

# THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour l'obtention du grade de

**Docteur de L'Université LOUIS PASTEUR - STRASBOURG I**

Discipline : Physique Subatomique

par

**Antonin VACHERET**

## **Mesures précises de violation de parité en diffusion d'électrons : Expériences HAPPEX et E-158**

Soutenue publiquement le 13 décembre 2004

JURY :	M. Walter GEIST	Directeur de thèse
	M. Ulrich GOERLACH	Rapporteur interne
	M. Serge KOX	Rapporteur externe
	M. Krishna S. KUMAR	Examineur
	M. David LHUILLIER	Co-directeur de thèse
	M. Jacques MARTINO	Rapporteur externe



# Remerciements

Je voudrais commencer par remercier Ulrich Goerlach, Serge Kox et Jacques Martino d'avoir accepté de rapporter ce travail de thèse. Vos nombreuses remarques et vos corrections m'ont permis d'améliorer la qualité de ce long manuscrit. Je remercie également Walter Geist pour avoir bien voulu être mon directeur de thèse.

Toute ma gratitude revient à mon responsable CEA, David Lhuillier. Depuis mes débuts à Saclay en stage de DEA et au cours de ces trois années de thèse, tu as pris le temps de me faire découvrir tous les aspects fondamentaux du travail d'expérimentateur. Je te suis extrêmement reconnaissant pour ton soutien sans faille, pour ta pédagogie et la confiance que tu m'as toujours témoigné et qui m'ont permis de tenir, notamment au cours des derniers mois critiques de la thèse. J'ai beaucoup apprécié, ta grande ouverture d'esprit, ta bonne humeur et les nombreuses discussions que nous avons eu et qui ont représenté pour moi des moments d'intense émulation.

*I would like to thank you Krishna S. Kumar, not only for accepting to be examiner in my thesis jury but also for all the interactions we had during the HAPPEX and E-158 experiments. You make, with Paul Souder, a amazing experimentalists duo. I will remember your guidance during the E-158 analysis. Also, the E-158 unblinding sessions are far the most exciting moments I had the chance to live during this experiment.*

*I can't forget Yury G. Kolomensky. Yury, I really appreciated working with you. You were extremely supportive since the beginning of my work on E-158. I remember discussing for hours about all the aspect of this experiment and you never failed neither forget to put the time necessary for an exhaustive answer. A large part of the work I achieved comes from the emulation you gave me. Thank you very much.*

*I would like to thank also Mike Woods and all the very experienced people I had a chance to know in this mythical place called SLAC. I include all the students, Dave, Mark J., Peter M., Imran, Peter L., Mark C., Kledja, Brock, Toyoko, Waled, Zach, Guillaume, Debby, Eric, and my roommates at Berkeley, Danny and Justin. Thank you all for the surrealistic time we had in California. The crazy discussions, the "what's up broooo ", the special double espresso, the 4pm tea and cookies, the trips to San Francisco, planet mars (inverted), "uch uch" and the unforgettable castro street a night of Halloween 2003.*

*On the East Coast now at JLab, I would like to thank Bob Michaels who gave me the basics of the HALL A parity DAQ. Together with Richard Holmes, you let me participate in the difficult exercise of designing a C++ analysis framework. It was also a great pleasure to work with you Lisa, Kent, Bryan M. and Brian H. on the HAPPEX experiment.*

J'ai une pensée pour tous les français de JLab et en particuliers pour Alexandre C. "Alex", qui m'a hébergé pendant de nombreux mois à Newport News. Je me souviens encore des heures passées sur *starcraft*, à jouer au badmington ou au ping-pong et à boire des litres de *gatorade* à l'arrière de la *hyundai* souvent dénommée "Apollo 13" tant les déboires furent nombreux (roulette-elle encore ?). Je te souhaite bon courage pour la fin de ta thèse. Je pense aussi à Carlos, "le Carlô", et Emmanuel la "buse" et les soirées mémorables au *Fridays* et à Virginia Beach. Bon courage à vous aussi.

Il résonne encore dans les couloirs du SPhN, les "Tônin", "Pônin" lancés depuis "l'aquarium" par Yann et le "Ricou". Merci pour les délires de la pause café et les discussions alambiquées de fin de journée qui ont apporté cette "dimension supplémentaire" dans laquelle il était bon de se réfugier de temps en temps. Et puis bien sûr les amis du DEA de Strasbourg, la Manue et Guillaume *Gawakkk !!!*

Je voudrais remercier aussi les chercheurs que j'ai côtoyé au SPhN. Il est difficile de tous les citer mais je pense en particulier à Franck Sabatié, Étienne Burtin, Nicole d'Hose, Jean Gosset, P. A. M. Guichon, Alberto Baldisseri, Hervé Borel et Pascal Vernin qui ont partagé mon univers "proche". Je réserve une bonne place aux secrétaires Danielle et Isabelle mais aussi à Valérie, qui sont toutes d'une grande gentillesse et dont l'aide est inestimable.

Je tiens également à remercier le personnel des services techniques (Sédi et SIS), Claude Jeanney, Gérard Tauzin, Sophie Salasca et Jean-Claude Saudemont, avec qui, le travail sur les détecteurs d'HAPPEX s'est toujours déroulé dans une ambiance très chaleureuse.

Il me vient maintenant une pensée pour Pierre Depommier. C'est à Montréal au cours de cet été 1999 que tu m'a communiqué le goût pour cette physique. Je t'en suis très reconnaissant.

Un grand merci et un gros *hug* à Lia. *You have been through all of this with me since the beginning. Thank you for the immense patience you have. I know now... it is not easy to live with a "physicist".*

Enfin je voudrais remercier mes parents, Gilles et Belphé. Vous qui avez supporté mon "sale caractère" pendant toute ces années, je suis très heureux et fier de vous dédier ce travail de thèse qui, sans votre soutien et votre réconfort, n'aurait jamais pu exister. Merci pour tout.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 L'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique</b>	<b>5</b>
1.1 Symétrie et loi de conservation . . . . .	5
1.1.1 La violation de symétrie parité . . . . .	6
1.1.2 Le modèle GSW électrofaible . . . . .	7
1.2 La sonde faible . . . . .	8
1.3 Les facteurs de forme du nucléon . . . . .	10
1.3.1 Les facteurs de forme électromagnétiques . . . . .	11
1.3.1.1 Méthode de Rosenbluth . . . . .	13
1.3.1.2 Observables de polarisation . . . . .	14
1.3.1.3 État des mesures . . . . .	14
1.3.2 Les facteurs de forme faibles neutres . . . . .	18
1.3.3 Le contenu étrange du nucléon . . . . .	20
1.4 Violation de parité et structure du nucléon . . . . .	22
1.4.1 Asymétrie de violation de parité ep . . . . .	22
1.4.2 Asymétrie de violation de parité pour noyau de spin nul . . . . .	23
1.4.3 Stratégie d'extraction du rayon de charge et du moment magnétique étrange	24
1.5 E158: Mesure précise de la charge faible de l'électron en diffusion Møller . . . . .	25
1.5.1 L'asymétrie de violation de parité $e^-e^-$ . . . . .	27
1.5.2 Corrections radiatives . . . . .	27
1.5.3 Une sensibilité à l'échelle du TeV . . . . .	30
<b>2 Techniques expérimentales</b>	<b>33</b>
2.1 Figure de mérite . . . . .	33
2.2 Impact des erreurs systématiques . . . . .	34
2.2.1 Erreur de normalisation . . . . .	34
2.2.2 Erreur corrélée à l'état de polarisation . . . . .	35
2.3 Le faisceau d'électrons polarisés . . . . .	35
2.3.1 Source d'AsGa . . . . .	35
2.3.2 Mesures de polarisation . . . . .	39
2.3.3 Structure d'hélicité . . . . .	40
2.4 Largeur statistique . . . . .	41

2.5	Variations des paramètres du faisceau . . . . .	42
2.5.1	Impact des variations des paramètres du faisceau sur l'asymétrie expérimentale . . . . .	42
2.5.2	Moniteurs de faisceau . . . . .	43
2.5.3	Origine des fausses asymétries du faisceau . . . . .	43
2.6	Minimisation . . . . .	46
2.6.1	Minimisations passives . . . . .	46
2.6.2	Minimisation active : la boucle de rétro-action . . . . .	47
2.7	Corrections . . . . .	49
2.7.1	Régression . . . . .	50
2.7.2	Modulations de faisceau . . . . .	51
2.8	Fluctuations de densité de la cible . . . . .	52
2.9	Détection . . . . .	53
2.9.1	Méthode d'intégration . . . . .	54
2.9.2	Résolution en énergie . . . . .	55
2.9.3	Segmentation . . . . .	55
2.9.4	Linéarité . . . . .	56
2.9.5	Bruit de fond . . . . .	56
2.9.6	Renversement de signe . . . . .	57
2.9.7	Acquisition de données . . . . .	58
<b>3</b>	<b>HAPPEX-H et HAPPEX-He à JLab</b> . . . . .	<b>59</b>
3.1	Cinématique et précision de la mesure . . . . .	59
3.2	Dispositif expérimental . . . . .	60
3.2.1	La source . . . . .	61
3.2.2	Les diagnostics faisceau . . . . .	62
3.2.3	Modulations de faisceau . . . . .	63
3.2.4	Boucle de rétro-action sur le courant . . . . .	64
3.2.4.1	Système de correction . . . . .	64
3.2.4.2	Mise en place de la rétroaction . . . . .	66
3.2.4.3	Performances . . . . .	67
3.2.5	Le Hall A . . . . .	68
3.2.5.1	Les Polarimètres . . . . .	68
3.2.5.2	Les cibles . . . . .	70
3.2.5.3	Les moniteurs de luminosité . . . . .	71
3.2.5.4	Les spectromètres . . . . .	71
3.2.5.5	Acquisition et analyseur de données . . . . .	73
3.3	Détecteurs d'électrons . . . . .	74
3.3.1	Cahier des charges . . . . .	74
3.3.2	Cinématique élastique au plan focal des HRS . . . . .	75
3.3.3	Matériaux . . . . .	77
3.3.4	Géométrie . . . . .	78
3.3.5	Simulation GEANT et optimisation . . . . .	79

3.3.6	Mesures avec des muons cosmiques. . . . .	79
3.3.7	Mesure de la résolution $\Delta E/E$ . . . . .	81
3.3.8	Photomultiplicateurs . . . . .	84
3.3.9	Mesures de linéarité . . . . .	85
3.4	Analyse préliminaires des données de 2004 . . . . .	88
3.4.1	Corrections des fausses asymétries du faisceau . . . . .	88
3.4.1.1	Corrections des fluctuations du faisceau . . . . .	89
3.4.1.2	Estimation de l'erreur sur la correction . . . . .	90
3.4.2	Bruit de fond . . . . .	91
3.4.2.1	Diffusion quasi-élastique dans la cible . . . . .	92
3.4.2.2	Diffusion quasi-élastique sur l'hélium . . . . .	93
3.4.2.3	Diffusions inélastiques . . . . .	94
3.4.3	Polarisation du faisceau . . . . .	95
3.4.4	Mesure du $\langle Q^2 \rangle$ de la réaction . . . . .	96
3.4.5	Tests Statistiques . . . . .	98
3.4.6	Asymétrie physique . . . . .	99
3.4.7	Corrections radiatives . . . . .	101
3.4.7.1	Cible d'hydrogène . . . . .	101
3.4.7.2	Cible d'hélium . . . . .	102
3.4.8	Extraction des contributions des facteurs de quarks étranges. . . . .	103
<b>4</b>	<b>E-158 au SLAC</b> . . . . .	<b>105</b>
4.1	L'accélérateur SLAC . . . . .	105
4.1.1	La source polarisée . . . . .	106
4.1.2	Inverseurs . . . . .	108
4.2	Prérequis . . . . .	109
4.2.1	Cinématique et Figure de Mérite . . . . .	109
4.2.2	Largeur statistique . . . . .	110
4.3	Dispositif expérimental de l'ESA . . . . .	110
4.3.1	Le spectromètre . . . . .	112
4.3.1.1	Chicane magnétique . . . . .	112
4.3.1.2	Le collimateur d'acceptance . . . . .	113
4.3.1.3	Les quadrupôles . . . . .	114
4.3.2	Tube à vide et collimateurs additionnels . . . . .	114
4.3.3	La cible Cryogénique . . . . .	116
4.3.4	Le châssis aux détecteurs . . . . .	117
4.3.4.1	La couronne Møller . . . . .	118
4.3.4.2	Les Autres détecteurs . . . . .	119
4.4	Contrôle du faisceau . . . . .	121
4.4.1	Les moniteurs de paramètres faisceau . . . . .	121
4.4.1.1	Mesure de courant . . . . .	122
4.4.1.2	Les cavités BPM . . . . .	122
4.4.1.3	Moniteur de lumière synchrotron . . . . .	123

4.4.1.4	Les chambres à dérive . . . . .	124
4.4.1.5	Modulateurs du faisceau . . . . .	125
4.4.1.6	Système de contrôle des asymétries du faisceau . . . . .	125
4.4.2	DAQ . . . . .	125
4.4.2.1	Les ADC . . . . .	126
4.5	Analyse des données du Run III . . . . .	127
4.5.1	Analyse en aveugle . . . . .	127
4.5.2	Mise en forme des données . . . . .	127
4.5.2.1	Pondération des voies de sortie de détection . . . . .	129
4.5.3	Méthode de régression multi-variables . . . . .	130
4.5.3.1	Formalisme matriciel . . . . .	131
4.5.3.2	Erreur statistique de la régression . . . . .	132
4.5.3.3	Régression à six paramètres faisceau . . . . .	133
4.5.4	Résultat de la régression 6x6 pour le run III . . . . .	134
4.5.5	Comparaison avec le Dithering . . . . .	135
4.5.6	Fluctuations sub-impulsions . . . . .	138
4.5.6.1	Découpage des signaux BPM . . . . .	140
4.5.6.2	Etude sur le signal des SLICES . . . . .	141
4.5.6.3	Régression 29x29 avec tranches faisceau . . . . .	142
4.5.6.4	Etude de l'effet des SLICES sur l'anneau OUT . . . . .	145
4.5.6.5	Analyse en composantes principales . . . . .	148
4.5.7	Estimation des systématiques liées au faisceau . . . . .	149
4.5.7.1	Erreur de calibration des BPM . . . . .	150
4.5.7.2	Erreur systématique sur la correction des asymétries faisceau . . . . .	150
4.5.7.3	Erreur sur la fluctuation sub-impulsion . . . . .	152
4.5.7.4	Résultat des mesures du profil faisceau . . . . .	155
4.5.7.5	Résultat des moniteurs de luminosité . . . . .	155
4.5.8	Corrections des bruits de fond physiques . . . . .	156
4.5.8.1	Analyse des dipôles . . . . .	159
4.5.9	Facteurs de normalisation . . . . .	161
4.5.10	Résultat préliminaire de l'asymétrie de violation de parité . . . . .	162
4.5.10.1	Test de la distribution normale . . . . .	162
4.5.10.2	Résultats dévoilés de la régression avec les SLICES . . . . .	163
4.5.10.3	Détermination de l'asymétrie de violation de parité . . . . .	163
4.5.10.4	Extraction de $\sin^2 \theta_W$ . . . . .	165
<b>5</b>	<b>Discussion des résultats</b>	<b>167</b>
5.1	Extraction des facteurs de formes étranges . . . . .	167
5.1.1	SAMPLE . . . . .	167
5.1.2	HAPPEX-I . . . . .	170
5.1.3	PVA4 . . . . .	171
5.1.4	L'expérience $G^0$ . . . . .	172
5.1.5	État des lieux des mesures . . . . .	173



5.1.5.1	Résultats à $Q^2 = 0, 1(\text{GeV}/c)^2$ . . . . .	174
5.1.5.2	Les prédictions théoriques . . . . .	175
5.1.5.3	Perspectives . . . . .	177
5.2	Mesure de $\sin^2 \theta_W$ à bas transfert et test du modèle standard . . . . .	177
5.2.1	La violation de parité atomique . . . . .	179
5.2.2	L'expérience NuteV . . . . .	182
5.2.3	Impact de la mesure de E-158 . . . . .	184
5.2.4	Perspectives . . . . .	185
5.2.4.1	L'expérience QWeak . . . . .	185
5.2.4.2	DIS parity . . . . .	187
	<b>Conclusion</b>	<b>189</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>193</b>



# Liste des tableaux

1.1	Grandeurs physiques et leur transformée par opération parité. . . . .	6
1.2	Charge électrique $Q_f$ , troisième composante de l'isospin faible $T_f^3$ , charge vectorielle $C_V^f$ et charge axiale $C_A^f$ des fermions. . . . .	19
3.1	Asymétrie et erreurs associées pour les deux expériences HAPPEX. . . . .	60
3.2	Limites requises pour les asymétries et les différences des paramètres faisceau. . . . .	64
3.3	Résultat de la mesure de linéarité des PMT effectuée à la fin de la prise de donnée HAPPEX. . . . .	87
3.4	Asymétries brutes et corrigées par la méthode de modulation et de régression avec le détail de chaque détecteur et leur somme pondérée par spectromètre. . . . .	90
3.5	Récapitulatif des erreurs systématiques liées à la mesure de $\langle Q^2 \rangle$ . . . . .	97
3.6	Résultats de la mesure du quadri-moment transféré $Q^2$ . Les moyennes sont obtenues en pondérant les $Q^2$ de chaque HRS par l'erreur statistique sur chaque asymétrie expérimentale. . . . .	98
3.7	Asymétries expérimentales dévoilées de chaque détecteur pour les deux expériences HAPPEX . . . . .	99
3.8	Erreurs systématiques associées aux asymétries de violation de parité . . . . .	100
3.9	Expression des paramètres intervenant dans le Lagrangien de l'interaction électron-hadron. Lorsque les corrections radiatives sont prises en compte les termes correctifs ont les valeurs suivantes : $\rho' = 0.9881$ , $\rho = 1.0011$ , $\kappa' = 1.0027$ , $\kappa = 1.0300$ , $\lambda_{1u} = -1.85 \times 10^{-5}$ , $\lambda_{1d} = 3.7 \times 10^{-5}$ , $\lambda_{2u} = -0.0121$ , $\lambda_{2d} = 0.0026$ . . . . .	102
4.1	Résumé des coupures utilisées et leur effet sur l'ensemble des données. La valeur totale exclue les doubles comptages d'événements entre les coupures. . . . .	128
4.2	Expression des paramètres de la régression en fonction des différents signaux de BPM. . . . .	133
4.3	Résumé des corrections par paramètre avec la correction totale sur l'asymétrie Møller et le résultat en aveugle pour la régression et la méthode de modulation. . . . .	138
4.4	Paramètres du faisceau et localisation des SLICES correspondantes. . . . .	141
4.5	Tableau récapitulatif des résultats sur la régression des signaux de BPM. Les valeurs moyennes des résidus sont moyennées pour deux périodes distinctes concernant la qualité du signal des tranches faisceau. . . . .	142
4.6	Résultats des régressions partielles sur l'anneau OUT. . . . .	147

4.7	Tableau regroupant les différents détecteurs dont l'asymétrie est associée à l'estimation des corrections des paramètres, des corrections totales sur l'anneau Møller, du rapport $\epsilon$ et de la valeur de l'erreur systématique pour les six paramètres faisceau. Le total est obtenu en faisant la somme quadratique des erreurs. . . . .	152
4.8	Asymétrie régressée avec les 29 paramètres faisceau. . . . .	156
4.9	Erreur systématique sur la correction des paramètres faisceau. La correction est considérée ici comme nulle car elle est en fait déjà effectuée par la régression. . .	156
4.10	Récapitulatif des facteurs de dilution et des asymétries associées au bruit de fond d'électrons $ep$ avec le détail pour chaque énergie. . . . .	158
4.11	Dipôles X et Y pour les trois anneaux de la couronne Møller . . . . .	160
4.12	Facteurs de dilution et correction à l'asymétrie des bruits de fond contribuant au flux Møller. L'erreur dominante provient de la méconnaissance de l'asymétrie des électrons $ep$ inélastique. . . . .	161
5.1	Couverture cinématique du programme d'expériences de violation de parité pour la mesure des facteurs de forme des quarks étranges. . . . .	178
5.2	Limites inférieures sur la valeur de la masse du boson $m_{Z_\chi}$ (95% CL) en mesures directes et indirectes. . . . .	184
5.3	Limites inférieures sur le paramètre $\lambda$ de l'interaction de contact provenant des paramétrisations des sections efficaces $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ [23], pour une interaction avec électron positron dans l'état final et pour la moyenne sur les trois familles de leptons (hypothèse de l'universalité). Seul le couplage pour lequel l'asymétrie Møller est sensible (type $LL$ ) est présenté. . . . .	185

# Liste des figures

1.1	Paramétrisation globale des observables liées aux paramètres du modèle standard. Ces mesures regroupent les résultats du LEP(CERN), SLD(SLAC) et du TeVatron(FermiLab) [23]. . . . .	9
1.2	Diagramme du courant électromagnétique en diffusion élastique à l'ordre de l'arbre et diagramme équivalent en courant faible neutre. Les ronds en pointillées représentent la cible qui peut être ponctuelle ou présenter une structure interne.	10
1.3	Diagramme de diffusion élastique $eN$ à l'ordre de l'arbre. . . . .	11
1.4	Données mondiales du facteur de forme magnétique du proton normalisé au dipôle $G_M^\gamma/\mu_p G_D$ avec les paramétrisation de P. Bosted [37] (pointillées) et E. Brash [49] (trait plein). . . . .	15
1.5	Mesures du facteur de forme électrique du proton avec les méthodes de polarisation de recul et de <i>Rosenbluth</i> [50]. . . . .	16
1.6	Mesure à bas $Q^2$ des facteurs de forme $G_E^\gamma(Q^2)$ $G_M^\gamma(Q^2)$ respectifs du proton et du neutron. Les facteurs de forme $G_E^{p(\gamma)}$ , $G_M^{p(\gamma)}$ et $G_M^{n(\gamma)}$ sont normalisés au dipôle. $G_E^n$ est paramétré par la fonction de <i>Galster</i> en trait fin. La paramétrisation en trait fort correspond à une interprétation phénoménologique tirée de [55] d'un nucléon "enveloppé" dans un nuage de pions, caractérisé par une bosse marquée du fit à bas transfert. . . . .	17
1.7	Diffusion élastique $eN$ par échange de $Z^0$ . . . . .	18
1.8	Plan $\rho_s-\mu_s$ avec les bandes respectives des mesures HAPPEX-2 et HAPPEX-4 $H_e$ . L'ellipse correspond à l'intervalle de confiance à $1\sigma$ . Les points correspondent à des modèles théoriques. . . . .	25
1.9	Diagrammes de Feynman directs et croisés à l'ordre de l'arbre pour la diffusion Møller. . . . .	26
1.10	Diagrammes $\gamma Z$ et moment anapolaire directs intervenant dans les corrections radiatives de la charge faible de l'électron (les diagrammes croisés sont également inclus). . . . .	29
1.11	Courbe courante où de <i>running</i> de l'angle de mélange $\sin^2 \theta_W^{eff} = \kappa(0) \sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}}$ avec la projection de la mesure d'E-158 et la mesure au pôle. . . . .	30
2.1	Schéma de niveaux d'un cristal d'Arséniure de Gallium contraint. . . . .	36
2.2	Schéma de structure en couche d'une photocathode d'AsGa contraint. . . . .	37

2.3	Valeur de l'efficacité quantique d'une photocathode utilisée pour E-158 mesurée sur une période d'un mois environ. Les flèches marquent les sauts dans les valeurs de l'efficacité qui surviennent après traitement. Nous pouvons constater un gain dans la QE à chaque fois que l'on répète le traitement qui améliore la concentration d'impuretés à la surface du cristal. . . . .	39
2.4	Polarisation (points expérimentaux) et efficacité quantique (courbe) d'une photocathode mesurées avant le début du run III d'E-158. La flèche indique la longueur d'onde du laser qui maximise la figure de mérite. . . . .	40
2.5	Séquences de renversement de polarisation pseudo-aléatoire utilisées pour les expériences de violation de parité HAPPEX dans le HALL A de JLAB et E-158 au SLAC. . . . .	41
2.6	Corrélation entre les mesures de courant par les toroïdes 2a et 3a situés à l'entrée du Hall ESA au SLAC. La valeur nommée <i>agreement</i> est la valeur moyenne de la distribution dans l'encart et correspondant à l'accord entre les moniteurs sur la mesure du courant. Cette mesure est compatible avec zéro à 0.189 ppm près. La résolution de la mesure est de 26.6 ppm et correspond à la largeur de cette même distribution. . . . .	44
2.7	a) Schéma représentant le transport de l'onde plane du laser à travers le système optique de la source faisceau. La composante résiduelle induisant une polarisation légèrement elliptique est à l'origine de l'effet "PITA" [90]. b) Exemple de pente PITA mesurée pendant le run d'E-158. La correction de la valeur de tension à la cellule de Pockels permet d'obtenir une polarisation circulaire à 99,8 %. . . . .	45
2.8	Schéma simplifié d'une boucle de rétroaction pour la minimisation de l'asymétrie en courant. . . . .	48
2.9	Graphique montrant les enveloppes de convergence. L'enveloppe la plus large en trait plein décrit un comportement statistique de l'asymétrie. L'enveloppe intermédiaire est obtenue dans le cas d'une correction par boucle d'asservissement. En pointillée est représentée la résolution intrinsèque des moniteurs qui devient l'échelle des fluctuations de la valeur moyenne corrigée à partir d'un temps $t_i$ . L'échelle de chaque enveloppe est ici arbitraire. . . . .	50
2.10	Exemple de corrélation entre l'asymétrie de taux de comptage dans le détecteur d'E-158 et la différence en énergie mesurée. La figure a) montre une corrélation importante avec le paramètre énergie. La figure b) montre le résultat de la soustraction de cette corrélation par la régression linéaire. . . . .	51
2.11	Schéma du principe de la modulation de faisceau. . . . .	52
2.12	Schéma montrant l'orientation optimale du matériau optique par rapport au cône Čerenkov de l'électron incident. L'angle d'attaque doit être tel que l'angle d'ouverture du cône soit dans la direction de collection de la lumière. . . . .	54
3.1	Vue schématique des expériences HAPPEX à JLab. Un détail de l'optique des spectromètres du hall A est visible en bas à droite. . . . .	60
3.2	Vue schématique de la source d'électrons au Jefferson Laboratory. . . . .	61

3.3	Asymétrie de charge en fonction de l'angle de la lame demi onde rotative. Mesures faites au début de la prise de données HAPPEX pour trouver un angle de départ qui minimise l'asymétrie en courant. . . . .	65
3.4	a) Schéma du système IA. b) Intensité du laser à la sortie du système IA en fonction de la haute tension appliquée à la cellule de Pockels secondaire pour des valeurs différentes de l'orientation de la lame $\alpha$ . . . . .	66
3.5	Pente de calibration du système IA effectué en début de run d'HAPPEX. . . . .	67
3.6	Schéma de la boucle de rétroaction utilisée pour minimiser l'asymétrie en courant du hall A. . . . .	68
3.7	a) Valeur de l'asymétrie en courant corrigée par le système IA pendant la prise de donnée de l'expérience Spin Duality en janvier 2003. b) La même asymétrie, mais cette fois chaque point représente la moyenne depuis le début de la correction. . . . .	69
3.8	Figures de convergence montrant l'asymétrie intégrée (ppm) sur un run de l'expérience Spin Duality. a) Convergence parfaite dans l'enveloppe en $1/N$ . b) Butée du système de correction provoquée par une dérive $> 200$ ppm de l'asymétrie de charge. . . . .	70
3.9	Illustration de la chicane Compton [101] formée des quatre quadrupôles. Au centre est installée la cavité Fabry Péroù où les deux faisceaux se croisent. Entre les deux derniers quadrupôles est installé le détecteur photon. Le détecteur d'électrons est placé lui dans la remontée avant le quatrième aimant. . . . .	71
3.10	a) Cellule <i>racetrack</i> . Le sens de l'écoulement du fluide est indiqué par les flèches sur la figure. b) Photographie des différentes cibles disponibles pour les expériences HAPPEX. Les modèles de cible <i>racetrack</i> sont installés en haut du châssis. En dessous, sont installées les cibles <i>Beercan</i> de remplacement qui ont été utilisées pour la première expérience HAPPEX. . . . .	72
3.11	a) Disposition des moniteurs de luminosité autour de la ligne faisceau. Dans l'encart, en bas à droite une vue de l'intérieur du tube à vide montrant la partie active de ces moniteurs. b) Figure montrant la largeur statistique de chaque moniteurs de luminosité en fonction du courant du faisceau pour la cible d'hydrogène. Cette résolution très étroite, de l'ordre de 200 ppm à $40 \mu\text{A}$ permet de suivre précisément les fluctuations de la cible. La largeur anormalement élevée d'un des moniteurs indique probablement un bruit de fond électronique élevé. . . . .	73
3.12	Vue schématique de dessus d'un aimant SEPTUM avec une indication de la trajectoire centrale. . . . .	74
3.13	Vue schématique du principe de la détection des électrons diffusés au dessus du plan focal des spectromètres. Le plan focal est défini au niveau des chambres à dérives (VDC), indiquées sur la figure. . . . .	75
3.14	Simulation de la répartition des électrons issus de la diffusion élastique au plan focal des HRS pour chaque expérience. Nous pouvons remarquer la variation d'inclinaison du pic élastique en fonction de la nature de la cible. La dimension de la zone active des segments de détecteur est indiquée pour l'hydrogène. . . . .	76
3.15	Géométries des deux modèles de détecteur. . . . .	78
3.16	Dépendance de la résolution $\Delta E/E$ en fonction du nombre de plaques de silice. Pour chaque point, nous avons conservé l'épaisseur totale de l'absorbeur. . . . .	80

3.17	Vue en coupe du modèle final d'un segment de détecteur. . . . .	81
3.18	Vue schématique du banc cosmique réalisé pour les tests du détecteur d'électrons à Saclay. . . . .	82
3.19	a) Atténuation du signal lumineux en fonction de la distance à l'extrémité des plaques de quartz. b) Sensibilité à l'angle d'incidence des particules. . . . .	82
3.20	a) Dispositif expérimental de la mesure de résolution utilisant le dipôle du polarimètre du hall A. Le segment de détecteur est placé sur un rail afin d'intercepter les électrons Møller au centre du détecteur. b) Signal ADC correspondant à deux électrons de 2,35 GeV après coupures et calibration. . . . .	83
3.21	Courbes de gain en fonction de la haute tension appliquée aux embases. . . . .	85
3.22	Dispositif de test de la linéarité. a) Méthode des filtres en mode pulsé. b) Méthode des diodes en mode continu. . . . .	86
3.23	Résultats des mesures de la linéarité des PMT avec a) la mesure en mode pulsé. b) Les résultats des deux méthodes de mesure de la linéarité en mode continu. . . . .	88
3.24	Asymétries des paramètres faisceau pour la prise de donnée sur l'hydrogène. . . . .	89
3.25	Distributions superposées de diffusion quasi-élastique sur une cible vide et de diffusion élastique sur l'hélium. $^{27}Al$ correspondant à un run de cible "vide" avec des parois plus épaisses. Les deux spectres n'ont donc pas la même normalisation. Dans l'encart nous pouvons distinguer les premiers niveaux excités du carbone qui servent à calibrer l'échelle en impulsion. . . . .	92
3.26	Distribution des électrons diffusés sur la cible d'hélium au plan focal du HRS droit en fonction de leur impulsion. Nous pouvons distinguer le pic de diffusion élastique et la bosse quasi élastique. La projection de la zone active du détecteur au plan focal est mise en évidence par les lignes verticales . . . . .	93
3.27	Taux de comptage relatif dans le détecteur en fonction de la variation du champ du dipôle du spectromètre. . . . .	94
3.28	Mesure de polarisation en fonction du run. a) Pour la prise de données de l'hélium et b) pour la prise de donnée sur l'hydrogène. Les triangles correspondent à l'analyse avec le détecteur de photons, les ronds sont les mesures avec le détecteur d'électrons. Seules les erreurs statistiques sont indiquées. L'erreur systématique est propagée au niveau de la moyenne. . . . .	95
3.29	a) Cartographie du taux de comptage au plan focal pendant HAPPEX-He. Nous pouvons distinguer le pic élastique au fond et la bosse quasi-élastique. b) Distribution du quadri-moment transféré $Q^2$ reconstruit pour les deux HRS pour un run d'HAPPEX-H. . . . .	97
3.30	Distribution des paires d'asymétrie pour l'ensemble des données pour l'hydrogène. . . . .	99
3.31	Distribution de l'asymétrie expérimentale par <i>slug</i> corrigée des asymétries faisceau pour la cible d'hélium. Chaque valeur correspond à un état de la lame demi onde. . . . .	100
4.1	Vue d'ensemble du site de l'accélérateur SLAC. Les anneaux PEP ne sont pas représentés. Dans l'encart est illustrée la structure du faisceau d'électrons. . . . .	105



4.2	Vue schématique de la table optique de la source à SLAC [82]. Les éléments de la source et de l'optique laser sont séparés de la partie canon à électrons pour des raisons pratiques (maintenance et sécurité principalement). Elles sont reliées par un tube transportant le faisceau de l'une à l'autre salle. . . . .	107
4.3	a) Variations relatives de la section efficace et de l'asymétrie Møller en fonction de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. b) Figure de mérite.	109
4.4	Vue d'ensemble du dispositif expérimental d'E-158 dans le Hall ESA. . . . .	111
4.5	Vue schématique dans le plan horizontal des éléments du spectromètre provenant du code de simulation avec les trajectoires pour deux électrons issus de la diffusion Møller aux angles limites de 4 et 7 mrad (respectivement 14 et 24 GeV). . .	112
4.6	Vue frontale et arrière de QC1B. La première portion est construite en cuivre, l'autre est en tungstène. . . . .	113
4.7	Simulation GEANT3 du flux de particules fonction de la distance radiale $R_{det}$ et de l'impulsion des particules avant et après insertion du collimateur QC1B. . . .	114
4.8	Effet de séparation et de focalisation du flux Møller par les quadrupôles. A gauche, la répartition radiale des flux lorsque les quadrupôles sont éteints, à droite lorsqu'ils sont allumés. . . . .	115
4.9	Vue du collimateur insérable QC1A et des ouvertures rectangulaires pour la calibration et la mesure de polarimétrie. Nous pouvons distinguer la face arrière du collimateur QC1B. . . . .	115
4.10	a) Schéma de la cible d'Hydrogène. b) Vue de la cible avec une partie de la chambre de diffusion. . . . .	116
4.11	Vue en trois dimensions du châssis où sont regroupés les détecteurs d'E-158. . .	117
4.12	La couronne Møller schématisée à gauche avec en détail la géométrie particulière en hélice des plaques de cuivre qui composent chaque anneau. Au centre, nous pouvons distinguer l'anneau Møller au complet et l'anneau <i>ep</i> en cours d'assemblage et les extrémités des plans de fibres optique insérés entre chaque plaque de cuivre. Sur le disque supérieur, sont visibles les médaillons métalliques servant à la fixation des fibres et l'assemblage avec les guides de lumière. Sur la figure de droite est détaillée la segmentation radiale de l'anneau Møller en trois unités et la segmentation azimutale en secteurs visible pour l'anneau central seulement. . . . .	118
4.13	Vue schématique des détecteurs de luminosités situés sur la ligne faisceau avant le <i>beam dump</i> . A droite, la vue en coupe montre la segmentation octogonale de chaque anneau. . . . .	121
4.14	Schéma montrant la disposition des moniteurs de diagnostic faisceau le long du LINAC et de la A-Line. . . . .	122
4.15	Un BPM est constitué de trois cavités résonnantes. Nous pouvons voir, à gauche, le détail des trois cavités respectives X, Y et $\phi$ . A droite, est représenté la réponse du BPM caractéristique après mise en forme du signal. . . . .	123
4.16	Mesure de la position du faisceau pour un pulse avec les plans de chambres à dérive. . . . .	124

4.17	Vue d'ensemble du système d'acquisition de données. Le signal d'hélicité est généré par le contrôleur PMON à la source et envoyé vers les différents châssis via le réseau SLCnet. Les deux "master Crates" qui regroupent les signaux respectifs de l'ASSET et de l'ESA, envoient les données vers le silo où elles sont enregistrées sur bandes magnétiques. . . . .	126
4.18	Schéma et expression de la pondération en dipôle. Exemple de l'anneau IN, les segments de poids fort sont de couleur foncée. La phase $\psi$ qui corrige l'orientation des dipôles est précisée pour chaque anneau. . . . .	131
4.19	Détail de la structure des matrices de corrélations avant et après régression. Les paramètres stockés sont plus nombreux que ceux réellement utilisés par la régression dans le but de vérifier que leur contribution est négligeable. . . . .	134
4.20	Distribution des asymétries régressées de chaque anneau IN, MID et OUT de la couronne Møller en fonction du numéro de <i>slug</i> . . . . .	136
4.21	Répartition des asymétries régressées avec les six paramètres faisceau, en fonction des super échantillons pour les trois anneaux de la couronne Møller. . . . .	137
4.22	a) Distribution des asymétries de l'anneau OUT après régression avec les six paramètres faisceau et après correction du signe. b) une photographie des signaux superposées de deux PMT de l'anneau MID et de l'anneau OUT pendant une impulsion faisceau et un réglage nominal des quadrupôle. Les pentes de chaque enveloppe indiquent des sensibilités différentes aux variations sub-impulsions du faisceau. . . . .	139
4.23	Exemple de découpage du signal réel pour le BPM12X. . . . .	140
4.24	Résultat de la régression sur la différence $\Delta_{<BPM>}$ des cinq moniteurs avec les tranches faisceau. En pointillé, les valeurs avant régression. En trait plein, le résidu après une régression avec la somme des tranches faisceau et chaque point donne la valeur de la régression avec une tranche particulière. . . . .	143
4.25	Distribution des asymétries régressées de chaque anneau IN, MID et OUT de la couronne Møller en fonction du numéro de <i>slug</i> après une régression à 29 paramètres. . . . .	144
4.26	Répartition des asymétries régressées, cette fois, avec les six paramètres et l'ensemble des tranches faisceau, en fonction des super-échantillons pour les trois anneaux de la couronne . . . . .	146
4.27	a) Variabilités par run pour une période limitée de la prise de données. b) Figure de <i>Scree</i> typique pour un run pris à 45 GeV qui représente les 29 variabilités dans l'ordre décroissant. . . . .	148
4.28	Composantes normalisées des vecteurs propres associées aux trois premières variabilités du graphe de <i>Scree</i> . . . . .	149
4.29	En haut est représentée la distribution moyenne des asymétries en énergie par <i>slug</i> pour toute la période du Run III. Elles sont corrigées du signe des inverseurs. La figure du bas représente l'écart entre les <i>timeslot</i> 1 et 2 du quadruplet, par <i>slug</i> . . . . .	151
4.30	Écart entre les asymétries à 45 et 48 GeV pour les régressions à 6 et 29 paramètres.153	

4.31	Ecart entre les asymétries HWP IN et OUT pour les régressions à 6 et 29 paramètres. . . . .	154
4.32	Flux de particules mesuré par les scanners et simulé avec GEANT 3.21. Lorsque le collimateur QC1A est inséré, les flux Møller et $ep$ sont clairement séparés, il est alors possible de calibrer correctement le flux $ep$ dans la simulation. Sur la figure de droite, une autre mesure permet de vérifier le bon comportement de la simulation une fois calibrée. Nous pouvons remarquer l'accord parfait sur toute l'acceptance. . . . .	157
4.33	Asymétrie transverse par segment de l'anneau MID pour une énergie de faisceau de 43 GeV a), et de 46 GeV b) et une cible d'hydrogène. Nous pouvons voir avec une très bonne résolution, la dépendance en $\sin\phi$ de l'asymétrie et le renversement de signe attendu avec le changement d'énergie. . . . .	160
4.34	Distribution normale des asymétries par paires et par <i>chunk</i> . . . . .	163
4.35	Asymétries dévoilées pour l'ensemble des anneaux et le total pour chaque état d'énergie et l'asymétrie moyenne pour l'ensemble de données. . . . .	164
4.36	Asymétrie de violation de parité en diffusion Møller présentée par <i>slug</i> . Le signe des inverseurs n'est pas corrigé. . . . .	165
4.37	Valeur expérimentale de l'angle $\sin^2\theta_W$ à $Q^2 = 0,026(GeV/c)^2$ extraite de l'asymétrie de violation de parité en diffusion Møller pour l'ensemble des données d'E-158 comparée à la valeur théorique avec son incertitude calculée à partir de [76]. . . . .	166
5.1	Illustration du système de détection de l'expérience SAMPLE. Les photomultiplicateurs sont dissimulés à l'intérieur des blindages en plomb cylindrique visibles sur la figure. . . . .	168
5.2	Résultats des deux mesures à $Q^2 = 0,091(GeV/c)^2$ dans le plan $G_M^s$ - $G_A^e$ avec l'ellipse du niveau de confiance à $1\sigma$ . La prédiction théorique de $G_A^e$ est indiquée par la bande verticale. Elle est en accord avec l'ellipse expérimentale et utilisée pour obtenir une contrainte plus fine sur $G_M^s$ (petite ellipse). . . . .	169
5.3	Résultat de la mesure d'HAPPEX-I dans le plan $G_E^s$ - $G_M^s$ . . . . .	170
5.4	a) Calorimètre de l'expérience PVA4 à MAMI. Le moniteur de luminosité est visible à droite. b) Spectre en énergie du signal d'un photomultiplicateur avec le pic élastique à droite et les coupures des différentes analyses. . . . .	171
5.5	Schéma du dispositif expérimental de G0 avec le spectromètre et les octants composés de lattes de scintillateurs pour la détection. . . . .	172
5.6	Projection des incertitudes des mesures de l'expérience $G^0$ sur les trois facteurs de forme $G_E^s$ , $G_M^s$ et $G_A^e$ . . . . .	173
5.7	Déviations $(A^{VP} - A^{VP}(G^s = 0))/A^{VP}(G^s = 0)$ pour l'ensemble des mesures actuelles. . . . .	174
5.8	Résultats préliminaires des expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He dans le plan $G_E^s$ et $G_M^s$ avec les autres mesures. Les contours à $1\sigma$ et $2\sigma$ sont dessinés et centrés sur la moyenne pondérée des mesures. . . . .	175

5.9	Résumé des prédictions théoriques pour le moment magnétique étrange $\mu_s$ et la densité de charge étrange $\rho_s$ tiré de [143]. Les carrés représentent les modèles de type <i>VDM pole</i> , les ronds les modèles de type <i>kaon loop</i> , les triangles les modèles de type <i>Skyrme</i> , les étoiles sont les prédictions de QCD sur réseau et les losanges les autres types de prédictions. . . . .	176
5.10	Plan $G_E^s-G_M^s$ avec l'ellipse des mesures actuelles à $1\sigma$ et les barres d'erreurs projetées des résultats finaux des mesures d'HAPPEX-H et HAPPEX-He. . . . .	176
5.11	Mesures précises de $\sin^2 \theta_W$ . " $Q_W(Cs)$ ": violation de parité dans le césium [149], "E-158": résultat préliminaire pour l'ensemble de la statistique, "NuTeV": expérience NuTeV de diffusion de neutrino et anti-neutrino sur les noyaux [159], "SLD+LEP": moyenne mondiale de $\sin^2 \theta_W$ au pôle du $Z^0$ . La courbe en trait continu est l'évolution prédite par le modèle standard (cf. texte), la zone grisée l'erreur théorique associée. . . . .	179
5.12	Données de la figure 5.11 évoluées au pôle du $Z^0$ suivant les prédictions théoriques du modèle standard. . . . .	180
5.13	Dispositif expérimental de la mesure de Boulder. Sont représentées les trois principales zones traversées par le jet de césium du fond vers l'avant du dessin: la préparation des atomes dans un sous niveau Zeeman spécifique de l'état $6S$ , l'application du champ $E_0$ pour l'effet Stark et le pompage optique dans l'état $7S$ , enfin la mesure du nombre de transitions induites. . . . .	181
5.14	Dispositif expérimental de l'expérience NuTeV à FERMILab. Illustration d'un événement de courant chargé avec une gerbe hadronique localisée et une trace de muon dans la seconde moitié du détecteur. . . . .	183
5.15	a) Illustration de la complémentarité des expériences E-158 et QWeak aux différents scénarii de nouvelle physique. b) Schéma du dispositif de l'expérience Qweak. . . . .	186

# Introduction

Les forces qui régissent tous les phénomènes naturels se réduisent aux quatre interactions fondamentales que sont la gravitation, l'électromagnétisme, l'interaction faible et l'interaction forte. Les deux premières sont de portée infinie et la décroissance de leur intensité comme l'inverse de la distance au carré est simplement un effet d'angle solide. En contraste frappant, les forces forte et faible n'agissent pas au-delà des noyaux atomiques. L'interaction forte est responsable de la cohésion de la matière nucléaire avec une échelle caractéristique de distance de l'ordre du femtomètre (taille du nucléon, durée de vie de la résonance  $\Delta$ ). L'interaction faible n'est à l'origine d'aucun état lié mais opère sur tous les leptons et quarks et notamment via les processus de désintégration vers les leptons et hadrons stables ( $e$ ,  $\nu$  et  $p$ ) telle que la désintégration  $\beta$ .

