est basé sur l'inversion d'un système linéaire (3x3) reliant l'asymétrie de charge \mathcal{A}_Q , la différence de position en x, δ_x , et la différence de position en y, δ_y , aux voltages V_{IA} , V_{PZT_x} et V_{PZT_y} :

$$\begin{pmatrix} \mathcal{A}_Q \\ \delta_x \\ \delta_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathcal{A}_Q}{\partial V_{IA}} & \frac{\partial \mathcal{A}_Q}{\partial V_{PZT_x}} & \frac{\partial \mathcal{A}_Q}{\partial V_{PZT_y}} \\ \frac{\partial \delta_x}{\partial V_{IA}} & \frac{\partial \delta_x}{\partial V_{PZT_x}} & \frac{\partial \delta_x}{\partial V_{PZT_y}} \\ \frac{\partial \delta_y}{\partial V_{IA}} & \frac{\partial \delta_y}{\partial V_{PZT_x}} & \frac{\partial \delta_y}{\partial V_{PZT_y}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V_{IA} \\ V_{PZT_x} \\ V_{PZT_y} \end{pmatrix} \quad (\text{V.17})$$

Les coefficients de la matrice sont déterminés lors de prises de données dédiées, appelées IA scan et PZT scan, au cours desquelles la dépendance linéaire entre les tensions et les différences en position et l'asymétrie en charge sont mesurées. Ces mesures sont effectuées régulièrement, typiquement à chaque changement significatif au niveau de l'injecteur, car une dérive de ces pentes au cours du temps (quelques jours) a été observée [Nak00]. En revanche, lors des prises de données physiques, l'asymétrie \mathcal{A}_Q et les asymétries en position δ_x et δ_y sont mesurées quartet par quartet dans le hall expérimental à l'aide des BCM et BPM. Intégrées toutes les cinq minutes, ces mesures permettent de déterminer les corrections à appliquer au niveau de la source à V_{IA} , V_{PZT_x} et V_{PZT_y} suivant l'équation V.17. Notons qu'aucun asservissement n'est effectué sur les angles d'incidence ni sur l'énergie du faisceau.

Le système d'asservissement a permis d'obtenir la convergence des paramètres en zéro après quelques heures de prise de données seulement. Notons que dans le cas d'une asymétrie intrinsèque nulle, cette convergence est naturelle suivant une loi en $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre d'évènements mesurés. L'asservissement permet en fait d'obtenir une convergence en $1/N$ parfaitement visible sur les données [Nak00]. Les résultats, en termes d'asymétries résiduelles des paramètres du faisceau, seront présentés en section VI.5, dans le cadre de la présentation de l'analyse des données.

V.3 La cible

La cible de l'expérience G° a été spécialement conçue et construite afin de satisfaire aux contraintes expérimentales. En particulier, devant être située au centre du spectromètre (décrit en section V.4.1), elle devait entrer dans un volume de 60.9 cm de diamètre, et être capable de fonctionner en parfaite autonomie pendant plusieurs mois de prise de donnée continue [C⁺05]. De plus, sa taille et sa densité devaient être optimisées afin de minimiser le temps d'acquisition.

Constituée de deux cylindres imbriqués (voir figure V.18), l'un d'une longueur de 23 cm, l'autre de 16 cm contenant de l'hélium gazeux, la cible est longue de 20 cm (distance entre les fenêtres de sortie des deux cellules) et contient de l'hydrogène, ou du deutérium selon la période de prise de données, sous forme liquide. L'ajout d'une cellule d'hélium gazeux permet de stabiliser le nombre de réactions élastiques par rapport à un déplacement transverse du faisceau. En effet, la fenêtre

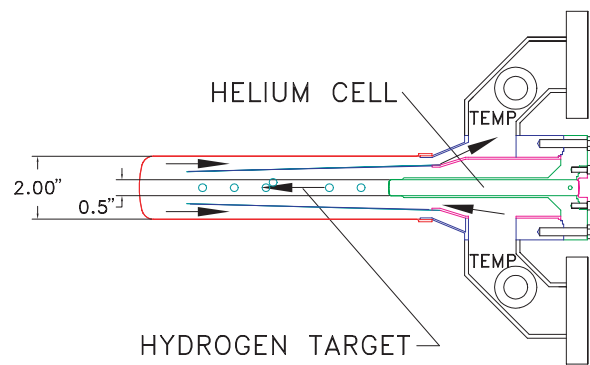


FIG. V.18: Schéma des cellules d'hydrogène et d'hélium de la cible de G°

de sortie de la cellule d'hélium a la même courbure que le centre de la fenêtre de sortie de la cellule d'hydrogène (resp. deutérium). Ainsi, la longueur d'hydrogène (resp. deutérium) traversée par les électrons incidents ne varie pas lorsque la position transverse du faisceau fluctue. Les pertes dues aux interactions entre les électrons incidents et l'hélium sont minimales du fait de la densité beaucoup plus faible de l'hélium gazeux. De plus, la cellule d'hélium ne se trouve pas dans l'acceptance du détecteur. Dans les conditions nominales d'acquisition de données, la cible est donc définie par un cylindre de 20 cm d'hydrogène liquide maintenu à 19 K (trois degrés en dessous de sa température d'ébullition), ou de deutérium liquide à 22 K, ce qui correspond à une épaisseur de cible de 1.44 g/cm² et à une luminosité de plus de $2 \cdot 10^{38}$ cm⁻²s⁻¹ dans le cas des prises de données en hydrogène [C⁺05].

La température de l'hydrogène (resp. deutérium) dans la cible est maintenue constante grâce à une boucle de refroidissement cryogénique dans laquelle la cible est immergée. Celle-ci comprend une pompe cryogénique couplée à un ensemble de résistances chauffantes ainsi qu'un échangeur de chaleur également immergés dans le liquide de refroidissement (hélium liquide à 15 K et sous une pression de 12 atm). La pompe cryogénique (partie supérieure de la boucle sur la figure V.19) assure une circulation continue du liquide de refroidissement, afin de lui faire traverser l'échangeur de chaleur et les résistances chauffantes. Sa vitesse de rotation est fixée à 31 Hz, légèrement différente

de la fréquence de changement d'hélicité du faisceau, de 30 Hz, afin d'éviter tout effet systématique dû à la rotation. L'échangeur de chaleur (partie inférieure de la boucle sur la figure V.19) utilise un

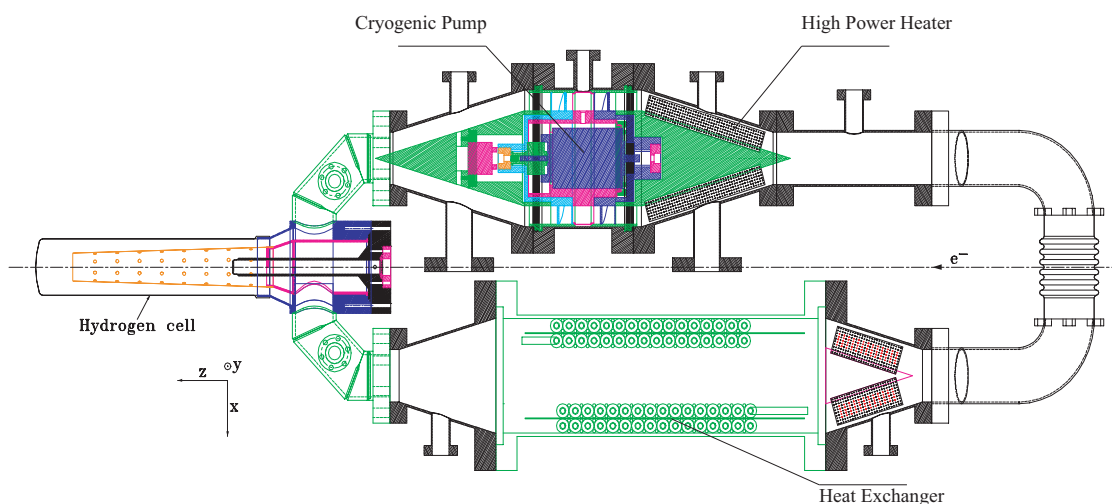


FIG. V.19: Schéma complet de la boucle cryogénique pour la cible de G° .
Le faisceau est dirigé selon l'axe z .

second circuit de refroidissement (hélium à 2 K) pour absorber le surcroît de chaleur du liquide de refroidissement par contact thermique et maintenir la température de ce dernier à 15 K. L'échange de chaleur est en moyenne de 50 W pour une circulation de fluide de 1 g/s [C+05]. La quantité de chaleur ainsi extraite est constante, égale à 450 W.

Le faisceau peut être sujet à de brèves coupures, appelées "beam trips", qui ont pour conséquence la brusque suppression de la chaleur déposée dans la cible. Le système peut alors très rapidement subir de sérieux dommages entraînés par la solidification brutale de l'hydrogène (ou deutérium). Afin de prévenir ce type d'accident, un système de rétroaction couplé à l'ensemble de résistances chauffantes, le HPH*, permet de garder constante la chaleur déposée. À tout moment, la chaleur déposée est égale à la somme de la chaleur déposée par le faisceau et par les résistances. En cas de coupure du faisceau, le HPH, d'une capacité de 1000 W, compense et conserve la somme de chaleur déposée égale à 450 W. Cette méthode optimise la réactivité du système par rapport aux changements soudains et imprévus au niveau du faisceau, et est également plus stable qu'une modulation du refroidissement.

Enfin, le faisceau incident est focalisé tant en x qu'en y sur quelques $200 \mu\text{m}$. Pour une intensité nominale de $40 \mu\text{A}$, il dépose dans la cible quelques kW/mm^2 . Ces dépôts peuvent induire des ébullitions locales et donc de rapides changements de densité de la cible. Afin de minimiser l'impact de fluctuations de densité sur les asymétries mesurées, les fluctuations de température de l'hydrogène, (resp. deutérium), sont minimisées par l'action d'un "fast raster" qui balaye le faisceau sur une aire plus étendue de la cible, fixée à $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

*High Power Heater

L'ébullition, ou les fluctuations de densité, de la cible restent néanmoins possibles malgré l'utilisation du "raster". Une ébullition a pour conséquence un changement global de la densité de la cible, et entraîne une diminution des taux de comptages normalisés mesurés. Des fluctuations locales de densité entraînent quant à elles un élargissement de la distribution des asymétries mesurées. Ces effets sont surveillés en cours de prise de données à l'aide des détecteurs de luminosité. Ces derniers, situés en aval de la cible (à environ 700 cm), sont au nombre de huit et sont regroupés en deux groupes de quatre détecteurs séparés d'environ 375 cm [Ell09b]. Disposés de façon symétrique par rapport à la ligne de faisceau, comme indiqué sur la figure V.20, les détecteurs de luminosité sont des détecteurs Čerenkov constitués d'un scintillateur d'indice $n = 1.47$ et d'un photomultiplicateur couplé à une base spécialement conçue pour recevoir des taux de comptage élevés. Du fait de leur

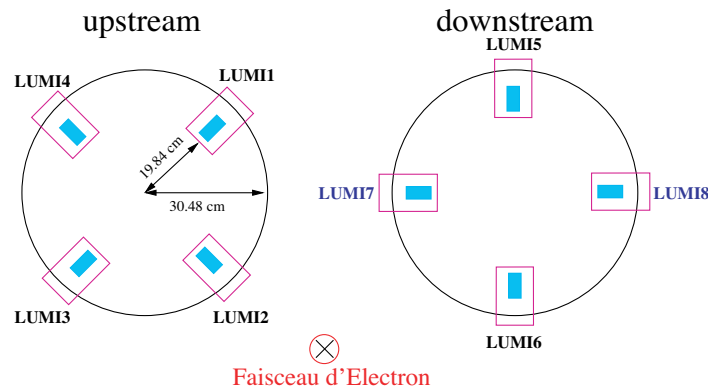


FIG. V.20: Disposition des détecteurs de luminosité le long de l'axe du faisceau, en aval de la cible de l'expérience G°.

position aux très petits angles avant, ces détecteurs reçoivent en effet de l'ordre de 1 GHz par détecteur correspondant à des asymétries très faibles, et sont donc extrêmement sensibles à toute asymétrie systématique, ou fluctuation de densité au niveau de la cible.

Des données spécifiques ont donc été enregistrées pour différentes combinaisons de cible et d'énergie de faisceau afin d'étudier la réponse des détecteurs de luminosité. L'étude de la linéarité des taux de comptage mesurés par les détecteurs en fonction du courant de faisceau permet de déterminer si une ébullition de la cible a lieu. Ces derniers ne varient néanmoins que d'environ 1% sur la gamme de 25 à 60 μA étudiée dans les données spécifiques [Ell09b]. L'absence de chute significative de taux de comptage indique qu'aucune ébullition n'a lieu sur la gamme en courant de faisceau utilisée lors de la prise de données dans l'expérience G°. D'un autre côté, l'étude de la largeur des asymétries mesurées à partir des taux de comptage des détecteurs de luminosité permet de déterminer d'éventuelles fluctuations de densité locale au sein de la cible. Ces largeurs, de l'ordre de 93-113 ppm en LD₂ 687 MeV, et de 271-290 ppm en LH₂ 687 MeV, sont comparables aux largeurs mesurées pour la phase aux angles avant de l'expérience G° et sont négligeables devant la largeur des asymétries physiques mesurées, de l'ordre de 19000 ppm [Liu06, Ell09b]. L'impact des fluctuations de densité au sein de la cible de G° sont donc négligeables dans les données acquises par l'expérience.

V.4 Le dispositif expérimental de G° aux angles arrière

Comme nous l'avons vu précédemment, l'expérience G° comporte deux phases de mesure : la phase aux angles avant, dédiée à la diffusion élastique des électrons à des angles inférieurs à 10° , et la phase aux angles arrière qui correspond à des angles de diffusion d'environ 110° . L'ensemble de détection a été conçu pour pouvoir être utilisé lors des deux phases, ce qui lie étroitement les architectures de G° "angles arrière" et "angles avant", et oblige le détecteur à pouvoir être retourné de 180° . Le spectromètre, commun aux deux phases, permet de focaliser les particules diffusées d'intérêt vers le détecteur et sera présenté dans un premier temps. Le système de détection des "angles avant", basé sur la détection des protons de recul pour s'affranchir du bruit de fond élevé affectant les électrons aux petits angles (processus de diffusion Møller sur les noyaux atomiques), est modifié pour la détection directe des électrons diffusés aux angles arrière. Cette modification permet une bonne séparation des contributions principales de bruit et sera présentée dans un deuxième temps. Notons que cette séparation, bien que nécessaire, fait la richesse du programme de physique accessible aux angles arrière, comme il a été décrit au chapitre IV, en section B. Enfin, l'électronique d'acquisition, spécialement conçue pour l'expérience, sera abordée dans un troisième temps.

V.4.1 Le spectromètre

La géométrie du spectromètre de G° relève plusieurs défis. Elle permet au spectromètre d'assurer la sélection des particules ayant la cinématique voulue, ce qui se joint à une suppression d'une grande partie du bruit de fond. Combinée à la géométrie des détecteurs aux angles avant, elle a également permis d'effectuer une séparation en quadri-moment transféré Q^2 des particules diffusées. Enfin, la cible se trouvant en son centre, l'influence des lignes de champ doit être nulle afin que le faisceau ne soit pas dévié et qu'aucun courant de Foucault ne soit créé au sein des moteurs de la cible.

Constitué de huit bobines supraconductrices quasi-rectangulaires disposées selon une symétrie azimutale (voir figure V.21.a), le spectromètre magnétique de l'expérience G° définit huit segments au travers desquels le champ magnétique toroïdal focalise les particules diffusées d'intérêt. La figure V.21 illustre la disposition des huit bobines (notées de A à H) ainsi que des huit octants de détection correspondant (numérotés de 1 à 8). Chaque bobine est constituée d'un enroulement de 144 spires de niobium et est enveloppée par une matrice en cuivre. Le fonctionnement supraconducteur du niobium requiert la construction d'un cryostat (en aluminium, pour ses qualités amagnétiques) qui maintient les bobines à 4.5 K par la circulation d'hélium liquide à 2 K. Une couche d'isolation d'azote à 77 K permet de diminuer le réchauffement par la température ambiante dans le hall. L'utilisation de bobines supraconductrices permet de réduire de façon conséquente la consommation électrique du spectromètre, et surtout d'en réduire significativement l'encombrement. Le choix de la symétrie axiale par rapport au faisceau pour le système de détection et le spectromètre permet à la fois d'optimiser l'acceptance azimutale mais également de minimiser la sensibilité de la mesure d'asymétrie à la position du faisceau sur la cible.

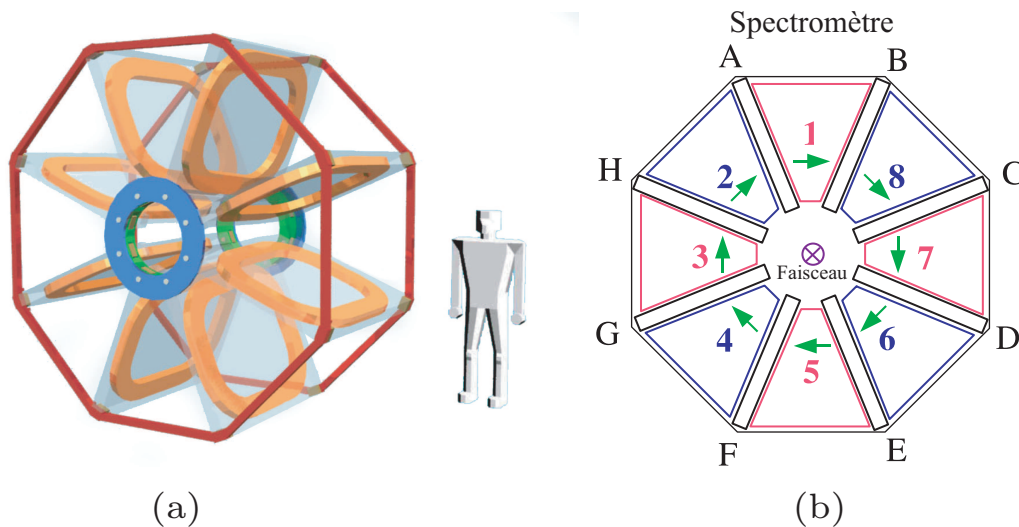


FIG. V.21: (a) Disposition des bobines du spectromètre de G°. (b) Disposition des octants de détection. Les octants de numéros pairs ont été développés et construit par la partie française de la collaboration G°, tandis que les octants de numéros impairs ont été construit par la partie nord-américaine.

Enfin, deux séries de collimateurs permettent de définir l'acceptance du détecteur et de réduire les composantes neutres du bruit de fond. Chaque segment du spectromètre contient deux collimateurs primaires, et deux collimateurs secondaires. Composées d'un alliage de plomb pour ses propriétés amagnétiques ainsi que d'absorption, les mâchoires supérieures et inférieures du collimateur primaire protègent les détecteurs de la vue directe de la cible et éliminent le bruit de fond neutre (photons, neutrons). Elles arrêtent les particules d'impulsion trop élevée ayant un angle de diffusion faible, ainsi que les particules d'impulsion trop faible associées à un angle de diffusion grand. La paire de collimateurs secondaires définit une ouverture azimutale de $\pm 10^\circ$ qui coupe l'acceptance proche des bobines correspondant aux zones de non-uniformité du champ magnétique. La figure V.22 montre la disposition des collimateurs pour un octant. La fenêtre de sortie du spectromètre est constituée d'une fine feuille de titane (0.51 mm). Elle ne perturbe ainsi que peu les particules diffusées et focalisées vers les détecteurs. Afin d'atténuer les radiations issues du cryostat, sans couvrir les fenêtres de sortie du spectromètre, une combinaison de couches de plomb, d'aluminium et de polyéthylène ont par ailleurs été installées sur le bouchon de sortie du cryostat, ainsi qu'autour de la ligne de faisceau en amont de la cible [gC05b].

V.4.2 Le système de détection

Dans cette partie, nous revenons tout d'abord sur les spécificités des mesures aux angles avant et arrière, avant de présenter en détails les différents éléments de détection et l'électronique associée.

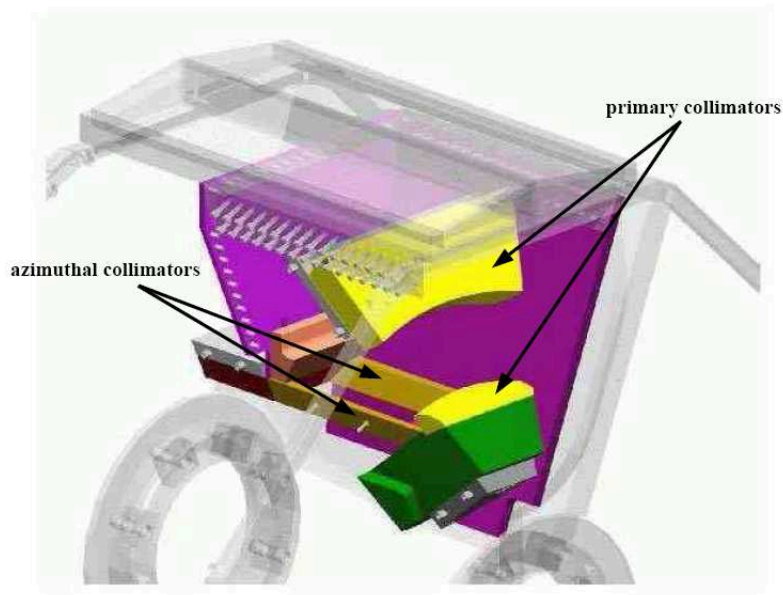
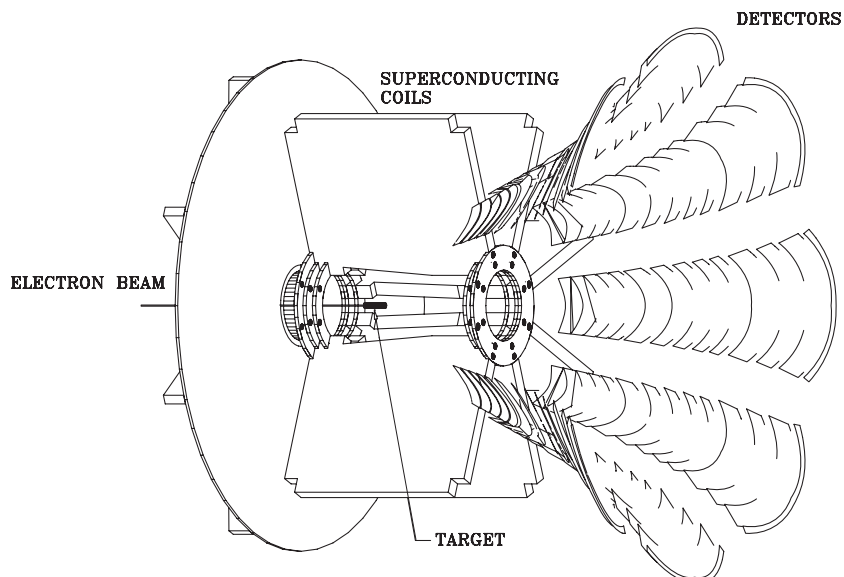


FIG. V.22: Paires de collimateurs primaire et secondaire

V.4.2.1 Phase aux angles avant

Le système de détection de l'expérience G° est composé de huit octants de détecteurs qui mesuraient les protons de recul aux angles avant, et qui sont installés en regard des huit fenêtres de sortie du spectromètre, comme illustré par la figure V.23. Quatre d'entre eux ont été conçus

FIG. V.23: Représentation du dispositif expérimental de G° aux angles avant.

et construits en France par le LPSC de Grenoble et l'IPN d'Orsay. Les quatre autres ont été

réalisés par la partie nord-américaine de la collaboration. Le principe de détection est identique pour les huit octants, bien que les réalisations techniques diffèrent entre les deux constructions, ce qui permet de vérifier la cohérence des mesures.

Le courant traversant les bobines du spectromètre, de l'ordre de 5000 A, a été choisi pour sélectionner les protons de recul émis entre 53° et 76° sur une gamme en Q^2 de 0.1 à 1 $(\text{GeV}/c)^2$. Une telle gamme était accessible aux angles avant grâce à l'optique magnétique du spectromètre, à grossissement nul, qui permet l'utilisation d'une cible longue et définit des surfaces focales iso- Q^2 . En effet, la courbure de la trajectoire des protons de recul dépend de leur angle de diffusion, donc de leur quadri-moment transféré Q^2 , et le spectromètre permet de focaliser toute particule diffusée à un Q^2 donné sur une surface, quelle que soit la position en z du vertex d'interaction dans la cible. Le schéma de la figure V.24 illustre ce principe de fonctionnement. Rappelons que, bien que sur ce schéma un seul point de vertex soit représenté, la carte de champ magnétique assure que ce dernier peut se situer en tout point de la cible. Il est alors possible d'effectuer une séparation en

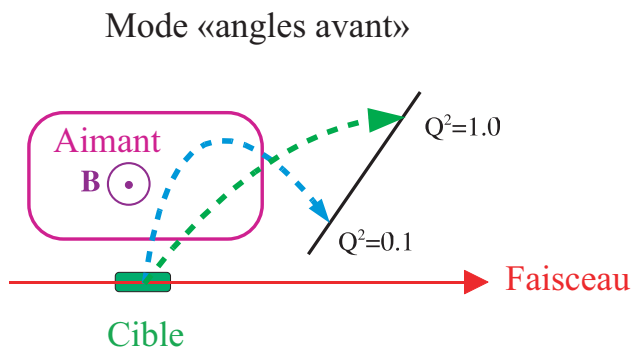


FIG. V.24: Principe de la mesure des protons diffusés aux angles avant.

quadri-moment transféré Q^2 en segmentant chaque octant en plusieurs éléments de détection. C'est ainsi qu'ont été placés 16 détecteurs par octant, appelés FPD pour Focal Plane Detector, dont la géométrie permettait de satisfaire aux conditions de résolution en Q^2 , de statistique de mesure, et de temps mort. Les détecteur 1 à 9 couvraient des valeurs en Q^2 entre 0.1 et 0.2 $(\text{GeV}/c)^2$, et les détecteurs 10 à 13 entre 0.2 et 0.35 $(\text{GeV}/c)^2$. Du fait d'un point de rebroussement dans la cinématique du spectromètre, le détecteur 14 était sensible à deux gammes en Q^2 distinctes : autour de 0.4 $(\text{GeV}/c)^2$ et de 1 $(\text{GeV}/c)^2$. Le détecteur 15 était quant à lui sensible à une très large gamme en Q^2 allant de 0.4 à 1 $(\text{GeV}/c)^2$. Enfin, le détecteur 16 était hors de l'acceptance élastique du spectromètre et a été utilisé pour l'étude du bruit de fond et la mesure du champ magnétique [Gui05].

Afin de réduire le bruit de fond, chaque FPD est constitué d'une paire de scintillateurs minces, essentiellement sensibles aux particules chargées, dont les signaux étaient mis en coïncidence pour éliminer les particules neutres, telles que les γ et les neutrons. Le bruit de fond restant, constitué des protons inélastiques et de pions chargés π^+ , a été discriminé à l'aide d'une mesure de temps de vol événement par événement, qui permet de déterminer l'impulsion des particules. Les pions

ont en effet une impulsion plus grande que celle des protons inélastiques, eux-mêmes plus rapides que les protons élastiques. La figure V.25 illustre un spectre de temps de vol typique. Les taux de comptage mesurés sont reportés sur l'échelle de droite, tandis que les asymétries correspondantes sont superposées et correspondent à l'échelle de gauche. Notons que pour permettre cette mesure,

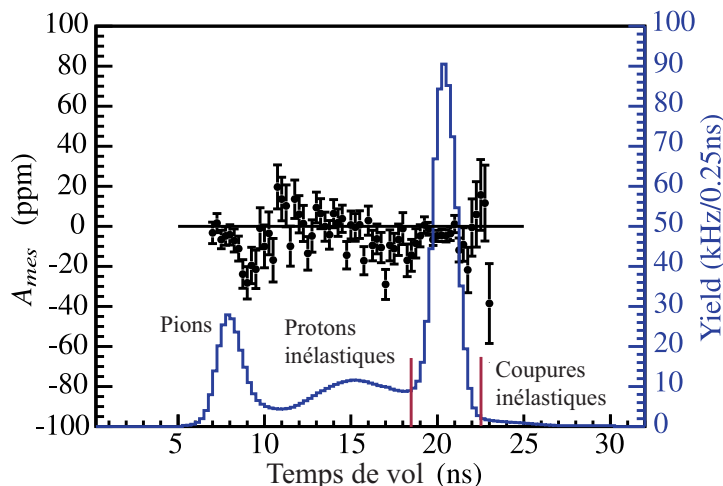


FIG. V.25: Exemple de l'asymétrie mesurée (points de données) et des taux de comptage correspondant (histogramme) en fonction du temps de vol pour le détecteur huit.

le faisceau d'électrons a dû être pulsé à 32 ns, au lieu de sa fréquence habituelle de fonctionnement de 2 ns, afin d'assurer la détection de toutes les particules associées à un paquet d'électrons, avant l'arrivée du suivant sur la cible. On voit clairement la séparation entre les protons issus de la diffusion élastique et les protons inélastiques ainsi que les pions. Cependant, un bruit de fond additionnel inattendu, produit par la fenêtre de sortie de la cible et composé de particules chargées (protons inélastiques), a par ailleurs requis un effort d'analyse supplémentaire au niveau de la modélisation ainsi que de l'analyse, afin de pouvoir effectuer une soustraction basée sur un ajustement global [Gui05].

La forme optimale des FPDs, illustrée par la figure V.27, a donc été déterminée pour la phase aux angles avant, de façon à assurer un taux de comptage et un temps mort à peu près constants d'un détecteur à l'autre (respectivement de l'ordre du MHz et de 10 à 15%). Leurs dimensions typiques varient entre 60 et 120 cm de long, et 5 à 10 cm de large. L'orientation selon l'axe y de chaque scintillateur a également été optimisée afin que la trajectoire des protons soit perpendiculaire au plan du scintillateur en son milieu.

V.4.2.2 G° "angles arrière"

Contrairement à la phase aux angles avant, la mesure aux angles arrière est basée sur la détection des électrons diffusés à 110° . L'ensemble du système de détection (détecteur et spectromètre) est retourné de 180° , comme on a vu en section IV.4, de façon à se positionner en amont de la cible par rapport au sens de propagation du faisceau.

Aux angles arrière, le domaine en quadri-moment transféré couvert par le plan focal de G° pour une énergie de faisceau est petit, typiquement 0.02 (GeV/c)^2 [Col]. Les mesures à différents Q^2 doivent être effectuées à différentes énergies de faisceau (362 et 687 MeV pour les mesures aux valeurs de Q^2 égales à 0.23 et 0.63 (GeV/c)^2). Afin de conserver la focalisation des particules détectées sur le détecteur, la valeur du courant appliqué aux bobines du spectromètre est ajustée à 2650 et 3500 A respectivement. La numérotation des octants ainsi que leur disposition par rapport au faisceau est illustrée par la figure V.21.

Aux énergies d'électrons incidents de 362 et 687 MeV, les électrons diffusés ainsi que les particules issues d'autres processus que la diffusion élastique, telles que les électrons inélastiques et les pions chargés π^- , sont ultra-relativistes, ce qui rend leur discrimination par mesure de temps de vol difficile. On a donc recours à une mesure plus classique de trajectographie. Pour cela, un

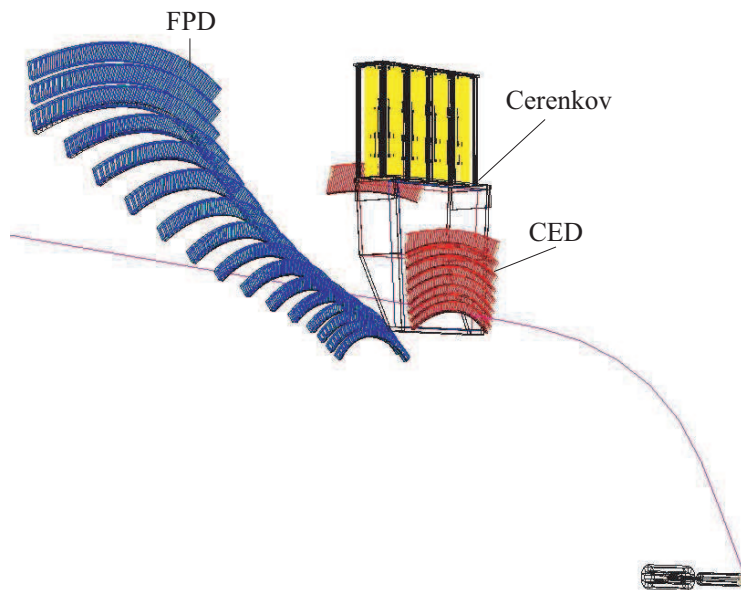


FIG. V.26: Dispositif de mesure en cinématique arrière : FPD (bleu), CED (rouge) et compteurs Čerenkov (jaune)

second hodoscope est ajouté au plus près des fenêtres de sortie du spectromètre, de façon à obtenir deux plans de détection. Le premier n'est autre que le plan des FPDs utilisé lors de la mesure aux angles avant, et le second est constitué de neuf détecteurs supplémentaires appelés CEDs, pour Cryostat Exit Detectors. Une matrice de coïncidence CED-FPD peut être ainsi construite, chaque combinaison FPD-CED signant la trajectoire des particules diffusées. Une partie des pions chargés émis lors des processus inélastiques peut également être discriminée par le choix judicieux des combinaisons CED-FPD. Toutefois, la contamination reste trop élevée en cible de deutérium pour pouvoir isoler les électrons quasi-élastiques, et nécessite l'introduction de compteurs Čerenkov à aérogel. La figure V.26 illustre la nouvelle configuration du système de détection : CEDs, compteurs Čerenkov et FPDs, que nous allons maintenant décrire tour à tour.

V.4.2.3 Les *Focal Plane Detectors*

La forme des détecteurs FPDs a été déterminée en vue d'optimiser la mesure aux angles avant. Chaque paire de scintillateurs bicron BC-408 est séparée par une épaisseur de 3 mm d'aluminium dans le cas des octants français, et d'une épaisseur de 2 mm de plastique absorbant (polycarbonate [R⁺02]) pour les octants nord-américains, ceci pour réduire le bruit de fond dû aux particules neutres qui pourraient générer un signal dans le second scintillateur *via* une particule chargée de recul.

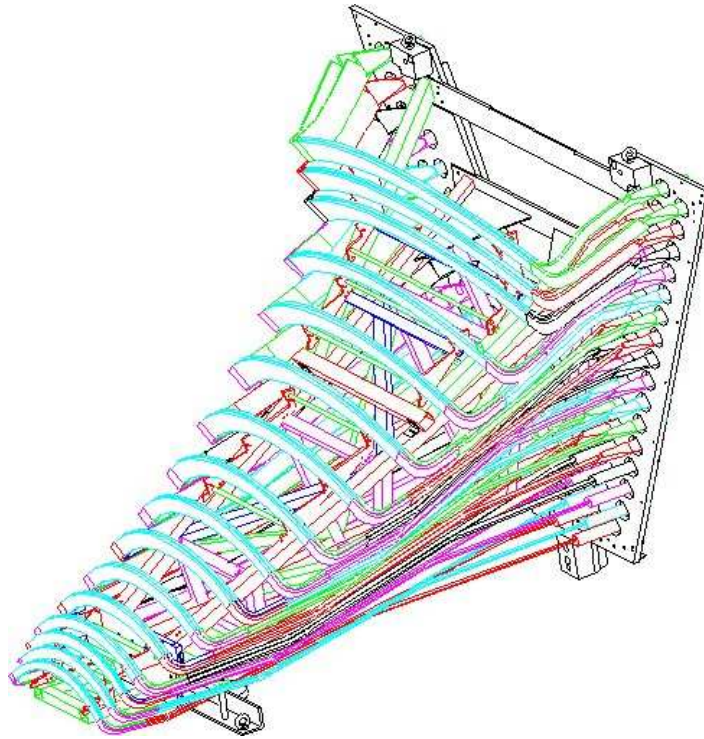


FIG. V.27: Forme des détecteurs disposés dans le plan focal du spectromètre

Chaque extrémité des scintillateurs est reliée à un guide de lumière terminé par un photomultiplicateur Photonis XP 2282 (resp. Phillips XP-2262B) comprenant huit (resp. douze) étages pour les octants français (resp. nord-américains). Quatre photo-multiplicateurs étaient donc associés à la collection de la lumière pour chaque détecteur lors de la mesure aux angles avant. Les guides de lumière permettent d'éloigner les photo-multiplicateurs des zones de fort champ, permettant un blindage léger ne perturbant pas la carte du champ.

Pour la mesure aux angles arrière, l'ensemble de ces caractéristiques a été conservé. La coïncidence entre les deux scintillateurs d'un détecteur a toutefois été supprimée dans un premier temps. En effet, la coïncidence CED-FPD avait été considérée comme suffisante pour éliminer le bruit de fond neutre. Les photomultiplicateurs des scintillateurs "back" avaient donc été démontés et installés sur les CEDs. Toutefois, les taux de fortuits élevés en cible de deutérium (jusqu'à 50% du signal) ont conduit à rétablir cette coïncidence, en connectant le photomultiplicateur d'une des

extrémités du premier scintillateur de chaque paire à l'extrémité correspondante du scintillateur "back".

V.4.2.4 Les *Cryostat Exit Detectors*

Le second plan de scintillateurs nécessaire à la trajectographie des particules diffusées, les CEDs, devait originellement être constitué de 16 scintillateurs, en nombre identique aux FPDs. Les taux de comptage élastiques attendus dans les FPDs 11 à 16 étant toutefois assez faibles, un seul CED leur est finalement associé. Neuf CEDs ont donc été rajoutés à chaque octant. Ils sont

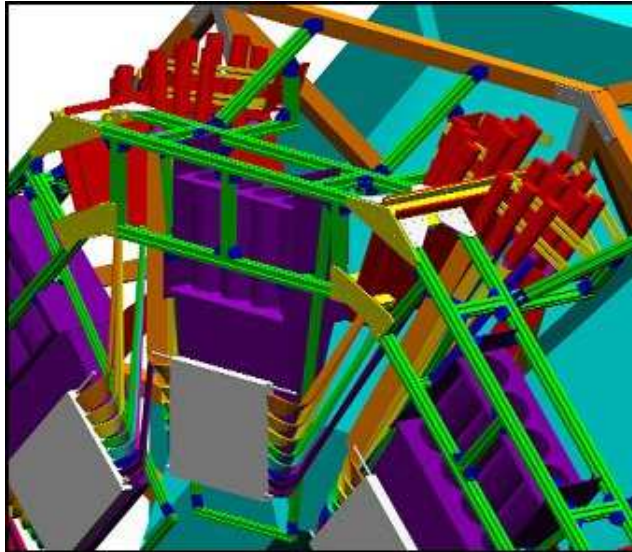


FIG. V.28: CED et compteur Čerenkov pour un octant

placés directement en sortie du spectromètre, de façon à se trouver à la fois sur la trajectoire des électrons élastiques [MWS99] et le plus loin possible des FPDs, pour améliorer la qualité de la discrimination par trajectographie. Leur forme a été étudiée pour couvrir un maximum de l'acceptance de ce spectromètre et ressemble donc à celle des FPDs.

Les scintillateurs sont constitués de BC-408 et ont 1 cm d'épaisseur. De long guides de lumière de forme sophistiquée permettent de transporter la lumière depuis chaque extrémité des scintillateurs jusqu'aux photomultiplicateurs situés en retrait d'environ 1.5 m, dans une zone de faible champ magnétique. Les photomultiplicateurs sont les mêmes que ceux utilisés pour les FPDs.

Du fait des contraintes mécaniques et de l'espace disponible, un support commun aux CEDs et aux compteurs Čerenkov a été installé, comme illustré sur la figure V.28. Le CED 9, plus grand, a été mis en retrait par rapport aux autres afin de le protéger de la vue directe de la cible.

V.4.2.5 Les Čerenkov à aérogel

Comme nous l'avons vu précédemment, un détecteur Čerenkov a été ajouté pour chaque octant afin de valider le passage d'un électron, (et donc de rejeter les pions chargés), sur l'ensemble de

la gamme en quadri-moment transféré. Situés entre les CEDs et les FPDs, comme illustré par la

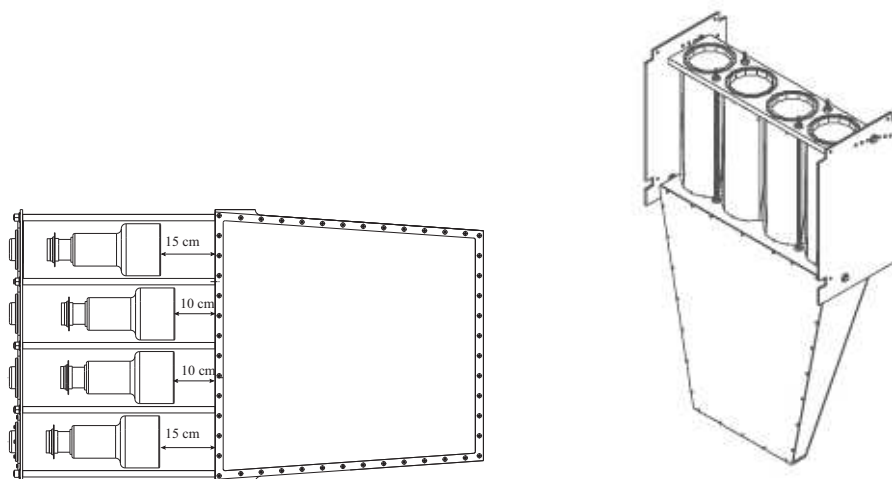


FIG. V.29: Schéma d'un compteur Čerenkov : la boîte de diffusion et les photomultiplicateur de collection de la lumière.

figure V.26, leur géométrie a été optimisée de façon à couvrir la plus grande partie de l'acceptance de G° , et à assurer une collection optimale de la lumière.

Chaque compteur Čerenkov est constitué d'une boîte de diffusion contenant une épaisseur de 5.5 cm d'aérogel de silice en trois couches (SP30 produit par Matsushita Electronics). L'indice de réfraction de l'aérogel, égal à 1.035, a été choisi de façon à ce que les pions d'impulsion inférieure à 570 MeV/c (cinématique de l'expérience) ne produisent pas de lumière Čerenkov, au contraire des électrons. Les parois de la boîte de diffusion sont couvertes de papier QSWP 00010 produit par Millipore qui favorise la réflexion de la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs qui la collectent (voir figure V.29). Ces derniers, produits par Photonis (modèle XP-4572), collectent ainsi un peu plus de 4% de la lumière émise dans l'aérogel.

La proximité entre les détecteurs Čerenkov et le spectromètre a imposé une protection particulière des photomultiplicateurs contre le champ magnétique résiduel de ce dernier. En effet, les photomultiplicateurs sont dans une zone de champ d'intensité d'environ 4 mT dans la direction axiale, et de l'ordre de 11 mT dans la direction transverse. Des études menées au LCMI de Grenoble ont permis de déterminer la configuration illustrée par la figure V.30 [B⁺02]. Trois couches de fer doux et une de μ -métal entourent chaque photomultiplicateur, et permet de réduire le retrait nécessaire par rapport à la sortie de boîte de diffusion jusqu'à 10-15 cm.

Le signal de validation du détecteur Čerenkov est généré suivant la multiplicité de photomultiplicateurs touchés, deux ou trois sur quatre selon les périodes de prise de donnée. Ce signal est ensuite utilisé en coincidence avec la détection CED \times FPD pour identifier les électrons. L'ensemble des simulations et des tests menés au LPSC de Grenoble, à TRIUMF au Canada, et à l'université Caltech des États-Unis, montrent que l'efficacité de détection attendue est de 95%, et le pouvoir de réjection de pions ayant une impulsion de 400 MeV/c de 125 pour 1 [A⁺].

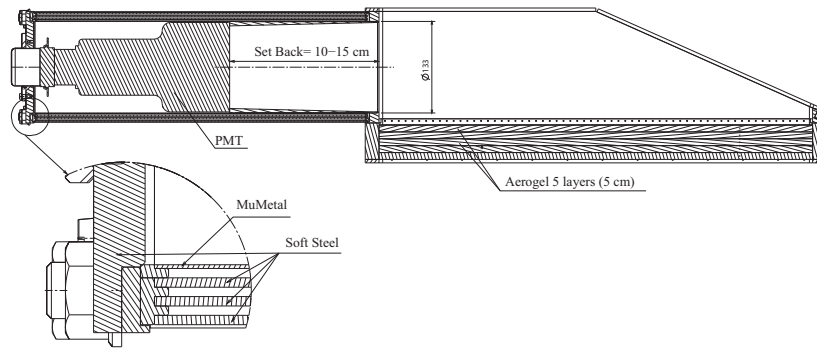


FIG. V.30: Détail de la protection des photomultiplicateurs Čerenkov contre le champ magnétique

V.4.3 L'électronique

L'électronique de coïncidence

L'électronique d'acquisition des angles arrière effectue une coïncidence entre les signaux des FPDs et des CEDs, et utilise le signal du détecteur Čerenkov pour séparer les électrons des pions. Les taux de comptage élevés nécessaires à l'accumulation de la statistique empêchant une acquisition événement par événement, des modules ont donc été développés sur mesure pour effectuer un comptage direct des signaux. A l'instar des détecteurs, l'électronique associée à chaque moitié du dispositif a été prise en charge indépendamment par chaque partie de la collaboration. Les choix technologiques ont donc été différents pour réaliser une sélection identique des événements.

Les différents éléments de la chaîne d'électronique sont schématisés sur la figure V.31. Les signaux analogiques issus des photomultiplicateurs FPD et CED sont discriminés par des *Constant Fraction Discriminators* (CFD) qui génèrent un signal logique par photomultiplicateur touché, dont le temps de sortie est indépendant de l'amplitude du signal analogique. Les signaux CFD de chaque extrémité d'un détecteur sont ensuite envoyés dans un module *Mean Timer* (MT) qui effectue une moyenne en temps. On obtient ainsi un signal par détecteur, dont le temps d'arrivée est indépendant de la position du point d'impact dans le scintillateur. Pour l'électronique française, ces deux fonctions sont regroupées dans un seul module, appelé DMCH* et développé à l'IPN d'Orsay pour la phase aux angles avant de l'expérience. Les signaux logiques MT associés aux détecteurs CED et FPD sont d'une largeur d'environ 20 ns, et sont alors envoyés dans un module de coïncidence. Celui-ci génère un signal de déclenchement (*Trigger*) par octant si au moins un CED et un FPD sont touchés. Il sélectionne ensuite les signaux CED d'une part, et FPD d'autre part, en coïncidence en temps avec ce signal de déclenchement. Par ailleurs, il comprend un module logique programmable ALTERA qui reçoit les signaux CED et FPD en coïncidence avec le signal de déclenchement et qui distingue les différents types de coïncidence : 1FPD×1CED, 1FPD×2CED, ... Chaque type de coïncidence est alors enfin envoyé dans une échelle de comptage.

La validation par le détecteur Čerenkov est effectuée avant l'envoi dans les échelles. L'électronique

* *Discriminator, Mean Timer, Time to Digit Coder, and Histogram* [SAS01]

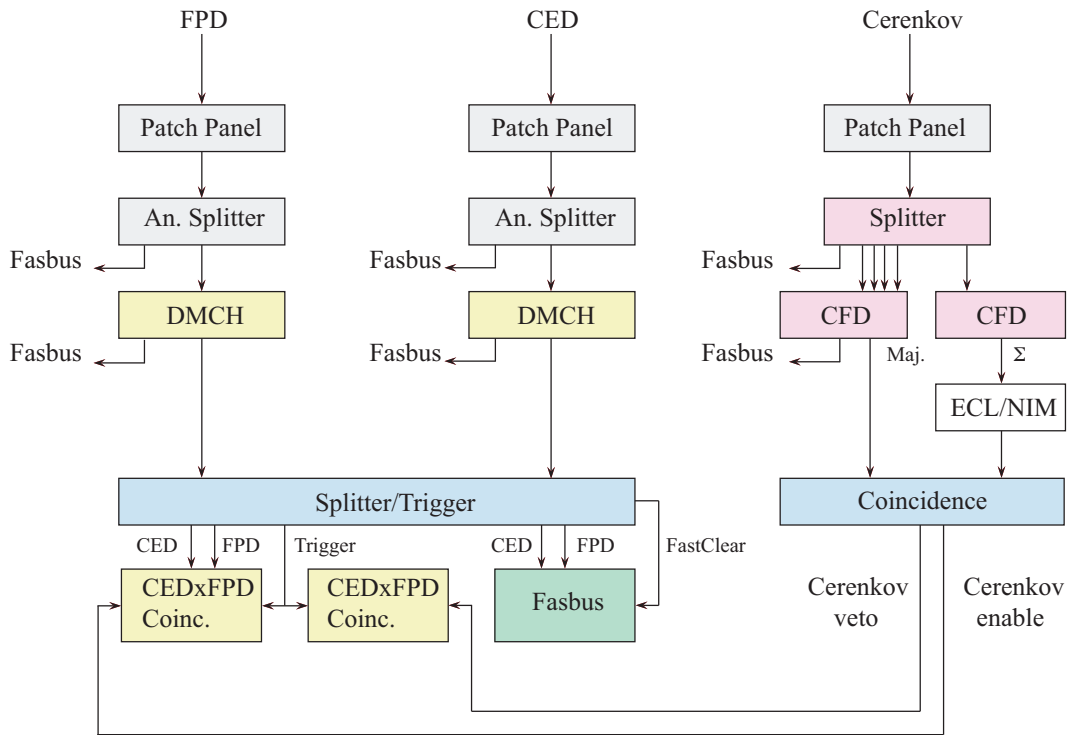


FIG. V.31: Schéma de principe du fonctionnement de l'électronique française.

Čerenkov collecte et duplique les signaux des quatre photomultiplicateurs des détecteurs Čerenkov au niveau d'un *Splitter*. Un seuil commun leur est appliqué, et un signal de déclenchement est ensuite généré en fonction de la multiplicité choisie (deux ou trois photomultiplicateurs touchés). Ce signal de validation est alors mis en coincidence avec les signaux CED-FPD au niveau des modules de coincidence.

L'électronique de contrôle Fastbus

Une partie séparée de l'électronique, constituée de modules ADC (*Analog to Digital Converter*), TDC (*Time to Digital Converter*) et ARS (*Analog Ring Sampler*) est dédiée à l'acquisition de toute l'information événement par événement pour une petite fraction des paquets d'électrons incidents (un sur 10 000 environ). Un signal synchronisé avec la fréquence de l'accélérateur est utilisé pour déclencher l'acquisition des TDC et ouvrir la porte d'intégration des ADCs.

Chaque signal PMT des FPDs et CEDs est envoyé dans un canal ADC dont la largeur de porte est assez large (200 ns) pour intégrer la charge déposée par toutes les particules ayant traversé les scintillateurs. Le signal des ADC est utilisé pour contrôler l'évolution des gains des photomultiplicateurs et ajuster la tension à leurs bornes si nécessaire.

Les modules TDCs sont associés avec chacune des voix CFD et MT de chaque détecteur pour un codage en temps de résolution temporelle de l'ordre de 50 ps. Ils permettent donc d'étudier très précisément les distributions en temps des événements et seront utilisés lors de l'étude des

efficacités des détecteurs Čerenkov (voir section VII).

Les modules ARS permettent de contrôler et de séparer le temps d'arrivée et le nombre de photoélectrons pour chacun des quatre photomultiplicateurs de chaque détecteurs Čerenkov .

L'électronique d'acquisition

Le système d'acquisition de données de G° (DAQ [M⁺08b]) a été construit à partir du système d'acquisition CODA (*CEBAF Online Data Acquisition*) développé par le groupe "acquisition de donnée" de l'accélérateur [COD]. CODA est le système standard d'acquisition de données utilisé par la plupart des expériences se déroulant auprès de CEBAF. Pour G° , il a permis d'enregistrer l'ensemble des données spécifiques à l'expérience (taux de comptage et données de contrôle Fastbus) mais également l'ensemble des caractéristiques du faisceau nécessaires à l'analyse.

Une partie de mon travail de thèse s'est déroulée auprès du dispositif de mesure qui a été présenté dans ce chapitre. J'ai par exemple activement participé au montage et à l'installation des détecteurs Čerenkov avant la prise de données, ainsi qu'à l'adaptation des détecteurs FPDs pour la mesure aux angles arrière (manipulations diverses et calibration de photomultiplicateurs). En cours de prise de données, je me suis fortement impliquée dans la surveillance et le contrôle de la qualité des données enregistrées et j'ai par ailleurs été responsable de l'ajustement régulier des gains des photomultiplicateurs. À cette fin, j'avais développé un code d'analyse spécifique, basé sur les données des ADCs de l'électronique Fastbus, afin de déterminer les valeurs optimales de tensions à appliquer à leurs bornes [PVKR06].

La majeure partie de mon travail s'est néanmoins déroulée dans le cadre de l'analyse des données acquises par l'expérience G°. La partie qui suit est la troisième et dernière partie de ce mémoire, consacrée à la description de cette analyse. Elle est composée de trois chapitres, le premier présentant les différentes étapes de l'analyse permettant d'obtenir l'asymétrie de violation de parité à partir des taux de comptage mesurés, le deuxième présentant plus en détails ma participation à cet effort d'analyse, et enfin le troisième présentant l'extraction des facteurs de forme des asymétries mesurées aux angles avant et arrière par l'expérience G°.

Troisième partie

Analyse des données de G° et extraction de la contribution étrange

Chapitre VI

Des asymétries mesurées aux asymétries de violation de parité

Le principe de la mesure d'asymétrie de violation de parité, ainsi que le dispositif expérimental mis en oeuvre dans l'expérience G° pour une telle mesure, ont été décrits dans les chapitres III, IV et V. Les trois chapitres de cette troisième partie sont maintenant consacrés à la description des données mesurées et de l'analyse nécessaire à l'extraction de l'asymétrie \mathcal{A}_{PV} , pour enfin pouvoir déterminer les facteurs de forme G_E^s , G_M^s et G_A^e à partir de cette dernière.