La première observation de la désintégration  $\beta$  coïncide de fait avec la découverte de la radioactivité en 1896 par Becquerel qui montre que des cristaux d'uranium émettent un rayonnement capable d'impressionner une plaque photographique. La découverte du neutron par Chadwick en 1932 [1], et l'hypothèse du neutrino postulée par Pauli un an plus tôt pour expliquer le spectre en énergie continu des produits de réaction, donneront les bases expérimentales pour la construction d'une première théorie de l'interaction faible par Fermi en 1934 [2]. Cette théorie, inspirée de l'électrodynamique quantique, décrit les processus faibles par une interaction de contact dont l'intensité est paramétrisée par la constante de Fermi  $G_F$ . L'hypothèse de Pauli est vérifiée au milieu des années cinquante par la première observation du neutrino électron ou plutôt de son antiparticule  $\bar{\nu}_e$  avec l'expérience de Reines [3] (prix Nobel 1995) auprès d'un réacteur nucléaire et la détection de la "désintégration  $\beta$  inverse"  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ .

En 1957 l'interaction faible sort définitivement des rails de la théorie de Fermi avec la mise en évidence par M<sup>me</sup> Wu [4] de la violation de la symétrie parité dans la désintégration  $\beta$  d'atomes de Cobalt polarisés. Cette observation va à l'encontre de l'intuition physique de la symétrie parité, partie intégrante de la description de toutes les autres interactions. Elle fait suite à l'article de Lee et Yang [5] qui proposent la violation de parité comme seule explication à la décroissance observée en deux modes de parité opposée de deux particules semblables en tout point par ailleurs. C'est le "puzzle" des particules  $\theta\tau$ , identifiées au kaon à présent. La théorie est reformulée par Feynman et Gell-Mann [6] sous la forme d'un couplage V-A qui viole la parité.

Plusieurs allers-retours entre théorie et expérience vont contribuer à l'élaboration du modèle standard actuel basé sur l'unification des interactions faibles et électromagnétiques par Glashow, Weinberg et Salam [7, 8, 9]. La prédiction des courants neutres faibles, conséquence de la symétrie SU(2) de l'isospin faible, est confirmée en 1975 au CERN avec l'observation de la

première diffusion neutrino-noyau sans conversion du neutrino en lepton chargé. Enfin t'Hooft et Veltman démontrent en 1971 [10] la renormalisabilité de la théorie de jauge électrofaible. Les processus de courants chargés et neutres peuvent donc être décrits dans le cadre d'une théorie des champs et sont modélisés par l'échange des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ .

En 1978, l'expérience E-122 au SLAC [11] mesure la violation de parité pour la première fois dans un processus de diffusion d'électrons, jusqu'alors considéré comme purement électromagnétique : la diffusion profondément inélastique d'électrons polarisés sur une cible de deutérium. Cette expérience répondit aux suggestions faites en 1957 par Zel'dovitch [12] d'utiliser un faisceau d'électrons polarisés pour mesurer une asymétrie de violation de parité. La valeur extraite de l'angle de mélange électrofaible  $\sin^2 \theta_W = 0,20 \pm 0,03$  démontra la validité du modèle de GSW comme modèle standard des interactions électrofaibles au détriment de modèles hybrides, non exclus par l'expérience à l'époque. Cette mesure qui a utilisé la première source polarisée à renversement rapide d'hélicité a ouvert la voie à toutes les techniques modernes de polarisation de faisceau et aux méthodes de contrôle des systématiques des faisceau d'électrons. Dans les années 80, le modèle standard a reçu de nombreuses confirmations avec notamment les mises en évidence directe des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  au CERN avec les détecteurs UA1 et UA2 (prix Nobel 1984) et au TeVatron avec CDF. L'étape des mesures précises des paramètres de la théorie a commencé dans les années 90 avec le LEP-II au CERN et le détecteur SLD au SLAC. La moyenne mondiale des mesures de  $\sin^2 \theta_W$  au pôle du  $Z^0$  est à présent  $\sin^2 \theta_W(M_Z)_{MS} = 0.23120 \pm 0.00015$  [22]. A ce degré de précision la comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie exige la prise en compte des ordres supérieurs dans la série de perturbation en puissance des couplages électrofaibles. Dans le calcul des diagrammes à une ou plusieurs boucles intervient une sommation sur tous les états intermédiaires possibles permettant de mesurer ou de contraindre des quantités physiques non accessibles directement. La masse du quark top a par exemple été prédite avant sa mise en évidence directe en 1995 par les expériences CDF et D0 [13, 14, 15]. De la même manière, les mesures du LEP donnent une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs  $M_H \geq 114 \text{ GeV}$ , dernière brique du modèle qui doit expliquer la brisure de symétrie du secteur électrofaible et l'origine des masses. Cette limite devrait évoluer avec les mesures au TeVatron par les collaborations CDF et D0 et les mesures directes suivront avec le démarrage du LHC au CERN.

Un autre aspect important des corrections d'ordres supérieurs est la mise en évidence d'une nouvelle physique, intervenant dans les boucles des diagrammes de Feynman mais non incluse dans les calculs, et qui se manifeste donc par une déviation de la mesure par rapport à la théorie. Cette technique est exploitée pour des tests du modèle standard à basse énergie ( $Q^2 \ll M_{Z^0}$ ) par l'expérience E-158, décrite dans cette thèse. Cette mesure repose sur un processus bien maîtrisé théoriquement: la diffusion Møller. De manière analogue à E-122 vingt-cinq ans plus tôt, le signal faible neutre est isolé par la mesure d'une asymétrie de taux de comptage entre deux processus images l'un de l'autre par parité. La quantité testée est à nouveau  $\sin^2 \theta_W$  mais avec une précision permettant de poser des contraintes à l'échelle du TeV sur les scénarii de nouvelle physique dans le secteur électrofaible. Cette approche atteint donc de manière indirecte des échelles d'énergie équivalentes à celles des grands collisionneurs avec une sensibilité complémentaire.

Dans le secteur de l'interaction forte, la chromodynamique quantique décrit l'interaction entre les quarks par échange de gluons. La spectroscopie des hadrons et le principe d'exclusion de Pauli imposent l'existence d'un nombre quantique "caché" dit de couleur porté par les quarks et les gluons. L'adjectif "caché" réfère au fait que les hadrons observés sont neutres de couleur. Le groupe de symétrie SU(3) des transformations dans l'espace des couleurs, introduit par Gell-Mann, fait apparaître trois valeurs de couleur possibles et huit gluons, associés aux huit générateurs du groupe, portant chacun une couleur et une anti-couleur. Les premières expériences de diffusion profondément inélastique sur le nucléon à SLAC (Taylor, Kendall, Friedmann, prix Nobel 1990) mettent en évidence la propriété de liberté asymptotique de QCD : aux courtes échelles de distance ( $\ll 1$  fm), les quarks de valence du nucléon apparaissent comme quasi-libres et leurs interactions se prêtent à un traitement perturbatif en puissance de la constante de couplage  $\alpha_s$ . À l'échelle de la taille du nucléon,  $\alpha_s$  devient plus grande que 1. Les échanges de gluons et les fluctuations quantiques de paires  $q\bar{q}$  deviennent prépondérantes dans les propriétés du nucléon et un traitement perturbatif n'est plus permis. Cette difficulté explique que la plupart des approches théoriques de la structure interne font appel à des degrés de liberté effectifs de QCD (baryons, mésons) plutôt qu'aux degrés fondamentaux des quarks et des gluons. Une approche analogue est celle du modèle des quarks constituants dans lequel les hadrons sont décrits par des quarks de valences qui intègrent les effets d'échange de gluons et de quarks de la mer dans une masse effective. Ce genre de modèle décrit très bien la spectroscopie et les propriétés statiques du nucléon mais ne peut, par construction, nous renseigner sur la dynamique des interactions fortes qui habillent les quarks de valence.

En intégrant toutes les mesures des paramètres de l'interaction faible, nous possédons à travers le courant neutre, une nouvelle sonde de la structure du nucléon. Le couplage du  $Z^0$  aux constituants internes, combiné aux informations de la diffusion électromagnétique permet d'atteindre l'élément de matrice vectoriel  $\langle N | \bar{s} \gamma_\mu s | N \rangle$ . Cette quantité n'a pas de composante de valence et donne donc une image directe de la dynamique des quarks de la mer. Elle s'exprime comme la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon. Un programme expérimental est en cours pour extraire cette observable dans un large domaine cinématique. Il est motivé à l'origine par les mesures de diffusions profondément inélastiques avec des faisceaux polarisés de leptons qui indiquent une contribution possible des quarks étranges au spin du nucléon. L'interprétation de ces résultats est encore sujet à caution et d'autres mesures sont en cours (HERMES [16], COMPASS [17], RHICspin [18]) pour mesurer la contribution des gluons  $\Delta G$  jusqu'à présent négligée. Dans le secteur de la masse, la contribution des quarks étranges peut être extraite de la quantité  $\Sigma_N$  en diffusion pion-nucléon et donnerait une contribution de 15 % [19]. Comme pour le spin des difficultés persistent dans l'interprétation en terme de contribution des quarks étranges.

Les mêmes techniques expérimentales de mesure d'asymétrie de violation de parité sont donc appliquées au cadre de la structure interne du nucléon en utilisant la diffusion élastique d'électrons polarisés sur une cible hadronique. Les expériences HAPPEX présentées dans cette thèse se proposent ainsi d'extraire la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique à  $Q^2 = 0, 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

Ma thèse porte ainsi sur les techniques expérimentales et l'analyse des expériences HAPPEX et E-158. Le premier chapitre présente les motivations physiques. Nous montrons comment

l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électrons permet d'extraire le courant faible neutre à basse énergie. Nous détaillons le formalisme des facteurs de forme faibles, leur décomposition en facteur de forme de quarks et présentons la stratégie de la mesure HAPPEX. La suite du chapitre introduit la notion de test du modèle standard à basse énergie via la mesure de violation de parité en diffusion Møller, réalisée par E-158. Le deuxième chapitre est consacré aux méthodes expérimentales communes de HAPPEX et E-158. Une attention particulière est portée sur la génération d'un faisceau polarisé intense et sur le contrôle des fluctuations et des asymétries de ses paramètres. Le chapitre trois décrit le travail que j'ai effectué sur les détecteurs d'électrons d'HAPPEX et sur la boucle de rétroaction pour la minimisation de l'asymétrie en courant. L'analyse préliminaire des données de juin juillet 2004 est présentée. Le chapitre quatre est dédié à l'analyse du run III de E-158 avec le détail de l'étude que j'ai menée sur les systématiques faisceau se manifestant à l'échelle subimpulsion. Enfin le chapitre cinq replace chaque résultat dans le contexte des programmes expérimentaux de mesure des facteurs de forme étranges et de mesure de  $\sin^2 \theta_W$  loin du pôle du  $Z^0$ . Nous discutons l'apport des nouvelles informations physiques obtenues et les perspectives de chaque thématique.



# Chapitre 1

## L'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique

### 1.1 Symétrie et loi de conservation

L'importance que l'on attache aux symétries en physique s'est radicalement modifiée au début du vingtième siècle [20]. La symétrie est devenue un principe de base dans la construction d'une théorie et en particulier pour les théories de champs de jauge qui décrivent les particules élémentaires et leurs interactions. En s'appuyant sur des principes de symétries fondamentales, il a été possible de déduire de manière puissante et esthétique les mécanismes régissant ces interactions.

Nous distinguons deux grandes classes de symétries :

- Les symétries continues, telles que les translations et rotations de l'espace-temps. Chacun des ensembles de ces transformations possède une structure de groupe. Une propriété cruciale est que chaque élément de ce groupe peut s'exprimer comme la composition d'une succession de transformations infinitésimales, faisant apparaître la notion de *générateurs* du groupe. Par exemple l'opérateur impulsion est le générateur des translations, l'opérateur moment angulaire celui des rotations. Il existe une relation directe entre symétrie et loi de conservation d'une quantité physique. Ce principe d'équivalence implique qu'il n'existe pas de point de vue absolu pour observer une quantité physique qui se conserve. Par exemple, selon l'invariance par translation, il n'est pas possible de trouver un point de l'espace où les propriétés physiques d'un système ont changé. Cette non-observabilité découle directement de la symétrie de l'espace et a pour conséquence une loi de conservation, dans ce cas la conservation de l'impulsion. Lorsque la symétrie est brisée, la loi de conservation n'est plus vérifiée. Il est alors possible de trouver un point de vue particulier pour caractériser la quantité physique observée. Nous pouvons alors en donner une définition absolue.
- Les symétries discrètes  $\mathcal{P}$ ,  $\mathcal{C}$ ,  $\mathcal{T}$ .  
Sous transformation parité  $\mathcal{P}$ , un point de l'espace de coordonnées  $(x, y, z)$  a pour image le point de coordonnées  $(-x, -y, -z)$ . L'invariance par rotation réduit cette transformation

Scalaire (m,E)	$\mathcal{P}(k)$	$\longrightarrow$	$k$
Vecteur (impulsion)	$\mathcal{P}(\vec{u})$	$\longrightarrow$	$-\vec{u}$
Pseudoscalaire (hélicité)	$\mathcal{P}(\vec{u} \wedge \vec{v} \cdot \vec{w})$	$\longrightarrow$	$-\vec{u} \wedge \vec{v} \cdot \vec{w}$
Pseudovecteur (spin)	$\mathcal{P}(\vec{u} \wedge \vec{v})$	$\longrightarrow$	$\vec{u} \wedge \vec{v}$

Tableau 1.1: Grandeurs physiques et leur transformée par opération parité.

à une symétrie par rapport à un plan. On parle alors de symétrie miroir. Par extension on définit la parité *intrinsèque* de la fonction d'onde d'une particule sous la forme d'un nombre quantique<sup>1</sup>.

La conjugaison de charge  $\mathcal{C}$  ou symétrie particule-antiparticule est l'opération de changement de signe de toutes les "charges" associées à la particule. Une particule est invariante sous  $\mathcal{C}$  si elle ne possède aucune charge. Cette particule est alors sa propre antiparticule. Le renversement du temps  $\mathcal{T}$  consiste à changer  $t$  en  $-t$  dans la description d'un processus physique.

Ces trois symétries prises individuellement sont respectées par toutes les forces fondamentales, excepté l'interaction faible. Cette propriété unique de l'interaction faible est à l'origine des expériences de violation de parité décrites dans cette thèse. Cependant, le théorème  $\mathcal{CPT}$  postule que la combinaison des trois transformations est une symétrie exacte. Ce théorème est d'une grande importance car cette invariance découle de la construction d'une théorie de jauge locale [21]. Il a pour conséquence l'égalité des masses et des temps de vie entre particule et anti-particule. Aucun résultat expérimental n'a observé, à ce jour, de violation de  $\mathcal{CPT}$ . Elle est donc considérée comme une symétrie fondamentale exacte [22].

### 1.1.1 La violation de symétrie parité

La symétrie miroir est conservée par l'interaction électromagnétique, l'interaction forte et la gravitation. Il a été proposé à partir de 1956 par Lee et Yang à la suite du "*puzzle*  $\theta\tau$ ", que cette symétrie était violée par l'interaction faible [5]. Ce sont les expériences de C. S. Wu [4] sur le  $^{60}\text{Co}$  et ensuite celles sur la désintégration du muon et du pion [25] qui ont confirmé cette particularité.

Le tableau 1.1 résume les transformations de quelques quantités physiques sous l'action de l'opérateur parité. La mise en évidence d'une violation de parité consiste généralement à construire une quantité pseudo-scalaire à partir des grandeurs de l'expérience et à en mesurer une valeur non nulle. Les nombreux résultats expérimentaux montrent que la violation de parité est maximale pour les courants chargés. Il faut alors différencier les particules "droites" et "gauches" en les représentant par des bispineurs ayant une chiralité gauche et droite. Feynmann et Gell-Mann [6] ont reformulé la théorie de Fermi des interactions faibles pour tenir compte de cette différenciation en introduisant un couplage de type V-A et en définissant les projecteurs  $P_{D,G}$  sur les états de chiralité droite et gauche. Une violation maximale de la parité se traduit par

<sup>1</sup>Cette parité est arbitrairement fixée pour l'électron, le proton et le neutron [24]. Les parités des autres particules sont déduites de cette convention par les processus d'interaction ou de décroissance.

un couplage faisant seulement intervenir la composante de chiralité gauche du bispineur<sup>2</sup>. Soit le bispineur associé à un fermion à deux composantes chirales  $\psi = \psi_D + \psi_G$ . Nous obtenons les relations suivantes :

$$\psi_D = P_D \psi = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, \quad \psi_G = P_G \psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi$$

Les états de chiralité ne sont pas des constantes du mouvement,  $\gamma_5$  ne commute pas avec l'hamiltonien d'un fermion massif. Dans la limite ultra-relativiste, on peut cependant montrer que l'opérateur chiralité  $\gamma_5$  est égal à l'opérateur hélicité  $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$  (projection du spin  $\vec{\sigma}$  sur le vecteur unitaire porté par l'impulsion  $\vec{p}$ ). Dans cette limite l'hélicité est un bon nombre quantique car il n'existe pas de boost qui puisse "retourner" l'hélicité. Cette quantité est donc confondue avec la chiralité. Ceci est amplement justifié pour des faisceaux accélérés d'électrons de quelques GeV.

### 1.1.2 Le modèle GSW électrofaible

Le modèle standard décrit les interactions électromagnétique, faible et forte des particules élémentaires. Il est basé sur le principe de jauge qui stipule que toutes les forces de la nature sont décrites par l'échange d'un champ de jauge correspondant à la symétrie de groupe sous-jacente. Le groupe de symétrie du modèle standard actuel est  $SU(3)_{couleur} \times SU(2)_{gauche} \times U(1)_{hypercharge}$ . Le sous-groupe  $SU(3)_{couleur}$  décrit l'interaction forte, nous le laissons de côté car il ne nous intéresse pas directement dans la suite. Nous allons considérer seulement  $SU(2)_{gauche} \times U(1)_{hypercharge}$  appelé aussi modèle standard minimal. Il unifie les interactions électromagnétique et faible à partir de deux groupes distincts,  $SU(2)_{gauche}$  non abélien et  $U(1)_{hypercharge}$  abélien dans une théorie renormalisable. Il est l'aboutissement en 1974 des travaux de Weinberg, Salam et Glashow [7, 8, 9] et de t'Hooft et Veltmann pour la renormalisation [10]. Les bosons de jauge du groupe sont  $W_{0,1,2}$  pour  $SU(2)_{gauche}$  et  $B_\mu$  pour  $U(1)_{hypercharge}$ . Ils apparaissent sans masse dans la théorie. Physiquement, les bosons vecteurs de l'interaction sont des combinaisons linéaires de ces derniers. Nous avons d'une part les bosons chargés :

$$W^\pm = \frac{W_1 \pm iW_2}{\sqrt{2}}$$

et les bosons neutres :

$$\begin{aligned} Z &= W_0 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W \\ \gamma &= W_0 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W \end{aligned}$$

Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie dans le groupe  $SU(2)_{gauche}$  donne une masse aux  $W^\pm$  et au  $Z$ . Il apparaît un angle  $\theta_W$  ( $W$  pour *weak*) appelé angle de mélange électrofaible qui représente le degré de mélange entre les secteurs faible  $SU(2)_{gauche}$  et électromagnétique

<sup>2</sup>Ceci est déduit notamment à partir de l'expérience de Goldhaber sur l'hélicité du neutrino [26].

$U(1)_{hypercharge}$ . L'angle de mélange relie les constantes de couplage respectives  $g'$  et  $g$  (faible et électromagnétique) selon la définition suivante :

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (1.1)$$

Expérimentalement, les quantités pertinentes sont plutôt la charge de l'électron  $e$  et  $\sin^2 \theta_W$  :

$$e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

$$\sin^2 \theta_W = \frac{g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

L'angle  $\sin^2 \theta_W$  a été mesuré pour la première fois à SLAC par l'expérience E-122 en 1978 [11]. De nombreuses mesures ont suivi au SLAC et au CERN. Cet angle de mélange est maintenant connu au pôle du Z avec une grande précision [22] :

$$\sin^2 \theta_W(m_Z) = 0.23120 \pm 0.00015 \quad (1.2)$$

Le modèle standard est le résultat de nombreux efforts tant sur le plan théorique qu'expérimental. Jusqu'à présent, aucune déviation significative au modèle n'a été observée (Fig. 1.1). Cependant ce modèle n'est pas entièrement satisfaisant sur le plan théorique et plus particulièrement, il reste à découvrir le boson de Higgs, la dernière particule du modèle, qui doit permettre de conforter le mécanisme du même nom comme responsable de la brisure de symétrie électrofaible. Plusieurs problèmes comme le grand nombre de paramètres libres et le mécanisme à l'origine de la violation de CP tendent à montrer qu'il faudra englober ce modèle dans une théorie plus complète.

## 1.2 La sonde faible

Le cadre solide du modèle standard nous permet d'utiliser l'interaction faible comme une nouvelle sonde à basse énergie en diffusion élastique d'électrons. La section efficace est proportionnelle au carré de la somme cohérente des amplitudes électromagnétiques et faible neutre dont les diagrammes sont représentés sur la figure 1.2 :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z^0}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*) + |\mathcal{M}_{Z^0}|^2 \quad (1.3)$$

Dans le domaine des quadrimoments  $Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2(\frac{\theta}{2}) \ll M_Z^2$  les processus électromagnétiques dominant largement la diffusion élastique. Pour isoler la contribution du courant faible neutre nous mettons à profit sa caractéristique unique de violer la parité. Nous cherchons donc à construire une observable qui mesure la différence de deux processus images par parité. D'après le tableau 1.1, la transformation parité change le signe de tous les vecteurs position et vitesse, et laisse invariant le pseudo-vecteur du spin. Pour une cinématique à deux corps,

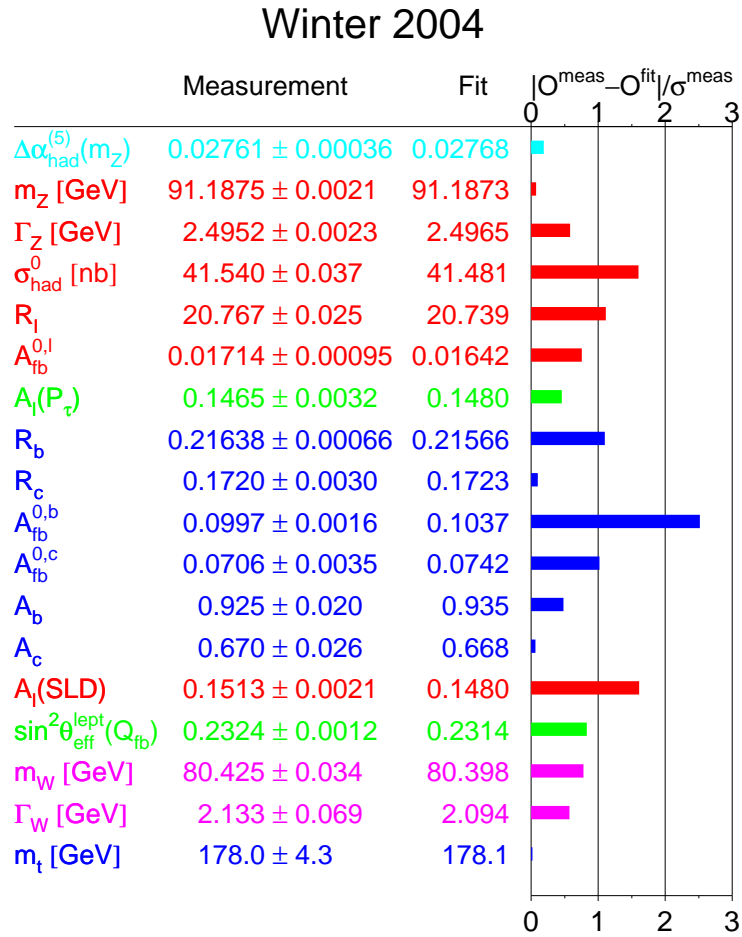


Figure 1.1: Paramétrisation globale des observables liées aux paramètres du modèle standard. Ces mesures regroupent les résultats du LEP(CERN), SLD(SLAC) et du TeVatron(FermiLab) [23].

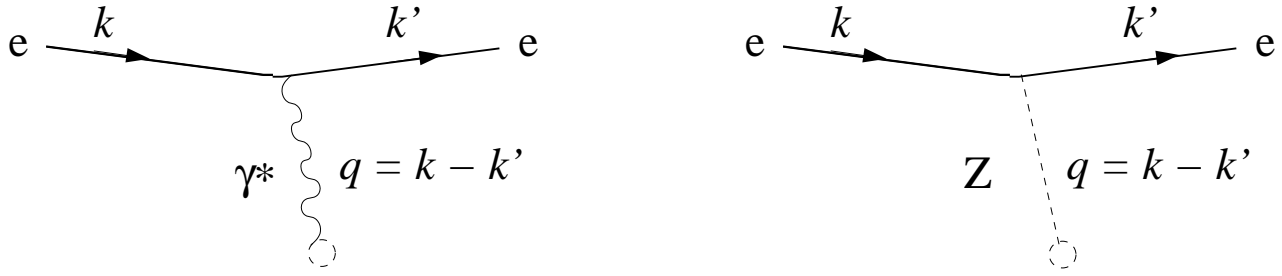


Figure 1.2: Diagramme du courant électromagnétique en diffusion élastique à l'ordre de l'arbre et diagramme équivalent en courant faible neutre. Les ronds en pointillés représentent la cible qui peut être ponctuelle ou présenter une structure interne.

planaire, une transformation équivalente consiste à conserver tous les vecteurs du processus, identiques, mais retourner les spins. Le vecteur de spin est introduit ici dans la diffusion élastique en polarisant le faisceau d'électron incident.

Nous construisons alors l'observable d'asymétrie de taux de comptage entre les états d'hélicité gauche (exposant "+") et droite (exposant "-") du faisceau :

$$A_{VP} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-} \quad (1.4)$$

Le numérateur mesure la différence entre deux processus images par parité. Dans cette différence la contribution électromagnétique s'annule. Nous obtenons à partir de l'expression (1.3) :

$$A_{VP} \approx \frac{\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z^0}^*)}{\mathcal{M}_\gamma^2} \quad (1.5)$$

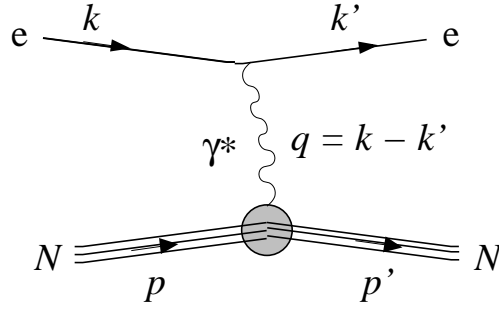
L'asymétrie est proportionnelle à l'amplitude de courant faible neutre.

Dans le cas d'une cible hadronique nous disposons à travers cette observable d'une nouvelle sonde de la matière. Cette thématique est celle des expériences HAPPEX dont nous décrivons les motivations dans la section suivante et l'analyse dans le chapitre 3.

Une autre approche consiste à utiliser une cible ponctuelle leptonique et faire une mesure très précise pour tester la structure du secteur électrofaible paramétré par  $\theta_W$ . C'est la philosophie de l'expérience E-158, présentée en section 1.5 et dont l'analyse est détaillée au chapitre 4.

### 1.3 Les facteurs de forme du nucléon

Depuis le milieu des années 50 [27], l'apparition d'accélérateur d'électrons de quelques centaines de MeV a permis de sonder la structure interne du nucléon. La répartition de charge et de courant dans le nucléon est obtenue à partir de fonctions de paramétrisation appelées facteurs de forme. Nous allons présenter ici, les différents facteurs de forme en commençant par les mieux

Figure 1.3: Diagramme de diffusion élastique  $eN$  à l'ordre de l'arbre.

connus expérimentalement: les facteurs de forme électromagnétiques. Nous présenterons ensuite leurs équivalents pour l'échange d'un  $Z^0$ , les facteurs de forme faibles neutres, accessibles par les mesures de violation de parité. Nous montrerons dans la section 1.4.1 comment elles donnent accès au contenu en quarks étranges du nucléon.

### 1.3.1 Les facteurs de forme électromagnétiques

La technique classique pour accéder aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon est la diffusion d'électrons sur une cible fixe. Considérons une diffusion élastique d'un électron de masse  $m_e$  et de quadri-impulsion  $k$  sur un nucléon de masse  $M$  et de quadri-impulsion  $p$ , représentée par le diagramme de Feynman, figure (1.3). À l'ordre le plus bas ou ordre en arbre, la diffusion est décrite par l'échange d'un seul photon virtuel d'impulsion  $q = k - k'$ . Les courants électromagnétiques respectifs de l'électron et du nucléon s'écrivent sous la forme :

$$\begin{aligned} \langle e(k') | \mathcal{J}_\mu^{e(\gamma)} | e(k) \rangle &= (-ie) \bar{u}_e \gamma_\mu u_e \\ \langle N(p') | \mathcal{J}_\mu^{N(\gamma)} | N(p) \rangle &= (ie) \bar{U} [\gamma_\mu F_1^{\gamma(N)}(Q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{\gamma(N)}(Q^2)] U \end{aligned} \quad (1.6)$$

Avec  $N = p, n$ . Les fonctions  $F_1^{N(\gamma)}$  et  $F_2^{N(\gamma)}$  sont des fonctions réelles qui dépendent uniquement du moment transféré  $Q^2 = -q^2$ , appelées respectivement *facteur de forme* de Pauli et de Dirac. Elles paramétrisent la structure interne du nucléon, inconnue a priori par l'expérimentateur. L'équation 1.6 représente donc la forme la plus générale du courant pour le nucléon.

Une autre définition est utile pour pouvoir séparer ces facteurs de forme en contribution électrique (E) et magnétique (M), c'est la définition de Sachs [28] :

$$\begin{aligned} G_E^\gamma(Q^2) &= F_1^{N(\gamma)}(Q^2) - \tau F_2^{N(\gamma)}(Q^2) \\ G_M^\gamma(Q^2) &= F_1^{N(\gamma)}(Q^2) + F_2^{N(\gamma)}(Q^2) \end{aligned} \quad (1.7)$$

où  $\tau = \frac{Q^2}{4M_N^2}$  est un facteur cinématique.

Le référentiel le mieux adapté à l'interprétation des facteurs de forme est le référentiel de Breit.

Il est défini comme étant le référentiel où l'énergie du nucléon est la même dans l'état initial et final et où les impulsions sont opposées ( $E_1 = E_2$ ,  $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{q}/2$ ). Dans ce repère, on montre facilement que les éléments de matrice des composantes temporelles et spatiales du courant électromagnétique se réduisent à :

$$\begin{aligned} \langle N_{s'}(\vec{q}/2) | \mathcal{J}_0^{N(\gamma)}(Q^2 = 0) | N_s(-\vec{q}/2) \rangle &= 2M_N G_E^\gamma(Q^2) \delta_{s',s} \\ \langle N_{s'}(\vec{q}/2) | \vec{\mathcal{J}}^{N(\gamma)}(Q^2 = 0) | N_s(-\vec{q}/2) \rangle &= G_M^\gamma(Q^2) \chi_s^\dagger i\vec{\sigma} \wedge \vec{q} \chi_s \end{aligned} \quad (1.8)$$

L'analogie avec une description non relativiste du nucléon est alors possible à la condition que le moment transféré soit petit devant la masse du nucléon ( $Q^2 \ll M_N^2$ ). La densité de charge  $\rho_E$  et la densité de courant  $\rho_M$  sont obtenues par transformée de Fourier des facteurs de forme [28] :

$$\rho_{E,M}(\vec{r}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} G_{E,M}^\gamma(\vec{q}) \quad (1.9)$$

Pour un transfert nul ( $Q^2 = 0$ ), les facteurs de forme de Sachs sont reliés aux moments statiques du proton et du neutron par les relations suivantes :

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

Avec  $\mu_p = 2.79$  et  $\mu_n = -1,91$ , les moments magnétiques du proton et du neutron en unité de magnéton de Bohr<sup>3</sup>. Les pentes à l'origine définissent les rayons au carré moyens du nucléon, qui donnent l'échelle d'extension des distributions de charge et de magnétisme :

$$\begin{aligned} \langle r_E^2 \rangle &= -6 \frac{dG_E^\gamma(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0} = -6 \frac{dF_1(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0} - \frac{3}{2} \frac{F_2(Q^2)}{M_N^2} \\ \langle r_M^2 \rangle &= -\frac{6}{G_M^\gamma(0)} \frac{dG_M^\gamma(Q^2)}{dQ^2} \Big|_{Q^2=0} \end{aligned} \quad (1.10)$$

La définition du rayon de charge utilise de manière équivalente le facteur de forme de Sachs  $G_E^\gamma(Q^2)$  et celui de Dirac  $F_1(Q^2)$  à la condition d'introduire le terme de *Foldy* :  $-\frac{3}{2} \frac{F_2(Q^2)}{M_N^2}$  [29].

Dans le cas du proton, ce terme est de l'ordre de 30 %. Pour le neutron, la valeur nulle de  $G_E^{n(\gamma)}$  à  $Q^2 = 0$  rend ce terme prépondérant (100 %) et complique l'interprétation physique du résultat. L'origine de cette ambiguïté vient du fait que l'on cherche à localiser le nucléon avec une précision supérieure à sa taille. Ceci montre que même à  $Q^2$  faible, il est difficile d'interpréter les facteurs de forme en terme de transformée de Fourier des distributions de charge. Nous pouvons cependant utiliser ces mesures pour tester les modèles. Les résultats expérimentaux des rayons de charge et de magnétisme pour le proton sont les suivants :

$$\begin{aligned} \langle r_E^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(p) &= 0,86 \pm 0,01 \text{ fm} \\ \langle r_M^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(p) &= 0,86 \pm 0,06 \text{ fm} \end{aligned} \quad (1.11)$$

<sup>3</sup>Le magnéton de Bohr ou nucléaire est défini par  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2M}$ .



et pour le rayon de charge magnétique du neutron nous avons :

$$\langle r_M^2 \rangle^{\frac{1}{2}}(n) = 0,89 \pm 0,07 \text{ fm} \quad (1.12)$$

Ces mesures proviennent de [30, 31, 32] et il est intéressant de constater qu'elles sont toutes égales au niveau des barres d'erreur. La pente du facteur de forme électrique du neutron est déterminée précisément à partir de la diffusion de neutrons thermiques sur le nuage d'électrons d'atomes lourds [33, 34, 35].

$$\langle r_E^2 \rangle(n) = -0,113 \pm 0,005 \text{ fm}^2 \quad (1.13)$$

La pente à l'origine pour le neutron est opposée à celle du proton. Ce signe indique un surplus de charges positives au centre du neutron qui est compensé par des charges négatives à la périphérie pour conserver une charge totale nulle.

Pour extraire chaque facteur de forme individuellement, la méthode classique employée est d'effectuer des mesures pour une cinématique différente (typiquement en faisant varier l'angle ou l'énergie) mais pour un même  $Q^2$  équivalent à une même valeur de  $\tau$ . Cette méthode est appelée *méthode de Rosenbluth*. Deux mesures fournissent alors deux combinaisons linéaires de  $G_E^{p(\gamma)^2}$  et  $G_M^{p(\gamma)^2}$

### 1.3.1.1 Méthode de Rosenbluth

Les facteurs de forme que l'on vient de définir dans la section précédente apparaissent donc via les courants du nucléon de l'équation 1.6 dans la section efficace de diffusion élastique d'électrons non polarisés sur une cible de nucléons non polarisés [36] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{\alpha}{2E_e} \right)^2 \left( \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \right) \frac{E'_e}{E_e} \left( \frac{G_E^{\gamma^2}(Q^2) + \tau G_M^{\gamma^2}(Q^2)}{1 + \epsilon} \cos^2(\theta/2) + 2\tau G_M^{\gamma^2}(Q^2) \sin^2(\theta/2) \right) \quad (1.14)$$

$E_e$  et  $E'_e$  sont respectivement l'énergie des électrons incidents et diffusés,  $\theta$  est l'angle de diffusion dans le laboratoire. Les coefficients  $\epsilon$  et  $\tau$  sont des facteurs cinématiques. Cette équation montre que plusieurs mesures à  $Q^2$  fixé et pour des angles et des énergies variables, il est possible de séparer  $G_E^{\gamma}(Q^2)$  et  $G_M^{\gamma}(Q^2)$ . Jusqu'au milieu des années 1990, toutes les mesures étaient basées sur cette méthode de séparation dite de *Rosenbluth* [37] en diffusion élastique  $eN$  non polarisée. Par cette méthode, la dépendance en  $Q^2$  des facteurs de forme magnétiques du proton est bien connue pour des  $Q^2 < 10$  (GeV/c)<sup>2</sup>. En revanche, les mesures du facteur de forme électrique du proton se sont avérées plus difficile en particulier pour des moments transférés  $> 0.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> car le terme  $\tau G_M^{\gamma^2}(Q^2)$  est dominant. La méthode de *Rosenbluth* ne permet donc une extraction précise de  $G_E^{p(\gamma)}(Q^2)$  que pour des transferts faibles.

Les mesures sur le neutron sont plus délicates. En effet, comme il n'existe pas de cible pure de neutron, les mesures ont été effectuées à partir de diffusion quasi élastique sur des cibles de deutérium. La première difficulté provient de la dépendance aux modèles nucléaires. La seconde est la charge nulle du neutron. Le facteur de forme électrique est donc petit comparé au facteur de forme magnétique et ce dernier domine la section efficace de diffusion.

### 1.3.1.2 Observables de polarisation

Une première méthode proposée il y a plus de vingt ans [38, 39], consiste à utiliser un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement avec une cible non polarisée. Au cours de la diffusion, il y a transfert de polarisation entre l'électron et le nucléon. On définit les composantes transverses  $P_T$  et longitudinales  $P_L$  de la polarisation du nucléon de recul dans le plan focal de diffusion de l'électron. Chacune de ces composantes dépend des facteurs de forme et leur rapport est proportionnel à  $\frac{G_E^\gamma}{G_M^\gamma}$  :

$$\frac{G_E^\gamma}{G_M^\gamma} = -\frac{P_T}{P_L} \frac{E + E'}{2M_P} \tan^2(\theta/2) \quad (1.15)$$

Dans le cas d'une cible de proton, un spectromètre est utilisé pour récupérer les protons de recul et leur polarisation est mesurée grâce à un polarimètre de plan focal basée sur une seconde diffusion sur cible de carbone. Les composantes de polarisation sont obtenues à partir de l'asymétrie azimutale formée qui n'est sensible qu'à la composante transverse de polarisation. En pratique, nous faisons donc précéder le spin du proton de recul dans le champ magnétique du spectromètre [40, 41]. Dans le cas du neutron, un aimant dédié [42] est utilisé pour faire varier les orientations des composantes  $P_L$  et  $P_T$ . Un premier scintillateur plastique est utilisé comme polarimètre et un second pour la détection des neutrons.

Une autre approche consiste à mesurer l'asymétrie azimutale de taux de comptage du neutron de recul dans la diffusion d'électrons polarisés sur une cible polarisée de Deutérium [43, 44, 45] ou d' $^3He$  [46, 47].

### 1.3.1.3 État des mesures

En première approximation, les facteurs de forme magnétiques et le facteur de forme électrique du proton suivent une paramétrisation dipolaire. Le facteur de forme électrique du neutron suit, quant à lui, une dépendance dipolaire modifiée appelée paramétrisation de *Galster* [48] :

$$\begin{aligned} G_E^{p(\gamma)}(Q^2) &= G_D(Q^2) \equiv (1 + \lambda_D \tau)^{-2} \\ G_M^{p(\gamma)}(Q^2) &= \mu_p G_D \\ G_E^{n(\gamma)}(Q^2) &= -\mu_n \tau G_D(Q^2) (1 + \lambda_n \tau)^{-1} \\ G_M^{n(\gamma)}(Q^2) &= \mu_n G_D \end{aligned} \quad (1.16)$$

où les nombres  $\lambda_D = 4,97$  et  $\lambda_n = 5,6$  sont les paramètres du fit pour les facteurs de forme électriques du proton et du neutron. La paramétrisation de *Galster* n'est pas d'origine physique, elle correspond au prolongement des facteurs de forme dans la région espace dans l'hypothèse d'un pôle double à  $Q^2 = M_v^2$  dans la région temps.

Dans la région des grands moments transférés  $Q^2 \gg M_N$ , la méthode de *Rosenbluth* donne de bons résultats pour les facteurs de forme magnétiques. Pour le proton, il a été mesuré jusqu'à  $Q^2 \simeq 20(GeV/c)^2$ . Nous pouvons constater sur la figure 1.4 qui présente le rapport  $G_M^\gamma/\mu_p G_D$  une déviation très marquée au dipôle pour des valeurs supérieures de  $Q^2 \simeq 5 (GeV/c)^2$ . La

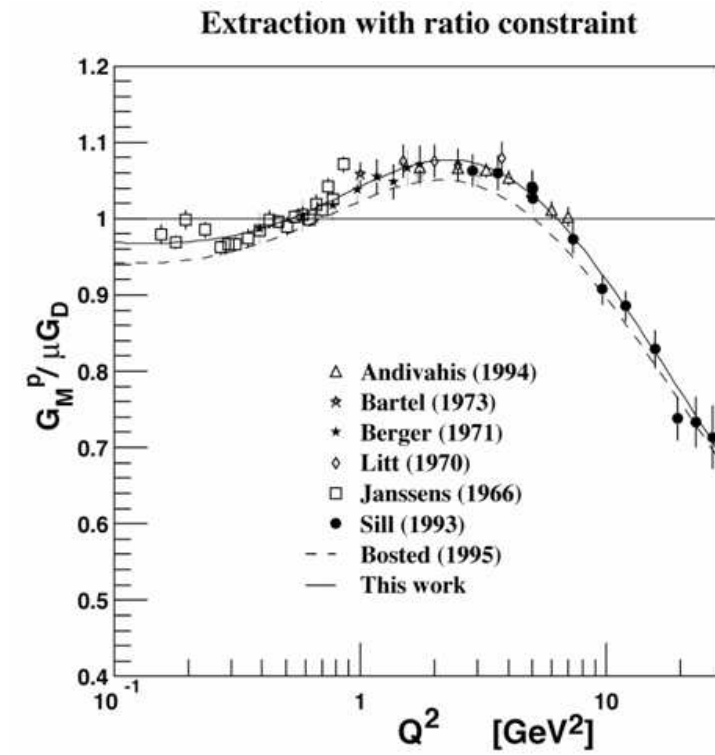


Figure 1.4: Données mondiales du facteur de forme magnétique du proton normalisé au dipôle  $G_M^p / \mu_p G_D$  avec les paramétrisations de P. Bosted [37] (pointillées) et E. Brash [49] (trait plein).