Ce premier chapitre aborde les étapes successives de l'analyse dont le but est de corriger l'ensemble des effets systématiques liés à l'appareillage de mesure. Les données se présentent sous la forme de taux de comptage enregistrés par l'électronique d'acquisition dans chaque état de polarisation du faisceau. L'asymétrie mesurée \mathcal{A}_{exp} , introduite dans le chapitre III, est construite à partir de ces taux de comptages qui sont corrigés au préalable du temps mort et des coïncidences fortuites générés dans l'électronique d'acquisition, ainsi que des fluctuations des paramètres du faisceau au cours de la mesure. L'asymétrie physique \mathcal{A}_{PV} est ensuite obtenue à partir de l'asymétrie expérimentale \mathcal{A}_{exp} , après correction des effets de dilution dûs au bruit de fond et à la polarisation. Ce chapitre débute donc par la présentation de la matrice de taux de comptage, des asymétries mesurées ainsi que des tests de qualité statistique des données. La stratégie globale de l'analyse est ensuite abordée, pour en détailler individuellement chacune des corrections par la suite : l'anomalie des échelles de comptage, les effets liés à l'électronique, les fluctuations des paramètres du faisceau, le bruit de fond, les corrections radiatives et la polarisation. Enfin, un bilan des erreurs systématiques est dressé et les résultats finaux de la mesure sont présentés.

VI.1 Présentation des données

Bilan sur l'acquisition

La prise de données de G° "angles arrière" a débuté avec les tests et la calibration des détecteurs en février 2006. Dès avril 2006, la prise des données pour la physique a pu commencer et s'est prolongée jusqu'en mars 2007. Cette période d'un an a permis d'accumuler des données pour deux cibles liquides, hydrogène (LH_2) et deutérium (LD_2), et deux énergies de faisceau incident, 362 et 687 MeV, correspondant à la mesure de l'asymétrie de violation de parité pour deux valeurs de quadri-moment transféré Q^2 de l'ordre de 0.23 et 0.62 (GeV/c)².

L'ensemble des données, dans chacune des configurations de cible et d'énergie du faisceau, est fractionné en périodes d'acquisition d'une durée d'une heure environ, les *runs*. Le tableau VI.1 récapitule le nombre total de *runs* exploitables pour la physique, la charge totale accumulée et le courant du faisceau, ainsi que l'asymétrie mesurée moyenne pour chaque jeu de données. L'erreur statistique, comprise entre 6 et 9%, est proche du cahier des charges de l'expérience qui proposait une erreur statistique de l'ordre de 5%. Notons dès maintenant qu'un facteur multiplicatif crypté

<i>dataset</i>	N_{runs}	Charge (C)	I (μA)	\mathcal{A}_{mes} (ppm)	$\Delta\mathcal{A}/\mathcal{A}$
LH_2 362 MeV	475	90	60	-9.94 ± 0.87	8.8 %
LH_2 687 MeV	646	120	60	-38.14 ± 2.43	6.4 %
LD_2 362 MeV	649	70	35	-14.05 ± 0.81	5.8 %
LD_2 687 MeV	863	45	17-20	-44.02 ± 3.34	7.6 %

TAB. VI.1: Bilan des valeurs moyennes caractéristiques de chaque jeu de données pour les électrons élastiques, intégrées sur les huit octants du détecteur. Les taux de comptage et asymétries mesurés sont donnés sous forme de moyenne sur l'ensemble des *runs* de chaque jeu de données, et le *blinding factor* a été enlevé.

(*blinding factor*) compris entre 0.75 et 1.25 a été appliqué aux données de façon préalable à toute analyse afin d'effectuer l'analyse "en aveugle". Il sera précisé dans la suite si les valeurs d'asymétrie présentées en sont affectées ou pas.

Aperçu

Comme nous l'avons vu en section V.4.3, l'électronique d'acquisition de G° effectue un premier traitement des signaux (discrimination, coïncidence et identification), pour ensuite les intégrer sur une période d'hélicité constante appelée "Macro-Pulses" (MPS). La durée d'un MPS est fixée par la fréquence de renversement de l'hélicité du faisceau délivré par l'accélérateur CEBAF, égale à 30 Hz, et vaut donc 33.3 ms. Les données se présentent sous la forme de taux de comptage des événements en coïncidence dans chaque cellule $CED_i \times FPD_j$. Pour chaque octant, il en résulte deux matrices de taux de comptage comprenant 126 cellules : 9 CEDs par 14 FPDs. La première matrice contient les événements validés par le détecteur Čerenkov, associés aux électrons, et la deuxième les

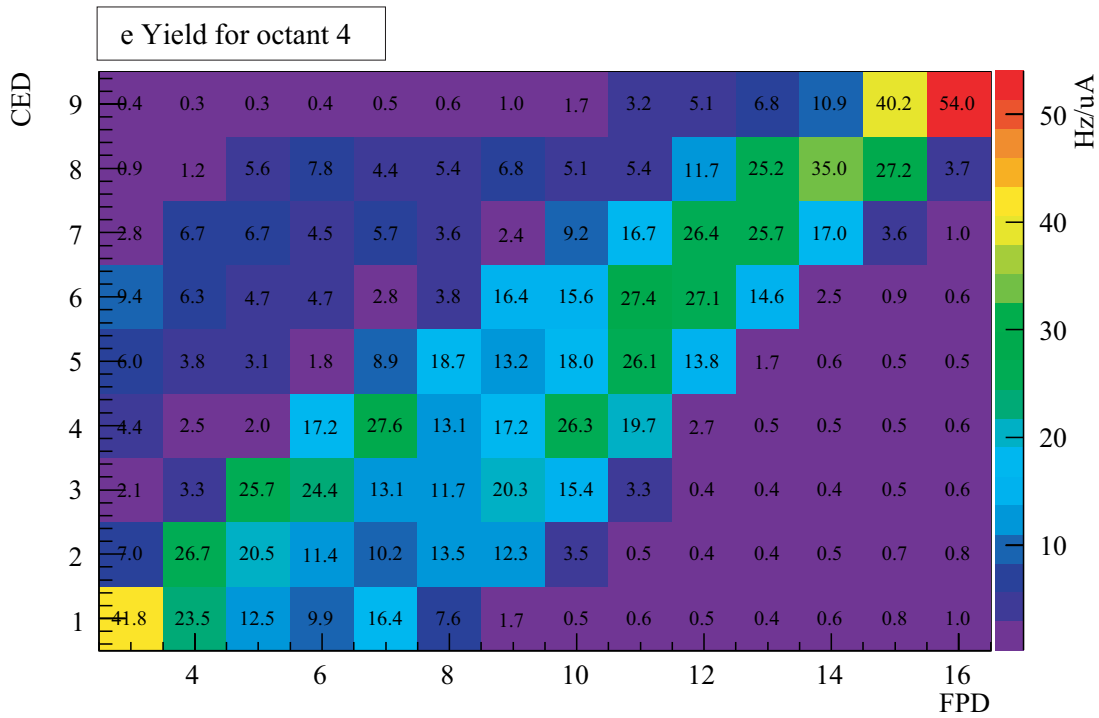


FIG. VI.1: Matrice de coincidence CED×FPD des taux de comptages normalisés électron mesurés en LH₂, 687 MeV, pour l’octant 4.

événements non validés, associés aux pions. La figure VI.1 illustre la matrice CED×FPD des taux de comptages électron mesurés et normalisés dans le cas du jeu de données LH₂ à 687 MeV, pour l’octant 4. Ces taux de comptage sont une moyenne sur l’ensemble des *runs* du jeu de données, qui conduit à une erreur statistique de l’ordre de 0.5 mHz/ μ A par cellule dans la diagonale.

On peut clairement observer sur la matrice de la figure VI.1 la séparation cinématique entre les électrons élastiques et inélastiques pour laquelle les deux plans de détecteurs CED et FPD ont été spécialement conçus. Le champ magnétique dans le spectromètre fixe en effet l’acceptance du dispositif de détection et est choisi pour diriger les électrons sur la diagonale de la matrice CED×FPD. La cinématique des électrons élastiques est telle qu’ils sont plutôt situés dans la partie centrale et supérieure droite de la diagonale, tandis que les électrons inélastiques se situent dans la partie inférieure gauche [Gui05]. Pour un CED donné, l’impulsion des particules détectées croît donc avec le numéro de FPD. Des balayages en champ ont été effectués pour chaque jeu de données afin d’étudier la variation de l’acceptance du détecteur en fonction du champ magnétique dans le spectromètre. Quatre régions d’intérêt ont ainsi pu être déterminées dans la matrice, à savoir élastique, inélastique, superélastique et de bruit de fond. La région superélastique se situe au delà de la limite cinématique définie par le processus de diffusion élastique. Elle devrait donc avoir un taux de comptage nul, hormis les coïncidences fortuites et les événements de bruit de fond quasi-élastique distribués de façon homogène sur toute la gamme cinématique. La région de bruit de fond est quant à elle située en dehors de la région cinématique des électrons, et reçoit donc des particules rediffusées ou issues de la matière environnante. Une carte de ces régions a été dressée

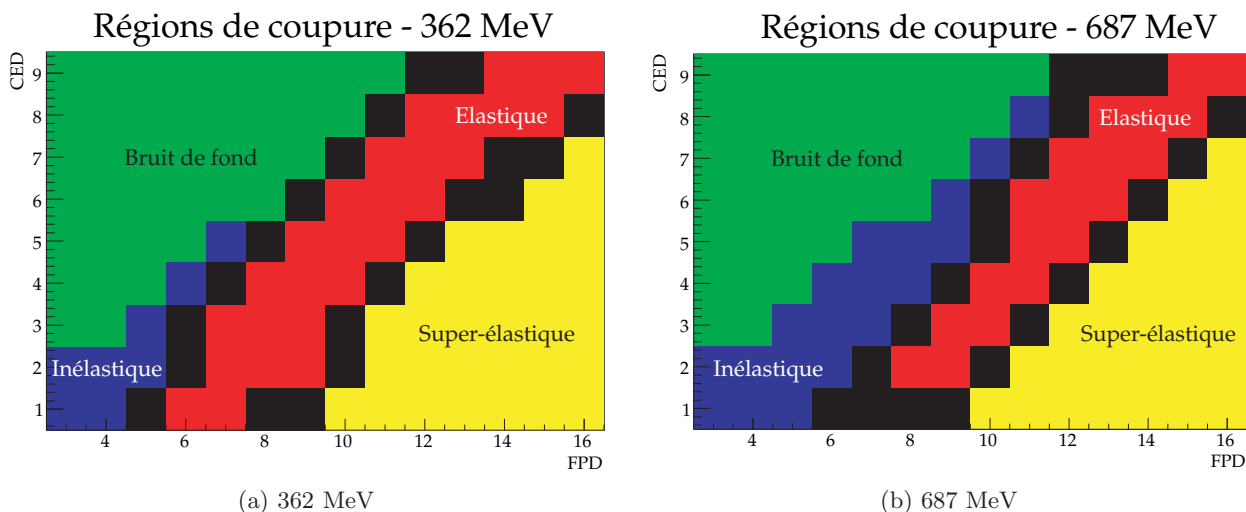


FIG. VI.2: Régions de coupure entre les différentes cinématiques accessibles dans la matrice de taux de comptage. Les cellules noires délimitent chaque régions et contiennent un mélange des cinématiques tel qu'il a été choisi de ne pas les exploiter.

par énergie, chacune présentée sur la figure VI.2. Notons dès à présent que les balayages en champ sont les outils principaux de l'étude de la dilution du bruit de fond inélastique dans les données élastiques, comme le présentera la section VI.6.

Lors de l'analyse, les MPS sont combinés par groupes de quatre dans un "quartet" (QRT) selon les deux configurations d'hélicité possibles $+- -+$ et $-+ +-$. Les quartets constituent la brique élémentaire de l'analyse, l'asymétrie mesurée étant calculée par quartet suivant la relation :

$$\mathcal{A}_{QRT} = h \frac{(Y_1 + Y_4) - (Y_2 + Y_3)}{Y_1 + Y_4 + Y_2 + Y_3} \quad (\text{VI.1})$$

où Y_i est le taux de comptage normalisé au courant du faisceau du i -ème MPS (*yield*), et h est l'hélicité du premier MPS du quartet : $h = \pm 1$. Un *run* correspond environ à 20000 quartets.

Test de qualité

La qualité des données mesurées a continuellement été contrôlée et vérifiée au cours de l'acquisition. D'une part, une lame demi-onde IHWP était insérée mécaniquement toutes les 72 heures sur le trajet optique de la lumière laser, au niveau de la source du faisceau (c.f. section V.2.1.2). Ce procédé permet de renverser l'hélicité du faisceau indépendamment du système de renversement automatique, et donc de mettre en évidence tout effet systématique éventuel lié à ce dernier. La somme des asymétries mesurées avec l'IHWP insérée (IN), et retirée (OUT), du trajet optique du laser doit donc être consistante avec zéro. Les figures VI.4 et VI.3 montrent les asymétries de taux de comptage des électrons élastiques en fonction du numéro d'octant. Celles-ci sont obtenues à partir des asymétries calculées par cellule de la matrice CED×FPD dans chaque octant, et pour

chaque *run*. Les cellules de la région élastique de la matrice (c.f figure VI.2) sont pondérées par leur erreur et moyennées pour obtenir une valeur d'asymétrie dite "élastique". Cette dernière est ensuite

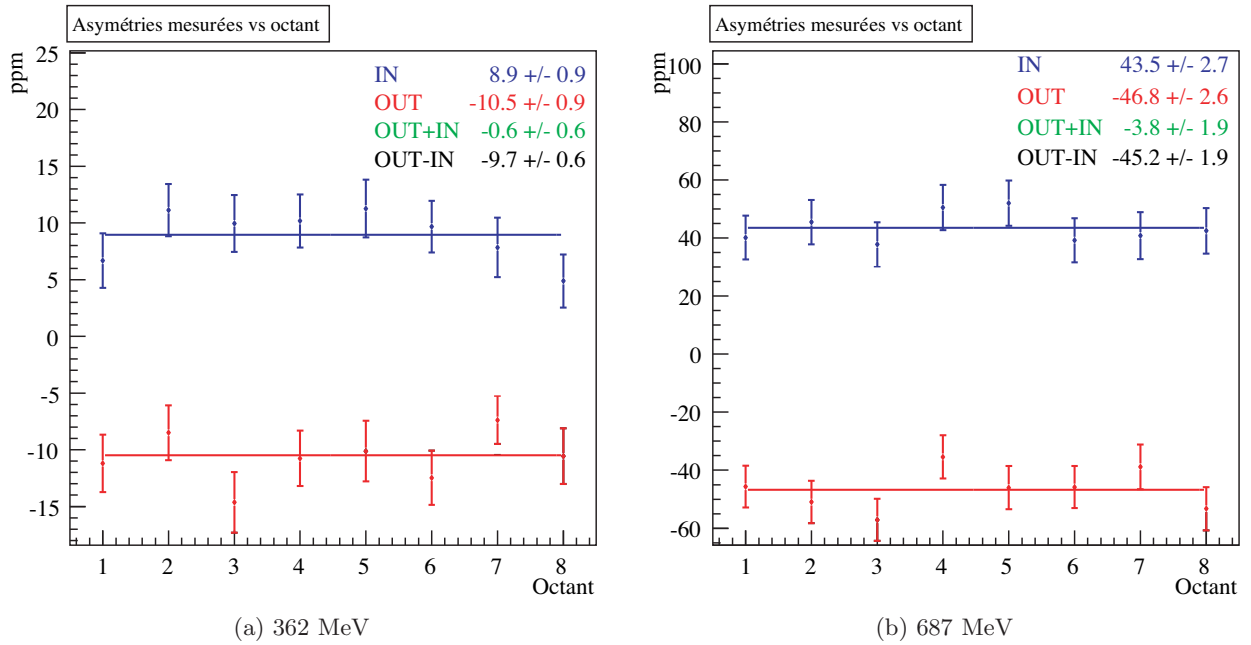


FIG. VI.3: Asymétries mesurées des électrons élastiques, moyennées sur tous les *runs* des données LH₂ en fonction du numéro d'octant. Aucune correction n'a encore été appliquée.

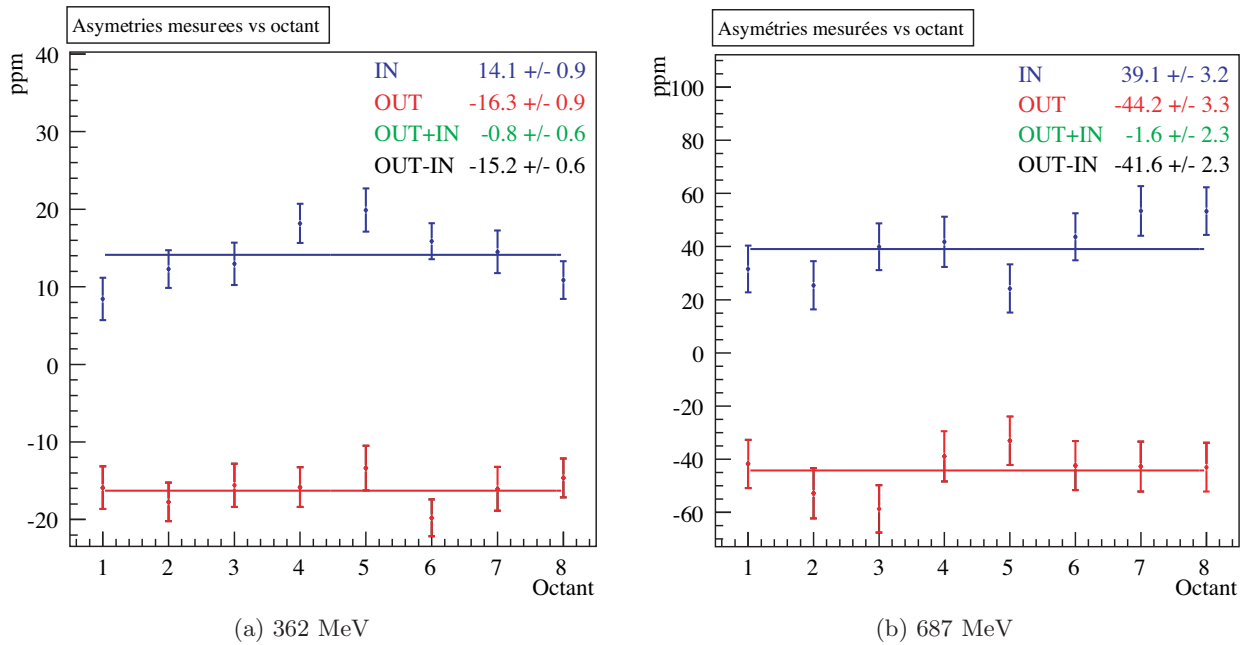


FIG. VI.4: Asymétries mesurées des électrons élastiques, moyennées sur tous les *runs* des données LD₂ en fonction du numéro d'octant. Aucune correction n'a encore été appliquée.

moyennée sur l'ensemble des *runs* d'une période d'acquisition. La somme IN+OUT, également indiquée sur les figures VI.4 et VI.3, est consistante avec zéro en LH₂ 687 MeV et LH₂ 362 MeV. L'écart visible pour le LD₂ 362 MeV et le LH₂ 687 MeV est dû aux diverses instabilités de faisceau, qui ne sont pas encore corrigées à ce stade. Le signe de l'hélicité physique correspond à l'IHWP rétractée (OUT), et l'asymétrie finale correspond donc à la différence OUT-IN.

D'autre part, d'un point de vue statistique, les asymétries mesurées dans chaque quartet sont indépendantes et ont le même poids. La distribution des asymétries mesurées doit donc se comporter comme un ensemble d'évènements aléatoirement distribués autour de sa valeur moyenne suivant une distribution gaussienne. La figure VI.5 représente la distribution des asymétries par quartet

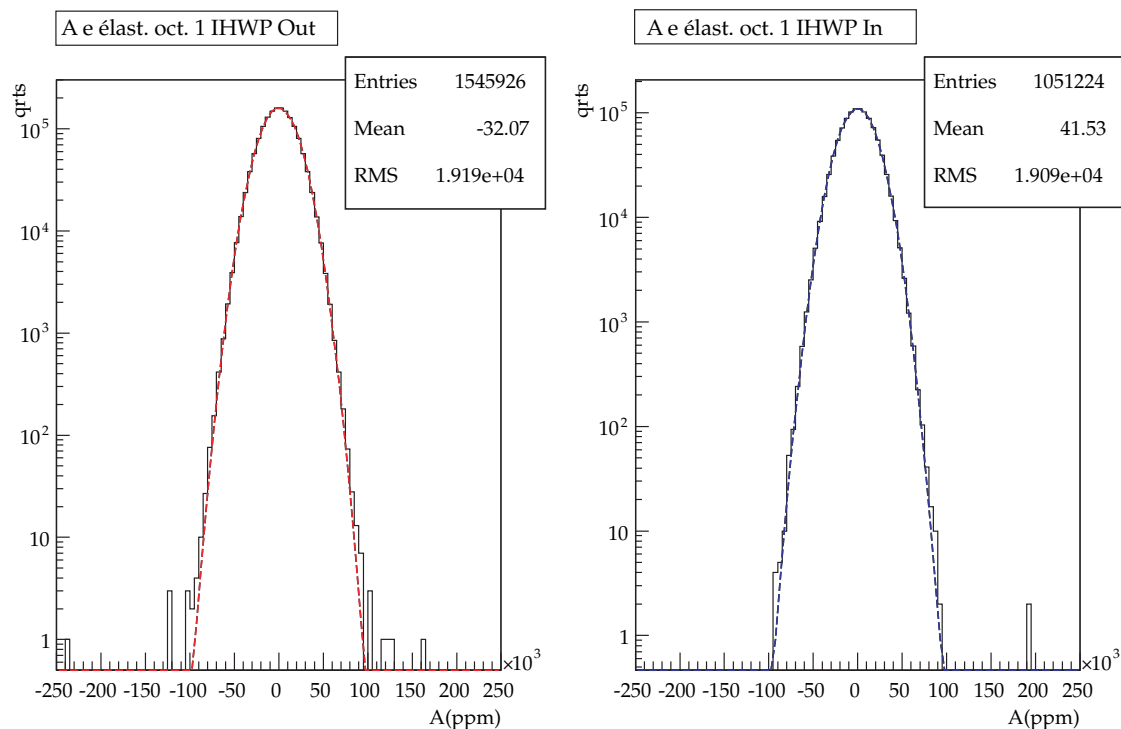


FIG. VI.5: Distribution des asymétries mesurées par quartet \mathcal{A}_{QRT} sur l'ensemble des quartets mesurés en LH₂ à 687 MeV (avril 2006)

avant toute coupure ou correction en LH₂ 687 MeV pour les données IN et OUT. Le jeu de données LH₂ 687 MeV a fait l'objet de deux périodes d'acquisition, en avril 2006 et septembre-octobre 2007. La figure VI.5 ne contient que la première période, à titre d'exemple. Les distributions, qui sont ajustées par une gaussienne, montrent que les évènements sont en accord avec la distribution statistique sur cinq ordres de grandeur. Les quelques évènements hors de la distribution gaussienne correspondent aux instabilités du faisceau déjà mentionnées. De façon plus systématique, on compare la largeur des distributions d'asymétrie à celle donnée par les lois statistiques. Pour un nombre d'évènements assez grand, le nombre de particules N au cours d'un MPS suit une distribution gaussienne d'écart type \sqrt{N} . En d'autres termes, si le courant est supposé constant et l'asymétrie de charge négligeable, la largeur des taux de comptage mesurés dans chaque état d'hélicité est telle

que :

$$\sigma(N^+) = \sigma(N^-) = \sqrt{N} \quad (\text{VI.2})$$

Comme chaque MPS est une mesure indépendante, on peut simplement propager $\sigma(N^+)$ et $\sigma(N^-)$ dans l'expression de l'asymétrie par quartet (équation VI.1) pour obtenir :

$$\sigma(\mathcal{A}_{stat}) = \frac{1}{\sqrt{4N}} \quad (\text{VI.3})$$

Le rapport RCS (*Ratio to Counting Statistics*) de la largeur de l'asymétrie mesurée $\sigma(\mathcal{A}_{mes})$ sur $\sigma(\mathcal{A}_{stat})$ permet de vérifier jusqu'à quel point la distribution de l'asymétrie mesurée est dominée par la statistique. Le tableau VI.2 résume les valeurs de ce rapport, moyennées sur les quatre octants français et nord-américain, pour chaque jeu de données. Les données à 687 MeV pour les cibles LH₂ et LD₂ ont été séparées suivant les deux périodes d'acquisition. L'erreur sur le rapport

<i>dataset</i>	octants Fr	octants NA
LD ₂ 362 MeV	1.0021	1.0641
LD ₂ 687 MeV (nov-déc 2006)	1.0001	1.0154
LD ₂ 687 MeV (mars 2007)	1.0008	1.0013
LH ₂ 362 MeV		
LH ₂ 687 MeV (avril 2006)	0.9993	1.0308
LH ₂ 687 MeV (sept-oct 2006)	1.0016	1.0269

TAB. VI.2: Rapport $R = \frac{\sigma(\mathcal{A}_{mes})}{\sigma(\mathcal{A}_{stat})}$ pour chaque jeu de données, moyenné sur les quatre octants français et nord-américain.

R est constante de l'ordre de 10^{-3} . La faible déviation de R par rapport à 1 que l'on peut voir sur l'ensemble des octants est associée à l'effet du temps mort et des coïncidences fortuites dans l'électronique d'acquisition. On remarque cependant que R est systématiquement plus grand pour les octants nord-américain que français. L'origine de cette différence a été identifiée sur les données LD₂ 362 MeV, et provient d'une anomalie sur le module électronique d'échelle américain, comme nous le détaillerons dans la section VI.3. Nous verrons que lors de l'analyse, dont nous allons maintenant décrire le principe, une étape est consacrée à la correction des données affectées par l'anomalie du RCS.

VI.2 Stratégie globale de l'analyse

L'analyse des données est segmentée en un ensemble de corrections appliquées successivement aux taux de comptage mesurés puis aux asymétries construites à partir de ces derniers. Chacune de ces corrections permet de réduire les effets systématiques affectant l'asymétrie mesurée et d'extraire finalement l'asymétrie physique des données. Chaque correction a fait l'objet d'une analyse détaillée afin de déterminer leur effet sur l'asymétrie et l'erreur systématique qui leur est associée.

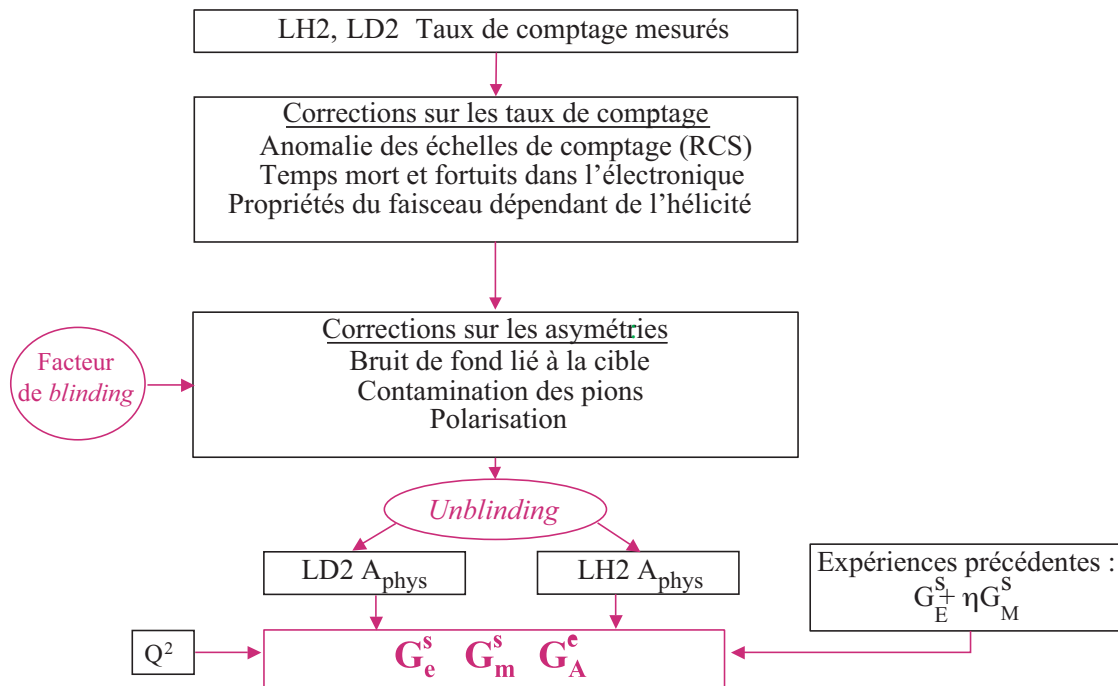


FIG. VI.6: Schéma de l'ensemble des corrections appliquées aux données afin d'extraire l'asymétrie physique à partir de l'asymétrie mesurée. A partir de l'asymétrie mesurée sont ensuite déterminés les facteurs de forme électromagnétiques étranges.

La figure VI.6 schématise le déroulement du traitement des données. Les taux de comptages mesurés sont corrigés des effets liés à l'instrumentation de mesure, MPS par MPS, avant de construire l'asymétrie quartet par quartet. Ces corrections incluent une coupure peu restrictive sur le courant du faisceau pour s'affranchir de ses instabilités, appelées *beam trips*, ainsi qu'une coupure sur les distributions de taux de comptage mesurés, associée à l'anomalie du RCS. Une correction du temps mort de l'électronique d'acquisition les complète, ainsi qu'une correction des effets liés aux fluctuations des propriétés du faisceau dépendant de l'hélicité, à savoir sa charge, sa position et son angle d'impact sur la cible. Les asymétries sont ensuite construites à partir des taux de comptages corrigés, et sont multipliées par un facteur crypté. Ce *blinding factor* permet d'éviter toute intention, consciente ou inconsciente, de comparer le résultat de l'analyse avec des résultats déjà publiés, ou avec des prévisions théoriques.

En pratique, un code d'analyse (*g0analysis*) a été spécifiquement développé pour G° et permet d'effectuer les corrections sus-citées consécutivement lors de quatre passages (*pass*) :

- Le pass 1 correspond aux données brutes, auxquelles ont été soustraits les *beam trips*.
- Le pass 2 correspond aux données sans *beam trips* et corrigées de l'anomalie du RCS.
- Le pass 3 applique la correction des effets liés à l'électronique,
- et le pass 4 corrige par régression linéaire des effets systématiques liés aux propriétés du faisceau.

On tient compte enfin de la polarisation, après avoir soustrait les différents bruit de fond. Ceux-ci

comprennent les électrons inélastiques présents dans les cellules élastiques (dilution de l'asymétrie) ainsi que les pions mal identifiés par le détecteur Čerenkov . Chacune de ces corrections va être abordée successivement. Après avoir révélé le facteur de *blinding*, les asymétries physiques obtenues seront combinées aux résultats de la phase aux angles avant de l'expérience afin d'extraire les facteurs de forme étranges (chapitre VIII).

VI.3 L'anomalie du RCS

Rappelons que le RCS est le rapport entre l'écart type de la distribution des asymétries mesurées et celui calculé à partir du nombre d'évènements. Si aucun effet systématique n'affecte les données, ce rapport est égal à 1. Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section VI.1 (table VI.2), les valeurs du RCS sont systématiquement supérieures pour les octants nord-américains que pour les octants français sur l'ensemble des jeux de données, à l'exception du LD₂ 687 MeV de mars 2007. Cette différence a permis de mettre en évidence une anomalie des taux de comptages mesurés, affectant l'ensemble des cellules des matrices électron et pion nord-américaines. Elle se traduit par un ensemble d'évènements en dehors de la distribution principale gaussienne de taux de comptage par MPS mesurés. La figure VI.7 illustre ce phénomène pour un run et une cellule typiques de la matrice électron. Les asymétries calculées à partir de ces taux de comptage présentent également une non-gaussianité qui n'est pas liée aux évènements physiques, comme illustré sur la figure VI.10a.

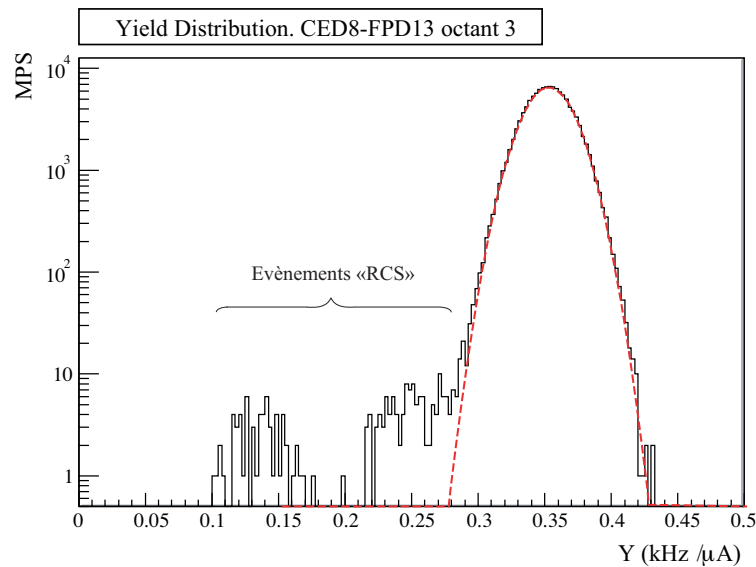


FIG. VI.7: Distribution des taux de comptages normalisés mesurés par MPS dans la cellule (8,13) de l'octant 3, pour le *run* 33724.

Afin de comprendre l'origine des évènements dits "RCS", des données tests ont été acquises et une simulation détaillée de la configuration électronique interne des échelles de comptage a été mise en oeuvre. Les données de test ont montré qu'un problème apparaît au niveau des modules

de comptage nord-américains (échelles) dans une configuration particulière de leur signal d'entrée : lorsque deux signaux arrivent sur l'échelle dans un délai inférieur à 7.1 ns, une erreur se produit dans l'incrémement. Les échelles, nord-américaines comme françaises, ont été conçues pour fonctionner avec des signaux d'entrée d'une longueur supérieure ou égale à 10 ns. Elles comptent, pour chaque cellule de la matrice CED×FPD, le nombre d'évènements dont les *Mean Timer* (MT) CED et FPD sont en coincidence en temps avec le signal de déclenchement *Trigger* (cf. section V.4.3). La simulation a permis de reproduire les données tests, comme illustré par la figure VI.8, en supposant qu'un double signal MT FPD (ou CED) est en coincidence avec un seul signal MT CED (FPD) et le *Trigger*. En effet, pour les échelles nord-américaines, le recouvrement des trois signaux, CED MT, FPD MT, et *Trigger*, détermine la largeur du signal en entrée de l'échelle. Dans la configuration des signaux illustrée par la figure VI.9, deux signaux MT FPD séparés de 2 ns sont en coincidence avec un signal MT CED et le *Trigger*, et génèrent ainsi deux signaux séparés de 7 ns et de largeur inférieure à 10 ns en entrée de l'échelle de comptage. À la suite de la découverte de cette erreur dans l'incrémement des échelles, et sa cause, l'anomalie du RCS a donc été corrigée en reprogrammant l'électronique nord-américaine pour fixer la longueur de ses signaux de sortie à 10 ns, au lieu du recouvrement des trois signaux MT CED, MT FPD et *Trigger*.

Les évènements affectés par l'anomalie doivent néanmoins être supprimés des données déjà acquises, afin d'éliminer le biais systématique induit sur l'asymétrie mesurée. Pour chaque *run* et chaque cellule de la matrice, un ajustement des distributions des taux de comptage mesurés par chaque échelle de comptage est donc effectué et une coupure à 5σ est appliquée avant de calculer l'asymétrie. Cette coupure a été étudiée de façon à supprimer un maximum d'évènements hors de la distribution gaussienne attendue, tout en réduisant au minimum son impact sur la statistique

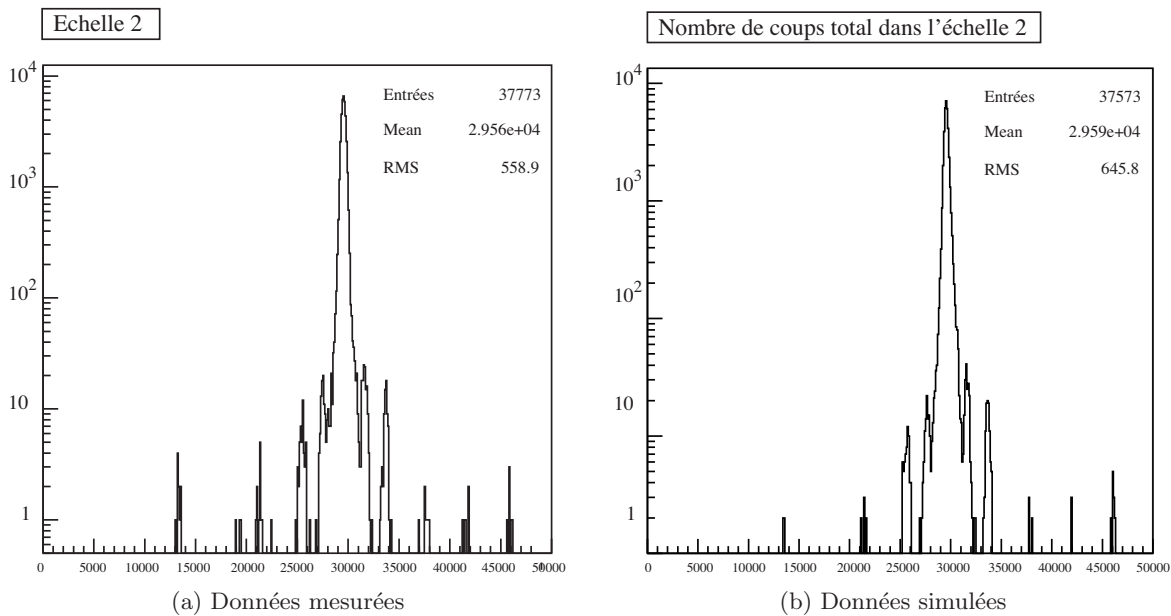


FIG. VI.8: Comparaison de la simulation de l'anomalie de comptage des échelles avec les données expérimentales de test.

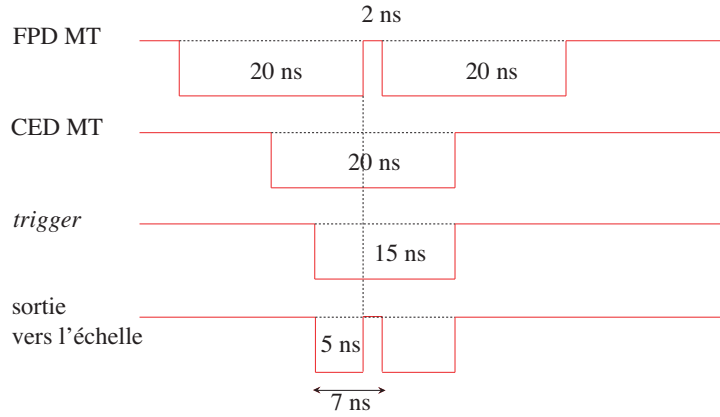


FIG. VI.9: Configuration des signaux MT telle que deux fronts montants arrivent en entrée d'un échelle de comptage, induisant une erreur d'inversion des bits de comptage et le comptage d'évènements anormaux.

pour la mesure de l'asymétrie [Cap07]. Le tableau VI.3 indique que le pourcentage de quartets coupés par cellule pour chaque jeu de données n'excède pas la valeur de 2 %, obtenue pour les octants nord-américains en LH₂ 687 MeV. Le taux de quartets coupés pour les octants français est de l'ordre ou inférieur à 0.1 %, valeur également atteinte pour les octants nord-américains en LD₂ 687 MeV où le problème avait été résolu. À la suite de la coupure, on peut constater que

<i>dataset</i>	octants Fr (%)	octants NA (%)
LD ₂ 362 MeV	0.106	0.388
LD ₂ 687 MeV (mars 2007)	0.1085	0.1087
LH ₂ 362 MeV		
LH ₂ 687 MeV (sept-oct 2006)	0.023	2.03

TAB. VI.3: Pourcentage de quartets supprimés par cellule par la coupure à 5σ appliquée aux distributions de taux de comptage mesurés.

les distributions des asymétries par quartet retrouvent une distribution gaussienne, comme illustré par la figure VI.10.

L'estimation de l'erreur systématique liée à la coupure 5σ repose sur l'évaluation de l'asymétrie associée aux évènements "RCS" restant dans les distributions de taux de comptage après la coupure. Celle-ci peut s'exprimer comme la différence entre l'asymétrie mesurée \mathcal{A}_{mes} et l'asymétrie corrigée après la coupure, notée $\mathcal{A}_{\text{phys}}$:

$$\mathcal{A}_{\text{RCS}} = \mathcal{A}_{\text{mes}} - \mathcal{A}_{\text{phys}} \quad (\text{VI.4})$$

Si on considère la probabilité p_{\pm} d'avoir une erreur de comptage dans un MPS d'hélicité + ou -, l'asymétrie mesurée peut s'exprimer comme :

$$\mathcal{A}_{\text{mes}} = \mathcal{A}_{\text{phys}} + p_{+} \mathcal{A}_{\text{shift}} - p_{-} \mathcal{A}_{\text{shift}} \quad (\text{VI.5})$$

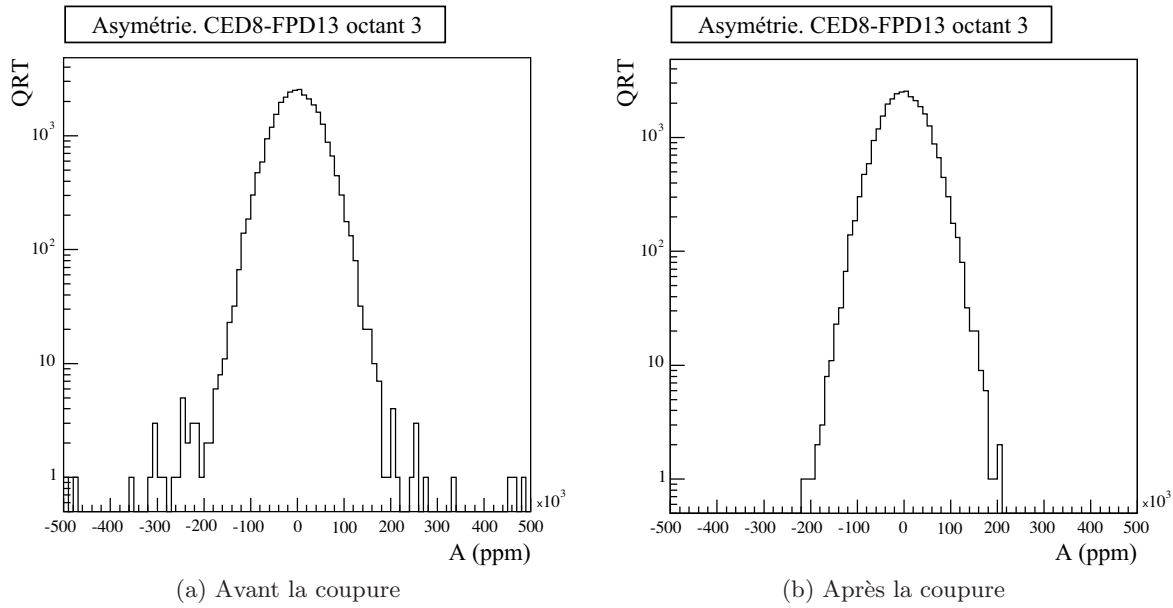


FIG. VI.10: Distribution de l'asymétrie dans la cellule (9,13) de l'octant 3, pour le *run* 33724, avant et après la coupure sur les taux de comptage.

où $\mathcal{A}_{\text{shift}}$ est l'écart à l'asymétrie physique induit par les événements "RCS". La probabilité p_{\pm} est uniquement proportionnelle au taux de comptage, et peut donc s'écrire :

$$p_{\pm} = \frac{\alpha}{2}(1 \pm \mathcal{A}_{\text{phys}}) \quad (\text{VI.6})$$

où α est la proportion d'évènement "RCS" non rejetée après coupure. Le décalage $\mathcal{A}_{\text{shift}}$ peut s'exprimer en fonction de l'écart entre les taux de comptage "RCS" et la valeur centrale, noté $\Delta N = n\sqrt{N}$:

$$\mathcal{A}_{\text{shift}} = -\frac{\Delta N}{4N} = \frac{n\sigma_{\text{stat}}^{\text{qrt}}}{2} \quad (\text{VI.7})$$

Le facteur n représente le décalage normalisé à la largeur de la distribution, des taux de comptage "RCS" par rapport à la moyenne. Il en résulte :

$$\mathcal{A}_{\text{RCS}} = -\frac{\alpha n}{2} \sigma_{\text{stat}}^{\text{qrt}} \mathcal{A}_{\text{phys}} \quad (\text{VI.8})$$

Comme α est estimé à partir de la simulation à moins de 1 %, et comme la largeur maximale des distributions d'asymétrie par quartet est de 46000 ppm, en combinant avec les asymétries physiques, l'erreur finale associée à la correction de l'anomalie RCS ne dépasse pas 10^{-3} ppm, et reste négligeable devant les autres erreurs.

VI.4 Les effets liés à l'électronique

Afin d'accumuler un maximum de données en un minimum de temps, l'électronique de G° aux angles arrière, dont le fonctionnement est décrit dans le chapitre V en section V.4.3, reçoit des taux de comptage moyen de l'ordre du MHz. Malgré l'attention portée à la rapidité de traitement des signaux, de tels taux induisent du temps mort et des événements fortuits dans l'électronique. Ces effets affectent chacun des différents modules (CFD, MT, coincidence . . .) et se caractérisent respectivement par une perte et un gain dans les taux de comptage mesurés. La proportion d'événements perdus et gagnés pour chaque module dépend du carré des taux de comptage en entrée. Comme ces taux de comptage sont fonction de l'intensité et de l'hélicité du faisceau, les effets de temps mort et de fortuits sont associés à une asymétrie systématique qui est liée à l'asymétrie de charge et à l'asymétrie intrinsèque des taux de comptage. L'extraction de l'asymétrie physique requiert donc leur correction.

La correction mise en oeuvre est basée sur une modélisation du fonctionnement de l'électronique, et est directement appliquée aux taux de comptage. La contribution systématique à l'asymétrie construite à partir de ces derniers est ainsi réduite, et l'erreur systématique associée est parfaitement maîtrisée. La deuxième partie du chapitre VII est consacrée à la description détaillée de la correction, dont nous allons reprendre ici les résultats principaux dans un souci de cohérence dans la présentation des corrections successives appliquées aux données. Les effets liés à la chaîne de coincidence $CED \times FPD$ sont d'abord abordés, et sont ensuite complétés par la description du temps mort et des fortuits affectant la ligne d'électronique Čerenkov. Un calcul détaillé de l'asymétrie systématique ainsi corrigée est ensuite développé afin de déterminer avec précision l'erreur systématique sur la correction. À cette erreur doivent être ajoutés les contributions des effets résiduels dont la correction ne permet pas de tenir compte, afin d'obtenir un bilan d'erreur final.

Temps mort et fortuits dans l'électronique de coincidence $CED \times FPD$

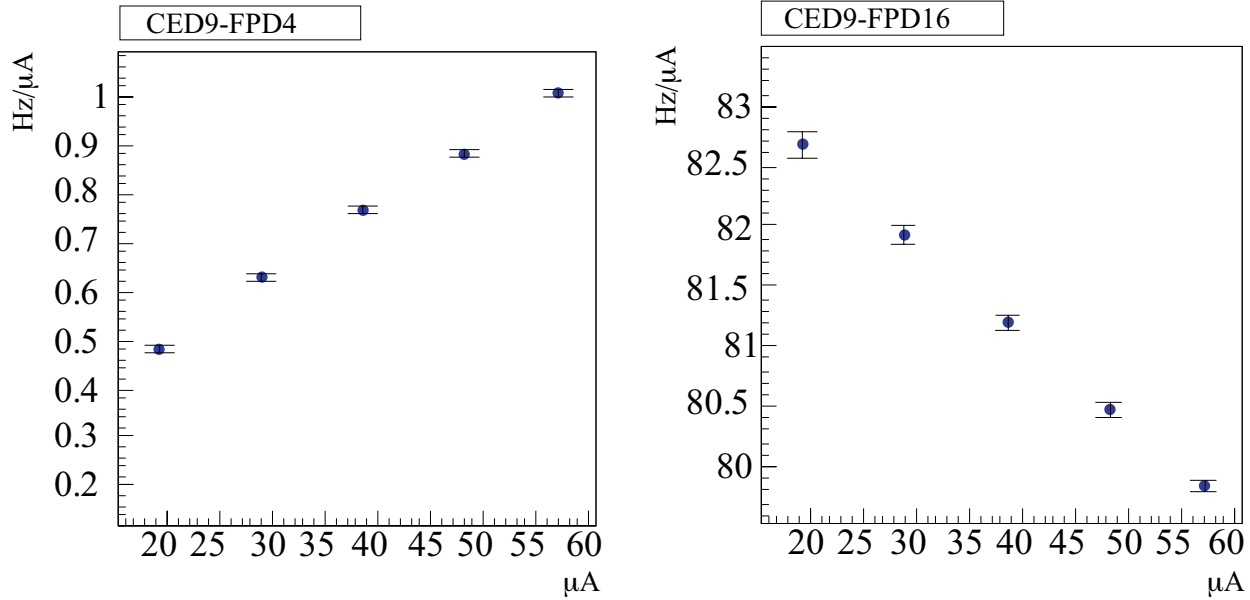
L'électronique de coincidence fait intervenir les modules CFD, MT et de coincidence, tels que décrits dans la section V.4.3. Le temps mort de chacun de ces modules, qui caractérise la probabilité de perdre un événement pendant la période de traitement d'un événement précédent, induit la perte de signaux intermédiaires qui se répercute sur les taux de comptage en coincidence $CED \times FPD$. Les événements fortuits introduisent quant à eux des taux de comptage additionnels. Ces deux effets sont clairement illustrés sur la figure VI.11 qui montre les taux de comptage $e + \pi$ normalisés au courant, dans deux cellules de la matrice, en fonction du courant du faisceau. La cellule de la figure de gauche, VI.11a, située dans la région cinématique de bruit de fond, reçoit des taux de comptage faibles qui correspondent principalement à des coincidences $CED \times FPD$ fortuites. Si on note Δ la largeur de la porte de coincidence et r_{CED} et r_{FPD} les taux de comptage des MT CED et FPD, le nombre de coincidences fortuites peut alors s'écrire $r_{CED} \times r_{FPD} \times \Delta$. Le taux de comptage en coincidence normalisé mesuré est alors la somme des coincidences en temps et des coincidences

fortuites :

$$\tilde{r}_{mes} = \tilde{r}_{coinc} + \tilde{r}_{CED} \times \tilde{r}_{FPD} \times \Delta \times I \quad (\text{VI.9})$$

Il présente une dépendance linéaire croissante en fonction du courant qui est observée sur la figure VI.11a.

En revanche, la cellule de la figure de droite, VI.11b, située dans la région élastique présente un taux de comptage de l'ordre de 80 Hz/ μA , et est principalement affectée par le temps mort. Si le



(a) Cellule dominée par les fortuits.

(b) Cellule dominée par le temps mort.

FIG. VI.11: Effets conjoints du temps mort et des fortuits visibles sur la dépendance en courant des taux de comptage mesurés $e + \pi$ dans deux cellules typiquement affectées par l'un et l'autre de ces effets (LH₂ 687 MeV). La cellule (9,4) se situe dans la région de bruit de fond, et la cellule (9,16) dans la région élastique, de la matrice CED \times FPD (c.f. figure VI.2b).

temps minimal nécessaire entre deux évènements consécutifs en entrée d'un module est noté τ , la probabilité de perdre un évènement par temps mort s'écrit $DT = r_{mes} \times \tau$, où r_{mes} est le taux de comptage mesuré par le module. Le taux de comptage normalisé mesuré s'écrit alors de la façon suivante :

$$\tilde{r}_{mes} = \tilde{r}_{vrai} (1 - \tilde{r}_{mes} \times \tau \times I) \quad (\text{VI.10})$$

et présente une dépendance linéaire décroissante en fonction du courant, parfaitement illustrée sur la figure VI.11b.

Notons par ailleurs que l'électronique de l'expérience G^o rejette directement les évènements où plus d'un MT CED et FPD sont en coincidence (voir le schéma VII.7 du chapitre VII). La probabilité de telles coincidences multiples, notée MH_{12} et MH_{22} lorsqu'un seul, ou deux, signaux CED (FPD) sont en coincidence avec deux signaux FPD (CED) a donc un effet similaire à celui du temps mort : une partie des taux de comptage est soustraite.

Les taux de comptage en coïncidence mesurés sont finalement le résultat d'une combinaison d'évènements effectivement en coïncidence et de coïncidence fortuites, dont une partie a été perdue par les temps morts des différents modules successifs. Une simulation a permis de valider l'expression complexe de cette dépendance vis à vis des probabilités de temps mort des différents modules et de coïncidences multiples (DT et MH), ainsi que du taux de comptage de coïncidences fortuites (\tilde{r}_{rand}) [PF06] :

$$\tilde{r}_{mes}^{\pm} = \left[\tilde{r}_{DTcor}^{\pm} \left(1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced} \right) \left(1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd} \right) + \tilde{r}_{rand} \right] \left(1 - DT_{Trig} - MH_{22} \right) \overline{MH_{12}} \quad (VI.11)$$

La première étape de la correction de temps mort consiste alors à inverser l'équation VI.11 afin d'extraire les coïncidences CED×FPD corrigées, notées \tilde{r}_{DTcor}^{\pm} . Cette correction est appliquée MPS par MPS sur les taux de comptage dans chaque cellule, avant le calcul d'asymétrie, afin de tenir compte de l'hélicité. Elle est associée à une correction complémentaire, qui permet de tenir compte des effets de temps mort et de fortuits dans l'électronique Čerenkov, que nous allons maintenant aborder.

Temps mort et fortuits dans l'électronique Čerenkov

Le détecteur Čerenkov, sensible seulement aux électrons, est utilisé afin de valider les coïncidences CED×FPD qui sont ensuite envoyées dans des échelles de comptage. Un signal de déclenchement est généré à partir des signaux individuels des quatre photomultiplicateurs du détecteur. Ce signal est ensuite mis en coïncidence avec le signal CED×FPD pour discriminer les électrons des pions. Le temps mort dans la ligne d'électronique du Čerenkov induit une perte du signal de déclenchement Čerenkov, et la coïncidence CED×FPD associée est alors dirigée à tort vers l'échelle de comptage de la matrice pion. Au contraire, les coïncidences fortuites entre le signal du Čerenkov et un signal de coïncidence $CED_i \times FPD_j$ dirige cette dernière dans la matrice électron. La probabilité de temps mort et les fortuits liés à l'électronique Čerenkov induisent donc un mélange des deux matrices.

Les taux de comptage mesurés dans chacune des matrices s'écrivent comme :

$$\begin{aligned} \tilde{r}_{DTcor}^e &= \tilde{r}_{vrai}^e (1 - DT_c) + \tilde{r}_{vrai}^{\pi} Rdm_c \\ \tilde{r}_{DTcor}^{\pi} &= \tilde{r}_{vrai}^e DT_c + \tilde{r}_{vrai}^{\pi} (1 - Rdm_c) \end{aligned} \quad (VI.12)$$

où interviennent la probabilité de temps mort du Čerenkov, DT_c , le taux de comptage fortuit du Čerenkov, Rdm_c , et les taux de comptage normalisés électron et pion, \tilde{r}^e et \tilde{r}^{π} .

La correction des effets liés à l'électronique du Čerenkov est effectuée à la suite de la correction liée à l'électronique de coïncidence. Les taux de comptage corrigés de l'ensemble des effets, \tilde{r}_{vrai} , sont obtenus par résolution du système VI.12, dans lequel interviennent les taux de comptage

\tilde{r}_{DTCor} eux-mêmes obtenus par inversion de l'équation VI.11. L'asymétrie est ensuite calculée à partir des taux de comptages corrigés \tilde{r}_{vrai} dans chaque état d'hélicité pour chaque quartet.

Effet sur l'asymétrie mesurée

Les corrections sus-citées sont réalisées sur les taux de comptage dans le programme d'analyse, l'asymétrie étant ensuite construite à partir des signaux corrigés : $\mathcal{A}_{vrai} = (\tilde{r}_{vrai}^+ - \tilde{r}_{vrai}^-) / (\tilde{r}_{vrai}^+ + \tilde{r}_{vrai}^-)$. Afin de quantifier les corrections appliquées, et d'y associer une erreur, il est nécessaire d'estimer l'asymétrie systématique corrigée correspondante, notée \mathcal{A}_{syst} . Celle-ci s'exprime comme la différence entre les asymétries mesurée et corrigée, et peut être réexprimée comme la somme de quatre contributions, associées à chacun des effets corrigés :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{syst} &= \mathcal{A}_{mes} - \mathcal{A}_{vrai} \\ &= \mathcal{A}_{Single} + \mathcal{A}_{Trig} + \mathcal{A}_{MH_{12}} + \mathcal{A}_{\check{C}er} \end{aligned} \quad (VI.13)$$

- \mathcal{A}_{Single} correspond aux effets liés aux modules CFD et MT, affectant les événements *singles* (voir chapitre VII), ainsi qu'à la contribution des coïncidences fortuites, \tilde{r}_{rand} .
- \mathcal{A}_{Trig} comprend la contribution du temps mort et des coïncidences multiples MH_{22} du module de coïncidence CED×FPD.
- $\mathcal{A}_{MH_{12}}$ est la contribution des coïncidences multiples MH_{12} .
- $\mathcal{A}_{\check{C}er}$ est associé à la contamination liée à l'électronique Čerenkov.

Le calcul analytique de chacune de ces contributions est effectué en dérivant les asymétries associées aux taux de comptage utilisés pour exprimer le temps mort et les fortuits dans les équations VI.11 et VI.12. Ce calcul est validé par la comparaison avec les asymétries calculées par le code d'analyse des données, *g0analysis*, et fait l'objet d'une présentation complète dans la section VII.2.3 du chapitre VII.

La table VI.4 montre les valeurs d'asymétrie systématique obtenues dans chaque jeu de données. Les erreurs sont obtenues à partir de calculs détaillés qui tiennent compte des erreurs statistiques associées aux taux de comptage et aux asymétries impliquées dans chacun des termes de l'équation VI.13. Inférieures ou de l'ordre du ppm pour les données à 362 MeV et en LH₂, elles vont jusqu'à 7.4 ppm en LD₂ 687 MeV. Les valeurs élevées pour les jeux de données en LD₂ sont liées à la contribution du Čerenkov, $\mathcal{A}_{\check{C}er}$, dominée par le terme (voir chapitre VII) :

$$\mathcal{A}_{\check{C}er} \simeq f_{\pi} (\mathcal{A}_{vrai}^{\pi} - \mathcal{A}_{vrai}^e) \quad (VI.14)$$

où f_{π} est la fraction de pion présents dans la matrice électron du fait du temps mort dans l'électronique du Čerenkov. La contribution de $\mathcal{A}_{\check{C}er}$ est négligeable en LH₂ 362 MeV, car f_{π} (voir table VII.8 du chapitre VII) et les asymétries \mathcal{A}_{vrai}^{π} et \mathcal{A}_{vrai}^e sont faibles (de l'ordre de 1.5 %, 15 et 10 ppm respectivement). Elle augmente en revanche en LH₂ 687 MeV car f_{π} , \mathcal{A}_{vrai}^{π} et \mathcal{A}_{vrai}^e augmentent (~ 3 %, 20 et 40 ppm respectivement). En LD₂ elle devient la contribution principale

	$\mathcal{A}_{syst} \pm \epsilon_{syst}$ (ppm)
LH ₂ 362 in	-0.30 ± 0.04
out	0.26 ± 0.04
LH ₂ 687 in	-1.19 ± 0.16
out	1.08 ± 0.16
LD ₂ 362 in	-0.36 ± 0.20
out	0.39 ± 0.22
LD ₂ 687 (2007)	
in	-4.48 ± 1.86
out	8.06 ± 2.17
LD ₂ 687 (2006)	
in	-2.80 ± 1.77
out	7.26 ± 1.60

TAB. VI.4: Asymétrie systématique corrigée par la correction des effets de l'électronique, pour les taux de comptage électrons élastiques.

du fait de la forte contamination liée aux taux de comptage pion élevés, qui atteint $\sim 19\%$ (c.f. table VII.6).

L'étude de l'asymétrie systématique soustraite par la correction montre que cette dernière permet de réduire significativement les effets du temps mort et des fortuits sur les données. Une première estimation de l'erreur systématique associée à la correction est donné par l'erreur sur \mathcal{A}_{syst} , présentée dans le tableau VI.4. Cette dernière correspond à la propagation des incertitudes statistiques sur les asymétries intrinsèques des différents taux de comptage intermédiaires utilisés pour la correction. Pour obtenir l'erreur finale sur la correction, elle doit être augmentée de la contribution des effets résiduels que la correction présentée jusqu'alors ne permet pas de prendre en compte.

Effets résiduels

L'étude de la dépendance en courant des taux de comptage mesurés (figure VI.11), qui a permis d'extraire l'expression de la correction VI.11, montre également qu'il existe une pente résiduelle des taux de comptage corrigés en fonction du courant de faisceau, corroborée par l'étude de la dépendance de l'asymétrie mesurée en fonction de l'asymétrie de charge (voir chapitre VII). Ces pentes résiduelles sont liées à la conjugaison d'effets connus :

- la présence possible d'évènements sous le seuil des CFD, non mesurables, qui peuvent toutefois générer du temps mort. La probabilité de temps mort des CFD, DT_{CFD} , déterminée à partir des taux de comptage CFD mesurés est donc sous-estimée.
- la non correction du temps mort des CFD pour les octants français, du fait d'un problème de comptage sur les échelles associées.

- la soustraction des coïncidences fortuites, \tilde{r}_{rand} , est exclusivement appliquée aux données pions, du fait de l'impossibilité de corrélérer ces coïncidences à un signal Čerenkov sans ambiguïté.

Le temps mort résiduel dans les coïncidences CED×FPD est estimé pour chaque octant à partir des pentes résiduelles des taux de comptage corrigés en fonction du courant du faisceau, tandis que la fraction de coïncidences fortuites associées à un signal Čerenkov a pu être déterminée à partir des données de contrôle disponibles dans l'électronique Fastbus. Ces effets résiduels ont donc été estimés et sont pris en compte dans le bilan d'erreur final.

Erreur systématique

L'erreur systématique finale associée aux effets de l'électronique est la combinaison de l'erreur sur l'asymétrie systématique corrigée, ϵ_{syst} (table VI.4), et des effets résiduels.

Le temps mort résiduel, compris entre 0 et 6% selon les octants et les jeux de données, est pris en compte sous la forme d'une asymétrie systématique résiduelle directement ajoutée à l'erreur finale : ϵ_{resid}^{DT} . En effet, on suppose le temps mort résiduel entièrement imputable aux CFD, dont l'asymétrie intrinsèque est faible, et l'asymétrie résiduelle, calculée comme le produit du temps mort résiduel par l'asymétrie des CFD, est assez faible pour être directement considérée dans le bilan d'erreur.

La fraction de coïncidences fortuites résiduelles f_e , variant de 7 à 40% des fortuits selon les jeux de données, induit quant à elle une modification de la contribution \mathcal{A}_{Single} à l'asymétrie systématique totale, \mathcal{A}_{syst} . L'expression de la dépendance exacte est détaillée dans le chapitre VII. Il est seulement nécessaire ici de savoir que cette modification induit un terme résiduel $\mathcal{A}_{résid}$, présenté dans la table VI.5, qui doit être pris en compte au niveau de l'asymétrie corrigée. L'erreur statistique sur le calcul de $\mathcal{A}_{résid}$ et l'erreur sur la fraction f_e , permettent ensuite de déterminer l'erreur systématique résiduelle associée aux fortuits résiduels, notée ϵ_{resid}^{rdm} . Cette erreur est également présentée dans la table VI.5.

Finalement, l'erreur systématique associée à la correction du temps mort et des fortuits dans l'électronique est la combinaison de trois contributions indépendantes : ϵ_{syst} , ϵ_{resid}^{DT} et ϵ_{resid}^{rdm} . L'asymétrie résiduelle $\mathcal{A}_{résid}$ doit par ailleurs être soustraite aux asymétries corrigées afin d'obtenir l'asymétrie dite finale, qui tient compte des effets résiduels :

$$\mathcal{A}_{finale} = \mathcal{A}_{vrai} - \mathcal{A}_{résid} \pm \epsilon_{syst} \pm \epsilon_{resid}^{DT} \pm \epsilon_{resid}^{rdm} \quad (\text{VI.15})$$

La table VI.5 résume les valeurs de $\mathcal{A}_{résid}$ et des trois contributions ϵ_{syst} , ϵ_{resid}^{DT} et ϵ_{resid}^{rdm} . La somme quadratique de ces dernière reste inférieure à 0.5 ppm pour tous les jeux de données, sauf dans le cas du LD₂ 687 MeV où elle est de l'ordre de 2.5 ppm, du fait des valeurs de ϵ_{syst} . Négligeable à basse énergie, l'asymétrie systématique additionnelle $\mathcal{A}_{résid}$ est de l'ordre du 0.4 ppm pour les prises en cible de LD₂. Ces valeurs élevées, en comparaison des autres jeux de données pour lesquels elles ne dépassent pas 0.1 ppm, sont le reflet de la fraction de coïncidences fortuites, égale à 20% pour le LD₂ 362 MeV, et à l'asymétrie physique, de l'ordre de 40 ppm, en LD₂ 687 MeV.

		$\mathcal{A}_{\text{résid}}$	ϵ_{sys}	$\epsilon_{\text{resid}}^{DT}$	$\epsilon_{\text{resid}}^{rdm}$
		(ppm)	(ppm)	(ppm)	(ppm)
LH ₂ 362	in	-0.00	0.04	0.06	0.00
	out	0.00	0.04	0.07	0.00
LH ₂ 687	in	-0.15	0.16	0.06	0.02
	out	0.15	0.16	0.07	0.02
LD ₂ 362	in	-0.04	0.20	0.02	0.01
	out	0.04	0.21	0.04	0.01
LD ₂ 687 (2007)	in	-0.35	1.19	0.01	0.08
	out	0.39	2.17	0.01	0.10
LD ₂ 687 (2006)	in	-0.27	1.77	0.00	0.10
	out	0.43	1.60	0.00	0.14

TAB. VI.5: Erreur systématique finale liée à la correction des effets de l'électronique (ϵ_{sys}) accompagnée de l'asymétrie résiduelle à soustraire à l'asymétrie corrigée.

VI.5 Les fluctuations des paramètres du faisceau

Idéalement, dans une expérience de violation de parité, aucun paramètre autre que le signe de la polarisation du faisceau ne doit fluctuer entre deux états d'hélicité. En effet, les taux de comptage mesurés dépendent de la section efficace de diffusion et de la luminosité, qui dépendent toutes deux de l'ensemble des paramètres du faisceau. Les fluctuations de charge, de position sur la cible ou d'énergie entre deux états d'hélicité induisent donc une asymétrie systématique qui s'ajoute à l'asymétrie de violation de parité.

Les fluctuations des paramètres du faisceau sont définies par :

$$\begin{aligned}
\text{Différence de position en } x : & \quad \Delta x = x^+ - x^- \\
\text{Différence de position en } y : & \quad \Delta y = y^+ - y^- \\
\text{Différence d'angle d'incidence en } x : & \quad \Delta\theta_x = \theta_x^+ - \theta_x^- \\
\text{Différence d'angle d'incidence en } y : & \quad \Delta\theta_y = \theta_y^+ - \theta_y^- \\
\text{Différence d'énergie :} & \quad \Delta E = E^+ - E^- \\
\text{Asymétrie de charge :} & \quad \mathcal{A}_Q = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}
\end{aligned}$$

où \pm désigne l'état d'hélicité du faisceau. Les valeurs maximales requises à la proposition de l'expérience [CPP05] sont globalement du même ordre de grandeur que les valeurs aux angles avant. Elles ont simplement été multipliées par deux car l'asymétrie physique à mesurer est d'environ 20 ppm *vs* 5 ppm aux angles avant. Le tableau VI.6 résume ces spécifications ainsi que les valeurs moyennes effectivement atteintes sur l'ensemble de la période de prise de données. Très inférieures

Paramètre	Requis	Atteint
Position Δx	40 nm	-19 ± 3
Position Δy	40 nm	-17 ± 2
Angle par rapport à x	4 nrd	-0.8 ± 0.2
Angle par rapport à y	4 nrd	0.0 ± 0.1
Énergie	34 eV	2.5 ± 0.5
Asymétrie de charge	2 ppm	0.09 ± 0.08

TAB. VI.6: Bilan sur l'asymétrie de charge, la différence en position suivant les axes x et y , la déviation angulaire par rapport aux axes x et y , et la différence en énergie entre deux états d'hélicité au cours de la prise de données.

aux valeurs requises, les fluctuations résiduelles faibles témoignent de la maîtrise de la qualité du faisceau ainsi que du dispositif de contrôle mis en place et décrit dans le chapitre V. La correction par régression linéaire est la dernière étape de correction qui permet de supprimer les effets résiduels de ces fluctuations dans les données. Implémentée pour l'analyse des données de G° aux angles avant, et conservée pour les données de G° aux angles arrières, l'ensemble du formalisme et des détails de l'implémentation sont disponibles dans les références [Nak00, Nak05, Liu06]. Nous allons présenter ici les asymétries des paramètres pour les données aux angles arrières. Nous reprendrons ensuite le principe de la correction et le formalisme sur lequel elle repose, et verrons enfin les résultats, ainsi que l'erreur associée.

Les paramètres du faisceau et leur asymétrie

Mesurés tout au long de la prise de donnée par les détecteurs de contrôle décrits dans le chapitre V, les paramètres du faisceau présentent une asymétrie intrinsèque illustrée sur la figure VI.12 en fonction du temps pour un jeu de données représentatif. L'alignement précis de la cellule de Pockels, la RHPW[†] et le système de rétroaction faisant intervenir la cellule IA[‡] permettent de réduire significativement ces asymétries. La symétrie azimutale du détecteur permet par ailleurs d'éliminer au premier ordre les effets des corrélations entre la position et l'angle d'incidence des électrons sur les taux de comptage mesurés, et le système de cryogénie de la cible permet de maintenir une densité constante et indépendante de la puissance déposée par le faisceau. Les derniers effets résiduels sur les données des fluctuations de la charge, de la position en x et en y , des angles d'incidence en x et en y ainsi que de l'énergie du faisceau sont corrigés par régression linéaire. Notons que la charge est prise en compte pour corriger les derniers effets de dépendance vis à vis du courant due au temps mort résiduel de l'électronique d'acquisition.

Le tableau VI.7 résume les valeurs moyennes de la différence OUT-IN des asymétries des paramètres du faisceau sur l'ensemble de la période d'acquisition. La variation en énergie ΔE et

[†]Rotatable Half Wave Plate

[‡]Intensity Attenuator

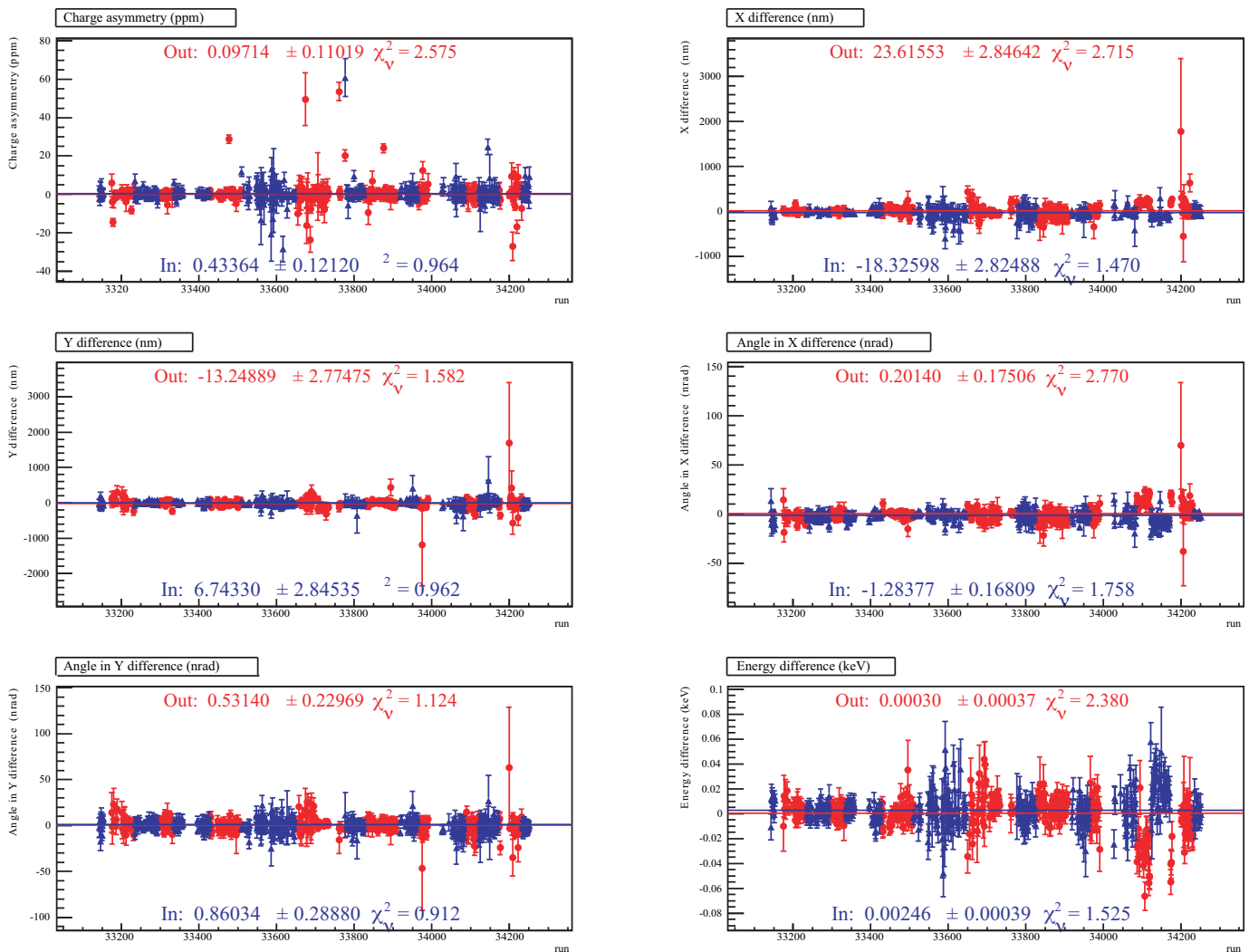


FIG. VI.12: Fluctuations des paramètres du faisceau en fonction du numéro de *run* en LD₂ 362 MeV.

Paramètre	LD ₂ 362 MeV	LD ₂ 687 MeV (2006)	LH ₂ 362 MeV	LH ₂ 687 MeV
Δx (nm) out-in	20.95 ± 2.00	8.40 ± 3.60	-11.86 ± 3.32	10.95 ± 3.14
Δy (nm) out-in	-10.08 ± 1.98	8.40 ± 1.94	-0.21 ± 3.06	3.16 ± 2.85
$\Delta \theta_x$ (nrad) out-in	0.76 ± 0.12	-0.24 ± 0.18	1.13 ± 0.11	1.04 ± 0.19
$\Delta \theta_y$ (nrad) out-in	-0.01 ± 0.18	0.61 ± 0.10	0.75 ± 0.25	-0.14 ± 0.08
ΔE (eV) out-in	-0.00 ± 0.00	-0.00 ± 0.00	-0.00 ± 0.00	-0.00 ± 0.00
\mathcal{A}_Q (ppm) out-in	-0.14 ± 0.08	-0.26 ± 0.07	-0.47 ± 0.10	-0.26 ± 0.07

TAB. VI.7: Résumé des valeurs OUT-IN des fluctuations des paramètres atteints dans chaque jeu de données de G^o aux angles arrière.

l'asymétrie de charge \mathcal{A}_Q sont globalement très inférieures aux spécifications sur l'ensemble des

jeux de données. Les variations des angles θ_x et θ_y sont également inférieures aux spécifications, tandis que les variations en position sont globalement du même ordre de grandeur que ces dernières. Nous allons voir que ces variations sont parfaitement maîtrisées par la correction, et que les pentes associées restent faibles.

Principe de la correction

La méthode de régression linéaire pour corriger les asymétries mesurées des asymétries résiduelles des paramètres du faisceau n'est pas spécifique à G° , mais est communément utilisée dans l'expérience de violation de parité [A⁺04b, Hum03]. Elle repose sur l'hypothèse selon laquelle les modifications des taux de comptage mesurés sont assez faibles pour pouvoir supposer leur dépendance linéaire vis à vis des fluctuations des paramètres du faisceau. On écrit alors la variation des taux de comptage à l'aide d'un développement de Taylor au premier ordre des taux de comptage mesurés en fonction de chacun des paramètres :

$$\delta Y = \sum_{m=1}^{m=6} C_m \delta P_m \quad \text{avec} \quad C_m \equiv \frac{\partial Y}{\partial P_m} \quad (\text{VI.16})$$

Les termes de variation $\delta Y \equiv Y - \langle Y \rangle$ et $\delta P_m \equiv P_m - \langle P_m \rangle$ représentent l'écart des taux de comptage mesurés normalisés, Y , et des valeurs de chacun des paramètres du faisceau, P_m , par rapport à leur valeur moyenne. C_m est le terme de corrélation entre les taux de comptage mesurés et le paramètre P_m , ou encore la réponse du détecteur aux fluctuations d'un paramètre faisceau m . Si chacun des paramètres est fonction de l'hélicité et $Y^\pm \ll \sum_m C_m P_m^\pm$, on peut réécrire l'asymétrie mesurée comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{mes}} &= \frac{Y_{\text{mes}}^+ - Y_{\text{mes}}^-}{Y_{\text{mes}}^+ + Y_{\text{mes}}^-} \\ &= \frac{Y_{PV}^+ - Y_{PV}^- + \sum_m C_m (P_m^+ - P_m^-)}{Y_{PV}^+ + Y_{PV}^- + \sum_m C_m (P_m^+ + P_m^-)} \\ &\simeq \mathcal{A}_{PV} + \sum_m C_m \frac{\Delta P_m}{2\langle Y \rangle} \end{aligned} \quad (\text{VI.17})$$

où $\Delta P_m = P_m^+ - P_m^-$ est la différence de valeur du paramètre P_m entre les deux états d'hélicité, et \mathcal{A}_{PV} est l'asymétrie de violation de parité. L'asymétrie systématique due aux fluctuations des paramètres du faisceau est donc :

$$\mathcal{A}_f = \sum_m C_m \frac{\Delta P_m}{2\langle Y \rangle} \quad (\text{VI.18})$$

Elle fait intervenir les termes de corrélation $C_m = \frac{\partial Y}{\partial P_m}$, l'asymétrie des paramètres ΔP_m , et le taux de comptage normalisé mesuré. Le principal enjeu de la correction réside dans la détermination des

dépendances C_m afin de calculer l'asymétrie systématique et la soustraire à l'asymétrie mesurée.

Détermination des pentes C_m

Tous les paramètres du faisceau varient simultanément et de manière corrélée. Pour tenir compte des corrélations des paramètres entre eux, les pentes des taux de comptage en fonction de chacun des paramètres sont déterminées par la méthode des moindres carrés. Pour un ensemble de N mesures de Y^i et P_m^i , où i désigne la i -ème mesure, on peut définir le χ^2 comme :

$$\chi^2 = \sum_i^N \frac{\left(\delta Y^i - \sum_m C_m \delta P_i \right)^2}{(\sigma^i)^2} \quad (\text{VI.19})$$

où σ^i est l'erreur sur la mesure de $(\delta Y^i - \sum_m C_m \delta P_i)$. Les N mesures correspondent soit au nombre de quartets dans un *run*, dans le cas où on mesure les fluctuations naturelles au sein du *run* (*normal beam motion*), soit au nombre de valeurs mesurées lors d'un *run* spécifique où les paramètres faisceau sont modulés artificiellement sur de grands intervalles (*coil modulation*). Ces mesures spécifiques sont effectuées tous les trois *runs* de production, à l'aide d'aimants situés en entrée du hall C. Elles permettent d'obtenir la dépendance des taux de comptage sur un large intervalle de variation des paramètres, pour déterminer les pentes des taux de comptage. La statistique est en revanche limitée. L'utilisation des fluctuations naturelles du faisceau au sein même des *runs* permet au contraire l'accumulation d'une grande statistique pour améliorer la précision.

La minimisation du χ^2 peut s'écrire sous la forme matricielle :

$$\vec{\xi} = M \cdot \vec{C} \quad (\text{VI.20})$$

en définissant :

$$\vec{\xi} = \begin{pmatrix} \langle \delta P_1 \delta Y \rangle \\ \vdots \\ \langle \delta P_6 \delta Y \rangle \end{pmatrix}; \quad M = \begin{bmatrix} \langle \delta P_1 \delta P_1 \rangle & \langle \delta P_1 \delta P_2 \rangle & \cdots \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle \delta P_6 \delta P_1 \rangle & \langle \delta P_6 \delta P_2 \rangle & \cdots \end{bmatrix}; \quad \vec{C} = \begin{pmatrix} C_1 \\ \vdots \\ C_6 \end{pmatrix} \quad (\text{VI.21})$$

où :

$$\langle \delta P_i \delta P_j \rangle = \langle P_i P_j \rangle - \langle P_i \rangle \langle P_j \rangle$$

Notons que les pentes C_m du vecteur \vec{C} sont obtenues par inversion de la matrice M qui n'est possible que si les paramètres P_m ne sont pas 100% corrélés. En pratique, ce n'est jamais le cas du fait du bruit des mesures, bien que pour un *run* représentatif (table VI.8) il existe une forte corrélation entre les positions et angles d'impact sur la cible en x et en y respectivement. Ceux-ci sont en effet mesurés à l'aide des mêmes détecteurs de position ("G0B" et "G0") disposés à environ 5 m en amont de la cible sur la ligne du faisceau. La matrice n'en reste pas moins assez décorrélée pour pouvoir être inversée. Les valeurs des pentes de corrélation obtenues sont résumées à titre

28820	x	y	θ_x	θ_y	E	Q
	x	1	0.07	0.89	0.11	-0.15
	y	0.07	1	0.23	0.89	-0.20
	θ_x	0.89	0.23	1	0.31	-0.24
	θ_y	0.11	0.89	0.31	1	-0.17
	E	-0.15	-0.20	-0.24	-0.17	1
	Q	0.14	0.12	0.22	0.18	0.12
						1

TAB. VI.8: Matrice M de corrélation entre les paramètres du faisceau pour le run 28820 (LH₂ 687 MeV).

Paramètre		LD ₂ 362 MeV	LD ₂ 687 MeV (2006)	LH ₂ 362 MeV	LH ₂ 687 MeV
$\partial Y/\partial x$	out-in	-0.470 ± 0.006	0.17 ± 0.02	0.063 ± 0.002	-0.204 ± 0.007
$\partial Y/\partial y$	out-in	0.009 ± 0.006	0.004 ± 0.007	-0.82 ± 0.001	-0.052 ± 0.002
$\partial Y/\partial \theta_x$	out-in	0.37 ± 0.13	-1.99 ± 0.23	0.94 ± 0.02	1.71 ± 0.10
$\partial Y/\partial \theta_y$	out-in	0.51 ± 0.10	0.16 ± 0.11	0.75 ± 0.25	0.33 ± 0.03
$\partial Y/\partial E$	out-in	0.33 ± 0.03	0.03 ± 0.02	0.21 ± 0.02	-0.10 ± 0.02
$\partial Y/\partial \mathcal{A}_Q$	out-in	-0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00	-0.00 ± 0.00	0.00 ± 0.00

TAB. VI.9: Valeurs des pentes de corrélations des taux de comptage mesurés en fonction de chacun des paramètres du faisceau pour chaque jeu de données de G° aux angles arrière.

indicatif dans la table VI.9 pour chaque jeu de donnée.

Résultat de la correction

La sensibilité des taux de comptage aux angles arrière vis à vis des fluctuations des paramètres du faisceau est faible. Les pentes de corrélation C_m sont inférieures d'un facteur cinq aux pentes aux angles avant. En conséquence, les asymétries systématiques associées à chacun des paramètres sont très inférieures au ppm. La table VI.10 montre la somme de ces asymétries systématiques. Celle-ci n'excède pas 0.01 ppm. Dans le bilan d'erreur final sur la mesure, elle est donc directement ajoutée à l'incertitude systématique, tandis que l'erreur ϵ_f sur la correction est négligée.

$\mathcal{A}_f \pm \epsilon_f$	
LH ₂ 362 MeV	-0.0007 ± 0.001
LH ₂ 687 MeV	-0.003 ± 0.002
LD ₂ 362 MeV	0.004 ± 0.002
LD ₂ 687 MeV	0.010 ± 0.012

TAB. VI.10: Asymétries systématiques liées aux fluctuations des paramètres du faisceau pour chaque jeux de données.

Les corrections abordées jusqu'à présent, liées à l'anomalie du RCS, au temps mort et aux coïncidences fortuites dans l'électronique, ainsi qu'aux fluctuations des paramètres du faisceau en fonction de l'hélicité, sont appliquées MPS par MPS sur les taux de comptage eux-mêmes, avant construction de l'asymétrie. Les corrections que nous allons maintenant aborder, qui permettent de tenir compte du bruit de fond, des radiations des électrons, et de la polarisation, sont quant à elles appliquées sur l'asymétrie, multipliée au préalable par le facteur de *blinding*.

VI.6 La soustraction du bruit de fond

L'extraction de la contribution étrange repose sur l'exploitation des électrons diffusés élastiquement et quasi-élastiquement sur les cibles d'hydrogène et de deutérium respectivement. En pratique, les taux de comptage mesurés dans l'expérience sont un mélange des événements associés à la diffusion (quasi-)élastique électron-nucléon et d'événements associés à différentes sources de bruit de fond physique. Dans la région élastique de la matrice CED×FPD, ce bruit de fond physique contribue à hauteur de 10-15 % du signal mesuré. Il induit une dilution de l'asymétrie mesurée qui s'exprime comme la somme de la composante élastique et des contributions des différentes sources de bruit de fond suivant la relation :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{exp} &= \frac{Y_{el}^+ + Y_{bf}^+ - (Y_{el}^- + Y_{bf}^-)}{Y_{el}^+ + Y_{bf}^+ + Y_{el}^- + Y_{bf}^-} \\ &= f_{el}\mathcal{A}_{el} + \sum_i f_{bf_i}\mathcal{A}_{bf_i} \end{aligned} \quad (\text{VI.22})$$

Les termes Y_{el} et Y_{bf} correspondent aux taux de comptage normalisés des électrons élastiques et du bruit de fond total respectivement, et les fractions f peuvent s'exprimer comme $f_{el} = 1 - f_{bf}$ et $f_{bf} = \sum f_{bf_i} = \sum Y_{bf_i}/Y_{mes}$, avec Y_{mes} le taux de comptage mesuré total. La correction repose alors sur la détermination des fractions f_{bf_i} et des asymétries associées \mathcal{A}_{bf_i} de chacun des bruits de fond, afin de minimiser la dilution.

En cible d'hydrogène, et de deutérium basse énergie, la contribution principale au bruit de fond physique est due à la diffusion quasi-élastique des électrons sur l'aluminium des fenêtres de la cible. En cible de deutérium haute énergie, ce sont les pions chargés, identifiés par le détecteur Čerenkov comme des électrons, qui contaminent majoritairement les données. Les pions neutres, issus de la décroissance des états excités du nucléon, et les électrons inélastiques ont quant à eux une contribution plus faible mais qui affecte chaque jeu de données. La détermination de la contamination associée aux fenêtres de la cible et aux pions chargés a fait l'objet de deux analyses indépendantes, détaillées dans les deux premiers paragraphes. Une analyse de balayages en champ, qui a permis de valider les valeurs obtenues et de quantifier les contributions supplémentaires associées aux pions neutres et aux électrons inélastiques, est présentée dans un troisième paragraphe. La correction en elle-même, abordée dans un dernier paragraphe, diffère d'un jeu de donnée à l'autre selon les contributions dominantes.

VI.6.1 La contribution des fenêtres de la cible

Des données spécifiques en cible d'hydrogène gazeux ont été acquises afin de mesurer les taux de comptage issus des fenêtres en aluminium de la cible. Ces taux de comptage ont été comparés aux données simulées, ainsi qu'aux taux de comptage mesurés dans les données de production dans la région "super-élastique" de la matrice (partie inférieure droite, c.f. figure VI.2), afin d'assurer la consistance des mesures [ELOd]. La fraction f_{Al} d'évènements issus de l'aluminium dans toute la matrice est alors déterminée par comparaison de ces données en cible gazeuse au taux de comptage total mesuré en production cellule par cellule.

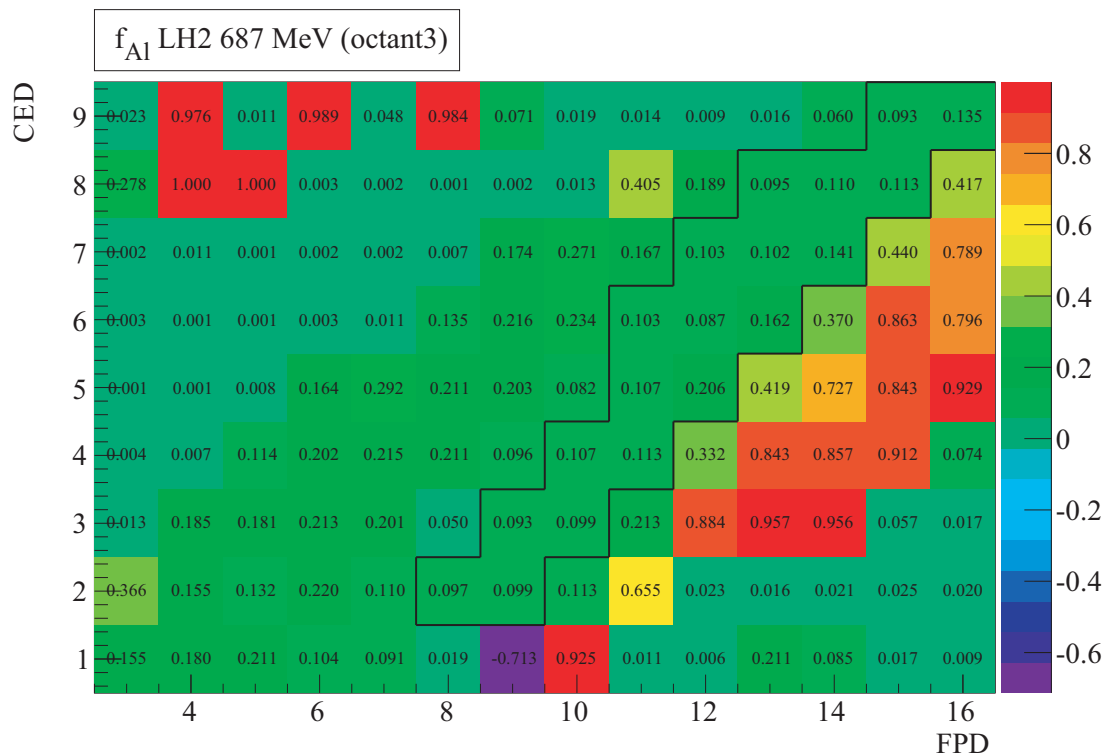


FIG. VI.13: Fraction des taux de comptage mesurés associée à la diffusion sur l'aluminium dans chaque cellule de la matrice électron en LH₂ 687 MeV.

La figure VI.13 illustre les résultats obtenus pour l'octant 3 dans le cas du LH₂ 687 MeV. On peut constater que les diffusions sur l'aluminium représentent effectivement entre 80 et 95 % des évènements dans la région super-élastique, et participent à hauteur de 9 à 20 % des taux de comptage mesurés dans la région élastique, en fonction des cellules.

Des matrices similaires sont générées pour chaque octant et chaque jeu de données. Les valeurs obtenues dans les cellules de la région élastique sont moyennées afin d'obtenir, pour chaque jeu de donnée, la contamination sur la région élastique. Comme l'indique la table VI.11, cette dernière est de l'ordre de 10 % et constante quel que soit le jeu de données.

		f_{Al}
LH ₂	362 MeV	0.129 ± 0.064
LH ₂	687 MeV	0.110 ± 0.055
LD ₂	362 MeV	0.099 ± 0.050
LD ₂	687 MeV	0.098 ± 0.049

TAB. VI.11: Valeurs de la fraction de bruit de fond associée aux diffusions quasi-élastiques sur les noyaux d'aluminium des fenêtres de la cible (région élastique).

VI.6.2 La contamination des pions chargés à 687 MeV

Comme on a vu au chapitre V, la discrimination entre les pions chargés et les électrons est assurée par le détecteur Čerenkov. Rappelons que le détecteur Čerenkov pour chaque octant est composé de quatre photomultiplicateurs. Chacun des signaux analogiques de ces derniers est discriminé à l'aide d'un seuil de l'ordre de ~ 0.5 photoélectron (p.e). Le signal de déclenchement Čerenkov est validé lorsque la multiplicité des photomultiplicateurs touchés est supérieure ou égale à deux. Les coïncidences fortuites entre le signal de déclenchement du Čerenkov et un signal dans les scintillateurs CED et FPD laissé par un pion induisent une contamination du signal électron qui dépend de l'intensité du faisceau et qui est corrigée au niveau des taux de comptage, MPS par MPS. Toutefois, étant donné le faible seuil de déclenchement du Čerenkov, la probabilité d'identifier des pions comme des électrons est non négligeable et induit une nouvelle contamination qui dépend de la nature de la cible et de l'énergie. Comme les pions chargés sont issus de l'électroproduction sur le neutron, cette contamination affecte principalement les données en cible de deutérium et reste négligeable en LH₂.

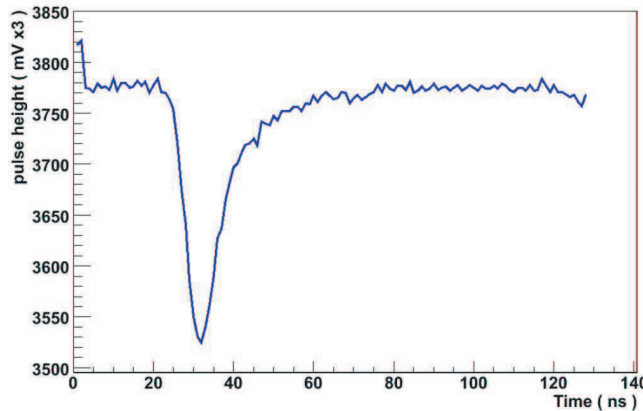


FIG. VI.14: Signal d'un photomultiplicateur du Čerenkov enregistré pour un évènement dans les modules ARS.

Afin de déterminer sans ambiguïté la fraction de pions chargés dans la matrice électron, il est nécessaire de disposer d'un autre critère de discrimination que le signal du Čerenkov. À basse énergie, il est possible d'effectuer une analyse en temps de vol pour extraire la contamination

dans des conditions spécifiques de fonctionnement (voir chapitre VII). À 687 MeV en revanche, la mesure du temps de vol ne permet plus une séparation assez nette entre les deux particules et une analyse basée sur l'exploitation des signaux des *Analog Ring Sampler* (ARS c.f section V.4.3) a donc été mise en oeuvre [ELOb]. Les ARS, qui sont associés à l'électronique de diagnostic, enregistrent toutes les ns l'amplitude des signaux analogiques des photomultiplicateurs du Čerenkov sur une période de 128 ns. Pour chaque évènement, ils donnent ainsi accès au signal analogique des photomultiplicateurs, comme illustré sur la figure VI.14, à partir duquel il est possible de reconstruire le temps d'arrivée et la charge déposée par la particule détectée. Les signaux ARS de chacun des quatre photomultiplicateurs du Čerenkov sont intégrés sur une période de 28 ns, calibrés en terme de nombre de photoélectrons puis sommés pour construire la variable IARSSUM associée à la somme des charges déposées sur les quatre photomultiplicateurs. L'objectif de l'analyse

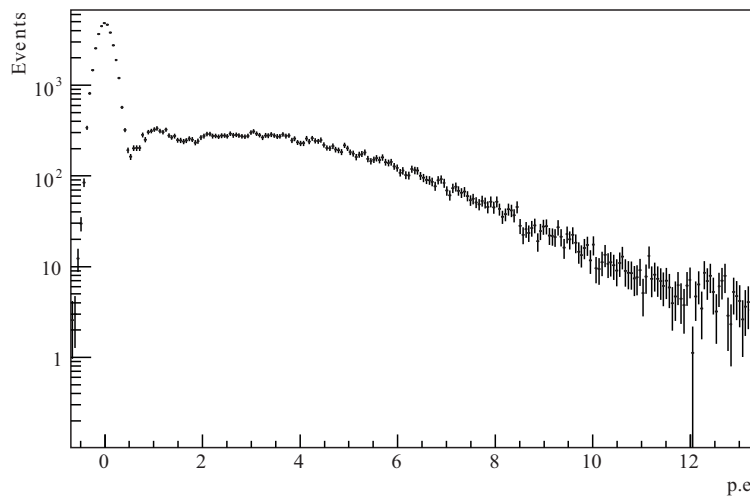


FIG. VI.15: Signal somme des ARS intégrés. Notons le pic à un photoélectron.

consiste à identifier les distributions intégrées, exprimées en nombre de photoélectrons, des signaux associés aux électrons et aux pions chargés, afin de déterminer la proportion de pions qui a été identifiée par le détecteur Čerenkov. Elle permet par ailleurs de connaître l'efficacité aux électrons du détecteur Čerenkov.

À cette fin, les distributions IARSSUM des électrons et des pions sont ajustées en LD₂ à 362 MeV. Une coupure en temps de vol (voir chapitre VII) est utilisée pour sélectionner les évènements associés aux électrons et aux pions, et les spectres IARSSUM associés à chaque particule sont construits à partir des évènements discriminés. Les distributions sont illustrées sur la figure VI.16. Le spectre des électrons est ajusté par une distribution de Poisson convoluée avec une distribution gaussienne, et modifiée pour tenir compte du piédestal :

$$P_e(x) = A_e e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma_0}\right)^2} + \sum_{k=1}^{\infty} B_e \frac{\mu_e^k e^{-\mu_e}}{k!} \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2k\pi}} e^{-\frac{1}{2k}\left(\frac{x-x_0-k}{\sigma_p}\right)^2} \quad (\text{VI.23})$$

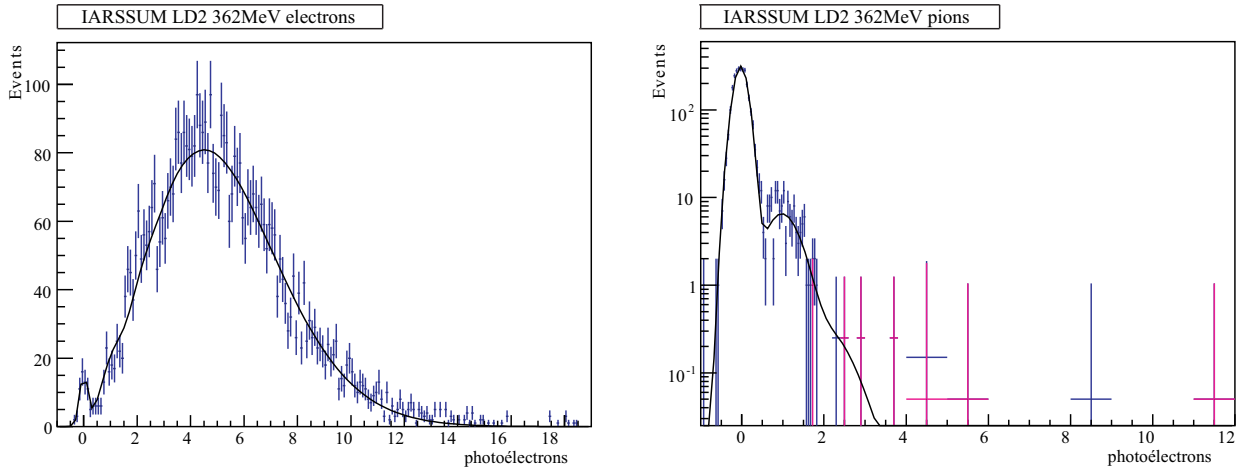


FIG. VI.16: Signaux IARSSUM associés aux électrons (figure de gauche) et aux pions (figure de droite) en LD₂ 362 MeV (octant 6)

Le nombre de photoélectrons dans le cas des pions est significativement plus faible que dans le cas des électrons, et le spectre IARSSUM des pions est calibré de façon identique, avec une modification du premier terme de la somme pour tenir compte du faible nombre de photoélectrons [ELOb]. Le spectre IARSSUM total, présenté sur la figure VI.17a, est ensuite ajusté par la somme des deux contributions.

Connaissant les distributions en photoélectrons des électrons et des pions, on obtient la proportion de pions, f_{π}^i , pour un nombre de photoélectrons donné dans le détecteur. La contamination en pion, C_{π} , est alors obtenue à partir de la fraction de pions pondérée par la distribution des évènements validés par le Čerenkov, en trait pointillé sur la figure VI.17, suivant la relation :

$$C_{\pi} = \frac{\sum_i N_i f_{\pi}^i}{\sum_i N_i} \quad (\text{VI.24})$$

où N_i est le nombre d'évènements validés par le Čerenkov dans le bin i . La contamination déterminée en LD₂ 362 MeV à l'aide de la relation VI.24 est de l'ordre de 0.2 % dans la région élastique, et est consistante avec les résultats obtenus dans le chapitre VII par séparation en temps de vol. Elle permet donc de valider la méthode pour les données à 687 MeV.

À haute énergie, les contributions des électrons et des pions au spectre IARSSUM total sont ajustées suivant la même méthode qu'à 362 MeV. Une contribution supplémentaire doit néanmoins être ajoutée à P_{π} , notée P_{δ} , afin de tenir compte des électrons δ . Ces électrons sont issus de processus d'ionisation dans la matière située en amont du Čerenkov (CED, aluminium de la cible, aérogel. . .) et sont arrachés avec une énergie suffisante pour valider le détecteur. La simulation de leur contribution, illustrée sur la figure VI.17b, a requis un effort d'analyse particulier [Cop09]. La contamination est alors déterminée comme décrit plus haut, à la différence près que P_{π} est addi-

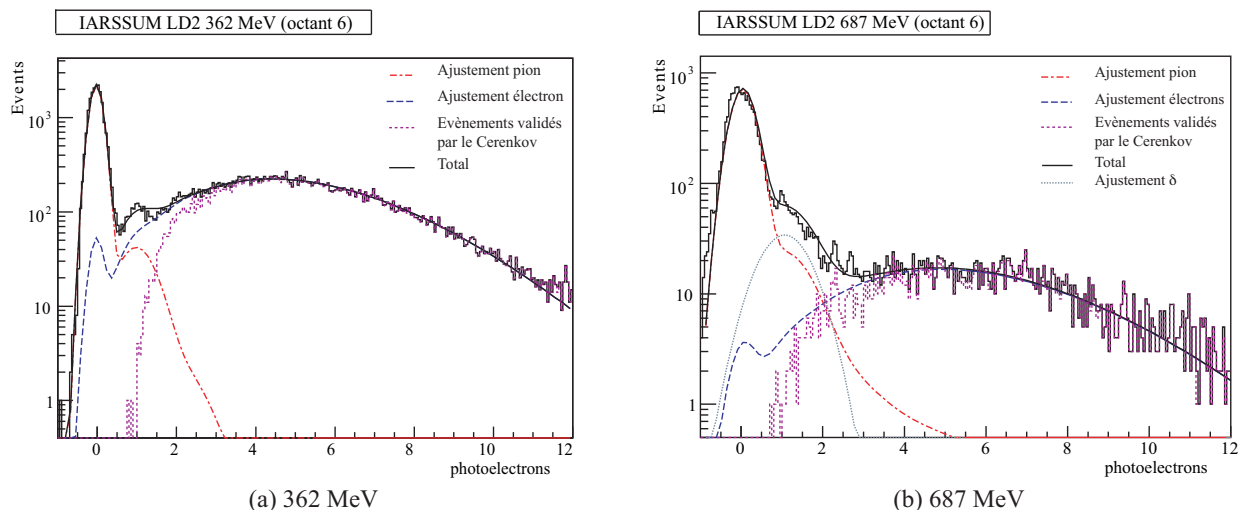


FIG. VI.17: Spectre IARSSUM total ajusté par la somme de P_e et P_π en LD₂ 362 MeV, et par la somme de P_e , P_Δ et P_π en LD₂ 687 MeV, superposé au spectre IARSSUM des événements validés par le Čerenkov (octant 6)

tionné de P_δ . Les résultats, qui sont résumés par octant dans la table VI.12, montrent une contamination de l'ordre de 5 % avec des erreurs statistiques et systématiques liées à la détermination des différents paramètres. L'analyse du balayage en champ qui est présentée dans le paragraphe

octant	f_π (%)
1	$5.6 \pm 0.4_{syst} \pm 0.3_{stat}$
2	$5.8 \pm 0.8_{syst} \pm 0.2_{stat}$
3	$4.2 \pm 0.3_{syst} \pm 0.2_{stat}$
4	$4.3 \pm 0.3_{syst} \pm 0.1_{stat}$
5	$4.1 \pm 0.6_{syst} \pm 0.2_{stat}$
6	$4.9 \pm 0.1_{syst} \pm 0.1_{stat}$
7	$4.2 \pm 0.5_{syst} \pm 0.2_{stat}$
8	$4.2 \pm 0.6_{syst} \pm 0.2_{stat}$

TAB. VI.12: Contamination des données électrons validées par le Čerenkov par les signaux des pions chargés pour chaque octant en LD₂ 687 MeV.

qui suit permet de valider ces résultats, et de déterminer la contamination totale due au bruit de fond en les associant aux résultats obtenus pour l'aluminium.

VI.6.3 L'analyse du balayage en champs

Dans le but de vérifier l'acceptance géométrique et cinématique des détecteurs en cours de prise de données, des *runs* de courte durée ont été enregistrés pour chaque jeu de données en faisant varier la valeur du champ magnétique dans le spectromètre autour de sa valeur nominale. Ces balayages en champ ont par ailleurs été utilisés pour déterminer la dépendance de l'ensemble des

taux de comptage dans la région élastique. Des simulations, générées sur des gammes en champ similaires, ont été comparées aux données mesurées [Mue09].

La figure VI.18 illustre la dépendance des taux de comptage mesurés et simulés en fonction du champ pour une cellule typique dans le cas du LH₂ 687 MeV. Les valeurs mesurées sont corrigées des effets liés à l'électronique, et les valeurs simulées sont corrigées de l'efficacité des détecteurs Čerenkov (voir chapitre VII) et incluent les processus radiatifs (voir section VI.7). Les taux de comptage simulés comprennent cinq contributions dont la somme dans la région cinématique élastique est comparable au taux de comptage total mesuré, dans la limite des incertitudes statistiques. Aux électrons élastiques se superposent la diffusion quasi-élastique sur l'aluminium et les pions chargés mal identifiés qui ont été détaillés plus haut, ainsi que la production de paire e^+e^- issues de la décroissance dans le spectromètre des pions neutres, et les électrons inélastiques. Les

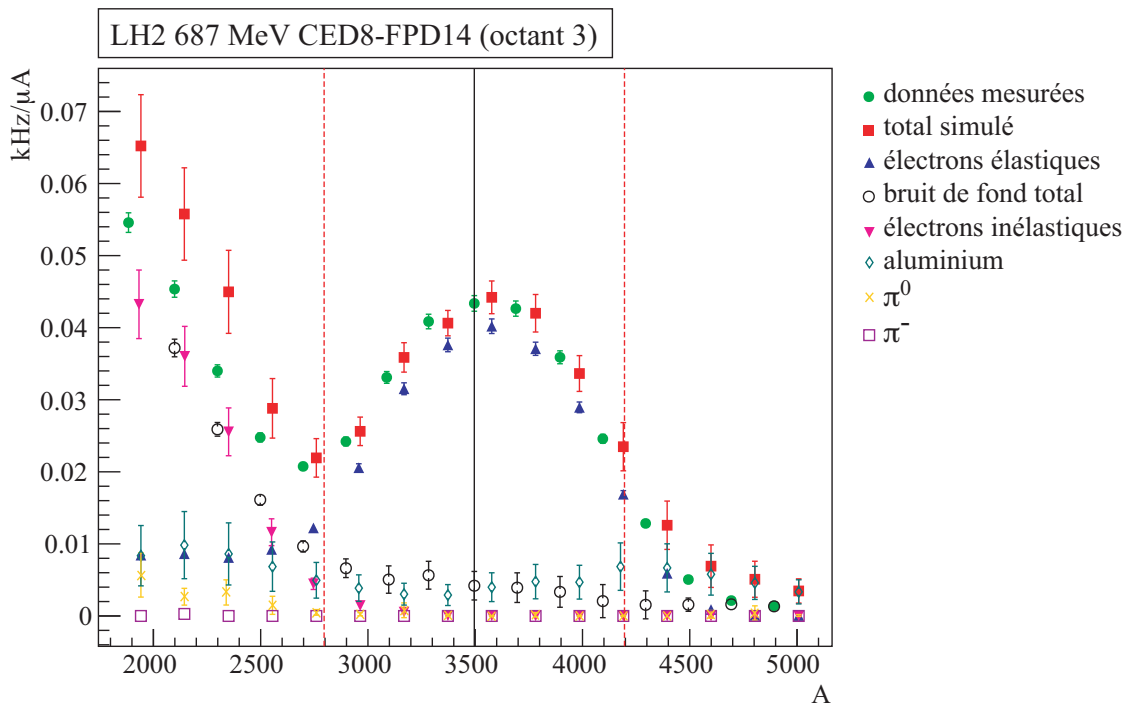


FIG. VI.18: Dépendance des taux de comptages mesurés et simulés dans une cellule de la matrice électron en fonction du courant dans le spectromètre.

lignes verticales représentent la valeur nominale du champ (trait plein) et les limites de la région élastique (traits pointillés). On remarque dans cette cellule qu'à champ nominal la majeure partie du bruit de fond provient de l'aluminium, les contributions des pions et des électrons inélastiques étant négligeables. Notons également un léger décalage entre les valeurs de champ pour les taux de comptage mesurés et simulés, qui a nécessité une interpolation des valeurs simulées pour les calculs à la valeur de champ nominale.