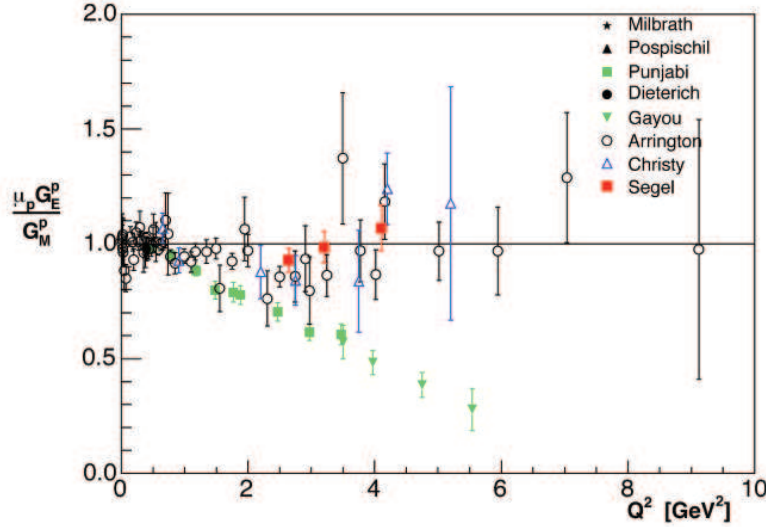


Figure 1.5: Mesures du facteur de forme électrique du proton avec les méthodes de polarisation de recul et de *Rosenbluth* [50].

mesure de  $G_E^\gamma$  est plus difficile avec la méthode de *Rosenbluth* car ce facteur de forme se retrouve supprimé dans la section efficace (éq.1.14). Les mesures pour des valeurs de  $Q^2 > 2$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> ont des barres d'erreurs très larges qui ont motivé l'emploi de la technique de polarisation, plus précise dans cette zone. Sur la figure 1.5 est montré l'ensemble des résultats de la mesure de  $G_E^{p(\gamma)}$ . Nous pouvons remarquer que la technique classique de *Rosenbluth* et celle de polarisation produisent des résultats avec des dépendances très différentes au fur et à mesure que l'on augmente le transfert. Récemment, une expérience utilisant une technique améliorée de détection a mesuré  $G_E^{p(\gamma)}$  par la méthode de *Rosenbluth* avec une grande précision [51]. Elle confirme la tendance des anciennes valeurs moins précises. Il a été montré [52] que la prise en compte des diagrammes d'échange de deux photons devient significative pour la méthode *Rosenbluth* (effet de 20%) à grand  $Q^2$  alors que la même correction n'est que de 3% environ pour la méthode de polarisation. Cette explication théorique attend confirmation par une expérience proposée dans le Hall B de JLab [53]. Une nouvelle mesure de  $G_E^{p(\gamma)}$  en polarisé est proposée dans le hall C à JLab pour  $4 < Q^2 < 10$  [54]. Des mesures jusqu'à  $Q^2 \sim 15$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> sont prévues pour l'upgrade de JLab à 11  $\text{GeV}$ . Ces mesures devront aider à la connection avec le régime perturbatif de QCD.

La zone de bas transfert pour  $Q^2 \ll M_N$ , nous intéresse tout particulièrement car les valeurs des facteurs de forme électromagnétiques sont nécessaires à l'extraction des contributions des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon (section 3.4.8). Les mesures pour chaque facteur de forme sont résumées sur la figure 1.6. Nous pouvons remarquer que ces facteurs de forme suivent le même comportement avec un minimum à  $0.25$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> et un croisement autour de  $0.5$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup>. Pour le facteur de forme électrique du proton, la méthode de *Rosenbluth*

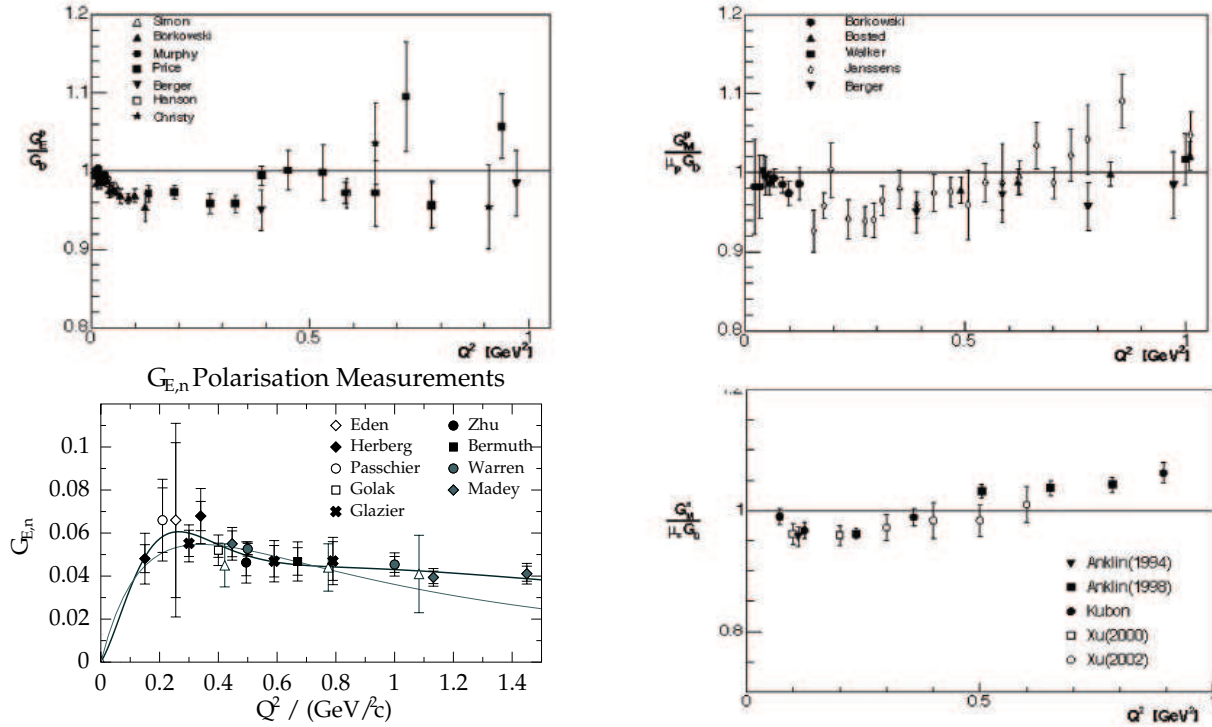
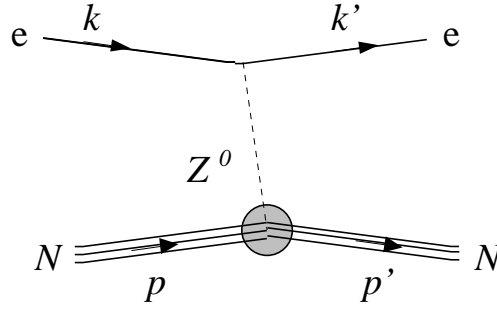


Figure 1.6: Mesure à bas  $Q^2$  des facteurs de forme  $G_E^\gamma(Q^2)$   $G_M^\gamma(Q^2)$  respectifs du proton et du neutron. Les facteurs de forme  $G_E^{p(\gamma)}$ ,  $G_M^{p(\gamma)}$  et  $G_M^{n(\gamma)}$  sont normalisés au dipôle.  $G_E^n$  est paramétré par la fonction de *Galster* en trait fin. La paramétrisation en trait fort correspond à une interprétation phénoménologique tirée de [55] d'un nucléon "enveloppé" dans un nuage de pions, caractérisé par une bosse marquée du fit à bas transfert.

Figure 1.7: Diffusion élastique  $eN$  par échange de  $Z^0$ .

donne de très bon résultats jusqu'à  $0.5 \text{ (GeV}/c)^2$ . Les valeurs de ces facteurs de forme utiles pour notre analyse au chapitre 3 sont à  $\langle Q^2 \rangle = 0,0989 \text{ (GeV}/c)^2$ . Ces valeurs sont, d'après les données de la figure 1.6 :

$$\begin{aligned}
 G_E^p &= (0.965 \pm 0.010) * G_D = 0.743 \\
 G_M^p &= (0.975 \pm 0.015) * \mu_p G_D = 2.098 \\
 G_E^n &= 0.033 \pm 0.009 \\
 G_M^n &= (0.960 \pm 0.015) * \mu_n G_D = -1.414 \\
 G_D &= (1 + \lambda_D \tau)^{-2} = 0.7704
 \end{aligned}$$

La principale source d'erreur provient de  $G_E^{n(\gamma)}$  que nous estimons connu à environ 30%. Cette erreur est déduite de la mesure à  $Q^2 = 0,16 \text{ (GeV}/c)^2$  extrapolée à la valeur à  $Q^2 = 0,1 \text{ (GeV}/c)^2$  à l'aide de la contrainte de la pente à l'origine. L'expérience BLAST [56] à l'accélérateur MIT-Bates mesurera les facteurs de forme électriques du neutron et du proton à bas  $Q^2$  dont un point à  $Q^2 = 0,1 \text{ (GeV}/c)^2$ . Ces nouvelles données devraient permettre de diminuer l'erreur sur la détermination des facteurs de forme des quarks étranges. Enfin, des mesures de  $G_E^{n(\gamma)}$  jusqu'à une zone encore inexplorée à  $Q^2 = 3,4 \text{ (GeV}/c)^2$  est prévue dans le hall A avec une cible d' $^3\text{He}$  [57] et dans le hall C [58].

### 1.3.2 Les facteurs de forme faibles neutres

Nous considérons à présent la diffusion élastique électron nucléon via l'interaction faible, c'est-à-dire l'échange d'un boson  $Z^0$  (fig.1.7). De façon analogue aux équations 1.6 nous pouvons écrire le courant faible neutre de l'électron et le courant faible neutre le plus général pour le proton :

$$\begin{aligned}
 \langle e(k') | \mathcal{J}_\mu^{e(Z^0)} | e(k) \rangle &= \bar{u}_e \gamma_\mu (C_V^f - \gamma_5 C_A^f) u_e \\
 \langle N(p') | \mathcal{J}_\mu^{N(Z^0)} | N(p) \rangle &= \bar{U} [\gamma_\mu F_1^{N(Z^0)}(q^2) \\
 &\quad + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{N(Z^0)}(q^2) + \gamma_\mu \gamma_5 G_A^e + \frac{q_\mu}{M_N} \gamma_5 G_P] \mathcal{U} \quad (1.17)
 \end{aligned}$$

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

Tableau 1.2: Charge électrique  $Q_f$ , troisième composante de l'isospin faible  $T_3^f$ , charge vectorielle  $C_V^f$  et charge axiale  $C_A^f$  des fermions.

où  $C_V^f, C_A^f$  sont les charges faibles vectorielles et axiales définies pour chaque fermion  $f$  par :

$$C_V^f = \frac{1}{2}T_3^f - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad C_A^f = -\frac{1}{2}T_3^f \quad (1.18)$$

avec  $Q_f$  la charge électrique et  $T_3^f$  la troisième composante de l'isospin faible. Les valeurs des charges faibles de tous les leptons et quarks sont rassemblées dans le tableau 1.2.

Au niveau du vertex  $Z^0$ -nucléon la structure interne est à nouveau paramétrée par des fonctions de la variable réelle  $Q^2$ , en facteur devant les terme les plus généraux du couplage. Ce sont les facteurs de forme faibles du nucléon. Les fonctions  $F_1^{N(Z^0)}(q^2)$  et  $F_2^{N(Z^0)}(q^2)$  sont l'équivalent des facteurs de forme de Pauli et Dirac pour les courants faibles neutres. Deux autres facteurs de forme apparaissent en raison de la structure V-A de l'interaction,  $G_A^e$  le facteur de forme axial et  $G_P$  le facteur de forme pseudoscalaire. Ces quantités sont aussi fondamentales que les  $G_{E,M}^\gamma$  de l'électromagnétisme dans la mesure où elles sont l'image des mêmes distributions en quarks du nucléon mais vues avec des sensibilités (des "charges") différentes.

$G_P$  est de loin le facteur de forme le moins bien connu avec seules quelques mesures à bas  $Q^2$  ( $< 0.2 \text{ GeV}/c^2$ ) provenant de la capture muonique sur l'hydrogène [59] et de l'électroproduction de pions [60]. Ce facteur de forme n'intervient pas dans l'expression au premier ordre de l'asymétrie de violation de parité sur le nucléon. Les expériences qui nous concernent ici n'apporteront donc pas d'information supplémentaires sur  $G_P$ .

Le facteur de forme axial  $G_A^e$  est relié au premier ordre avec le facteur de forme isovecteur de la désintégration  $\beta$  du neutron, normalisé à :

$$G_A(0) = -g_A/g_v = 1.2670 \pm 0.0035 \quad (1.19)$$

Cependant dans le cas spécifique du courant faible neutre les corrections des processus d'ordre supérieur sont importantes. Elles modifient la composante isovecteur d'environ 40 % et font apparaître une composante isoscalaire. Le calcul des ces corrections est difficile [61] et a fait l'objet d'une confirmation expérimentale avec les mesures de SAMPLE aux angles arrières sur l'hydrogène et le deutérium [62]. Par leur cinématique aux angles avants les expériences

HAPPEX qui nous intéressent ici sont très peu sensibles à  $G_A^e$ . La discussion de l'impact de ses corrections radiatives sur la mesure est reportée section 3.4.7.

### 1.3.3 Le contenu étrange du nucléon

Dans cette section nous montrons comment la mesure des facteurs de forme faibles peut être exploitée pour atteindre la contribution de chaque saveur de quark dans les distributions de charge et de magnétisation du nucléon.

L'idée consiste à réécrire les courants électromagnétiques et faible neutre du nucléon sur la base de tous ses composants "chargés". Les gluons ne se couplant ni au photon ni au  $Z^0$ , nous écrivons le courant total comme la somme des courants de chaque saveur de quark pondérée par la charge associée à l'interaction (tableau 1.2) :

$$\begin{aligned}\mathcal{J}_\mu^{N(\gamma)} &= \bar{u} \sum_q Q_q [\gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{q,N}] \mathcal{U} \\ \mathcal{J}_\mu^{N(Z^0)} &= \bar{u} \sum_q [C_V^q \left( \gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q_\nu}{2M_N} F_2^{q,N} \right) + C_A^q [\gamma_\mu \gamma^5 G_A^{q,N}]] \mathcal{U}\end{aligned}\quad (1.20)$$

où l'indice  $q$  court à priori sur toutes les saveurs de quarks. Les facteurs de forme " $F_i^{q,N}$ " et " $G_A^{q,N}$ " désignent la contribution du quark de saveur  $q$  au facteur de forme correspondant du nucléon. Par abus de langage ils sont appelés "*facteurs de forme de quark*" mais n'ont bien sûr rien à voir avec une éventuelle structure interne des quarks qui restent ponctuels dans cette étude.

Les quarks  $u$  et  $d$  contribuent à la fois en tant que quarks de valence et quarks de la mer alors que les saveurs plus lourdes ne contribuent que via les fluctuations  $q - \bar{q}$  de la mer. Dans leur article fondateur de 1988, Kaplan et Manohar [64] argumentent sur le fait que les saveurs de quarks  $c$ ,  $b$  et  $t$ , dont les masses sont grandes devant  $\Lambda_{QCD}$ , ont une contribution négligeable dans la structure du nucléon. La sommation dans l'Eq.(1.20) est donc restreinte à  $u$ ,  $d$  et  $s$ . L'identification donne les relations suivantes pour les facteurs de forme :

$$\begin{aligned}F_{1,2}^{N(\gamma)} &= \sum_{q=u,d,s} Q_q F_{1,2}^{q,N} \\ F_{1,2}^{N(Z^0)} &= \sum_{q=u,d,s} C_V^q F_{1,2}^{q,N} \\ G_A^{N,(Z^0)} &= \sum_{q=u,d,s} C_A^q G_A^{q,N}\end{aligned}\quad (1.21)$$

et de manière équivalente pour les facteurs de forme de Sachs :

$$\begin{aligned}G_{E,M}^{N(\gamma)} &= \sum_{q=u,d,s} Q_q G_{E,M}^{q,N} \\ G_{E,M}^{N(Z^0)} &= \sum_{q=u,d,s} C_V^q G_{E,M}^{q,N}\end{aligned}\quad (1.22)$$



Exprimons à présent toutes les quantités mesurées : les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron issus des expériences de *Rosenbluth* ou de transfert de polarisation et les facteurs de formes faibles du proton obtenus dans les expériences de violation parité.

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^{p(\gamma)}(Q^2) &= \frac{2}{3}G_{E,M}^{u(p)}(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^{d(p)}(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^{s(p)}(Q^2) \\
G_{E,M}^{n(\gamma)}(Q^2) &= \frac{2}{3}G_{E,M}^{u(n)}(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^{d(n)}(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^{s(n)}(Q^2) \\
G_{E,M}^{p(Z)}(Q^2) &= \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^u(Q^2) + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^d(Q^2) \\
&\quad + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^s(Q^2)
\end{aligned} \tag{1.23}$$

Nous construisons ainsi deux systèmes semblables (un "électrique" et l'autre "magnétique") de 3 équations à 6 inconnues, les facteurs de forme de quark pour le proton et le neutron. La symétrie  $SU(2)$  d'isospin fort nous fournit 3 relations supplémentaires<sup>4</sup> :

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^{u(p)} &= G_{E,M}^{d(n)} = G_{E,M}^u \\
G_{E,M}^{d(p)} &= G_{E,M}^{u(n)} = G_{E,M}^d
\end{aligned} \tag{1.24}$$

$$G_{E,M}^{s(p)} = G_{E,M}^{s(n)} = G_{E,M}^s \tag{1.25}$$

qui réduisent le problème à deux systèmes à trois équations et trois inconnues :

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^{p(\gamma)}(Q^2) &= \frac{2}{3}G_{E,M}^u(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^d(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^s(Q^2) \\
G_{E,M}^{n(\gamma)}(Q^2) &= \frac{2}{3}G_{E,M}^d(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^u(Q^2) - \frac{1}{3}G_{E,M}^s(Q^2) \\
G_{E,M}^{p(Z)}(Q^2) &= \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^u(Q^2) + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^d(Q^2) \\
&\quad + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^s(Q^2)
\end{aligned} \tag{1.26}$$

Nous pouvons alors exprimer chaque facteur de forme de quark en fonction des quantités mesurées. La motivation des expériences de violation de parité HAPPEX est d'extraire la contribution des quarks étranges via la relation

$$G_{E,M}^s(Q^2) = (1 - 4\sin^2\theta_W)G_{E,M}^{p(\gamma)}(Q^2) - G_{E,M}^{n(\gamma)}(Q^2) - 4G_{E,M}^{p(Z)}(Q^2) \tag{1.27}$$

La décomposition sur les saveurs de quarks inclue implicitement les anti-quarks. Les charges opposées de  $q$  et  $\bar{q}$  redéfinissent simplement les facteurs de forme de quarks comme la différence des contributions  $q - \bar{q}$ . A grande échelle ( $Q^2 = 0$ ) nous retrouvons l'état de valence  $G_E^u = 2$ ,

<sup>4</sup>La symétrie proton neutron invoquée ici est en fait un sous-ensemble de la symétrie d'isospin. Elle est appelée symétrie de charge et correspond à l'invariance sous rotation de  $180^\circ$  autour la deuxième composante de l'isospin.

$G_E^d = 1$  et  $G_E^s = 0$ . Mesurer  $G_{E,M}^s(Q^2)$  revient donc à comprendre la dynamique des fluctuations  $q\bar{q}$  dans le nucléon à travers la disymétrie des distributions de charge  $s$  et  $\bar{s}$ . Ce secteur est complémentaire à celui du spin par exemple, qui est sensible à  $q + \bar{q}$ .

Nous présentons dans la section suivante la procédure expérimentale pour l'extraction de  $G_{E,M}^{p(Z)}(Q^2)$  afin d'atteindre  $G_{E,M}^s$ .

## 1.4 Violation de parité et structure du nucléon

Nous allons décrire ici en détail l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique sur cible hadronique qui va nous permettre de mesurer les facteurs de forme faibles neutres. Nous venons de voir que la connaissance de ces facteurs de forme est nécessaire pour extraire les contributions des quarks étranges. Il existe deux approches pour séparer les contributions électrique et magnétique: soit en se plaçant à plusieurs cinématiques de réaction, soit en changeant la nature de la cible. C'est cette deuxième approche qui a été retenue par les expériences HAPPEX.

### 1.4.1 Asymétrie de violation de parité ep

L'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique sur le proton est définie par les expressions (1.4) et (1.5). Les amplitudes de électromagnétique et faible sont :

$$\begin{aligned} -i\mathcal{M}_\gamma &= (ie)^2 \langle P(p') | \mathcal{J}_\mu^{p(\gamma)} | P(p) \rangle \left( \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle e(k') | \mathcal{J}_\mu^{e(\gamma)} | e(k) \rangle \\ -i\mathcal{M}_{Z^0} &= \left( \frac{ig}{4 \cos \theta_W} \right)^2 \langle P(p') | \mathcal{J}_\mu^{p(Z^0)} | P(p) \rangle \left( \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2 - M_{Z^0}^2} \right) \langle e(k') | \mathcal{J}_\mu^{e(\gamma)} | e(k) \rangle \end{aligned}$$

Le calcul complet [65] utilisant les expressions des courants de l'électron et du proton définis par les Eqs.(1.6) et (1.17) donne pour l'asymétrie :

$$A_{VP} = \left[ \frac{-G_F Q^2}{\pi \alpha \sqrt{2}} \right] \frac{\varepsilon G_E^{p(\gamma)} G_E^{p(Z)} + \tau G_M^{p(\gamma)} G_M^{p(Z)} - \delta G_M^{p(\gamma)} G_A^{p(Z)}}{\varepsilon (G_E^{p(\gamma)})^2 + \tau (G_M^{p(\gamma)})^2} \quad (1.28)$$

Les paramètres  $\tau$ ,  $\varepsilon$  et  $\delta$  sont des facteurs cinématiques définis par :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{Q^2}{4M_p^2} \\ \varepsilon &= \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \theta/2} \\ \delta &= \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \sqrt{\tau(1 + \tau)(1 - \varepsilon^2)} \end{aligned} \quad (1.29)$$

Les relations (1.26) permettent d'exprimer les facteurs de forme faibles en fonction des facteurs de forme électromagnétiques et de quarks étranges. Nous faisons alors apparaître les contribu-

tions électrique, magnétique, axiale et étrange en regroupant les différents termes :

$$\begin{aligned}
A_{VP} &= \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times \left( A_0 + \frac{A_E + A_M + A_A + A_s}{\varepsilon(G_E^{p(\gamma)})^2 + \tau(G_M^{p(\gamma)})^2} \right) \\
A_0 &= 1 - 4 \sin^2 \theta_W \\
A_E &= -\varepsilon G_E^{p(\gamma)} G_E^{n(\gamma)} \\
A_M &= -\tau G_M^{p(\gamma)} G_M^{n(\gamma)} \\
A_A &= -(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \varepsilon' G_M^{p(\gamma)} G_A^{e(s=0)} \\
A_s &= -\varepsilon G_E^{p(\gamma)} G_E^s - \tau G_M^{p(\gamma)} G_M^s - (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \varepsilon' G_M^{p(\gamma)} G_A^s
\end{aligned} \tag{1.30}$$

L'expression de l'asymétrie de violation de parité du neutron se déduit simplement de celle du proton en remplaçant les facteurs de forme du proton par ceux du neutron<sup>5</sup>.

La dépendance avec l'angle de diffusion  $\theta$  des facteurs cinématiques  $\tau$ ,  $\varepsilon$  et  $\delta$  permet de changer la pondération de chaque terme:

- Aux angles avants,  $\varepsilon \rightarrow 1$  et  $\delta \rightarrow 0$ , l'asymétrie mesurée sera proportionnelle à une combinaison linéaire de  $G_E^s$  et  $G_M^s$ .
- Aux angles arrières,  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,  $\delta$  et  $\tau$  sont prépondérants. L'asymétrie est alors sensible à une combinaison linéaire de  $G_M^s$  et  $G_A^s$ .

La valeur de l'asymétrie "standard", sans quarks étranges, peut-être prédite à partir des valeurs des facteurs de forme électromagnétiques et axiaux à la valeur de  $Q^2$  considérée. Une déviation à cette valeur sera interprétée comme une contribution non nulle des quarks étranges aux distributions de charge et de courant dans le nucléon.

En première approximation, sans tenir compte de la structure interne du nucléon, nous pouvons estimer l'ordre de grandeur de l'asymétrie de violation de parité par le rapport des constantes de couplage et des propagateurs :

$$A_{VP} \approx \frac{-G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \approx -10^{-4} Q^2 \tag{1.31}$$

Pour un  $Q^2 = 0,1$  (GeV/c)<sup>2</sup>, on obtient  $A_{VP} \approx 10^{-6}$  ou une parties par million (ppm). C'est une asymétrie très faible et pour obtenir une information significative sur les éléments de matrice des quarks étranges, il faudra mesurer cette asymétrie avec une bonne précision.

## 1.4.2 Asymétrie de violation de parité pour noyau de spin nul

L'asymétrie de violation de parité sur les noyaux de spin nul a été introduite en premier lieu pour tester le modèle standard. L'asymétrie de violation de parité est en effet plus simple que

<sup>5</sup>On peut se convaincre de ce résultat en regardant en détail le couplage entre l'électron et le nucléon dans la diffusion. Seul interviennent les couplages de type vectoriel pour le nucléon (identique entre le proton et le neutron aux facteurs de forme près) et le couplage axial pour l'électron pour obtenir un couplage V-A qui viole la parité.

pour le proton parce qu'elle est proportionnelle à  $\sin^2 \theta_W$  si l'on considère la contribution des quarks étranges nulle. Cependant, l'expérience sur le  $^{12}\text{C}$  [66] au MIT-Bates a montré que pour une mesure plus précise de  $\sin^2 \theta_W$  il faut tenir compte des corrections supplémentaires comme les quarks étranges. L'asymétrie de violation de parité pour un noyau de spin nul en considérant la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon s'écrit :

$$A_{VP} = \frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \left( \sin^2 \theta_W + \frac{2G_E^s}{G_{E,M}^{p(\gamma)} + G_{E,M}^{n(\gamma)}} \right) \quad (1.32)$$

Connaissant la valeur de  $\sin^2 \theta_W$  avec une grande précision, l'utilisation de noyau de spin nul ( $J^\pi = 0$ ) et d'isospin nul ( $T = 0$ ) pour une mesure précise de la contribution des quarks au nucléon est une option qui présente plusieurs avantages :

- La particularité d'un noyau isoscalaire rend sensible l'asymétrie qu'au seul terme  $G_E^s$ . Cette mesure est donc idéale pour une séparation électrique-magnétique.
- Il a été montré [67, 68] que la dépendance aux effets nucléaires liés à l'interaction entre les nucléons est très limitée pour des  $Q^2$  faibles (1% d'effet). Cependant les effets comme le mélange d'états d'isospin différents ( $T=0$  et  $T=1$ ) deviennent significatifs pour des noyaux de  $Z$  grand. On favorisera donc le choix de noyaux légers.

### 1.4.3 Stratégie d'extraction du rayon de charge et du moment magnétique étrange

Les expériences HAPPEX-H [69] et HAPPEX-He [70] mesurent l'asymétrie de violation pour des cibles d'Hydrogène et d' $^4\text{He}$ . Ces mesures conjuguées vont permettre une séparation des facteurs de forme étranges électrique et magnétique :

- HAPPEX-H mesurera l'asymétrie  $A_{VP}^H$  avec une précision de 4.5%. Cette mesure est sensible à la combinaison de facteurs de quarks  $G_E^s + 0.08G_M^s$ .
- HAPPEX-He mesurera l'asymétrie  $A_{VP}^{4He}$  avec une précision de 3%. Cette mesure est sensible à  $G_E^s$  seul.

Pour un  $Q^2$  faible, les facteurs de forme peuvent être extrapolés aux moments statiques ( $Q^2 = 0$ ) des quarks étranges  $\rho_s$  (équivalent sans dimension du rayon de charge défini par l'éq. 1.11) et  $\mu_s$  :

$$\rho_s \equiv \left. \frac{\partial G_E^s}{\partial \tau} \right|_{\tau=0}, \quad \mu_s \equiv G_M^s(0)$$

Le rayon de charge  $\langle r_s^2 \rangle$  de Dirac quant à lui est défini par :

$$\langle r_s^2 \rangle \equiv -6 \frac{\partial F_1^{s2}}{\partial Q^2}$$

et peut-être relié à  $\rho_s$  par la relation suivante :

$$\rho_s = -\frac{2}{3} M_p^2 \langle r_s^2 \rangle - \mu_s$$

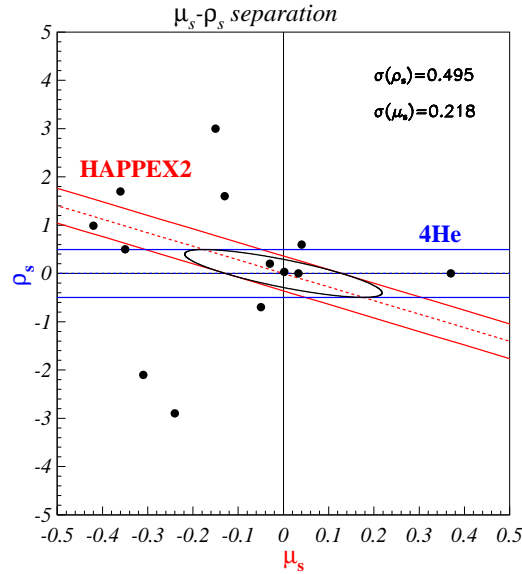


Figure 1.8: Plan  $\rho_s$ - $\mu_s$  avec les bandes respectives des mesures HAPPEX-2 et HAPPEX- $^4\text{He}$ . L'ellipse correspond à l'intervalle de confiance à  $1\sigma$ . Les points correspondent à des modèles théoriques.

À partir des erreurs expérimentales projetées des mesures d'HAPPEX-H et d'HAPPEX- $^4\text{He}$ , il est possible de construire la figure de séparation des quantités physiques  $\rho_s$  et  $\mu_s$ . Sur la figure 1.8 sont représentées les bandes d'erreurs pour chaque expérience dans le plan  $\rho_s$ - $\mu_s$ . La mesure du rayon étrange  $\rho_s$  seul par HAPPEX- $^4\text{He}$  se traduit par une bande horizontale. L'intersection des deux bandes définit l'ellipse des erreurs à  $1\sigma$ . Nous pouvons remarquer que les contraintes données par cette ellipse sur  $\rho_s$  et  $\mu_s$  permettent une bonne discrimination entre les modèles théoriques représentés par les points noirs. Ces modèles sont détaillés dans [71] et certains d'entre eux seront abordés au chapitre 5.

## 1.5 E158: Mesure précise de la charge faible de l'électron en diffusion Møller

Depuis que le modèle standard est accepté dans sa forme actuelle, de nombreuses expériences testent, à travers des stratégies très diverses, les limites de cette théorie. Nous pouvons classer ces approches en quatre grandes catégories :

- La symétrie locale de jauge d'une théorie implique qu'un ou plusieurs bosons de jauge massifs soient associés à chaque nouvelle interaction. La méthode la plus directe est de parcourir la plus large gamme en énergie possible pour produire les nouvelles particules. Cette approche a été celle des grands collisionneurs pour établir l'existence des bosons  $W$  et  $Z$  et mesurer directement leur masse.

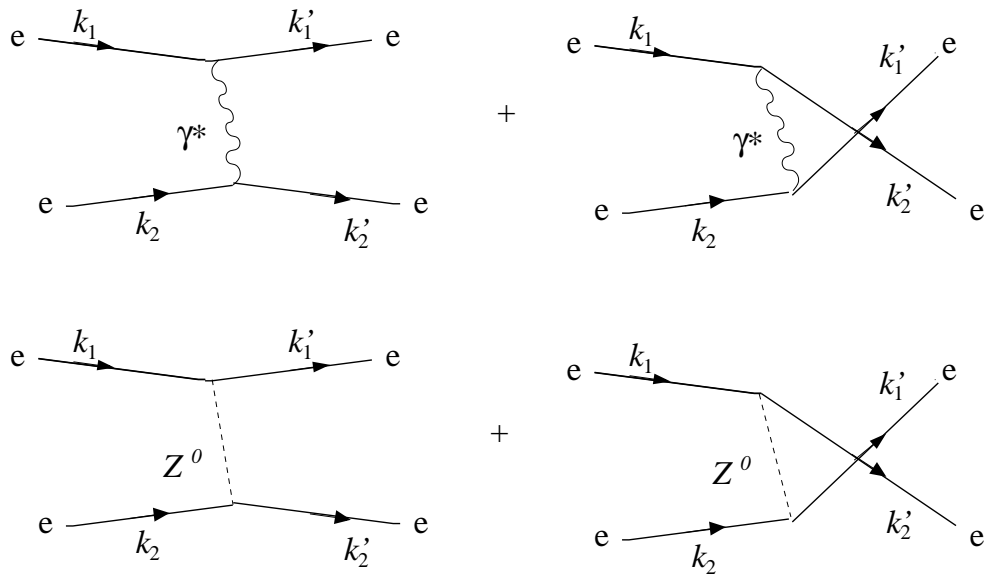


Figure 1.9: Diagrammes de Feynman directs et croisés à l'ordre de l'arbre pour la diffusion Møller.

- Les violations directes de symétries, la mise en évidence de processus rares sont également un outil puissant pour tester la description d'une interaction. Cette approche est adaptée à des mesures à plus basse énergie et donc complémentaire aux grands collisionneurs. Un exemple typique est la recherche de la radioactivité double- $\beta$  sans neutrino [72, 73].
- La théorie de l'interaction électrofaible est renormalisable et permet un développement perturbatif en puissance des constantes de couplage. Les diagrammes de correction en boucle font intervenir une sommation sur tous les états intermédiaires possibles, auxquels peuvent contribuer les médiateurs d'une nouvelle physique. Des mesures très précises peuvent tester la validité de ces corrections radiatives et signer la présence de mécanismes nouveaux par une déviation à la prédiction du Modèle Standard. Cette approche permet de sonder indirectement des échelles de masse très élevées, non accessibles par l'énergie dans le centre de masse de réactions étudiées. Par exemple, la masse du Higgs, paramètre libre du modèle, est contrainte grâce aux corrections radiatives de la section efficace  $e^+e^-$  au pôle du  $Z^0$ . Il a également été possible de prédire la masse du quark top, avant sa mise en évidence en 1995 au TeVatron.

Nous allons présenter ici une mesure précise de la charge faible de l'électron qui utilise la méthode des corrections radiatives pour tester le modèle standard à basse énergie ( $Q^2 \ll M_Z^2$ ). Nous allons pour cela utiliser un processus prédictible, purement leptonique : la diffusion  $e^-e^-$  (Møller).

### 1.5.1 L'asymétrie de violation de parité $e^-e^-$

La diffusion d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible d'électrons non polarisés est un processus idéal pour faire une mesure sans ambiguïté de la charge faible de l'électron  $Q_W^e$  car celle-ci est calculable exactement. La figure 1.9 représente les diagrammes intervenants dans les amplitudes de la diffusion Møller. La diffusion de particules identiques requiert l'ajout d'un diagramme croisé rendant compte des deux états finals indifférentiables. Nous pouvons, de la même manière que pour la diffusion  $ep$ , former l'asymétrie "droite-gauche"  $A_{ee}$  qui viole la parité [74]. Son expression au premier ordre est :

$$A_{ee} = A_{Born} Q_W^e = -\frac{2m_e E_e G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{16 \sin^2(\theta_{CM})}{(3 + \cos^2(\theta_{CM}))^2} Q_W^e \quad (1.33)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $m_e$  la masse de l'électron,  $E_e$  l'énergie des électrons incidents,  $\alpha$  est la constante de structure fine et  $\theta_{CM}$  est l'angle de diffusion dans le référentiel de centre de masse. Cette asymétrie est maximale pour un angle de diffusion  $\theta_{CM} = 90^\circ$ . La charge faible de l'électron est reliée à l'angle de mélange électrofaible :

$$Q_W^e = 1 - 4 \sin^2 \theta_W \quad (1.34)$$

La mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion Møller, nous permet donc d'extraire directement le paramètre du modèle standard  $\sin^2 \theta_W$ . Nous avons, comme dans le cas de l'asymétrie  $ep$  un facteur de réduction du rapport des constantes dû au couplage ( $\approx 10^{-4}$ ). Les mesures existantes de  $\sin^2 \theta_W$  indiquent une valeur de  $\sin^2 \theta_W \approx 0.23$ . Ce résultat ajoute un facteur de suppression supplémentaire ( $\simeq 0.08$ ) à la valeur de l'asymétrie  $A_{ee}$ . Comme nous le verrons dans la section suivante, c'est en fait un avantage qui augmente la sensibilité aux corrections radiatives.

$A_{ee}$  est proportionnelle à l'énergie des électrons incidents, une énergie élevée est donc nécessaire pour pallier au facteur de suppression. La machine idéale s'est révélée être l'accélérateur linéaire du SLAC avec un faisceau d'électrons de 50 GeV. En considérant l'énergie du faisceau de SLAC et un angle de diffusion centré sur  $\theta_{CM} = 90^\circ$ , l'asymétrie de violation de parité au premier ordre vaut :

$$A_{ee} \approx -3.2 \times 10^{-7} = -320 \text{ ppb} \quad (1.35)$$

La mesure d'une asymétrie en diffusion d'électrons de 320 parties par milliard (ppb) est à l'heure actuelle de loin la plus petite jamais tentée. Elle avait déjà été envisagée après le résultat de E-122 en 1978 [75] pour faire une mesure complémentaire de l'angle de mélange électrofaible. Cependant à cette époque les techniques expérimentales ne permettaient pas encore de mesurer une telle asymétrie et les efforts se sont tournés vers des mesures directes des résonances du  $W$  et du  $Z^0$ .

### 1.5.2 Corrections radiatives

L'asymétrie de violation de parité Møller (Eq.1.33) est comme nous l'avons vu fortement supprimée par la compensation accidentelle du facteur  $1 - 4 \sin^2 \theta_W \simeq 0.08$ . Cette compensation

peut cependant être vue comme un avantage car toute déviation du paramètre  $\sin^2 \theta_W$  à la valeur mesurée au pôle du  $Z^0$  sera grandement amplifiée dans la valeur mesurée de l'asymétrie. L'origine d'une telle déviation réside dans les diagrammes d'ordre supérieur qui modifient l'expression (1.33). Ces corrections radiatives peuvent être absorbées dans la définition d'un angle de mélange effectif qui devient alors dépendant de  $Q^2$ . La prise en compte des diagrammes d'ordres supérieurs commence par le choix du schéma de renormalisation et la redéfinition des paramètres comme  $\alpha$  ou la constante de Fermi  $G_F$ . Il existe plusieurs schémas de renormalisation qui peuvent être utilisés pour calculer ces corrections et chacun possède ses avantages en fonction du type de calcul considéré.

Le schéma OSR ou “*on shell*” [22] est généralement adopté pour les calculs effectués au pôle du  $Z^0$ . L'angle électrofaible est alors défini à partir des masses respectives des bosons  $W$  et  $Z^0$  :

$$\sin^2 \theta_W^{on\ shell} = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (1.36)$$

Plus précisément le paramètre de référence est la masse du  $M_Z$  qui est très bien connue expérimentalement. Les paramètres  $\sin^2 \theta_W$  et  $M_W$  sont calculés à partir de  $M_Z$  et de la constante de Fermi  $G_F$ , mesurée à partir de la désintégration du muon. Un autre schéma de renormalisation,  $\overline{MS}$  ou “*modified minimal subtraction scheme*” [22] est communément utilisé. Selon ce schéma, l'angle électrofaible est paramétré et dépend du  $Q^2$  de la réaction

$$\sin^2 \theta_W \longrightarrow \sin^2 \theta_W(Q^2)_{\overline{MS}} = \sin^2 \theta_W^{eff} \quad (1.37)$$

Dans le calcul des corrections radiatives à bas  $Q^2$ , ce schéma rend aussi peu sensible le résultat aux masses du quark top et du boson de Higgs. C'est ce schéma qui sera utilisé dans la suite des calculs.

Il est à noter que ces schémas de renormalisation n'étant que des conventions de calcul, il est tout à fait possible de connecter les différentes définitions de  $\sin^2 \theta_W$  afin de comparer les mesures expérimentales à différentes énergies. Nous notons l'angle de mélange au pôle du  $Z$  dans le schéma  $\overline{MS}$  :

$$\sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}} \quad (1.38)$$

Il y a plusieurs types de corrections radiatives à considérer et nous pouvons les classer en deux catégories :

1. Les corrections radiatives **externes**. Ce sont des corrections faisant intervenir des diagrammes avec photons émis dans le champ électromagnétique d'autres particules cibles (*bremssstrahlung* externe). Ces corrections QED sont traitées indépendamment. Elles dépendent de la configuration expérimentale et sont donc spécifiques à une expérience donnée. Les corrections dans l'état initial ont pour effet notamment de changer le  $Q^2$  de la réaction.
2. Les corrections radiatives **internes**. Elles concernent les processus ayant lieu sur la même particule cible que celle de la diffusion Møller. Elles regroupent les corrections de QED et



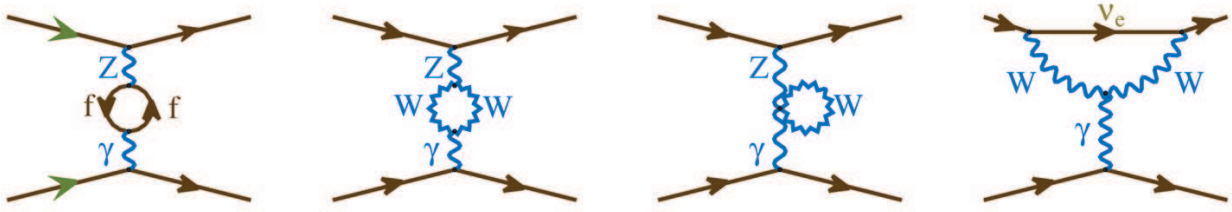


Figure 1.10: Diagrammes  $\gamma Z$  et moment anapolaire directs intervenant dans les corrections radiatives de la charge faible de l'électron (les diagrammes croisés sont également inclus).

électrofaibles. Les corrections de type QED affectent la constante de structure fine  $\alpha$  et le *bremstrahlung* interne. Les corrections électrofaibles sont responsables d'une modification du couplage entre les électrons et contiennent potentiellement la nouvelle physique que l'on cherche à tester.

Pour la suite nous allons utiliser une version modifiée de l'asymétrie de violation de parité  $A_{ee}$

$$A_{ee} = A_{Born} \mathcal{F}_b Q_W^e \quad (1.39)$$

$A_{Born}$  est l'asymétrie Møller à l'ordre de l'arbre définie dans 1.33.  $\mathcal{F}_b$  est le terme correctif de *bremstrahlung* impliquant les radiations de photons réels. Les corrections internes apparaissent, quant à elles, dans  $Q_W^e$ .

Nous pouvons montrer alors que les corrections radiatives électrofaibles calculées à basse énergie ( $Q^2 \ll M_{Z^0}^2$ ) changent la relation entre l'asymétrie et l'angle de mélange de la manière suivante [76] :

$$A_{ee}^{corr} = A_{Born} \mathcal{F}_b (1 - 4\kappa(Q^2) \sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}}) + \mathcal{O}(box) \quad (1.40)$$

Les contributions des diagrammes en boîtes  $\mathcal{O}(box)$  sont négligeables. La correction apparaît essentiellement sous la forme d'un terme  $\kappa(Q^2)$  qui provient des diagrammes de mélange  $\gamma Z$  et du moment anapolaire [77] de l'électron illustrés sur la figure 1.10. Pour  $Q^2 \approx 0$  :

$$\kappa(0) = 1.0301 \pm 0.0025 \quad (1.41)$$

Ce terme représente donc une correction de 3 % dans la valeur de l'angle de mélange au pôle et change significativement la valeur de la charge faible de l'électron à bas  $Q^2$  :

$$1 - 4 \sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}} = 0.0744 \longrightarrow 1 - 4\kappa(Q^2 = 0) \sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}} = 0.045 \pm 0.023 \quad (1.42)$$

L'effet sur l'asymétrie est important puisque celle-ci se trouve réduite de  $1 - (0.045/0.074) \approx 40$  %. C'est à dire que l'asymétrie initialement de -320 ppb n'est plus que de -190 ppb. En ajoutant

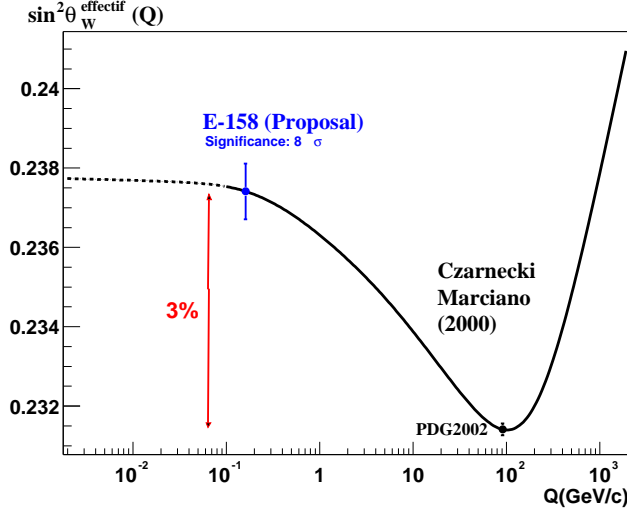


Figure 1.11: Courbe courante où de *running* de l'angle de mélange  $\sin^2 \theta_W^{eff} = \kappa(0) \sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}}$  avec la projection de la mesure d'E-158 et la mesure au pôle.

les effets d'acceptance de l'expérience la valeur est alors de  $\simeq -150$  ppb. Cette modification rend la mesure d'E-158 très sensible aux corrections radiatives. La mesure proposée de  $A_{ee}$  avec une précision statistique de 8 % permet de vérifier l'effet des diagrammes d'ordres supérieurs avec un niveau de confiance de  $8\sigma$ .

Sur la figure 1.11 est illustré l'effet du terme  $\kappa(Q^2)$  sur la valeur de  $\sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}}$ . Il a été placé la prédiction de la mesure de E-158 pour donner un ordre de grandeur de la précision souhaitée comparée à la variation de la valeur de  $\sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{MS}}$  à bas  $Q^2$ . Cette précision offre la possibilité, de façon indirecte, de donner des indications sur de possibles scénarii de nouvelle physique en cas de déviation significative à la courbe d'évolution du modèle standard.

### 1.5.3 Une sensibilité à l'échelle du TeV

Il existe plusieurs scénarii auxquels la diffusion Møller est sensible. Nous résumons ici les deux principaux :

- La première hypothèse est celle d'une nouvelle interaction de contact, purement gauche caractérisée par le Lagrangien suivant :

$$\mathcal{L} = \frac{4\pi}{2\Lambda_{LL}^2} \bar{e}_L \gamma_\mu e_L \quad (1.43)$$

Les limites actuelles imposées par les mesures au collisionneur  $e^+e^-$  LEP sont de l'ordre de 1-3 TeV pour l'échelle de l'interaction  $\Lambda_{LL}$ . Une déviation positive ou négative de la

valeur de l'asymétrie avec le niveau de confiance proposé par la mesure permet de contraindre à l'échelle d'énergie  $\Lambda_{LL} \approx 11.1$  TeV.

- Les théories de grande unification comme SO(10) ou  $E_6$  prédisent l'existence de bosons de jauge neutres supplémentaires nommés  $Z'$ . Ces particules généralement très massives sont tout comme le boson de Higgs des paramètres libres qui doivent être mesurés. Sous certaines conditions ces bosons peuvent néanmoins avoir une masse de l'ordre du TeV. Le modèle effectif SO(10) [78] prédit une augmentation de l'asymétrie d'un facteur :

$$1 + 7 \frac{M_{Z_0}^2}{M_{Z'}^2} \quad (1.44)$$

Une déviation de  $1\sigma$  de l'asymétrie vis-à-vis du modèle standard contraint la masse du  $Z'$  à  $M_{Z'} \approx 870$  GeV. Ce qui est équivalent à la limite que peuvent imposer les mesures en cours au Tevatron de FERMI Lab.



# Chapitre 2

## Techniques expérimentales

Nous venons de montrer dans le chapitre précédent, l'utilité de la sonde faible pour extraire de nouvelles informations sur les degrés de liberté du nucléon et pour tester le modèle électrofaible à basse énergie, loin du pôle du  $Z^0$ . Du point de vue expérimental, mesurer une asymétrie de violation de parité de l'ordre de  $10^{-6} - 10^{-7}$  avec une précision inférieure à 10% requiert une grande maîtrise, non seulement de l'appareillage expérimental, mais aussi du faisceau d'électrons.

### 2.1 Figure de mérite

Les contraintes expérimentales des mesures d'asymétrie de violation de parité sont de deux natures. Les premières sont d'ordre "interne" au processus, elles sont connectées à la nature de la cible et aux paramètres cinématiques. Les autres sont "externes", elles sont fixées par les caractéristiques de l'accélérateur qui délivre le faisceau. La figure de mérite est la quantité qui nous permet de déterminer les principaux paramètres expérimentaux pour une précision optimale. Elle se déduit de l'expression sur l'erreur de mesure.

Soit l'asymétrie de violation de parité expérimentale exprimée en fonction des  $N^\pm$  électrons pour chaque état de polarisation  $\pm$  avec  $N_0 = N^+ + N^-$  le nombre total d'électrons :

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N_0} \quad (2.1)$$

L'asymétrie expérimentale doit être normalisée à la polarisation réelle du faisceau  $P_e$  :

$$A_{exp} \simeq A_{VP} P_e \quad (2.2)$$

Il est trivial de montrer que l'erreur sur l'asymétrie s'écrit :

$$\delta(A_{exp}) = \frac{1}{\sqrt{N_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - A_{VP}^2 P_e^2}} \quad (2.3)$$

Sachant que  $A_{exp} \ll 1$ , nous pouvons déduire :

$$\frac{\delta(A_{exp})}{A_{exp}} \simeq \sqrt{\frac{1}{N_0 A_{VP}^2 P_e^2}} \quad (2.4)$$

Nous pouvons maintenant relier le nombre total d'électrons  $N_0$  à la section efficace  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , à l'élément d'angle solide  $\Delta\Omega$ , à la luminosité  $\mathcal{L}$  et au temps total  $T$  :

$$N_0 = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \mathcal{L} T \quad (2.5)$$

et écrire le rapport  $\frac{\delta(A_{exp})}{A_{exp}}$  sous la forme:

$$\frac{\delta(A_{exp})}{A_{exp}} = 1/\sqrt{\mathcal{FOM}} \quad (2.6)$$

avec

$$\mathcal{FOM} = \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega A_{exp}^2 P_e^2 \mathcal{L} T \quad (2.7)$$

Minimiser l'erreur revient à maximiser cette quantité. Nous en déduisons les éléments clés d'une expérience de violation de parité :

1. En premier lieu une polarisation de faisceau élevée.  $P_e$  intervient au carré dans la figure de mérite. Les progrès technologiques des sources polarisées ont été cruciaux pour le démarrage de ce programme expérimental.
2. Pour un temps  $T$  de prise de données on cherchera bien sûr à maximiser la luminosité avec un courant faisceau élevé et des cibles épaisses.
3. Enfin les très faibles valeurs d'asymétrie recherchées imposent une minimisation des fluctuations et des asymétries faisceau. Ceci est réalisé avec un contrôle actif de certains paramètres par des boucles de contre-réaction.

La suite de ce chapitre est dédiée à une revue des techniques expérimentales propres aux expériences de violation de parité afin de donner au lecteur tous les éléments nécessaires pour aborder les chapitres suivants.

## 2.2 Impact des erreurs systématiques

Avant de commencer la description des méthodes expérimentales il convient de regarder quelles sont les différentes erreurs systématiques que l'on peut rencontrer lorsque l'on veut mesurer une très petite asymétrie et comment celles-ci vont contribuer dans le résultat final.

### 2.2.1 Erreur de normalisation

Tout d'abord, les erreurs liées à la normalisation de la section efficace n'ont pas de conséquences dans l'asymétrie de violation de parité car elles ne dépendent pas de l'état d'hélicité du faisceau. Elles se factorisent et se simplifient dans l'expression de l'asymétrie. C'est l'un des intérêts majeur de cette observable du point de vue expérimental. En revanche, si l'on considère une

erreur systématique qui s'ajoute à la section efficace  $\Delta\sigma_{syst}$ , la propagation de cette erreur dans l'asymétrie est la suivante :

$$A_{exp} = \frac{(\sigma^+ + \Delta\sigma_{syst}) - (\sigma^- + \Delta\sigma_{syst})}{(\sigma^+ + \Delta\sigma_{syst}) + (\sigma^- + \Delta\sigma_{syst})} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^- + 2\Delta\sigma_{syst}} \quad (2.8)$$

En considérant  $\Delta\sigma_{syst} \ll \sigma = \sigma^+ = \sigma^-$  l'expression au premier ordre devient :

$$A_{exp} \approx A_{VP} \left( 1 - \frac{\Delta\sigma_{sys}}{\sigma} \right) \quad (2.9)$$

$A_{VP}$  est l'asymétrie de violation de parité sans erreurs systématiques. Ce résultat nous montre que les erreurs systématiques constantes quelque soit l'état d'hélicité des électrons interviennent comme une erreur proportionnelle à l'asymétrie. Nous l'appellerons dans la suite, erreur de normalisation de l'asymétrie. La polarisation ou la linéarité sont des exemples d'erreur de normalisation de l'asymétrie.

### 2.2.2 Erreur corrélée à l'état de polarisation

La source d'erreur systématique la plus préoccupante dans une mesure d'asymétrie est l'erreur corrélée au renversement de polarisation. Soit  $\Delta\sigma'_{sys}$  une erreur systématique dont l'effet change de signe avec l'état de polarisation du faisceau :

$$A_{exp} = \frac{(\sigma^+ + \Delta\sigma'_{syst}) - (\sigma^- - \Delta\sigma'_{syst})}{(\sigma^+ + \Delta\sigma'_{syst}) + (\sigma^- - \Delta\sigma'_{syst})} = A_{VP} + \frac{\Delta\sigma'_{sys}}{\sigma} \quad (2.10)$$

Cette erreur est très pénalisante parce qu'elle s'ajoute directement à l'asymétrie de violation de parité. Dans la suite de ce chapitre nous allons voir en détail la source des effets systématiques corrélés à l'hélicité et comment nous pouvons les contrôler pour assurer une mesure dominée par l'erreur statistique.

## 2.3 Le faisceau d'électrons polarisés

Le faisceau d'électrons est au cœur de l'expérience de violation de parité. A travers le renversement de polarisation, c'est lui qui gouverne la transformation parité. Idéalement, ce faisceau doit être très intense et parfaitement polarisé pour augmenter autant que possible le terme  $IP_e^2$  de la figure de mérite définie au chapitre 1. De plus, il doit présenter une grande stabilité entre chaque renversement de polarisation. Les faisceaux actuels, utilisés à CEBAF, MAMI, MIT-Bates ou au SLAC, présentent des caractéristiques très proches de cet idéal.

### 2.3.1 Source d'AsGa

Un faisceau d'électrons polarisés naît du pompage optique sélectif d'électrons à la surface d'un cristal d'Arséniure de Gallium (AsGa). Ce procédé a été développé dans les années 70 par des

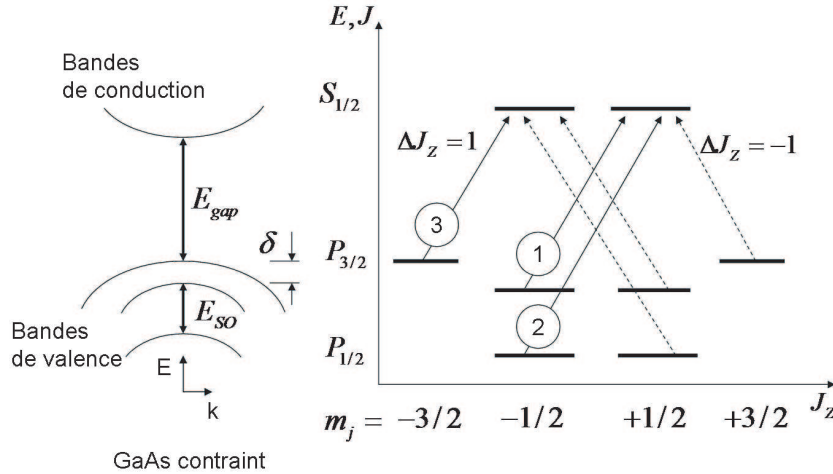


Figure 2.1: Schéma de niveaux d'un cristal d'Arséniure de Gallium contraint.

physiciens issus de la physique du solide [80] et a révolutionné les caractéristiques des faisceaux polarisés. Cette technologie permet d'atteindre une intensité 1000 fois plus grande que les faisceaux atomiques précédemment en usage [81].

En illuminant un cristal d'AsGa, appelé aussi photocathode, avec une source de lumière polarisée de longueur d'onde bien définie, il est possible d'extraire des électrons dans un état particulier d'hélicité. La bande de valence et la bande de conduction d'un cristal d'AsGa sont séparées par une différence d'énergie  $E_{gap} = 1.43 \text{ eV}$ , figure 2.1. Le premier niveau de la bande de conduction  $S_{1/2}$  possède deux états dégénérés  $m_j = \pm \frac{1}{2}$ . La bande de valence comprend deux niveaux  $P_{1/2}$  et  $P_{3/2}$  d'énergies distinctes dont la dégénérescence est levée par le couplage spin-orbite. La seconde levée de dégénérescence effectuée entre les sous-niveaux de  $P_{3/2}$ ,  $m_j = \pm \frac{1}{2}$  et  $m_j = \pm \frac{3}{2}$  est rendue possible en faisant croître l'AsGa sur un substrat d'AsGaP de maille plus serrée. Une vue schématique d'une photocathode est représentée sur la figure 2.2. Nous pouvons y distinguer la structure en couche alternée d'AsGaP et d'AsGa. Initialement le niveau  $P_{3/2}$  est dégénéré quatre fois mais la contrainte exercée par l'AsGaP sur la croissance de la couche d'AsGa change le potentiel cristallin et modifie alors l'énergie des niveaux  $m_j = \pm \frac{1}{2}$  en l'abaissant de  $\delta = 0.33 \text{ eV}$ . La différence d'énergie entre ces niveaux est suffisante pour ajuster la longueur d'onde du laser entre  $E_{gap}$  et  $E_{gap} + \delta$ . Nous pouvons alors pomper les électrons du niveau de valence  $P_{3/2}$  avec  $m_j = \pm \frac{3}{2}$  uniquement. La sélection des sous-niveaux  $m_j = \pm \frac{3}{2}$  permet d'éviter le mélange des états de spin et optimise la polarisation résultante. Le moment angulaire total qui correspond à une lumière polarisée circulaire gauche ou droite est  $J_z = \pm 1$ . Les transitions  $\Delta m_j = \pm 1$  autorisées par les règles de sélection sont indiquées par les flèches sur le schéma (Fig 2.1). Les chiffres entourés d'un cercle sont les probabilités relatives d'émission de chaque transition. L'absorption d'un photon polarisé gauche permet de pomper



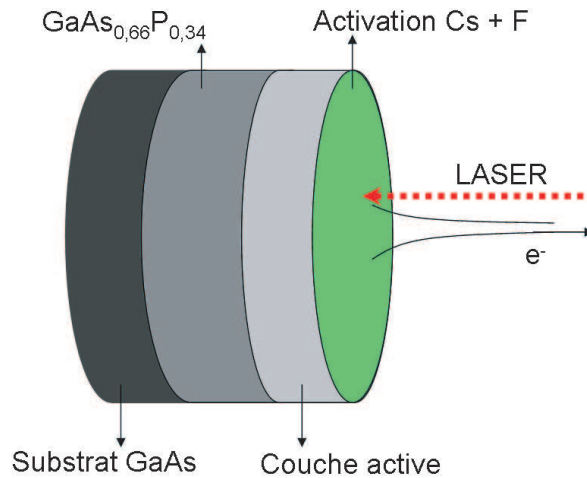


Figure 2.2: Schéma de structure en couche d'une photocathode d'AsGa contraint.

les électrons du niveau  $m_j = -\frac{3}{2}$  vers le niveau de la bande de conduction  $m_j = -\frac{1}{2}$ . De la même manière, un photon polarisé droit permet d'extraire les électrons du niveau  $m_j = +\frac{3}{2}$  vers le niveau  $m_j = +\frac{1}{2}$ . Une fois les électrons accumulés dans la bande de conduction, ils restent piégés dans le cristal soumis au fort potentiel répulsif à la surface qui représente une barrière de 4 eV. Pour faciliter l'extraction des électrons, on dépose une couche de Fluorure de Césium (activation) qui, en cédant une partie de ses électrons, abaisse l'énergie du vide jusqu'à atteindre une valeur négative. Les électrons peuvent alors s'échapper du cristal. Ils sont ensuite accélérés par une différence de potentiel et dirigés vers l'injecteur. Un tel procédé, rend possible l'extraction d'électrons polarisés longitudinalement et permet d'atteindre une polarisation théorique de 100 %. Cependant, lors de leur parcours à travers le cristal les électrons vont subir une dépolarisation partielle. Expérimentalement, en tenant compte de tous les effets dépolarisants, la polarisation du faisceau dans le Hall atteint 80 %.

Cette limite a été récemment dépassée avec un nouveau type de photocathode appelé "SuperLattice" développée à SLAC et utilisée pour la première fois lors du run III d'E-158 où elle a permis d'atteindre 90 % de polarisation. Cette photocathode est basée sur un plus grand nombre de couches alternées d'AsGa contraint et d'AsGaP dans la partie active. Cette innovation permet de conserver une contrainte homogène sur le cristal et améliore la polarisation des électrons. L'AsGa "SuperLattice" est utilisé depuis 2004 à CEBAF et notamment pour les expériences de violation de parité HAPPEX. Le tableau 2.3.1 présente un bref historique [82], du type de photocathodes utilisées au SLAC et montre la progression impressionnante de la polarisation du faisceau sur une période d'un peu plus de dix ans

Cathode	$P_e(\%)$	Experiment
AsGa	25	1992 SLC
AsGaAl	35	1992 E-142
300 nm AsGa contraint	65	1993 SLC
100 nm AsGa contraint	80	1993 E-143
		1994-8 SLC
		1995 E-154
		1996 E-155
		1999 E-155X
AsGa contraint à gradient de dopage	80	2001-02 E-158
AsGa contraint SuperLattice	>85	2003 E-158

Ce principe d'extraction des électrons n'est pas seulement intéressant pour la polarisation remarquable que l'on peut atteindre, mais aussi pour les valeurs d'intensités très élevées que l'on peut produire avec un laser de forte puissance. L'intensité est directement reliée aux nombres d'électrons qui sont arrachés du cristal et donc à l'efficacité quantique (QE) de celui-ci. Ce paramètre définit la quantité d'électrons émis par photons incidents d'une longueur d'onde donnée. La relation entre la puissance lumineuse fournie et l'intensité du faisceau est gouvernée par la valeur de QE :

$$I_e = QE \frac{P_{laser}}{h\nu} \quad (2.11)$$

où  $P_{laser}$  est la puissance lumineuse du laser et  $h\nu$  l'énergie de chaque photon. Cette efficacité quantique va diminuer au cours du temps et c'est un paramètre important pour les expériences de violation de parité dont la durée de prise de donnée peut atteindre quelques mois. Le temps de vie de la photocathode est défini comme étant le temps qu'il faut pour que son efficacité quantique diminue d'un facteur e.

Plusieurs effets peuvent causer une baisse de la valeur de QE. Il a été montré par exemple [83] que le rétro-bombardement des ions provenant de collisions entre le faisceau d'électrons et des atomes du gaz résiduel à la périphérie de la photocathode endommage la surface et diminue progressivement la QE. Un vide poussé ( $<10^{-11}$  Torr) permet de prolonger la vie d'une photocathode de quelques jours à un mois en limitant la présence des ions à la surface.

Des relevés sont périodiquement effectués pour surveiller l'évolution de la QE à la surface de la photocathode. En effet, l'efficacité peut varier significativement en fonction de la position du laser et ces irrégularités peuvent être à l'origine d'une fausse asymétrie en courant, par exemple, si la position du laser dévie entre deux portes d'hélicités.

La chaleur déposée à la surface de la photocathode par le laser tend aussi à affecter la QE. La couche de césium va s'évaporer progressivement et diminuer la QE. Pour la ramener à sa valeur nominale, la surface du cristal d'AsGa est traitée régulièrement pour régénérer la couche de Fluorure de Césium. La figure 2.3 représente la valeur de QE mesurée sur une période d'un mois environ avant le run III d'E-158 [84]. Nous pouvons distinguer très nettement les périodes de dégradation et les sauts qui indiquent qu'un traitement au césium de la photocathode a été

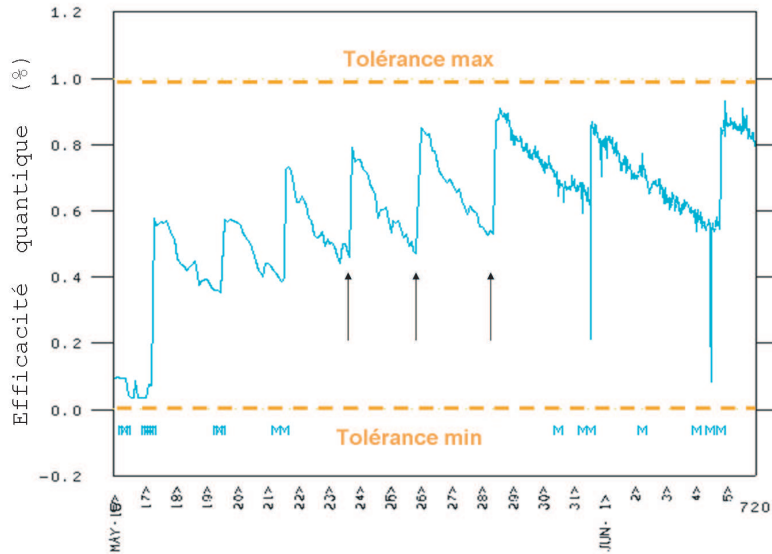


Figure 2.3: Valeur de l'efficacité quantique d'une photocathode utilisée pour E-158 mesurée sur une période d'un mois environ. Les flèches marquent les sauts dans les valeurs de l'efficacité qui surviennent après traitement. Nous pouvons constater un gain dans la QE à chaque fois que l'on répète le traitement qui améliore la concentration d'impuretés à la surface du cristal.

effectué. Pendant toute la période de décroissance de la QE, un ajustement de la puissance du laser compense la perte d'efficacité et permet ainsi de délivrer pendant quelques jours un faisceau d'électrons ayant une intensité relativement stable. La photocathode est remplacée lorsqu'il n'est plus possible de compenser la perte d'efficacité quantique (limite inférieure en pointillées sur la figure). Enfin, si la source d'AsGa contraint est un moyen de fournir un faisceau fortement polarisé et intense, le maximum de polarisation ne se trouve pas au maximum de QE. Cette dernière diminue avec la longueur d'onde alors que la polarisation va être maximale autour d'une valeur bien précise de longueur d'onde comme l'illustre la figure 2.4. Le choix de la longueur d'onde se fait en fonction du produit  $IP_e^2$ .

### 2.3.2 Mesures de polarisation

Toute mesure d'asymétrie est proportionnelle à la polarisation  $P_e$  du faisceau. L'erreur relative sur  $P_e$  se propage donc directement comme une erreur de normalisation de l'asymétrie. Les techniques habituelles sont les polarimétries Møller et Compton. Ces méthodes sont complémentaires. Le Møller fournit une mesure rapide et peu sensible à l'énergie faisceau mais l'utilisation d'une cible solide polarisée limite le courant à très basse intensité ( $< 1 \mu A$ ) et introduit une erreur importante sur la polarisation de la cible ( $\sim 2 \%$ ). Le polarimètre Compton présente l'avantage d'une mesure en continu, dans les mêmes conditions que l'expérience mais sa figure de mérite varie très rapidement avec l'énergie faisceau (dépendance en  $E^2$ ) détériorant

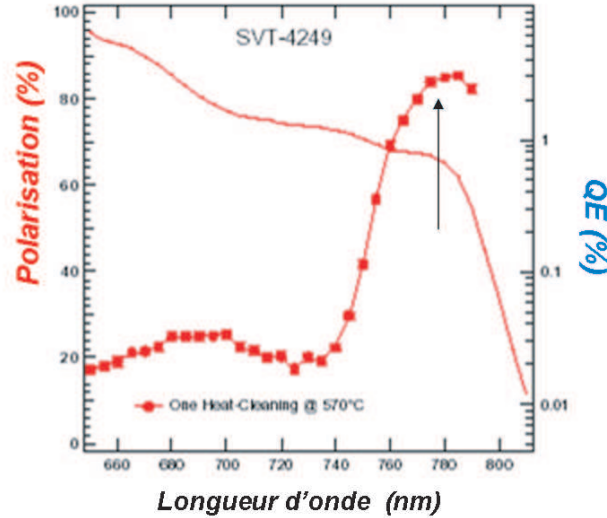


Figure 2.4: Polarisation (points expérimentaux) et efficacité quantique (courbe) d'une photocathode mesurées avant le début du run III d'E-158. La flèche indique la longueur d'onde du laser qui maximise la figure de mérite.

l'erreur de mesure en dessous du GeV.

Les précisions demandées par les expériences de violation de parité de nouvelle génération [85, 111] descendent au niveau du % pour l'erreur relative sur  $P_e$ , dans un domaine d'énergie autour de 1 GeV. Une telle précision est un challenge pour les polarimètres qui deviennent un élément clé de la mesure. Les améliorations des techniques de polarimétrie vont vers des sources laser plus intenses et de longueur d'onde plus courtes pour le Compton [86]. Plusieurs voies sont explorées pour le Møller avec notamment l'emploi de cibles polarisées dans un champ magnétique très intense et pouvant accepter des courant faisceaux plus élevés [87]. Les pièges d'atomes froids polarisés à 100 % seraient une cible idéale pour la polarimétrie Møller. L'implantation de cette technologie sur un tube faisceau d'accélérateur est à l'étude [88].

### 2.3.3 Structure d'hélicité

Pour extraire les électrons de la photocathode dans l'état de polarisation désiré, la lumière laser doit posséder une polarisation circulaire gauche ou droite. Un élément clef de la table optique à la source est la cellule de Pockels. Elle permet de transformer la polarisation du Laser, initialement linéaire, en une polarisation circulaire gauche ou droite. Cette cellule de Pockels se présente sous la forme d'un cristal biaxe [89] dont la direction des axes optiques est réglable. En appliquant une tension aux bornes du cristal de l'ordre de +2500 V, la cellule de Pockels se comporte comme une lame quart d'onde. La polarisation est renversée en changeant le signe de la haute tension. Nous pouvons ainsi, construire une séquence temporelle de renversement

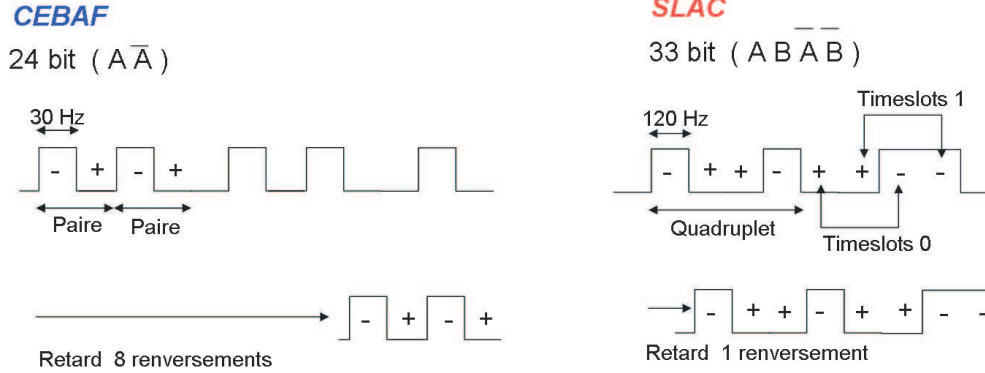


Figure 2.5: Séquences de renversement de polarisation pseudo-aléatoire utilisées pour les expériences de violation de parité HAPPEX dans le HALL A de JLAB et E-158 au SLAC.

de la polarisation du faisceau générée par un simple module électronique et adapter facilement cette séquence aux contraintes de l'expérience. La séquence de renversement de polarisation est calée en phase sur la fréquence du courant secteur (60 Hz aux Etats-Unis) afin d'éliminer la sensibilité au bruit électronique. Pour s'affranchir des dérives lentes des paramètres faisceaux les états de polarisation sont choisis de façon pseudo-aléatoire. La séquence va être construite en générant aléatoirement le premier état d'une paire ( $A$ ) et en ajoutant son complémentaire ( $\bar{A}$ ), et ainsi de suite.

Sur la figure 2.5 est représentée la séquence d'hélicité pour les accélérateurs CEBAF et SLAC. La fréquence de renversement est fixée à 30 Hz à CEBAF. Au SLAC, le renversement s'effectue à 120 Hz et la structure en temps est basée sur des quadruplets qui sont constitués de deux paires indépendantes appelées "Timeslot".

Enfin dans toutes les expériences de violation de parité, une attention particulière est donnée au découplage des signaux électroniques de la source de ceux de la ligne faisceau et des Halls d'expériences pour éviter la transmission de l'information sur l'état de l'hélicité dans l'électronique d'acquisition à travers les boucles de masse. Pour cela, l'hélicité réelle du faisceau est retardée de quelques paires. Ce retard cumulé au caractère aléatoire des renversements élimine toute corrélation en temps entre le signal de l'hélicité et l'acquisition de données.

## 2.4 Largeur statistique

Nous avons montré dans la section 1.2 du chapitre précédent que l'erreur statistique de l'asymétrie de violation de parité converge comme  $1/\sqrt{N_{tot}}$ . La distribution à laquelle nous accédons expérimentalement est celle de l'asymétrie des paires formée par deux événements d'hélicité opposée. Chaque événement contient le signal proportionnel au nombre d'électrons accumulés dans le

détecteur pendant le laps de temps où le faisceau est dans un état de polarisation donné (cf. section 2.9). L'erreur statistique de l'asymétrie expérimentale déduite à partir des données s'écrit alors :

$$\delta(A_{exp}) \approx \frac{\sigma(A_{paire})}{\sqrt{N_{paire}}} \quad (2.12)$$

La largeur minimale de distribution  $\sigma(A_{paire})$  est gouvernée par la fluctuation pulse à pulse du taux de comptage. Autrement dit, par l'échelle de temps du renversement de polarisation. Cette largeur, étant purement statistique, la distribution des paires est une gaussienne centrée sur la valeur de l'asymétrie expérimentale. Il est donc possible de prédire cette largeur et de la contrôler pendant le déroulement de l'expérience.

D'autres sources de bruit viennent s'ajouter aux fluctuations de taux de comptage. Les variations pulse à pulse de densité de la cible, des paramètres faisceaux ou encore la résolution du détecteur sont des exemples de bruits aléatoires qui ont pour effet d'élargir la fluctuation statistique des paires. La largeur de distribution des taux de comptage  $\sigma(A_{paire})$  est la valeur de référence dans l'estimation du temps de mesure de l'asymétrie de violation de parité. Il est donc important, pour bénéficier au maximum de la convergence statistique, de conserver les fluctuations des sources de bruit à un niveau inférieur à la valeur de  $\sigma(A_{paire})$ .

## 2.5 Variations des paramètres du faisceau

Les paramètres du faisceau tels que l'intensité, l'énergie, la position et l'angle varient de façon significative au cours du temps et ajoutent donc des fluctuations supplémentaires dans les taux de comptage des détecteurs. L'échelle de temps que nous considérons ici est celle du renversement de polarisation.

### 2.5.1 Impact des variations des paramètres du faisceau sur l'asymétrie expérimentale

Dans l'approximation d'une dépendance linéaire aux taux de comptage, les variations des paramètres du faisceau introduisent dans l'asymétrie expérimentale d'une paire les effets systématiques suivants :

$$A_{exp}^{paire} = A_{det}^{paire} - A_I + \sum_i \alpha_i \Delta X_i \quad (2.13)$$

$A_{det}^{paire}$  est l'asymétrie des taux de comptage dans le détecteur,  $A_I$  est l'asymétrie en courant du faisceau. Les termes  $\Delta X_i$  regroupent l'asymétrie en énergie et les différences en positions et en angles. Les coefficients  $\alpha_i$  sont les sensibilités respectives du taux de comptage aux paramètres du faisceau. Ils dépendent notamment de la cinématique de l'expérience et de l'acceptance. Deux cas de figure se présentent pour l'asymétrie paire à paire :

1. Les variations ont un caractère aléatoire. Ces fluctuations vont s'ajouter quadratiquement à la largeur statistique de taux de comptage en élargissant la distribution des paires de l'asymétrie expérimentale. Cet effet a une incidence directe sur la convergence statistique de l'asymétrie et sur la précision finale de la mesure qu'il est possible d'atteindre dans le temps imparti de l'expérience.
2. La déviation est constante. C'est une erreur corrélée au renversement de polarisation ou "fausse asymétrie". Cet effet ajoute un biais systématique à l'asymétrie physique.

## 2.5.2 Moniteurs de faisceau

Pour estimer la contribution des effets systématiques des paramètres faisceaux dans l'asymétrie expérimentale, nous devons surveiller chacun de ces paramètres pendant toute la durée de l'expérience par un système de diagnostics faisceau. Les moniteurs sont installés par paire afin d'avoir de la redondance dans la mesure de chaque paramètre faisceau. Soit  $\Delta X^1 = X^{1+} - X^{1-}$  et  $\Delta X^2 = X^{2+} - X^{2-}$  les différences mesurées respectivement par les deux moniteurs. La résolution de la mesure  $\sigma_{res}$  est donnée par :

$$\sigma_{res} = \sigma(\Delta X^1 - \Delta X^2) \quad (2.14)$$

L'erreur associée à la mesure n'est plus que l'écart type de la différence des distributions des  $\Delta X$ . Sur la figure 2.5.2 est présentée la corrélation de la mesure de l'intensité du faisceau au cours d'un run d'E-158 par deux moniteurs de courant (toroïdes). Nous pouvons distinguer les fluctuations en courant du faisceau d'une amplitude de 0.5 % vues par les deux moniteurs, définie par la droite de corrélation. La différence de mesure, visible dans l'épaisseur du trait de cette droite est représentée dans l'encart en haut à gauche. L'accord entre ces détecteurs est meilleur que 30 ppm. Nous pouvons constater que la redondance des mesures permet de surveiller des fluctuations 160 fois plus petites que les variations naturelles du courant. Cette grande sensibilité est importante pour contrôler les différentes fausses asymétries.

## 2.5.3 Origine des fausses asymétries du faisceau

Pour mettre en oeuvre la méthode la mieux adaptée à la correction d'une fausse asymétrie il est important d'avoir une connaissance préalable du mécanisme à l'origine de celle-ci. Ceci requiert une étude approfondie des caractéristiques du faisceau d'électrons. Et un effort tout particulier a été développé depuis une dizaine d'année pour caractériser les effets systématiques corrélés à l'hélicité du faisceau. Nous nous attacherons ici à présenter les effets dominants que l'on retrouve dans les expériences HAPPEX et E-158 et qui peuvent engendrer une différence significative entre un état droit et gauche du faisceau polarisé. Ces effets sont localisés principalement à la source polarisée:

- La cellule de Pockels a pour rôle de transformer l'onde plane incidente du laser en polarisation circulaire droite ou gauche. La polarisation sortante, en réalité, n'est pas parfaitement circulaire. Une composante linéaire résiduelle est aussi présente. Lorsque la polarisation

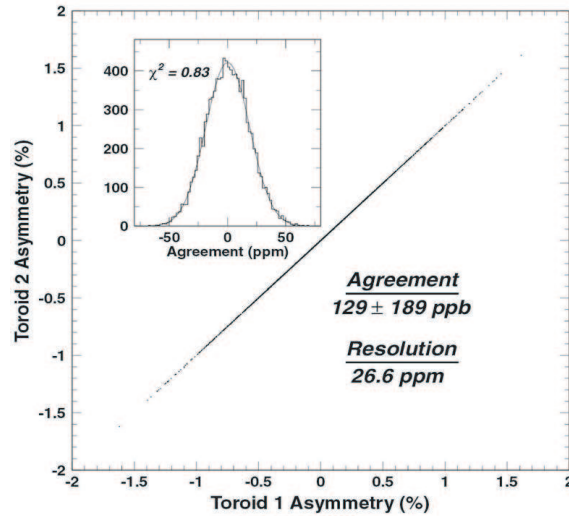


Figure 2.6: Corrélation entre les mesures de courant par les toroïdes 2a et 3a situés à l’entrée du Hall ESA au SLAC. La valeur nommée *agreement* est la valeur moyenne de la distribution dans l’encart et correspondant à l’accord entre les moniteurs sur la mesure du courant. Cette mesure est compatible avec zéro à 0.189 ppm près. La résolution de la mesure est de 26.6 ppm et correspond à la largeur de cette même distribution.

change de signe, l’angle de la polarisation linéaire change avec elle et engendre des effets corrélés au basculement de polarisation. Nous obtenons à la sortie de la cellule de Pockels deux polarisations elliptiques légèrement différentes (fig. 2.7 schéma de gauche). Cette asymétrie, créée dans le transport de la polarisation à travers un élément optique imparfait, est appelé effet “PITA” (Polarisation Induced Transport Asymmetry) [90]. Cette imperfection de la polarisation circulaire du laser n’aurait pas de conséquences sur le faisceau d’électrons si la photocathode ne possédait pas un fort pouvoir d’analyse de la polarisation linéaire résiduelle. En effet, la contrainte appliquée sur le cristal d’AsGa change ses propriétés de biréfringence en faisant apparaître un axe privilégié de polarisation. L’efficacité quantique varie donc suivant l’orientation de la polarisation linéaire. La combinaison de l’effet PITA et du pouvoir d’analyse de la photocathode peut engendrer une asymétrie de charge qui peut atteindre 1000 ppm. Elle est la source principale de l’asymétrie en courant.

Nous pouvons montrer [91] que pour des variations dans un domaine restreint de tension appliquée à la cellule de Pockels nous avons une relation linéaire avec l’asymétrie en courant induite à la photocathode (fig. 2.7 illustration de droite):

$$A_I = \alpha \Delta V \quad (2.15)$$

où  $\Delta V$  est l’offset à ajouter aux valeurs de tension positive et négative. Cette relation simple va être exploitée pour contrôler l’asymétrie en courant et la faire tendre vers zéro.



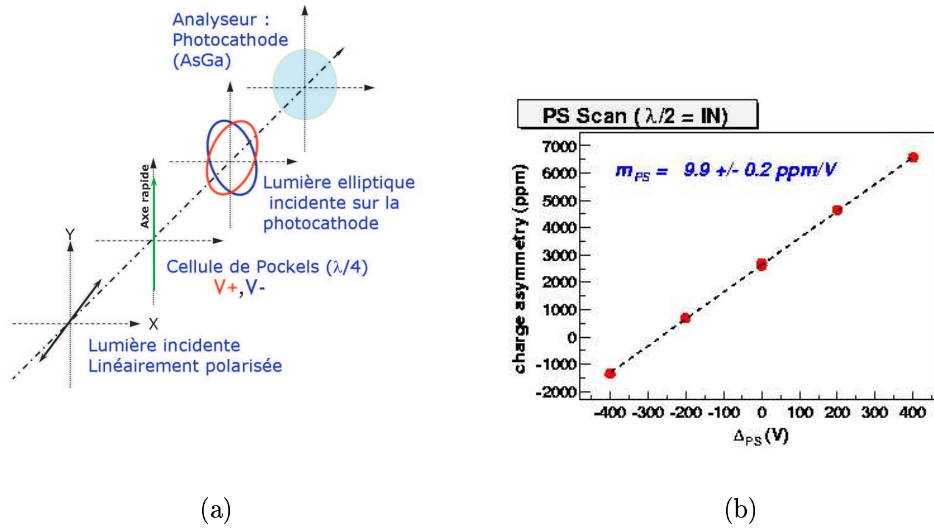


Figure 2.7: a) Schéma représentant le transport de l'onde plane du laser à travers le système optique de la source faisceau. La composante résiduelle induisant une polarisation légèrement elliptique est à l'origine de l'effet "PITA" [90]. b) Exemple de pente PITA mesurée pendant le run d'E-158. La correction de la valeur de tension à la cellule de Pockels permet d'obtenir une polarisation circulaire à 99,8 %.

- Au comportement asymétrique du transport de la polarisation peut venir s'ajouter un effet de gradient d'indice qui va faire varier la polarisation linéaire résiduelle à l'intérieur du spot laser. Ces effets induisent des asymétries en position  $A_{x,y}$  mais aussi d'autres perturbations comme la variation du profil du faisceau. Ils correspondent à des moments d'ordre supérieurs de la biréfringence résiduelle de la cellule de Pockels [92]. Une asymétrie en position peut avoir une incidence sur l'angle solide vu par les détecteurs et changer de façon systématique leurs taux de comptage. Ces asymétries sont difficiles à prédire car elles dépendent fortement du parcours des électrons à travers l'accélérateur. Cependant, il est possible dans une certaine mesure d'agir sur l'optique faisceau pour minimiser les différences en positions. L'optique linéaire d'un faisceau d'électrons fait intervenir ce que l'on appelle l'oscillation *betatron* qui correspond à la répartition transverse du faisceau modélisée par des fonctions mathématiques. Cette oscillation transverse de l'enveloppe du faisceau augmente et peut diverger si les conditions de continuité de ces fonctions ne sont pas satisfaites tout au long du trajet dans les cavités et les arcs de recirculations ("*betatron matching*"). Ceci a pour effet de rendre plus sensible la mesure aux fluctuations en position intervenant à la source. Actuellement des tests sont en cours pour utiliser des quadrupôles orientés à  $45^\circ$  récemment installés sur la ligne faisceau à JLab (ce système est appelé *phase trombone*) pour agir sur l'enveloppe du faisceau et contrebalancer les asymétries en position.