L'analyse du balayage en champ dans chaque cellule de la région élastique, pour chaque jeu de données, permet de déterminer la fraction de bruit de fond total ainsi que les contributions dues aux π⁰ et aux inélastiques. Les taux de comptage simulés pour les électrons émis par l'aluminium

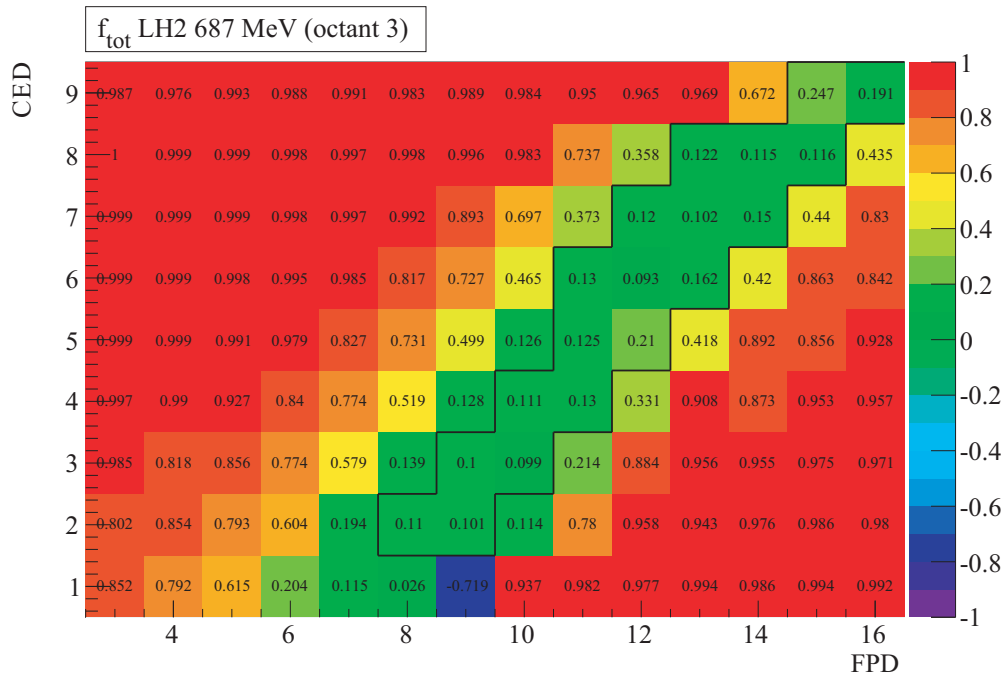


FIG. VI.19: Fraction des taux de comptage mesurés associée à l'ensemble des bruits de fond dans chaque cellule de la matrice électron en LH₂ 687 MeV.

sont normalisés à l'aide des mesures en cible gazeuse, tandis que les pions chargés sont pondérés par les fractions de contamination déterminées à partir des l'analyse des ARS. La fraction de bruit de fond associée aux pions neutres est estimée de l'ordre de 1 % dans chaque cellule de la région élastique, sauf pour le CED 9 qui se situe à la limite des collimateurs supérieurs où elle peut atteindre 15 % [ELOe]. La contribution des électrons inélastiques est quant à elle inférieure au pourcent sur la région élastique. La figure VI.19 illustre finalement la fraction totale de bruit de fond extraite du rapport entre le bruit de fond total simulé et les valeurs mesurées, qui n'excède pas 15 % en LH₂ 687 MeV, présenté ici cellule par cellule, sauf pour le CED 9 du fait des pions neutres. La combinaison des contributions des π^0 et des électrons inélastiques, regroupées sous la notation f_{autre} , ne s'élève pas à plus de 2 % du signal total mesuré dans chaque jeu de données. Ne disposant

	f_{Al}	f_{π^-}	f_{autre}
LH ₂ 362 MeV	0.129 ± 0.064	0	0.003 ± 0.003
LH ₂ 687 MeV	0.110 ± 0.055	0	0.023 ± 0.023
LD ₂ 362 MeV	0.099 ± 0.050	0 ± 0.002	0.005 ± 0.005
LD ₂ 687 MeV	0.061 ± 0.031	0.040 ± 0.015	0.029 ± 0.029

TAB. VI.13: Valeurs des fractions de bruit de fond associées aux diffusions quasi-élastiques sur les noyaux d'aluminium (f_{Al}), aux pions chargés (f_{π^-}), et aux autres processus (f_{autre}), dans la région élastique [Mue09].

pas de mesure directe de ces contributions, une erreur de 100 % est associée à cette estimation. Les valeurs de f_{Al} et f_{π} sont extraites des analyses décrites dans les paragraphes précédents. Notons que les valeurs de f_{π} en LD₂ 362 MeV, obtenues par l'analyse en temps de vol décrite au chapitre VII, sont assez faibles pour être négligées. On gardera cependant l'incertitude associée pour le bilan final sur la correction.

La soustraction du bruit de fond au niveau de l'asymétrie est effectuée suivant l'équation :

$$\mathcal{A}_{el} = \frac{\mathcal{A}_{exp} - f_{Al}\mathcal{A}_{Al} - f_{\pi^-}\mathcal{A}_{\pi^-} - f_{\pi^0}\mathcal{A}_{\pi^0} - f_{inel}\mathcal{A}_{inel}}{1 - f_{Al} - f_{\pi^-} - f_{autre}} \quad (\text{VI.25})$$

pour obtenir l'asymétrie élastique \mathcal{A}_{el} . Au dénominateur, la correction de dilution comprend le terme f_{autre} qui regroupe les contaminations dues aux π^0 et aux électrons inélastiques. Au numérateur, l'asymétrie du bruit de fond associée aux π^0 est supposée nulle, et la contamination par les électrons inélastiques est assez faible ($f_{inel} < 0.1$ % [ELOc]) pour également négliger le terme $f_{inel}\mathcal{A}_{inel}$. L'analyse des données pions, effectuée pour déterminer le facteur d_{Δ} comme décrit dans le chapitre IV, donne accès à l'asymétrie des pions chargés \mathcal{A}_{π^-} . Enfin, l'asymétrie de l'aluminium est supposée égale à l'asymétrie quasiélastique mesurée en cible de deutérium. En effet, dans le cadre de l'approximation statique, l'asymétrie associée à la diffusion quasi-élastique sur un noyau de numéro atomique Z peut s'écrire $\mathcal{A} = (Z\sigma_p\mathcal{A}_p + N\sigma_n\mathcal{A}_n)/(Z\sigma_p + N\sigma_n)$ avec N le nombre de neutrons, et σ la section efficace de diffusion. Dans le cas de l'aluminium ($Z = 13$ et $N = 14$), l'asymétrie \mathcal{A}_{Al} est équivalente à l'asymétrie mesurée en LD₂. Une incertitude relative supplémentaire de 5 % est néanmoins assignée à la mesure de cette dernière, afin de tenir compte de la dispersion des modèles nucléaires.

La table VI.14 résume la correction appliquée à l'asymétrie mesurée pour obtenir l'asymétrie élastique, et les incertitudes systématiques associées. Ces dernières sont séparées en incertitudes point par point, qui affectent de façon décorrélée chaque point en Q^2 , et globales. La correction

		$\Delta\mathcal{A}_{dil}$
LH ₂ 362 MeV	0.5	$\pm 0.11 \pm 0.40$
LH ₂ 687 MeV	-0.1	$\pm 0.61 \pm 0.86$
LD ₂ 362 MeV	-0.07	$\pm 0.02 \pm 0.08$
LD ₂ 687 MeV	-2.0	$\pm 0.48 \pm 0.23$

TAB. VI.14: Correction appliquée à l'asymétrie mesurée pour corriger la dilution due aux bruits de fond physiques [Mue09].

la plus faible, égale à -0.07 ppm correspond au LD₂ 362 MeV, pour lequel la fraction de bruit de fond associée aux fenêtres de la cible est la plus faible, et dont la contamination en pion chargés est négligée. Au contraire, la correction en LD₂ 687 MeV atteint 2 ppm du fait des pions chargés.

VI.7 Les corrections radiatives

Les corrections dites radiatives permettent de prendre en compte les termes d'ordres supérieurs au terme de Born dans la diffusion élastique. Ces termes correspondent à la radiation d'un photon par l'électron incident ou diffusé, qui induit une perte d'énergie avant ou après la diffusion. En conséquence, les paramètres cinématiques de diffusion, le quadrimoment transféré Q^2 , l'angle et l'énergie, varient et la valeur de l'asymétrie mesurée est modifiée en suivant la valeur de Q^2 . Le formalisme associé aux corrections radiatives dans la diffusion électron-nucléon a été développé par Y-S. Tsai et L. W. Mo dans les années 1960 [Tsa61, MT69], et a été successivement utilisé par les différentes expériences de violation de parité SAMPLE, PV-A4 et HAPPEX. Il a été adapté par J. Arvieux *et al.* pour l'expérience G° aux angles avant [A⁺05c], et nous présentons brièvement ici le principe et les résultats de la correction pour les angles arrière [Ell09a].

La section efficace totale mesurée en diffusion élastique est la superposition du processus de diffusion élastique à l'ordre de Born, illustré sur la figure VI.20 et décrit dans le chapitre I, et de processus élastiques et inélastiques d'ordres supérieurs. Les processus élastiques comprennent

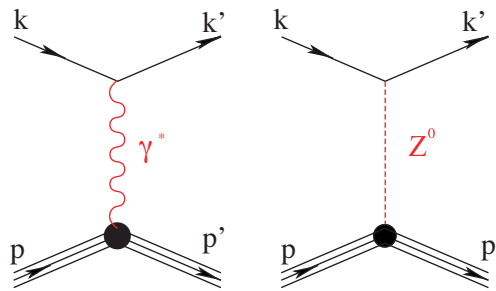


FIG. VI.20: Diagrammes des processus de diffusion élastique à l'ordre de Born avec échange d'un boson neutre et d'un photon virtuel.

l'ensembles des diagrammes représentés sur la figure VI.21. Les diagrammes VI.21.a et VI.21.b

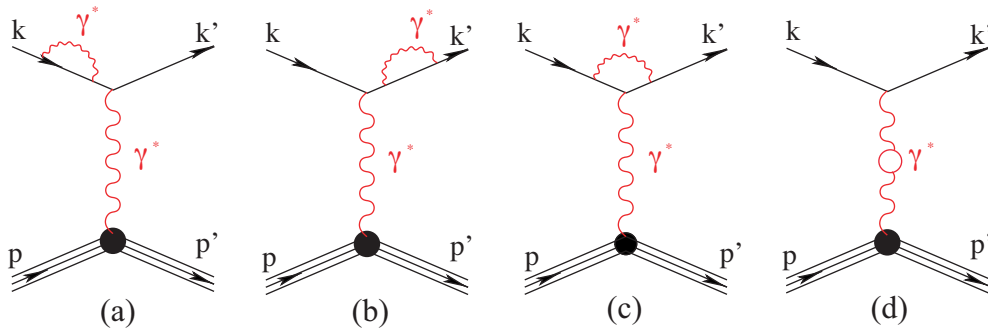


FIG. VI.21: Diagrammes des processus élastiques d'ordres supérieurs.

de *self energy* se caractérisent par l'émission et la réabsorption d'un photon virtuel par l'électron incident ou diffusé. Le diagramme de vertex VI.21.c correspond à l'émission d'un photon virtuel par l'électron incident, qui est ensuite absorbé par l'électron diffusé. Enfin, le diagramme VI.21.d

correspond à la polarisation du vide. Ces processus modifient la section efficace de diffusion au moment de l'interaction et donc la valeur de l'asymétrie mesurée.

Les processus inélastiques correspondent à l'émission de photons réels par bremsstrahlung avant ou après la diffusion, comme représenté sur la figure VI.22 dans le cas de la diffusion par échange d'un photon virtuel. Ces processus modifient la cinématique des électrons diffusés. Lorsqu'elle a

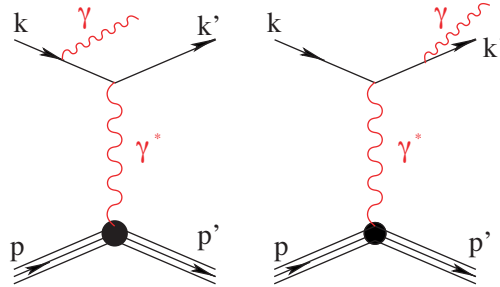


FIG. VI.22: Diagrammes des processus d'émission de photons réels par bremsstrahlung.

lieu avant l'interaction, l'émission de photons réels induit une diminution de la valeur du Q^2 et de l'énergie, une plus faible asymétrie mesurée pour un angle de diffusion donné et une possible inversion du spin. L'effet global des émissions avant et après l'interaction est de déplacer les électrons élastique dans la région inélastique de la matrice de coïncidence.

Les corrections radiatives consistent à calculer l'amplitude de diffusion totale, en calculant analytiquement les amplitudes de chacun de ces processus. Ce calcul est effectué à l'aide d'une simulation Monte Carlo et tient compte des conditions expérimentales, telles que l'étalement du spectre en énergie des électrons incidents dû aux pertes d'énergies dans la ligne de faisceau ainsi que l'efficacité des différents détecteurs (du détecteur Čerenkov en particulier). L'asymétrie \mathcal{A}_R simulée, ainsi calculée au vertex de réaction en fonction de la cinématique et en incluant l'ensemble des phénomènes de radiation, est comparée à l'asymétrie de Born également simulée, \mathcal{A}_T , pour laquelle $G_E^s = G_M^s = 0$. Les corrections radiatives sont alors prises en compte sous la forme [MT69] :

$$\mathcal{A}_{phys} = R_c \mathcal{A}_{corr} \quad (\text{VI.26})$$

où \mathcal{A}_{phys} est l'asymétrie de violation de parité et \mathcal{A}_{corr} est l'asymétrie mesurée que l'on suppose corrigée au préalable des effets systématiques liés à l'électronique d'acquisition et aux fluctuations des paramètres du faisceau, ainsi que du bruit de fond. Le facteur correctif R_c est le rapport entre les deux asymétries :

$$R_c = \frac{\mathcal{A}_T}{\mathcal{A}_R} \quad (\text{VI.27})$$

Il induit une correction relative reportée dans la table VI.15 pour chacun des jeux de données de l'ordre de 3.5 %. L'incertitude associée au facteur de correction R_c est principalement liée à la statistique de la simulation. L'étude des fluctuations des valeurs de R_c en fonction des différents paramètres intervenant dans la simulation montre que ces fluctuations restent dans le domaine

	\mathcal{A}_R	\mathcal{A}_T	R_c
LH ₂ 362	-10.064	-10.434	1.037 ± 0.002
LH ₂ 687	-36.612	-37.951	1.037 ± 0.002
LD ₂ 362	-15.019	-15.492	1.032 ± 0.004
LD ₂ 687(2007)	-50.797	-52.445	1.032 ± 0.004
LD ₂ 687(2006)	-52.487	-53.537	1.035 ± 0.004

TAB. VI.15: Résultats obtenus pour le facteur de corrections radiatives [Ell09a].

des erreurs statistiques. Notons toutefois qu'une contribution supplémentaire à l'incertitude est appliquée pour les données en cible de LD₂, afin de tenir compte du choix du modèle pour l'interaction proton-neutron. L'incertitude sur les valeurs de R_c en cible d'hydrogène est finalement estimée à 0.2 % et à 0.4 % en cible de deutérium.

VI.8 La polarisation

VI.8.1 La polarisation longitudinale

La correction appliquée à l'asymétrie mesurée pour tenir compte de la polarisation longitudinale du faisceau s'écrit simplement :

$$\mathcal{A}_{PV} = \frac{\mathcal{A}_{phys}}{P_z} \quad (\text{VI.28})$$

où \mathcal{A}_{phys} et \mathcal{A}_{PV} sont les asymétries avant et après correction respectivement, et P_z est la polarisation longitudinale du faisceau.

La mesure de la polarisation dans le hall C de CEBAF, dans lequel était installée l'expérience G°, est habituellement effectuée à l'aide d'un polarimètre Møller installé en entrée du hall (voir section V.2.2.1). L'énergie minimale du faisceau à laquelle ce polarimètre peut être utilisé, environ égale à 800 MeV, a rendu la mesure de la polarisation à 687 MeV délicate. Pour pouvoir effectuer cette mesure, le premier quadropole du détecteur a dû être rapproché d'une vingtaine de centimètre (8.5 inch) de l'aimant supraconducteur. En revanche, les essais de mesure à 362 MeV sont restés sans succès. Le polarimètre Mott, situé dans la ligne d'injection de l'accélérateur (voir section V.2.2.1), a donc été utilisé pour la mesure à basse énergie.

Mesure à 687 MeV

Les mesures de polarisation ont été effectuées tous les dix jours environ tout au long de la période d'acquisition des données. Ces mesures sont destructives, et ne permettent donc pas l'acquisition de données pour l'expérience en parallèle. Elles sont donc effectuées lors de périodes dédiées, qui ne dépassent pas quelques dizaines de minutes par *run*. La statistique obtenue est suffisante pour assurer une erreur statistique de l'ordre de 0.5 %, malgré la valeur faible du courant de faisceau

utilisé, de l'ordre de $2 \mu\text{A}$. Les valeurs de chacune de ces mesures sont résumées dans [GH08], et représentées moyennées sur les états IN et OUT de l'IHWP sur la figure VI.23. Chacune des mesures

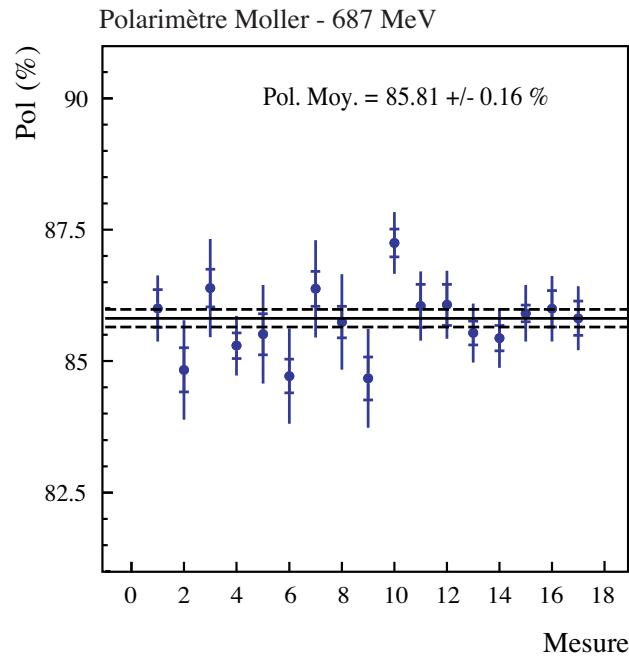


FIG. VI.23: Mesures de la polarisation avec le détecteur Møller. Les barres d'erreur internes reflètent la statistique de la mesure, tandis que les barres d'erreur externes représentent la statistique et les erreurs systématiques point par point sommées quadratiquement. Un ajustement constant a été effectué, dont $\chi^2/\nu = 0.80$.

est corrigée du pouvoir d'analyse du polarimètre, extrait d'une simulation précise de l'appareillage du détecteur. L'incertitude systématique finale associée reflète d'une part l'ensemble des erreurs systématiques liées à l'appareillage, qui sont bien connues et maîtrisées [P⁺05], et d'autre part la contribution d'effets liés au fonctionnement hors normes du polarimètre, qui sont résumés dans la table VI.16. Parmi les contributions additionnelles se trouve l'effet de non-reproductibilité de la calibration du détecteur, due au très bas courant dans le quadrupole (80 A). Les erreurs par ailleurs normalement associées à la mesure comprennent l'erreur liée à la cible, qui regroupe la polarisation du fer qui la constitue, la valeur du champ et sa direction, et les effets de réchauffement et de déformation [GH08]; l'erreur liée à l'extrapolation de la mesure, effectuée à bas courant de faisceau, au courant nominal de plusieurs dizaines de μA ; l'erreur liée aux possibles déplacements du laser au niveau de la source, qui ne sont pas mesurés; et enfin, les erreurs liées aux effets Levchuk et de diffusions multiples des électrons au sein de la cible.

Les différentes mesures effectuées tout au long de la période d'acquisition sont consistantes avec une valeur moyenne unique de polarisation. La valeur finale de la polarisation longitudinale pour les mesures à 687 MeV est donc extraite d'un ajustement constant de ces mesures, incluant seulement

	erreur	dA/A (%)
Calibration	-	0.6-10
Cible	-	0.46
Diffusions multiples	10%	0.0
Effet Levchuk	10%	0.18
Courant	-	1.0
Accélérateur	-	0.5
Statistique Monte-Carlo	-	0.3
Total (dP/P)		1.39 - 1.61

TAB. VI.16: Résumé des principales contributions à l'erreur systématique sur les mesures d'asymétrie Møller, et erreur systématique induite sur la polarisation.

les incertitudes statistiques. Cet ajustement donne une valeur de la polarisation longitudinale de :

$$P_z = 85.78 \pm 0.07 \text{ (stat)} \pm 1.38 \text{ (syst)} \quad (\text{VI.29})$$

à laquelle est rajoutée l'erreur systématique donnée dans la table VI.16.

Mesure à 362 MeV

Le polarimètre Mott est situé dans la ligne d'injection du faisceau (c.f. section V.2.2.1). Des mesures ont été effectuées avec ce polarimètre aux deux énergies 687 et 362 MeV en tant que validation des mesures du polarimètre Møller dans un cas, et de mesure unique de la polarisation dans l'autre, où le Møller était inutilisable.

Comme les mesures Møller, les mesures de polarisation Mott sont consistantes avec une valeur de polarisation unique et constante sur l'ensemble de la période d'acquisition. Elles sont par ailleurs consistantes avec les mesures obtenues par le polarimètre Møller à 687 MeV. Une apparente dispersion des données du polarimètre Mott à 687 MeV a toutefois suggéré l'existence d'une systématique additionnelle. Afin d'en tenir compte, une erreur systématique a été ajoutée point par point aux mesures Mott. Cette erreur a été calculée comme le produit entre l'erreur statistique de chaque mesure (de l'ordre de 0.7%) et le $\sqrt{\chi^2/\nu}$ de l'ajustement constant effectué sur les points de mesure et leur erreur statistique seule ($\sqrt{\chi^2/\nu} = \sqrt{3.59}$). Les données sont alors en meilleur accord avec l'hypothèse d'une valeur unique de polarisation, et la valeur de cette dernière reste consistante avec la valeur mesurée par le polarimètre Møller (VI.24a).

En résumé, les mesures en polarimétrie Mott à 362 MeV confirment la valeur de la polarisation mesurée à 687 MeV avec le Møller. La mesure de polarisation extraite des données Møller est donc également appliquée à 362 MeV. L'erreur systématique est toutefois augmentée de l'erreur systématique point par point pour rendre compte de l'apparente dispersion des données Mott (dP/P=1.6%). Cette erreur est combinée à l'incertitude sur les mesures Møller pour obtenir une

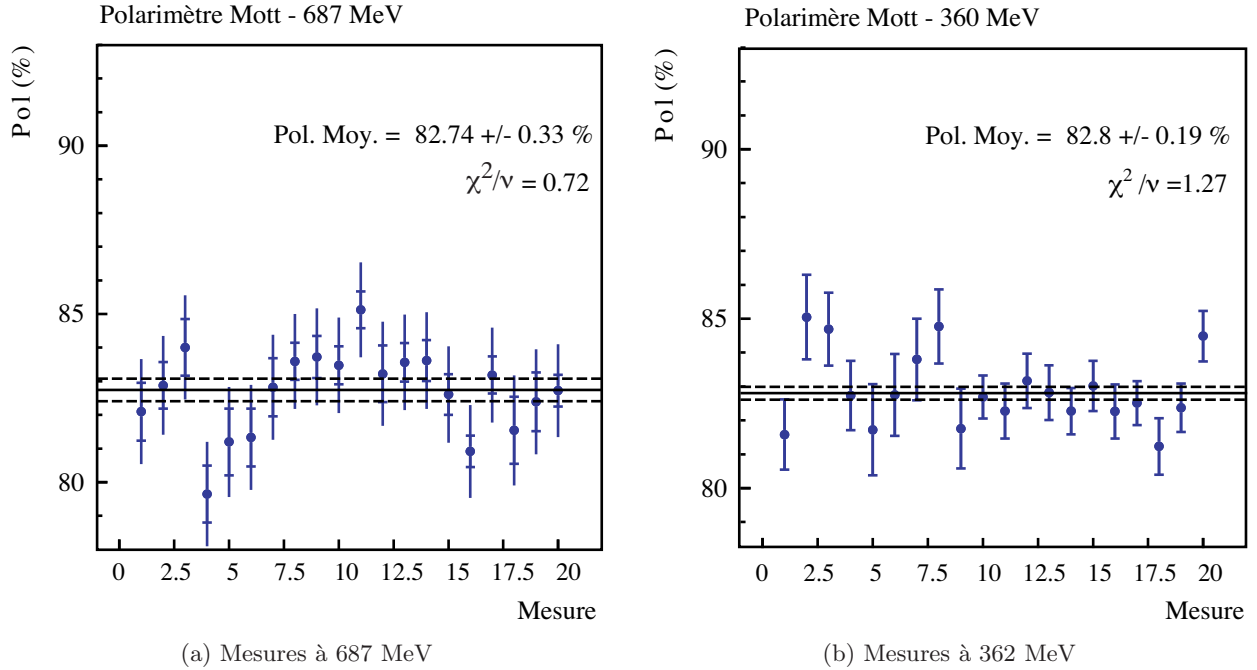


FIG. VI.24: Mesures de la polarisation du faisceau à l'aide du polarimètre Mott aux énergies 687 et 362 MeV.

erreur systématique totale [GH08] :

$$P_z = 85.78 \pm 0.07 \text{ (stat)} \pm 1.95 \text{ (syst)} \quad (\text{VI.30})$$

VI.8.2 La polarisation transverse

Comme on a vu en section III.3.2, la polarisation du faisceau comprend une composante longitudinale et une composante transverse. Seuls les électrons polarisés longitudinalement contribuent à l'asymétrie de violation de parité, et le filtre de Wien (voir section V.2.1.3) est utilisé pour optimiser l'angle de précession et ainsi obtenir une polarisation longitudinale maximale. La composante transverse résiduelle participe néanmoins à l'asymétrie mesurée. Outre le fait qu'elle induise une diminution relative de la polarisation longitudinale ($\vec{P}_e = \vec{P}_z + \vec{P}_T$), elle est associée à des processus qui présentent une asymétrie ayant une dépendance azimutale. Ces processus conservent la parité, mais associés à une disymétrie du dispositif de détection, ils induisent une asymétrie gauche-droite additionnelle dans les données.

Aux angles arrières, les processus associés à la composante transverse sont dominés par le terme d'interférence entre les amplitudes de diffusion avec un et deux photons échangés. Ces amplitudes constituent une correction théorique importante aux mesures exploitant la diffusion élastique électrofaible [AMT07]. Des données spécifiques en polarisation transverse ont donc été acquises par l'expérience G° et une analyse dédiée a été mise en oeuvre. Celle-ci permet d'apporter de nouvelles contraintes expérimentales aux calculs théoriques [Mam09c], et par ailleurs d'estimer la correction

aux asymétries de violation de parité mesurées en mode longitudinal [Mam09d]. Cette correction peut s'écrire sous la forme d'un terme additionnel [Spa01] :

$$K_T = \mathcal{A}_T \frac{P_T}{P} \mathcal{A}_S \quad (\text{VI.31})$$

où \mathcal{A}_T est l'amplitude de l'asymétrie transverse, P_T/P est la contribution relative de la polarisation transverse en mode longitudinal, et \mathcal{A}_S est l'asymétrie du détecteur. Le rapport P_T/P est calculé à partir des amplitudes des asymétries mesurées dans les détecteurs de luminosité en polarisation longitudinale et transverse, notées \mathcal{A}_L^{lumi} et \mathcal{A}_T^{lumi} dans la table VI.17, et l'asymétrie du détecteur est estimée à partir des variations des taux de comptage mesurés entre les octants [Mam09d]. Les

(ppm)	\mathcal{A}_T	\mathcal{A}_T^{lumi}	\mathcal{A}_L^{lumi}	K_T
LH ₂ 362	0.35 ± 0.04	23.5 ± 1.2	20.8 ± 18	0.022 ± 0.003
LH ₂ 687	0.74 ± 0.04	19.0 ± 0.3	150.5 ± 4.2	0.008 ± 0.007
LD ₂ 362	-0.83 ± 0.02	23.2 ± 0.1	57.4 ± 68	0.036 ± 0.002
LD ₂ 687	0.37 ± 0.02	18.2 ± 0.4	100.0 ± 6.1	0.012 ± 0.013

TAB. VI.17: Résultats obtenus pour la correction due à la polarisation transverse résiduelle du faisceau [Mam09d].

valeurs obtenues pour le terme correctif K_T pour chaque jeu de donnée sont résumées dans la dernière colonne de la table VI.17. L'ordre de grandeur de la correction ne dépasse pas 0.05 ppm et cette dernière a donc été directement ajoutée à l'erreur systématique finale.

VI.9 Synthèse et résultats

Cette section a pour objectif de résumer les résultats finaux des corrections successives appliquées aux données mesurées, afin d'obtenir la valeur finale de l'asymétrie de violation de parité ainsi que l'erreur systématique associée. L'asymétrie ainsi obtenue est associée à une valeur précise de quadri-moment transféré, dont la détermination a fait l'objet d'une analyse dédiée.

La détermination du Q^2

L'asymétrie de violation de parité mesurée, ainsi que les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron $G_{E,M}^\gamma$, dépendent de la valeur du quadri-moment transféré Q^2 . Pour la phase aux angles avant de l'expérience G° , les valeurs du Q^2 avaient pu être déterminées à l'aide de mesures de temps de vol [Que05]. Une telle mesure étant impossible aux angles arrière, la détermination du Q^2 repose sur la simulation du détecteur et de la mesure [Mam09b]. Dans le cas de la diffusion élastique, le quadri-moment transféré peut s'exprimer à partir de l'énergie incidente

des électrons, notée E , et de l'angle de diffusion des électrons, noté θ , de la façon suivante :

$$Q^2 = \frac{4E^2 \sin^2 \theta/2}{1 + \frac{2E}{M_p} \sin^2 \theta/2} \quad (\text{VI.32})$$

avec M_p la masse du proton. La détermination précise du Q^2 dépend donc de la connaissance de l'acceptance de l'expérience et de l'énergie du faisceau incident. Une simulation, faisant intervenir les positions relatives de la cible, des collimateurs et des détecteurs ainsi que les énergies mesurées du faisceau incident, a permis de déterminer les valeurs du Q^2 pour chacun des jeux de données. L'incertitude associée à ces valeurs, résumées dans la table VI.18, est estimée à partir de la sensibilité des valeurs obtenues en fonction des variations des différents paramètres [Mam09b].

	Énergie incidente	Q^2
LH ₂ 362	361.90 ± 0.50	0.2217 ± 0.001
LH ₂ 687	684.86 ± 0.92	0.6264 ± 0.003
LD ₂ 362	363.05 ± 0.66	0.2193 ± 0.001
LD ₂ 687(2007)	689.42 ± 0.93	0.6299 ± 0.003
LD ₂ 687(2006)	689.61 ± 0.93	0.6300 ± 0.003

TAB. VI.18: Résumé des valeurs du Q^2 [Mam09b].

Les résultat de la mesure d'asymétrie

L'analyse des données qui a été présentée dans ce chapitre regroupe un ensemble complexe d'analyses spécifiques dont le but a été d'évaluer avec précision l'ensemble des effets systématiques associés au système d'acquisition et au faisceau. Ces dernier ont été corrigés d'une part directement sur les taux de comptage et d'autre part sur les asymétries mesurées. L'asymétrie de violation de parité est alors calculée suivant l'expression :

$$\mathcal{A}_{PV} = \frac{R_c}{P_z} \times \left(\frac{\mathcal{A}_{corr} - f \times \mathcal{A}_{bg}}{1 - f} \right) \quad (\text{VI.33})$$

Le facteur correctif R_c correspond aux corrections radiatives, décrites en section VI.7, la polarisation longitudinale P_z a été mesurée comme décrit en section VI.8, et le facteur de dilution f a fait l'objet de plusieurs analyses décrites en section VI.6. L'asymétrie \mathcal{A}_{corr} correspond à l'asymétrie générée à partir des taux de comptage mesurés corrigés au préalable de l'anomalie des échelles (voir section VI.3), des effets liés à l'électronique d'acquisition (section VI.4), et des fluctuations des paramètres du faisceau (section VI.5). Notons qu'une correction additionnelle permet de tenir compte de l'échange de deux photons et est également appliquée selon $\mathcal{A}_{Born} = \mathcal{A}_{mes}/(1 + \delta_{2BE})$ [TBM09], après l'ensemble des corrections sus-citées. Elle est cependant très faible, comme le montre les valeurs du terme correctif δ_{2BE} multipliées par 10^2 qui sont résumées dans la table VI.19.

		$\delta_{2BE} \cdot 10^2$
LH ₂ ^f	362 MeV	-0.64±0.20
LH ₂ ^b	362 MeV	1.46±0.20
LD ₂ ^b	362 MeV	0.50±0.20
LH ₂ ^f	687 MeV	-0.16±0.20
LH ₂ ^b	687 MeV	1.19±0.20
LD ₂ ^b	687 MeV	0.68±0.20

TAB. VI.19: Correction à appliquer aux asymétries de violation de parité pour tenir compte des effets dûs aux échanges à deux photons.

L'incertitude statistique sur \mathcal{A}_{PV} est directement déterminée à partir de la largeur de la distribution des asymétries finales, obtenues à partir des taux de comptage corrigés. Les incertitudes systématiques associées à chacune des corrections sont quant à elles séparées suivant leur corrélation entre les mesures aux deux valeurs de Q^2 . Les erreurs systématiques qui affectent toutes les mesures de façon globale sont rassemblées sous le terme d'"incertitude globale", tandis que les erreurs décorréliées sont dénotées "incertitude point par point". Les tables VI.20 et VI.21 résument les valeurs d'asymétries mesurées et corrigées de l'ensemble des effets systématiques pour les deux cibles, en détaillant les principales incertitudes globales et point par point.

	LD ₂ 362 MeV					LD ₂ 687 MeV				
	\mathcal{A}	ϵ_{stat}	ϵ_{syst}	pt-pt	ϵ_{syst} glob.	\mathcal{A}	ϵ_{stat}	ϵ_{syst}	pt-pt	ϵ_{syst} glob.
Mesurée	-14.047	0.813				-44.021	3.328			
\mathcal{A}_{bg}	-14.114					-46.053		0.052		
Dilution				0.021	0.086				0.374	0.316
Transverse				0.037	0.008				0.009	0.008
Électronique	-14.152			0.232		-46.359			1.828	
Polarisation	-16.498			0.331	0.197	-54.033			0.621	0.644
Corr. Radiatives	-17.018			0.061		-55.858			0.201	
Final	-16.933	0.809		0.415	0.213	-55.545	3.305		1.965	0.713

TAB. VI.20: Résultat final de la mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique en cible de LD₂.

La séparation entre les erreurs systématiques globale et point par point est délicate à effectuer. Les corrections sur les taux de comptage (temps mort et coïncidences fortuites), ainsi que les corrections radiatives, ne sont pas corrélées en fonction de l'énergie, et sont donc considérées "point par point". En revanche, la mesure de la polarisation possède par exemple une contribution systématique corrélée, puisque la mesure à 362 MeV utilise les résultats de la mesure à 687 MeV. Dans le cas de la dilution, une partie importante du bruit de fond est issu de l'enceinte en aluminium de la cible, qui est également commune aux deux énergies. On peut cependant constater que pour chacun des jeux de données l'incertitude statistique domine largement l'erreur totale et que

	LH ₂ 362 MeV				LH ₂ 687 MeV			
	\mathcal{A}	ϵ_{stat}	ϵ_{syst} pt-pt	ϵ_{syst} glob.	\mathcal{A}	ϵ_{stat}	ϵ_{syst} pt-pt	ϵ_{syst} glob.
Mesurée	-9.941	0.872			-38.141	2.443		
\mathcal{A}_{bg}	-9.441		0.034		-38.272		0.405	
Dilution			0.109	0.411			0.467	0.888
Transverse			0.025	0.008				0.008
Électronique	-9.444		0.090		-38.393		0.173	
Polarisation	-11.010		0.223	0.133	-44.757		0.518	0.537
Corr. Radiatives	-11.416		0.023		-46.394		0.093	
Final	-11.248	0.859	0.272	0.425	-45.872	2.414	0.823	1.025

TAB. VI.21: Résultat final de la mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique en cible de LH₂.

la statistique reste donc le facteur limitant, les incertitudes systématiques étant par ailleurs bien maîtrisées.

Chapitre VII

Analyses spécifiques

Ce chapitre décrit de façon détaillée les deux analyses principales que j'ai prises en charge au cours de ma thèse.

La première correspond à l'analyse de données spécifiques dédiées à la détermination des efficacités du détecteur Čerenkov. Ces efficacités de détection des électrons et des pions sont ensuite utilisées dans la simulation des taux de comptage mesurés, qui entrent dans le calcul des corrections liées aux bruits de fond physiques et aux effets radiatifs. Elles permettent également de déterminer la contamination des données électrons par les pions qui passent le seuil du détecteur Čerenkov. Ces valeurs de contamination, avec celles extraites de l'analyse des ARS décrite dans le chapitre VI [Cop09], permettent de corriger de la fraction de bruit de fond associée aux pions chargés dans les données mesurées.

La majeure partie de mon travail s'est ensuite concentrée sur l'étude des effets sur les asymétries mesurées du temps mort et des coïncidences fortuites dans l'électronique d'acquisition. Une correction est réalisée au niveau des taux de comptage, et les erreurs systématiques correspondantes doivent être calculées avec précision pour être appliquées à l'asymétrie corrigée.

Ces deux analyses m'ont permis de travailler sur les deux types de données enregistrées par G° : les données de contrôle acquises événement par événement, et les données physiques acquises par l'électronique rapide de coïncidence et qui sont utilisées pour l'extraction des facteurs de forme étranges.

VII.1 Efficacités des détecteurs Čerenkov

Comme on a vu dans les sections V.4 et VI.6, les détecteurs Čerenkov ont été ajoutés au dispositif expérimental pour séparer les électrons élastiques du bruit de fond physique associé aux pions chargés. L'émission de lumière par effet Čerenkov est utilisée comme critère de discrimination et l'indice du milieu radiatif est spécifiquement choisi de telle sorte que seuls les électrons le traversant produisent de la lumière. La lumière ainsi produite est collectée par quatre photomultiplicateurs à l'extrémité d'une boîte de diffusion. Les signaux analogiques des photomultiplicateurs sont ensuite discriminés et la multiplicité des signaux ayant franchi un seuil de discrimination permet de construire un signal de déclenchement. Ce signal de déclenchement est alors mis en coincidence avec le signal de coincidence CED×FPD et permet de valider la particule détectée comme un électron.

Afin de comparer les taux de comptage simulés aux données mesurées dans le cadre de l'étude du balayage en champ (section VI.6.3), ou du calcul des corrections liées aux effets radiatifs (section VI.7), il est nécessaire de connaître l'efficacité intrinsèque des détecteurs Čerenkov pour la détection des électrons. Par ailleurs, le calcul de l'efficacité de détection des pions est également indispensable pour accéder à la contamination des données électrons par les pions chargés ayant déclenché le détecteur. La détermination de ces efficacités repose sur la construction d'un critère de sélection indépendant du détecteur Čerenkov. Ce critère permet d'isoler des échantillons de données électron et pion au sein desquels on peut comparer les fractions d'évènements ayant ou non validé un signal Čerenkov. Dans cette étude, la discrimination électron/pion est réalisée à l'aide d'une mesure du temps de vol des particules entre la cible et les détecteurs. La construction des spectres de temps de vol est effectuée à partir des signaux TDC disponibles dans l'électronique de contrôle. Elle sera décrite dans un premier temps. Le calcul des efficacités de détection des électrons et des pions fait l'objet du second paragraphe, tandis que le calcul de la contamination de la matrice électron par les pions est abordé dans une troisième partie.

VII.1.1 Les spectres en temps de vol

La construction des spectres en temps de vol exploite les signaux TDC[†] enregistrés par l'électronique de contrôle. Celle-ci comprend des modules ARS[‡], ADC* et TDC, et donne accès à des informations acquises événement par événement sur un échantillon des données pour tous les signaux de l'électronique rapide (CFD, MT, et les signaux de déclenchement de coincidence CED×FPD et Čerenkov). Pour la mesure du temps de vol, des périodes d'acquisition dédiées ont été effectuées. Durant celles-ci, l'intensité du faisceau est réduite à quelques μA , la fréquence de pulsation du faisceau est modifiée de 499 MHz à 31 MHz de façon à permettre la mesure du temps de vol des particules sur une gamme étendue, et le démarrage des TDCs est synchronisé avec le temps d'arrivée du faisceau dans le hall expérimental.

[†]Time to Digital Converter

[‡]Analog Ring Sampler

*Analog to Digital Converter

La construction des spectres en temps de vol des particules est basée sur une sélection des évènements la plus proche possible de celle appliquée par l'électronique rapide pour sélectionner les coïncidences CED×FPD et leur validation par le signal Čerenkov. Le chronogramme associé à la sélection d'une coïncidence CED×FPD ainsi validée est représenté sur la figure VII.1. Lorsque deux

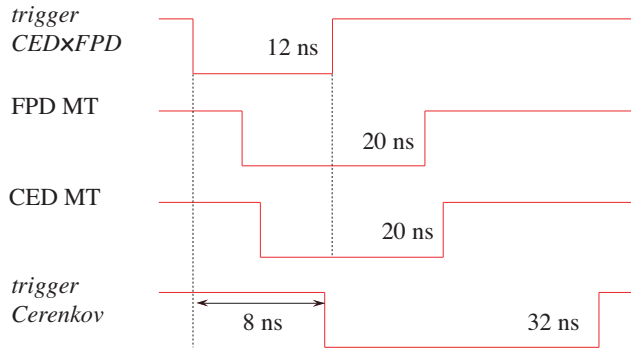


FIG. VII.1: Schématisation de la construction des signaux de coïncidence CED×FPD à partir des signaux MT des CED et des FPD et du signal de déclenchement *trigger*. La séparation entre les électrons et les pions est effectuée à partir du signal de déclenchement du Čerenkov, noté *trigger Čerenkov*.

signaux MT (un CED et un FPD) arrivent en entrée de l'électronique, un signal de déclenchement CED×FPD est généré à l'arrivée du deuxième. Les signaux MT sont ensuite retardés de $t_{trig} + \Delta_{trig}/2$, où Δ_{trig} est la largeur du signal de déclenchement. Cette largeur correspond à la fenêtre de coïncidence en temps des signaux MT qui sont alors idéalement placés en son milieu. La sélection des signaux MT CED et FPD qui sont en coïncidence en temps est alors réalisée dans l'électronique de contrôle à l'aide des conditions suivantes :

$$\begin{aligned} \text{octant nord-américain : } & t_{trig} - 7.5 < t_{MT} < t_{trig} + 7.5 \\ \text{octant français : } & t_{trig} - 6 < t_{MT} < t_{trig} + 6 \end{aligned} \quad (\text{VII.1})$$

où t_{trig} et t_{MT} désignent respectivement les temps d'arrivée des signaux de déclenchement et MT pour chaque évènement. La fenêtre de coïncidence est de 12 ns pour les octants français, comme illustré sur la figure VII.1, et de 15 ns pour les octants nord-américains. Le spectre TDC des évènements MT FPD qui passent la sélection VII.1 correspond ainsi à la distribution en temps de vol des particules détectées ayant traversé les deux plans d'hodoscopes. La figure VII.2 illustre cette distribution dans la région élastique. On observe clairement deux contributions principales séparées d'environ 3.5 ns, la plus importante étant associée aux électrons (particules les plus rapides), et la seconde aux pions légèrement plus lents.

Afin de déterminer l'efficacité de détection du Čerenkov, il est ensuite nécessaire de reproduire la validation par le signal de déclenchement du Čerenkov telle qu'elle est réalisée dans l'électronique rapide. Celle-ci est réglée manuellement à l'oscilloscope de telle sorte que le temps moyen d'arrivée du signal de déclenchement du Čerenkov, noté $t_{\check{c}}$, soit à environ 8 ns du temps d'arrivée du signal de déclenchement CED×FPD. La validation par le signal Čerenkov appliquée sur les données de

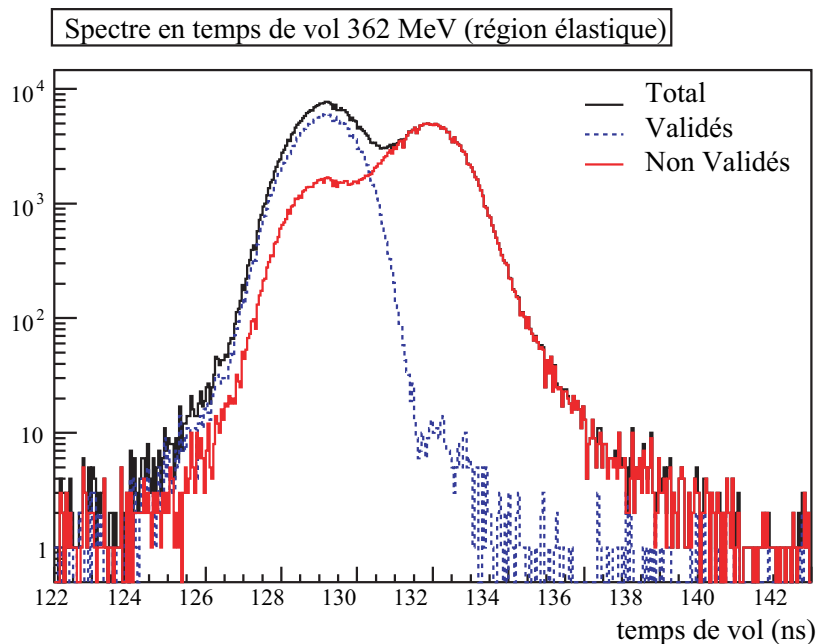


FIG. VII.2: Spectre en temps de vol des particules sur l'ensemble des cellules de la région élastique (données 31 MHz LD₂ 362 MeV)

contrôle correspond alors aux conditions suivantes :

$$\begin{aligned} \text{octant nord-américain : } & t_{trig} - 7.5 < t_{\check{c}} < t_{trig} + 24.5 \\ \text{octant français : } & t_{trig} - 8 < t_{\check{c}} < t_{trig} + 20 \end{aligned} \quad (\text{VII.2})$$

avec $t_{\check{c}}$ le temps d'arrivée du signal de déclenchement du Čerenkov. La figure VII.2 montre les spectres en temps de vol de l'ensemble des particules ayant traversé les cellules de la région élastique, ainsi que des particules validées et non validées par le Čerenkov. On constate qu'une partie des électrons n'a pas été détectée ce qui est dû à une efficacité de détection des électrons inférieure à 100 %. Par ailleurs, une partie des événements pions est validée et induit donc une contamination des signaux électrons.

VII.1.2 Les efficacités de détection

Étant donné que les électrons et les pions peuvent être validés par le Čerenkov, l'efficacité de détection de ce dernier, définie à partir du nombre d'évènements validés (N_c) sur le nombre total d'évènements (N_{tot}) $\epsilon_{mes} = N_c/N_{tot}$, peut être réécrite à partir des deux types de particules :

$$\epsilon_{mes} = f_e \epsilon_e + f_\pi \epsilon_\pi \quad (\text{VII.3})$$

où f_e et f_π sont les contributions relatives des électrons et des pions, telles que $f_e = 1 - f_\pi$, et ϵ_e et ϵ_π sont les efficacités de détection associées. Les spectres en temps de vol permettent alors

de sélectionner en majorité des électrons ou des pions afin d'extraire simultanément ϵ_e et ϵ_π . La figure VII.3a montre ainsi un exemple de coupure permettant de sélectionner les électrons (barres verticales). L'ajustement réalisé permet de déterminer les contributions relatives des électrons et des pions f_e et f_π . La figure VII.3b montre quant à elle la séparation des évènements qui ont ou

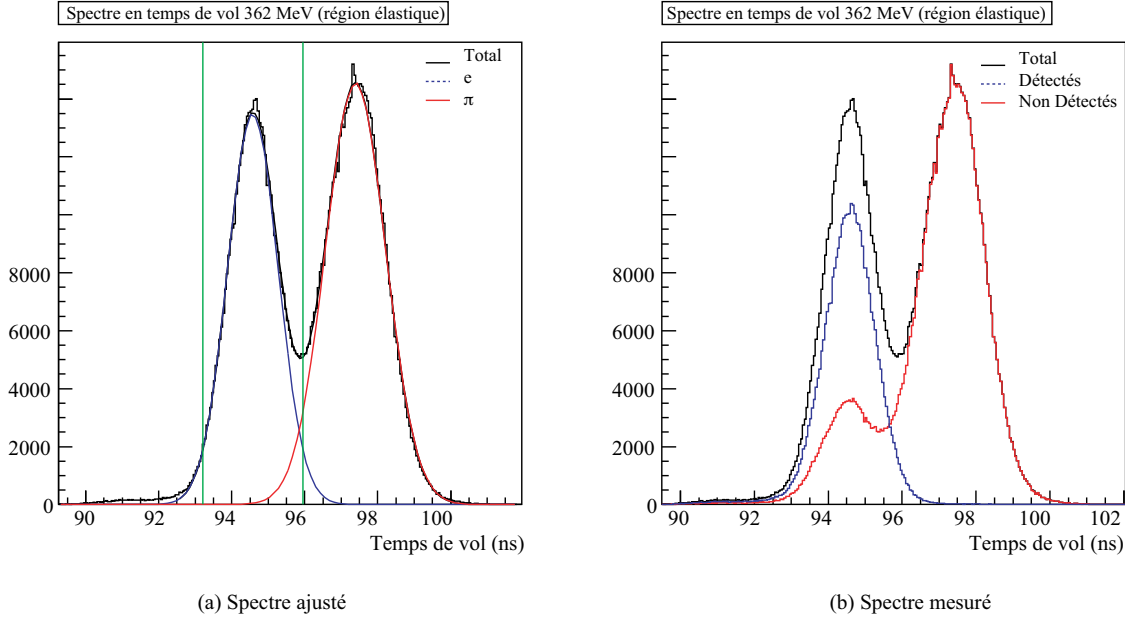


FIG. VII.3: Spectre en temps de vol des particules détectées dans la région élastique en LD₂ 362 MeV.

non validé le Čerenkov. Elle indique clairement qu'une fraction non négligeable d'électrons n'est pas validée, ce qui était attendu étant donné le faible nombre de photoélectrons détectés par évènement (de l'ordre de 6-7 p.e), avec une distribution très large (voir figure VI.17). On constate également que le nombre d'évènements validés dans la région pion à 362 MeV est faible, ce qui traduit une faible efficacité ϵ_π à cette énergie.

Les mesures d'efficacité de détection des électrons à 362 MeV dans les régions élastique et inélastique, obtenues à partir de l'équation VII.3 appliquée sur un échantillon d'évènements sélectionnés au préalable en fonction du temps de vol, sont reportées dans la table VII.1 en fonction du numéro d'octant. Globalement de l'ordre de 80 % dans la région élastique, une dépendance des valeurs en fonction du numéro d'octant, due à la dispersion des gains des photomultiplicateurs et des seuils de discrimination, est néanmoins clairement visible. On observe par ailleurs une différence significative entre les valeurs obtenues dans les régions élastique et inélastique, due à la dépendance de la transmission de la lumière vis à vis de la localisation des particules dans le Čerenkov (dépendance vis à vis du numéro de CED). Notons enfin que le calcul d'erreur est effectué par propagation des incertitudes sur chacun des termes de la relation VII.3, en tenant compte de la corrélation entre les nombres de particules validées et total à l'aide de lois de probabilité [Ver08].