- Sous l'effet du champ électrique, la surface d'entrée ou de sortie de la cellule de Pockels peut s'incurver ou se bomber et conduit celle-ci à se comporter comme une lentille convergente ou divergente. Un faisceau laser non correctement aligné au centre de la cellule de Pockels peut être dévié dans une direction ou une autre à chaque basculement du signe de la tension engendrant une asymétrie en position du faisceau d'électrons extraits. De plus, en touchant deux endroits différents à la surface de la photocathode cet effet peut induire une asymétrie de charge si l'efficacité quantique est différente entre ces deux régions.
- Une asymétrie en énergie peut être générée par ce qu'on appelle communément le "*beam loading*" [93]. C'est un effet qui survient dans les cavités accélératrices au passage du train d'électrons. Les électrons de tête vont absorber une grande partie de l'énergie de la cavité laissant moins d'énergie aux derniers. Il s'ensuit une augmentation de la dispersion en énergie. Le *beam loading* se couple naturellement à l'intensité en courant du faisceau: il dépend de la charge totale entrant dans la cavité. Une asymétrie importante en courant peut favoriser une asymétrie en énergie si le *beam loading* est significatif (c'est le cas pour les machines à faisceau pulsé comme SLAC). Un effet de *beam loading* peut également être engendré par l'impulsion précédente. Par exemple à JLab dont le faisceau qui dessert trois halls expérimentaux les paquets d'électrons du hall C précèdent ceux du hall A dans la machine. Une asymétrie en courant du faisceau hall C induit une asymétrie de *beam loading* pour le hall A qui se traduit par une asymétrie en énergie. Cet effet a été observé pendant la prise de donnée HAPPEX (section 3.4.1.1).
- La cellule de Pockels est alimentée par une tension de quelques milliers de volts et il est possible que ce signal se retrouve dans le bruit de l'électronique des moniteurs ou du hall d'expérience et peut introduire alors une asymétrie résiduelle qui affecte les piédestaux. Cette fausse asymétrie de piédestal peut perturber la mesure et une attention particulière est donnée aux découplage des signaux de la source avant le démarrage de l'expérience.

## 2.6 Minimisation

Nous allons détailler ici comment nous pouvons diminuer, éliminer ou compenser les fluctuations et les fausses asymétries du faisceau décrites précédemment. Plusieurs étapes successives de minimisation peuvent être nécessaires à la réduction de certaines d'entre elles.

### 2.6.1 Minimisations passives

Les précautions quant aux réglages des éléments optiques et de l'alignement sont une étape nécessaire pour réduire à un niveau acceptable les fausses asymétries provenant de la source avant le début de la prise de données, elles sont appelées procédures de minimisation passive. Nous mentionnons ici les principales procédures indispensables à la préparation d'un faisceau de qualité suffisante pour une expérience de violation de parité :

- La cellule de Pockels ayant les meilleures propriétés optiques est utilisée et soigneusement

alignée. Une zone de faible pouvoir d'analyse<sup>1</sup> de la polarisation linéaire sera choisie à la photocathode pour le spot laser afin de diminuer l'asymétrie de charge provenant de l'effet PITA.

- L'image du faisceau laser à la sortie de la cellule de Pockels est focalisée au niveau de la photocathode. Cette technique permet d'éliminer en grande partie les effets de lentille de la cellule de Pockels.
- Le faisceau laser est collimaté à l'entrée de la cellule de Pockels. En diminuant la dispersion angulaire du faisceau, les effets d'ordres supérieurs comme les variations du profil du faisceau à la photocathode peuvent être rendus négligeables.

Il est possible, en suivant ces procédures, de diminuer l'asymétrie en courant de 1000 ppm à 100 ppm.

### 2.6.2 Minimisation active : la boucle de rétro-action

La boucle de rétroaction est une méthode puissante pour contrôler en temps réel et minimiser rapidement une asymétrie induite par un paramètre du faisceau. Elle est réalisable à condition d'avoir un bras de levier suffisant sur cette fausse asymétrie en jouant sur un paramètre de réglage du faisceau. C'est le cas de l'asymétrie en courant induite par effet PITA. Nous avons vu dans la section 2.3.1 que cet effet est caractérisé par une dépendance linéaire de l'asymétrie en fonction de la haute tension appliquée à la cellule de Pockels. Il va être possible, en agissant par corrections successives sur les valeurs de tension de la cellule de Pockels, de faire converger cette asymétrie progressivement vers zéro.

Les étapes successives du système d'asservissement sont illustrées sur la figure 2.8.

1. L'asymétrie  $A_I$  est mesurée périodiquement grâce à une paire de moniteurs de courant. Le temps de mesure dépend des fluctuations du paramètre et de la précision souhaitée.
2. La valeur de l'asymétrie est ensuite convertie en tension à l'aide de la pente de calibration PITA par l'analyse en ligne. Cette pente PITA est réactualisée à chaque fois que les conditions optiques du faisceau ont varié.
3. Les valeurs de correction de la tension sont envoyées à la cellule de Pockels et le cycle de correction reprend.

Suivant ce schéma de récurrence, nous pouvons écrire, étape par étape, la séquence de correction de l'asymétrie en courant. Cette asymétrie est définie comme étant le résultat d'un effet PITA décrit précédemment et de fluctuations aléatoires [94] :

$$A_I = A_{PITA} + \delta_I \quad (2.16)$$

Soit  $A_C^i$  l'asymétrie induite par la correction à la  $i^{me}$  itération. L'asymétrie en courant et la correction induite s'écrivent, à chaque étape de mesure :

---

<sup>1</sup>Le pouvoir d'analyse ici est défini comme étant la sensibilité de l'efficacité quantique de la photocathode à la polarisation du laser.

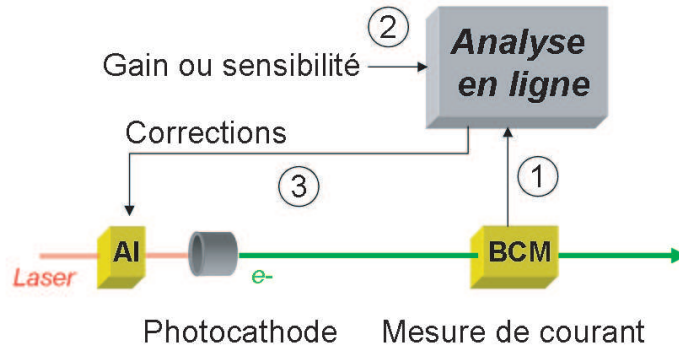


Figure 2.8: Schéma simplifié d'une boucle de rétroaction pour la minimisation de l'asymétrie en courant.

$$\begin{aligned}
 A_I^1 &= A_{PITA}^1 + \delta_I^1 & A_C^1 &= -A_{PITA}^1 - \delta_I^1 \\
 A_I^2 &= A_{PITA}^2 + \delta_I^2 + A_C^1 & A_C^2 &= -A_{PITA}^2 - \delta_I^2 \\
 A_I^3 &= A_{PITA}^3 + \delta_I^3 + A_C^2 & A_C^3 &= -A_{PITA}^3 - \delta_I^3 \\
 &\vdots & & \\
 A_I^n &= A_{PITA}^n + \delta_I^n + A_C^{(n-1)}
 \end{aligned}$$

En faisant la moyenne cumulée des  $N$  mesures d'asymétrie  $A_I^i$  nous obtenons :

$$\langle A_I \rangle = \frac{1}{N} (A_{PITA}^n + \delta_I^n) \quad (2.17)$$

A chaque itération la correction a annulé la valeur mesurée de l'asymétrie. Il ne reste donc plus que la dernière valeur mesurée. Nous pouvons constater alors que la convergence de la valeur moyenne de l'asymétrie lorsqu'elle est corrigée suit une progression en  $1/N$ . Comparée à la progression statistique en  $1/\sqrt{N}$ , la boucle d'asservissement permet d'annuler plus rapidement une asymétrie. Il convient d'ajouter une condition nécessaire à la convergence réelle de ce système :

$$RMS(A_{PITA})^2 \ll RMS(\delta_I)^2 \quad (2.18)$$

Pour que la boucle de correction puisse fonctionner correctement, il faut que les variations de l'effet PITA soient négligeables par rapport aux fluctuations du faisceau à l'échelle de temps de la correction. Cette condition est nécessaire pour la stabilité de la boucle d'asservissement. Expérimentalement,  $A_{PITA}$  est suffisamment stable pour que cette condition soit réalisée. Des changements significatifs dans la valeur de l'asymétrie PITA interviennent en général au cours de dérives lentes, d'usure ou de modifications volontaires de la source. Elles sont négligeables à

l'échelle de temps des corrections.

Nous allons maintenant considérer un système de correction plus réaliste dans lequel nous ajoutons l'erreur  $\delta_{mon}^i$  provenant du moniteur utilisé pour la mesure de l'asymétrie avec  $(\delta_{mon}^i)^2 \ll (\delta_I^i)^2$ . Nous devons spécifier ici que l'erreur sur la mesure à prendre en compte n'est pas la fluctuation dans un seul moniteur mais bien la résolution intrinsèque introduite dans la section 2.4.2. Nous allons maintenant mettre en regard la valeur de l'asymétrie  $A_m^i$  "vue" par le moniteur et l'asymétrie réelle du faisceau :

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

Formons les valeurs moyennes pour ces deux asymétries :

$$\begin{aligned}
 \langle A_m \rangle &= \frac{1}{N} (A_{PITA}^n + \delta_I^n) \\
 \langle A_I \rangle &= \frac{1}{N} (A_{PITA}^n + \delta_I^n) + \frac{\langle \delta_i^2 \rangle}{\sqrt{N}}
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

Nous pouvons constater que ces deux valeurs moyennes ne sont pas équivalentes. A chaque itération la valeur mesurée est annulée par la boucle, mais pas le bruit du moniteur qui lui est réinjecté dans la boucle et affecte en retour la prochaine correction. Le terme supplémentaire  $\langle \delta_i^2 \rangle / \sqrt{N}$  suit une convergence statistique indépendamment des autres termes. Cette quantité définit la limite de convergence en  $\frac{1}{N}$  de notre système de correction. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.9, au bout d'un certain temps  $t_i$ , la convergence de la valeur moyenne de l'asymétrie en courant est gouvernée par la précision intrinsèque des moniteurs. En pratique, les performances des boucles de rétroactions sont diverses et dépendent bien souvent de la stabilité de la pente de calibration et des interruptions du faisceau qui brisent la convergence. Cependant, l'asymétrie en courant, réduite dans un premier temps, à 100 ppm par les réglages optiques à la source, peut être limitée et conservée à une valeur inférieure à 1 ppm au bout de quelques minutes. La mise en place et le test d'une boucle d'asservissement pour les expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He sera détaillée dans le chapitre 3.

## 2.7 Corrections

La correction des fluctuations des paramètres faisceau devient importante lorsque elles sont non négligeables par rapport aux fluctuations statistiques des taux de comptage. En premier lieu ce sont les fluctuations de l'intensité qui sont les plus importantes (voir section 2.4.3). La

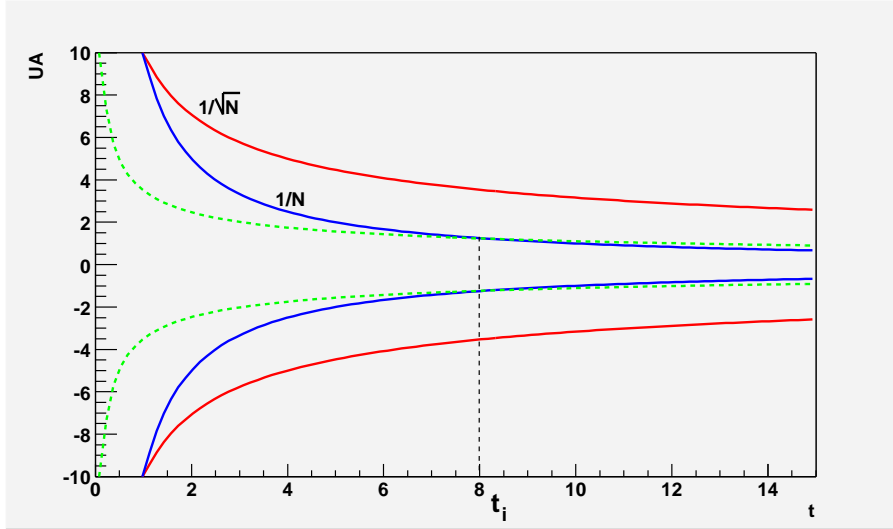


Figure 2.9: Graphique montrant les enveloppes de convergence. L'enveloppe la plus large en trait plein décrit un comportement statistique de l'asymétrie. L'enveloppe intermédiaire est obtenue dans le cas d'une correction par boucle d'asservissement. En pointillée est représentée la résolution intrinsèque des moniteurs qui devient l'échelle des fluctuations de la valeur moyenne corrigée à partir d'un temps  $t_i$ . L'échelle de chaque enveloppe est ici arbitraire.

correction de ces fluctuations est effectuée en normalisant les taux de comptage des détecteurs par le courant mesuré par les moniteurs :

$$A_{exp} = \frac{\frac{D^+}{I^+} + -\frac{D^-}{I^-}}{\frac{D^+}{I^+} + \frac{D^-}{I^-}} \quad (2.20)$$

De cette façon les fluctuations du courant sont annulées au premier ordre. Pour les paramètres faisceaux restants, il faut caractériser les pentes  $\alpha_E$  et  $\alpha_i$  :

$$A_{exp} = A_{Det} + \sum_i \alpha_i \Delta(X_i) \quad (2.21)$$

Avec  $i = E, x, y, \theta_x, \theta_y$ . Deux méthodes indépendantes permettent d'extraire ces pentes, l'analyse des corrélations par régression et la modulation de faisceau. L'accord de ces méthodes est un test de validité de la correction appliquée.

### 2.7.1 Régression

La méthode de régression utilise les corrélations naturelles entre les taux de comptage des détecteurs et les valeurs des paramètres faisceau. Ces dépendances, pour des petites variations des paramètres faisceaux sont linéaires. La figure 2.10 représente un exemple de corrélation entre l'asymétrie dans un détecteur et l'asymétrie d'un paramètre faisceau. La détermination

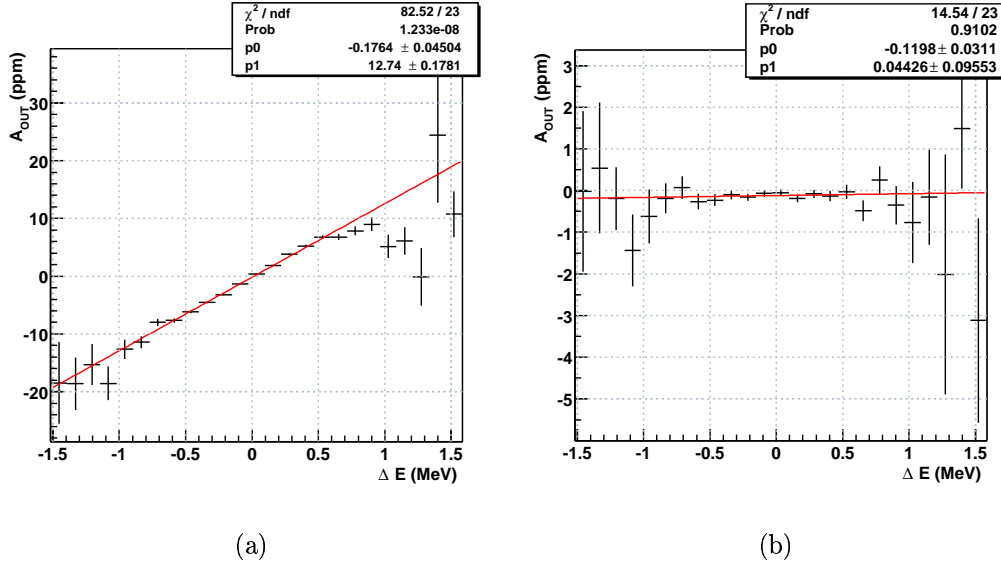


Figure 2.10: Exemple de corrélation entre l'asymétrie de taux de comptage dans le détecteur d'E-158 et la différence en énergie mesurée. La figure a) montre une corrélation importante avec le paramètre énergie. La figure b) montre le résultat de la soustraction de cette corrélation par la régression linéaire.

de la pente de régression utilise une méthode des moindres carrés pour minimiser la quantité suivante :

$$A_{reg} = \left\langle \left( A_i - \sum_i \Delta X_i \right)^2 \right\rangle \quad (2.22)$$

$A_{reg}$  est l'asymétrie obtenue après régression pour un échantillon donné de valeurs de l'asymétrie  $A_i$ . Cette méthode est facile à mettre en place et utilise toute l'information disponible sur les paramètres faisceaux pour regresser l'asymétrie des taux de comptage. Le principal intérêt est la prise en compte des possibles corrélations entre paramètres dans la correction à apporter sans qu'il soit nécessaire de savoir quelles sont ces corrélations a priori. En contrepartie, il est plus difficile d'obtenir une interprétation du résultat en fonction de chaque paramètre pris individuellement. Enfin, il est bon de remarquer que des fausses asymétries dans les signaux électroniques des moniteurs utilisés dans la régression peuvent affecter le résultat en introduisant des biais dans la correction.

## 2.7.2 Modulations de faisceau

Le principe de la modulation de faisceau appelée aussi “*dithering*” consiste à provoquer délibérément des excursions de grande amplitude des paramètres du faisceau par rapport aux fluctuations naturelles. Une série d'aimants et une cavité accélératrice permettent de faire varier chacun

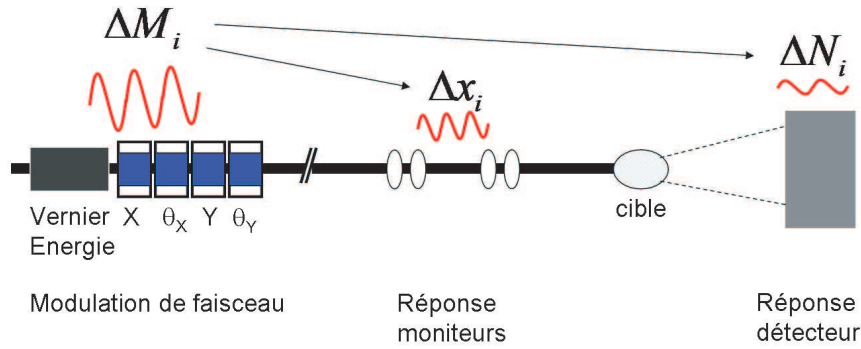


Figure 2.11: Schéma du principe de la modulation de faisceau.

des paramètres faisceau comme illustré sur la figure 2.11. Les modulations  $\Delta M_i$  entraînent des variations dans les moniteurs  $\Delta X_i$  et les taux de comptages  $\Delta N_i$ . Nous obtenons la relation suivante entre les modulations mesurées dans les détecteurs et celles dans les moniteurs :

$$\frac{\partial N_i}{\partial M_i} = \alpha_i \frac{\partial X_i}{\partial M_i} \quad (2.23)$$

Nous pouvons alors extraire les sensibilités  $\alpha_i$  en inversant la matrice  $\frac{\partial X_i}{\partial M_i}$ . Cette méthode a la même finalité que la régression: corriger l'asymétrie de taux de comptage des effets de fluctuations du faisceau. Un nombre suffisant d'aimants est choisi pour moduler chaque paramètre indépendamment des autres, on s'arrange donc pour minimiser les corrélations entre eux et couvrir tout l'espace de phase.

Les modulations peuvent entraîner des variations importantes dans le taux de comptage des détecteurs si ceux-ci s'avèrent trop sensibles et affecter les largeurs de distribution des taux de comptage. Dans ce cas, les périodes de modulations sont retirées de l'analyse des données de l'asymétrie physique. Enfin cette modulation n'est pas corrélée avec l'hélicité car le cycle de variation s'étale sur plusieurs impulsions. La grande amplitude des variations rend les mesures moins sensibles au bruit électronique.

## 2.8 Fluctuations de densité de la cible

Les expériences de violation de parité auprès des accélérateurs SLAC et CEBAF utilisent des cibles cryogéniques étendues d'hydrogène liquide ou d'hélium gazeux afin de maximiser la luminosité. Cependant avec la longueur de cible, la quantité de chaleur déposée par le faisceau augmente aussi. Ceci peut amener des variations de densité et même porter la cible à ébullition dans le cas de l'hydrogène. Ces fluctuations de densité ont des conséquences diverses sur le taux de comptage et la précision de la mesure d'une asymétrie de violation de parité :



- Si la densité de la cible varie à l'échelle du renversement de la polarisation, le taux de comptage va subir des fluctuations plus grandes et la largeur statistique de l'asymétrie expérimentale  $\sigma(A_{exp})$  va s'élargir d'autant :

$$\sigma(A_{exp}) = \sqrt{\frac{1}{N} + \left(\frac{\delta l}{l}\right)^2} \quad (2.24)$$

$\delta l/l$  est la proportion de la longueur de la cible modifiée par le changement de densité, cette variation est indépendante du processus donc elle s'ajoute quadratiquement aux taux de comptage.

- Une ébullition locale mais stable, d'un état de polarisation à un autre, peut occasionner une perte de densité et diminuer le taux de comptage moyen dans les détecteurs. Cet effet correspond à une faible dilution qui n'a que peu de conséquences pour une expérience de violation de parité.

Les fluctuations doivent être maintenues très en dessous de la largeur statistique pour négliger leur effet dans la précision de la mesure.

La physique qui décrit l'écoulement turbulent du fluide et l'échange de chaleur entre le faisceau et la cible étant très complexe, plusieurs paramètres comme la géométrie, la vitesse d'écoulement, l'échelle des turbulences doivent être pris en compte dans la conception de la cible pour obtenir une variation de densité minimale, pulse à pulse. Plusieurs méthodes existent pour mettre en évidence les variations de densité de cible et leur dépendance aux paramètres de la cible ou du faisceau :

- En utilisant la loi de décroissance en  $1/\sqrt{I}$  du taux de comptage. A densité constante de la cible, la statistique doit augmenter avec le courant du faisceau et la largeur de la distribution doit diminuer en suivant alors la loi en  $1/\sqrt{I}$ . Si le dépôt de chaleur augmente au-delà du seuil de tolérance on observe une déviation à la largeur statistique dans le détecteur .
- A l'aide d'un ou plusieurs moniteurs de luminosité. Ce détecteur supplémentaire installé en aval de la cible à très petit angle de diffusion est soumis à de très fort taux de comptage. La largeur statistique d'asymétrie est plus faible que tous les autres détecteurs du hall ce qui augmente la sensibilité aux fluctuations. En regardant les corrélations avec les signaux du détecteur principal, nous pouvons vérifier l'état de la cible de façon indépendante. L'instabilité de la densité de la cible pulse à pulse affectant les taux de comptage à tous les angles, une large corrélation entre les détecteurs et le moniteur de luminosité apparaît en cas de fluctuations.

## 2.9 Détection

Nous développons ici les techniques de détection des électrons mise en oeuvre dans les expériences HAPPEX et E-158. Le choix repose sur la cinématique qui dans les deux cas de figure

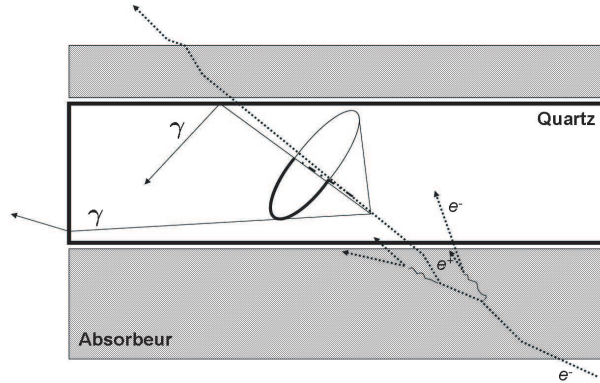


Figure 2.12: Schéma montrant l'orientation optimale du matériau optique par rapport au cône Čerenkov de l'électron incident. L'angle d'attaque doit être tel que l'angle d'ouverture du cône soit dans la direction de collection de la lumière.

est une diffusion aux angles avant et où le taux de comptage des particules détectées est très important. Ce type de détecteur doit avoir une bonne résolution en énergie et être particulièrement robuste pour résister aux fortes radiations.

Le principe de détection repose sur l'émission de lumière Čerenkov par les électrons lors de leur passage dans un matériau optique. Le matériau utilisé est typiquement de la silice fondue du fait de sa tenue aux fortes doses d'irradiations. Pour augmenter le flux de photons Čerenkov et maximiser la sensibilité du détecteur aux électrons d'impulsion désirée, une épaisseur de matériau absorbeur ( $Z$  grand) est intercalé entre les couches de silice (cf. chapitre 3). Les électrons vont déposer leur énergie en créant une gerbe électromagnétique. Les particules chargées de la gerbe vont démultiplier le nombre de photons Čerenkov et ainsi amplifier le signal lumineux. Finalement, le détecteur sera aligné suivant une génératrice du cône Čerenkov de la particule incidente pour maximiser la collecte des photons lumineux, comme illustré sur la figure 2.12.

### 2.9.1 Méthode d'intégration

Habituellement pour détecter les électrons diffusés, les expériences utilisent la combinaison d'éléments de détection que sont les chambres à fils, les scintillateurs et les calorimètres. Une mesure en coïncidence entre ces détecteurs sélectionne très efficacement les événements physiques voulus. Dans le cas des expériences de violation de parité, la sélection événement par événement devient difficile si l'on veut bénéficier de la statistique des forts taux de comptage (10-100MHz).

Nous avons donc choisi d'utiliser la méthode des flux intégrés. C'est à dire que le signal Čerenkov détecté est intégré pendant toute la durée d'un état d'hélicité du faisceau d'électrons. De cette

manière nous ne sommes pas limités par le taux de comptage et aucune perte due au temps mort de l'acquisition de données n'est à prendre en compte. Le système d'acquisition s'en trouve simplifié et cela réduit d'autant la complexité de l'analyse.

Le désavantage majeur de cette méthode est que nous procédons en aveugle. Nous ne pouvons pas différencier les électrons élastiques des particules venant d'autres processus physiques. En utilisant un spectromètre à fort pouvoir de séparation il est possible alors de s'affranchir d'une grande partie du bruit de fond. Nous verrons dans la section 2.8.5 comment le bruit de fond résiduel peut-être estimé et corrigé.

## 2.9.2 Résolution en énergie

La création des particules secondaires dans une gerbe électromagnétique est un processus stochastique. Le dépôt d'énergie pour une longueur de radiation donnée fluctue d'un électron à l'autre. C'est pourquoi la majorité de l'extension de la gerbe doit être incluse dans l'épaisseur totale de l'absorbeur afin d'optimiser la résolution du détecteur. Cependant, les particules secondaires créées le long de la gerbe ne produisent des photons Čerenkov que dans la silice et donc seule une information partielle échantillonnée, sur le dépôt d'énergie est accessible. Le choix du nombre de plaques et leur épaisseur est déterminée par simulations (section 3.3.5). La largeur finale de la réponse à  $N_e$  électrons d'une porte d'hélicité est la convolution de la largeur statistique et de la résolution en énergie  $\Delta E/E$  :

$$\sigma_{det} = \frac{1}{\sqrt{N_e}} \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2} \quad (2.25)$$

Pour éviter que la résolution en énergie ne dégrade la précision statistique attendue elle devra être suffisamment faible:  $\left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 \ll 1$ . C'est une des conditions importantes qui guide la conception des détecteurs (voir chapitre 3).

## 2.9.3 Segmentation

La plupart des détecteurs utilisés en mesure d'asymétrie de violation de parité possèdent une acceptance couvrant tout l'azimut. Lorsque l'acceptance est limitée, la configuration doit être telle que l'on conserve au moins un élément d'angle solide à  $\phi$  et son symétrique à  $\phi + 180$ . Cette symétrie azimutale assure la compensation des erreurs systématiques (section 3.4.1.2) et d'autre part permet de minimiser des processus physiques particuliers comme l'asymétrie transverse (section 4.5.8.1) qui sont caractérisés par une dépendance en  $\sin \phi$ . Une segmentation de l'acceptance du détecteur aura généralement pour effet d'amplifier la sensibilité de chaque segment aux paramètres faisceau par rapport à la sensibilité globale du détecteur. Tant que l'on reste dans un régime linéaire, ce bras de levier peut-être mis à profit pour un meilleur contrôle des erreurs systématiques.

### 2.9.4 Linéarité

Le détecteur mesure un signal qui est théoriquement proportionnel au flux d'électrons arrivant dans l'acceptance. En pratique cette proportionnalité n'est pas parfaite et le degré de non linéarité doit être mesuré. Soit  $D$  la réponse du détecteur au flux de particules  $P$  et  $\epsilon$  le degré de non linéarité, nous avons pour chaque état d'hélicité :

$$D^\pm = P^\pm + \epsilon P^{\pm 2} \quad (2.26)$$

Nous pouvons de même paramétrer la non linéarité du moniteur de courant :

$$C^\pm = I^\pm + \epsilon' I^{\pm 2} \quad (2.27)$$

l'asymétrie expérimentale mesurée s'écrit alors :

$$A_{exp} = \frac{D^+/C^+ - D^-/C^-}{D^+/C^+ + D^-/C^-} \quad (2.28)$$

qui se réduit à :

$$A_{exp} = A_{VP}(1 + \epsilon P_0) - A_I(1 + \epsilon' I_0) \quad (2.29)$$

Dans la limite où  $A_{VP}$ ,  $A_I$ ,  $\epsilon$  et  $\epsilon'$  sont tous « 1. Avec  $P_0 = (P^+ + P^-)/2$  et  $I_0 = (I^+ + I^-)/2$ . Afin de conserver les erreurs systématiques petites, les non linéarités de l'appareillage sont maintenues au niveau de 2 %.

### 2.9.5 Bruit de fond

Les expériences HAPPEX et E-158 utilisent des spectromètres magnétiques pour sélectionner les électrons issus de la diffusion élastique. Cependant des particules provenant d'autres processus peuvent se retrouver dans l'acceptance des détecteurs et venir s'ajouter dans les taux de comptage. La méthode d'intégration des flux nous oblige à connaître précisément ce bruit de fond. Il peut affecter l'asymétrie expérimentale de deux manières :

- Les particules ne possèdent pas d'asymétrie dépendante de la polarisation du faisceau. Ce type de bruit de fond va apparaître comme un facteur de dilution de l'asymétrie
- Le flux de particule varie avec l'état d'hélicité des électrons incidents et créer une asymétrie de bruit de fond qui s'ajoute, proportionnellement au flux des particules, à l'asymétrie expérimentale.

Les corrections à apporter pour ces deux effets dans l'asymétrie des taux de comptage est la suivante :

$$A_{VP} = \frac{1}{P_e} A_{exp} \frac{1 - \mathcal{F} \frac{A_{bdf}}{A_{exp}}}{1 - \mathcal{F}} \quad (2.30)$$

où  $P_e$  est la polarisation du faisceau,  $\mathcal{F}_{bdf}$  est la fraction du flux correspondant au bruit de fond et  $A_{bdf}$  l'asymétrie associée à ce bruit de fond si elle existe.

Nous pouvons remarquer qu'une asymétrie de bruit de fond de signe opposé à l'asymétrie physique a des conséquences plus importantes qu'une asymétrie de bruit de fond de même signe, toute chose étant égale par ailleurs. Dans le rapport  $A_{bdf}/A_{exp}$  la petitesse de  $A_{exp}$  est un facteur d'amplification qui impose une étude en détail de tous les processus à forte asymétrie même si leur flux relatif est très faible. Un exemple typique est la possible diffusion des électrons polarisés sur du fer polarisé. L'estimation du bruit de fond résiduel, lorsqu'il est bien connu, est effectuée avec des runs dédiés et une simulation Monte Carlo. Dans le cas où peu d'informations sont disponibles il faudra utiliser un détecteur pour le mesurer directement.

### 2.9.6 Renversement de signe

Le signe de l'asymétrie expérimentale est déterminé à partir de l'hélicité des électrons du faisceau arrivant à la cible. Il est possible d'ajouter un renversement volontaire du signe de la polarisation sans en informer explicitement l'acquisition de données. Nous avons vu précédemment dans ce chapitre que plusieurs types de fausses asymétries potentielles peuvent occulter la mesure de l'asymétrie expérimentale. Il devient alors nécessaire de pouvoir séparer la contribution de certaines classes de fausses asymétries. En agissant sur le signe de l'asymétrie physique nous pouvons décorréler certains effets systématiques.

L'un des moyens le plus communément utilisé pour renverser la polarisation est l'insertion sur le parcours du laser d'une lame demi-onde avant la cellule de Pockels. L'effet de cette lame demi-onde sur quelques asymétries est illustrée dans le tableau ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 A_{VP} &\longrightarrow -A_{VP} \\
 A_{x,y}^B &\longrightarrow (\pm)A_{x,y}^B \\
 A_{x,y}^L &\longrightarrow A_{x,y}^L \\
 A_p &\longrightarrow A_p \\
 A_{bkg} &\longrightarrow -A_{bkg}
 \end{aligned}$$

Nous pouvons remarquer que le renversement de la polarisation circulaire avec la lame demi onde conserve le signe de plusieurs asymétries comme l'asymétrie en position provenant de l'effet lentille  $A_{x,y}^L$  de la Cellule de Pockels et celle des piédestaux  $A_p$  des détecteurs. La composante de biréfringence  $A_{x,y}^B$ , quant à elle, ne montre pas, expérimentalement de sensibilité claire. Toutes les asymétries de type processus physique  $A_{VP}, A_{bkg}$  changent de signe. La lame demi onde permet donc de séparer l'effet de deux groupes d'asymétries bien particulières, les premières de type systématique de l'appareillage, les autres d'origine physique.

Si nous effectuons un renversement de signe périodique sur une durée longue comparée à l'échelle de renversement rapide de la polarisation du faisceau, nous pouvons former des groupes statistiques de paires d'asymétries correspondant à chaque renversement arbitraire du signe de la lame demi onde. Si l'on considère seulement l'asymétrie physique de violation de parité, chaque mesure se répartit d'un côté ou de l'autre de l'origine. La présence de fausses asymétries de significatives se manifestera par un offset dans chaque état de signe. C'est un test efficace qui

permet de prouver que les fausses asymétries de l'appareillage sont contrôlées au niveau requis pour la mesure de l'asymétrie de violation de parité.

De plus, en sommant les états de signe opposés, les effets systématiques se compensent. Au SLAC, d'autres renversements sont utilisés en agissant directement sur le faisceau d'électrons, en tirant partie par exemple de la précession g-2 du spin dans le champs magnétique des aimants de courbure de l'arc qui connecte le LINAC avec le Hall d'expérience, nous pouvons ainsi régler l'énergie des électrons, pour que l'hélicité fasse un demi-tour de plus ou de moins avant d'arriver à la cible. Ce changement de signe supplémentaire est sensible aux fausses asymétries qui dépendent de l'énergie du faisceau.

### 2.9.7 Acquisition de données

L'information principale enregistrée par l'acquisition de donnée est le signal des différents détecteurs et des moniteurs. Toutes les asymétries utiles pour l'analyse sont formées à partir de ces informations. L'acquisition de données repose sur des cartes *Analogic to Digital Converter* (ADC) qui intègrent et codent le signal sur une porte en temps correspondant à un état particulier de la polarisation du faisceau. Cette intégration doit avoir suffisamment de résolution pour pouvoir calculer les asymétries paire à paire. Pour obtenir une précision suffisante, les expériences E-158 et HAPPEX utilisent des cartes ADC 16 bit. L'erreur sur la discrétisation est égale à :

$$\sigma(A_{exp})_{integ} \approx \frac{\sqrt{2}}{2^{16}} \approx 2.10^{-5} \quad (2.31)$$

Cette valeur de 20 ppm d'incertitude est bien en-dessous de la valeur attendue pour les fluctuations de taux de comptage ( $\sigma(A)_{HAPPEX-H} = 450$  ppm,  $\sigma(A)_{E158} = 600$  ppm). Il est possible d'améliorer encore la précision en ajoutant au signal avant la conversion analogique numérique un nombre pseudo aléatoire choisit dans une gamme de valeur restreinte à un sous intervalle de la dynamique d'intégration (environ 4000 bins). C'est ce que l'on appelle le *DAC noise*, son utilisation consiste à élargir délibérément la distribution des valeurs intégrées pour réduire l'effet de discrétisation de bin dans l'ADC. Cette méthode améliore la résolution sur la mesure. Le nombre aléatoire est bien sûr soustrait du résultat après discrétisation.

Une très bonne linéarité sur la gamme d'intégration (<0.1 %), est aussi un critère de qualité pour les cartes d'acquisitions utilisées [95]. La linéarité différentielle c'est à dire bin à bin est aussi améliorée lorsque le *DAC noise* est utilisé.

Enfin le bruit de piedestal doit être faible et restreint à quelques bins. Un bruit de piedestal de 5 bins sur une gamme 16 bit (65536 bins) par exemple, induit une asymétrie de piedestal de 100 ppm. Cette asymétrie peut dégrader potentiellement la largeur statistique de l'asymétrie physique mesurée. Les boucles de masses sont donc soigneusement évitées.

# Chapitre 3

## HAPPEX-H et HAPPEX-He à JLab

Dans ce chapitre nous allons présenter les deux expériences HAPPEX en commençant par leur cinématique et la précision avec laquelle elles vont mesurer les asymétries de violation de parité sur des cibles d'hydrogène et d'hélium. Nous discuterons alors des difficultés associées à chaque mesure. Nous détaillerons ensuite, l'appareillage commun aux deux expériences. En particulier, je développerai la mise en place du système de rétroaction qui corrige les asymétries du faisceau et la conception des détecteurs d'électrons sur lesquels j'ai travaillé durant un an et demi. Enfin nous conclurons par les résultats préliminaires d'HAPPEX-H et HAPPEX-He obtenus pendant les prises de données de juin et juillet 2004 et nous les utiliserons pour extraire les contributions des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon.

### 3.1 Cinématique et précision de la mesure

L'expérience HAPPEX-I qui s'est déroulée en 1998-99 a mesuré l'asymétrie de violation de parité sur l'hydrogène à  $Q^2 = 0,477 (GeV/c)^2$ . Cette mesure n'a pas permis de conclure sur une contribution non nulle des quarks étranges [96]. L'expérience HAPPEX-H va renouveler la mesure en se plaçant cette fois à  $Q^2 \simeq 0,1 GeV$  et la mesure HAPPEX-He, au même  $Q^2$ , doit permettre la séparation de chaque contribution. Pour ce quadrimoment transféré, la figure de mérite nous indique qu'il faut se placer aux petits angles et augmenter l'énergie. L'énergie maximale du faisceau, pour des raisons techniques<sup>1</sup>, est fixée à  $3,2 GeV$ . L'angle de diffusion correspondant  $\theta = 6^\circ$  est accessible avec le concours des aimants supraconducteur SEPTUM [97]. Dans le tableau 3.1 nous avons reporté les asymétries prédites, la précision statistique et l'erreur systématique de la mesure. Nous pouvons faire plusieurs remarques concernant ce tableau. Pour l'hydrogène, le niveau de précision de  $40 ppb$  requis demandera surtout de minimiser les asymétries corrélées à l'état d'hélicité (asymétries du faisceau). Pour l'hélium, la faible erreur relative de 2% rendra les erreurs de normalisation importantes (polarisation du faisceau, mesure du  $\langle Q^2 \rangle$ ).

---

<sup>1</sup>Le dipôle d'un des deux spectromètres du hall A ne peut courber les électrons d'impulsion  $P_e > 3,2 GeV$

Cible	$A_{VP}(G^s = 0)$ (ppm)	$A_{VP}^{stat}$ (ppm)	$A_{VP}^{sys}$ (ppm)
H	-1,466	0,073 (5%)	0,040 (2,8%)
$^4He$	+7,821	0,172 (2,2%)	0,165 (2,1%)

Tableau 3.1: Asymétrie et erreurs associées pour les deux expériences HAPPEX.

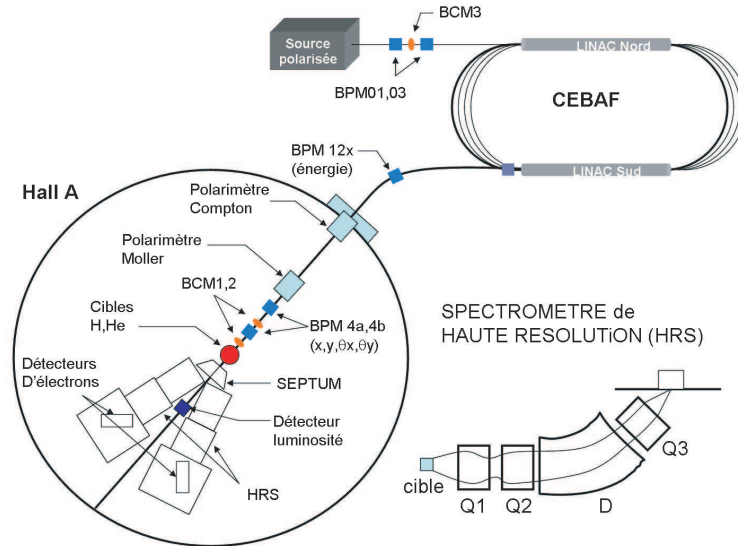


Figure 3.1: Vue schématique des expériences HAPPEX à JLab. Un détail de l'optique des spectromètres du hall A est visible en bas à droite.

## 3.2 Dispositif expérimental

Les expériences HAPPEX se déroulent dans le hall A du Jefferson Laboratory [98]. Cet accélérateur est situé à Newport News en Virginie, aux États-Unis. Une vue d'ensemble de l'expérience est schématisée sur la figure 3.1. La partie accélérateur, le CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) est capable de fournir un faisceau d'électron de très haute qualité avec 100 % de cycle utile, une polarisation de faisceau qui peut atteindre 85 %, une énergie comprise entre 1 et 6 GeV et une intensité maximale de  $200 \mu\text{A}$ . Il est composé de la source d'électrons polarisés, d'un injecteur de 45 MeV, des deux LINAC supraconducteurs connectés par des arcs de recirculation et un extracteur qui dirige les faisceaux dans chacun des halls expérimentaux A, B ou C. Les paquets d'électrons sont produits à partir des lasers à la source, ils sont structurés en impulsions de 55 ps séparés de 670 ps. Les cavités supraconductrices cryogéniques au niobium refroidies à l'hélium liquide accélèrent les électrons à la fréquence de 1497 MHz. Ce qui permet de produire trois faisceaux distincts pour chaque hall à une fréquence de 499 MHz. Cette structure extra-fine en temps lui donne un caractère continu du point de vue des halls



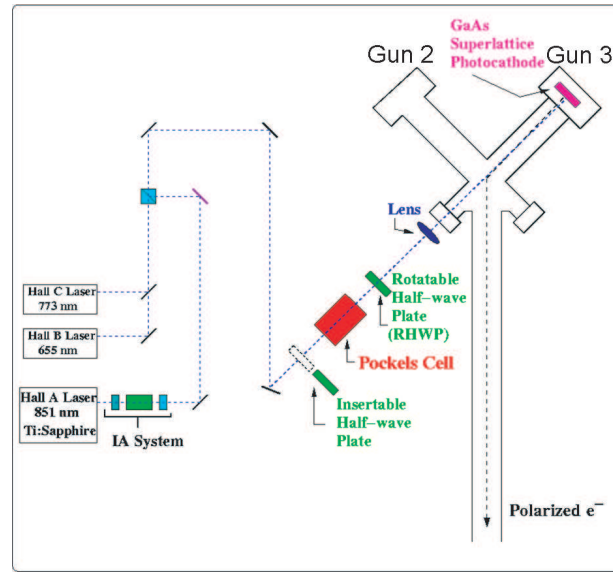


Figure 3.2: Vue schématique de la source d'électrons au Jefferson Laboratory.

d'expériences. Une telle fréquence d'accélération n'est pas accessible pour un faisceau comme celui du SLAC où l'accélération est effectuée avec des cavités en cuivre dont les effets résistifs sont trop importants. Une section de LINAC comprend 160 cavités réparties en 20 modules. Chaque cavité mesure 0.5 m de longueur et possède un gradient de 5 MV/m. A chaque passage, une section de LINAC accélère les électrons de 500 MeV environ. Plusieurs énergies de faisceau entre 0,8 et 5,5 GeV sont disponibles en faisant varier le nombre de tours. Un extracteur, composé d'une cavité radiofréquence et d'un aimant d'alimentation continu, permet de séparer spatialement les trois paquets contigus vers les hall A,B ou C. Pour pénétrer dans la hall A le faisceau décrit un arc de courbure de  $34^\circ$ .

### 3.2.1 La source

Le principe de fonctionnement de la source polarisée est expliqué au chapitre 2. A JLab, elle est composée d'une table laser et de deux canons à électrons horizontaux qui peuvent servir alternativement afin de limiter le temps de maintenance.

Chaque hall possède son propre laser qui émet une lumière polarisée linéairement. Ces trois faisceaux sont regroupés sur un même trajet optique et leur polarisation est convertie de linéaire à circulaire par la cellule de Pockels (cristal de  $KD_2PO_4$ ). Cette conversion n'est pas parfaite et une lame demi onde rotative permet d'orienter la direction de la polarisation linéaire résiduelle afin de minimiser l'effet PITA (section 2.5.3).

Une lame demi onde insérable permet d'inverser périodiquement la polarisation des lasers et donc de tester le changement de signe des asymétries physiques mesurées dans les halls expérimentaux. Le contrôle de l'asymétrie en courant du hall A est assuré principalement par le

système IA dont le principe est détaillé section 3.2.4.1.

La prise de données HAPPEX-He a débuté avec une photocathode de type *SuperLattice* installée dans le *gun 3* qui a permis d'atteindre une polarisation de 86 %. Suite à une erreur de conditionnement, les performances (temps de vie et asymétries en position) de cette photocathode se sont dégradées. Pour la fin de la prise de données nous sommes donc revenus à la configuration *gun 2* avec cristal contraint qui fournit une polarisation de 76 %.

### 3.2.2 Les diagnostics faisceau

Plusieurs systèmes sont à notre disposition pour mesurer et contrôler les paramètres du faisceau de la source au hall A :

#### 1. La mesure de courant.

Les moniteurs de courant (BCM) se présentent sous la forme d'un cylindre de 15,5 cm de diamètre et 15,2 cm de longueur. En traversant le BCM, le champ électromagnétique du faisceau est amplifié par la cavité. Il génère alors un courant dans une bobine placée sur un bras dans la cavité. Le courant varie donc dans l'antenne proportionnellement à l'intensité du faisceau. La fréquence de résonance de la cavité est réglée sur celle de l'accélérateur. Ces moniteurs doivent être capables de mesurer des courants sur trois ordres de grandeur et disposent pour cela d'une gamme de gain pour amplifier le signal induit. Pour les expériences HAPPEX nous acquérons le signal d'un BCM situé dans la partie injecteur de 45 MeV et deux autres installés dans le hall A (BCM1 et BCM2). Dans le hall A nous disposons également d'un moniteur UNSER basé sur le principe de transformateur à courant continu pour la mesure absolue du courant afin de calibrer précisément les BCM <sup>2</sup>. Son fonctionnement est détaillé dans la référence [99]. Les BCM et le UNSER sont isolés thermiquement et magnétiquement dans une enceinte fermée.

#### 2. Les moniteurs de position.

Les moniteurs de position (BPM) permettent de mesurer la position du faisceau dans le plan transverse à sa propagation de manière non destructive. Leur domaine de fonctionnement est de plus ou moins 5 mm. Ils sont composés d'un cylindre muni de 4 antennes internes parallèles à l'axe du faisceau. Le signal de chaque antenne est lu consécutivement à 120 kHz et les quatre signaux  $X^+$ ,  $X^-$ ,  $Y^+$ ,  $Y^-$  permettent de déterminer les coordonnées du centroïde faisceau par la relation suivante :

$$X = k \frac{(X^+ - X_0^+) - \alpha_X(X^- - X_0^-)}{(X^+ - X_0^+) + \alpha_X(X^- - X_0^-)} \quad (3.1)$$

$\alpha_X$  est le gain relatif des voies + et -.  $X_0^\pm$  sont les piédestaux de l'électronique de lecture et le facteur de calibration k convertit la tension de sortie en position.

#### 3. La mesure de l'énergie.

Il existe deux méthodes pour mesurer l'énergie du faisceau du hall A:

---

<sup>2</sup>le moniteur UNSER n'est pas stable dans le temps, son signal dérive de manière significative au bout de quelques minutes, il n'est donc pas utilisable pour des mesures de courant pendant les prises de données.

- (a) La mesure de l'ARC : cette méthode repose sur une mesure précise de l'angle de déviation magnétique  $\theta_{dev}$  du faisceau dans l'arc de courbure entre l'accélérateur et le hall A. Lorsque l'arc est réglé en mode dispersif, seuls les huit dipôles sont alimentés et la mesure de l'énergie du faisceau est obtenue par la relation :

$$E_e = c \frac{\int B_{vert} dl}{\theta_{dev}} \quad (3.2)$$

L'angle de déviation réel  $\theta_{dev} = 34,3^\circ + \delta\theta$ . Le  $\delta\theta$  est mesuré précisément par des profileurs du faisceau formés de fils en tungstène. La mesure de l'intégrale de champ des dipôles est obtenue à partir de la mesure du champ magnétique avec une sonde RMN dans un neuvième dipôle alimenté en série avec ceux de l'arc.

- (b) La mesure "ep": elle est basée sur la diffusion élastique p(e,e'p). Les mesures des angles de diffusion de l'électron  $\theta_e$  et du proton  $\theta_p$  de recul suffisent pour contraindre tout les degrés de liberté de la réaction. L'énergie est obtenue par la relation

$$E_e = M_p \left( \frac{\cos \theta_e + \frac{\sin \theta_e}{\tan \theta_p} - 1}{1 - \cos \theta_e} \right) \quad (3.3)$$

où  $M_p$  est la masse du proton. La cible de proton se présente sous la forme d'un ruban de propylène qui défile à grande vitesse pour éviter tout échauffement au passage du faisceau. La mesure précise des angles est obtenue avec des détecteurs semi-conducteurs à micro pistes. La coïncidence électron proton est signée par la détection des électrons dans un compteur Čerenkov à gaz et par une mesure de temps de vol pour le proton à l'aide de scintillateurs. Deux systèmes identiques symétriques dans le plan vertical du faisceau permettent de s'affranchir des erreurs liées à la position et la fluctuation du faisceau en faisant la moyenne de l'énergie reconstruite entre les deux mesures.

Pour la mesure des fluctuations relatives d'énergie faisceau, nous tirons profit de la dispersion magnétique de l'arc du hall A. Le BPM12x installé au centre de cet arc nous permet de convertir la position radiale en énergie. Avec une dispersion de 4 m, une variation de position de  $4 \mu\text{m}$  dans ce BPM correspond à une variation relative d'énergie de 1 ppm.

### 3.2.3 Modulations de faisceau

Sept aimants et un vernier en énergie permettent de moduler les paramètres faisceau à l'extrémité du LINAC Sud. Quatre aimants modulent la position dans le plan X et trois dans le plan Y à la fréquence de 0,7 Hz. Cette redondance permet de choisir une combinaison d'aimants qui font varier les cinq paramètres  $X, Y, \theta_x, \theta_y$  et  $E$  de façon indépendante. Une modulation de 400 mA de l'alimentation de la bobine se traduit par des variations de position au niveau de la cible de l'ordre de 0.1 mm. Les fluctuations du faisceau étant de l'ordre de  $10 \mu\text{m}$  ces modulations induites nous donnent un bras de levier une détermination plus précise de nos sensibilités aux paramètres faisceau. Le vernier en énergie est au niveau de la dernière cavité et module l'énergie

Paramètre	Fluctuations (30 Hz)	Asymétrie ou différence
Energie	< 80 ppm	0,013 ppm
Courant	< 1000 ppm	0,6 ppm
Position	12 $\mu\text{m}$	2 nm
Angle	12 $\mu\text{rad}$	2 nrad

Tableau 3.2: Limites requises pour les asymétries et les différences des paramètres faisceau.

du faisceau de  $\delta E/E \simeq 10^{-4}$ . Ces excursions sont ainsi choisies suffisamment larges pour déterminer les coefficients de la modulation de faisceau et suffisamment faibles pour conserver les données modulées dans l'analyse.

### 3.2.4 Boucle de rétro-action sur le courant

La plus importante des asymétries corrélées à l'état d'hélicité est celle créée par l'effet PITA. Elle engendre une asymétrie en courant  $A_I$  qui peut être diminuée autour d'une centaine de ppm avec un réglage fin des éléments optiques de la source. Pour contenir cette asymétrie en dessous du ppm, il devient nécessaire d'utiliser une boucle de rétro-action. Les tolérances sur les paramètres du faisceau pour les expériences HAPPEX sont résumées dans le tableau 3.2.

L'asymétrie de charge intervient au premier ordre dans les asymétries du faisceau, nous appliquerons donc une correction active sur ce paramètre. De plus lorsque l'on minimise l'asymétrie de charge nous réduisons aussi les asymétries en position car elle interviennent à un ordre supérieur dans les effets du faisceau. Nous n'appliquons pas de rétroaction sur la position ni l'angle car la fonction de transfert de la source au hall est difficile à maîtriser. Nous avons choisi de mesurer ces paramètres et d'utiliser les degrés de liberté dans l'optique faisceau pour orienter la grande composante de l'ellipse d'émittance vers les paramètres auxquels nous sommes le moins sensible.

#### 3.2.4.1 Système de correction

Toutes les corrections sur l'asymétrie en courant, sont effectuées à partir des éléments optiques présents sur la table laser au niveau de la source. Nous avons à notre disposition trois possibilités pour corriger cette asymétrie. Chacune de ces méthodes possède un gain propre (ou sensibilité) et une résolution :

- **La lame demi onde rotative.**

La polarisation circulaire du laser n'est jamais parfaitement circulaire. La lame demi onde permet de contrôler l'orientation de la polarisation linéaire résiduelle par rapport à l'axe de biréfringence de la photocathode. Sa sensibilité est de 180 ppm/degrés. Sur la figure 3.3 a) est représentée l'asymétrie en courant en fonction de l'angle de la lame demi onde. La courbe d'oscillation est fonction des asymétries dans le transport optique. Elle annule l'asymétrie de charge pour une valeur d'angle précise qui est choisie comme point de départ de la correction. Un changement dans le réglage de cet élément optique peut

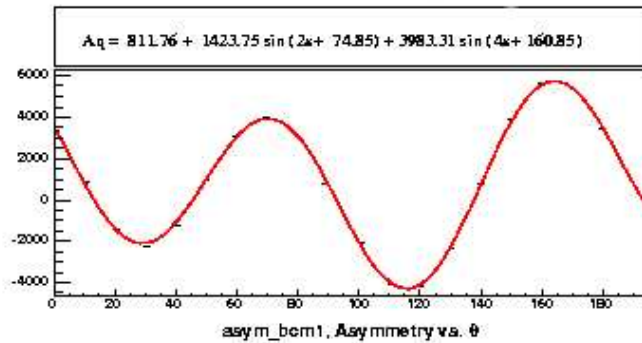


Figure 3.3: Asymétrie de charge en fonction de l'angle de la lame demi onde rotative. Mesures faites au début de la prise de données HAPPEX pour trouver un angle de départ qui minimise l'asymétrie en courant.

affecter les trois halls à la fois. Il est donc préférable de coordonner ces réglages avec les autres expériences.

- **La cellule de Pockels.**

En agissant directement sur la polarisation à partir de la haute tension appliquée sur la cellule de Pockels. Cette correction est très sensible avec un gain de 2000 ppm/V et une résolution moyenne de 4 ppm. Elle est utilisée essentiellement pour réajuster l'asymétrie en courant lorsqu'elle a trop varié. Elle a été utilisée dans le passé par l'expérience HAPPEX-I pour la correction active. Aujourd'hui les valeurs de haute tension sont modifiées uniquement pour des corrections d'appoint.

- **Le système d'atténuation de l'intensité (IA) du faisceau laser.**

Ce système est installé en aval de la cellule de Pockels principale et permet de faire varier la différence d'intensité du laser entre chaque porte d'hélicité. Il est composé d'une lame  $\lambda/10$  et d'une cellule de Pockels entre deux polariseurs comme l'illustre la figure 3.4 a). La lumière linéaire incidente du laser va subir un faible déphasage en traversant la lame  $\lambda/10$  qui peut être compensé en faisant varier la haute tension appliquée à la cellule de Pockels secondaire. Cette rotation de la polarisation du laser se transforme en atténuation de l'intensité à la sortie du polariseur. Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4 b) la transmission de la lumière est donc fonction de la tension appliquée à la cellule de Pockels secondaire. Le réglage de la lame  $\alpha$  assure un point de fonctionnement dans le régime linéaire de la cellule de Pockels avec une tension faible. La dynamique de correction et la résolution sont fixées par la valeur de l'angle de la lame  $\lambda/n$ . Le système IA possède un gain moyen de 200 ppm/V d'une grande stabilité et une résolution de 0.2 ppm pour lame  $\lambda/10$  qui en font un système très précis.

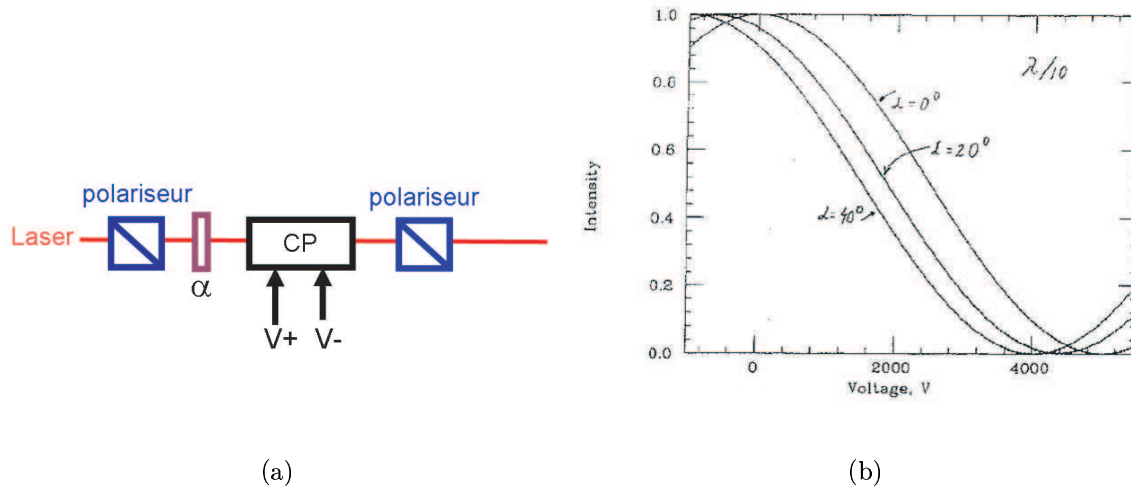


Figure 3.4: a) Schéma du système IA. b) Intensité du laser à la sortie du système IA en fonction de la haute tension appliquée à la cellule de Pockels secondaire pour des valeurs différentes de l'orientation de la lame  $\alpha$ .

### 3.2.4.2 Mise en place de la rétroaction

La boucle de rétroaction est basée sur une correction effectuée à deux niveaux

- Le premier utilise le système IA pour effectuer des corrections fines, c'est à dire des valeurs d'asymétrie en courant inférieures à 100 ppm. La calibration du système est effectuée pour chaque état de lame demi onde car cet élément optique change l'effet PITA lorsqu'il est inséré dans le trajet du faisceau laser. Un exemple de pente IA est illustré sur la figure 3.5.
- Le deuxième niveau est un contrôle manuel sur la cellule de Pockels qui permet de rectifier avec un bras de levier plus grand les dérives lentes de l'asymétrie en courant (100-500 ppm). Il est possible que les conditions de la source changent au bout d'un certain temps et que la polarisation linéaire résiduelle remonte et empêche le système IA de corriger l'asymétrie de charge résultante. Cet ajustement d'appoint permet donc de conserver une valeur moyenne de l'asymétrie dans l'intervalle de correction du système IA.

Sur la figure 3.6 est schématisé l'ensemble des éléments intervenant dans la boucle de rétroaction. L'analyseur de données PANFFB récupère la valeur moyenne de l'asymétrie mesurée par un BCM du hall A et calcule les corrections  $\delta V$  de correction de la haute tension de la cellule IA à partir des pentes de calibration. Ces valeurs sont ensuite envoyées par le réseau EPICS au *lock server* de la source qui centralise les valeurs des paramètres de la source pour les trois halls. Il est possible de vérifier à tout moment l'état du système grâce au *readout* disponible sur les écrans de contrôle. Les corrections sont effectuées toutes les minutes. Le monitoring en ligne permet aussi d'agir sur la cellule de Pockels principale pour réajuster manuellement la valeur moyenne de l'asymétrie. Un ajustement supplémentaire est nécessaire lorsque le faisceau

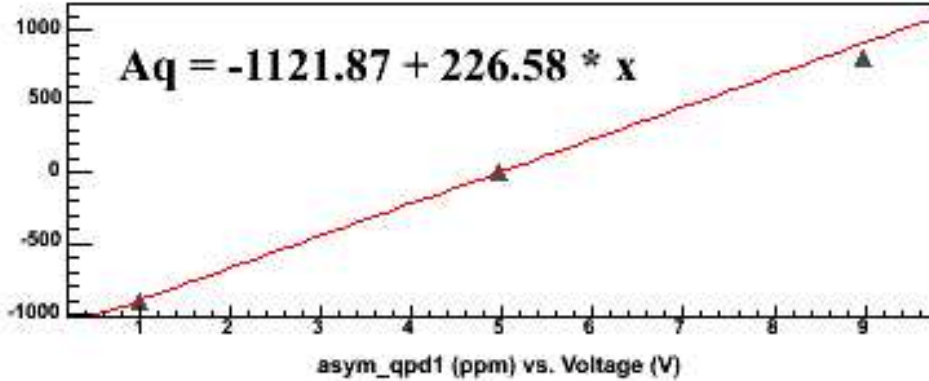


Figure 3.5: Pente de calibration du système IA effectué en début de run d'HAPPEX.

est délivré dans le hall C. Étant donné que les impulsions du faisceau du hall A et du hall C se suivent dans le temps lors de leur trajet dans l'accélérateur, un effet de *beam loading* causé par le passage de l'impulsion de haute intensité du Hall C engendre une fausse asymétrie en courant qui n'est pas corrigéable par la boucle du hall A. Nous corrigeons donc aussi l'asymétrie en courant du hall C à la même fréquence que celle du hall A.

### 3.2.4.3 Performances

Le système IA a été testé au cours des expériences qui ont précédé la prise de données HAPPEX. Sur la figure 3.7 a) est montrée l'asymétrie de charge mesurée par le BCM2 du Hall A pendant toute la prise de donnée de l'expérience E01-012 "Spin Duality" [100] en fonction du nombre de runs avec le système IA en fonctionnement. Cette prise de données représente l'équivalent de  $20 \times 10^6$  paires d'asymétrie soit 2,5 fois le nombre de paires accumulées pour HAPPEX-H. Nous pouvons constater une asymétrie moyenne finale remarquable de 0,158 ppm. L'erreur donnée sur la figure est l'erreur statistique, la précision réelle de cette mesure est donnée par la résolution intrinsèque des BCM (60 ppm) soit  $\Delta A = 0,013$  ppm. La figure 3.7 b) représente l'asymétrie de charge intégrée sur le temps de prise de données. Dans le cas parfait, la convergence doit suivre une loi en  $1/N_{\text{paires}}$ . Cette convergence n'est pas parfaite à cause des diverses instabilités du faisceau et des problèmes liés à la gamme de correction du système IA. La convergence normale du système reprend ensuite à partir du run 1550 avec un faisceau plus stable. La figure 3.8 a) montre la qualité de la convergence pour le run 1649 avec l'enveloppe de convergence statistique en  $1/\sqrt{N}$  et la convergence théorique du système. La figure 3.8 b) montre un run pour lequel le système IA est arrivé en butée. L'asymétrie de charge a dérivé en dehors de la gamme de correction du système. Ce problème est réglé en réajustant les valeurs de tension de la cellule de Pockels.

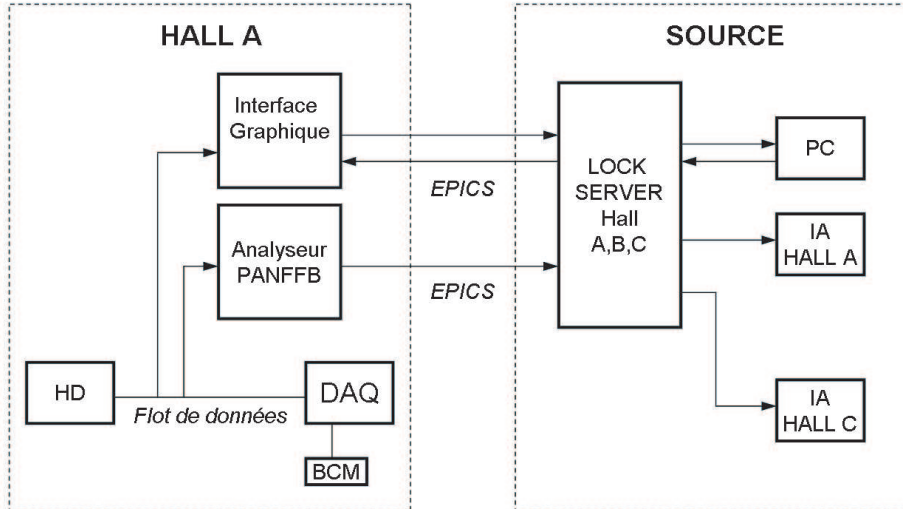


Figure 3.6: Schéma de la boucle de rétroaction utilisée pour minimiser l'asymétrie en courant du hall A.

### 3.2.5 Le Hall A

Nous décrivons ici brièvement l'appareillage du hall A, des polarimètres aux spectromètres. Les détecteurs seront traités plus en détail dans la section suivante.

#### 3.2.5.1 Les Polarimètres

1. **Le polarimètre Møller** Il mesure la polarisation du faisceau à partir de l'asymétrie expérimentale de diffusion doublement polarisée  $e^-e^-$ . Cette asymétrie dépend de la polarisation longitudinale de la cible  $P_{cible}$ , de celle du faisceau  $P_e$  et du pouvoir d'analyse  $A_{ZZ}^{th}$  à travers la relation :

$$A_Z^{exp} = A_{ZZ}^{th} \cdot P_{cible} \cdot P_e \quad (3.4)$$

où  $A^{th} = 7/9$  pour une diffusion à  $90^\circ$  dans le référentiel de centre de masse. La cible est une feuille ferromagnétique polarisée par un champ magnétique. La cible est orientée à  $\pm 30^\circ$  pour faciliter sa magnétisation. Les électrons diffusés à cette cinématique traversent une série de trois quadrupôles qui vont les ramener parallèles au faisceau pour être ensuite courbés verticalement par le dipôle Møller et détectés par un calorimètre constitué de verre au plomb. Le faisceau primaire traverse le dipôle à l'intérieur de blindage et d'un tube en  $\mu$ -métal pour l'isoler au mieux du champ magnétique. La mesure Møller peut être effectuée à toutes les énergies du faisceau et le taux de comptage est très élevé ce qui permet une mesure rapide mais l'utilisation d'une cible solide limite un fonctionnement à bas courant. L'incertitude de la mesure est faible ( $\sim 3\%$ ). Les inconvénients: il faut



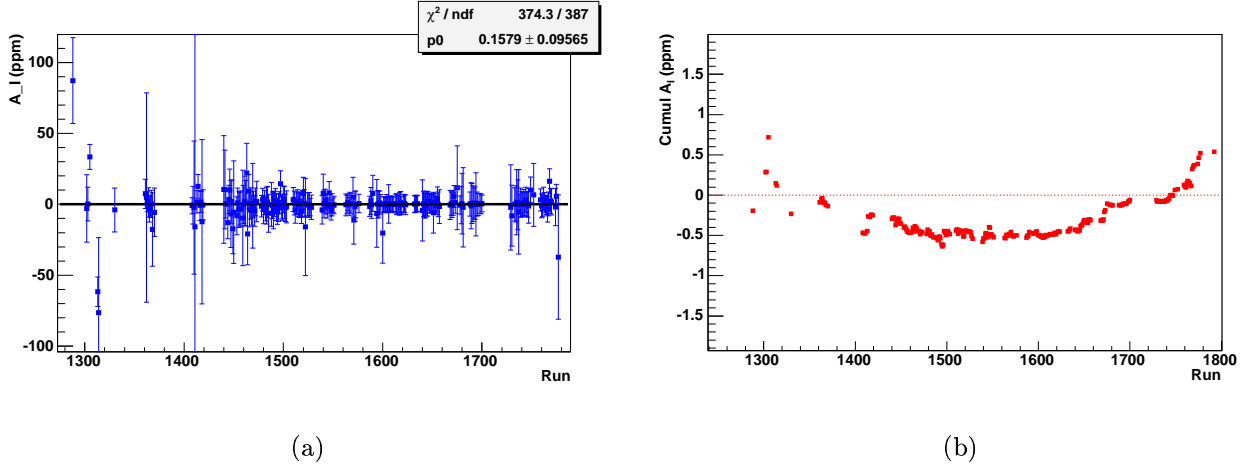


Figure 3.7: a) Valeur de l'asymétrie en courant corrigée par le système IA pendant la prise de donnée de l'expérience Spin Duality en janvier 2003. b) La même asymétrie, mais cette fois chaque point représente la moyenne depuis le début de la correction.

arrêter la prise de données pour faire cette mesure qui nécessite un courant faible de quelques  $\mu\text{A}$ . L'erreur systématique provient principalement de la mesure de polarisation de la cible qu'il est difficile d'améliorer.

## 2. Le polarimètre Compton

À l'entrée du hall A est installé le polarimètre Compton [101], dont les premières mesures ont été effectuées au cours de la prise de données d'HAPPEX-I en juillet 1999. Sur la figure 3.9 est illustrée la chicane magnétique qui permet de dévier le faisceau d'électrons pour le faire interagir avec un faisceau laser infrarouge ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ). L'interaction a lieu au centre d'une cavité Fabry Péroù le faisceau laser est amplifié jusqu'à atteindre une puissance de 1200 W. Le faisceau primaire d'électrons est ensuite remis sur son axe. Les photons rétro diffusés sont détectés par un calorimètre composé de 25 cristaux de  $\text{PbWO}_4$ , Les électrons diffusés à petit angle sont détectés par des *microstrips* à quelques millimètres au-dessus de l'axe faisceau[102]. L'asymétrie expérimentale  $A_c^{exp}$  est obtenue à partir des taux de comptage dans le détecteur photon ou électron pour chaque état d'hélicité du faisceau et la polarisation est donnée par :

$$P_e = \frac{A_c^{exp}}{P_\gamma A_c^{th}} \quad (3.5)$$

où  $P_\gamma$  est la polarisation des photons et  $A_c^{th}$  le pouvoir d'analyse. La polarisation  $P_\gamma$  du laser est surveillée en permanence. Seulement une faible proportion d'électrons ( $10^{-9}$ ) interagit avec le faisceau et cette méthode offre l'avantage de mesurer la polarisation pendant la prise de données avec une erreur systématique relative totale sur la mesure de 2,5%.

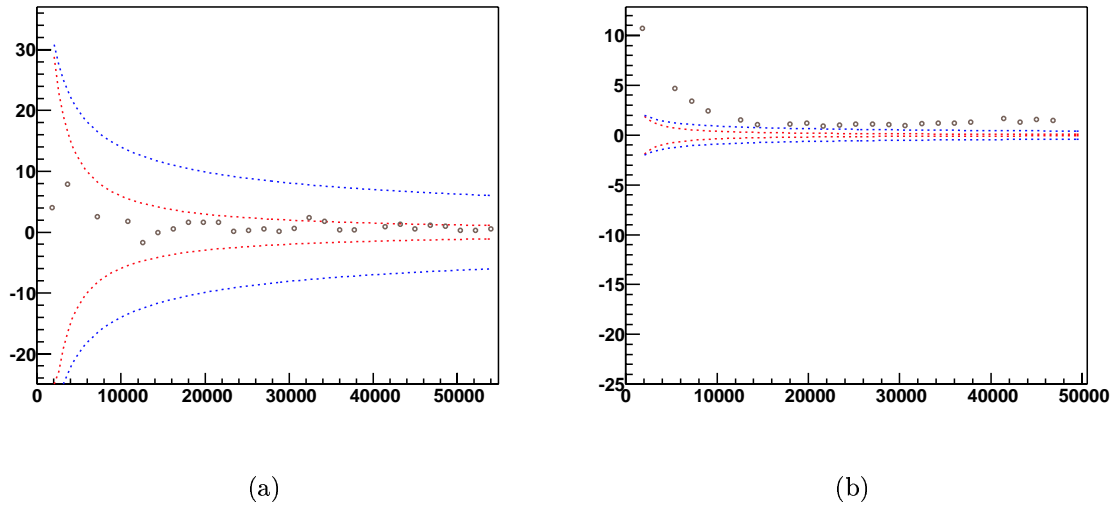


Figure 3.8: Figures de convergence montrant l'asymétrie intégrée (ppm) sur un run de l'expérience Spin Duality. a) Convergence parfaite dans l'enveloppe en  $1/N$ . b) Butée du système de correction provoquée par une dérive  $> 200$  ppm de l'asymétrie de charge.

### 3.2.5.2 Les cibles

Les expériences HAPPEX utilisent un nouveau type de cible appelée *racetrack*. Ce modèle est présenté sur la figure 3.10 a). Cette cellule mesure 20 cm de long et sa particularité provient de l'écoulement du fluide cryogénique qui se fait dans le plan vertical, perpendiculairement au trajet du faisceau. Cette configuration doit permettre d'évacuer plus rapidement la chaleur déposée par le faisceau plus rapidement et donc de minimiser les fluctuations de densité à fort courant de faisceau. Deux cibles *racetrack* sont installées sur le châssis de la cible cryogénique. Pour HAPPEX-He nous disposons d'une boucle d'hélium sous forme gazeuse à la température de 6,6 K et à la pression de 20 atm. Pour HAPPEX-H la boucle contient de l'hydrogène liquide à la température de 19 K. Ces fluides circulent à 10 m/s pour dissiper les 250 W de puissance déposés lors du passage du faisceau de  $35 \mu\text{A}$ . De plus, un *raster*, formé de bobines magnétiques et installé en aval sur la ligne faisceau, balaie les électrons incidents à la surface d'entrée de la cellule pour diminuer les effets locaux d'échauffement. La luminosité obtenue est de l'ordre de  $2 \times 10^{38} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Sur la figure 3.10 b) sont montrées les différentes boucles installées sur le châssis de la cible. Les deux boucles *racetrack* sont visibles sur la partie supérieure du châssis. Étant donnée que les *racetracks* n'ont jamais été testées sous faisceau et pour conserver une alternative en cas d'ébullition trop importante, nous avons conservé la possibilité d'utiliser les cellules *beercan* de l'expérience HAPPEX-I. Enfin, tout en bas sont montées les cibles solides qui servent aux études optiques et à la caractérisation du bruit de fond.

La cellule *racetrack* a démontré un comportement satisfaisant pour la prise de données sur l'hydrogène et jusqu'à un courant de faisceau de  $70 \mu\text{A}$  avec un *raster*  $5 \times 5$  mm. La boucle contenant de l'hélium sous forme gazeuse pressurisée présente des fluctuations à 30 Hz dès 30

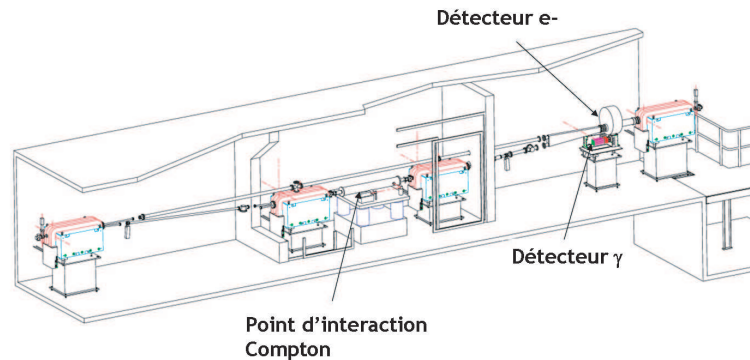


Figure 3.9: Illustration de la chicane Compton [101] formée des quatre quadrupôles. Au centre est installée la cavité Fabry Pérot où les deux faisceaux se croisent. Entre les deux derniers quadrupôles est installé le détecteur photon. Le détecteur d'électrons est placé lui dans la remontée avant le quatrième aimant.

$\mu\text{A}$  de courant de faisceau avec un *raster* maximum de  $5 \times 5$  mm. La contrainte sur la largeur statistique étant plus faible pour cette expérience, il est tout de même possible de monter à des courants de  $70 \mu\text{A}$ .

### 3.2.5.3 Les moniteurs de luminosité

Derrière la cible, sur le prolongement de la ligne faisceau allant au *beam dump*, sont installés 8 moniteurs de luminosité (Fig.3.11 a). Ils sont situés à 7 m de la cible et couvrent la diffusion aux angles avant à  $0,5^\circ$ . Ils permettent de surveiller les asymétries du faisceau et les fluctuations de la cible. La zone active est constituée d'un cylindre en silice fondue de type Spectrosil 2000 à l'intérieur du tube faisceau et d'un guide d'onde qui collecte la lumière Čerenkov vers un photomultiplicateur situé à l'extérieur. Le taux de comptage, de l'ordre de  $10^{11}$  Hz est composé essentiellement d'électrons Møller et issus de la diffusion élastique sur les noyaux de la cible. La figure 3.11 b) montre la dépendance de la largeur de distribution en fonction du courant du faisceau en  $1/\sqrt{I}$  pour la cible d'hydrogène où une résolution de 100 ppm a été démontrée. Cette fine largeur de distribution du taux de comptage est utile pour surveiller non seulement le comportement de la cible mais aussi le bruit électronique de l'acquisition des spectromètres.

### 3.2.5.4 Les spectromètres

Le hall A comprend deux spectromètres identiques (*High Resolution Spectrometer*) mobiles autour de la cible qui permettent de faire des mesures en double comptage ou en coïncidence et de sélectionner l'impulsion des particules de façon très précise.

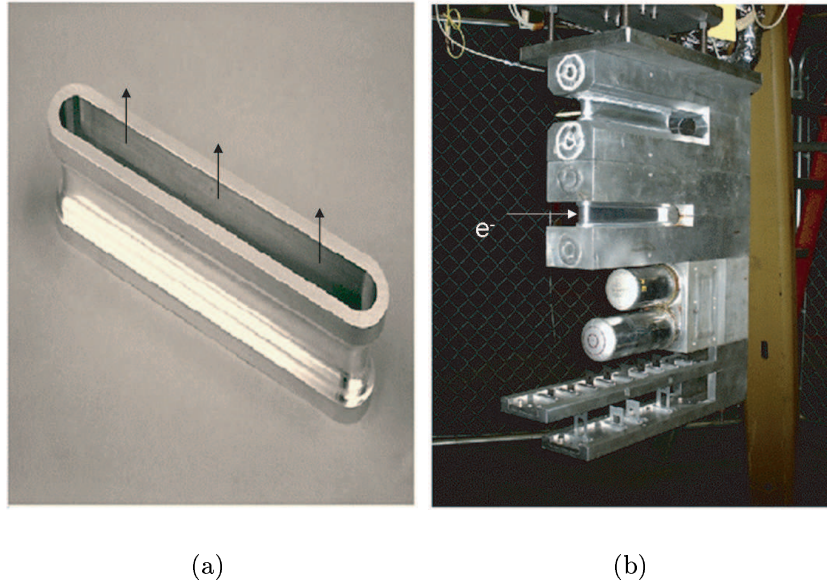


Figure 3.10: a) Cellule *racetrack*. Le sens de l'écoulement du fluide est indiqué par les flèches sur la figure. b) Photographie des différentes cibles disponibles pour les expériences HAPPEX. Les modèles de cible *racetrack* sont installés en haut du châssis. En dessous, sont installées les cibles *Beercan* de remplacement qui ont été utilisées pour la première expérience HAPPEX.

Les éléments magnétiques de chaque spectromètre consistent en un dipôle et trois quadrupôles à bobines supraconductrices opérant à la température de 4K. Ils sont agencés suivant la combinaison  $Q_1Q_2DQ_3$ . Les deux premiers quadrupôles focalisent les particules entrantes vers le dipôle qui courbe leur trajectoire à  $45^\circ$ . Le quadrupôle  $Q_3$  est divergent suivant l'axe dispersif afin d'optimiser la résolution en impulsion au plan focal.

La haute résolution des HRS ( $\Delta p/p = 10^{-4}$ ) est mise à profit par les expériences HAPPEX pour séparer très nettement les événements élastiques des autres processus. Au-delà du plan focal, les équipements de détection des HRS sont spécialisés soit pour la détection des électrons soit pour celle des hadrons. Pour compléter la détection, des chambres à dérives (VDC), dédiées à la reconstruction de la trajectoire des particules, sont installées à la sortie de  $Q_3$ . Ces chambres ne sont cependant utilisables qu'à faible courant dans les conditions d'HAPPEX pour éviter un temps mort trop important. Les expériences HAPPEX mesurent l'asymétrie de violation de parité pour des électrons diffusés à un angle moyen de  $6^\circ$ . Pour cette configuration aux angles de diffusion très à l'avant, les aimants supraconducteurs SEPTUM [97] ont été installés après la cible pour rediriger les électrons diffusés à  $6^\circ$  vers les fenêtres d'entrées des HRS placés en position minimale à  $12,5^\circ$ . Une vue schématique dans le plan horizontal montrant la disposition d'un des aimants SEPTUM entre la cible et la fenêtre d'entrée d'un HRS est représentée sur la figure 3.12 L'acceptance du système HRS+SEPTUM est de 4,5 msr.

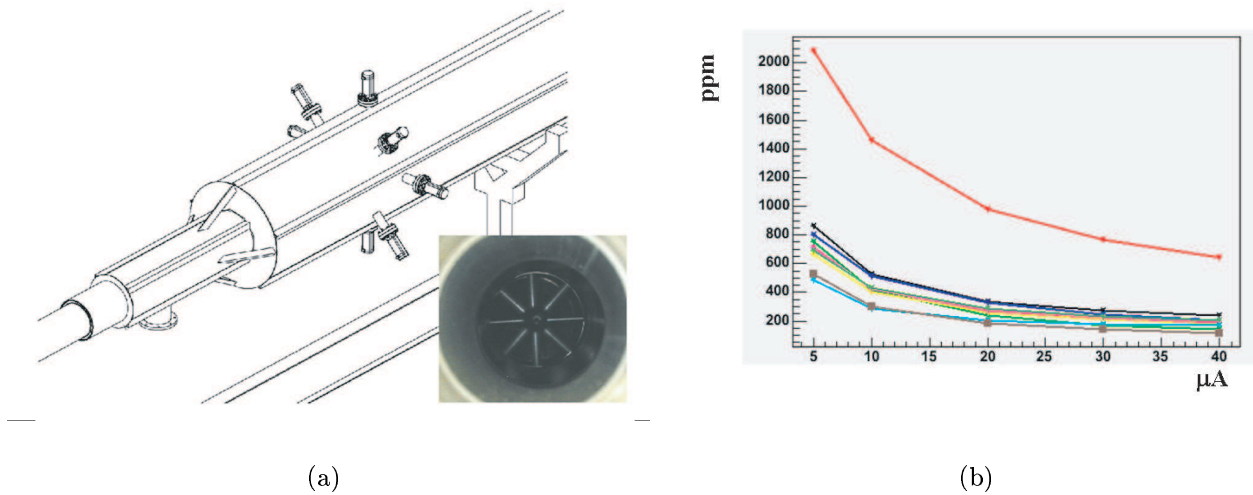


Figure 3.11: a) Disposition des moniteurs de luminosité autour de la ligne faisceau. Dans l'encart, en bas à droite une vue de l'intérieur du tube à vide montrant la partie active de ces moniteurs. b) Figure montrant la largeur statistique de chaque moniteurs de luminosité en fonction du courant du faisceau pour la cible d'hydrogène. Cette résolution très étroite, de l'ordre de 200 ppm à 40  $\mu\text{A}$  permet de suivre précisément les fluctuations de la cible. La largeur anormalement élevée d'un des moniteurs indique probablement un bruit de fond électronique élevé.

### 3.2.5.5 Acquisition et analyseur de données

L'acquisition de données des expériences HAPPEX est conçue pour intégrer à la fois les signaux des différents moniteurs installés sur la ligne faisceau et les signaux des détecteurs. Elle est composée de châssis VME installées à la source de l'accélérateur, dans chaque spectromètres et dans la salle de prise de données. Ces châssis reçoivent un signal de synchronisation produit par le *Master trigger*. Des ADC 16-Bit, spécialement développés pour les expériences de violation de parité sont utilisés pour intégrer les signaux des moniteurs et des détecteurs. De simples générateurs de courant sont branchés dans des canaux vides ADC pour surveiller les fausses asymétries de piédestal. Pour les runs à bas courant servant à la mesure de  $Q^2$ , l'acquisition "parité" est synchronisée avec celle du hall A pour pouvoir utiliser la coïncidence entre chambres à dérives et détecteurs. L'analyseur de données, auquel j'ai participé à la conception et au développement, est un programme C++/ROOT qui se décline en une analyse de données en temps réel, pour la partie boucle de rétroaction et histogrammes en lignes et une analyse classique sur les données enregistrées.