L'analyse a également été réalisée à 687 MeV. La discrimination en temps de vol entre les électrons et les pions est cependant plus délicate, les deux contributions n'étant plus séparées que

	Élastique	Inélastique
	ϵ_e (%)	ϵ_e (%)
Octant 1	84.36 ± 0.31	56.74 ± 1.51
Octant 2	82.68 ± 0.27	69.89 ± 1.19
Octant 3	83.74 ± 0.33	71.07 ± 1.85
Octant 4	74.55 ± 0.33	59.22 ± 1.34
Octant 5	78.18 ± 0.36	61.42 ± 1.82
Octant 6	87.28 ± 0.23	73.87 ± 1.18
Octant 7	79.00 ± 0.36	60.06 ± 1.67
Octant 8	81.74 ± 0.27	68.13 ± 1.15

TAB. VII.1: Efficacité de détection des électrons dans les régions élastique et inélastique de la matrice, en LD₂ 362 MeV

par 1.5 ns environ, comme illustré sur la figure VII.4. La proportion relative des pions augmente

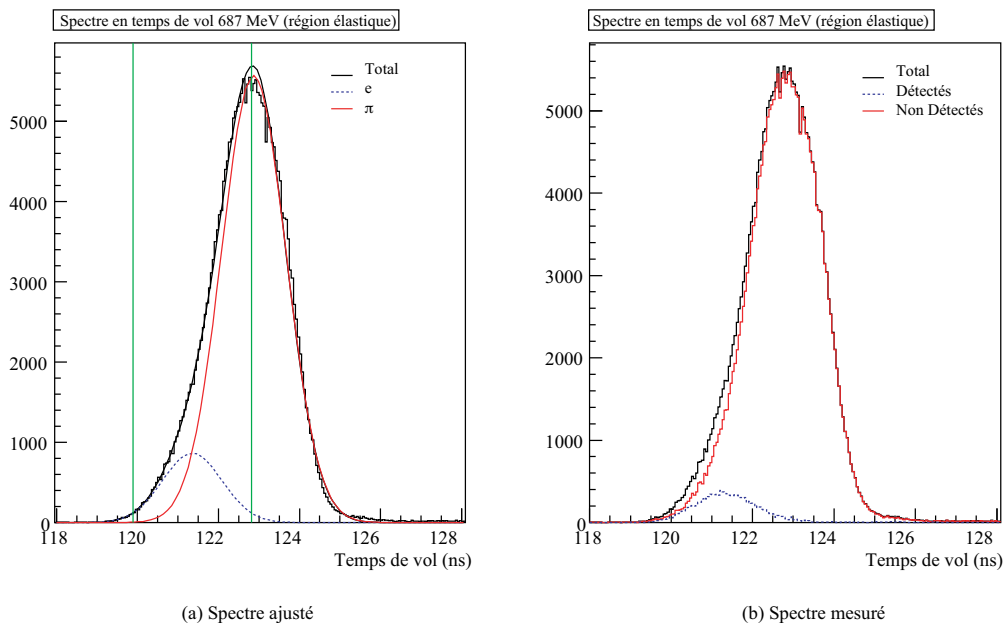


FIG. VII.4: Spectre en temps de vol des particules détectées dans la région élastique en LD₂ 687 MeV.

également d'un facteur 10, passant de $f_\pi \sim 1-6\%$ à 362 MeV à 22-26% à 687 MeV, ce qui entraîne une plus grande incertitude sur les mesures. Enfin, les données pulsées à 31 MHz ne permettant pas l'acquisition de données pour la détermination des facteurs de forme étranges, la statistique disponible pour l'étude à 687 MeV est restée faible. Le tableau VII.2 résume les valeurs d'efficacité de détection des électrons sur les locus élastique et inélastique. Pour la région élastique, l'efficacité de détection est deux fois plus faible qu'à 362 MeV du fait de l'augmentation de l'énergie des particules, et l'erreur associée augmente d'un ordre de grandeur par rapport aux incertitudes à 362 MeV, du fait des valeurs plus élevées de f_π .

	Élastique	Inélastique
	ϵ_e (%)	ϵ_e (%)
Octant 1	63.4 ± 4.2	44.2 ± 4.5
Octant 2	53.7 ± 3.6	40.9 ± 3.6
Octant 3	42.1 ± 2.1	34.4 ± 3.6
Octant 4	27.2 ± 2.1	28.5 ± 2.9
Octant 5	37.1 ± 3.9	21.7 ± 3.9
Octant 6	47.3 ± 2.4	38.9 ± 2.9
Octant 7	28.0 ± 2.6	26.3 ± 4.9
Octant 8	40.3 ± 2.6	34.8 ± 3.2

TAB. VII.2: Éfficacité de détection des électrons, et fraction de pions dans l'échantillon en temps de vol des électrons, dans la diagonale de la matrice CED×FPD, en LD₂ 687 MeV

En pratique, pour pouvoir être utilisées dans les analyses liées au bruit de fond et aux corrections radiatives, les efficacités intrinsèques ϵ_e ont été calculées dans chaque cellule de la matrice CED×FPD ayant une statistique suffisante. À 362 MeV, une large partie de la diagonale comprenant les régions élastique et inélastique est ainsi couverte, comme le montre la figure VII.6. En

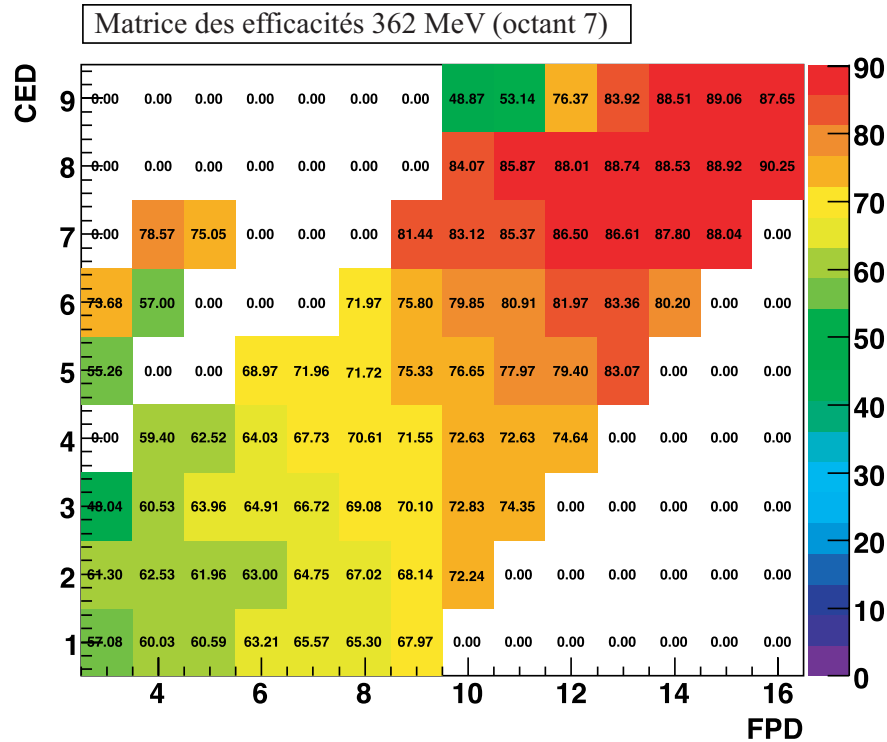


FIG. VII.5: Efficacités cellule par cellule à 362 MeV pour l'octant 7.

revanche, la faible statistique disponible pour les données à 687 MeV ne permet pas d'accéder à un nombre suffisant de cellules. Par ailleurs, comme les valeurs d'efficacités extraites de l'analyse

en temps de vol sont obtenues à partir de données spécifiques indisponibles tout au long de l'acquisition de données, d'autres analyses ont été mises en oeuvre. Leurs résultats ont été confrontés à ceux obtenus par temps de vol, comme illustré sur la figure VII.6 pour les cellules de la ligne du CED 5 de l'octant 3 [Mam09a]. Les efficacités obtenues par les quatre méthodes mises en oeuvre,

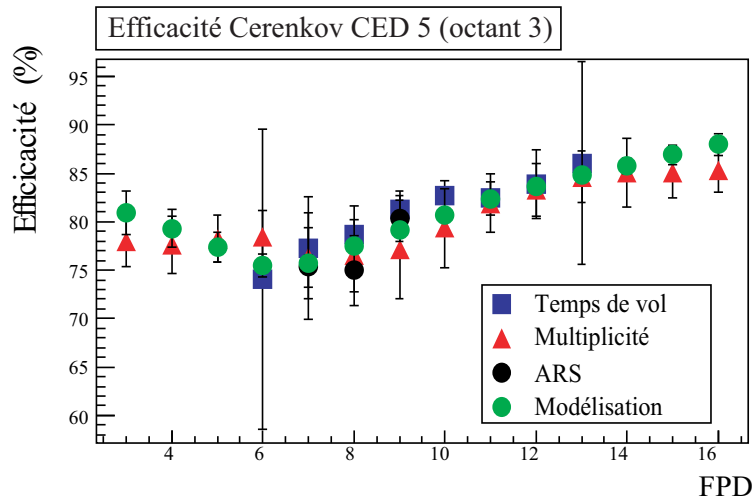


FIG. VII.6: Comparaison des efficacités pour les cellules de la ligne CED 5 de l'octant 3, obtenues par différentes méthodes d'analyse [Mam09a].

à savoir le temps de vol, la variation de la multiplicité des photomultiplicateurs touchés, les ARS et une modélisation de la diffusion de la lumière dans les détecteurs, sont en parfait accord dans la limite des barres d'erreur. Les résultats obtenus par temps de vol sont donc utilisés dans les simulations des taux de comptage en diffusion élastique lorsqu'ils sont disponibles, et les valeurs obtenues par modélisation des détecteurs sont utilisées dans les cellules indisponibles.

VII.1.3 La contamination des pions

La même analyse, basée cette fois sur la sélection en temps de vol des pions, permet de déterminer les efficacités de détection des pions. Ces dernières sont ensuite utilisées pour calculer la proportion de pions contenue dans les événements validés par le Čerenkov (contamination en pions). Les valeurs obtenues pour les efficacités de détection des pions sont rassemblées dans le tableau VII.3, pour chaque région et chaque énergie. De l'ordre de 0.2 % sur tous les octants dans la région élastique à 362 MeV comme à 687 MeV, ces efficacités sont néanmoins associées à une incertitude variant entre 1 et 2 % à 687 MeV, au lieu 0.3-0.45 % à 362 MeV. Cette augmentation de l'incertitude est directement liée à la séparation en temps de vol plus difficile à haute énergie.

Pour déterminer la contamination en pions des données électrons, les taux de comptage mesurés par l'électronique rapide en cours de prise de données de production sont s'exprimés comme :

$$\begin{aligned}
 Y_{\pi}^{mes} &= (1 - \epsilon_{\pi}) Y_{\pi}^{vrai} + (1 - \epsilon_e) Y_e^{vrai} \\
 Y_e^{mes} &= \epsilon_{\pi} Y_{\pi}^{vrai} + \epsilon_e Y_e^{vrai}
 \end{aligned}
 \tag{VII.4}$$

Energy	362 MeV		687 MeV	
	Élastique	Inélastique	Élastique	Inélastique
	ϵ_π (%)	ϵ_π (%)	ϵ_π (%)	ϵ_π (%)
Octant 1	0.23 ± 0.32	0.12 ± 0.20	0.23 ± 1.9	0.07 ± 0.24
Octant 2	0.31 ± 0.34	0.12 ± 0.16	0.53 ± 1.7	0.06 ± 0.25
Octant 3	0.21 ± 0.45	0.14 ± 0.27	0.34 ± 1.9	0.09 ± 0.21
Octant 4	0.22 ± 0.29	0.11 ± 0.14	0.28 ± 0.8	0.08 ± 0.13
Octant 5	0.19 ± 0.41	0.11 ± 0.20	0.19 ± 1.0	0.03 ± 0.17
Octant 6	0.26 ± 0.27	0.14 ± 0.18	0.30 ± 1.1	0.10 ± 0.21
Octant 7	0.21 ± 0.40	0.11 ± 0.18	0.22 ± 1.0	0.04 ± 0.20
Octant 8	0.24 ± 0.32	0.15 ± 0.15	0.40 ± 1.4	0.07 ± 0.20

TAB. VII.3: Efficacité de détection des pions du détecteur Čerenkov pour chaque octant (cible LD₂)

Les efficacités ϵ_e et ϵ_π sont celles déterminées précédemment, (tables VII.1, VII.2 et VII.3), et les taux de comptage normalisés Y_π^{mes} et Y_e^{mes} sont obtenus dans les conditions de production à bas courant. Les relations VII.4 permettent d'extraire le taux de comptage en pions Y_π^{vrai} qui permet à son tour de définir la contamination comme :

$$C_\pi = \frac{\epsilon_\pi \cdot Y_\pi^{vrai}}{Y_e^{mes}} \quad (\text{VII.5})$$

Les résultats sont reportés en fonction du numéro d'octant dans chaque région à 362 et 687 MeV dans la table VII.4, qui montre que la contamination est négligeable à 362 MeV, tandis qu'elle est de l'ordre de 5 % à 687 MeV. Cette contamination élevée à haute énergie est liée à la contribution des électrons δ . Les résultats sont obtenus sont en accord avec ceux de l'analyse effectuées à

Énergie	362 MeV			687 MeV		
	Élastique	Inélastique	Total	Élastique	Inélastique	Total
Octant 1	0.18 ± 0.25	1.59 ± 2.64	0.46 ± 0.55	4.09 ± 34.4	4.31 ± 14.04	4.18 ± 20.16
Octant 2	0.28 ± 0.31	1.44 ± 1.92	0.54 ± 0.49	8.67 ± 28.0	2.65 ± 10.07	5.54 ± 14.43
Octant 3	0.18 ± 0.39	1.99 ± 3.92	0.51 ± 0.77	6.15 ± 34.1	5.31 ± 12.46	5.79 ± 20.39
Octant 4	0.22 ± 0.29	1.52 ± 2.01	0.47 ± 0.45	6.97 ± 20.4	5.21 ± 8.25	6.13 ± 11.40
Octant 5	0.20 ± 0.43	1.57 ± 2.73	0.42 ± 0.56	5.38 ± 27.2	3.26 ± 15.68	4.60 ± 18.17
Octant 6	0.20 ± 0.21	1.60 ± 1.98	0.48 ± 0.42	5.06 ± 18.3	4.30 ± 8.45	4.69 ± 10.30
Octant 7	0.20 ± 0.38	1.62 ± 2.62	0.45 ± 0.56	6.02 ± 28.6	3.75 ± 18.28	5.11 ± 18.67
Octant 8	0.18 ± 0.23	1.79 ± 1.84	0.55 ± 0.46	6.70 ± 23.0	3.21 ± 9.06	4.87 ± 11.95

TAB. VII.4: Contamination en pion pour chaque octant et dans chaque région de la matrice à bas courant ($5\mu A$ à 687 MeV, et $10\mu A$ à 362 MeV)

l'aide des ARS (c.f table VI.12), ce qui illustre la cohérence entre les deux méthodes. Néanmoins, les incertitudes associées pour l'analyse en temps de vol sont grandes, de l'ordre de 30 %, et les résultats obtenus par l'étude des ARS seront donc ceux retenus pour la correction de contamination (voir section VI.6.2).

VII.2 Correction des effets systématiques liés à l'électronique d'acquisition

L'électronique d'acquisition de G° est une électronique de comptage affectée par les effets conjoints du temps mort et des évènements fortuits. Ces effets modifient les taux de comptage mesurés et par conséquent l'asymétrie construite à partir de ces derniers. Par définition, le temps mort est la durée τ minimale qui doit séparer deux évènements en entrée de l'électronique pour que le second soit détecté. Si on considère un taux de comptage en entrée de l'électronique normalisé au courant et constant, $\tilde{r} = r/I$, la probabilité qu'au moins un évènement arrive pendant la fenêtre τ est $DT = 1 - e^{-\tilde{r}\tau I}$. Le taux de comptage normalisé mesuré est alors inférieur au taux de comptage réel, et s'exprime comme :

$$\tilde{r}_{\text{mes}} = (1 - DT) \tilde{r}$$

Dans le cas de l'expérience G° , le temps τ est typiquement de l'ordre de 20-30 ns et \tilde{r} est de l'ordre du MHz, ($r\tau \ll 1$), on peut alors simplifier l'expression : $DT \simeq \tilde{r}\tau I$. En supposant par ailleurs que le taux de comptage contient une dépendance vis à vis de l'hélicité, le taux de comptage mesuré et la probabilité de temps mort DT dépendent alors nécessairement également de cette dernière :

$$\tilde{r}_{\text{mes}}^\pm = (1 - DT^\pm) \tilde{r}^\pm \quad \text{et} \quad DT^\pm \simeq \tilde{r}^\pm \tau I$$

En conséquence l'asymétrie mesurée présente une contribution liée au temps mort, qui fait apparaître l'asymétrie des taux de comptage (\mathcal{A}_r) et l'asymétrie de charge du faisceau (\mathcal{A}_Q) :

$$\mathcal{A}_{\text{mes}} \simeq \mathcal{A}_r - \frac{DT}{1 - DT} \times (\mathcal{A}_r + \mathcal{A}_Q)$$

Minimiser l'asymétrie de charge au niveau du faisceau n'est pas suffisant pour annuler l'ensemble des effets du temps mort. Une correction spécifique est nécessaire afin de minimiser le terme $-\frac{DT}{1-DT} \times \mathcal{A}_r$. Celle-ci doit par ailleurs également tenir compte des coïncidences CED×FPD fortuites, enregistrées par l'électronique de G° , qui diluent également l'asymétrie physique, et des conséquences du temps mort et des fortuits qui affectent la partie de l'électronique associée au signal Čerenkov.

La correction mise en oeuvre est appliquée MPS par MPS sur les taux de comptage mesurés de façon à tenir compte de la dépendance vis à vis de l'hélicité. Elle met en jeu l'ensemble des signaux intermédiaires nécessaires à la construction des coïncidences CED×FPD, qui sont enregistrés dans des échelles de comptage dédiées. La figure VII.7 représente le schéma de principe de l'électronique, qui a été détaillé en section V.4.3, et montre spécifiquement les échelles de comptage et signaux associés intermédiaires. Les taux de comptage des signaux des discriminateurs CFD associés à chaque photomultiplicateur des extrémités droite et gauche des scintillateurs, le signal *mean timer* (MT) généré à partir de ces derniers, et le signal de déclenchement qui permet de sélectionner les MT CED et FPD en coïncidence sont ainsi disponibles. De la même manière le signal de déclenchement

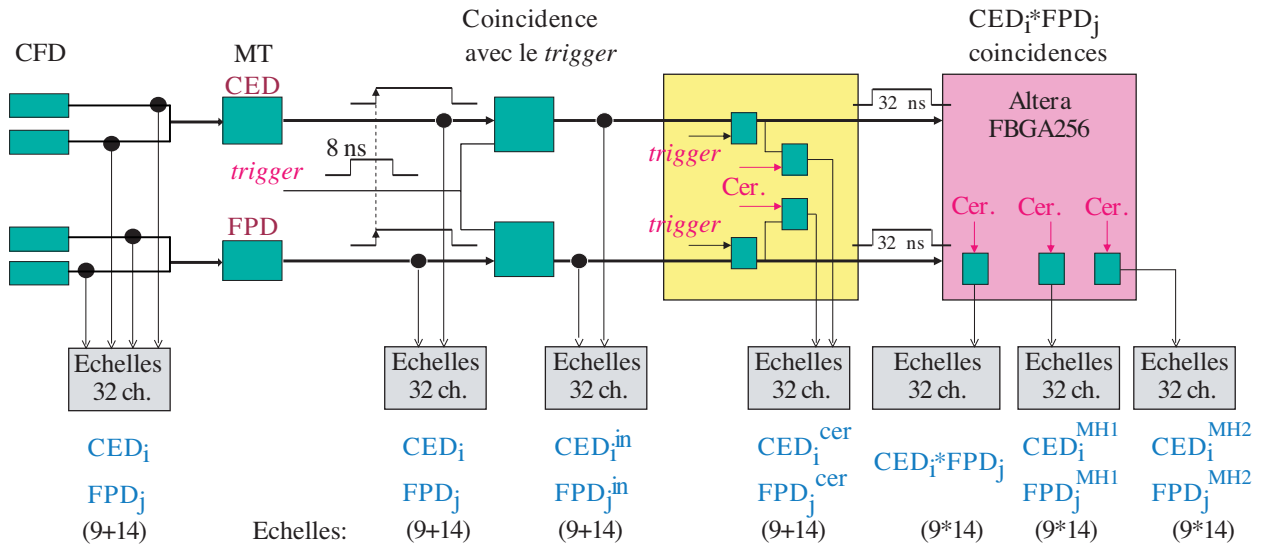


FIG. VII.7: Signaux intermédiaires enregistrés par l'électronique d'acquisition de G° .

issu de l'électronique Čerenkov est également enregistré, au même titre que les coincidences électron et pion qu'il valide, par des échelles de comptage dédiées.

Nous allons présenter ici les différentes étapes de la correction qui fait intervenir l'ensemble de ces taux de comptage, ainsi que les effets corrigés associés. Nous verrons ensuite l'impact de cette correction sur l'asymétrie calculée à partir des taux de comptage corrigés. Enfin, nous aborderons les effets résiduels et l'erreur systématique globale associée à l'ensemble de la correction.

VII.2.1 Temps mort et coincidences fortuites dans les coincidences $CED \times FPD$

L'électronique de coincidence sélectionne les traces ayant traversé un CED et un FPD dans une fenêtre en temps de 8 ns. Elle fait intervenir des modules CFD et MT ainsi qu'un module de coincidence dont les temps morts et les largeurs de portes logiques respectifs sont résumés dans le tableau VII.5. Nous allons aborder ici chacun de ces modules et décrire les effets systématiques qui leur sont associés (temps mort et fortuits), pour ensuite introduire la dépendance des taux de comptage en coincidence (taux de comptage $CED \times FPD$) vis à vis de l'ensemble de ces effets.

Discriminateur à fraction constante (CFD)

Le taux de comptage CFD, dits *single*, correspond aux événements qui parviennent à une des extrémités droite ou gauche d'un scintillateur. Le temps mort des modules CFD est notée τ_{CFD} . Il affecte les taux de comptage CFD, et induit donc la perte potentielle d'un signal MT. Il va donc se propager jusqu'aux coincidences $CED \times FPD$. La probabilité de perdre un événement CFD

	τ (ns)		Δ (ns)	
	Fr	NA	Fr	NA
CFD	34	25	17	20
MT	30	20	20	20
Trigger	32	32	12	15

TAB. VII.5: Valeurs caractéristiques du temps mort et de la largeur des portes logiques des modules d'électronique, pour les octants français et nord-américains.

pendant ce temps mort est notée DT_{CFD} telle que :

$$\tilde{r}_{mes}^{CFD} = \tilde{r}^{CFD} \cdot (1 - DT_{CFD}) \quad (\text{VII.6})$$

où \tilde{r}_{mes}^{CFD} et \tilde{r}^{CFD} sont les taux de comptage normalisés au courant du faisceau mesurés et "vrais" respectivement. L'expression de DT_{CFD} est fonction de \tilde{r}_{mes}^{CFD} , de τ_{CFD} , du courant de faisceau I , et fait également intervenir les MT dans le cas de l'électronique française pour laquelle les fonctions de CFD et MT sont couplées dans un même module [PF06]. À titre d'exemple, la figure VII.8 montre la dépendance des taux de comptage CFD normalisés vis à vis du courant, où la probabilité de temps mort est de l'ordre de quelques pourcents.

Mean Timer (MT)

Le module MT effectue une moyenne en temps entre deux signaux CFD arrivant dans une fenêtre de largeur Δ_{MT} . Après avoir reçu un signal CFD pour une des extrémités d'un scintillateur, Δ_{MT} est le temps total pendant lequel le MT attend un second signal. Le temps mort du module lorsque les deux CFD sont déclenchés (événement MT) est noté τ_{MT} , et la probabilité de perdre un événement MT, DT_{MT} . Le détail de l'expression de DT_{MT} est disponible dans la référence [PF06], et la figure VII.9 illustre la dépendance des taux de comptage MT normalisés vis à vis du courant de faisceau, dans le cas du CED 9 de l'octant 7 (4% à 60 μA).

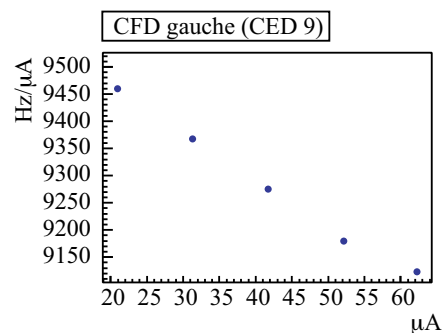


FIG. VII.8: Effet du temps mort sur les taux de comptage CFD (LH₂ 687 MeV octant 7).

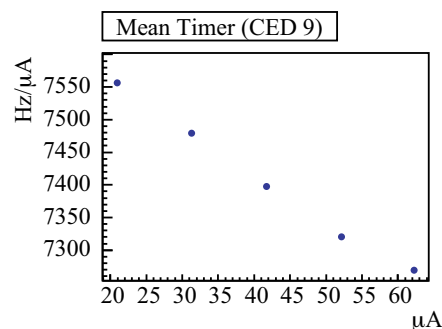


FIG. VII.9: Effet du temps mort sur les taux de comptage MT (LH₂ 687 MeV octant 7).

Module de déclenchement et module de coïncidence

Lorsqu'un évènement dans le détecteur génère au moins un signal MT FPD et CED, un signal de déclenchement est généré au niveau du module *Splitter-trigger*, qui fait démarrer le signal de déclenchement, de largeur Δ_{Trig} , à l'arrivée du second signal MT. Le temps τ_{trig} pendant lequel un deuxième signal de déclenchement ne peut être à nouveau généré induit une probabilité de temps mort notée DT_{Trig} .

Le signal de déclenchement est ensuite utilisé pour valider la coïncidence en temps des signaux MT au niveau du module de coïncidence. À ce niveau, deux signaux MT indépendants ayant leurs temps d'arrivée dans la largeur Δ_{Trig} peuvent induire une coïncidence fortuite, qui s'ajoute aux vraies coïncidences. Le taux de fortuits, noté \tilde{r}_{rand} , est fonction des taux de comptage normalisés MT, de la largeur de la porte de déclenchement et du courant :

$$\tilde{r}_{rand} = (\tilde{r}_{MT_i} - \tilde{r}_{coinc_i}) \times (\tilde{r}_{MT_j} - \tilde{r}_{coinc_j}) \times \Delta_{Trig} \times I \quad (\text{VII.7})$$

où les indices i et j désignent une paire (CED_i, FPD_j) , et \tilde{r}_{coinc_i} ainsi que \tilde{r}_{coinc_j} correspondent aux taux de comptage MT normalisés participant à une coïncidence. Au premier ordre, le taux de comptage fortuit \tilde{r}_{rand} s'ajoute aux coïncidences. L'équation VII.7 montre qu'il induit une dépendance linéaire croissante des taux de comptage mesurés vis à vis du courant, illustrée sur la figure VII.10a. Son effet est inverse à celui du temps mort. Par ailleurs, le module de coïncidence ne valide que les coïncidences pour lesquelles un et un seul signal MT FPD et CED sont en coïncidence. Les coïncidences multiples, pour lesquelles plus de deux signaux MT sont en coïncidence, sont directement soustraites du signal mesuré. La correction devra donc tenir compte de la perte de signal due à la probabilité d'obtenir une coïncidence multiple, notée MH.

Correction appliquée aux coïncidences

Les taux de coïncidences élastiques mesurés sont une combinaison de coïncidences physiques et fortuites, diminuée des pertes par temps mort des différents modules qui viennent d'être présentés ainsi que des coïncidences multiples directement soustraites par l'électronique. L'expression de cette dépendance :

$$\tilde{r}_{mes}^{\pm} = \left[\tilde{r}_{DTcor}^{\pm} \left(1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced} \right) \left(1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd} \right) + \tilde{r}_{rand} \right] \left(1 - DT_{Trig} - MH_{22} \right) \overline{MH_{12}} \quad (\text{VII.8})$$

fait intervenir les probabilités de temps mort sus-citées, ainsi que le taux de fortuits de l'équation VII.7, et les probabilités de coïncidences multiples MH. Ces dernières sont notées MH_{12} et MH_{22} lorsqu'un seul, ou deux, signaux CED (FPD) sont en coïncidence avec deux signaux FPD (CED). Une simulation a permis de montrer que les évènements perdus par temps mort et coïncidences multiples sont reproduits à 0.2 et 0.1% près en utilisant l'équation VII.8, tandis que les coïncidences

fortuites sont sous-estimées de seulement 1.7% [PF06].

Dans les données, les différents termes de l'équation VII.8 sont évalués à partir des taux de comptage intermédiaires, des temps morts et des largeurs de portes mesurés. La table VII.6 donne

(%)	DT_{CFD}^{ced}	DT_{CFD}^{fpd}	DT_{MT}^{ced}	DT_{MT}^{fpd}	DT_{Trig}	MH ₁₂	MH ₂₂	f_{rand}
LH ₂ 362	0.28	0.42	0.37	0.05	2.96	2.53	0.76	0.41
LH ₂ 687	0.37	0.59	0.49	0.04	0.47	2.56	0.16	2.95
LD ₂ 362	0.47	1.50	0.80	0.11	3.36	5.98	1.09	3.01
LD ₂ 687 (2007)	0.32	1.03	0.57	0.07	1.59	3.64	0.52	10.5
LD ₂ 687 (2006)	0.38	1.26	0.71	0.08	1.87	4.47	0.61	20.51

TAB. VII.6: Valeur moyenne en pourcentage des probabilités de temps mort et de coïncidences multiples liées à l'électronique de traitement des coïncidences CED×FPD.

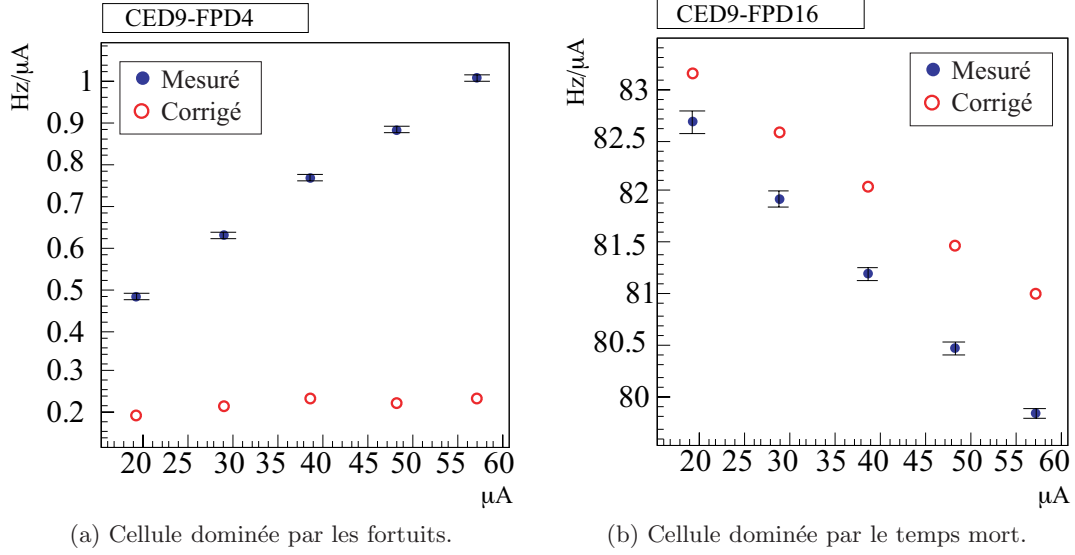
leurs valeurs moyennes pour les quatre jeux de données, sur la région élastique. On constate que dans tous les cas, le temps mort associé aux CFD et aux MT reste inférieure à 1.5%, tandis que le module de coïncidence (*trigger*) peut générer jusqu'à 3% de temps mort. Les coïncidences multiples MH₁₂ sont également responsables d'une grande partie des pertes de coïncidences vraies, pouvant aller jusqu'à 6%. Le pourcentage de coïncidences fortuites, f_{rand} , exprimé comme :

$$f_{rand} = \frac{\tilde{r}_{rand}}{\tilde{r}_{DTcor}^{\pm} (1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced}) (1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd}) + \tilde{r}_{rand}} \quad (\text{VII.9})$$

est quant à lui très variable selon les jeux de données. Il augmente néanmoins avec l'énergie, et est maximal pour le LD₂ 687 MeV, du fait de la forte production de pions en cible de deutérium.

La première étape de la correction de temps mort consiste donc à inverser l'équation VII.8 afin d'extraire le taux de coïncidences, \tilde{r}_{DTcor}^{\pm} , corrigé du temps mort, des fortuits et des *multi-hit* de l'électronique. À titre illustratif, la figure VII.10 montre la dépendance des taux de comptage normalisés mesurés et corrigés ($e + \pi$) dans deux cellules de la matrice CED×FPD. Ces deux cellules sont représentatives de chacun des effets cités car situées dans deux régions cinématiques de la matrice CED×FPD typiquement affectées par les fortuits et le temps mort respectivement. On peut constater la pente nulle des taux de comptage obtenus après correction sur la figure VII.10a, qui montre la qualité de la correction des événements fortuits. En revanche, la pente résiduelle des taux de comptage corrigés sur la figure VII.10b indique la présence d'effets résiduels non-corrigés, qui devront être pris en compte lors du calcul de l'erreur systématique.

De manière plus globale, le tableau VII.7 résume l'efficacité de la correction des effets dûs au temps mort et de fortuits dans l'électronique de coïncidence pour les différents jeux de données, et pour la totalité de la région cinématique des électrons élastiques. Ces efficacités sont obtenues à partir des taux de comptage ($e + \pi$) normalisés, de façon à s'affranchir des mélanges éventuels entre les deux matrices, imputables au Čerenkov. Elles proviennent de l'étude de la dépendance



(a) Cellule dominée par les fortuits.

(b) Cellule dominée par le temps mort.

FIG. VII.10: Effets conjoints du temps mort et des fortuits visibles sur la dépendance en courant des taux de comptage mesurés $e + \pi$ dans deux cellules typiquement affectées par l'un et l'autre de ces effets (LH₂ 687 MeV). La cellule (9,4) se situe dans la région de bruit de fond, et la cellule (9,16) dans la région élastique, de la matrice CED×FPD (c.f. figure VI.2b).

en courant de ces taux de comptage, et plus spécifiquement de la comparaison entre les valeurs mesurées et corrigées à courant nominal et les valeurs "vraies", *i.e* extrapolées à courant nul. Elles sont définies de la façon suivante :

$$\epsilon(\%) = \frac{\tilde{r}_{\text{corr}} - \tilde{r}_{\text{mes}}}{\tilde{r}_{\text{vrai}} - \tilde{r}_{\text{mes}}} \quad (\text{VII.10})$$

où \tilde{r}_{mes} , \tilde{r}_{corr} et \tilde{r}_{vrai} sont les taux de comptage normalisés des coïncidences mesurées, corrigées et extrapolées à courant nul respectivement. On constate globalement une meilleure efficacité sur cette

(%)	1	2	3	4	5	6	7	8
LH ₂ 362	68	47	65	45	75	48	67	42
LH ₂ 687	39	19	37	13	37	13	37	22
LD ₂ 362	85	55	79	48	76	53	74	55
LD ₂ 687	132	63	126	53	91	60	109	67

TAB. VII.7: Efficacité en % de la correction globale des effets affectant les coïncidences CED×FPD, obtenue à partir de l'analyse des balayages en courant.

correction pour les octants nord-américains (octants à numérotation impaire), liée à la correction du temps mort des CFD qui n'est pas appliquée aux octants français (octants pairs). L'absence de correction du temps mort des CFDs français est due à un problème technique sur les échelles de comptage des DMCH, modules comprenant les CFD et les MT français. Les taux de comptage *single*

mesurés n'étant pas fiables, il a été choisi d'inclure le temps mort associé aux CFD directement dans l'erreur systématique finale, sans correction. Par ailleurs, les efficacités supérieures à 100% traduisent une "sur-correction", c'est à dire une pente positive des taux de coïncidence corrigés. Dans ce cas, une partie des coïncidences fortuites n'est pas corrigée. Cet effet est particulièrement visible en LD₂ 687 MeV, run pour lequel les données de novembre 2006 sont ici présentées. Le taux de comptage en pion est particulièrement important dans ce cas, augmentant la probabilité de coïncidences fortuites.

VII.2.2 Temps mort et fortuits dans la ligne de trigger Čerenkov

L'électronique Čerenkov est elle-même affectée par une probabilité de temps mort et des coïncidences fortuites avec le signal de déclenchement CED×FPD. Comme décrit au chapitre VI, ces deux effets n'induisent néanmoins aucune perte ou gain de taux de comptage. Les coïncidences CED_i×FPD_j associées à des signaux de déclenchement Čerenkov perdus par temps mort sont dirigées vers la matrice pion. Réciproquement, les coïncidences associées à des signaux de déclenchement Čerenkov fortuits correspondent à des événements "pion" dirigés vers la matrice électron. La probabilité de temps mort et les fortuits liés à l'électronique Čerenkov induisent donc un mélange des deux matrices.

Le taux de comptage corrigés sont alors obtenus à partir du système d'équations couplées :

$$\begin{aligned}\tilde{r}_{DT_{cor}}^e &= \tilde{r}_{vrai}^e(1 - DT_c) + \tilde{r}_{vrai}^\pi Rdm_c \\ \tilde{r}_{DT_{cor}}^\pi &= \tilde{r}_{vrai}^e DT_c + \tilde{r}_{vrai}^\pi(1 - Rdm_c)\end{aligned}\tag{VII.11}$$

Ces équations font intervenir la probabilité de temps mort du Čerenkov, DT_c , les taux de comptage normalisés électron et pion, \tilde{r}^e et \tilde{r}^π . Le terme Rdm_c représente la probabilité d'obtenir une coïncidence fortuite entre le signal de déclenchement du Čerenkov et le signal de coïncidence CED×FPD. Cette dernière dépend de la largeur de la porte du signal Čerenkov, fixée à :

$$\begin{aligned}\Delta_c \text{ (Fr)} &\simeq 33 \text{ ns} \\ \Delta_c \text{ (NA)} &\simeq 33 \text{ ou } 62 \text{ ns selon les jeux de données}\end{aligned}$$

pour les octants français (Fr) et nord-américains (NA). Le temps mort exact τ_c du Čerenkov est quant à lui plus délicat à déterminer. Il dépend en effet du *timing* entre les temps d'arrivée des signaux de coïncidence CED×FPD et les signaux du Čerenkov, et de la largeur de la porte logique Δ_c . Il a été mesuré plusieurs fois au cours de l'expérience à l'aide d'un oscilloscope, directement sur les signaux dans les modules d'électronique. On estime l'erreur sur ces mesures de l'ordre de 10%. L'impact d'une variation de l'ordre de 10% sur la valeur de τ_c ne modifie cependant la correction de mélange que de quelques pourcents [ELOa]. L'incertitude sur la mesure du temps mort du Čerenkov est donc ignorée par la suite, et la table VII.8 donne les ordres de grandeur en pourcent de DT_c et de la probabilité de coïncidence fortuite, Rdm_c , du Čerenkov. Les valeurs de DT_c sont

(%)	DT_c	Rdm_c	f_π
LH ₂ 362	4.3	10.2	1.61
LH ₂ 687	4.1	8.5	3.08
LD ₂ 362	1.1	7.7	12.38
LD ₂ 687 (2007)	1.9	3.9	19.28
LD ₂ 687 (2006)	0.9	1.9	13.97

TAB. VII.8: Valeur moyenne en pourcentage des probabilités de temps mort et de fortuit du Čerenkov, induisant un pourcentage de contamination pion dans la matrice électron f_π .

du même ordre de grandeur que les valeurs de DT_{Trig} . Elles sont divisées par deux entre les jeux de données LH₂ et LD₂ du fait de la réduction du courant de faisceau, égale à 60 μ A dans un cas, et à environ 20 μ A dans l'autre. Les valeurs de Rdm_c diminuent également entre les deux cibles du fait de la réduction du courant de faisceau. Le changement des photomultiplicateurs des détecteurs Čerenkov de tubes en borosilicate en tubes en quartz moins sensibles au bruit de fond neutre, a également permis de réduire le taux de fortuits Čerenkov. Ce changement a par ailleurs permis d'augmenter le courant de faisceau entre les deux prises de données en LD₂ 687 MeV (de 17 à 20 μ A). De plus, la meilleure qualité de réponse des photomultiplicateurs a permis de relâcher le critère de sélection pour la génération d'un signal de déclenchement Čerenkov (multiplicité de photomultiplicateurs touchés), permettant ainsi d'augmenter la statistique.

La fraction de pions dans la région élastique de la matrice électron, également renseignée dans la table VII.8, est notée f_π et s'exprime à partir de l'équation VII.11 comme :

$$f_\pi = \frac{\tilde{r}_{vrai}^\pi \cdot Rdm_c}{\tilde{r}_{DTcor}^e} \quad (\text{VII.12})$$

Bien que la table VII.8 montre que la probabilité de coïncidence fortuite entre un pion et un signal Čerenkov, Rdm_c , décroît entre l'hydrogène et le deutérium, la fraction de pions augmente de 1.6 à 19 % en fonction du jeu de données, du fait des fortes différences du rapport des taux de comptage pion et électron entre les différents jeux de données. Le taux de comptage dans la matrice pion est en effet plus important en LD₂ qu'en LH₂ et plus important à 687 MeV. Notons également l'augmentation de f_π entre les deux périodes d'acquisition en LD₂ 687 MeV, corrélée à l'augmentation de Rdm_c .

Les corrections des effets liés à l'électronique de coïncidence et à l'électronique du Čerenkov sont effectuées successivement. La première donne accès aux taux de comptage \tilde{r}_{DTcor} par inversion de l'équation VII.8. La seconde est appliquée sur \tilde{r}_{DTcor} pour obtenir les taux de comptage \tilde{r}_{vrai} par résolution du système VII.11. De manière générale, l'effet de l'électronique de coïncidence réduit les taux de comptage dans la région élastique, tandis que la contamination en pions tend à augmenter les taux de comptage mesurés. Les ordres de grandeur typiques de la correction globale appliquée sont résumés dans le tableau VII.9. Les chiffres présentés correspondent à la correction

appliquée sur un *run* de production typique dans chacun des jeux de données, et sont exprimés en pourcentage des taux de comptage mesurés. Les valeurs négatives signifient que globalement, la

(%)	1	2	3	4	5	6	7	8
LH ₂ 362	11	5	12	5	12	5	11	5
LH ₂ 687	6	2	7	3	6	3	5	3
LD ₂ 362	10	5	10	4	9	5	9	4
LD ₂ 687	-14	-8	-18	-3	-7	-5	-18	-7

TAB. VII.9: Correction appliquée aux taux de comptage normalisés de la matrice électron, dans le locus élastique, en fonction du numéro d'octant.

correction soustrait plus de taux de comptage pion dirigés vers la matrice électron par le Čerenkov qu'elle ne corrige de pertes dues au temps mort. La correction est plus faible pour les octants français, du fait de la non correction du temps mort des CFD, et en moyenne une correction de 5 à 10 % est appliquée (jusqu'à 18 % en LD₂ 687 MeV).

VII.2.3 Effet sur l'asymétrie mesurée

Comme présenté en introduction, la corrélation entre les taux de comptage et l'hélicité du faisceau induit une dépendance des probabilités de temps mort et des taux de fortuits vis à vis de cette dernière. Afin d'en tenir compte, la correction est appliquée MPS par MPS sur les taux de comptage dans chaque cellule, et le calcul de l'asymétrie est effectué sur les taux de comptage corrigés. La comparaison entre les asymétries mesurée et corrigée, respectivement notées \mathcal{A}_{mes} et $\mathcal{A}_{\text{vrai}}$, permet d'extraire l'asymétrie systématique corrigée :

$$\mathcal{A}_{\text{sys}t} = \mathcal{A}_{\text{mes}} - \mathcal{A}_{\text{vrai}} \quad (\text{VII.13})$$

Cette asymétrie systématique est fonction de l'asymétrie intrinsèque des taux de comptage et de l'asymétrie de charge, et se superpose à l'asymétrie physique dans l'asymétrie mesurée. Elle peut être déterminée analytiquement à partir des équations VII.8 et VII.11, ce qui permet de mieux comprendre et maîtriser l'impact des différentes contributions. Ce calcul permet également de déterminer l'erreur systématique sur $\mathcal{A}_{\text{sys}t}$, qui est indispensable pour effectuer un bilan d'erreur sur la correction.

Asymétrie systématique associée à l'électronique de coïncidence CED×FPD

L'équation VII.8 permet tout d'abord de dériver l'asymétrie systématique associée au temps mort et aux fortuits dans l'électronique de coïncidence, $\mathcal{A}_{\text{sys}t}^{DT}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{sys}t}^{DT} &= \mathcal{A}_{\text{mes}} - \mathcal{A}_{DT\text{corr}} \\ &= \mathcal{A}_{\text{Single}} + \mathcal{A}_{\text{Trig}} + \mathcal{A}_{\text{MH}_{12}} \end{aligned} \quad (\text{VII.14})$$

où $\mathcal{A}_{DT_{corr}}$ est l'asymétrie associée aux taux de comptage seulement corrigés de ces effets, $\tilde{r}_{DT_{cor}}$, qu'on peut écrire sous la forme d'une somme de trois termes : \mathcal{A}_{Single} , \mathcal{A}_{Trig} et $\mathcal{A}_{MH_{12}}$. Le terme \mathcal{A}_{Single} regroupe les contributions du temps mort des modules CFD et MT, ainsi que la contribution des coïncidences fortuites, \tilde{r}_{rand} :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{Single} = & -f_{rand} \mathcal{A}_{DT_{cor}} \\ & - (1 - f_{rand}) \left[\frac{DT_{MT}^{ced}}{1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced}} \mathcal{A}(DT_{MT}^{ced}) + \frac{DT_{CFD}^{ced}}{1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced}} \mathcal{A}(DT_{CFD}^{ced}) \right. \\ & \left. + \frac{DT_{MT}^{fpd}}{1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd}} \mathcal{A}(DT_{MT}^{fpd}) + \frac{DT_{CFD}^{fpd}}{1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd}} \mathcal{A}(DT_{CFD}^{fpd}) \right] \\ & + f_{rand} \mathcal{A}_{rand} \end{aligned} \quad (VII.15)$$

Il fait intervenir trois termes principaux :

- l'asymétrie corrigée $\mathcal{A}_{DT_{cor}}$, pondérée par la fraction de coïncidences fortuites, f_{rand} , explicitée dans l'équation VII.9.
- la contribution des asymétries des probabilités de temps mort des CFD et MT : $\mathcal{A}(DT_{MT}^{ced})$, $\mathcal{A}(DT_{CFD}^{ced})$, $\mathcal{A}(DT_{MT}^{fpd})$, $\mathcal{A}(DT_{CFD}^{fpd})$.
- l'asymétrie des coïncidences CED×FPD fortuites, pondérée par la fraction de fortuits, f_{rand} .

Nous avons jusqu'à présent présenté la correction des effets dans la ligne de coïncidence indépendamment de la matrice considérée (électron ou pion). En théorie, ces effets affectent toutes les coïncidences, quelle que soit l'identité de la particule, et la correction doit donc être appliquée de façon identique sur les deux matrices. En pratique, elle est appliquée indépendamment et différemment. En effet, les taux de comptage fortuits \tilde{r}_{rand} ne peuvent être attribués sans ambiguïté à l'une ou l'autre matrice. Étant donné que les taux de comptage sont généralement dominés par les pions, et en l'absence de mesure directe de la fraction de fortuits associée à des électrons, le choix a été fait d'associer les coïncidences fortuites en totalité à la matrice pion. Dans le cas des électrons élastiques, la fraction de fortuits f_{rand} est donc nulle, et l'équation VII.15 se réduit à :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{Single}^e = & - \left[\frac{DT_{MT}^{ced}}{1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced}} \mathcal{A}(DT_{MT}^{ced}) + \frac{DT_{CFD}^{ced}}{1 - DT_{CFD}^{ced} - DT_{MT}^{ced}} \mathcal{A}(DT_{CFD}^{ced}) \right. \\ & \left. + \frac{DT_{MT}^{fpd}}{1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd}} \mathcal{A}(DT_{MT}^{fpd}) + \frac{DT_{CFD}^{fpd}}{1 - DT_{CFD}^{fpd} - DT_{MT}^{fpd}} \mathcal{A}(DT_{CFD}^{fpd}) \right] \end{aligned} \quad (VII.16)$$

Le terme \mathcal{A}_{Single} ne reflète alors plus que les contributions des asymétries des probabilités de temps mort des CFD et MT. Ces dernières sont calculées à partir de l'asymétrie de charge et des asymétries intrinsèques des taux de comptage CFD et MT. La première colonne de la table VII.10 résume la valeur de \mathcal{A}_{Single}^e pour les différents jeux de données. Celle-ci est globalement inférieure à ± 0.01 ppm sur l'ensemble des données, avec une valeur maximale de -0.016 ppm pour les *runs*

ayant l'IHWP insérée en LD₂ 362 MeV. Notons d'ailleurs le renversement du signe de l'asymétrie entre les deux états de l'IHWP : IN et OUT (c.f section V.2.1.2).

L'équation VII.14 fait également intervenir les termes $\mathcal{A}_{\text{Trig}}$ et $\mathcal{A}_{\text{MH}_{12}}$. Ces derniers sont calculés de la même manière que $\mathcal{A}_{\text{Single}}$, à partir de l'équation VII.8 :

$$\mathcal{A}_{\text{Trig}} = -\frac{\text{DT}_{\text{Trig}}}{1 - \text{DT}_{\text{Trig}} - \text{MH}_{22}}\mathcal{A}(\text{DT}_{\text{Trig}}) - \frac{\text{MH}_{22}}{1 - \text{DT}_{\text{Trig}} - \text{MH}_{22}}\mathcal{A}(\text{MH}_{22})$$

$$\mathcal{A}_{\text{MH}_{12}} = \mathcal{A}(1 - \text{MH}_{12}) = -\frac{\text{MH}_{12}}{1 - \text{MH}_{12}}\mathcal{A}(\text{MH}_{12})$$

Ils correspondent respectivement à la contribution du temps mort du signal de déclenchement de la matrice de coïncidence et des coïncidences multiples MH₂₂ du module de coïncidence CED×FPD, et à la contribution des coïncidences multiples MH₁₂. La table VII.10 donne les valeurs obtenues pour les différents jeux de données. Elles sont du même ordre de grandeur pour les deux contributions, et varient entre ±0.05 ppm et ±0.2 ppm suivant les données. D'un ordre de grandeur supérieures à la contribution des *single*, cette dernière devient négligeable en comparaison.

Asymétrie systématique associée à l'électronique de Čerenkov

Pour les données électrons, le système d'équations VII.11 permet de calculer une asymétrie systématique, $\mathcal{A}_{\check{\text{C}}\text{er}}$, associée au temps mort et fortuits dans l'électronique Čerenkov telle que :

$$\mathcal{A}_{\check{\text{C}}\text{er}} = \mathcal{A}_{\text{DTcorr}}^e - \mathcal{A}_{\text{vrai}}^e$$

$$= f_{\pi} \left(\mathcal{A}_{\text{vrai}}^{\pi} - \mathcal{A}_{\text{vrai}}^e \right) - (1 - f_{\pi}) \frac{\text{DT}_c}{1 - \text{DT}_c} \mathcal{A}(\text{DT}_c) + f_{\pi} \mathcal{A}(\text{Rdm}_c) \quad (\text{VII.17})$$

Elle fait intervenir la fraction de pion dans la matrice électron, f_{π} (équation VII.12), les asymétries intrinsèques des probabilités de temps mort et de fortuits du Čerenkov et les asymétries des taux de comptage corrigés, $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^e$ et $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^{\pi}$, en électron et pion. Notons dès maintenant que l'asymétrie $\mathcal{A}_{\check{\text{C}}\text{er}}$ est dominée par le premier terme, faisant intervenir $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^e$ et $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^{\pi}$. En effet, le temps mort DT_c étant de l'ordre de quelques pourcents sur l'ensemble des données (table VII.8), le second terme est faible. Par ailleurs, l'asymétrie des fortuits $\mathcal{A}(\text{Rdm}_c)$, étant inférieure au ppm pour les jeux de données en LH₂ et de l'ordre de quelques ppm en LD₂, est également petite devant la différence ($\mathcal{A}_{\text{vrai}}^{\pi} - \mathcal{A}_{\text{vrai}}^e$). Afin de comprendre les résultats obtenus pour $\mathcal{A}_{\check{\text{C}}\text{er}}$ présentés dans la table VII.10, spécialement pour les jeux de données en LD₂, il est important de noter que pour ces jeux de données une grande partie des données a été acquise avec une configuration différente de l'électronique pour la matrice "pion". Telle que décrite jusqu'à présent, l'électronique remplit deux matrices de coïncidences : la première avec les coïncidences validées par le Čerenkov, correspondant aux électrons, et la deuxième avec les événements non validés, *i.e* les pions. Dans la seconde configuration (mode *random*), la deuxième matrice fut remplie par l'ensemble des événements en coïncidence fortuite avec le signal de déclenchement du Čerenkov. Cette mesure directe des fortuits du Čerenkov avait pour but de

soustraire directement les évènements dirigés dans la matrice électron par coïncidence fortuite avec le signal de déclenchement du Čerenkov, sans supposer que ces évènements soient principalement des pions. À un facteur multiplicatif près, le taux de comptage électron corrigé s'exprime alors simplement : $\tilde{r}_{\text{vrai}}^e \simeq \tilde{r}_{DTcor}^e - \tilde{r}^{\text{rdm}}$. Alors, l'expression de $\mathcal{A}_{\check{\text{Cer}}}$ est légèrement modifiée et fait intervenir l'asymétrie de ces évènements, \mathcal{A}^{rdm} :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\check{\text{Cer}}} = & f'_\pi \left(\mathcal{A}^{\text{rdm}} - \mathcal{A}_{\text{vrai}}^e \right) - (1 - f'_\pi) \frac{DT_c}{1 - DT_c - Rdm_c} \mathcal{A}(DT_c) \\ & + f'_\pi \mathcal{A}(Rdm'_c) + \left(\frac{-Rdm_c + (1 - DT_c) f'_\pi}{1 - DT_c - Rdm_c} \right) \mathcal{A}(Rdm_c) \end{aligned} \quad (\text{VII.18})$$

Elle fait également intervenir deux types de probabilités de fortuits : le nombre de *coïncidences* fortuites entre un signal CED×FPD et un signal Čerenkov (Rdm_c), et le nombre de *signaux Čerenkov* fortuits générés à partir des signaux des quatre photomultiplicateurs du détecteur (Rdm'_c). On a par ailleurs introduit une fraction de pion légèrement différente de f_π :

$$f'_\pi = \frac{\tilde{r}_{DTcor}^{\text{rdm}} Rdm_c / Rdm'_c}{\tilde{r}_{DTcor}^e} \quad (\text{VII.19})$$

qui dépend des taux de comptage normalisés de la deuxième matrice, corrigés des effets de l'électronique de coïncidence, $\tilde{r}_{DTcor}^{\text{rdm}}$. L'asymétrie $\mathcal{A}_{\check{\text{Cer}}}$ dans le cas des données dites "en mode *random*", (équation VII.18), est dominée par le premier terme fonction de $(\mathcal{A}^{\text{rdm}} - \mathcal{A}_{\text{vrai}}^e)$. La probabilité de temps mort reste négligeable, rendant le second terme de l'équation VII.18 très petit, et la contribution des asymétries $\mathcal{A}(Rdm_c)$ et $\mathcal{A}(Rdm'_c)$ combinée est quant à elle de l'ordre du ppm. La table VII.10 renseigne les valeurs de $\mathcal{A}_{\check{\text{Cer}}}$ pour chaque jeu de données. Celles-ci varient de 0.001 ppm en LH₂ 362 MeV, à plusieurs ppm en LD₂, devenant alors la contribution principale à l'asymétrie systématique totale.