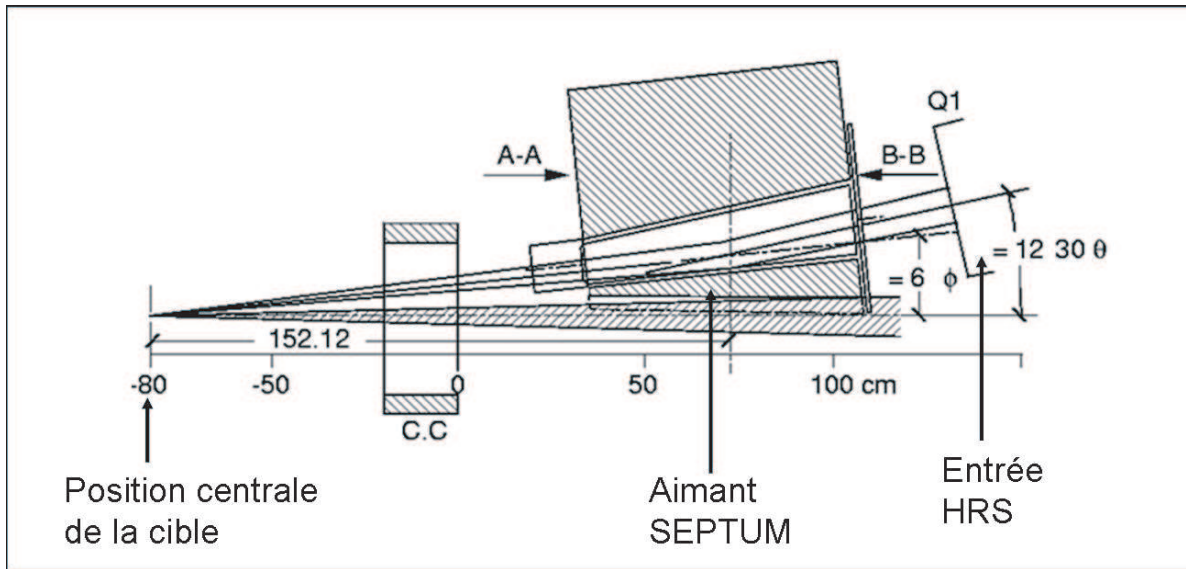


Figure 3.12: Vue schématique de dessus d'un aimant SEPTUM avec une indication de la trajectoire centrale.

### 3.3 Détecteurs d'électrons

La détection des électrons diffusés au plan focal pour cette expérience n'utilise pas les équipements standards de détection des HRS car ceux-ci seraient endommagés par les fortes radiations occasionnées par le flux d'électrons. La technique employée consiste à intégrer le flux d'événements élastiques pendant chaque état de polarisation du faisceau, figure 3.13. La fréquence d'acquisition est alors de  $30\text{ Hz}$ , sans temps mort quelque soit la fréquence des événements élastiques. La réjection du bruit de fond repose sur la qualité de l'optique magnétique des spectromètres. Les détecteurs ont été réalisés à Saclay en collaboration avec le Sédi [103]. Nous résumons ici les différents tests de caractérisation des matériaux et de la réponse des détecteurs et nous présenterons, pour finir, les premières mesures obtenues pendant les runs de juin juillet 2004 des expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He.

#### 3.3.1 Cahier des charges

Le détecteur doit répondre à un cahier des charges défini par les conditions expérimentales. Les principaux critères de spécification sont:

- une grande sensibilité aux électrons élastiques de  $3\text{ GeV}$  et une faible sensibilité au bruit de fond de faible énergie, comme les photons et les hadrons.
- une résistance aux doses de radiations importantes provoquées par le flux intense de particules diffusées.

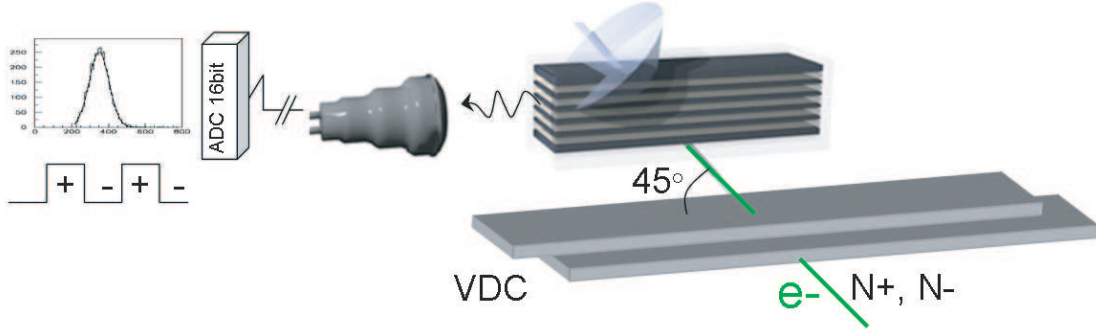


Figure 3.13: Vue schématique du principe de la détection des électrons diffusés au dessus du plan focal des spectromètres. Le plan focal est défini au niveau des chambres à dérives (VDC), indiquées sur la figure.

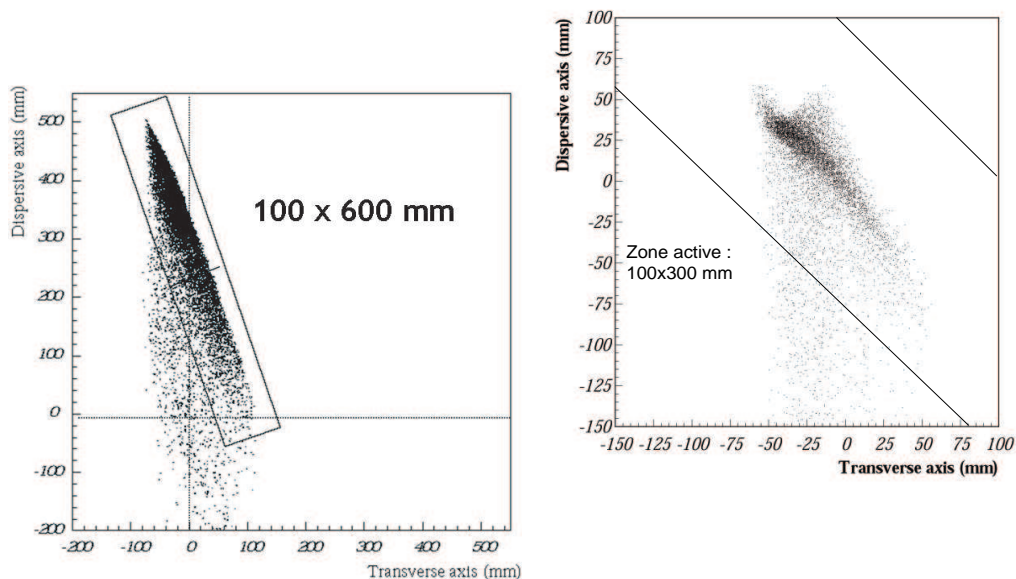
- une résolution en énergie moyenne inférieure à 20 % pour une contribution négligeable dans  $\delta A_{PV}$  (Eq.2.25).
- un fonctionnement en mode intégré pour des courants de faisceau jusqu'à  $100 \mu A$  et en mode événement par événement pour les études de bruit de fond et la mesure de la cinématique moyenne à faible courant ( $\simeq 1 \mu A$ ).

### 3.3.2 Cinématique élastique au plan focal des HRS

Pour définir les dimensions de la zone active qui intercepte les particules issues de la diffusion élastique, nous avons utilisé une simulation Monte Carlo du trajet des particules à travers l'optique SEPTUM+HRS basée sur le programme SNAKE [104]. Il est possible d'en extraire la matrice de transport optique qui projette la particule entrante de position  $X_0, Y_0$ , d'angle  $\theta_0, \phi_0$  et d'impulsion  $\delta$  sur la surface focale de coordonnées  $X, Y, \theta, \phi, \delta$  :

$$\begin{pmatrix} x \\ \theta \\ y \\ \phi \\ \delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2,2253 & 0,0072 & 0,0020 & -0,006 & 13,119 \\ -0,229 & -0,0443 & 0 & -0,001 & 2,254 \\ -0,001 & 0,001 & -0,019 & -1,374 & -0,151 \\ -0,001 & 0,002 & 0,725 & -0,171 & -0,146 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \theta_0 \\ y_0 \\ \phi_0 \\ \delta_0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Nous pouvons remarquer la forte corrélation entre l'impulsion de départ de la particule et la position en X qui définit l'axe dispersif. Ceci caractérise une optique dite "point point", c'est



(a) HAPPEX-H

(b) HAPPEX-<sup>4</sup>He

Figure 3.14: Simulation de la répartition des électrons issus de la diffusion élastique au plan focal des HRS pour chaque expérience. Nous pouvons remarquer la variation d'inclinaison du pic élastique en fonction de la nature de la cible. La dimension de la zone active des segments de détecteur est indiquée pour l'hydrogène.



à dire que les particules ayant la même impulsion se retrouvent à la même hauteur sur le plan focal. L'angle  $\phi_0$  qui s'apparente dans la configuration expérimentale, à l'angle de diffusion  $\theta_{scatt}$  de la diffusion élastique est lui hautement corrélé à la position sur l'axe transverse Y. La position transverse de départ  $Y_0$  n'est pas importante. Toutes les particules diffusées à partir de cet axe, ayant le même angle, arriveront au même point. Nous avons alors une optique dite parallèle point sur l'axe transverse.

Une vue en coupe de la répartition des électrons élastiques simulée au plan focal des HRS est représentée sur la figure 3.14, pour les deux expériences HAPPEX. La corrélation caractéristique de la diffusion élastique entre l'angle de diffusion et l'énergie incidente est visible sur les deux figures. L'acceptance réduite des spectromètres fait apparaître cette corrélation comme une ligne à travers le plan focal dont l'orientation varie en fonction de la masse du noyau cible. Elle est de  $16^\circ$  pour l'hydrogène et  $52^\circ$  pour l'hélium. L'épaisseur observée de ces lignes est un effet de cible étendue et d'acceptance finie de l'appareillage. L'effet de la résolution intrinsèque en impulsion des HRS est négligeable.

Le nuage de point observé sous la ligne élastique correspond à la queue radiative des événements ayant perdu de l'énergie par rayonnement de photons et qui se retrouvent donc plus bas suivant l'axe dispersif. Afin d'isoler la cinématique élastique de tous les autres processus nous définissons des dimensions de la zone active du détecteur qui encadrent au plus proche la ligne dans le plan focal. Cette coupure "serrée" assure également que les événements radiatifs dans l'acceptance du détecteur restent dans la limite des photons mous (cf. 3.4.7).

### 3.3.3 Matériaux

Le détecteur d'électrons est basé sur un empilement alterné d'un matériau optique et d'un absorbeur (cf. 2.9). Le matériau optique où les photons Čerenkov sont produits, doit supporter les fortes doses de radiations. Ses propriétés optiques peuvent se dégrader rapidement si il est exposé de manière prolongée aux intenses radiations du flux d'électrons. La dose la plus importante estimée pour la prise de donnée est de 1 Mrad dans la zone de plus fort taux de comptage. L'absorbeur doit être dense pour arrêter les électrons sur une épaisseur courte, avoir de bonnes propriétés mécaniques et être non magnétique.

La partie optique du détecteur est composée de plaques de Silice amorphe ( $SiO_2$ ) polies de type SPECTROSIL 2000. Ce matériau a été éprouvé par les expériences BaBar et CMS [105]. Sa tenue aux radiations est de l'ordre de plusieurs GRad et aucune dégradation significative n'est attendue pour un spectre de photons Čerenkov entre 300 et 500 nm.

L'absorbeur choisit est le laiton (Cu Zn 40). La longueur de radiation associée est  $\chi_0 = 1,60$  cm et le rayon de Molière d'une gerbe électromagnétique dans ce matériau vaut  $R_M = 1,69$  cm. Ce matériau est amagnétique, l'influence des impuretés résiduelles en fer et nickel et leur possible polarisation dans le champ magnétique ambiant du plan focal a fait l'objet d'une étude reportée en annexe A. L'effet sur  $A_{VP}$  est complètement négligeable. Il est usinable et constitue un support rigide pour caler les plaques de silice.

Les photons Čerenkov sont collectés à la sortie des plaques de silice par des guides d'ondes qui les acheminent vers un PMT. Ce guide d'onde est constitué de plaques de polycarbonate aluminées. Des tests optiques [106] ont démontré un fort taux de réflexion, homogène, supérieur

à 92 % sur toute la gamme de longueur d'onde.

### 3.3.4 Géométrie

Il convient maintenant d'aborder l'aspect de la géométrie du détecteur. Cette géométrie doit prendre en compte une orientation optimale quant à la direction des électrons incidents. Le cône Čerenkov des électrons ultra relativistes s'ouvre à  $47,7^\circ$  par rapport à la trajectoire. C'est l'angle d'attaque que doivent avoir les particules pour maximiser le flux de photons Čerenkov. Nous devons prendre en compte dans le modèle final le coût des plaques de silice qui croît avec leur longueur. Le choix s'est porté sur une géométrie de type modulaire: la surface active pour HAPPEX-H s'étend comme deux fois celles prévue pour  $^4\text{He}$ . Nous avons donc divisé la zone active d'HAPPEX-H en deux sous parties qui constituent à leur tour les détecteurs de HAPPEX-He. Cette modularité permet de «recycler» les détecteurs pour les deux expériences. Elle fixe la longueur des plaques de Silice à 30 cm, conservant ainsi un coût de production contrôlé des plaques. Ces deux géométries sont schématisées sur la figure 3.15. La forme en L du

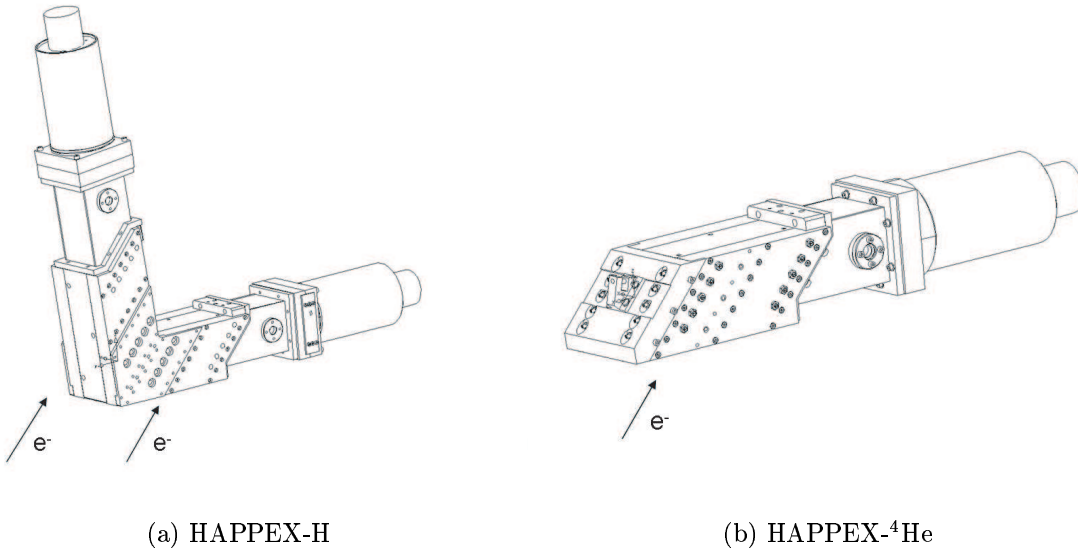


Figure 3.15: Géométries des deux modèles de détecteur.

détecteur d'HAPPEX-H permet une récupération optimale des photons Čerenkov. L'angle entre les deux segments de cette géométrie est égal à deux fois l'angle des photons Čerenkov produit par un électron de 3 GeV. Nous verrons dans la section 3.4.1.2 que cette segmentation permet également un meilleur contrôle des effets systématiques liés aux fluctuations des paramètres faisceau.

### 3.3.5 Simulation GEANT et optimisation

Une simulation de la réponse du détecteur en fonction des paramètres définissant sa géométrie comme l'épaisseur totale, l'orientation de la face d'entrée par rapport à la particule incidente où le nombre de plaques est nécessaire pour finaliser la conception et reproduire ses propriétés optiques. Cette simulation comprend :

- La géométrie et orientation de chaque segment de détecteur.
- La modélisation de la cascade électromagnétique dans le laiton.
- La production et la propagation des photons Čerenkov dans le matériau optique.
- La réponse des photomultiplicateurs.

Un paramètre que la simulation va permettre d'optimiser est la résolution intrinsèque en énergie  $\Delta E/E$ . Elle dépend principalement de deux paramètres du détecteur : l'épaisseur totale de l'absorbeur et le nombre de plaques de silice. L'épaisseur totale contrôle les fluctuations de l'énergie totale déposée par la gerbe électromagnétique et le nombre de plaques, la résolution sur cette énergie déposée.

Dans un premier temps, nous avons choisi de contenir le maximum de la gerbe électromagnétique ( $\simeq 92\%$ ) d'un électron de 3 GeV, ce qui correspond à une épaisseur totale de  $8 \chi_0$ , soit 12 cm pour le laiton. La première couche d'absorbeur doit être plus importante pour tenir compte du début de production de particules secondaires après quelques centimètres de trajet dans la matière. L'optimisation de la géométrie est effectuée en faisant varier le nombre et l'épaisseur des plaques intermédiaires de silice et d'absorbeur. Comme la résolution est définie par le nombre de tranches de la gerbe électromagnétique qui produira la lumière Čerenkov, elle est donc fonction du nombre de plaques utilisées. Une étude de la réponse du détecteur en fonction du nombre de plaques de silice (fig. 3.16) montre qu'un assemblage comportant 5 plaques de silice permet d'obtenir une résolution inférieure à 20 %. La figure 3.17 montre le détail de l'agencement des plaques de silice et de l'absorbeur pour la version finale d'un segment du détecteur.

Toutes les plaques font  $10 \times 30$  cm. La première plaque de laiton a une épaisseur de 4,5 cm, les suivantes font 1,5 cm. Les plaques de silice ont une épaisseur de 1 cm. Grâce à l'extension du guide de lumière et au blindage de la casemate de détection des spectromètres, les photomultiplicateurs sont complètement isolés du flux de particules.

### 3.3.6 Mesures avec des muons cosmiques.

Les muons d'origine cosmique de haute énergie peuvent être utilisés pour caractériser les propriétés optiques de l'ensemble silice+guide+PMT. Il est possible d'évaluer le nombre de photoélectrons par muon incident et comparer ce résultat avec la simulation GEANT. Il est aussi possible de mesurer la sensibilité à l'angle d'incidence de la particule, caractériser l'atténuation de la lumière en fonction de la distance dans la plaque de Silice au PMT et de vérifier qu'il n'y a aucune fuite de lumière entre les deux segments. La figure 3.18 montre le dispositif expérimental du "banc cosmique". Le détecteur en L est suspendu à la renverse pour avoir l'orientation optimale avec un muon arrivant verticalement. Deux paires de scintillateurs ont été placés au niveau de chaque bras pour doubler la statistique car la fréquence des muons est faible : mbox1

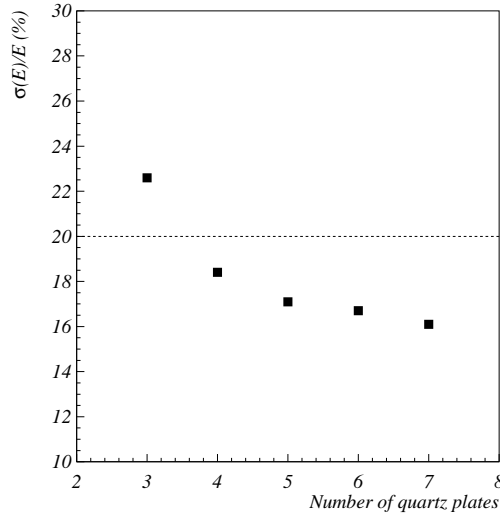


Figure 3.16: Dépendance de la résolution  $\Delta E/E$  en fonction du nombre de plaques de silice. Pour chaque point, nous avons conservé l'épaisseur totale de l'absorbeur.

muon/cm<sup>2</sup>/min. Une pile de brique en plomb et deux scintillateurs supplémentaires assurent la sélection des muons de haute énergie au minimum d'ionisation. Les signaux des détecteurs et ceux des scintillateurs sont enregistrés par une acquisition de donnée. Les événements traversant les trois scintillateurs servent de déclenchement de l'acquisition. Les résultats des tests cosmiques [107] sont résumés ci-dessous :

### 1. Nombre de photoélectrons

Le nombre de photons Čerenkov produits dans la Silice dépend de la particule et de son énergie. Les muons cosmiques d'énergie  $> 1$  GeV sont au minimum d'ionisation et interagissent très peu dans la couche d'absorbeur. Le nombre de photons créés est plus faible que pour une gerbe d'électron. Le spectre en énergie des muons détectés a une énergie moyenne de 4 GeV. Pour cette énergie nous avons 25-35 photoélectrons par muon incident. Cette mesure est en accord avec une simulation tenant compte de la dispersion angulaire des muons.

### 2. Atténuation linéaire

La variation du nombre de photoélectrons en fonction de la distance est représentée sur la figure 3.19 a). Nous pouvons distinguer les points expérimentaux qui correspondent aux mesures du banc cosmique en fonction de la distance au PMT. La ligne pointillée représente des mesures indépendantes [108] avec un spectrophotomètre. Les deux résultats sont en accord et démontre une haute réflectivité donc un polissage des plaques de quartz de très bonne facture avec une atténuation moyenne  $\langle p \rangle = -27 \pm 4,7 \%$ /m.

### 3. Atténuation en fonction de l'angle d'inclinaison

Pour cette mesure les scintillateurs ont été déplacés pour former trois angles d'inclinaison

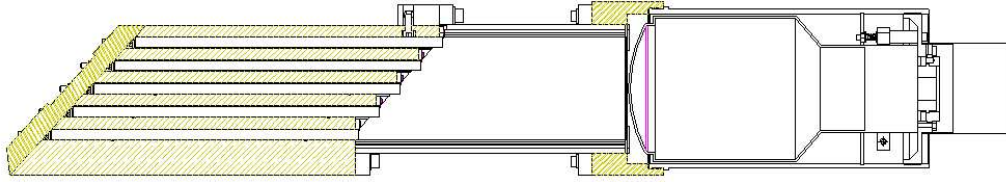


Figure 3.17: Vue en coupe du modèle final d'un segment de détecteur.

autour de l'angle moyen d'ouverture du cône Cerenkov. La figure 3.19 b) montre les résultats des mesures et de la simulation GEANT. Cette mesure démontre une faible sensibilité à l'inclinaison de la particule incidente autour de la valeur centrale. Une erreur de  $\pm 1^\circ$  est tout à fait tolérable quant au positionnement des détecteurs au plan focal des HRS. Ceci se traduit par une tolérance de  $\pm 5$  mm sur les positions est aussi acceptable pour l'installation.

Ces tests ont permis de confirmer les bonnes propriétés optiques du détecteur. L'étape suivante a consisté à mesurer la résolution en énergie sous un faisceau d'électrons.

### 3.3.7 Mesure de la résolution $\Delta E/E$ .

Pour mesurer la résolution en énergie du détecteur, un segment de détecteur a été installé sur un rail motorisé à la sortie du dipôle du polarimètre Møller du hall A de façon à intercepter en coïncidence les deux électrons issus d'une diffusion Møller avec un faisceau d'énergie 4,7 GeV, figure 3.20.

Dans un premier temps nous avons déterminé le nombre de photoélectrons moyen par électron. Nous avons déterminé ce nombre à partir de la charge accumulée dans les ADC:  $n_{\gamma e} \simeq 250$ . Cette valeur devrait être légèrement supérieure pour des électrons de 3 GeV.

La résolution est accessible facilement par une mesure directe en connaissant l'énergie des électrons incidents. Le *trigger* est donné par la coïncidence des deux électrons Møller dans les scintillateurs placés devant le segment de détecteur. Un hodoscope mesure la déviation verticale des électrons diffusés. Lorsque les deux électrons ont la même énergie ( $E_{beam}/2 = 2,35$  GeV pour ce test), ils sont courbés avec le même angle et arrivent à la même hauteur dans le détecteur. Il est donc possible de mesurer leur énergie précisément. La position verticale du faisceau est contrôlée avec le champ du dipôle et la position le long du segment par translation sur le rail motorisé. Le signal correspondant aux deux électrons avec l'énergie centrale ( $E_{beam}/2$ ) est isolé et paramétrisé par une gaussienne. Nous pouvons alors extraire la résolution en énergie pour un électron d'énergie  $E_e = 2,35$  GeV :

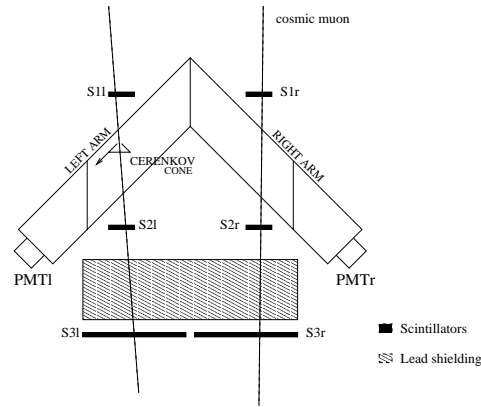


Figure 3.18: Vue schématique du banc cosmique réalisé pour les tests du détecteur d'électrons à Saclay.

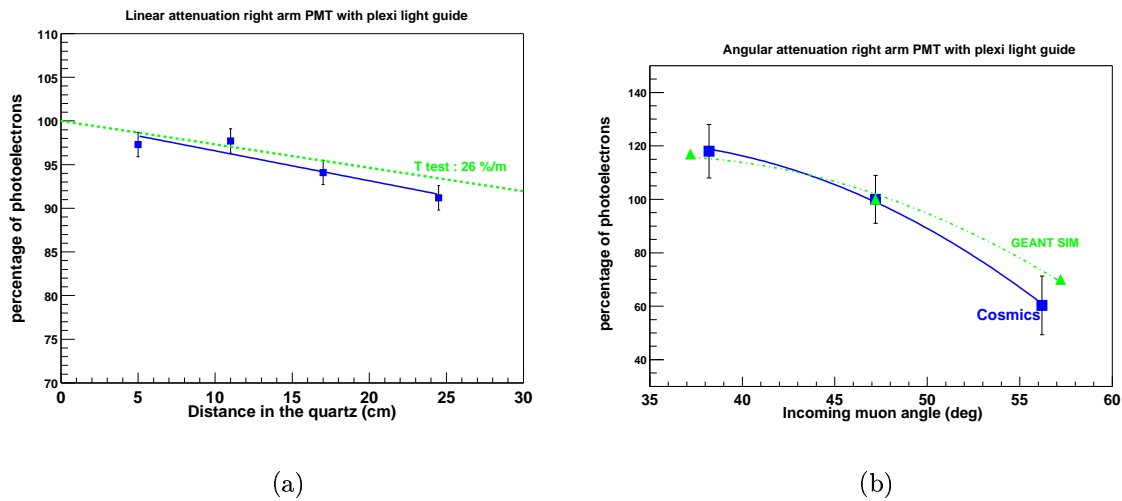


Figure 3.19: a) Atténuation du signal lumineux en fonction de la distance à l'extrémité des plaques de quartz. b) Sensibilité à l'angle d'incidence des particules.

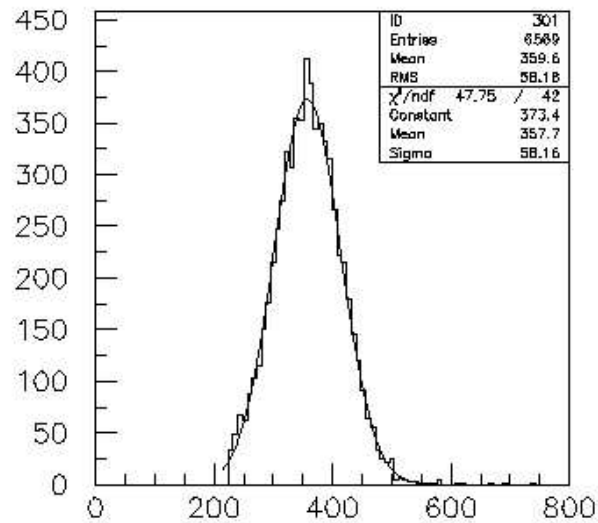
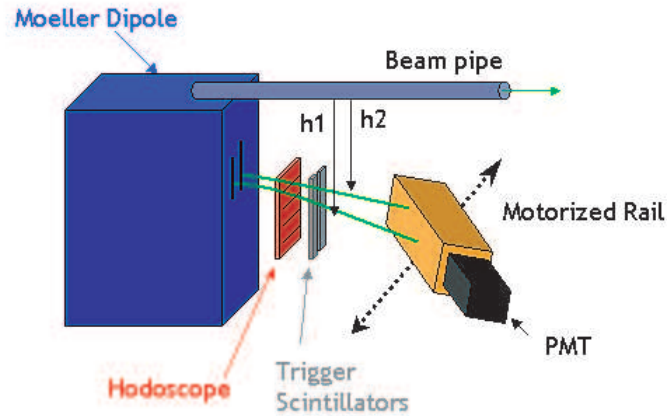


Figure 3.20: a) Dispositif expérimental de la mesure de résolution utilisant le dipôle du polarimètre du hall A. Le segment de détecteur est placé sur un rail afin d'intercepter les électrons Møller au centre du détecteur. b) Signal ADC correspondant à deux électrons de 2,35 GeV après coupures et calibration.

$$\frac{\Delta E}{E}_{1e^-} = \sqrt{2} \frac{\Delta E}{E}_{2e^-} = 21,7\% \quad (3.7)$$

Cette valeur est en assez bon avec la simulation GEANT qui donne 18,7 %. Nous extrapolons la résolution pour les électrons de 3 GeV à partir du résultat expérimental :

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{3GeV} = \sqrt{\frac{2,35}{3}} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{2,35GeV} = 18,5\% \quad (3.8)$$

Nous pouvons constater donc que la résolution est inférieure aux 20 % requis par le cahier des charges. Ce test nous a aussi permis de confirmer le bon fonctionnement du détecteur.

### 3.3.8 Photomultiplicateurs

Les PMT utilisés sont de type BURLE 8854 d'un diamètre de 12,9 cm et comportant 14 étages de dynodes. Leur dimension convient à la récupération de photons Čerenkov sur une large surface et à l'uniformisation du flux pour éviter les effets de saturation à la photocathode. Le grand nombre de dynodes permet une large dynamique de détection, adaptée aux conditions de l'expérience. Les embases de ces PMT sont conçues pour pouvoir fonctionner sur une large gamme en gain  $G = [10^3; 10^7]$  dictée par les deux modes d'opérations des PMT prévus pendant l'expérience :

- Un régime de haut gain : utilisé pour des études spécifiques de bruits de fond. Le signal d'un électron individuel doit pouvoir être détecté ce qui définit une gamme de gain entre  $10^6$  et  $10^7$ .
- Le régime de bas gain: Il correspond à la configuration de run, avec un taux de comptage de  $65 \text{ MHz}$ . Cette fréquence est équivalente à une impulsion lumineuse arrivant toute les 20 ns. La largeur intrinsèque d'un pulse lumineux des PMT a été mesurée à 30 ns et pour des signaux de plus grande fréquence, nous ne pouvons plus considérer le PMT comme opérant dans un régime pulsé. Les signaux lumineux arrivant plus rapidement que la largeur intrinsèque de la réponse du PMT, le courant de sortie moyenne alors tous les pulses pendant l'état d'hélicité. Le mode de fonctionnement du PMT est dit continu. Le gain de fonctionnement est fixée à  $G = [10^3; 10^4]$  pour ce mode.

Nous avons à notre disposition deux types d'embases qui peuvent être utilisées :

1. Une embase **active** provenant des PMT d'HAPPEX-I. Elle est conçue pour faire fonctionner les PMT dans des régime de haut gain. Elles dite active car un transistor régule le courant entre les étages et assure un gain constant.
2. Une embase **résistive** appelée "PROTO" Elle assure une stabilité du voltage sur les premières dynodes pour une opération des PMT à bas gain. Cette base convient particulièrement aux hauts flux de photons.



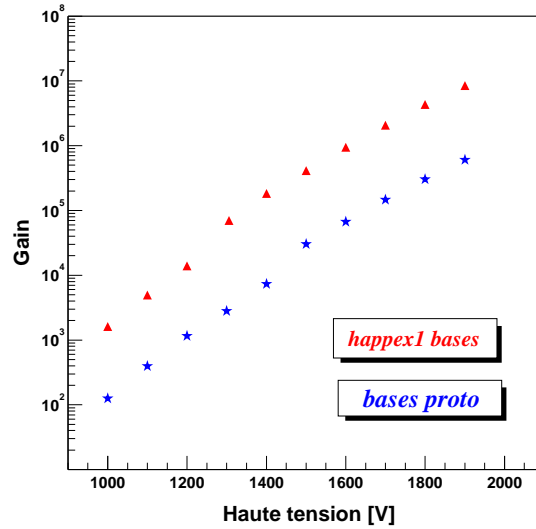


Figure 3.21: Courbes de gain en fonction de la haute tension appliquée aux embases.

La figure 3.21 présente les courbes de calibration du gain de chaque embase pour une gamme de haute tension entre 0 et 2000 Volts. La base “PROTO” fonctionne dans un intervalle de gain un ordre de grandeur en dessous de la base HAPPEX-I. C’est cette base qui a été utilisée pour la prise de données.

### 3.3.9 Mesures de linéarité

Les PMT ont en général une très bonne linéarité du courant de sortie de l’anode sur une large gamme en gain. Cependant, pour des flux de lumière comparables à ceux rencontrés aux taux de comptage d’HAPPEX, des phénomènes de saturation peuvent survenir et le signal de sortie devenir non linéaire. La non linéarité du détecteur, nous l’avons vu au chapitre précédent, induit une sensibilité supplémentaire à l’asymétrie en courant qui n’est pas supprimée par la normalisation des taux de comptage (effets du 1er ordre). Le cahier des charges est de maintenir un régime linéaire à 98 % pour négliger l’erreur systématique associée. Nous allons résumer ici les tests de linéarité qui ont été effectués pour caractériser le comportement de chaque embase. Les PMT vont opérer dans deux modes différents pendant la prise de donnée, l’un pulsé et l’autre continu. Les non linéarités pour ces deux modes ont des origines très différentes : en mode pulsé, un flash lumineux trop important peut engendrer une saturation de charges d’espace sur les dynodes. Cet effet diminue alors la tension de sortie à l’anode, et sa réponse n’est plus proportionnelle aux flux de photons arrivant à la photocathode. Pour les bas gains, les non linéarités peuvent provenir d’une mauvaise répartition des tensions de dynodes par le pont diviseur. Une saturation de la photocathode est également possible si l’intensité lumineuse incidente est trop importante. La mesure de la linéarité suivra donc deux méthodes mboxdifférentes :

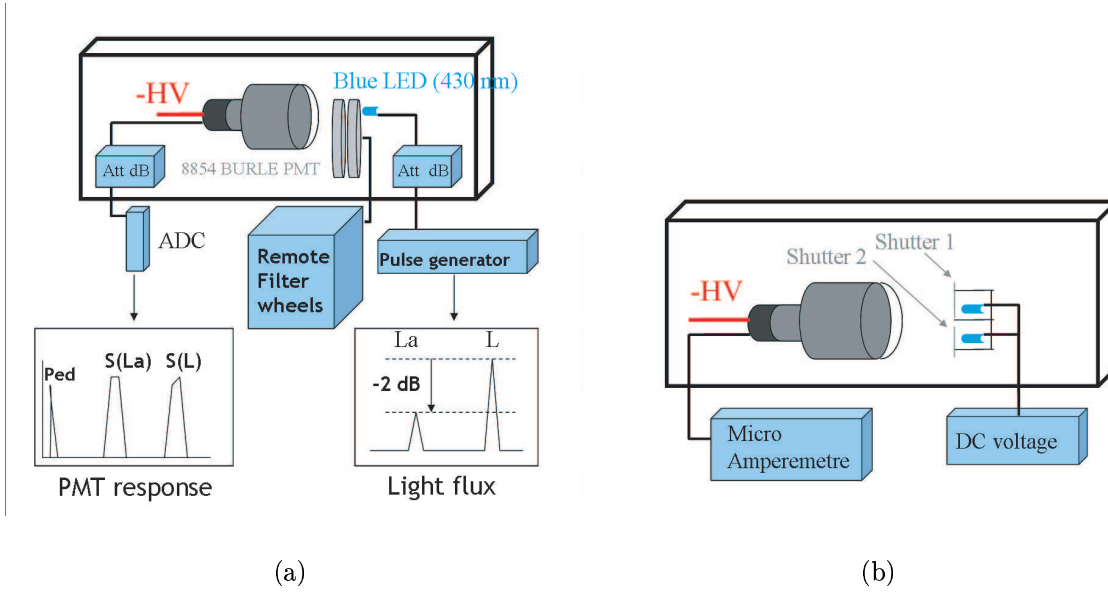


Figure 3.22: Dispositif de test de la linéarité. a) Méthode des filtres en mode pulsé. b) Méthode des diodes en mode continu.

- En mode pulsé, la déviation au comportement linéaire  $\epsilon$ , se mesure à partir du rapport  $R$  entre la réponse  $S$  du PMT au signal lumineux fixe d'une diode de référence à la réponse de cette même diode atténuée de  $-2 \text{ dB}$ <sup>3</sup> :

$$R = \frac{S}{S_{att}} \quad (3.9)$$

Le rapport de référence  $R_0$  est mesuré pour une réponse  $S$  où le PMT est linéaire et une roue de filtres nous permet de déterminer  $R$  sur une large gamme d'intensité lumineuse. Le banc de test des PMT est illustré sur la figure 3.22 a). Une déviation non nulle au comportement linéaire apparaît en premier dans le signal  $S$  du rapport  $R$  qui décroît. L'expression de la non linéarité  $\epsilon$  est donnée par la relation suivante [109] :

$$\epsilon = \frac{1}{1 - 1/f_{att}} \frac{R_0 - R}{R_0} \quad (3.10)$$

Le coefficient  $f_{att}$  est le rapport des intensités lumineuses de la diode donné par l'atténuation de  $-2 \text{ dB}$  soit 20 %.

- La linéarité en mode continu va être caractérisée à l'aide d'un ampèremètre qui mesure le courant de sortie en fonction de l'intensité lumineuse incidente. Il est possible de faire varier cette intensité soit à l'aide de filtres calibrés, soit en additionnant la lumière de

<sup>3</sup>Cette atténuation est commandé par un interrupteur qui ne coupe pas l'alimentation de la diode pour conserver un signal lumineux stable.

Segment	$Det_1$ (LHRS)	$Det_2$ (LHRS)	$Det_3$ (RHRS)	$Det_4$ (RHRS)
$\epsilon$ (%)	2,5	0,3	0,7	0,7

Tableau 3.3: Résultat de la mesure de linéarité des PMT effectuée à la fin de la prise de donnée HAPPEX.

deux diodes et en comparant la somme des signaux de chaque diode avec la réponse aux deux diodes allumées simultanément. L'important ici est de bien attendre la stabilisation du flux lumineux des diodes pour effectuer les mesures avec suffisamment de précision. Pour la méthode avec filtres, le taux de non linéarité  $\epsilon$  s'obtient de la manière suivante :

$$\epsilon = f \times \left( \frac{S(L)}{S(L * f)} - \frac{1}{f} \right) \quad (3.11)$$

où  $f$  est la valeur calibrée de l'atténuation du filtre, elle est considéré comme uniforme. L'autre méthode consiste à alimenter deux diodes en courant continu, placées derrière des caches comme illustré sur la figure 3.22. Dans un premier temps la réponse à chaque diode est mesurée séparément puis comparée à la réponse aux deux diodes allumées simultanément. La non linéarité est alors déterminés comme l'écart à l'unité du rapport du signal de la somme sur la somme des signaux :

$$\epsilon = \frac{S(L)_{1+2}}{S(L)_1 + S(L)_2} - 1 \quad (3.12)$$

Les résultats pour la base "PROTO" sont résumés pour les deux modes de fonctionnement sur la figure 3.23. Ces mesures démontrent un comportement très satisfaisant à haut et à bas gain. A haut gain, même si nous ne mesurons pas d'asymétrie, nous pouvons constater que les PMT auront tout de même une bonne linéarité dans la gamme ADC prévue. Les deux méthodes de mesure de linéarité à bas gain sont en bon accord. La méthode des filtres montre cependant des fluctuations qui sont quelques fois de plusieurs % avec un signe opposé. La méthode des diodes s'est révélée plus robuste parce que moins sensible aux fluctuations de l'intensité des diodes. Sur la gamme de fonctionnement des ADC pour un courant d'anode entre 1 et 6  $\mu\text{A}$  (pointillées) la linéarité est supérieure à 98 % avec une haute tension de fonctionnement correspondante à un gain supérieur à  $10^3$ . Des mesures de linéarité ont également été effectuées pour chaque segment de détecteur à la fin du run sur l'hydrogène. La mesure consiste à faire le rapport entre les asymétries mesurées dans les détecteurs et les moniteurs de courant. Si l'on reprend l'équation 2.29 nous pouvons remarquer qu'en ajoutant Délibérément une asymétrie en courant importante nous rendons la mesure sensible au terme non linéaire. Le rapport entre les deux asymétries mesure directement le degré de non linéarité. Les résultats pour les quatre segments de détecteur du run sur l'hydrogène sont résumés dans le tableau 3.3. La linéarité moyenne sur les quatre segments est très satisfaisante. L'écart observé pour un segment dans le HRS gauche est en cours d'étude. La linéarité de ce PMT sera re-mesurée sur banc de test avant la prochaine prise de donnée.

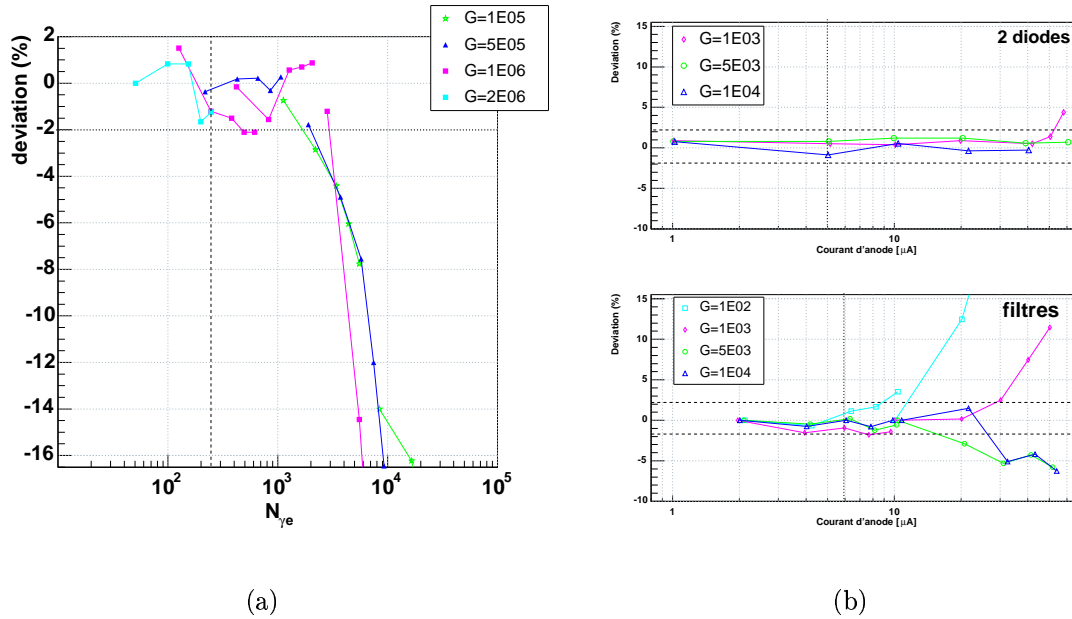


Figure 3.23: Résultats des mesures de la linéarité des PMT avec a) la mesure en mode pulsé. b) Les résultats des deux méthodes de mesure de la linéarité en mode continu.