Asymétrie systématique totale

L'asymétrie systématique totale, introduite dans l'équation VII.13, peut finalement s'écrire comme la somme des contributions sus-citées :

$$\mathcal{A}_{\text{sys}} = \mathcal{A}_{\text{Single}} + \mathcal{A}_{\text{Trig}} + \mathcal{A}_{\text{MH}_{12}} + \mathcal{A}_{\check{\text{Cer}}} \quad (\text{VII.20})$$

Le calcul analytique de chacune de ces contributions est basé, comme on l'a vu, sur les asymétries intrinsèques des taux de comptage CFD, MT, Čerenkov ... Il est validé par la comparaison avec les asymétries calculées par le code d'analyse (*g0analysis*) des données de G°. Ce dernier calcule les asymétries à partir des taux de comptage corrigés et non-corrigés, dont on effectue ensuite la différence pour obtenir l'équivalent de \mathcal{A}_{sys} . La table VII.10 résume les valeurs obtenues pour chacune des contributions et leurs erreurs, tandis que la table VII.11 contient l'asymétrie systématique totale et la comparaison avec *g0analysis*. La contribution des modules CFD et MT

		$\mathcal{A}_{\text{Single}}$	$\mathcal{A}_{\text{Trig}}$	$\mathcal{A}_{\text{MH}_{12}}$	$\mathcal{A}_{\check{\text{C}}\text{er}}$	$\mathcal{A}_{\text{syst}}$
LH ₂	in	-0.014 ± 0.002	-0.175 ± 0.002	-0.111 ± 0.003	-0.003 ± 0.038	-0.304 ± 0.038
362	out	0.004 ± 0.002	0.190 ± 0.002	0.085 ± 0.004	-0.005 ± 0.039	0.258 ± 0.039
LH ₂	in	-0.006 ± 0.002	-0.115 ± 0.002	-0.069 ± 0.005	-0.996 ± 0.164	-1.190 ± 0.164
687	out	0.008 ± 0.002	0.128 ± 0.002	0.076 ± 0.005	0.881 ± 0.157	1.085 ± 0.157
LD ₂	in	-0.014 ± 0.002	-0.258 ± 0.003	-0.148 ± 0.005	-0.359 ± 0.198	-0.762 ± 0.198
362	out	0.009 ± 0.002	0.250 ± 0.003	0.137 ± 0.005	0.396 ± 0.214	0.784 ± 0.215
LD ₂	(2007)					
687	in	-0.009 ± 0.002	-0.090 ± 0.003	-0.056 ± 0.007	-4.486 ± 1.865	-4.641 ± 1.865
	out	0.003 ± 0.003	0.062 ± 0.004	0.038 ± 0.008	8.060 ± 2.174	8.154 ± 2.174
LD ₂	(2006)					
687	in	-0.005 ± 0.002	-0.101 ± 0.003	-0.056 ± 0.006	-2.796 ± 1.774	-2.962 ± 1.774
	out	-0.000 ± 0.002	0.078 ± 0.003	0.040 ± 0.006	7.266 ± 1.598	7.394 ± 1.598

TAB. VII.10: Asymétries systématiques associées aux différentes contributions à la correction des effets de l'électronique sur les taux de comptage mesurés électrons élastiques.

		$\mathcal{A}_{\text{mes}} - \mathcal{A}_{\text{corr}}$	$\mathcal{A}_{\text{syst}}$
LH ₂	in	-0.29	-0.304 ± 0.038
362	out	0.55	0.258 ± 0.039
LH ₂	in	-1.53	-1.190 ± 0.164
687	out	1.34	1.085 ± 0.157
LD ₂	in	-0.92	-0.762 ± 0.198
362	out	0.57	0.784 ± 0.215
LD ₂	(2007)		
687	in	-5.79	-4.641 ± 1.865
	out	7.65	8.154 ± 2.174
LD ₂	(2006)		
687	in	-3.49	-2.962 ± 1.774
	out	7.68	7.394 ± 1.598

TAB. VII.11: Comparaison entre les valeurs de l'asymétrie systématique calculée à partir des contributions $\mathcal{A}_{\text{Single}}$, $\mathcal{A}_{\text{Trig}}$, $\mathcal{A}_{\text{MH}_{12}}$ et $\mathcal{A}_{\check{\text{C}}\text{er}}$, et la différence entre les asymétrie calculées par le programme d'analyse *g0analysis* à partir des taux de comptage mesurés et corrigés.

($\mathcal{A}_{\text{Single}}$) est négligeable en comparaison des contributions des coïncidences multiples ($\mathcal{A}_{\text{MH}_{12}}$) et du temps mort du module de coïncidence ($\mathcal{A}_{\text{Trig}}$). Ces dernières sont par ailleurs du même ordre de grandeur, de l'ordre de 0.1 ppm, pour tous les jeux de données. L'asymétrie systématique associée à la contamination due au Čerenkov est quant à elle négligeable en LH₂ 362 MeV, car f_{π} (table VII.8) et les asymétries $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^{\pi}$ et $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^e$ sont faibles (de l'ordre de 15 et 10 ppm respectivement). Elle augmente en revanche en LH₂ 687 MeV car f_{π} , $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^{\pi}$ et $\mathcal{A}_{\text{vrai}}^e$ augmentent (3.08%, 20 et

40 ppm respectivement). En LD₂, $\mathcal{A}_{\check{C}er}$ devient la contribution principale, de l'ordre de 5 ppm en LD₂ 687 MeV. On peut remarquer par ailleurs l'écart significatif entre les valeurs de $\mathcal{A}_{\check{C}er}$ en IN et OUT pour la période 2006 de LD₂ 687 MeV. Lors de cette période, la majorité des données a été acquise en "mode *random*", et l'asymétrie $\mathcal{A}_{\check{C}er}$ est dominée par le terme $f_{\pi}^{\prime}(\mathcal{A}^{rdm} - \mathcal{A}_{vrai}^e)$ qui fait intervenir l'asymétrie \mathcal{A}^{rdm} affectée d'une grande incertitude.

La colonne \mathcal{A}_{syst} de la table VII.11 donne finalement la correction finale sur l'asymétrie liée aux temps morts et aux fortuits. Cette correction est de quelques dixièmes de ppm à basse énergie (LD₂ et LH₂ 362 MeV), alors qu'elle passe à 1 et 7.4 ppm à haute énergie (LH₂ et LD₂ 687 MeV respectivement). Dans ce dernier cas, il est donc particulièrement important de tenir compte de la correction et d'en maîtriser parfaitement l'incertitude. L'erreur systématique finale correspond en effet à l'erreur sur \mathcal{A}_{syst} , à laquelle il est néanmoins nécessaire d'ajouter les effets résiduels que nous abordons maintenant.

VII.2.4 Effets résiduels

La correction présentée jusqu'à présent est basée sur une modélisation de l'électronique, et sur les taux de comptage intermédiaires mesurés. L'étude de la dépendance en courant de ces taux de comptage montre qu'une partie de l'électronique reste incomprise : comme l'indique la figure VII.10b, il existe une pente résiduelle des taux de comptage en coïncidence en fonction du courant de faisceau après correction. Ce constat est corroboré par l'étude de la dépendance de l'asymétrie mesurée en fonction de l'asymétrie de charge (figure VII.11). La pente de cette distribution est en

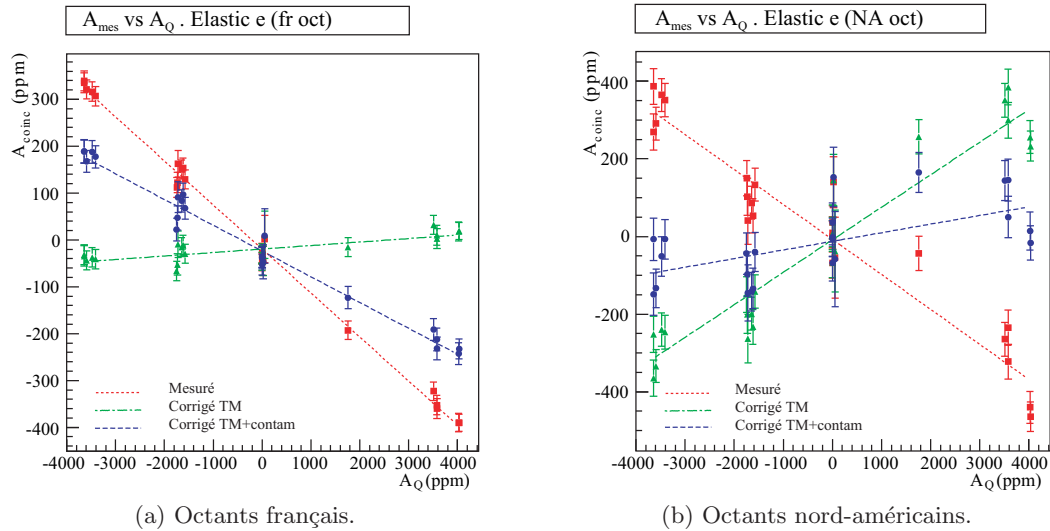


FIG. VII.11: Effets du temps mort et des fortuits résiduels visibles sur la dépendance des asymétries corrigées en fonction de l'asymétrie de charge, sur les données électron dans la région élastique (LD₂ 362 MeV).

effet directement proportionnelle à la probabilité de temps mort, et/ou de coïncidences fortuites dans les données :

$$\tilde{r}_{mes}^{\pm} = (1 - DT^{\pm}) \tilde{r}^{\pm} \quad \text{d'où} \quad \mathcal{A}_{mes} \simeq -DT \mathcal{A}_Q \quad (\text{VII.21})$$

si l'asymétrie des taux de comptage, \mathcal{A}_r , est négligeable et DT est petit devant 1. Une pente négative indique donc une dépendance liée à une perte due au temps mort, tandis qu'une pente positive indique la présence de fortuits dans les données. Les figures VII.11a et VII.11b présentent ainsi l'asymétrie électron mesurée sur la région élastique des octants français et nord-américains. Les corrections des effets de l'électronique $CED \times FPD$ et de l'électronique Čerenkov ont été appliquées successivement, afin de visualiser leurs effets sur la dépendance de l'asymétrie en fonction de l'asymétrie de charge. La pente passe de -9.4% à -5.5% pour les octants français (courbes rouge et bleue), et de -9% à 2.2% pour les octants nord-américains. Si la correction prenait en compte la totalité des effets de l'électronique, la pente de l'asymétrie corrigée devrait être nulle. En plus de pentes finales résiduelles, la pente des asymétries corrigées pour les octants français est de sens inverse et deux fois supérieure à la pente obtenue sur les octants nord-américains, bien que les pentes initiales soient comparables. Cette différence entre les octants français et nord-américains est probablement due à l'absence de correction du temps mort lié au CFD sur les octants français. Comme on a déjà mentionné, un problème d'acquisition des taux de comptage CFD sur l'ensemble des données n'a pas permis le calcul de la probabilité de temps mort de façon fiable. L'absence de correction de temps mort des CFDs n'est cependant pas pénalisante dans la mesure où les asymétries associées aux taux de comptage *single*, $\mathcal{A}_{\text{Single}}$, sont négligeables. La pente résiduelle pour les octants nord-américain est liée à la conjugaison de deux effets connus :

- la sous-évaluation du temps mort au niveau des CFDs, du fait de la présence possible d'évènements sous le seuil des CFDs, non mesurables, pouvant entraîner néanmoins du temps mort.
- le choix de soustraire les coïncidences fortuites, \tilde{r}_{rand} , entièrement aux données pions, du fait de l'impossibilité de corrélérer ces coïncidences à un signal Čerenkov sans ambiguïté.

Temps mort résiduel dans les discriminateurs à fraction constante (CFD)

Les taux de comptage CFD présentent une dépendance en fonction du courant du faisceau due au temps mort de ces modules. La figure VII.12 montre, à titre d'exemple, la dépendance des taux de comptage CFD droit et gauche d'un scintillateur, le FPD 13 de l'octant 3. L'application de la correction de temps mort n'élimine pas la dépendance, ce qui suggère l'existence d'un temps mort additionnel. L'origine de ce temps mort est difficile à déterminer, bien que des tests dédiés effectués pendant la phase aux angles avant de l'expérience aient déterminé que les conditions générales de bruit de fond dans le hall pouvaient générer une contribution importante de signaux de faible amplitude, pouvant perturber le principe de fonctionnement des CFDs. L'importance de cet effet est cependant difficile à prédire. La probabilité de temps mort des CFD, DT_{CFD} , déterminée à partir des taux de comptage CFD mesurés est néanmoins sous-estimée. Le temps mort résiduel qui en résulte est estimé pour chaque octant à partir des pentes résiduelles des taux de comptage en coïncidence, moyennés sur la région élastique électron, en fonction du courant du faisceau. Le tableau VII.12 résume ainsi les pourcentages de temps mort résiduel en $e + \pi$ dans la région élastique pour chaque octant dans chaque jeu de donnée. Pour tenir compte du temps mort

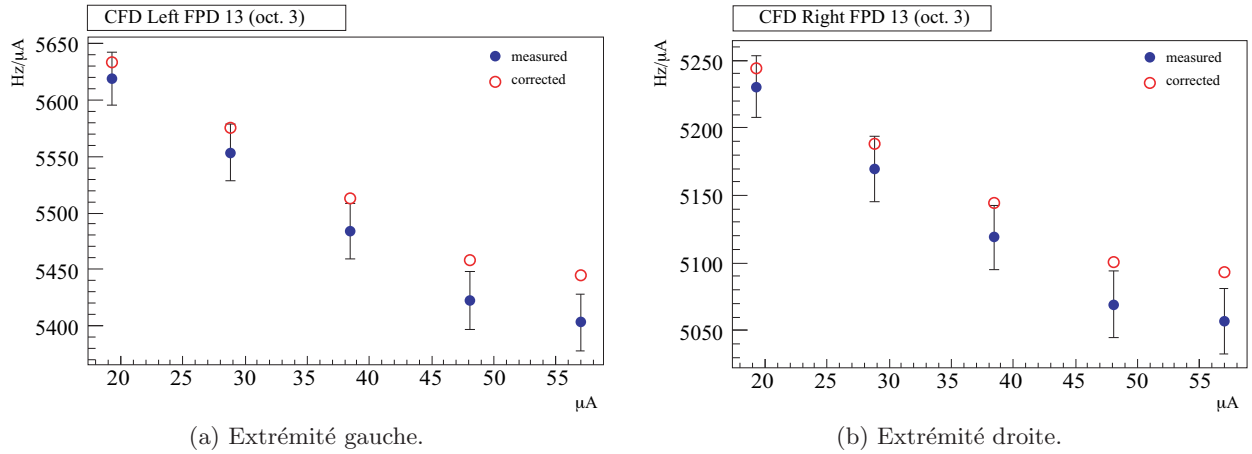


FIG. VII.12: Dépendance des taux de comptage *Single* CFD mesurés et corrigés en fonction du courant (LH₂ 687 MeV).

	1	2	3	4	5	6	7	8
LH ₂ 362	2.5	3.6	3.0	3.9	2.3	3.7	3.0	4.5
LH ₂ 687	3.9	5.4	3.9	5.6	4.4	5.2	3.9	5.3
LD ₂ 362	2.0	5.5	3.1	6.2	3.8	6.1	4.0	5.5
LD ₂ 687	-2.0	2.6	-1.8	3.1	0.7	3.4	-0.8	2.4

TAB. VII.12: Temps mort résiduel en % issu des dépendances résiduelles des taux de comptage corrigés en fonction du courant.

résiduel, on suppose donc qu'il est entièrement dû aux CFDs. On calcule alors pour chaque octant l'asymétrie systématique résiduelle associée :

$$\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{DT}} = \text{DT}_{\text{résid}} \times \mathcal{A}_{\text{CFD}} \quad (\text{VII.22})$$

où $\text{DT}_{\text{résid}}$ est le temps mort résiduel non corrigé, résumé dans la table VII.12, et \mathcal{A}_{CFD} est la moyenne pondérée des asymétries des CFD droits et gauches des CED et FPD. Le tableau VII.13 résume les valeurs de $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{DT}}$ pour chaque jeu de données. Leur impact est faible, inférieur à 0.1 ppm, du fait des asymétries \mathcal{A}_{CFD} , elles mêmes négligeables. Au vu de ces valeurs, les asymétries $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{DT}}$ sont directement ajoutées à l'erreur systématique finale, tandis que leurs erreurs sont négligées.

Coincidence fortuites CED×FPD dans les électrons

Il est impossible, compte tenu des informations disponibles dans l'électronique, d'associer sans ambiguïté les coïncidences fortuites \tilde{r}_{rand} à un signal Čerenkov. Comme on a vu, le choix a donc été fait de soustraire la totalité de ces coïncidences aux taux de comptage pion. En pratique, cela signifie que la contribution $\mathcal{A}_{\text{Single}}$ à l'asymétrie systématique est réduite, car f_{rand} est nul. Toutefois, la fraction de coïncidences fortuites associées à un signal Čerenkov, notée f_e , est non

		$\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{DT}} \pm \epsilon$ (ppm)
LH ₂ 362	in	0.060 ± 0.004
	out	-0.068 ± 0.004
LH ₂ 687	in	0.058 ± 0.007
	out	-0.076 ± 0.007
LD ₂ 362	in	0.023 ± 0.002
	out	-0.042 ± 0.002
LD ₂ 687 (2007)	in	0.007 ± 0.002
	out	-0.010 ± 0.002
LD ₂ 687 (2006)	in	-0.002 ± 0.001
	out	-0.000 ± 0.001

TAB. VII.13: Asymétries systématiques associées au temps mort résiduel dans la région élastique de la matrice électron, pour chaque jeu de données.

nulle, et a été extraite des données Fastbus pour chaque jeu de données. La fraction f_e correspond au rapport des signaux MT en coincidence en temps avec le signal de déclenchement du Čerenkov sur l'ensemble des signaux MT. Très variables selon les jeux de données, les valeurs sont reportées dans le tableau VII.14.

La modification induite sur $\mathcal{A}_{\text{syst}}$ est notée $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}}$ et correspond à :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}} &= \mathcal{A}_{\text{syst}}^{\text{DT}}(f_e) - \mathcal{A}_{\text{syst}}^{\text{DT}}(0) \\ &= f_e \times f_{\text{rand}} (-\mathcal{A}_{\text{DTcorr}} + \mathcal{A}_{\text{Single}} + \mathcal{A}_{\text{rand}}) \end{aligned} \quad (\text{VII.23})$$

Les valeurs, de l'ordre de 0.5 ppm, sont résumées dans la table VII.14 et vont devoir être prises en compte en tant que correction additionnelle à appliquer à l'asymétrie corrigée. L'erreur associée, inférieure à 0.1 ppm, va être ajoutée au bilan d'erreur systématique final.

VII.2.5 Calcul de l'erreur systématique finale

La correction des effets systématiques liés à l'électronique d'acquisition est appliquée sur les taux de comptage et permet d'obtenir une asymétrie $\mathcal{A}_{\text{vrai}}$, corrigée de l'asymétrie systématique liée à ces effets, désignée par $\mathcal{A}_{\text{syst}}$ dans ce qui précède. Afin d'estimer l'erreur systématique à associer à la correction, un calcul précis de $\mathcal{A}_{\text{syst}}$ a été effectué à partir des asymétries individuelles des taux de comptage intermédiaires, comme détaillé en section VII.2.3. Ce calcul est complété par une estimation des effets résiduels et de leur impact sur l'asymétrie. En conséquence, la valeur finale de l'asymétrie est obtenue après soustraction de $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}}$ aux asymétries corrigées $\mathcal{A}_{\text{vrai}}$:

$$\mathcal{A}_{\text{finale}} = \mathcal{A}_{\text{vrai}} - \mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}} \pm \epsilon_{\text{syst}} \pm \epsilon_{\text{resid}}^{\text{DT}} \pm \epsilon_{\text{resid}}^{\text{rdm}} \quad (\text{VII.24})$$

		f_e (%)	$\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}}$ (ppm)
LH ₂ 362	in	40 ± 7	0.000 ± 0.002
	out		0.007 ± 0.003
LH ₂ 687	in	18 ± 3	-0.150 ± 0.024
	out		-0.150 ± 0.024
LD ₂ 362	in	20 ± 3	-0.039 ± 0.007
	out		0.044 ± 0.008
LD ₂ 687 (2007)	in	11 ± 2	-0.350 ± 0.083
	out		0.391 ± 0.097
LD ₂ 687 (2006)	in	7 ± 2	-0.270 ± 0.102
	out		0.428 ± 0.143

TAB. VII.14: Asymétries systématiques associées aux coïncidences fortuites résiduelles dans la région élastique de la matrice électron.

L'erreur systématique finale est quant à elle déterminée comme la somme quadratique de l'erreur sur le calcul de \mathcal{A}_{sys} , de l'erreur sur $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}}$, et de la valeur de $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{DT}}$. Le tableau VII.15 récapitule les valeurs de $\mathcal{A}_{\text{résid}}^{\text{rand}}$ et des différentes contributions à l'erreur systématique pour chacun des jeux de données.

		$\mathcal{A}_{\text{résid}}$	ϵ_{sys}	$\epsilon_{\text{résid}}^{\text{DT}}$	$\epsilon_{\text{résid}}^{\text{rdm}}$
LH ₂ 362	in	-0.00	0.04	0.06	0.00
	out	0.00	0.04	0.07	0.00
LH ₂ 687	in	-0.15	0.16	0.06	0.02
	out	0.15	0.16	0.07	0.02
LD ₂ 362	in	-0.04	0.20	0.02	0.01
	out	0.04	0.21	0.04	0.01
LD ₂ 687 (2007)	in	-0.35	1.86	0.01	0.08
	out	0.39	2.17	0.01	0.10
LD ₂ 687 (2006)	in	-0.27	1.77	0.00	0.10
	out	0.43	1.60	0.00	0.14

TAB. VII.15: Contributions à l'erreur systématique finale, accompagnées de l'asymétrie résiduelle à soustraire à l'asymétrie corrigée.

Lorsque IN et OUT sont combinés, l'erreur systématique finale associée à la correction est de l'ordre de 0.1 ppm en LH₂ et reste inférieure d'un ordre de grandeur à l'erreur statistique sur les mesures d'asymétrie. Elle devient néanmoins du même ordre de grandeur en LD₂, où, avec l'erreur sur la polarisation, elle devient la contribution dominante avec des valeurs de l'ordre de 2 ppm en LD₂ 687 MeV. La correction aura donc permis non seulement de maîtriser et de corriger la majeure partie des effets de l'électronique sur les mesures, mais aussi d'estimer avec précision l'erreur systématique que ces effets induisent sur la mesure.

Chapitre VIII

Extraction de G_E^S , G_M^S et G_A^e

Ce dernier chapitre est consacré à l'extraction des facteurs de forme étranges à partir des mesures d'asymétrie effectuées par l'expérience G° . Les asymétries mesurées, comme présenté dans le chapitre III, peuvent s'exprimer comme une combinaison linéaire des facteurs de forme G_E^S , G_M^S et G_A^e , et l'extraction repose sur la résolution d'un système de trois équations correspondant aux trois mesures d'asymétrie $\mathcal{A}_{PV}(\text{LH}_2 \text{ forward})$, $\mathcal{A}_{PV}(\text{LH}_2 \text{ backward})$ et $\mathcal{A}_{PV}(\text{LD}_2 \text{ backward})$ à Q^2 identique. Les coefficients de la combinaison linéaire, a_i , sont déterminés analytiquement à partir des paramètres cinématiques et des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron dans le cas des mesures en LH_2 . Ils font l'objet d'un calcul théorique plus complexe dans le cas du LD_2 afin de tenir compte des modèles nucléaires d'interaction nucléon-nucléon.

Ce chapitre décrit dans un premier temps les paramétrisations disponibles pour les facteurs de forme électromagnétiques des nucléons, et rappelle ensuite les résultats des mesures d'asymétrie effectuées par l'expérience G° aux angles avant et arrière. La détermination des coefficients d'asymétrie a_i est abordée dans un deuxième temps, avec un récapitulatif de l'ensemble des valeurs pour les différents paramètres nécessaires à l'extraction. La description de la propagation des erreurs et la présentation des résultats pour les facteurs de forme étranges est enfin abordée dans un dernier paragraphe.

VIII.1 Les facteurs de forme électromagnétiques

Tant en LH_2 qu'en LD_2 , les coefficients d'asymétrie font intervenir les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron, $G_{E,M}^\gamma$ (voir relation III.26 dans le chapitre III). Ces derniers sont accessibles expérimentalement soit par mesure de section efficace non polarisée suivant la méthode de séparation de Rosenbluth [Ros50], soit par mesure de la polarisation du proton en diffusion élastique polarisée $\vec{e}p$ [ACG81]. Un large ensemble de données expérimentales ainsi que la dépendance en Q^2 des facteurs de forme est ainsi accessible, comme illustré sur les figures VIII.1 et VIII.2. Les mesures les plus récentes, basées sur la diffusion en double polarisation, mettent en évidence la sensibilité des mesures par séparation de Rosenbluth aux ordres supérieurs (diffusion à deux photons) pour des valeurs de Q^2 supérieures à 3 (GeV/c)^2 . Notons que l'ensemble du programme expérimental mené tant en mesures de sections efficaces qu'en double polarisation est résumé par les auteurs de [PPV07]. Cette revue comprend également un rappel détaillé des derniers développements théoriques permettant de mieux comprendre l'interaction forte (QCD), et d'ainsi comparer les résultats des mesures et de la théorie.

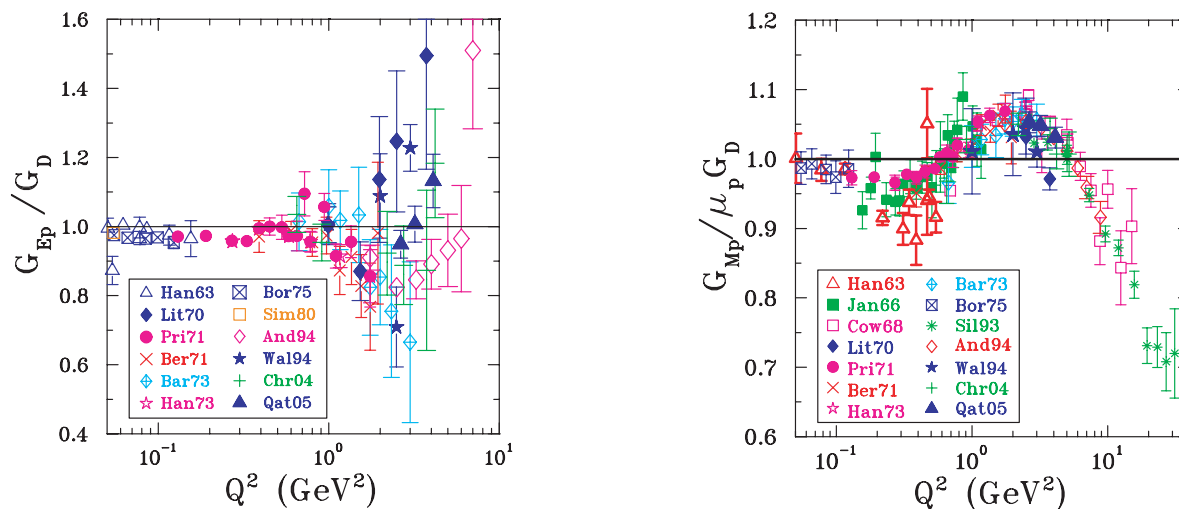


FIG. VIII.1: Ensemble des données mondiales sur les facteurs de forme électromagnétique de Sachs du proton. Les données sont présentées en fonction du Q^2 sous la forme du rapport entre $G_{E,M}^\gamma$ et le facteur de forme dipolaire $G_D = (1 + Q^2/0.71)^2$, paramétrisation dipolaire standard des facteurs de forme. Le terme μ_p est le moment magnétique du proton. (figure extraite de [PPV07]).

Des paramétrisations analytiques permettent de déterminer les valeurs des facteurs de forme à toutes les valeurs de quadrimoment transféré, et nous entamons ce chapitre par la présentation des quatre paramétrisations principales à $Q^2 < 1 \text{ (GeV/c)}^2$, que sont celles de Galster [G⁺71], de Friedrich-Walcher [FW03], d'Arrington [Arr04] et de Kelly [Kel04].

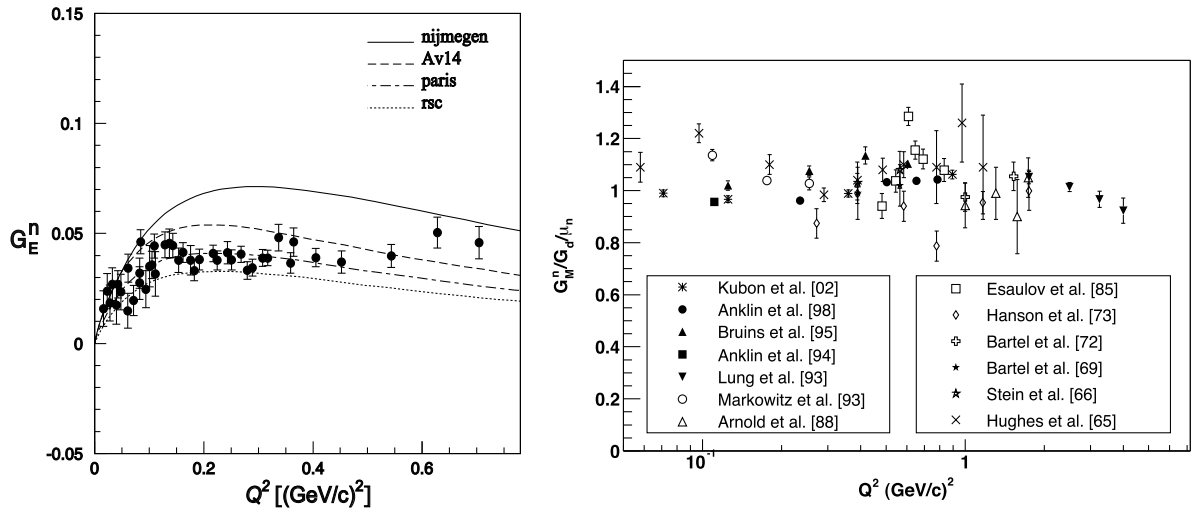


FIG. VIII.2: Ensemble des données mondiales sur les facteurs de forme électromagnétique de Sachs du neutron. Les données $G_E^{\gamma,n}$ sont obtenues en diffusion élastique électron-deuton, leur extraction dépend du modèle utilisé pour décrire la structure du deuton (potentiel nucléon-nucléon Paris utilisé ici). Les données $G_E^{\gamma,n}$ sont quant à elles extraites de mesures en diffusion quasi-élastique électron-deuton, et sont présentées de façon similaire aux données de la figure VIII.1 (figure extraite de [Gao03])

Galster

La paramétrisation la plus simple, encore utilisée aujourd'hui, est celle qui utilise la forme dipolaire introduite par Hofstadter pour ajuster les facteurs de forme G_E^p , G_M^p et G_M^n , et la paramétrisation dite de Galster pour ajuster G_E^n . La forme dipolaire est définie par :

$$G_D(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/\Lambda^2)^2} \quad (\text{VIII.1})$$

où Λ est appelée masse vectorielle, et est ajustée sur les données : $\Lambda^2 = 0.71 \text{ (GeV/c)}^2$ [Kel04]. Cette paramétrisation correspond à une loi de décroissance exponentielle des distributions de charge et de magnétisation au sein du nucléon. Le neutron ayant une charge électrique nulle, la forme dipolaire a été modifiée par Galster afin d'obtenir une paramétrisation du facteur de forme électrique du neutron dont la normalisation vérifie $G_E^{\gamma,n} = 0$ [G⁺71]. Les facteurs de forme s'expriment alors comme :

$$\begin{aligned} G_E^{\gamma,p} &= G_D(Q^2) & G_M^{\gamma,p} &= \mu_p G_D(Q^2) \\ G_E^{\gamma,n} &= -\mu_n \tau G_D(Q^2)/(1 + 5.6\tau) & G_M^{\gamma,n} &= \mu_n G_D(Q^2) \end{aligned}$$

avec μ_p et μ_n les moments magnétiques du proton et du neutron respectivement, et $\tau = Q^2/4M_p^2$. La paramétrisation de Galster reproduit avec succès les mesures des facteurs de forme à bas Q^2 , mais s'écarte des données d'environ $\sim 6\%$ à $Q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$ dans le cas de $G_M^{\gamma,n}$ [Liu06].

Friedrich & Walcher

La paramétrisation phénoménologique introduite par Friedrich et Walcher est construite à partir d'arguments théoriques qui s'appuient sur le modèle des quarks constituants et du nuage de pions. Une seule formule permet de reproduire les quatre facteurs de forme jusqu'à 2 (GeV/c)^2 , les données en polarisation étant privilégiées par rapport aux données obtenues par séparation de Rosenbluth. Notons que les paramètres ajustés sur les données sont grandement corrélés du fait des contraintes théoriques sur l'ajustement, et que les incertitudes sont donc difficiles à déterminer.

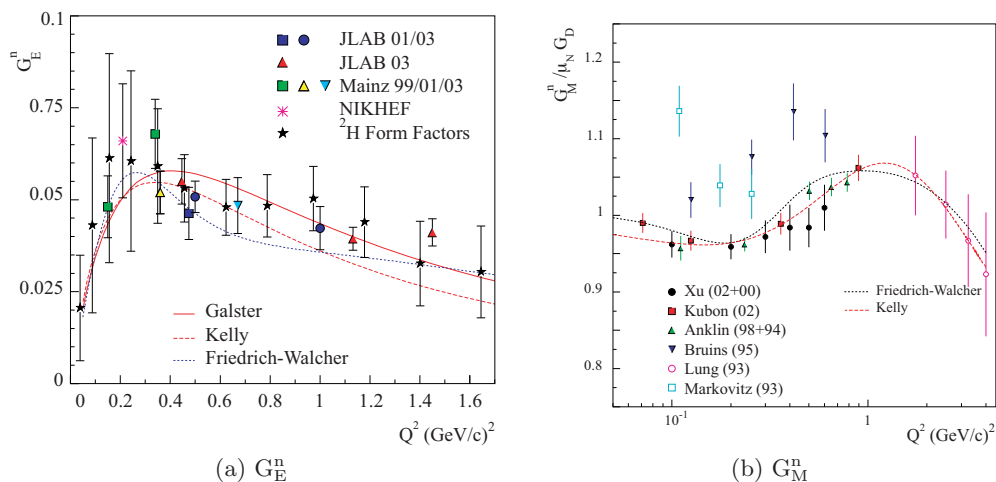


FIG. VIII.3: Comparaison des paramétrisations pour les facteurs de forme du neutron (figure extraite de [A⁺05d])

Arrington

Arrington *et al.* se sont intéressés aux facteurs de forme du proton, dans le but de reproduire la différence entre les données obtenues par mesure de section efficace, et en polarisation. L'hypothèse fut avancée que l'échange de deux photons pourrait expliquer l'écart important mesuré au delà de 1 (GeV/c)^2 (voir figure VIII.4b) [GV03]. Notons que cette problématique fait encore l'objet de nombreux efforts d'analyse, mais que son impact sur les asymétries de violation de parité aux cinématiques de l'expérience G° n'est que de l'ordre du pourcent.

L'ajustement original présenté dans la référence [Arr04] est effectué sur les mesures Rosenbluth par une fonction polynomiale inverse* :

$$G(Q^2) = (1 + p_2 Q^2 + p_4 Q^4 + \dots + p_{2n} Q^{2n})^{-1} \quad (\text{VIII.2})$$

Des ajustements plus récents disponibles dans les références [AS07, AMT07] introduisent les corrections pour l'échange de deux bosons, et incluent les données les plus récentes en mesure de polarisation.

*Les puissances impaires sont omises car elles ne permettent pas la détermination des rayons de charge suivant l'équation I.15, et n'ont par ailleurs aucune justification physique particulière.

Kelly

La paramétrisation de Kelly est purement phénoménologique et utilise la forme suivante :

$$G(Q^2) = \frac{\sum_{k=0}^n a_k \tau^k}{1 + \sum_{k=1}^{n+2} b_k \tau^k} \quad (\text{VIII.3})$$

pour reproduire les facteurs de forme G_E^p , G_M^p et G_M^n . Pour G_E^n , une version actualisée de la forme proposée par Galster est utilisée. L'ensemble des paramètres sont ajustés sur les données expérimentales en polarisation, et la forme polynomiale permet de reproduire le comportement aux deux limites en Q^2 .

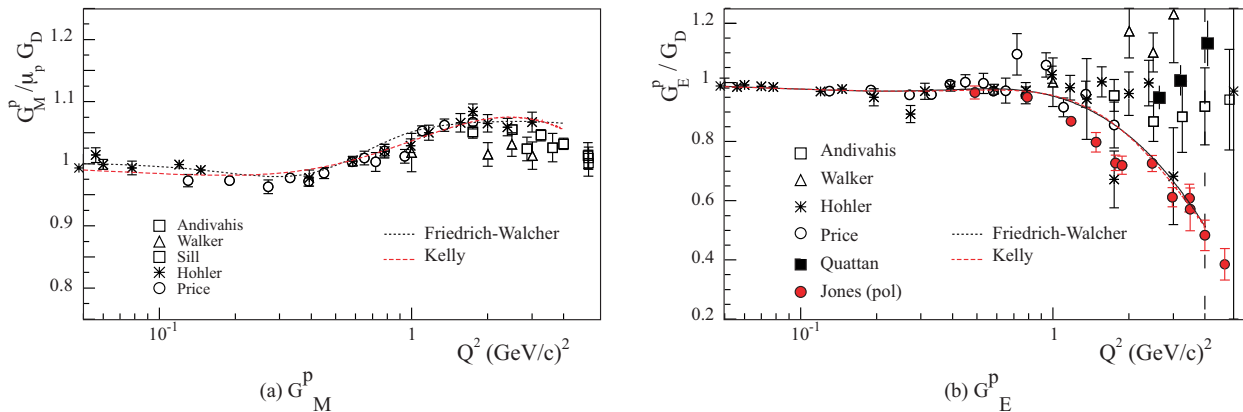


FIG. VIII.4: Comparaison des paramétrisations pour les facteurs de forme du proton (figure extraite de [A⁺05d])

Les ajustements d'Arrington et Friedrich-Walcher introduisent des incertitudes supplémentaires sur les valeurs interpolées liées aux hypothèses théoriques introduites dans la procédure d'ajustement. Bien que plus ancienne, la paramétrisation de Kelly, qui est comparée à l'ajustement de Friedrich-Walcher sur les figures VIII.3 et VIII.4, sera celle adoptée pour l'expérience G° dans les calculs qui suivent. Elle se justifie par le souci de cohérence avec les calculs disponibles en cible de deutérium (voir section VIII.3.2).

VIII.2 Les mesures d'asymétrie de G°

VIII.2.1 La mesure aux angles arrière en cibles d'hydrogène et de deutérium

La description de la mesure et de l'analyse des données acquises lors de la phase aux angles arrière de G° a fait l'objet des chapitres V, VI et VII. Rappelons simplement que les taux de comptage mesurés ont été corrigés des effets liés à l'anomalie de comptage dans les échelles, ayant induit une asymétrie systématique inférieure à 1 % de l'asymétrie physique, que les effets liés

au temps mort et aux coïncidences fortuites dans l'électronique d'acquisition ont également été pris en compte, entraînant une correction de l'ordre de 0.5 ppm sur l'asymétrie, et de l'ordre de 7 ppm en LD₂ 687 MeV plus particulièrement. Les asymétries mesurées ont ensuite été corrigées des fluctuations des paramètres du faisceau à hauteur de 0.2 ± 0.07 ppm, des corrections radiatives à hauteur de $3-3.5 \pm 0.3$ %, de la polarisation (égale à ~ 85.8 %), et d'une composante transverse résiduelle. La correction associée au bruit de fond, qui s'élève à 10-15 % des taux de comptage mesurés et qui est essentiellement issu des fenêtres de la cible ainsi que des pions chargés mal identifiés par le détecteur Čerenkov en LD₂ 687 MeV, s'est finalement avérée faible du fait des valeurs des asymétries liées aux différents bruits de fond qui sont proches de la valeur de l'asymétrie élastique. Les asymétries de violation de parité finalement obtenues à partir des données, ainsi que les valeurs exactes du Q^2 auxquelles elles ont été mesurées, ont été résumées en section VI.9, et sont rappelées ici :

$$\mathcal{A}_p^b(Q^2 = 0.2217) = -11.248 \pm 0.859^{stat} \pm 0.272^{pt-pt} \pm 0.425^{global} \quad (\text{VIII.4})$$

$$\mathcal{A}_d^b(Q^2 = 0.2193) = -16.933 \pm 0.809^{stat} \pm 0.415^{pt-pt} \pm 0.213^{global} \quad (\text{VIII.5})$$

et :

$$\mathcal{A}_p^b(Q^2 = 0.6264) = -45.872 \pm 2.414^{stat} \pm 0.823^{pt-pt} \pm 1.025^{global} \quad (\text{VIII.6})$$

$$\mathcal{A}_d^b(Q^2 = 0.6294) = -55.545 \pm 3.305^{stat} \pm 1.964^{pt-pt} \pm 0.713^{global} \quad (\text{VIII.7})$$

Afin de procéder à l'extraction des facteurs de forme étrange, les asymétries aux angles avant et arrière nécessaires à la résolution du système 3×3 doivent être exprimées à la même valeur de quadrimoment transféré. Les résultats présentés dans la section VI.9 sont donc extrapolés à $Q^2 = 0.2205$ (GeV/c)² et $Q^2 = 0.6279$ (GeV/c)², qui sont les valeurs moyennes des valeurs Q^2 mesurées pour les données à 362 et 687 MeV, à partir de la dépendance des asymétries vis à vis du Q^2 . On obtient finalement :

$$\mathcal{A}_p^b(Q^2 = 0.2205) = -11.103 \pm 0.859^{stat} \pm 0.273^{pt-pt} \pm 0.425^{global} \quad (\text{VIII.8})$$

$$\mathcal{A}_d^b(Q^2 = 0.2205) = -17.069 \pm 0.809^{stat} \pm 0.416^{pt-pt} \pm 0.213^{global} \quad (\text{VIII.9})$$

et :

$$\mathcal{A}_p^b(Q^2 = 0.628) = -46.048 \pm 2.414^{stat} \pm 0.828^{pt-pt} \pm 1.025^{global} \quad (\text{VIII.10})$$

$$\mathcal{A}_d^b(Q^2 = 0.628) = -55.377 \pm 3.305^{stat} \pm 1.968^{pt-pt} \pm 0.713^{global} \quad (\text{VIII.11})$$

Comme pour les angles avant les contributions point par point et globales des incertitudes sont présentées séparément.

VIII.2.2 La mesure aux angles avant en cible d'hydrogène

En 2005, l'expérience G° a mesuré l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électron sur une cible d'hydrogène, aux angles avant et sur une large gamme en moment transféré [A⁺05a]. Cette mesure, basée sur la détection des protons de recul, a bénéficié d'un faisceau de 40 μA fourni par l'accélérateur CEBAF du laboratoire Thomas Jefferson à une énergie de 3.031 ± 0.001 GeV et une polarisation de 73.7 ± 1.0 %. La géométrie du détecteur, présentée dans les chapitres IV et V, a permis la séparation en Q^2 des protons détectés et la mesure simultanée des asymétries sur une gamme comprise entre 0.12 et 1.0 $(\text{GeV}/c)^2$. La séparation du bruit de fond, effectuée par mesure de temps de vol, a requis une structure particulière du faisceau, pulsé à 31 MHz au lieu de la fréquence de fonctionnement habituelle de 499 MHz. Les détails de l'analyse des données est disponible dans la référence [Gui05].

Les asymétries physiques résultant de la mesure sont représentées en fonction du Q^2 sur la figure VIII.5. Les barres d'erreur internes correspondent à l'erreur statistique à laquelle sont combinées en quadrature les erreurs systématiques pour obtenir les barres d'erreur externes. La courbe superposée correspond à l'asymétrie sans étrangeté \mathcal{A}_{NVS} telle que :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_{NVS} \simeq & \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \\ & \times \left[\left(\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2 \right) (1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) \right. \\ & - \left(\epsilon G_E^{\gamma,P} G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,P} G_M^{\gamma,n} \right) (1 + R_V^n) \\ & \left. - \epsilon'(1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{\gamma,P} G_A^e \right] \end{aligned} \quad (\text{VIII.12})$$

qui correspond à l'expression III.17 où a été introduite l'expression des charges faibles et axiales aux ordres supérieurs (tableau III.2 de la section III.2), et où $G_E^s = G_M^s = 0$. Par ailleurs, les facteurs de forme électromagnétique furent déterminés à l'aide de la paramétrisation de Kelly.

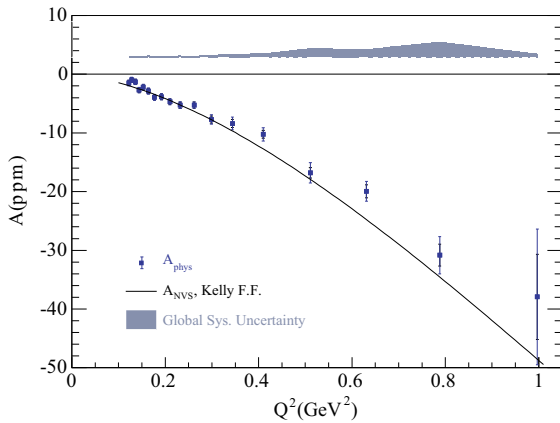


FIG. VIII.5: Asymétries de violation de parité mesurées en cible d'hydrogène lors de la phase aux angles avant de l'expérience G° , superposées à l'asymétrie théorique sans étrangeté \mathcal{A}_{NVS} . Les barres d'erreurs interne et externe sur les mesures correspondent aux incertitudes statistique et systématique point par point, combinées en quadrature. La bande grise correspond à l'incertitude systématique globale.

Les valeurs d'asymétrie nécessaires pour l'extraction des facteurs de forme étranges ont été

déterminées aux valeurs de Q^2 de 0.2205 et 0.6279 (GeV/c)² à l'aide d'une interpolation linéaire appliquée aux douze valeurs de $(\mathcal{A}_{phys} - \mathcal{A}_{NVS})$ entre les valeurs de $Q^2 = 0.177$ à $Q^2 = 0.997$ (GeV/c)², comme illustré par la figure VIII.6. L'incertitude sur les valeurs interpolées est fixée à 70 % de l'in-

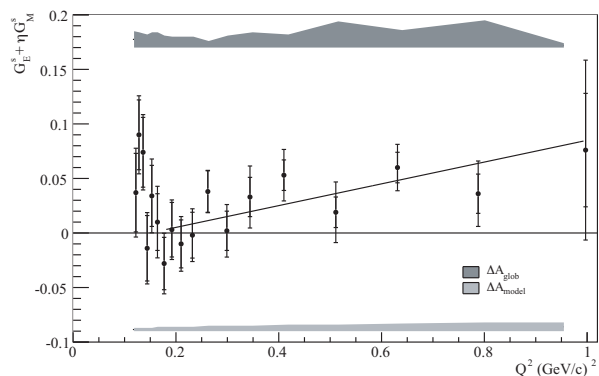


FIG. VIII.6: Ajustement linéaire des mesures aux angles avant de $(\mathcal{A}_{phys} - \mathcal{A}_{NVS})$, qui correspond à la combinaison linéaire des facteurs de forme étrange $G_E^s + \eta G_M^s$ avec $\eta(Q^2) = \tau G_M^p / \epsilon G_E^p$, sur la gamme en Q^2 allant de 0.177 à 1 (GeV/c)².

certitude statistique sur les points les plus proches en Q^2 du point interpolé, pour obtenir :

$$\mathcal{A}_p^f(Q^2 = 0.2205) = -4.742 \pm 0.357^{stat} \pm 0.21^{pt-pt} \pm 0.23^{global} \quad (\text{VIII.13})$$

$$\mathcal{A}_p^f(Q^2 = 0.6279) = -20.679 \pm 0.777^{stat} \pm 0.896^{pt-pt} \pm 1.31^{global} \quad (\text{VIII.14})$$

Les trois erreurs correspondent aux contributions statistiques, systématique point par point et systématique globale.

VIII.3 Les coefficients d'asymétries

Pour l'extraction des facteurs de forme étranges à chaque point en Q^2 , l'asymétrie de violation de parité est exprimée comme une combinaison linéaire de G_E^s , G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$ de la façon suivante :

$$\mathcal{A}_{PV} = a_0^p + a_1 G_E^s + a_2 G_M^s + a_3 G_A^{e(T=1)} + a_4 G_A^s \quad (\text{VIII.15})$$

Le terme a_0^p dans la relation VIII.15 comprend la partie isoscalaire non-étrange du facteur de forme axial G_A^e , qui a été développé sur la base $SU(3)_f$ selon l'équation III.25 du chapitre III. Dans le cas de l'expérience G° , il est combiné au terme $a_4 G_A^s$ pour définir $a_0 = a_0^p + a_4 G_A^s$. L'asymétrie fait donc intervenir les quatre coefficients a_i :

$$\mathcal{A}_{PV} = a_0 + a_1 G_E^s + a_2 G_M^s + a_3 G_A^{e(T=1)} \quad (\text{VIII.16})$$

et l'extraction des facteurs de forme étrange repose sur la résolution du système de trois équations basé sur l'expression VIII.16. Les coefficients multiplicateurs des facteurs de forme étranges, a_i , sont déterminés analytiquement et moyennés sur l'acceptance dans le cas de l'hydrogène, et à l'aide d'une simulation dans le cas de la cible de deutérium.

VIII.3.1 Les coefficients en LH₂

Les coefficients d'asymétrie en cible d'hydrogène peuvent être exprimés de façon analytique en fonction des variables cinématiques ϵ , ϵ' et τ , ainsi que des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. Le coefficient a_0 correspond à l'asymétrie \mathcal{A}_{NVS} (relation VIII.12) de laquelle a été soustraite la contribution isovectorielle de G_A^e :

$$\begin{aligned}
a_0 = & \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \\
& \times \left[\left(\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2 \right) (1 - 4\sin^2\theta_W)(1 + R_V^p) \right. \\
& - \left(\epsilon G_E^{\gamma,P} G_E^{\gamma,n} + \tau G_M^{\gamma,P} G_M^{\gamma,n} \right) (1 + R_V^n) \\
& \left. - \epsilon'(1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{\gamma,P} \left(\sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{T=0} + (1 + R_A^{(0)}) G_A^s \right) \right] \quad (\text{VIII.17})
\end{aligned}$$

Les coefficients a_1 , a_2 et a_3 s'écrivent ensuite comme :

$$\begin{aligned}
a_1 = & \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \left(\epsilon G_E^{\gamma,P} (1 + R_V^{(0)}) \right) \\
a_2 = & \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \left(\tau G_M^{\gamma,P} (1 + R_V^{(0)}) \right) \\
a_3 = & \frac{-G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\epsilon(G_E^{\gamma,P})^2 + \tau(G_M^{\gamma,P})^2} \left(\epsilon' (1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{\gamma,P} (1 + R_A^{(T=1)}) \right)
\end{aligned}$$

Les valeurs de l'ensemble des paramètres standards utilisés pour le calcul sont résumées dans la table VIII.1. Les facteurs correctifs R qui permettent de prendre en compte les ordres supérieurs ont été discutés en section III.2 du chapitre III, et sont également rappelés dans la table VIII.1. Les facteurs de forme électromagnétiques sont obtenus à l'aide de la paramétrisation de Kelly décrite dans ce chapitre. À $Q^2 = 0$, le facteur de forme axial étrange G_A^s qui intervient dans l'expression de a_0 correspond à la contribution du quark étrange au spin du nucléon : $G_A^s(0) = \Delta_s$. Cette dernière est extraite d'une analyse globale en diffusion profondément inélastique polarisée et possède une large incertitude liée aux modèles. La valeur choisie pour G° est basée sur l'analyse QCD à l'ordre NLO réalisée par Leader, Sidorov et Stamenov [LSS03]. La dépendance en Q^2 est supposée dipolaire, comme celle de $G_A^{(T=1)}$. Enfin, la contribution isoscalaire $\sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{T=0}$, nulle à l'ordre de Born, fait intervenir l'octet isoscalaire de $SU(3)_f$ qui peut s'exprimer à $Q^2 = 0$ comme :

$$G_A^{T=0}(0) = \frac{3F - D}{2\sqrt{3}} \quad (\text{VIII.18})$$

à partir des paramètres F et D de décroissance β des baryons. Comme pour G_A^s , une fonction dipolaire faisant intervenir la masse axiale M_A (voir la relation III.23 dans la section III.2) est

utilisée pour la dépendance en Q^2 de $G_A^{T=0}$. Notons dès à présent que les termes G_A^s et $G_A^{T=0}$ sont les moins bien connus dans l'expression de a_0 .

Paramètre	Valeur	Paramètre	G° avant	G° arrière	
α	1/137.036	R_V^p	-0.0447091	-0.054568	(0)
$\sin^2 \theta_W$	0.2312	R_V^n	-0.011789	-0.011679	(0)
G_F	$1.16639 \cdot 10^{-5}$ GeV ²	$R_V^{(0)}$	-0.011789	-0.011789	
M_p	0.938272 GeV	$R_A^{T=1}$	-0.259163	-0.259163	
μ_p	2.79285	$R_A^{T=0}$	-0.23826	-0.23826	(84.5)
μ_n	-1.91304	$R_A^{(0)}$	-0.551753	-0.5517526	(100)
Λ^2	0.711 GeV ²	G_A^s	-0.084	-0.08	(50)
Λ_A^2	1.00 GeV ²	$3F - D$	0.585	0.585	(4.3)
g_A/g_V	1.2695				

TAB. VIII.1: Résumé de l'ensemble des paramètres nécessaires au calcul des coefficients d'asymétrie, les incertitudes relatives associées (en %) sont renseignées entre parenthèses.

VIII.3.2 Les coefficients en LD_2

Du fait des interactions nucléon-nucléon, le calcul des coefficients d'asymétrie pour le deutérium n'est pas direct. Au chapitre III, l'hypothèse statique avait été introduite afin de pouvoir exprimer l'asymétrie sous la forme :

$$\mathcal{A}_d = \frac{\sigma_p \mathcal{A}_p + \sigma_n \mathcal{A}_n}{\sigma_p + \sigma_n}$$

où \mathcal{A}_N et σ_N sont les asymétries et les sections efficaces non polarisées pour le proton et le neutron. Cette approximation correspond au modèle simple de diffusion sur deux nucléons statiques et sans interaction. Cette hypothèse simpliste doit être améliorée pour les mesures de précision telles que G° . Une première amélioration consiste à ajouter un mouvement de Fermi dans la simulation qui permet d'introduire une distribution en impulsion pour les nucléons, basée sur le modèle *y-scaling* [Wes75]. Il est par ailleurs nécessaire de prendre en compte les interactions entre les nucléons. Lors de la diffusion élastique interviennent alors non seulement les courants à un nucléon, décrits jusqu'à présent à l'aide des facteurs de forme, mais également certains des effets dominants à deux nucléons,

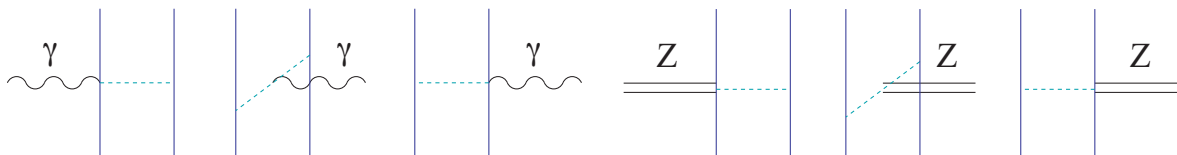


FIG. VIII.7: Diagrammes électromagnétique et faibles à deux corps en théorie des perturbations chirales, les traits pleins (pointillés) correspondent aux nucléons (pions). (figure extraite de [DSvK01])

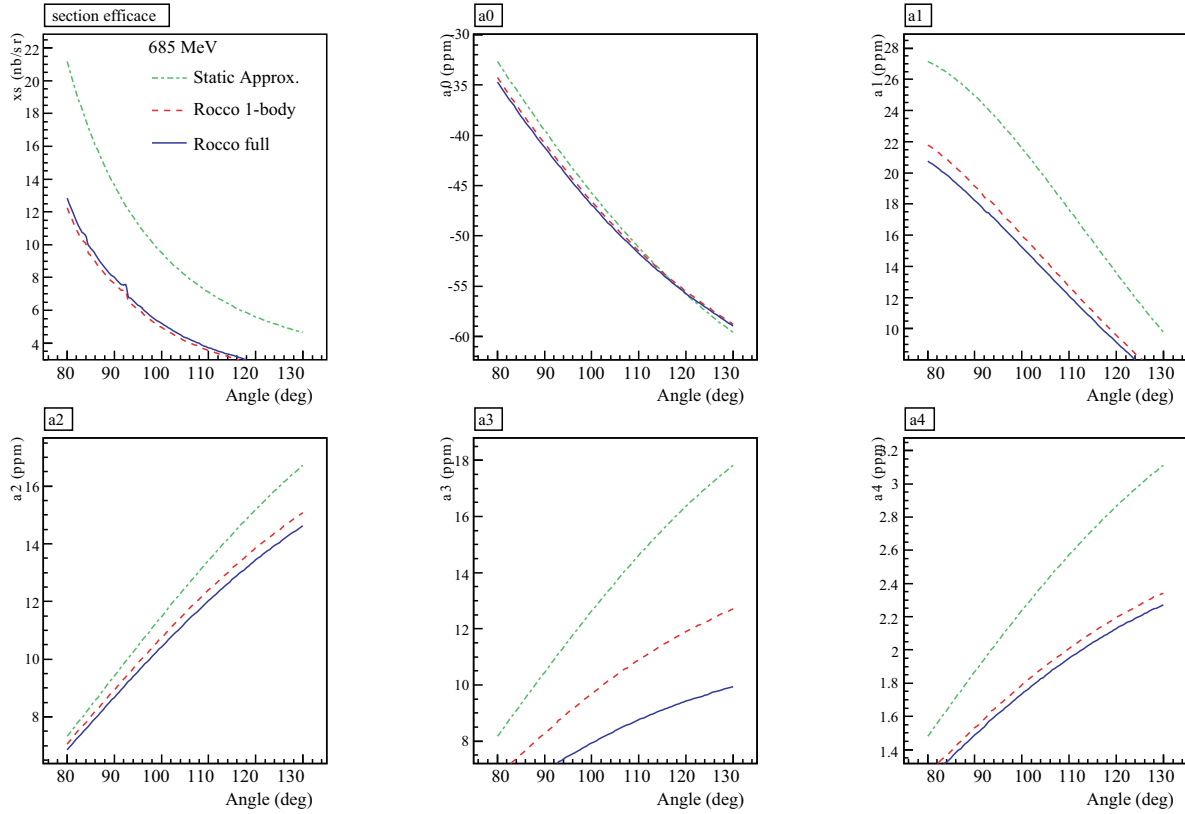


FIG. VIII.8: Comparaison des coefficients d'asymétrie intégrés sur l'énergie finale des électrons en LD₂ 687 MeV en fonction de l'angle de diffusion.

représentés sur la figure VIII.7. Ces derniers proviennent essentiellement de l'échange de mésons, bien que les calculs théoriques effectués par R. Schiavilla *et al* pour G° incluent également les états excités intermédiaires Δ . La description du modèle est disponible dans la référence [DSvK01], tandis que les détails de la méthode sur laquelle se base l'expérience G° sont décrits dans la référence [SCP04]. L'asymétrie s'écrit comme le rapport de fonctions de réponse, certaines violant et d'autres conservant la parité. Les fonctions de réponse sont calculées à partir des potentiels d'interaction Argonne V18 pour les interactions conservant la parité, et une paramétrisation du potentiel violant la parité. La figure VIII.8 montre la comparaison entre les calculs des coefficients d'asymétrie a_i basés sur l'approximation statique, sur les effets des termes à un ou deux corps en fonction de l'angle de diffusion. Elle permet de se rendre compte de l'impact sur l'asymétrie des interactions à deux corps au sein du deutérium. La section efficace de réaction à 110° diminue d'environ 45 % dans le calcul complet par rapport à l'approximation statique, tandis que l'effet sur le coefficient a_0 reste faible sans être négligeable. En revanche, le coefficient a_3 montre la plus grande correction associée aux effets à deux corps.

L'expérience G° aux angles arrière profite donc de calculs théoriques menés par R. Schiavilla pour la section efficace et les coefficients d'asymétrie en cible de deutérium à haute et basse énergie. Les coefficients en LD₂ 362 MeV sont obtenus à partir du calcul complet, incluant les interactions à

deux corps, tandis que les paramètres a_i en LD₂ 687 MeV sont calculés dans le cadre de l'approximation PWIA à laquelle est ajouté un facteur multiplicatif pour tenir compte des effets à deux corps. Les valeurs pour l'ensemble des coefficients sont reportées dans les tables VIII.2 et VIII.3.

VIII.3.3 Synthèse

Les coefficients d'asymétrie utilisés pour l'extraction sont rassemblés dans les tables VIII.2 et VIII.3 pour les valeurs de $Q^2 = 0.2205$ (GeV/c)² et $Q^2 = 0.6279$ (GeV/c)² respectivement. En LD₂, une incertitude relative de 1.5 % qui comprend l'ensemble des erreurs statistiques et systématiques liées à la simulation est affectée à chacun des coefficients.

	Asymétrie	a_0	a_1	a_2	a_3
LH ₂ avant	$-4.772 \pm 0.359 \pm 0.212 \pm 0.231$	-4.68406	23.0218	4.12754	0.209334
LH ₂ arrière	$-11.103 \pm 0.859 \pm 0.273 \pm 0.425$	-10.3505	10.3112	8.62603	2.64293
LD ₂ arrière	$-17.069 \pm 0.809 \pm 0.416 \pm 0.213$	-15.6707	7.07466	1.99381	2.92074

TAB. VIII.2: Valeurs des asymétries et des coefficients d'extraction pour $Q^2 = 0.2205$ (GeV/c)²

	Asymétrie	a_0	a_1	a_2	a_3
LH ₂ avant	$-20.712 \pm 0.778 \pm 0.898 \pm 1.312$	-23.6805	79.3859	42.8696	2.46334
LH ₂ arrière	$-46.048 \pm 2.414 \pm 0.828 \pm 1.025$	-38.2751	21.5718	62.841	12.0982
LD ₂ arrière	$-55.377 \pm 3.305 \pm 1.968 \pm 0.713$	-53.2948	12.1239	12.492	9.50403

TAB. VIII.3: Valeurs des asymétries et des coefficients d'extraction pour $Q^2 = 0.6279$ (GeV/c)²

VIII.4 Les facteurs de forme étranges G_E^s , G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$

Les tableaux VIII.4 et VIII.5 présentent finalement les valeurs obtenues pour les facteurs de forme étranges G_E^s , G_M^s et le facteur de forme axial isovecteur $G_A^{e(T=1)}$ à $Q^2 = 0.22$ et $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)² après inversion du système de trois équations (relation VIII.16 en LH₂^f, LH₂^b et LD₂^b). Les tableaux présentent séparément les incertitudes provenant de la propagation des erreurs sur les mesures d'asymétrie et celles provenant du calcul des coefficients a_i .

Les erreurs associées à la mesure d'asymétrie comportent les erreurs statistique, systématique point par point et systématique globale présentées précédemment (section VI.9). Parmi les erreurs systématiques point par point, on peut citer les erreurs dues à la polarisation du faisceau, aux effets du temps mort et des coïncidences fortuites dans l'électronique et de la dilution due aux bruits de fond physiques (voir section VI.9 du chapitre VI). Les erreurs systématiques globales associées à la

	Valeur	ϵ liées à l'asymétrie			ϵ liées aux paramètres	
		stat	\pm pt-pt	\pm glob.	pt-pt \pm	glob.
G_E^s	-0.0142	0.0356 \pm	0.0182 \pm	0.0176	0.0084 \pm	0.0026
G_M^s	0.0834	0.1834 \pm	0.0855 \pm	0.0781	0.0402 \pm	0.0167
$G_A^{e(T=1)}$	-0.5012	0.3171 \pm	0.1930 \pm	0.0878	0.1040 \pm	0.0061

TAB. VIII.4: Facteurs de forme électromagnétique et axial isovecteur étranges, ainsi que les contributions à l'incertitude associée, tels qu'extraits de la mesure par l'expérience G° à $Q^2 = 0.22$ (GeV/c)².

	Valeur	ϵ liées à l'asymétrie			ϵ liées aux paramètres	
		stat	\pm pt-pt	\pm glob.	pt-pt \pm	glob.
G_E^s	0.1102	0.0488 \pm	0.0296 \pm	0.0237	0.0105 \pm	0.0023
G_M^s	-0.1235	0.1095 \pm	0.0614 \pm	0.0317	0.0155 \pm	0.0058
$G_A^{e(T=1)}$	-0.1973	0.4254 \pm	0.2568 \pm	0.0949	0.0440 \pm	0.0027

TAB. VIII.5: Facteurs de forme électromagnétique et axial isovecteur étranges, ainsi que les contributions à l'incertitude associée, tels qu'extraits de la mesure par l'expérience G° à $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)².

mesure sont quant à elles liées à l'asymétrie transverse résiduelle et à une partie des incertitudes sur la polarisation et le bruit de fond.

Par ailleurs, les erreurs systématiques point par point et globales qui sont associées au calcul des coefficients a_i de l'expérience sont propagées aux facteurs de forme à la suite du calcul de la dépendance des facteurs de forme vis à vis de chacun des paramètres. La contribution relative de chacun des paramètres à l'incertitude systématique sur les facteurs de forme étranges est résumée dans le tableau VIII.6 pour les deux valeurs de Q^2 . Les erreurs point par point comprennent la détermination de l'énergie incidente E_i , la valeur du Q^2 , les facteurs de forme électromagnétiques des nucléons et les modèles pour le deutérium. Les contributions principales aux erreurs proviennent du Q^2 et des modèles pour le deutérium, qui entraînent une augmentation de l'erreur systématique point par point totale d'environ 10 %. L'erreur systématique globale comprend quant à elle les contributions de la correction des effets radiatifs, de la valeur de l'énergie pour les mesures aux angles avant, et les incertitudes liées à la partie isoscalaire de G_A^e . Dans ce cas, les corrections radiatives dominent, et l'erreur systématique globale totale augmente de 1 à 3 % à bas Q^2 , et de 2 à 6 % à haut Q^2 .

La figure VIII.9 représente la dépendance en Q^2 des facteurs de forme étranges G_E^s , G_M^s et du facteur de forme isovecteur axial $G_A^{e(T=1)}$. Les résultats obtenus à partir de l'expérience G° pour les valeurs de $Q^2 = 0.22$ et $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)² sont complétés par ceux de l'expérience PV-A4 à $Q^2 = 0.22$ (GeV/c)², ainsi que par les valeurs d'Happex en cible d'hélium et par une valeur obtenue

	$Q^2=0.22$ (GeV/c) ²			$Q^2=0.63$ (GeV/c) ²		
	D(Ges)	D(Gms)	D(Gae)	D(Ges)	D(Gms)	D(Gae)
\mathcal{A}_p^f	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
\mathcal{A}_p^b	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
\mathcal{A}_d^b	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
E_p^f	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
E_p^b	0.01	0.01	0.00	0.01	0.01	0.00
E_d^b	0.00	0.01	0.01	0.00	0.01	0.02
Q_p^{2f}	0.18	0.00	0.01	0.27	0.00	0.03
Q_p^{2b}	0.15	0.20	0.00	0.21	0.33	0.00
Q_d^{2bb}	0.10	0.18	0.26	0.08	0.20	0.75
G_E^p	0.02	0.00	0.01	0.07	0.00	0.01
G_M^p	0.03	0.01	0.01	0.12	0.09	0.03
G_E^n	0.14	0.00	0.01	0.17	0.01	0.03
G_M^n	0.06	0.03	0.14	0.01	0.24	0.12
G_A^s	0.00	0.01	0.00	0.00	0.01	0.00
RV^p	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
RV^n	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
RV^0	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
RA^0	0.05	0.09	0.00	0.03	0.07	0.00
RA^s	0.03	0.05	0.00	0.02	0.04	0.00
3F-D	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
a_0	0.22	0.39	0.54	0.00	0.00	0.00
a_1	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
a_2	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
a_3	0.01	0.01	0.01	0.00	0.00	0.00

TAB. VIII.6: Contributions relatives des incertitudes sur les paramètres standards à l'erreur systématique liées aux paramètres renseignée dans les tables VIII.4 et VIII.5.

à partir de l'ensemble des données existantes à $Q^2 = 0.1$ (GeV/c)² pour G_E^s . Pour $G_A^{e(T=1)}$, les données sont comparées à la fois aux valeurs théoriques de Zhu *et al* ($Q^2 = 0$ (GeV/c)²) et aux données de SAMPLE.

Concernant les facteurs de forme étranges G_E^s et G_M^s , les résultats de l'expérience sont compatibles avec les données antérieures obtenues à $Q^2 = 0.1$ (GeV/c)² (combinaison de Happex, G° , PV-A4 et SAMPLE), et à $Q^2 = 0.22$ (GeV/c)² (PV-A4 uniquement). Il serait intéressant dans une prochaine étape de combiner les mesures à $Q^2 = 0.22$ (GeV/c)² de l'expérience G° et de PV-A4 afin de mieux contraindre la mesure. La mesure à $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)² permet quant à elle d'étendre d'un facteur trois la gamme en Q^2 explorée. Notons que de nouvelles prises de données sont prévues par les expériences Happex et PV-A4 pour permettre de confirmer la mesure autour de $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)² [B⁺09].

Les valeurs de G_E^s et G_M^s obtenues par l'expérience G° sont largement dominées par les erreurs

statistiques, et ce sur toute la gamme en Q^2 . Les valeurs mesurées de G_M^s sont compatibles avec zéro dans la limite de ces erreurs, et bien que la valeur de G_E^s à $Q^2 = 0.22$ (GeV/c)² le soit également, la valeur de G_E^s à $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)² s'écarte d'environ 2σ de zéro du fait des valeurs de $G_E^s + \eta G_M^s$ mesurées aux angles avant. Ce résultat nous indique que les distributions spatiales associées aux quarks s et \bar{s} dans le proton ne sont donc pas significativement différentes d'après les données mesurées.

Les valeurs des facteurs de forme permettent également de déterminer la contribution relative des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique du proton, qui peuvent s'exprimer comme $-\frac{1}{3}G_E^s/G_E^\gamma$ et $-\frac{1}{3}G_M^s/G_M^\gamma$. Les contributions aux facteurs de forme électrique et magnétique, de l'ordre de 1 ± 3 % et -2 ± 5 % respectivement à bas Q^2 , et de -13 ± 7 % et 5 ± 5 % à $Q^2 = 0.63$ (GeV/c)², sont du même ordre de grandeur que celles obtenues en diffusion profondément inélastique, qui se situent entre 0 et 10 %.

Enfin, l'ensemble des mesures des facteurs de forme étranges du nucléon disponible actuellement va permettre une meilleure comparaison avec les nombreuses prédictions réalisées dans les dernières années. Sans entrer dans le détail des différents modèles, les données expérimentales semblent qualitativement en accord avec les prédictions les plus récentes. En effet nous pouvons constater que les différentes approches (soliton [SKG02, GKSU07], Skyrme [PSW91, PW92], perturbation chirale [LWGF02]) suggèrent une dépendance assez faible et des valeurs de G_E^s et G_M^s relativement faibles comprises entre -0.1 et 0.2. De plus les dernières prédictions de QCD sur réseau [D⁺09] prédisent des valeurs de G_E^s et G_M^s encore plus faibles que précédemment [LWW03].

La figure VIII.9 montre également les résultats obtenus sur la composante isovecteur du facteur de forme axial. Malgré des barres d'erreur encore assez grandes, les résultats donnent une première indication sur la dépendance en Q^2 de $G_A^{e(T=1)}$ qui pourraient indiquer une dépendance en Q^2 des effets associés au facteur de forme anapolaire F_A (voir section III.2) [Zel59].

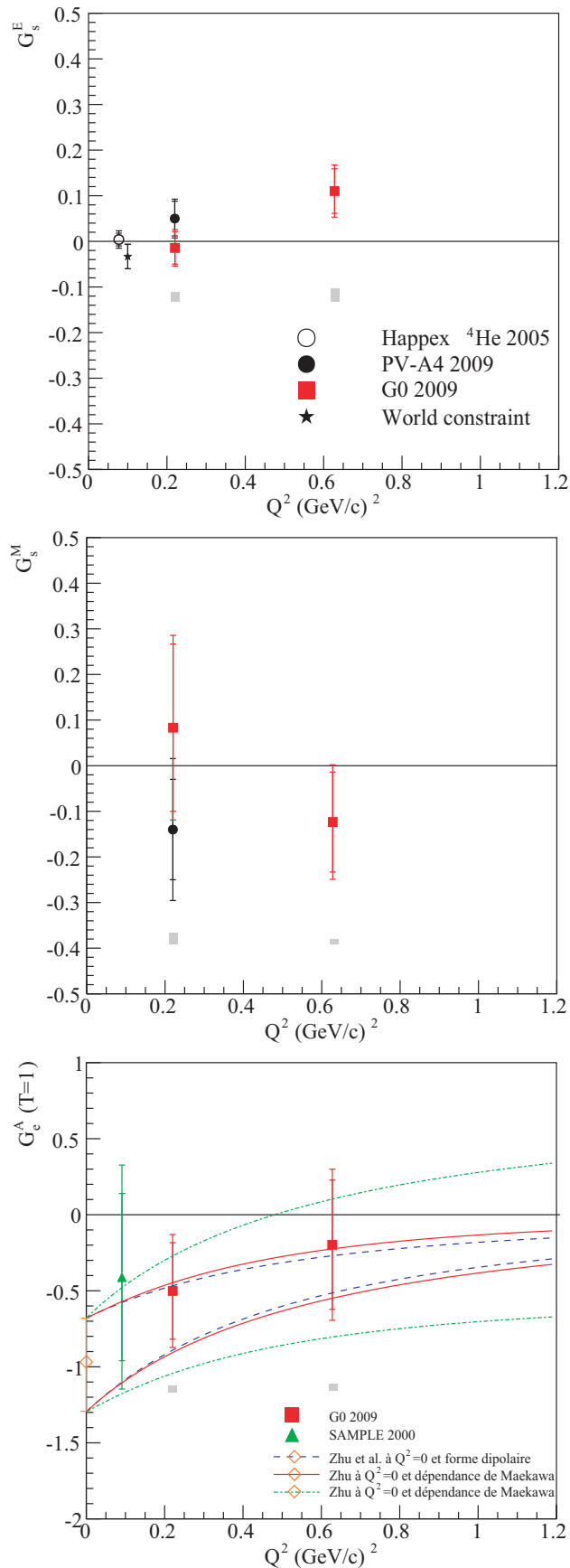


FIG. VIII.9: Les facteurs de forme étranges mesurés par l'expérience G° aux angles avant et arrière. Les incertitudes statistiques et systématiques point par point sont ajoutées en quadrature et représentées par les barres d'erreurs internes et externes respectivement. Les incertitudes systématiques globales sont représentées par des bandes grisées sous chaque point de me-

Conclusion

Les propriétés des nucléons sont dominées par l'effet de l'interaction forte entre ses constituants, les quarks et les gluons. L'étude de leur structure interne apporte alors d'importantes informations sur cette interaction, dans un domaine où la théorie est peu prédictive. En particulier, la mesure de la contribution des quarks étranges permet de mieux comprendre l'influence des quarks de la mer au sein du nucléon. Dans ce contexte, l'expérience G° apporte une contribution majeure et complète à un ensemble d'expériences (SAMPLE, Happex et PV-A4) dont le but est de mesurer la contribution des quarks étranges aux propriétés électromagnétiques du nucléon.

La mesure repose sur la détermination d'asymétries de violation de parité en diffusion élastique polarisée $\vec{e}N$. La combinaison de mesures dans différentes conditions cinématiques permet d'isoler les contributions des quarks étranges aux facteurs de forme électromagnétiques des nucléons, soit G_E^s et G_M^s . L'expérience G° en particulier a proposé un programme expérimental original permettant de mesurer les deux facteurs de forme étranges et le facteur de forme axial vectoriel $G_A^{e(T=1)}$ à deux valeurs de $Q^2 = 0.22$ et 0.63 (GeV/c)². Le dispositif expérimental a été conçu pour réaliser trois mesures d'asymétrie, une aux angles avant sur une cible de protons (LH₂), et deux aux angles arrière sur une cible de protons et de deutérium (LD₂). L'effet mesuré étant de l'ordre de quelques ppm (10^{-6}), avec une précision de quelques pourcents, la mise en oeuvre de telles mesures a requis l'utilisation de nombreux dispositifs de contrôle tant au niveau du faisceau d'électrons que du détecteur. Pour ma thèse, j'ai ainsi participé à l'installation du dispositif instrumental pour la phase aux angles arrière de l'expérience, puis à la prise de données et à leur analyse complète pour la détermination de la contribution étrange.

L'analyse des données pour extraire les asymétries physiques des mesures est particulièrement complexe, puisqu'elle doit prendre en compte l'influence sur l'asymétrie mesurée des propriétés du faisceau (intensité, position, énergie, polarisation), du dispositif expérimental (électronique . . .), et du bruit de fond physique de la réaction. Au cours de ma thèse, je me suis plus particulièrement intéressée à l'effet de l'électronique sur cette asymétrie. En effet, pour les mesures aux angles arrière, les électrons issus de la diffusion élastique sont identifiés à l'aide d'une mesure en coïncidence par deux plans de détection, associée à une validation par le détecteur Čerenkov. Cette mesure nécessite l'utilisation d'une électronique spécifique qui induit des pertes par temps mort et génère des coïncidences additionnelles fortuites dans les mesures, chacune dépendant de l'hélicité du faisceau. Pour déterminer leur influence sur les asymétries, il a fallu étudier en détail les différentes contributions du temps mort et des fortuits aux taux de comptage pour chacune des combinaisons cible/énergie,

puis évaluer les corrections à apporter ainsi que les erreurs associées à partir de l'ensemble des informations expérimentales disponibles. Ce travail a montré combien la connaissance du dispositif instrumental était essentielle. En cible LH_2 , la contribution de l'électronique est dominée par les effets du temps mort, même si elle reste faible devant les erreurs statistiques finales. En revanche, la prise en compte des coïncidences fortuites avec le détecteur Čerenkov devient une contribution majeure en cible LD_2 à haute énergie, où les pions chargés dominent largement les taux de comptage. J'ai également pris en charge une analyse spécifique permettant de déterminer les efficacités des détecteurs Čerenkov utilisées dans les différentes simulations pour les études des corrections radiatives et de la contribution du bruit de fond physique. La précision sur cette mesure d'efficacité a été limitée par la statistique des données enregistrées, dans la mesure où celles-ci ont été obtenues lors de prises de données spécifiques. Cependant cette limitation n'a pas eu d'impact sur la précision des analyses qui en ont découlé. En définitive, la précision finale sur la mesure d'asymétrie de violation de parité reste limitée par la statistique avec des erreurs totales comprises entre 5.5 % et 8.7 %, légèrement supérieures au cahier des charges. Les contributions majeures aux erreurs systématiques, qui dépendent de la configuration cinématique, proviennent de la mesure de la polarisation, des effets liés à l'électronique et de la soustraction du bruit de fond physique.

La dernière étape de l'analyse consiste à extraire les facteurs de forme G_E^s , G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$ des asymétries mesurées aux angles arrière en cibles de LH_2 et de LD_2 , combinées avec les résultats antérieurs obtenus lors de la phase aux angles avant de l'expérience. Elle nécessite le calcul des asymétries théoriques soit explicitement en LH_2 , soit par l'intermédiaire d'un modèle dans le cas du LD_2 . Les résultats des asymétries et les différentes erreurs associées ont été présentés dans le chapitre VIII, en précisant chacune des contributions aux incertitudes finales. Dans la limite de ces incertitudes, les résultats obtenus pour G_E^s , G_M^s et $G_A^{e(T=1)}$ sont en bon accord avec les données mondiales disponibles. Ils montrent que la contribution des quarks étranges à la structure électromagnétique des nucléons est assez faible, en particulier à bas Q^2 . Les mesures de l'expérience G° offrent également une première indication de leur dépendance en Q^2 qui privilégie les modèles récents avec une dépendance faible. Elles montrent par ailleurs l'intérêt des futures mesures prévues par les expériences Happex et PV-A4 à $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ qui vont permettre de confirmer la mesure de G° aux angles avant, et de réduire les barres d'erreur pour contraindre plus fortement les modèles. Dans l'avenir, il sera également important de combiner l'ensemble des mesures disponibles à faible Q^2 (0.1 et 0.23 (GeV/c)^2) pour améliorer la connaissance de la contribution des quarks étranges aux propriétés statiques des nucléons (rayon de charge et moment magnétique).

L'étude de la contribution étrange aux propriétés électromagnétiques des nucléons semble aujourd'hui avoir atteint ses objectifs avec un ensemble de mesures qui offre déjà des indices assez précis sur la dépendance en Q^2 pour écarter certains modèles théoriques. La maîtrise expérimentale de la sonde électrofaible, développée pour ces mesures, est également parvenue à un niveau tel qu'il lui permet d'envisager des mesures d'asymétries de l'ordre du ppb (10^{-9}), comme pour l'expérience QWeak par exemple. Par ailleurs, en ce qui concerne la contribution étrange à la structure des nucléon, les résultats obtenus dans le cadre des facteurs de forme peuvent être complétés par les études portant sur la contribution des quarks étranges au spin du nucléon, dans le cadre de diverses

expériences en diffusion profondément inélastique (MiniBooNe, SciBooNe, FINESS, COMPASS, HERMÈS . . .) On peut ainsi espérer dans un avenir proche une compréhension plus précise du rôle des différents constituants du nucléon dans un domaine où la complexité de l'interaction forte reste à élucider.

Annexe A

Le modèle Standard

L'exploration de la structure électromagnétique du nucléon présentée dans ce manuscrit s'inscrit dans le cadre du Modèle Standard. Elle exploite les propriétés de l'interaction faible et de l'unification électrofaible afin de sonder la structure des nucléons, qui sont des objets régis par l'interaction forte. Cette annexe rappelle les caractéristiques fondamentales de ces trois forces, dans le cadre de la théorie quantique des champs et des théories de jauge, avec un rappel des modèles effectifs de Fermi et "V-A" pour l'interaction faible.

A.1 Interaction électromagnétique

L'interaction électromagnétique est sans doute la mieux connue des quatre interactions fondamentales. D'abord décrite à l'aide de champs régis par les équations de Maxwell, Planck introduit en 1901 l'hypothèse de quantification qui mène au développement du cadre théorique plus général de la théorie quantique des champs. Cette dernière permet de marier la notion de *quanta*, d'abord appliquée à la description du mouvement des particules atomiques pour construire la mécanique quantique, aux propriétés relativistes des champs. L'interaction électromagnétique est alors caractérisée par l'échange de *quanta* du champ électromagnétique (les photons) entre particules chargées électriquement, comme les quarks et les leptons au niveau élémentaire. L'électrodynamique quantique (QED) la décrit avec succès sous forme de théorie quantique des champs, dans le cadre des théories de jauge.

Dans le cadre de la théorie quantique des champs, les fermions sont représentés par des bispineurs ψ vérifiant l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi = 0 \tag{A.1}$$

où les opérateurs γ^μ sont les matrices de Dirac.

Dans le cas de l'électromagnétisme, les particules, représentées par ψ , et le champ électromagnétique, représenté par son tenseur* $F_{\mu\nu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$, permettent d'écrire le lagrangien

* $F_{\mu\nu}$ n'est autre que la représentation tensorielle des équations de Maxwell

[Gri87] :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\psi} (i\partial - m) \psi}_{\text{Lagrangien de Dirac}} - \underbrace{\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}}_{\text{Lagrangien de Maxwell}} \quad (\text{A.2})$$

qui décrit l'évolution libre des particules élémentaires ainsi que celle du champ électromagnétique. On utilise la notation standard $\partial = \gamma^\mu \partial_\mu$, et $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma^0$. Notons que ce lagrangien ne contient aucun terme d'interaction (terme croisé) entre eux.

La théorie de jauge repose sur les concepts mathématiques de théorie des groupes de l'algèbre de Lie et d'invariance de jauge. L'idée fondamentale des théories de jauge est d'imposer l'invariance du lagrangien sous certaines transformations décrites par les groupes de Lie. Dans le modèle standard toutes les interactions fondamentales sont générées de cette façon. En particulier, considérons le groupe $U(1)$, noté $U(1)_{\text{EM}}$, qui est celui des rotations sur le cercle unité. Il possède un unique générateur, le nombre réel \mathcal{Q} , qui correspond à l'angle de rotation, et représente la charge. Pour l'électron, $\mathcal{Q} = -1$ et pour le positron $\mathcal{Q} = +1$. La transformation *locale* de rotation de phase associée à ce groupe transforme ψ comme :

$$\psi \rightarrow e^{\theta(x)} \psi \quad (\text{A.3})$$

où $\theta(x)$ est un nombre réel quelconque fonction des coordonnées d'espace-temps x^μ (par opposition à une transformation *globale* où θ est constant). La partie "lagrangien de Dirac" de l'équation A.2 n'est pas invariante sous cette transformation. La façon de rétablir l'invariance consiste à ajouter un terme de couplage entre la particule et un champ sans masse[†] dit de jauge noté A_μ qui doit se transformer selon :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \theta(x) \quad (\text{A.4})$$

pour assurer l'invariance. Le lagrangien complet pour l'électrodynamique quantique devient alors :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} (i\partial - m) \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + e \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu \quad (\text{A.5})$$

Le champ de jauge A_μ s'identifie naturellement au potentiel électromagnétique dont l'observable physique vérifie la relation A.4. Le boson de jauge qui lui est associé est donc le photon et le terme croisé du lagrangien A.5 représente le couplage particule-photon.

Avant d'aller plus loin, notons que d'après le théorème de Noether, les invariances du lagrangien sont reliées à des lois de conservation. Une transformation infinitésimale globale des champs ψ notée $\delta\psi$ change le lagrangien de

$$\delta\mathcal{L} = \partial_\mu \left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)} \delta\psi \right]$$

[†]Les champs vectoriels de spin 1 obéissent au lagrangien de Proca qui n'est invariant sous A.4 que si $m_A=0$.

si bien que l'invariance de ce dernier, $\delta\mathcal{L} = 0$, implique la conservation du courant :

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\delta\psi$$

En particulier, l'invariance du Lagrangien de Dirac par rotation globale de phase permet de définir les courants électromagnétiques produit par les particules de Dirac [HM84] :

$$j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\mathcal{Q}\psi \quad (\text{A.6})$$

où e est l'intensité du couplage électromagnétique, et \mathcal{Q} la charge de la particule. Le calcul des taux de décroissance et des sections efficaces associés aux différents processus physiques fait intervenir ces courants à travers le calcul des éléments de matrice \mathcal{M} . Ces derniers contiennent l'ensemble des informations dynamiques du processus, et sont calculés à l'aide des règles de Feynman.

Le formalisme de l'interaction électromagnétique permet donc de décrire l'évolution des particules électriquement chargées ainsi que leurs interactions par l'échange de photon. Les courants associés à ces particules permettent de calculer les sections efficaces de ces interactions. L'intérêt de ce formalisme réside dans le fait que les termes d'interactions apparaissent naturellement à la suite de l'invariance locale de jauge. Le formalisme en théorie de jauge est d'une telle efficacité qu'il a été utilisé pour les autres interactions fondamentales et que Fermi a tenté de construire une théorie vérifiant les mêmes principes pour décrire l'interaction faible.

A.2 Interaction faible

L'évidence d'une nouvelle interaction s'est imposée à la suite de l'observation des durées de vie des pions chargés π^- et des muons μ^- :

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu & \text{avec } \tau &= 2.6 \times 10^{-8} \text{s} \\ \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu & \text{avec } \tau &= 2.2 \times 10^{-6} \text{s} \end{aligned}$$

Inversement proportionnelles à la constante de couplage de l'interaction responsable de la décroissance, ces durées de vie sont associées à une interaction faible en comparaison de l'interaction forte dont les temps caractéristiques sont de l'ordre de 10^{-23} s, et de l'interaction électromagnétique dont les temps caractéristiques sont de l'ordre de 10^{-16} s.

La théorie que propose Fermi en 1934 [Fer34] pour l'interaction faible est inspirée de la structure de l'interaction électromagnétique. L'élément de matrice invariant pour la décroissance β du neutron s'y écrit :

$$\mathcal{M} = G_F (\bar{u}_n \gamma^\mu u_p) (\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\mu u_e) \quad (\text{A.7})$$

où G_F est la constante de Fermi et les u_i les bispineurs des particules mises en jeu. L'interaction est supposée ponctuelle et sans propagateur, et les nucléons sont traités sous forme de particules de Dirac sans sous-structure.

Parmi l'ensemble des invariants de Lorentz (scalaire, pseudo-vecteur, vecteur, axial-vecteur et tenseur), Fermi a arbitrairement choisi une forme vectorielle pour les courants, afin de reproduire les données expérimentales. En 1956, à la suite de l'analyse des désintégrations des particules τ et θ , T.D. Lee et C.N. Yang proposent la violation de parité dans l'interaction faible [LY56], ainsi que plusieurs procédés expérimentaux pour la tester. Vérifiée en 1957 par C.S. Wu [WAH⁺57] (cf. III), la violation de parité impose une modification de l'interaction de Fermi en théorie "V-A" (vecteur et axial-vecteur) proposée par Feynman et Gell-Mann. Cette modification exploite la représentation chirale, ou représentation de Weyl, des bispineurs de Dirac. Celle-ci s'appuie sur la définition de deux projecteurs :

$$\begin{cases} L &= \frac{1 - \gamma_5}{2} \\ R &= \frac{1 + \gamma_5}{2} \end{cases} \quad \text{avec } \gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad (\text{A.8})$$

qui permettent de projeter les bispineurs de Dirac sur leurs états de chiralité gauche et droite. Les bispineurs de Dirac s'écrivent alors sous la forme de deux spineurs de chiralité gauche et droite respectivement, appelés spineurs de Weyl :

$$\Psi_D = \begin{pmatrix} \psi_L \\ \psi_R \end{pmatrix}$$

et $L\Psi = \psi_L$, $R\Psi = \psi_R$. La détermination expérimentale de l'hélicité du neutrino [GG58] implique que seule la partie de chiralité gauche se couple *via* l'interaction faible. Dans le cadre de la théorie "V-A", l'ensemble des processus à quatre leptons (désintégration du muon, diffusion $e\nu \dots$) peuvent être décrit universellement par une interaction ponctuelle (sans propagateur) de courants chargés vecteur et axial-vecteur, chacun dans la combinaison linéaire gauche (projecteur L). L'élément de matrice correspondant s'écrit alors comme :

$$\mathcal{M} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} J^\alpha j_\alpha^\dagger \quad (\text{A.9})$$

Le facteur $\frac{4}{\sqrt{2}}$ est introduit pour conserver la constante G_F initialement définie Fermi. Les courants chargés s'expriment comme :

$$\begin{aligned} J^\alpha &= \bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\alpha \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) u_\mu \\ j_\alpha^\dagger &= \bar{u}_e \gamma_\alpha \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) u_{\nu_e} \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

dans le cas de la désintégration du muon, faisant intervenir les doublets $(\nu_\mu, \mu)_L$ et $(\nu_e, e)_L$ de l'interaction faible. L'ensemble des fermions, leptons et quarks du modèle standard, peuvent être eux-mêmes classés en doublets de l'interaction faible, et singlets invariants (états de chiralité droite de chaque fermions) :

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

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

Les indices L et R désignent la chiralité, et la notation primée rend compte du fait que les états propres de masse, u , d et s , ne sont pas les états propres de l'interaction faible. La matrice de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa (CKM) permet de passer d'une base à l'autre. Ce classement suggère une symétrie sous-jacente de type SU(2) à laquelle on associe le nombre quantique d'isospin faible T. Dans ce cadre, les trois générateurs du groupe de symétrie doivent donc être associés à trois champs de jauge, propagateurs de l'interaction. Le troisième boson implique l'existence de courants neutres en plus des courants chargés décrits l'équation A.9. Ces courants ont été découverts en 1975 au CERN par l'expérience Gargamelle [H⁺73].

L'ordre de grandeur de la masse des bosons peut quant à elle être déduite de la constante de Fermi. En effet, l'expression de l'élément de matrice pour la désintégration β de la relation A.9 permet, par analogie avec l'interaction électromagnétique, de comparer la constante de Fermi au propagateur du photon e^2/q^2 , où q est le moment transféré au photon. G_F a donc la dimension de [GeV⁻²]. En supposant l'interaction faible également véhiculée par un boson vecteur, noté W^\pm , on peut écrire la relation entre la masse des bosons vecteurs chargés et la constante de couplage sans dimension de l'interaction, notée g :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W^2} \quad (\text{A.11})$$

L'existence des trois bosons vecteurs de l'interaction est finalement avérée et leurs masses respectives mesurées à partir de 1983 au CERN [Y⁺06] :

$$M_W = 80.392 \pm 0.039 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{A.12})$$

$$M_{Z^0} = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{A.13})$$

A.3 Unification électrofaible

La théorie effective "V-A" n'est valable qu'à basse énergie par rapport à l'échelle de masse des bosons de jauge de l'interaction faible. Elle est non-renormalisable, ce qui signifie que les prédictions d'observables physiques sont affectées de divergences. Par exemple, les comportements des sections efficaces calculées à partir du lagrangien A.9 violent la propriété d'unitarité de la théorie [Dea05], problème relié à la non-renormalisabilité [HM84]. Glashow, Salam et Weinberg ont donc tenté d'intégrer la description de l'interaction faible dans le cadre plus général des théories de jauge, et ont proposé un formalisme unifiant les interactions électromagnétique et faible sous un même formalisme, comme deux manifestations d'une théorie fondamentale électrofaible.

La théorie de l'isospin faible semble montrer une symétrie de type SU(2) pour l'interaction faible, tandis que l'électromagnétisme est clairement décrit par la théorie de jauge associée au groupe de symétries U(1)_{EM}. Le groupe de symétrie le plus petit permettant une unification est donc SU(2)_L × U(1)_Y. Le groupe SU(2)_L possède trois générateurs J_a reliés aux matrices de Pauli, tandis que le générateur du groupe U(1)_Y, Y, est appelé hypercharge. Chaque générateur correspond à un champ de jauge, noté $W_\mu^{1,2,3}$ et B_μ^0 respectivement. Pour que la théorie respecte l'invariance de

jauge, ces champs sont de masse nulle. Le lagrangien invariant sous transformation de jauge locale du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ fait intervenir les quatre bosons de jauge libres, les fermions libres, ainsi que les fermions dans leur chiralité gauche en interaction avec les $W_\mu^{1,2,3}$, de façon à rendre compte de la violation de la parité, et enfin, l'interaction entre fermions et B_μ^0 :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi} \not{\partial}\psi - g\bar{\psi}_L (\gamma^\mu J_a W_\mu^a) \psi_L - g'\bar{\psi} \left(\gamma^\mu \frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi - \frac{1}{4} W_{\mu,\nu}^a W^{a\mu,\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu,\nu} B^{\mu,\nu} \quad (\text{A.14})$$

On voit apparaître les constantes de couplage sans dimensions g et g' des groupes $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement. La charge électrique \mathcal{Q} , générateur de $U(1)_{EM}$ est reliée à l'hypercharge de $U(1)_Y$ et au générateur diagonal d'isospin faible T_3 de $SU(2)_L$ par la relation de Gell-Mann–Nishijima :

$$\mathcal{Q} = T_3 + \frac{Y}{2}$$

L'identification entre les bosons de jauge physiques A_μ , Z_μ^0 et W_μ^\pm et les champs de jauge du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est pas directe. En effet, pour conserver la symétrie de jauge, ces derniers doivent avoir une masse nulle. L'hypothèse de brisure spontanée de symétrie (mécanisme de Brout-Englert-Higgs) à travers lequel ils acquièrent une masse permet d'aboutir aux champs physiques sous forme de combinaisons linéaires des champs de jauge $W_\mu^{1,2,3}$ et B_μ^0 . Les courants chargés W_μ^\pm sont des combinaisons de W_μ^1 et W_μ^2 :

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (\text{A.15})$$

$$W_\mu^- = (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (\text{A.16})$$

tandis que les courants neutres sont des combinaisons de W_μ^3 et B_μ^0 :

$$Z_\mu = \cos \theta_W B_\mu + \sin \theta_W W_\mu^3 \quad (\text{A.17})$$

$$A_\mu = -\sin \theta_W B_\mu + \cos \theta_W W_\mu^3 \quad (\text{A.18})$$

L'angle θ_W est un paramètre du modèle standard appelé angle de Weinberg, qui lie les constantes de couplage des forces faible g' et électromagnétique g selon les relations :

$$\begin{aligned} \tan \theta_W &= g/g' \\ g &= e/\sin \theta_W \\ g' &= e/\cos \theta_W \end{aligned}$$

L'étude de la structure électromagnétique du nucléon présentée dans ce mémoire se place dans le cadre de l'unification électrofaible. Elle exploite la propriété de violation de parité de cette dernière lors de la diffusion élastique leptonique. Les bosons W^\pm étant chargés, ils modifient la charge des particules lors de l'interaction. Ils n'interviennent donc pas en diffusion élastique d'électrons et seul le boson Z^0 est considéré dans les diagrammes de diffusion (chapitre I).

A.4 Interaction forte et chromodynamique quantique (QCD)

À la suite de la découverte du neutron par Chadwick en 1932, l'évidence d'une nouvelle force fondamentale plus forte que la force électromagnétique s'est imposée pour expliquer les états liés de protons et de neutrons que sont les noyaux. Décrite dans un premier temps dans le cadre de la théorie de Yukawa par l'échange d'un pion entre les nucléons, cette interaction, appelée interaction forte, est toujours attractive et se caractérise par une portée très courte, de l'ordre du fermi, pour assurer la cohésion des noyaux. La théorie de Yukawa ne permet cependant pas d'expliquer le spectre des centaines de particules interagissant *via* l'interaction forte que sont les hadrons, découvertes dans les rayons cosmiques, puis en laboratoire à partir des années 1950. Gell-Mann et Zweig proposent alors en 1964 l'existence de trois constituants élémentaires de la matière hadronique : les trois *saveurs* de *quarks*, u , d et s . Les symétries dans le spectre des hadrons découlent alors de l'hypothèse d'invariance de l'interaction forte sous les transformations de saveur du groupe $SU(3)_f$ dont le triplet $q = (u, d, s)$ appartient à la représentation fondamentale. Les quarks sont interprétés comme des fermions de charge fractionnaire, $Q_u = 2/3$, $Q_d = Q_s = -1/3$, et permettent de très bien reconstruire la structure en octets et décuplet de masses similaires du spectre hadronique. Notons bien que $SU(3)_f$ ne peut être qu'une symétrie approchée, puisque les masses des quarks u , d et s ne sont pas strictement égales.

La découverte du Δ^{++} , rapidement interprété comme l'état lié uuu , de moment $J = 3/2$ et de moment angulaire orbital nul, a posé le problème de violation du principe de Pauli. Un degré de liberté supplémentaire, dit de *couleur* et pouvant prendre les valeurs $i = 1, 2, 3$, a donc été introduit pour chaque quark, de façon à rétablir la vérification du principe de Pauli. Tous les hadrons connus étant de la forme $q\bar{q}$, qqq , $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$. . . , le postulat selon lequel seuls les singlets de couleur correspondent à des particules physiques fut également établi. On distingue alors les baryons et les mésons, construits à partir de trois quarks, et d'un quark et d'un antiquark respectivement :

$$\begin{aligned} \text{baryon} &: \epsilon_{ijk} q_{f1}^i q_{f2}^j q_{f3}^k \\ \text{méson} &: q_{f1}^i \bar{q}_{f2}^j \end{aligned} \quad (\text{A.19})$$

où ϵ_{ijk} est le tenseur antisymétrique tel que $\epsilon_{123} = 1$. L'existence des quarks a été démontrée à la fin des années 1960 à la suite de mesures en diffusion profondément inélastique (*Deep Inelastic Scattering*) électron-nucléon au SLAC [B⁺69, DFT80]. À grand quadri-moment transféré Q^2 , le photon virtuel permet de sonder la structure interne du nucléon, et la dépendance de la section efficace de diffusion en fonction du quadri-moment transféré s'est avérée correspondre à la diffusion sur des particules élémentaires ponctuelles, chargées et quasi-libres, appelées alors *partons*. Les nombres quantiques des partons (charge électrique fractionnaire de 2/3 et -1/3, spin 1/2 et couleur) ont permis de les identifier naturellement aux quarks.

Comme on l'a déjà mentionné, les hadrons étant neutres de couleur, ils sont invariants par transformation dans l'espace de couleur, ce qui correspond à une symétrie par rapport au groupe des transformations $SU(3)$, noté $SU(3)_c$. Les théories de jauge décrivant avec succès les interactions

électromagnétique et faible, l'idée est mise en avant en 1973 de construire un lagrangien pour l'interaction forte, basé sur la symétrie $SU(3)_c$ de couleur [Wei73, GW73, FGML73]. À l'instar du lagrangien de QED présenté en section I.1, la construction du lagrangien de QCD commence par l'écriture du lagrangien de Dirac, décrivant la propagation des fermions libres de spin 1/2 dans le cadre de la théorie quantique des champs. Considérons un quark de saveur q , représenté dans l'espace de couleur par le triplet :

$$\psi_f = \begin{pmatrix} \psi_f^1(x) \\ \psi_f^2(x) \\ \psi_f^3(x) \end{pmatrix} \quad (\text{A.20})$$

où ψ_f^i sont des bispineurs de Dirac ($i = 1, 2, 3$). Le lagrangien de Dirac associé s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{Dirac}} &= \sum_{i=1,2,3} \bar{\psi}_f^i \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f \right) \psi_f^i \\ &= \bar{\psi}_f \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f \right) \psi_f \end{aligned} \quad (\text{A.21})$$

où on rappelle que γ_μ sont les matrices de Dirac, $\mu = 0, 1, 2, 3$, et que $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$. Les indices de Lorentz sont sous-entendus par souci de clarté. Le lagrangien (A.21) est invariant sous toute transformation globale, *i.e* indépendante de l'espace-temps x , de la forme :

$$\psi_f \rightarrow \psi'_f = U\psi_f \quad \text{avec} \quad UU^\dagger = U^\dagger U = 1 \quad (\text{A.22})$$

En laissant de côté la transformation $\psi_f \rightarrow e^{i\epsilon}\psi_f$ qui consiste à modifier la phase, et génère les interactions électromagnétiques indifférentes à la charge de couleur, les transformations correspondant à A.22 sont représentées par les matrices 3×3 unitaires et de déterminant 1, c'est à dire par le groupe $SU(3)_c$. Toute matrice de ce groupe peut s'écrire sous la forme :

$$U(\epsilon^a) = e^{i \left(\sum_{a=1}^8 \epsilon^a \frac{\lambda^a}{2} \right)} \quad (\text{A.23})$$

avec huit paramètres ϵ^a et les huit matrices hermitiennes de trace nulle de Gell-Mann λ^a . Celles-ci forment une base qui obéit à l'algèbre de Lie du groupe $SU(3)$:

$$\left[\frac{\lambda^a}{2}, \frac{\lambda^b}{2} \right] = if_{abc} \frac{\lambda^c}{2} \quad (\text{A.24})$$

où f_{abc} sont les constantes de structure totalement antisymétriques du groupe $SU(3)$.

Le principe de jauge requiert l'invariance *locale* du lagrangien, et stipule que toute transformation $U(x)$, dépendant de l'espace et du temps, doit laisser la physique inchangée. Sous cette

transformation, $\psi \rightarrow U(x)\psi$, le lagrangien devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} \rightarrow \mathcal{L}_{\text{Dirac}} + \bar{\psi}_f i\gamma^\mu U^\dagger (\partial_\mu U) \psi_f \quad (\text{A.25})$$

et n'est donc pas invariant. Afin de restaurer l'invariance, on introduit l'opérateur de dérivée covariante, noté D_μ , qui doit se transformer selon :

$$D_\mu \rightarrow D'_\mu = U D_\mu U^\dagger \quad \text{lorsque} \quad \psi \rightarrow U\psi \quad (\text{A.26})$$

Par construction, D_μ fait intervenir la dérivée ∂_μ et un champ de jauge "compensatoire", de spin 1, noté G_μ :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s G_\mu \quad (\text{A.27})$$

La constante de couplage réelle g_s mesure l'intensité du couplage entre les quarks et le champ de jauge. Le champ G_μ ainsi défini doit satisfaire la relation suivante, qui découle de A.26 :

$$G_\mu \rightarrow G'_\mu = U G_\mu U^\dagger + i(\partial_\mu U) U^\dagger \quad (\text{A.28})$$

D'après A.27 et A.28, G_μ est donc une matrice 3×3 hermitienne, qui peut se décomposer sur la base des matrices hermitiennes, à savoir les matrices de Gell-Mann :

$$G_\mu = G_\mu^a \frac{\lambda^a}{2} \quad (\text{A.29})$$

La dérivée covariante fait donc apparaître huit champs vectoriels de jauge, $G_\mu^a(x)$, correspondant aux champs de gluons. Le lagrangien de QCD comprend alors à ce stade un terme de propagation libre des quarks ainsi qu'un terme d'interaction quark-gluon issu de la dérivée covariante :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_f \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f \right) \psi_f - g_s \bar{\psi}_f \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi_f G_\mu^a \quad (\text{A.30})$$

Afin d'introduire un terme de propagation pour les champs de gluons, équivalent au tenseur $F_{\mu\nu}$ de QED, on construit un terme additionnel ne dépendant que des champs de gluons, invariant de Lorentz et invariant de jauge. On définit le tenseur $G_{\mu\nu}$ à partir du commutateur de deux dérivées covariantes :

$$G_{\mu\nu} = \frac{1}{ig_s} [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + ig_s [G_\mu, G_\nu] \quad (\text{A.31})$$

qui se transforme, d'après A.26, comme :

$$G'_{\mu\nu} = U G_{\mu\nu} U^\dagger \quad (\text{A.32})$$

L'objet le plus simple invariant de jauge et de Lorentz construit à partir de $G_{\mu\nu}$ est alors :

$$\mathcal{L}_{gluons} = -\frac{1}{2} \text{tr}(G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}) = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (\text{A.33})$$

et le lagrangien de QCD s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_f \left(i\gamma^\mu D_\mu - m_f \right) \psi_f - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (\text{A.34})$$

L'invariance de jauge de \mathcal{L}_{gluons} implique que les gluons, comme le photon, n'ont pas de masse. En revanche, la structure de \mathcal{L}_{gluons} est plus compliquée que celle de son analogue de QED, qui fait intervenir le tenseur $F_{\mu\nu}$. En effet, en substituant A.31 dans A.33, on fait apparaître non seulement les termes quadratiques en $G_{\mu\nu}^a$ qui correspondent à la propagation des gluons, mais également des vertex à trois et quatre gluons qui traduisent les interactions gluon-gluon. Cette propriété est directement liée à la non commutativité du groupe de jauge $SU(3)_c$, qui se caractérise par $f_{abc} \neq 0$. Le lagrangien de QCD, \mathcal{L}_{QCD} , ne décrit donc pas seulement les interactions quark-gluon, mais également la dynamique des gluons (*gluodynamics*). Notons d'ailleurs que les boucles purement gluoniques étant possibles, il est en pratique nécessaire d'introduire des termes additionnels à \mathcal{L}_{QCD} dépendant des champs fantômes de Faddeev-Popov, qui représentent des particules fictives nécessaires à la compensation de composantes non physiques de G_μ^a comprises dans les boucles gluoniques.

Le calcul de diagrammes de Feynman en QCD, basé sur les propagateurs des quarks et des gluons ainsi que sur les vertex de QCD, n'est cependant pertinent que si on peut effectuer un développement perturbatif en puissances de g_s . Pour ce faire, la constante de couplage α_s doit être suffisamment faible :

$$\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi} \ll 1 \quad (\text{A.35})$$

Afin de déterminer l'ordre de grandeur d' α_s , l'ensemble des effets quantiques de création et d'annihilation de gluons et de quarks virtuels, décrits par les diagrammes contenant des boucles, doit être estimé par rapport à l'amplitude au niveau de l'arbre du processus considéré. Le traitement des divergences ultraviolettes par la méthode renormalisation, dont la description dépasse la portée de ce manuscrit, montre que la constante de couplage α_s dépend de l'énergie mise en jeu, c'est à dire du moment transféré Q :

$$\alpha_s(Q) = \frac{\alpha_s(Q_0)}{1 + \frac{\alpha_s(Q_0)}{4\pi} \beta_0 \log \frac{Q^2}{Q_0}} \quad (\text{A.36})$$

Le terme $\beta_0 = 11 - 2n_f/3$ est positif et fait intervenir le nombre de saveurs de quarks mis en jeu n_f . Pour pouvoir représenter la dépendance $\alpha_s(Q)$, il est nécessaire de fixer expérimentalement la valeur de α_s à une valeur Q_0 donnée. L'étude de la désintégration du boson Z en une paire

quark-antiquark permet par exemple de déterminer [Y⁺06] :

$$\alpha_s(m_Z) = 0.1176 \pm 0.002 \quad (\text{A.37})$$

La figure A.1 résume l'ensemble des mesures d' α_s , obtenues par différent processus expérimentaux, en fonction du moment Q en GeV. On peut constater que la dépendance prédite par QCD est parfaitement reproduite, et plus particulièrement la conséquence spectaculaire de A.36 est vérifiée : le couplage diminue et tend vers zéro lorsque Q augmente, ce qui correspond à la propriété de *liberté asymptotique* de QCD.

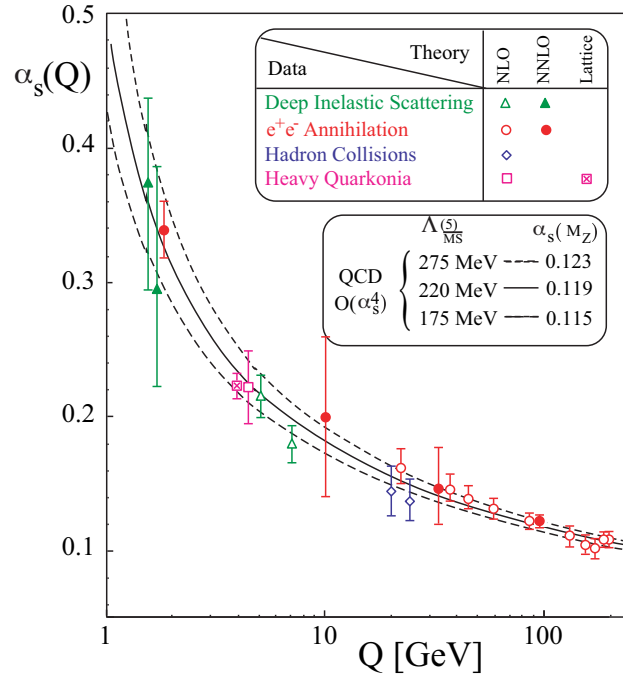


FIG. A.1: Dépendance de la constante de couplage forte α_s en fonction de l'énergie, les courbes en traits plein et pointillés correspondent au calcul théorique (figure extraite de [Eck06]).

En revanche, le phénomène opposé se produit aux petits moments transférés $Q < 1$ GeV. La constante α_s devient de l'ordre de l'unité et un traitement perturbatif de l'interaction n'a plus de sens : un nombre infini de diagrammes d'ordres supérieurs doit être pris en compte pour chaque processus au niveau de l'arbre. On peut d'ailleurs déterminer une valeur de Q , notée Λ_{QCD} , pour laquelle le dénominateur de A.36 s'annule, et la constante de couplage diverge. La valeur expérimentale pour Λ_{QCD} est de l'ordre de 200 à 300 MeV [PS02]. Notons que l'existence de ce pôle ne pose pas de problème en QCD, la relation A.36 étant obtenue par méthode perturbative, elle est approchée et doit contenir des termes supplémentaires qui empêchent la divergence. L'échelle en énergie dans la théorie est spécifique à QCD, et découle entièrement des effets quantiques [Kho04]. Elle n'est cependant pas surprenante, puisqu'il était depuis longtemps avéré qu'à grandes distances les quarks et antiquarks formaient les hadrons (mésons et baryons). La formation de ces derniers

est donc due à l'interaction forte non-perturbative entre quarks et gluons, impliquant des énergies de l'ordre de Λ_{QCD} . La matière hadronique est d'ailleurs la seule forme des quarks et des gluons observable aux grandes distances, ce qui correspond au *principe de confinement* stipulant que seuls les états neutres de couleur sont observables.

La chromodynamique quantique fournit donc deux aspects qualitativement très différents pour les interactions quark-gluons :

- aux énergies élevées, le développement perturbatif en α_s est possible et permet de traiter les diagrammes de Feynman en termes de propagateurs de quark et de gluon, et de vertex,
- aux échelles d'énergie faibles, de l'ordre de Λ_{QCD} , ce traitement n'est plus possible, les quarks et les gluons forment les hadrons sous l'action de l'interaction forte.

L'étude de la contribution des quarks étranges aux propriétés électromagnétiques des nucléons, présentée dans ce manuscrit, se place dans le contexte non perturbatif de QCD. Le nucléon a toutefois été abordé jusqu'à présent (chapitre I) en tant qu'objet composite sans que les composants de sa sous-structure ne soient considérés dans les diagrammes de diffusion électrofaible. Les facteurs de forme ont été introduits en tant que grandeurs phénoménologiques globales, représentant les distributions de charges électrique et faible, et de courants magnétiques en son sein. En effet, les calculs analytiques des différents paramètres hadroniques, (masses, charge, spin ...), directement à partir de \mathcal{L}_{QCD} sont encore inenvisageables aujourd'hui. L'approche expérimentale permet de rassembler le plus d'informations possibles sur ces propriétés afin de faciliter l'approche théorique. Aujourd'hui, cette dernière est basée sur des modèles approchés tentant d'incorporer un maximum de caractéristiques de QCD, telles que ses symétries et ses propriétés analytiques. Nous allons maintenant aborder quelques uns de ces modèles, dans le cadre spécifique du calcul de la contribution des quarks étranges à la charge et au courant électromagnétique et faible des nucléons.

Annexe B

Les autres processus physiques accessibles avec G°

Le détecteur de l'expérience G° a été conçu pour être de grande acceptance, et a été modifié aux angles arrière pour permettre la discrimination des particules chargées détectées. Ces deux caractéristiques, mises en oeuvre pour l'extraction des électrons élastiques et quasi-élastiques, permettent d'étendre la mesure aux canaux inélastiques et ainsi d'accéder à de nouvelles problématiques physiques liées à la transition du nucléon vers son premier état excité Δ^+ .

B.1 Mesure du facteur de forme axial dans la transition N- Δ

L'expression du courant neutre associé au couplage entre un boson Z^0 et la résonance Δ^+ est plus compliquée que celle du courant neutre associé au couplage Z^0 -nucléon [NSK82] :

$$J_Z^{N,\mu} = \bar{U}^\lambda(p') \left[\left(\frac{C_{3V}^Z}{M} \gamma^\nu + \frac{C_{4V}^Z}{M^2} p'^\nu + \frac{C_{5V}^Z}{M^2} p^\nu \right) (g_{\lambda\mu} g_{\rho\nu} - g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}) q^\rho \gamma_5 + C_{6V}^Z g_{\lambda\mu} \gamma_5 \right. \\ \left. + \left(\frac{C_{3A}^Z}{M} \gamma^\nu + \frac{C_{4A}^Z}{M^2} p'^\nu \right) (g_{\lambda\mu} g_{\rho\nu} - g_{\lambda\rho} g_{\mu\nu}) q^\rho + C_{5A}^Z g_{\lambda\mu} + \frac{C_{6A}^Z}{M^2} p_\lambda q_\nu \right] \mathcal{U}(p) \quad (\text{B.1})$$

Elle fait intervenir le spineur de Rarita-Schwinger U^λ décrivant la résonance Δ de spin $\frac{3}{2}$ [RS41], les impulsions du nucléon, p , et de la résonance Δ , p' , ainsi que leur différence $q = p' - p$. Les parties vectorielles et axiales sont associées à de nouveaux facteurs de forme faibles de transition, notés C_{iV}^Z et C_{iA}^Z . En supposant la conservation du courant vecteur et en effectuant une rotation dans l'espace d'isospin, il a été montré que ces derniers pouvaient être reliés aux facteurs de forme d'électroproduction (C_i^γ) et de production de courants faibles chargés de la résonance Δ [NSK82]. Ils peuvent alors s'exprimer de la façon suivante dans la convention de notation de Llewellyn-Smith

[LS72] :

$$\begin{aligned} C_{iV}^Z &= \alpha C_i^\gamma & i &= 3, 4, 5 \\ C_{6V}^Z &= 0 \\ C_{iA}^Z &= -\beta C_i^A & i &= 3, 4, 5, 6 \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

où les constantes α et β sont données par :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} (1 - 2 \sin^2 \theta_W) \\ \beta &= \frac{-e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \end{aligned}$$

Les termes C_i^A représentent les parties axiales des facteurs de forme de transition des courants chargés, multipliés par un facteur $\frac{-1}{\sqrt{3}}$. De nombreuses mesures des facteurs de forme du courant vecteur C_i^γ ont été effectuées *via* la sonde électromagnétique. Par contre, très peu de données existent sur les facteurs de forme axiaux C_i^A et ont été exclusivement obtenues *via* les courants chargés. La mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion inélastique peut apporter une nouvelle mesure de ces derniers *via* les courants neutres.

L'expression de l'asymétrie de violation de parité pour le production de Δ fait intervenir les fonctions de structure W_3 , W_1^{EM} et W_2^{EM} qui sont des combinaisons des facteurs de forme C_i^γ et C_i^A [NSK82]. Quand $Q^2 \ll M_Z^2$, il est possible de réécrire cette asymétrie plus simplement :

$$A_{LR} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{Q^2}{2\pi\alpha} \left[\tilde{\alpha} + \tilde{\beta} F(Q^2, E, E', \theta_e) \right] \quad (\text{B.3})$$

en définissant :

$$F(Q^2, E, E', \theta_e) = \frac{E + E'}{M} H^{EM}(Q^2, \theta_e) G_{N\Delta}^A(Q^2) \quad (\text{B.4})$$

Les contributions des facteurs de forme électromagnétiques C_i^γ et axiaux C_i^A sont regroupées dans les deux termes : $H^{EM}(Q^2, \theta_e)$ et $G_{N\Delta}^A(Q^2)$ respectivement. Pour une transition purement isovecteur $N \rightarrow \Delta$, l'asymétrie de violation de parité est donc essentiellement constituée de deux termes. Le premier, donné par la constante de couplage électron-quark $\tilde{\alpha} = -(1 - 2 \sin^2 \theta_W)$, correspond au couplage axial vecteur - vecteur. Le second, qui correspond quant à lui au couplage électron vecteur-quark axial vecteur, contient le facteur de forme de transition axial $G_{N\Delta}^A$. Les constantes de couplages $\tilde{\alpha}$ et $\tilde{\beta} = -(1 - 4 \sin^2 \theta_W)$ déterminant l'importance relative des deux termes, on montre qu'une mesure à la cinématique adaptée, typiquement aux angles arrière et à bas Q^2 , augmente la sensibilité au facteur de transition axial $G_{N\Delta}^A$ [WS]. L'analyse des données disponibles auprès de G° aux angles arrière, en diffusion inélastique, doit donc permettre de déterminer la dépendance en Q^2 de $G_{N\Delta}^A$, donnant ainsi accès à la masse axiale qui intervient dans sa paramétrisation dipolaire.

B.2 Mesure du paramètre d_Δ pour les corrections radiatives à l'asymétrie dans la transition $N\text{-}\Delta$ à bas Q^2

L'étude détaillée des corrections radiatives à l'asymétrie de violation de parité dans la transition $N \rightarrow \Delta$ est menée par les auteurs de la référence [ZMS⁺02]. Ces derniers considèrent les deux diagrammes de Feynman de la diffusion inélastique eN et l'ensemble des points de vertex pouvant potentiellement violer la parité (figure B.1). Ils réécrivent l'asymétrie de violation de parité sous la forme de trois contributions :

$$\mathcal{A}_{LR} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \frac{Q^2}{4\pi\alpha} \left[\Delta_{(1)}^\pi + \Delta_{(2)}^\pi + \Delta_{(3)}^\pi \right] \quad (\text{B.5})$$

en regroupant dans les termes $\Delta_{(1)}^\pi$ et $\Delta_{(2)}^\pi$ les interférences des amplitudes pour les diagrammes B.1a et B.1b, et dans le terme $\Delta_{(3)}^\pi$ l'ensemble des contributions axial vecteur, générées par l'interférence entre B.1a et les diagrammes B.1c à B.1e.

Le terme $\Delta_{(1)}^\pi$ domine et est indépendant de la structure hadronique. Il correspond au couplage axial vecteur - vecteur entre l'électron et les quarks : $\Delta_{(1)}^\pi = -2\tilde{\alpha}$. Le terme $\Delta_{(2)}^\pi$ correspond à la production de pion par les processus non-résonnant.

L'intérêt de la mesure d'asymétrie sur les électrons inélastiques, présenté dans la section précédente, concerne le contenu axial vecteur de la contribution $\Delta_{(3)}^\pi$. Ce terme peut en effet être décomposé de la façon suivante [ZMS⁺02] :

$$\Delta_{(3)}^\pi = \Delta_{(3)}^\pi(\text{CN}) + \Delta_{(3)}^\pi(\text{Siegert}) + \Delta_{(3)}^\pi(\text{anapole}) + \Delta_{(3)}^\pi(\text{d-wave}) \quad (\text{B.6})$$

La première contribution, $\Delta_{(3)}^\pi(\text{CN})$, est liée à l'interférence entre les diagrammes B.1a et B.1c et correspond à la réponse axiale vecteur du courant neutre (CN) au niveau de l'arbre :

$$\Delta_{(3)}^\pi(\text{CN}) = -2\tilde{\beta}F(Q^2, s) \quad (\text{B.7})$$

avec F comprenant $G_{N\Delta}^A$ suivant l'équation B.4 (exprimé ici en fonction de la variable cinématique $s = (k + p)^2$, avec k et p les impulsions de l'électron et du nucléon). La dernière contribution, $\Delta_{(3)}^\pi(\text{d-wave})$, provient de l'interférence entre les diagrammes B.1a et B.1e, correspondant à l'interaction $N\Delta\pi$. La correction qu'elle induit sur $\Delta_{(3)}^\pi$ est négligeable [ZMS⁺02].

Ce sont les second et troisième termes, $\Delta_{(3)}^\pi(\text{Siegert})$ et $\Delta_{(3)}^\pi(\text{anapole})$, qui sont d'intérêt ici, et plus particulièrement la contribution de Siegert. Tous deux sont issus de l'interférence entre les diagrammes B.1a et B.1d. La contribution anapolaire est due à une interaction électromagnétique violant la parité du fait d'une recombinaison des quarks au sein du noyau, comme expliqué en section III.2 pour l'asymétrie élastique. En revanche, la contribution dite de Siegert n'a pas d'équivalent dans la diffusion élastique [ZMS⁺02]. Elle trouve son origine dans le même diagramme de Feynman que la contribution anapolaire, mais correspond à une transition dipolaire électrique $\gamma N\Delta$, qui viole la parité. Elle fait intervenir la constante de couplage d_Δ , et domine les corrections radiatives à

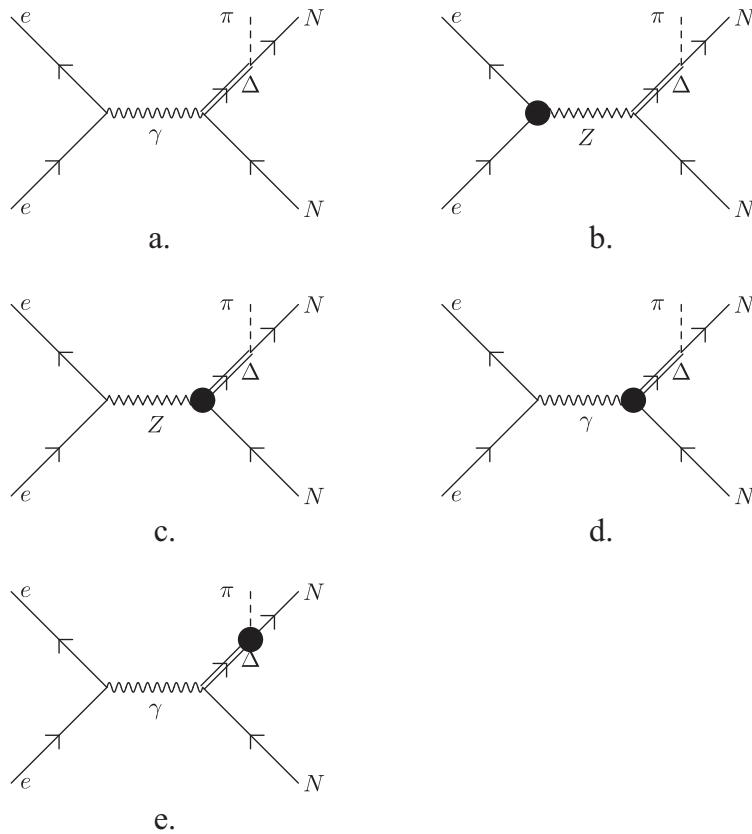


FIG. B.1: Diagrammes de Feynman décrivant l'électroproduction de pion résonnante. Les cercles noirs indiquent les couplages violant la parité.

bas Q^2 , introduisant une incertitude théorique sur la mesure potentiellement grande.

Les auteurs de [ZMS⁺02] ont également calculé l'asymétrie des pions obtenus par photoproduction sur les Δ . Ils estiment son ordre de grandeur à :

$$\mathcal{A}_\gamma^\pm \sim -\frac{2 d_\Delta^\pm M_N}{C_3^V \Lambda_\chi} + \dots \sim 1.3 \times 10^{-6} \quad (\text{B.8})$$

Elle fait intervenir la masse du nucléon, M_N , l'échelle de brisure de la symétrie chirale Λ_χ , le facteur de forme C_3^V de la transition vecteur $N \rightarrow \Delta$, et la constante basse énergie d_Δ^\pm caractérisant le couplage $\gamma N \Delta$ violant la parité. L'exploitation des données pion, principalement issues de la décroissance Δ , disponibles dans G° aux angles arrière a donc pour objectif de déterminer d_Δ afin de contraindre la mesure d'asymétrie dans l'électroproduction de Δ , mais également les modèles prédisant cette grandeur.

Bibliographie

- [A⁺] Armstrong et al. Apparatus for the G^o experiment. En cours de publication.
- [A⁺89] J. Ashman et al. An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons. *Nucl. Phys.*, B328 :1, 1989.
- [A⁺99a] T. Adams et al. Strange content of the nucleon (NuTeV) - hep-ex/9906038. 1999.
- [A⁺99b] K. A. Aniol et al. Measurement of the neutral weak form factors of the proton. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :1096–1100, 1999.
- [A⁺01a] K. A. Aniol et al. New measurement of parity violation in elastic electron proton scattering and implications for strange form factors. *Phys. Lett.*, B509 :211–216, 2001.
- [A⁺01b] J. Arvieux et al. Asymmetry tests with the G^o Orsay electronics. Technical Report G0-doc-204-v1, 2001.
- [A⁺04a] J. Alcorn et al. Basic Instrumentation for Hall A at Jefferson Lab. *Nuclear Instruments and Methods*, A522 :294–346, 2004.
- [A⁺04b] K. A. Aniol et al. Parity-violating electroweak asymmetry in $\bar{e}p$ scattering. *Phys. Rev.*, C69 :065501, 2004.
- [A⁺05a] D. S. Armstrong et al. Strange quark contributions to parity-violating asymmetries in the forward G0 electron proton scattering experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :092001, 2005.
- [A⁺05b] D. S. Armstrong et al. Strange quark contributions to parity-violating asymmetries in the forward G0 electron proton scattering experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 95 :092001, 2005.
- [A⁺05c] J. Arvieux et al. Electromagnetic radiative corrections in parity-violating electron proton scattering. *Eur. Phys. J.*, A26 :429–439, 2005.
- [A⁺05d] J. Arvieux et al. Towards a common PVA4-SAMPLE analysis : A first step. Technical Report G0-doc-609-v1, 2005.
- [A⁺06a] I. Altarev et al. A high power liquid hydrogen target for the mainz a4 parity violation experiment. *Nucl. Instrum. Meth.*, A564 :13–25, 2006.

- [A⁺06b] K. A. Aniol et al. Constraints on the nucleon strange form factors at $Q^2 \simeq 0.1$ (GeV/c)². *Phys. Lett.*, B635 :275–279, 2006.
- [A⁺06c] K. A. Aniol et al. Parity-violating electron scattering from He⁴ and the strange electric form factor of the nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :022003, 2006.
- [A⁺07] A. Acha et al. Precision Measurements of the Nucleon Strange Form Factors at $Q^2 \approx 0.1$ GeV². *Phys. Rev. Lett.*, 98 :032301, 2007.
- [A⁺08] C. Amsler et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B667 :1, 2008.
- [AB40] L. W. Alvarez and F. Bloch. A Quantitative Determination of the Neutron Moment in Absolute Nuclear Magnetons. *Phys. Rev.*, 57 :111–122, 1940.
- [ACG81] R. G. Arnold, C. E. Carlson, and F. Gross. Polarization Transfer in Elastic electron Scattering from Nucleons and Deuterons. *Phys. Rev.*, C23 :363, 1981.
- [AMT07] J. Arrington, W. Melnitchouk, and J. A. Tjon. Global analysis of proton elastic form factor data with two-photon exchange corrections. *Phys. Rev.*, C76 :035205, 2007.
- [Arr04] J. Arrington. Implications of the discrepancy between proton form factor measurements. *Phys. Rev.*, C69 :022201, 2004.
- [AS07] J. Arrington and I. Sick. Precise determination of low-Q nucleon electromagnetic form factors and their impact on parity-violating e p elastic scattering. *Phys. Rev.*, C76 :035201, 2007.
- [B⁺69] M. Breidenbach et al. Observed Behavior of Highly Inelastic electron-proton Scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23 :935–939, 1969.
- [B⁺98] L. L. Barz et al. K* mesons and nucleon strangeness. *Nucl. Phys.*, A640 :259–280, 1998.
- [B⁺02] J. Berger et al. Magnetic shielding study for the G^o Čerenkov pmts. Technical Report G0-doc-324-v1, 2002.
- [B⁺09] S. Baunack et al. Measurement of Strange Quark Contributions to the Vector Form Factors of the Proton at $Q^2 = 0.22$ (GeV/c)². *Phys. Rev. Lett.*, 102 :151803, 2009.
- [Bat03] G. Batigne. *Mesure du contenu étrange du nucléon : expérience G^o*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2003.
- [Bau07] S. Baunack. The parity violation a4 experiment at forward and backward angles. *Eur. Phys. J.*, A32 :457–461, 2007.
- [Bec89] D. H. Beck. Strange quark vector currents and parity violating electron scattering from the nucleon and from nuclei. *Phys. Rev.*, D39 :3248–3256, 1989.
- [Bei04] E. J. Beise. Parity violation with electrons and hadrons. *Nucl. Phys.*, A737 :93–101, 2004.

- [BH01] D. H. Beck and B. R. Holstein. Nucleon structure and parity-violating electron scattering. *Int. J. Mod. Phys.*, E10 :1–41, 2001.
- [BM01] D. H. Beck and R. D. McKeown. Parity-violating electron scattering and nucleon structure. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 51 :189–217, 2001.
- [BPS05] E. J. Beise, M. L. Pitt, and D. T. Spayde. The SAMPLE experiment and weak nucleon structure. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 54 :289–350, 2005.
- [C⁺05] S. D. Covrig et al. The cryogenic target for the G^o experiment at Jefferson Lab. *Nuclear Instruments and Methods*, 551 :218–235, 2005.
- [Cap07] C. Capuano. RCS Tests May07. Technical Report G0-doc-711-v1, 2007.
- [Car92] L.S. Cardman. Polarized electron sources for the 1990's. *Nuclear Physics*, A546 :317, 1992.
- [Cav98] C. Cavata. Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion $\bar{e}p \rightarrow ep$. In *Cours de l'Ecole Joliot Curie*, 1998.
- [Cha32] J. Chadwick. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129 :312, 1932.
- [CJJ⁺74] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, and V. F. Weisskopf. A New Extended Model of Hadrons. *Phys. Rev.*, D9 :3471–3495, 1974.
- [COD] <http://coda.jlab.org>.
- [Col] The G^o Collaboration. Jlab experiment proposal E91-017.
- [Cop09] A. Coppens. Pion contamination correction. Technical Report G0-doc-819-v1, 2009.
- [CPP05] R. Carlini, S. Page, and M. Pitt. Beam parameter specifications for the G^o experiment (back angle running). Technical Report G0-doc-640-v1, 2005.
- [D⁺09] T. Doi et al. Nucleon strangeness form factors from $N_f = 2 + 1$ clover fermion lattice QCD. 2009.
- [dBJL⁺97] L.V. de Bever, J. Jourdan, M. Loppacher, S. Robinson, I. Sick, and J. Zhao. A target for precise møller polarimetry. *Nuclear Instruments and Methods*, 404 :379–386, 1997.
- [Dea05] A. Deandrea. Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie. Cours Master II à l'École Normale Supérieure de Lyon, mars 2005.
- [DFT80] R. Doria, J. Frenkel, and J. C. Taylor. Counter Example to Nonabelian Bloch-Nordsieck Theorem. *Nucl. Phys.*, B168 :93, 1980.
- [DHB99] J. F. Donoghue, B. R. Holstein, and B. Borasoy. SU(3) baryon chiral perturbation theory and long distance regularization. *Phys. Rev.*, D59 :036002, 1999.
- [DLW98] S. J. Dong, K. F. Liu, and A. G. Williams. Lattice calculation of the strangeness magnetic moment of the nucleon. *Phys. Rev.*, D58 :074504, 1998.

- [DP95] V. Dmitrasinovic and S. J. Pollock. Isospin breaking corrections to nucleon electroweak form-factors in the constituent quark model. *Phys. Rev.*, C52 :1061–1072, 1995.
- [DSM89] G. Degrossi, A. Sirlin, and W. J. Marciano. Effective Electromagnetic Form-factor of the neutrino. *Phys. Rev.*, D39 :287–294, 1989.
- [DSvK01] L. Diaconescu, R. Schiavilla, and U. van Kolck. Parity-violating electron deuteron scattering. *Phys. Rev.*, C63 :044007, 2001.
- [E⁺04] S. Eidelman et al. Review of particle physics. *Phys. Lett.*, B592 :1, 2004.
- [Eck06] G. Ecker. Quantum Chromodynamics. 2006.
- [Ein05] A. Einstein. Heuristic viewpoint on the production and conversion of light. *Annalen der Physik*, 17 :132–148, 1905.
- [Ell09a] C. Ellis. Electromagnetic radiative corrections for the G° experiment at backward angles. Technical Report G0-doc-840-v3, 2009.
- [Ell09b] C. Ellis. Luminosity monitors for the gzero backward angle measurement. Technical Report G0-doc-845-v1, 2009.
- [ELOa] <http://g0web.jlab.org/backanglelog/analysis/130>.
- [ELOb] <http://g0web.jlab.org/backanglelog/analysis/294>.
- [ELOc] <http://g0web.jlab.org/backanglelog/analysis/331>.
- [ELOd] <http://g0web.jlab.org/backanglelog/simulation/166>.
- [ELOe] <http://g0web.jlab.org/backanglelog/simulation/23>.
- [ESW60] F. J. Ernst, R. G. Sachs, and K. C. Wali. Electromagnetic form factors of the nucleon. *Phys. Rev.*, 119 :1105–1114, 1960.
- [Fer34] E. Fermi. An attempt of a theory of beta radiation. 1. *Z. Phys.*, 88 :161–177, 1934.
- [Fey98] R. P. Feynman. *Photon-Hadron Interactions (Advanced Books Classics)*. Ed. Perseus Books, 1998.
- [FGML73] H. Fritzsch, M. Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. *Phys. Lett.*, B47 :365–368, 1973.
- [FJ01] B. W. Filippone and Xiang-Dong Ji. The spin structure of the nucleon. *Adv. Nucl. Phys.*, 26 :1, 2001.
- [FNJC94] H. Forkel, M. Nielsen, X-M. Jin, and T. D. Cohen. Stranger in the light : The Strange vector form-factors of the nucleon. *Phys. Rev.*, C50 :3108–3121, 1994.
- [Fon92] H. Fonvieille. La nature de la sonde électromagnétique. In *Cours de l'Ecole Joliot Curie*, 1992.

- [For97] H. Forkel. Dispersion analysis of the strange vector form factors of the nucleon. *Phys. Rev.*, C56 :510–525, 1997.
- [FW03] J. Friedrich and T. Walcher. A coherent interpretation of the form factors of the nucleon in terms of a pion cloud and constituent quarks. *Eur. Phys. J.*, A17 :607–623, 2003.
- [G⁺71] S. Galster et al. Elastic electron - deuteron scattering and the electric neutron form-factor at four momentum transfers $5 - fm^{-2} < q^2 < 14 - fm^{-2}$. *Nucl. Phys.*, B32 :221–237, 1971.
- [Gao03] H. Gao. Nucleon electromagnetic form factors. *Int. J. Mod. Phys.*, E12 :1–40, 2003.
- [Gas] Communication privée avec D. Gaskell.
- [gC05a] The G^o Collaboration. The G^o backward angle measurements update, a proposal to pac28. Technical Report G0-doc-642-v2, 2005.
- [gC05b] The G^o Collaboration. Update for PR05-108 : G^o experiment backward angle measurement at $Q^2 = 0.23$ (GeV/c)² (proposal to pac29). Technical Report G0-doc-574-v1, 2005.
- [GGS58] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, 109 :1015–1017, 1958.
- [GH08] D. Gaskell and T. Horn. Beam polarization for G^o backward angle. Technical Report G0-doc-804-v1, 2008.
- [GI97] P. Geiger and N. Isgur. Strange hadronic loops of the proton : A quark model calculation. *Phys. Rev.*, D55 :299–310, 1997.
- [GKSU07] K. Goeke, H-C. Kim, A. Silva, and D. Urbano. Strange nucleon form factors : Solitonic approach to G_M^s , G_E^s , $G_A^{\bar{p}}$ and $G_A^{\bar{n}}$ and comparison with world data. *Eur. Phys. J.*, A32 :393–397, 2007.
- [GLS91] J. Gasser, H. Leutwyler, and M. E. Sainio. Sigma term update. *Phys. Lett.*, B253 :252–259, 1991.
- [Glu] <http://dustbunny.physics.indiana.edu/halld/welcome.html>.
- [GM62] M. Gell-Mann. Symmetries of baryons and mesons. *Phys. Rev.*, 125 :1067–1084, 1962.
- [GM64] M. Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.*, 8 :214–215, 1964.
- [Gra94] J. M. Grames. *Measurement of Weak Polarization Sensitivity to the Beam Orbit of the CEBAF Accelerator*. PhD thesis, University of Illinois at Urbana Champaign, 1994.
- [Gra01] J. M. Grames. Unique electron polarimeter comparison and spin-based energy measurement. Technical Report JLAB-TN-01-029, TJNAF, 2001.

- [Gri87] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Ed. John Wiley and Sons, Inc., 1987.
- [Gue] P. Gueye. Status of the actual beam position monitors in the hall c beamline. Technical report, CEBAF Internal Report.
- [Gui05] B. Guillon. *Contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon : Les premiers résultats de l'expérience G°* . PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2005.
- [GV03] Pierre A. M. Guichon and M. Vanderhaeghen. How to reconcile the Rosenbluth and the polarization transfer method in the measurement of the proton form factors. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :142303, 2003.
- [GW73] D. J. Gross and Frank Wilczek. Asymptotically Free Gauge Theories. 1. *Phys. Rev.*, D8 :3633–3652, 1973.
- [GYR57] M.L Goldberger, Y.Nambu, and R.Oehme. *Annals of Physics*, 2 :226, 1957.
- [H⁺73] F. J. Hasert et al. Observation of neutrino-like interactions without muon or electron in the Gargamelle neutrino experiment. *Phys. Lett.*, B46 :138–140, 1973.
- [H⁺76] G. Hohler et al. Analysis of Electromagnetic Nucleon Form-Factors. *Nuclear Physics*, B114 :505, 1976.
- [H⁺00] R. Hasty et al. Strange magnetism and the anapole structure of the proton. *Science*, 290 :2117, 2000.
- [H⁺01] M. Hauger et al. A high precision polarimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 462 :382–392, 2001.
- [H⁺02] Kaoru Hagiwara et al. Review of particle physics. *Phys. Rev.*, D66 :010001, 2002.
- [H⁺03] H. Hammer et al. What do we know about the strange magnetic radius? *Phys. Lett.*, B562 :208–214, 2003.
- [H⁺06] T. Hammel et al. A luminosity monitor for the a4 parity violation experiment at mami. *Nucl. Instrum. Meth.*, A564 :1–12, 2006.
- [hal] <http://www.jlab.org/hall-d/>.
- [HAP] <http://hallaweb.jlab.org/experiment/happex/>.
- [HH60] R. Hofstadter and R. Herman. *High-Energy Electron Scattering Tables*. Ed. Stanford University Press, 1960.
- [HM55] R. Hofstadter and R. W. McAllister. Electron Scattering from the Proton. *Phys. Rev.*, 98 :217–218, 1955.
- [HM84] F. Hazel and A. D. Martin. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Ed. John Wiley and Sons, Inc., 1984.

- [HMD96] H. W. Hammer, Ulf-G. Meissner, and D. Drechsel. The Strangeness Radius and Magnetic Moment of the Nucleon Revisited. *Phys. Lett.*, B367 :323–328, 1996.
- [HMS98] T. R. Hemmert, U. Meissner, and S. Steininger. Strange magnetism in the nucleon. *Phys. Lett.*, B437 :184–190, 1998.
- [Hof58] R. Hofstadter. *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 7 :231, 1958.
- [HP97] C. Hovater and M. Poelker. An Injection Modelocked Ti-Sapphire Laser for Synchronous Photoinjection. In *17th IEEE Particle Accelerator Conference (PAC 97) : Accelerator Science, Technology and Applications*, 1997.
- [HPD92] E. Hadjmichael, G. I. Poulis, and T. W. Donnelly. Parity violating asymmetry in quasielastic e d scattering. *Phys. Rev.*, C45 :2666–2682, 1992.
- [HPM97] S-T. Hong, B-Y. Park, and D-P. Min. Strange form factors of baryons. *Phys. Lett.*, B414 :229–236, 1997.
- [HR00] L. Hannelius and D. O. Riska. Strangeness form factors of the proton in the chiral quark model. *Phys. Rev.*, C62 :045204, 2000.
- [HRG00] L. Hannelius, D. O. Riska, and L. Ya. Glozman. The strangeness magnetic moment of the proton in the chiral quark model. *Nucl. Phys.*, A665 :353–364, 2000.
- [HRM98] H. W. Hammer and M. J. Ramsey-Musolf. K N scattering and the nucleon strangeness radius. *Phys. Rev. Lett.*, 80 :2539–2542, 1998.
- [HRM99a] H. W. Hammer and M. J. Ramsey-Musolf. K anti-K continuum and isoscalar nucleon form factors. *Phys. Rev.*, C60 :045204, 1999.
- [HRM99b] H. W. Hammer and M. J. Ramsey-Musolf. Spectral content of isoscalar nucleon form factors. *Phys. Rev.*, C60 :045205, 1999.
- [Hum03] T. B. Humensky. *Probing the Standard Model and Nucleon Structure via Parity-Violating Electron Scattering*. PhD thesis, Princeton University, 2003.
- [I⁺04] T. M. Ito et al. Parity-violating electron deuteron scattering and the proton’s neutral weak axial vector form factor. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :102003, 2004.
- [Jaf89] R. L. Jaffe. Stranger Than Fiction : The Strangeness Radius and Magnetic Moment of the Nucleon. *Phys. Lett.*, B229 :275, 1989.
- [JJM⁺88] P. Jain, R. Johnson, Ulf G. Meissner, N. W. Park, and J. Schechter. Realistic Pseudoscalar Vector Chiral Lagrangian and it’s Soliton Excitations. *Phys. Rev.*, D37 :3252, 1988.
- [JM91] E. Jenkins and A. Manohar. Baryon chiral perturbation theory using a heavy fermion Lagrangian. *Phys. Lett.*, B255 :558–562, 1991.
- [Jon] Communication privée avec M. Jones.

- [K⁺97a] S. Kopecky et al. Neutron charge radius determined from the energy dependence of the neutron transmission of liquid Pb-208 and Bi-209. *Phys. Rev.*, C56 :2229–2237, 1997.
- [K⁺97b] S. Kopecky et al. Neutron charge radius determined from the energy dependence of the neutron transmission of liquid Pb-208 and Bi-209. *Phys. Rev.*, C56 :2229–2237, 1997.
- [Kel02a] J. J. Kelly. Nucleon charge and magnetization densities from Sachs form factors. *Phys. Rev.*, C66 :065203, 2002.
- [Kel02b] J. J. Kelly. Nucleon charge and magnetization densities from Sachs form factors. *Phys. Rev.*, C66 :065203, 2002.
- [Kel04] J. J. Kelly. Simple parametrization of nucleon form factors. *Phys. Rev.*, C70(6) :068202, Dec 2004.
- [Kho04] Alexander Khodjamirian. Quantum Chromodynamics and Hadrons : An Elementary Introduction. 2004.
- [KHP92] W. Koepf, E. M. Henley, and S. J. Pollock. Strangeness matrix elements in the nucleon. *Phys. Lett.*, B288 :11–17, 1992.
- [Kit05] C. Kittel. *Solid State Physics. 8th Edition*. Ed. John Wiley and Sons, Inc., 2005.
- [KM88] D. B. Kaplan and A. Manohar. Strange Matrix Elements in the Proton from Neutral Current Experiments. *Nuclear Physics*, B310 :527, 1988.
- [Kne98] M. Knecht. Une introduction à la symétrie chirale. In *Cours de l'Ecole Joliot Curie*, 1998.
- [KR57] A.A. Kresnin and L.N. Rosentsveig. *Journ. Exp. Theor. Phys. (USSR)*, 32 :9353, 1957.
- [Kub04] B. Kubis. Strange form factor and chiral perturbation theory. In *From Parity Violation to Hadronic Structure and more (PAVI04)*, 2004.
- [L⁺93] W. C. Leung et al. A Measurement of the Gross-Llewellyn-Smith sum rule from the CCFR x(F3) structure function. *Phys. Lett.*, B317 :655–659, 1993.
- [L⁺99] A. Liesenfeld et al. A measurement of the axial form-factor of the nucleon by the $p(e, e'\pi^+)n$ reaction at $W = 1125$ MeV. *Phys. Lett.*, B468 :20, 1999.
- [L⁺05] D. B. Leinweber et al. Precise determination of the strangeness magnetic moment of the nucleon. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :212001, 2005.
- [Lee08] J. H. Lee. *Concept and Realization of the A4 Compton Backscattering Polarimeter at MAMI*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität, 2008.
- [Lei96] D. B. Leinweber. QCD Equalities for Baryon Current Matrix Elements. *Phys. Rev.*, D53 :5115–5124, 1996.

- [Lev94] L.G. Levchuk. The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source of the systematic error in electron beam polarization measurements by means of a møller polarimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 345 :496–499, 1994.
- [Liu06] J. Liu. *A Measurement of the Strange Quark Contributions to the Electromagnetic Form Factors of the Nucleon*. PhD thesis, University of Maryland at College Park, 2006.
- [LM99] R. Lewis and N. Mobed. Isospin violation and the proton’s neutral weak magnetic form factor. *Phys. Rev.*, D59 :073002, 1999.
- [LS72] C. H. Llewellyn Smith. Neutrino Reactions at Accelerator Energies. *Phys. Rept.*, 3 :261, 1972.
- [LSS03] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov. On the role of higher twist in polarized deep inelastic scattering. *Phys. Rev.*, D67 :074017, 2003.
- [LTY04] D. B. Leinweber, A. W. Thomas, and R. D. Young. Physical nucleon properties from lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :242002, 2004.
- [LWGF02] V. E. Lyubovitskij, P. Wang, T. Gutsche, and A. Faessler. Strange nucleon form factors in the perturbative chiral quark model. *Phys. Rev.*, C66 :055204, 2002.
- [LWW03] R. Lewis, W. Wilcox, and R. M. Woloshyn. The nucleon’s strange electromagnetic and scalar matrix elements. *Phys. Rev.*, D67 :013003, 2003.
- [LY56] T. D. Lee and C. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, 104 :254–258, 1956.
- [M⁺94] M. J. Musolf et al. Intermediate-energy semileptonic probes of the hadronic neutral current. *Phys. Rept.*, 239 :1–178, 1994.
- [M⁺04a] F. E. Maas et al. Measurement of strange quark contributions to the nucleon’s form factors at $q^2 = 0.230 \text{ (gev/c)}^2$. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :022002, 2004.
- [M⁺04b] T. Maruyama et al. Systematic study of polarized electron emission from strained gaas/gaasp superlattice photocathodes. *Applied Physics Letters*, 85(13) :2640–2642, 2004.
- [M⁺05] F. E. Maas et al. Evidence for strange quark contributions to the nucleon’s form factors at $q^2 = 0.108 \text{ (gev/c)}^2$. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :152001, 2005.
- [M⁺08a] D. Marchand et al. G⁰ Electronics and Data Acquisition (Forward-Angle Measurements). *Nuclear Instruments and Methods*, A586 :251–269, 2008.
- [M⁺08b] D. Marchand et al. G⁰ Electronics and Data Acquisition (Forward-Angle Measurements). *Nuclear Instruments and Methods*, A586 :251–269, 2008.
- [Mam09a] J. Mammei. Cerenkov efficiencies summary. Technical Report G0-doc-839-v1, 2009.

- [Mam09b] J. Mammei. q^2 determination for the backward running phase of the G° experiment. Technical Report G0-doc-829-v3, 2009.
- [Mam09c] J. Mammei. Transverse asymmetry at aps dnp hawai 2009. Technical Report G0-doc-848-v2, 2009.
- [Mam09d] J. Mammei. Transverse asymmetry correction. Technical Report G0-doc-838-v2, 2009.
- [MB94] M. J. Musolf and M. Burkardt. Stranger still : Kaon loops and strange quark matrix elements of the nucleon. *Z. Phys.*, C61 :433–440, 1994.
- [Mck89] R. D. Mckeown. Sensitivity of Polarized Elastic electron Proton Scattering to the Anomalous Baryon Number Magnetic Moment. *Phys. Lett.*, B219 :140–142, 1989.
- [MD01] Nilmani Mathur and Shao-Jing Dong. Strange magnetic moment of the nucleon from lattice QCD. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 94 :311–314, 2001.
- [MDD⁺94] M. J. Musolf, T. W. Donnelly, J. Dubach, S. J. Pollock, S. Kowalski, and E. J. Beise. Intermediate-energy semileptonic probes of the hadronic neutral current. *Physics Reports*, 239(2) :1–178, 1994.
- [MI97] M. J. Musolf and H. Ito. Chiral Symmetry and the Nucleon’s Vector Strangeness Form Factors. *Phys. Rev.*, C55 :3066–3082, 1997.
- [Mil98] G. A. Miller. Nucleon charge symmetry breaking and parity violating electron proton scattering. *Phys. Rev.*, C57 :1492–1505, 1998.
- [MM97] M. Malheiro and W. Melnitchouk. Nucleon strange magnetic moment and relativistic covariance. *Phys. Rev.*, C56 :2373–2377, 1997.
- [MMD96] P. Mergell, U. G. Meissner, and D. Drechsel. Dispersion-Theoretical Analysis of the Nucleon Electromagnetic Form Factors. *Nucl. Phys.*, A596 :367–396, 1996.
- [Mot29] N.F. Mott. The scattering of fast electrons by atomic nuclei. *Proc. Roy. Soc.*, A 124 :425–442, 1929.
- [Mou04] B. Moussallam. Chiral perturbation theory : A basic introduction. [hep-ph/0407246](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0407246). 2004.
- [MS84] W. J. Marciano and A. Sirlin. On Some General Properties of the $O(\alpha)$ Corrections to Parity Violation in Atoms. *Phys. Rev.*, D29 :75, 1984.
- [MT69] L.W. Mo and Y-S. Tsai. Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering. *Rev. Mod. Phys.*, 41 :205–235, 1969.
- [Mue09] M. Muether. Dilutions from field scan analysis. Technical Report G0-doc-850-v11, 2009.
- [MvK00] C. M. Maekawa and U. van Kolck. The anapole form factor of the nucleon. *Phys. Lett.*, B478 :73–78, 2000.

- [MVvK00] C. M. Maekawa, J. S. Veiga, and U. van Kolck. The nucleon anapole form factor in chiral perturbation theory to sub-leading order. *Phys. Lett.*, B488 :167–174, 2000.
- [MWS99] C. Murphy, S. Wells, and N. Simicevic. Backward angle prototype detector studies. Technical Report G0-doc-204-v1, 1999.
- [Nak00] K. Nakahara. *Measurement of the Strange Quark Contribution to Proton Structure Through Parity Violating Electron-Proton Scattering*. PhD thesis, University of Carnegie Mellon, 2000.
- [Nak05] K. Nakahara. Linear regression. Technical Report G0-doc-556-v1, 2005.
- [Ne'61] Y. Ne'eman. Derivation of strong interactions from a gauge invariance. *Nuclear Physics*, 26 :222–229, 1961.
- [NSK82] L. M. Nath, K. Schilcher, and M. Kretzschmar. Parity violating effects in electroproduction of the $\Delta(1232)$ by polarized electrons. *Phys. Rev.*, D25 :2300, 1982.
- [P+05] S. Philipps et al. Møller polarimetry for the G° experiment. Technical Report G0-doc-614-v1, 2005.
- [PF06] P. Pillot and C. Furget. Deadtime correction. Technical Report G0-doc-679-v1, 2006.
- [PFP75] D.T. Pierce, F.Meier, and P.Zurcher. *Applied Physics Letters*, 26 :670, 1975.
- [Pit01] M. Pitt. Helicity control requests from the G° experiment. Technical Report G0-doc-236-v1, 2001.
- [Pol73] H. D. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1346–1349, 1973.
- [PPV07] C. F. Perdrisat, V. Punjabi, and M. Vanderhaeghen. Nucleon electromagnetic form factors. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 59 :694–764, 2007.
- [PS02] A. A. Penin and M. Steinhauser. Heavy-light meson decay constant from QCD sum rules in three-loop approximation. *Phys. Rev.*, D65 :054006, 2002.
- [PSW91] N. W. Park, J. Schechter, and H. Weigel. Electromagnetic, axial and strange currents in the Skyrme model : Effects of symmetry breaking. *Phys. Rev.*, D43 :869–884, 1991.
- [PVKR06] P. Pillot, M. Versteegen, S. Kox, and J. S. Réal. Procedure to match the gains of phototubes prior to backangle running. Technical Report G0-doc-644-v1, 2006.
- [PW92] N. W. Park and H. Weigel. Static properties of baryons from an SU(3) pseudoscalar vector meson lagrangian. *Nucl. Phys.*, A541 :453–491, 1992.
- [Que05] G. Quemener. q^2 determination in the G° experiment. Technical Report G0-doc-548-v1, 2005.
- [R+02] J. Roche et al. Tests of the G° north american focal plane detector. Technical Report G0-doc-117-v1, 2002.

- [RF69] R. A. Reck and D. L. Fry. Orbital and spin magnetization in fe-co, fe-ni, and ni-co. *Phys. Rev.*, 184 :492–495, Aug 1969.
- [RKR71] A. De Rujula, J.M. Kaplan, and E. De Rafael. *Nuclear Physics*, B35 :365, 1971.
- [RMHD97] M. J. Ramsey-Musolf, H. W. Hammer, and D. Drechsel. Nucleon strangeness and unitarity. *Phys. Rev.*, D55 :2741–2755, 1997.
- [Ros50] M. N. Rosenbluth. High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons. *Phys. Rev.*, 79 :615–619, 1950.
- [RS41] W. Rarita and Julian S. Schwinger. On a theory of particles with half integral spin. *Phys. Rev.*, 60 :61, 1941.
- [Rut11] E. Rutherford. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom. *Phil. Mag.*, 21 :669–688, 1911.
- [Réa92] J-S. Réal. *Polarimètre tensoriel à deutons de recul de 175 à 500 MeV*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 1992.
- [S⁺00] D. T. Spayde et al. Parity violation in elastic electron proton scattering and the proton's strange magnetic form-factor. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1106–1109, 2000.
- [S⁺04] D. T. Spayde et al. The strange quark contribution to the proton's magnetic moment. *Phys. Lett.*, B583 :79–86, 2004.
- [S⁺07] C. K. Sinclair et al. Development of a high average current polarized electron source with long cathode operational lifetime. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 10(2) :023501, Feb 2007.
- [Sak69] J.J. Sakurai. *Currents and Mesons*. Ed. University of Chicago Press, 1969.
- [SAS01] V. Sulkosky, J-C. Artiges, and R. Sellem. French electronics : Dmch-16x scalers characteristics. Technical Report G0-doc-220-v1, 2001.
- [SCP04] R. Schiavilla, J. Carlson, and M. W. Paris. Parity-Violating Interaction Effects in the np System. *Phys. Rev.*, C70 :044007, 2004.
- [SE77] M. Salomaa and H.A. Enge. *Nuclear Instruments and Methods*, 145 :279, 1977.
- [SF33] O. Stern and O. R. Frisch. *Zeits. F. Physik*, 85 :4, 1933.
- [SKG02] A. Silva, H-C. Kim, and K. Goeke. Strange form factors in the context of SAMPLE, HAPPEX, and A4 experiments. *Phys. Rev.*, D65 :014016, 2002.
- [Spa01] D.T. Spayde. *Measurement of the Strange Magnetic Form Factor of the Proton Using Elastic Electron Scattering*. PhD thesis, University of Maryland at College Park, 2001.
- [Spa04] D. T. Spayde. Updated results from the sample experiment. In *From Parity Violation to Hadronic Structure and more (PAVI04)*, 2004.

- [TBM09] J. A. Tjon, P. G. Blunden, and W. Melnitchouk. Detailed Analysis of Two-Boson Exchange in Parity-Violating $e - p$ Scattering. *Phys. Rev.*, C79, 2009.
- [Tie02] R. Tieulent. *Violation de parité et contenu étrange du nucléon : expériences G° et SAMPLE*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2002.
- [TJN] <http://www.jlab.org/>.
- [Tsa61] Y-S. Tsai. Radiative Corrections to Electron-Proton Scattering. *Phys. Rev.*, 122 :1898–1907, 1961.
- [TTM80] S. Theberge, A. W. Thomas, and G. A. Miller. The Cloudy Bag Model. 1. The (3,3) Resonance. *Phys. Rev.*, D22 :2838, 1980.
- [TTM81] S. Theberge, A. W. Thomas, and G. A. Miller. The Cloudy Bag Model of the Nucleon. *Phys. Rev.*, D24 :216, 1981.
- [TW01] A.W. Thomas and W. Weise. *The Structure of the Nucleon*. Ed. WILEY-VCH, 2001.
- [Uns89] K. B. Unser. Design and preliminary tests of a beam intensity monitor for LEP. In *Proceedings of IEEE 1989 Particle Accelerator Conference*, 1989.
- [Upg] <http://www.jlab.org/12gev/>.
- [Urs89] R. Ursic. In *Proceedings of IEEE 1989 Particle Accelerator Conference*, 1989.
- [Ver08] M. Versteegen. Čerenkov efficiencies estimation. Technical Report G0-doc-764-v1, G0-doc-765-v1, 2008.
- [WAAR95] H. Weigel, A. Abada, R. Alkofer, and H. Reinhardt. On the strange vector form-factors of the nucleon in the NJL soliton model. *Phys. Lett.*, B353 :20–26, 1995.
- [WAH⁺57] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, and R.P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105 :1413–1414, 1957.
- [Wei73] Steven Weinberg. Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions. *Phys. Rev. Lett.*, 31 :494–497, 1973.
- [Wes75] G. B. West. Electron Scattering from Atoms, Nuclei and Nucleons. *Phys. Rept.*, 18 :263–323, 1975.
- [Wil74] Kenneth G. Wilson. Confinement of Quarks. *Phys. Rev.*, D10 :2445–2459, 1974.
- [WLTY07] P. Wang, D. B. Leinweber, A. W. Thomas, and R. D. Young. Chiral extrapolation of nucleon magnetic form factors. *Phys. Rev.*, D75 :073012, 2007.
- [WLTY08] P. Wang, D. B. Leinweber, A. W. Thomas, and R. D. Young. Strange magnetic form factor of the proton at $Q^2 = 0.23 \text{ GeV}^2$. 2008.
- [WS] S.P. Wells and N. Simicevic. Jlab experiment proposal E01-115.

- [Y⁺06] W-M Yao et al. Review of particle physics. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 33(1) :1–1232, 2006.
- [YLT03] R. D. Young, D. B. Leinweber, and A. W. Thomas. Convergence of chiral effective field theory. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 50 :399–417, 2003.
- [Z⁺02] G. P. Zeller et al. On the effect of asymmetric strange seas and isospin violating parton distribution functions on $\sin^2 \theta_W$ measured in the NuTeV experiment. *Phys. Rev.*, D65 :111103, 2002.
- [Zel59] Y.B Zel'dovich. Parity Nonconservation in Electron Scattering and in other Effects in the First Order of the Weak Interaction Coupling Constant. *Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, 36, 1959.
- [ZMS⁺02] S. Zhu, C. M. Maekawa, G. Sacco, B. R. Holstein, and M. J. Ramsey-Musolf. Electroweak radiative corrections to parity-violating electroexcitation of the Δ . *Phys. Rev.*, D65 :033001, 2002.
- [ZPHR00] S. Zhu, S. J. Puglia, B. R. Holstein, and M. J. Ramsey-Musolf. The nucleon anapole moment and parity-violating ep scattering. *Phys. Rev.*, D62 :033008, 2000.