### 3.4 Analyse préliminaires des données de 2004

Durant les mois de juin et juillet 2004, une première prise de données a eu lieu pour les deux expériences HAPPEX où d'une part  $3 \times 10^6$  paires ont été collectées avec la cible d'hélium représentant une précision statistique de  $\simeq 9\%$ . La mesure sur l'hydrogène a permis d'atteindre 13% de précision statistique avec  $3 \times 10^8$  paires. La deuxième prise de données pour compléter la statistique aura lieu durant l'été 2005. Nous allons décrire dans cette section l'extraction de l'asymétrie de violation de parité pour les deux cibles à partir des résultats préliminaires sur les asymétries expérimentales et nous détaillerons les estimations des systématiques. L'analyse de ces données a été effectuée en aveugle suivant le même principe que celui détaillé dans la section 4.5.1 en appliquant cette fois un offset à l'asymétrie expérimentale correspondant à 25 % de la valeur prédite.

#### 3.4.1 Corrections des fausses asymétries du faisceau

Pour obtenir l'asymétrie expérimentale nous devons commencer par corriger les fluctuations des paramètres faisceau. Pour cela nous utilisons les données de la modulation (*dithering*) qui est ici prise comme méthode principale de soustraction des fausses asymétries. Cette méthode est décrite dans la section 2.7.2. La régression des données sera effectuée comme vérification du résultat de la modulation. Nous déterminerons ensuite les erreurs systématiques associées à chaque correction.

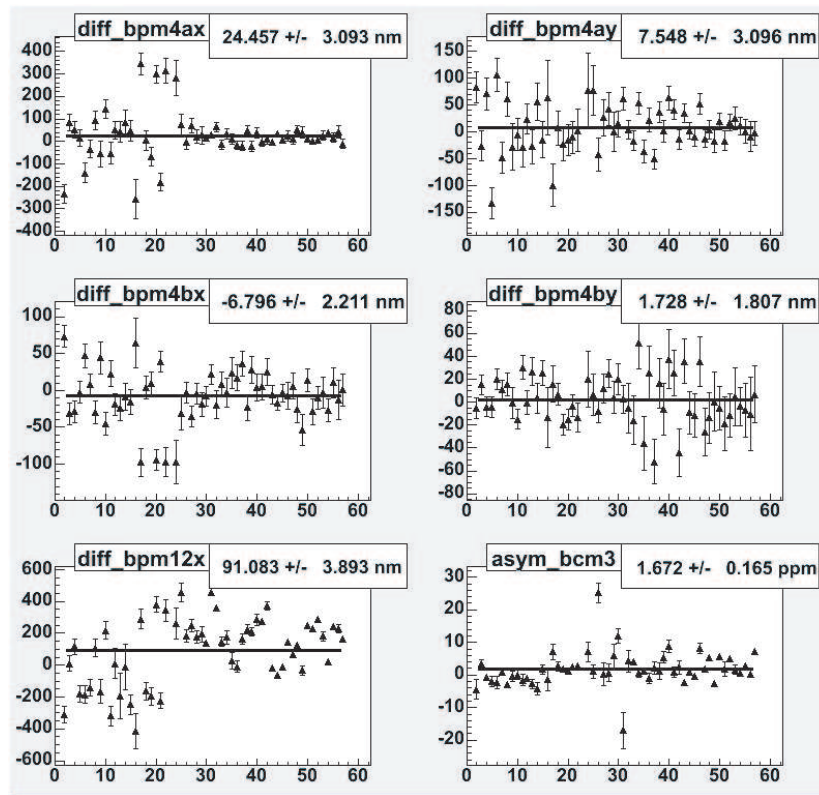


Figure 3.24: Asymétries des paramètres faisceau pour la prise de donnée sur l'hydrogène.

### 3.4.1.1 Corrections des fluctuations du faisceau

Les variations du faisceau sont mesurées tout au long de la prise de données et la modulation nous permet d'accéder aux sensibilités des taux de comptage des détecteurs et des fluctuations du faisceau. Ces deux informations sont nécessaires pour corriger les asymétries expérimentales (section 2.7.2). Les moniteurs du faisceau qui interviennent dans l'analyse sont les BPM 12x, 4ax, 4bx, 4ay, 4by (voir figure 3.1). Le premier correspond à la mesure de l'énergie au milieu de l'arc de courbure, les autres BPM servent pour la position et l'angle du faisceau. Sur la figure 3.24 est représentée la variation temporelle des paramètres du faisceau en fonction des *slug* pour la prise de donnée sur l'hydrogène. Les fluctuations importantes que l'on peut remarquer notamment dans les différences en position sont causées par des instabilités de la source d'électrons. En effet, les conditions de fonctionnement de la photocathode n'ont pas été optimales en début de run et de nombreux changements de position du laser ont dû être effectués pour conserver une efficacité quantique et une polarisation élevée (section 3.2.1). Ils n'ont cependant pas affecté la valeur moyenne des paramètres.

La transition observée au niveau du *slug 24* correspond au changement de photocathode à la source. Les quelques mesures à plusieurs  $\sigma$  de l'intensité du faisceau ont été engendrées par l'asymétrie de charge provenant de la contamination du faisceau du hall C qui n'a pas été

Détecteur	${}^4\text{He}$			
	$A_{exp}^{brute}$ (ppm)	$A_{exp}^{dith}$ (ppm)	$A_{exp}^{reg}$ (ppm)	$ A_{exp}^{reg} - A_{exp}^{dith} $ (ppm)
HRS gauche	$6,74 \pm 1,20$	$6,52 \pm 1,17$	$6,32 \pm 1,17$	0,20
HRS droit	$6,04 \pm 0,92$	$6,79 \pm 0,90$	$5,58 \pm 0,90$	0,19
	$H$			
HRS gauche seg. 1	$-0,25 \pm 0,58$	$0,77 \pm 0,52$	$0,68 \pm 0,51$	-0,090
HRS gauche seg. 2	$1,21 \pm 0,41$	$0,30 \pm 0,40$	$0,41 \pm 0,40$	0,104
HRS droit seg. 1	$-0,39 \pm 0,34$	$0,58 \pm 0,32$	$0,55 \pm 0,32$	-0,035
HRS droit seg. 2	$3,33 \pm 0,59$	$1,66 \pm 0,58$	$1,83 \pm 0,58$	0,164
Total HRS droit	$0,66 \pm 0,33$	$0,48 \pm 3,18$	$0,51 \pm 0,32$	0,029
Total HRS gauche	$0,54 \pm 0,29$	$0,84 \pm 0,28$	$0,87 \pm 0,28$	0,027
Total	$0,60 \pm 0,21$	$0,68 \pm 0,21$	$0,71 \pm 0,21$	0,033

Tableau 3.4: Asymétries brutes et corrigées par la méthode de modulation et de régression avec le détail de chaque détecteur et leur somme pondérée par spectromètre.

corrigée à cette période. Cette sensibilité au faisceau du hall C a perturbé la convergence de la boucle de courant rétroaction, ce qui explique une asymétrie de charge moyenne supérieure aux performances attendues (0,6 ppm). Les valeurs moyennes des différences sont proches des limites requises d'après le tableau 3.2.

Les signaux des détecteurs sont normalisés au courant et sont corrigés des autres paramètres faisceau. Pour l'hydrogène, la correction est faite sur chaque segment individuellement et la moyenne pondérée est ensuite formée pour obtenir l'asymétrie totale de chaque spectromètre. Les résultats de la modulation de faisceau et de la régression pour les asymétries en aveugle sont résumés dans le tableau 3.4.

Nous pouvons constater que la régression et la modulation sont en excellent accord pour les deux analyses. Dans le cas de l'hydrogène, de larges corrections de l'ordre de grandeur de la valeur moyenne (0,5 à 1 ppm) sont visibles sur chaque segment. Les effets de bord au niveau de la jonction des deux segments amplifient la sensibilité aux variations des paramètres faisceau. Comme nous pouvons le voir dans le tableau 3.4, de larges compensations interviennent lorsque l'on somme sur les segments puis sur les deux spectromètres. Dans la section suivante, nous expliquerons comment ce bras de levier sur la sensibilité est utilisé pour une meilleure contrainte des erreurs systématiques.

### 3.4.1.2 Estimation de l'erreur sur la correction

L'estimation de l'erreur sur la correction des paramètres regroupe l'erreur sur la normalisation au courant du faisceau, la correction des positions et de l'énergie. Comme nous estimons une erreur sur un résultat préliminaire qui ne contient pas toute la précision statistique, la méthode d'estimation des corrections est donc moins contraignante et elle fait appel à des surestimations comme première approximation de l'incertitude.

1. L'erreur sur la normalisation est obtenue à partir de la non linéarité des BCM  $\epsilon$  et de la valeur moyenne de l'asymétrie de charge. On ajoute la résolution intrinsèque des moniteurs de courants  $\sigma_{res}$  suivant l'expression :

$$\delta A_{syst}^I = \sqrt{(\epsilon A_I)^2 + \sigma_{res}^2}$$

Les erreurs sont respectivement :

$$\delta A_{syst}^I(^4He) = 0,100 \text{ ppm}$$

$$\delta A_{syst}^I(H) = 0,036 \text{ ppm}$$

2. Pour l'estimation de l'erreur sur les différences en position et en énergie nous isolons les paramètres qui engendrent les corrections les plus importantes dans les détecteurs de chaque spectromètre. A partir de l'accord entre régression et *dithering* nous estimons la qualité de la correction appliquée. Par exemple nous observons que les corrections des détecteurs 2 du HRS droit ( $3,33-1,66 = 1,67$  ppm) sont dominées par l'énergie. Or l'accord entre la modulation et la régression est de 0,16 ppm soit 10 % de la correction. A ce stade de l'analyse nous attribuons 20 % d'erreur sur la correction totale en énergie et sur la moyenne des segments. Cette correction est de 0,140 ppm soit une erreur de 0,028 ppm due à l'énergie. L'étude des autres paramètres se résume à la position horizontale X, toutes les autres corrections étant négligeables.

$$\delta A_X = 0,040 \text{ ppm}$$

$$\delta A_E = 0,028 \text{ ppm}$$

En sommant quadratiquement les contributions de chaque paramètres nous obtenons :

$$\delta A_{He}^{beam} = 0,173 \text{ ppm}$$

$$\delta A_H^{beam} = 0,061 \text{ ppm}$$

### 3.4.2 Bruit de fond

Le pouvoir de séparation en impulsion des spectromètres du hall A permet de faire une mesure d'intégration du flux d'électrons diffusés presque idéale. Il reste cependant à estimer certains bruits de fonds résiduels comme la diffusion quasi-élastique sur les parois de la cible en Aluminium et les électrons rediffusés dans le spectromètre revenant dans l'acceptance du détecteur. L'étude de chaque bruit de fond repose sur la détermination du facteur de dilution  $\mathcal{F}$  et de l'asymétrie associée  $A_{bdf}$  (éq.2.30). Dans le cas de l'hélium, les événements de diffusion quasi-élastiques sur ce noyau sont une contribution supplémentaire des événements élastiques et ce cas de figure sera commenté en détail (section 3.4.2.2).

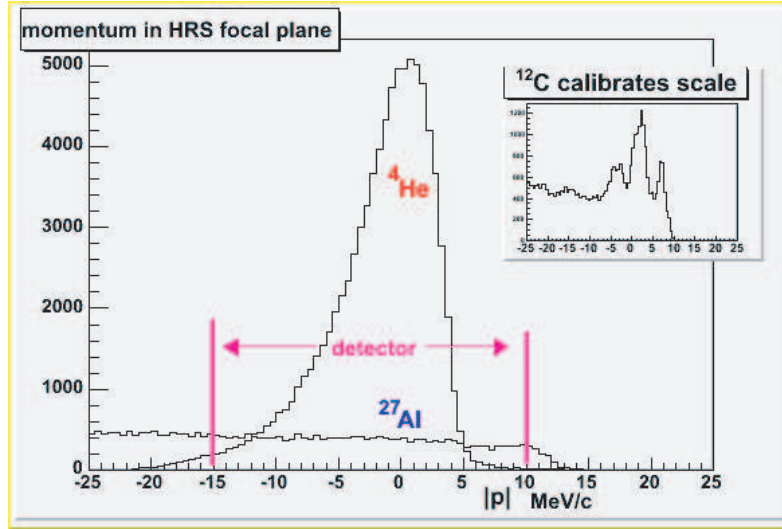


Figure 3.25: Distributions superposées de diffusion quasi-élastique sur une cible vide et de diffusion élastique sur l'hélium.  $^{27}\text{Al}$  correspondant à un run de cible "vide" avec des parois plus épaisses. Les deux spectres n'ont donc pas la même normalisation. Dans l'encart nous pouvons distinguer les premiers niveaux excités du carbone qui servent à calibrer l'échelle en impulsion.

### 3.4.2.1 Diffusion quasi-élastique dans la cible

Pour obtenir le flux d'électrons diffusés sur l'aluminium des fenêtres de la cible nous avons pris des données avec une cible *racetrack* vide et un courant plus faible pour pouvoir reconstruire la trajectoire des particules pour ne sélectionner que celles qui atteignent le détecteur.

Ces données sont ensuite comparées au flux d'électrons élastiques pour le même courant. La figure 3.25 montre les deux distributions superposées dans le cas de la cible d'hélium. Le taux de quasi-élastique mesuré vaut finalement :

$$\begin{aligned}\mathcal{F}^{\text{Al}}(^4\text{He}) &= 0,023 \pm 0,005 \\ \mathcal{F}^{\text{Al}}(\text{H}) &= 0,009 \pm 0,009\end{aligned}\quad (3.13)$$

L'asymétrie de violation de parité pour une diffusion quasi-élastique sur un noyau contenant  $Z$  protons et  $N$  neutrons est calculée à partir de l'expression générale suivante [110] :

$$A_{VP}^{QE} = \frac{-G_f|Q^2|\epsilon \left[ ZG_E^p\tilde{G}_E^p + NG_E^n\tilde{G}_E^n \right] + \tau \left[ ZG_M^p\tilde{G}_E^n + NG_M^n\tilde{G}_M^n \right]}{4\sqrt{2}\pi\alpha \left[ \epsilon \left[ Z(G_E^p)^2 + N(G_E^n)^2 \right] + \tau \left[ Z(G_M^p)^2 + N(G_M^n)^2 \right] \right]} \quad (3.14)$$

où les  $G_{E,M}^{p,n}$  sont les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, les  $\tilde{G}_{E,M}^{p,n}$  les facteurs de forme faibles et les  $\epsilon, \tau$  sont les facteurs cinématiques usuels définis dans le chapitre 1. A notre cinématique et pour une cible en aluminium l'asymétrie est de  $A_{VP}^{\text{Al}} = 2 \pm 0,5$  ppm. En insérant



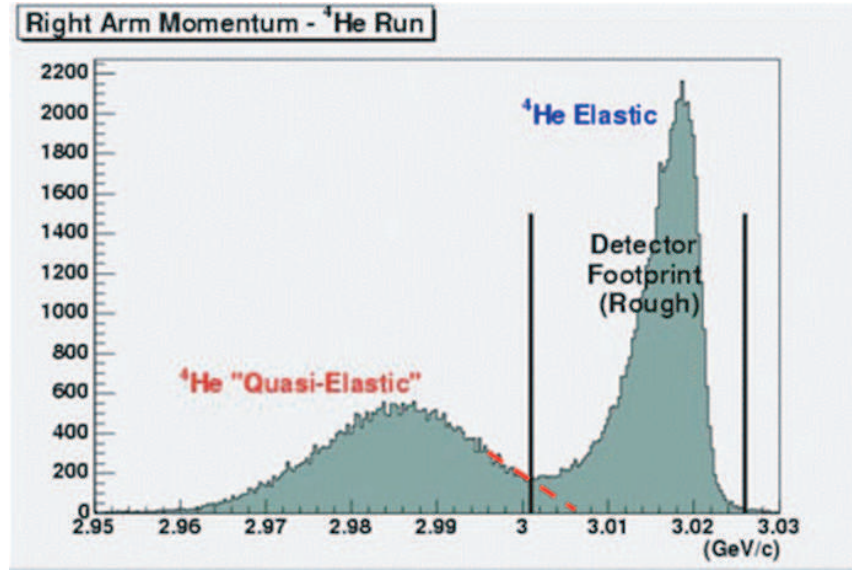


Figure 3.26: Distribution des électrons diffusés sur la cible d'hélium au plan focal du HRS droit en fonction de leur impulsion. Nous pouvons distinguer le pic de diffusion élastique et la bosse quasi élastique. La projection de la zone active du détecteur au plan focal est mise en évidence par les lignes verticales

la dilution  $F$ , éq. 3.13, dans l'équation 2.30, la correction à prendre en compte dans l'asymétrie expérimentale est donc pour chaque cible :

$$\begin{aligned}\delta A_{bdf}^{Al}({}^4He) &= 0,046 \pm 0,003 \text{ ppm} \\ \delta A_{bdf}^{Al}(H) &= 0,018 \pm 0,002 \text{ ppm}\end{aligned}\quad (3.15)$$

### 3.4.2.2 Diffusion quasi-élastique sur l'hélium

La figure 3.26 représente la distribution d'électrons suivant l'axe dispersif avec la cible d'hélium. Nous avons reporté les limites du détecteur et nous pouvons voir le pic élastique centré entre ces bornes. La distribution plus étendue à gauche correspond aux événements de diffusion quasi-élastique sur les nucléons du noyau d'hélium. Nous constatons que sa position est telle qu'une partie de cette distribution s'étend dans la zone active du détecteur. Pour éjecter un premier nucléon du noyau il faut atteindre 21 MeV et cela se produit donc suivant un effet de seuil. La limite de cette distribution est donc bien nette et ne possède pas de queue comme une distribution gaussienne par exemple. En première approximation une surestimation de la contamination consiste à considérer un étalement qui suit la pente de distribution comme indiquée en pointillée sur la figure. Cette procédure estime un bruit de fond de 3 % auquel on ajoute une erreur de 100 %. En plus d'une dilution non négligeable, l'asymétrie de ces événements est de signe opposée et va donc produire une correction importante. L'asymétrie quasi-élastique se calcule à partir de la même expression définit pour l'aluminium. La correction

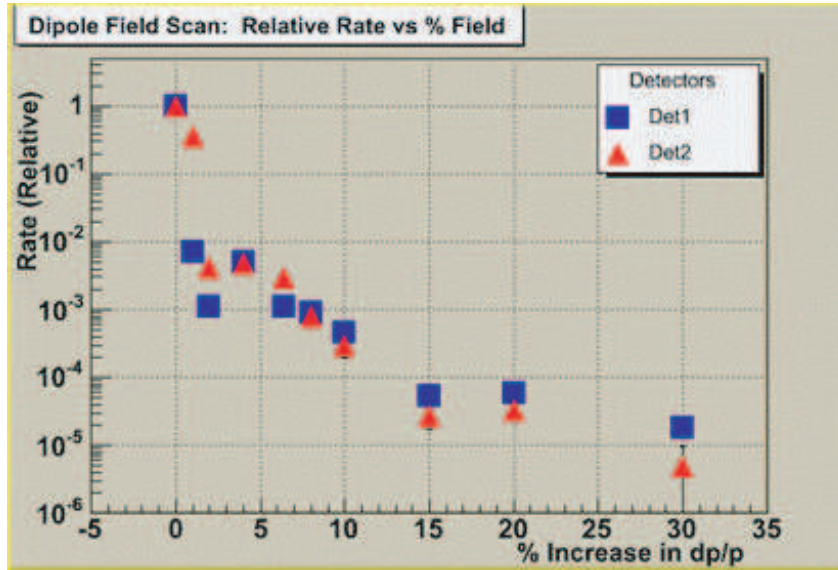


Figure 3.27: Taux de comptage relatif dans le détecteur en fonction de la variation du champ du dipôle du spectromètre.

supplémentaire à apporter est donc :

$$\delta A_{bdf}^{4He} = 0,060 \pm 0,015 \text{ ppm} \quad (3.16)$$

Lors de la prise de donnée 2005, nous positionnerons le détecteur de manière à repousser plus franchement le pic quasi-élastique de la zone active. Cela permettra de complètement négliger ce bruit de fond. Pour les données de 2004, une analyse plus poussée devrait permettre de diminuer l'erreur associée à ce bruit de fond.

### 3.4.2.3 Diffusions inélastiques

Un autre bruit de fond potentiel à prendre en compte est la probabilité de trouver dans l'acceptance des électrons inélastiques qui ont rebondi dans le spectromètre et qui sont revenus dans l'acceptance du détecteur. L'estimation de ce bruit de fond s'obtient en augmentant le champ des dipôles de manière à amener les événements élastiques aux emplacements successifs d'événements inélastiques et ainsi mesurer la probabilité de rebond vers le détecteur. La figure 3.27 montre cette étude pour une dizaine de réglages du champ du dipôle. La probabilité décroît très rapidement. En toute rigueur nous devons convoluer cette probabilité avec la section efficace différentielle inélastique. En pratique nous utiliserons la section efficace de résonance  $\Delta(1232)$  pour notre cinématique comme valeur supérieure de la section efficace inélastique totale. Ce bruit de fond est donc inférieur au pourcent. Un code de section efficace permet de calculer la section efficace inélastique de la résonance  $\Delta$  pour notre cinématique comme valeur supérieur de la section efficace inélastique totale. Le rapport de section efficace élastique/inélastique est

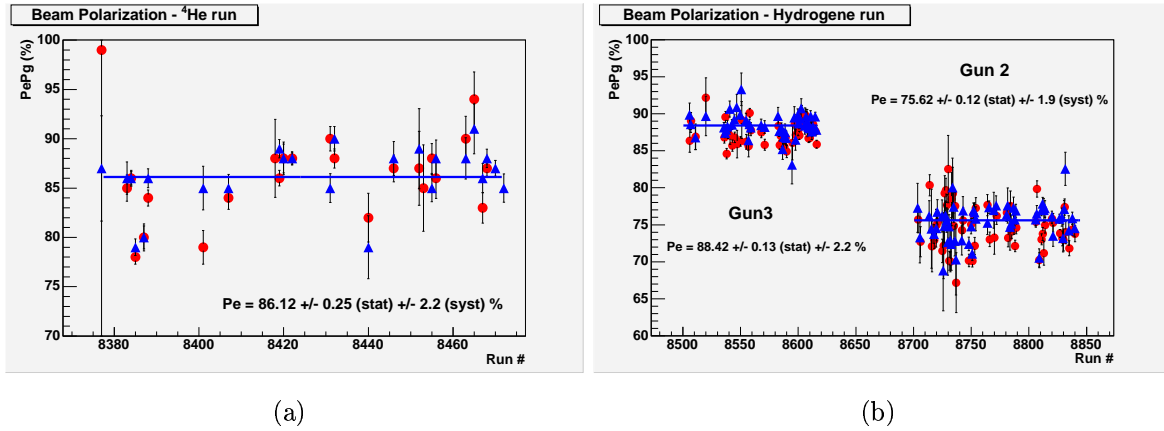


Figure 3.28: Mesure de polarisation en fonction du run. a) Pour la prise de données de l'hélium et b) pour la prise de donnée sur l'hydrogène. Les triangles correspondent à l'analyse avec le détecteur de photons, les ronds sont les mesures avec le détecteur d'électrons. Seules les erreurs statistiques sont indiquées. L'erreur systématique est propagée au niveau de la moyenne.

alors de  $9,5 \times 10^{-3}$ . Le bruit de fond inélastique est donc de  $7 \times 10^{-5}$  ce qui est négligeable à ce stade de l'analyse.

### 3.4.3 Polarisation du faisceau

La polarisation du faisceau a été mesurée continuellement avec le polarimètre Compton. La mesure avec le polarimètre Møller nécessite d'arrêter la prise de données, elle n'a donc été effectuée qu'un minimum de fois à titre de vérification. Une mesure par cible a été effectuée avec le polarimètre Møller au milieu de chaque prise de données.

$$\begin{aligned} P_e(^4\text{He}) &= 85,9 \pm 0,2(\text{stat}) \pm 3(\text{syst}) \% \\ P_e(\text{H}) &= 76.3 \pm 0,1(\text{stat}) \pm 3(\text{syst}) \% \end{aligned} \quad (3.17)$$

Les résultats de l'analyse du polarimètre Compton est présenté en fonction du temps pour les deux prises de données, figure 3.28. Ces figures regroupent deux ensembles de mesures, les triangles correspondent à la mesure avec le détecteur de photons et les ronds l'analyse avec le détecteur d'électron. La valeur moyenne des mesures est calculée seulement à partir de la première analyse qui est la plus précise, l'autre analyse est indiquée comme test de validité. Nous utiliserons ces mesures de polarisation pour la normalisation de l'asymétrie. Les mesures des deux polarimètres sont en très bon accord avec une différence inférieure à 1 %. La mesure du Compton est la plus précise avec une erreur systématique relative de 2,5 %. Les incertitudes dominantes du Compton proviennent de la résolution et la calibration des détecteurs (1,25 %) ainsi que la connaissance de la polarisation du laser (1,5 %). Des études sont en cours pour réduire cette erreur en dessous du pourcent et permettre de passer sous la barre des 2 % requis pour l'hélium.

- La polarisation pendant la mesure sur l'hélium est stable et la dispersion est majoritairement compatible avec des fluctuations statistiques. Deux mesures en début de run s'écartent de la valeur moyenne à  $5\sigma$  environ et montre manifestement une baisse de polarisation temporaire.
- La mesure de polarisation pour l'hydrogène est séparée par le changement de photocathode à la source. La perte de polarisation de 10 % se justifie par une durée de vie de plus longue de la photocathode et des différences en positions plus faibles.

En 2005, la prise de données se fera à nouveau avec une photocathode *Superlattice*. Une troisième méthode d'analyse basée sur l'intégration du signal de photon dans les ADC de l'acquisition HAPPEX sera également testée pour les mesures très précises à basse énergie (expérience PREX [111]).

### 3.4.4 Mesure du $\langle Q^2 \rangle$ de la réaction

La détermination du quadri-moment transféré de la réaction est nécessaire pour interpréter l'asymétrie en terme de facteurs de forme du nucléon, fonctions de  $Q^2$ . Soit  $E_e$  l'énergie de l'électron incident,  $E'_e$  l'énergie de l'électron diffusé et  $\theta$  l'angle de diffusion élastique dans le laboratoire. En diffusion élastique le quadri-moment transféré s'écrit simplement en fonction de ces trois variables:  $Q^2 = 2E_e E'_e (1 - \cos\theta)$  où la masse de l'électron est négligée devant les énergies. La valeur de  $E_e$  a été mesurée en début de prise de donnée :

$$E_e = 3026 \pm 10 \text{ MeV} \quad (3.18)$$

L'erreur sur cette mesure correspond à l'accord entre les deux mesures indépendantes ARC et ep.

L'angle de diffusion  $\theta$  est la somme de l'angle central du spectromètre  $\theta_0$  et de la déviation  $\delta\theta$  à cet angle à l'intérieur de l'acceptance.  $\theta_0$  est mesuré par deux méthodes. La première utilise une mesure par les géomètres de l'angle précise à 0,05 degré. La seconde est la méthode dite de recul nucléaire qui utilise la diffusion sur un noyau ( $H, {}^{16}O, {}^{56}Fe$ ). Le principe est d'utiliser la haute résolution en impulsion des spectromètres pour obtenir l'angle en comparant la diffusion sur l'état fondamental et le premier état excité. Nous utilisons la relation suivante entre  $\theta$ , l'énergie diffusée  $E'_e$  sur le niveau fondamental du noyau de masse  $M$  et  $M^*$  la masse du noyau excité :

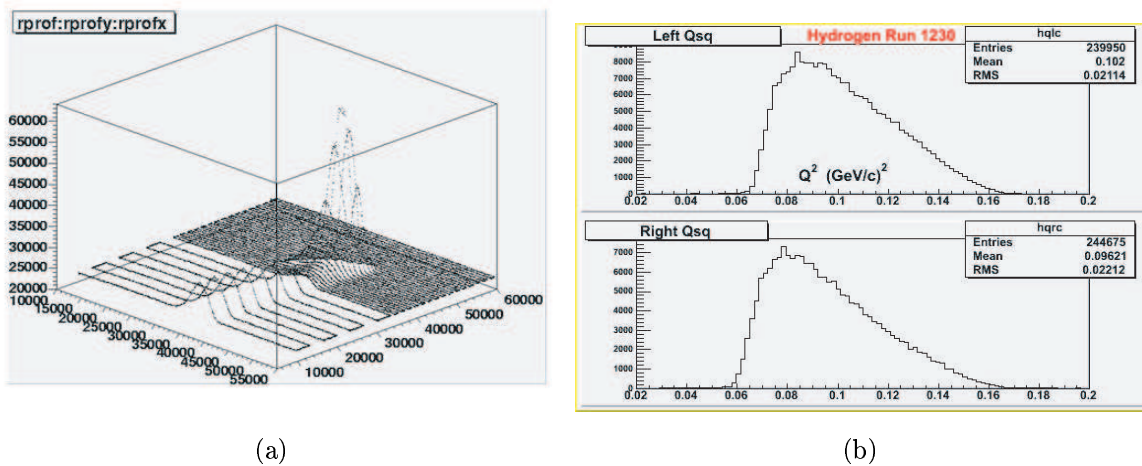
$$(1 - \cos\theta) = \frac{M(E_e - E'_e) - (M^{*2} - M^2)/2}{E_e E'_e} \quad (3.19)$$

L'angle  $\theta_0$  est sélectionné à l'aide d'un collimateur à l'entrée du spectromètre. Cette mesure est très précise avec une erreur de 0,3 % sur la détermination de  $\theta_0$ . Les valeurs mesurées sont :

$$\begin{aligned} \langle \theta_{HRSG} \rangle &= 6,14 \pm 0,02^\circ \\ \langle \theta_{HRSD} \rangle &= -5,94 \pm 0,02^\circ \end{aligned} \quad (3.20)$$

L'ensemble des erreurs systématiques projetées sur la mesure de  $Q^2$  est répertorié dans le tableau 3.4.4.

Source d'erreur	erreur relative sur $Q^2$ (%)
énergie faisceau	0,3
Impulsion centrale	0,3
Mesure de l'angle (recul)	0,8
Variation temporelle	0,5
Optique HRS	2,0
TOTAL	2,2

Tableau 3.5: Récapitulatif des erreurs systématiques liées à la mesure de  $\langle Q^2 \rangle$ .Figure 3.29: a) Cartographie du taux de comptage au plan focal pendant HAPPEX-He. Nous pouvons distinguer le pic élastique au fond et la bosse quasi-élastique. b) Distribution du quadri-moment transféré  $Q^2$  reconstruit pour les deux HRS pour un run d'HAPPEX-H.

	$\langle Q^2 \rangle_{det1}$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\langle Q^2 \rangle_{det2}$ (GeV/c) <sup>2</sup>	$\langle Q^2 \rangle$ (GeV/c) <sup>2</sup>
<sup>4</sup> He	0,09827 ± 0,0030	0,09271 ± 0,0030	0,0949
H	0,01019 ± 0,0022	0,09605 ± 0,0022	0,0989

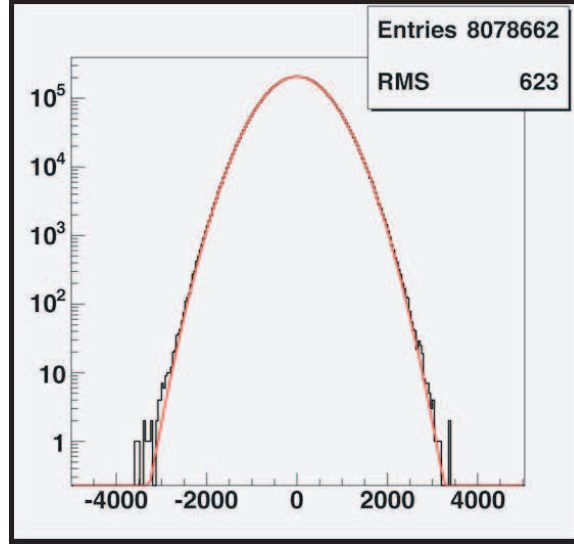
Tableau 3.6: Résultats de la mesure du quadri-moment transféré  $Q^2$ . Les moyennes sont obtenues en pondérant les  $Q^2$  de chaque HRS par l'erreur statistique sur chaque asymétrie expérimentale.

L'erreur principale provient de la détermination de l'angle relatif pour les événements en dehors de la trajectoire centrale qui dépend de la calibration de l'optique des HRS. Cette opération de calibration est effectuée avec les *sieve slit* placées devant les fenêtres des HRS. L'analyse de ces données est en cours. L'utilisation d'une base de données non optimisée pour l'optique des spectromètres implique une erreur relative préliminaire de 2 %.

Une autre erreur à considérer est la variation de la valeur moyenne de  $Q^2$  au cours du temps. Cette variation est surveillée grâce aux scanners installés au plan focal en dessous de chaque détecteur. Ils sont constitués d'un morceau de quartz et d'un pré radiateur en tungstène au bout d'un bras télescopique. A l'autre bout, un PMT récupère la lumière Čerenkov produite dans le quartz par le flux d'électrons incidents. Le bras actionné par deux moteurs peut se déplacer librement à la fois sur l'axe dispersif et sur l'axe transverse pour couvrir une portion importante du plan focal. Ces scanners nous fournissent périodiquement des cartographies du taux de comptage illustrées sur la figure 3.29 a). Ces mesures sont effectuées à différentes périodes pour vérifier la stabilité en temps de la position de la ligne élastique. Des distributions typiques de  $Q^2$  sont présentées sur la figure 3.29 b). Les scanners nous renseignent aussi sur les temps morts de la mesure avec les VDC qui peuvent déformer la distribution en  $Q^2$ . Les valeurs moyennes de  $Q^2$  sont reportées dans le tableau 3.4.4.

### 3.4.5 Tests Statistiques

Avant de dévoiler l'asymétrie, nous devons vérifier le comportement statistique de nos données. Sur la figure 3.30 est représentée la distribution des paires d'asymétrie pour l'hydrogène. Nous pouvons constater que cette distribution est parfaitement compatible avec une gaussienne sur plusieurs ordres de grandeur. Le second test est celui de l'inversion du signe de l'asymétrie. En l'absence d'effet systématique l'asymétrie expérimentale corrigée doit changer de signe lorsque la lame demi onde est insérée (fig. 3.31). Le renversement parfait entre chaque *slug* montre qu'il n'y pas de fausses asymétries significatives qui entachent les données.



(a)

Figure 3.30: Distribution des paires d'asymétrie pour l'ensemble des données pour l'hydrogène.

Détecteur	$A_{exp}^{det} (^4He)$ ppm	$A_{exp}^{det} (H)$ ppm
HRS gauche	$6,332 \pm 1,173$	$-0,807 \pm 0,320$
HRS droit	$5,588 \pm 0,903$	$-0,969 \pm 0,297$

Tableau 3.7: Asymétries expérimentales dévoilées de chaque détecteur pour les deux expériences HAPPEX

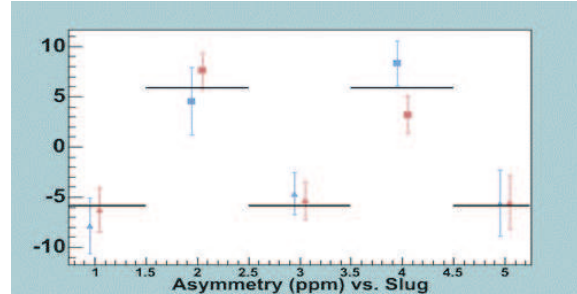
### 3.4.6 Asymétrie physique

L'asymétrie de violation de parité est extraite à partir des asymétries expérimentales suivant l'expression :

$$A_{VP} = \frac{1}{P_e l} \frac{A_{exp} - \sum \delta A_{syst}}{1 - \sum \mathcal{F}} \quad (3.21)$$

où  $P_e$  est la polarisation du faisceau d'électrons,  $l$  la linéarité des détecteur,  $\mathcal{F}$  la dilution due aux bruit de fond physique et  $\delta A_{syst}$  leur asymétrie associée. Les asymétries expérimentales dévoilées pour les détecteurs de chaque spectromètre sont présentées dans le tableau 3.4.6. Le détail des erreurs systématiques est donné dans le tableau 3.4.6. La distribution en  $Q^2$  de chaque détecteur est légèrement différente, les asymétries sont donc normalisées à leur  $Q^2$  respectif. L'asymétrie totale est obtenue à partir de l'expression :

$$A_{exp} = \langle Q^2 \rangle \frac{\langle A_{exp}^{det1} / Q_{det1}^2 \rangle / \sigma_{det1}^2 + \langle A_{exp}^{det2} / Q_{det2}^2 \rangle / \sigma_{det2}^2}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (3.22)$$



(a)

Figure 3.31: Distribution de l'asymétrie expérimentale par *slug* corrigée des asymétries faisceau pour la cible d'hélium. Chaque valeur correspond à un état de la lame demi onde.

Type d'erreur	${}^4He$ (ppm)	$H$ (ppm)
Faisceau	0,214	0,083
Quasi-élastique ${}^{27}Al$	0,052	0,010
Quasi-élastique ${}^4He$	0,298	-
Polarimétrie	0,281	0,022
Linéarité	0,148	0,022
Corrections radiatives	0,148	0,022
<b>Total</b>	<b>0,572</b>	<b>0,100</b>

Tableau 3.8: Erreurs systématiques associées aux asymétries de violation de parité



nous obtenons :

$$A_{exp}(^4He) = 5,880 \pm 0,720 \text{ ppm} \quad (3.23)$$

$$A_{exp}(H) = -0,892 \pm 0,218 \text{ ppm} \quad (3.24)$$

A partir de l'équation 3.4.6 et des estimations des erreurs systématiques, nous pouvons extraire les asymétries physique de violation de parité :

$$A_{VP}(^4He) = 7,400 \pm 0,890(stat) \pm 0,570(syst) \text{ ppm} \quad (3.25)$$

$$A_{VP}(H) = -1,100 \pm 0,218(stat) \pm 0,100(syst) \text{ ppm} \quad (3.26)$$

### 3.4.7 Corrections radiatives

Afin d'extraire la contribution des quarks étranges des asymétries de violation de parité mesurées nous devons commencer par calculer l'asymétrie de violation de parité "standard"  $A_{VP}^0$  sans contribution des quarks étranges ( $G_{E,M}^s = 0$ ). Le résultat expérimental incluant la somme sur tous les ordres supérieurs, la prédiction théorique doit être corrigée des ces effets.

1. Les corrections QED proviennent des processus de *bremssstrahlung* dans la cible. L'émission de photons avant ou après le vertex d'interaction change la cinématique de l'électron diffusé. Cependant les dimensions de la zone active du détecteur limite l'acceptance en énergie rayonnée à environ 60 MeV, soit 2 % de l'énergie des électrons purement élastiques. Cette coupure nous place dans la limite des photons mous, pour laquelle la correction radiative prend la forme d'un terme  $(1 + \delta)$  en facteur devant la section efficace. Ce facteur ne dépend pas du spin de l'électron [113] et se simplifie donc au numérateur et dénominateur de l'asymétrie.
2. Les corrections électrofaibles pour un processus électron-hadron sont estimées en exprimant l'asymétrie de violation de parité en fonction des paramètres  $C_{1q}$  et  $C_{2q}$  du Lagrangien. Les expressions corrigées de ces paramètres sont présentées dans le tableau 3.9 issu de la référence [22]. Le schéma de renormalisation utilisé ici est  $\overline{MS}$  pour les raisons indiquées dans la section 1.5.2.

#### 3.4.7.1 Cible d'hydrogène

L'asymétrie de violation de parité de l'hydrogène à l'ordre en arbre définie par l'équation 1.5 est réécrite en fonction des expressions des paramètres  $C_{1i}$  et  $C_{2i}$  [112] en prenant comme hypothèse que  $G_A^s = 0$  :

$$A^{PV}(H) = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \left\{ \rho'(1 - 4\kappa' \sin^2 \theta_W) - 4\lambda_{1u} - 2\lambda_{1d} \right. \\ \left. - (\rho' + 2\lambda_{1u} + 4\lambda_{1d}) \frac{\epsilon G_E^{p(\gamma)} (G_E^{n(\gamma)} + G_E^s) + \tau G_M^{p(\gamma)} (G_M^{n(\gamma)} + G_M^s)}{\epsilon (G_E^{p(\gamma)})^2 + \tau (G_M^{p(\gamma)})^2} \right\} \quad (3.27)$$

Quantité	Expression dans le modèle standard
$C_{1u}$	$\rho' \left( -\frac{1}{2} + \frac{4}{3} \kappa' \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{1u}$
$C_{1d}$	$\rho' \left( +\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \kappa' \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{1d}$
$C_{2u}$	$\rho \left( -\frac{1}{2} + 2\kappa \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{2u}$
$C_{2d}$	$\rho \left( +\frac{1}{2} - 2\kappa \sin^2 \theta_W \right) + \lambda_{2d}$

Tableau 3.9: Expression des paramètres intervenant dans le Lagrangien de l'interaction électron-hadron. Lorsque les corrections radiatives sont prises en compte les termes correctifs ont les valeurs suivantes :  $\rho' = 0.9881$ ,  $\rho = 1.0011$ ,  $\kappa' = 1.0027$ ,  $\kappa = 1.0300$ ,  $\lambda_{1u} = -1.85 \times 10^{-5}$ ,  $\lambda_{1d} = 3.7 \times 10^{-5}$ ,  $\lambda_{2u} = -0.0121$ ,  $\lambda_{2d} = 0.0026$ .

$$- \epsilon' G_M^{p(\gamma)} \left. \frac{[\rho(1 - 4\kappa \sin^2 \theta_W) + \lambda_{2u} - \lambda_{2d}] (-G_A) + (\lambda_{2u} + \lambda_{2d}) G_A^8}{\epsilon \left( G_E^{p(\gamma)} \right)^2 + \tau \left( G_M^{p(\gamma)} \right)^2} \right\}$$

Les valeurs des facteurs de forme électromagnétiques à notre cinématique sont données en fin de section 1.3.1.1.  $G_A = 1,049$  et un facteur  $G_A^8$  apparaît avec les corrections radiatives, il est estimé à partir de la désintégration  $\beta$  d'hypéron<sup>4</sup> :  $G_A^8 = 0,169$ . L'asymétrie de violation de parité standard  $A_{VP}^0(H)$  est donc :

$$A_{VP}^0(H) = -1,466 \text{ ppm} \quad (3.28)$$

### 3.4.7.2 Cible d'hélium

Pour pouvoir appliquer la même méthode au cas de ce noyau nous devons passer des facteurs de forme du noyau d'hélium à ceux des nucléons qui le composent. Pour cela nous pouvons montrer [65] que les effets de la structure nucléaire et du courant d'échange de mésons (MEC) peuvent se factoriser et se simplifient. De plus, étant donné qu'il est léger il ne présente pas de mélange d'états d'isospin  $T=1$  et donc seul les facteurs de forme électriques des nucléons vont contribuer. L'expression de l'asymétrie de violation de parité définie à la section 1.32 devient alors :

$$A_{PV}(^4He) = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times (4\rho'\kappa'\sin^2\theta_W + 6\lambda_{1u} + 6\lambda_{1d}) \quad (3.29)$$

L'asymétrie de violation de parité standard  $A_{VP}^0(^4He)$  est donc:

$$A_{VP}^0(^4He) = 7,821 \text{ ppm} \quad (3.30)$$

---

<sup>4</sup>Baryon autre que le nucléon

### 3.4.8 Extraction des contributions des facteurs de quarks étranges.

La contribution des facteurs de quark étranges est obtenue à partir de la différence entre l'asymétrie mesurée et l'asymétrie "standard". Nous obtenons le facteur  $G_E^s$  avec l'hélium :

$$G_E^s = -0,019 \pm 0,041(stat) \pm 0,026(syst) \quad (3.31)$$

et la combinaison  $G_E^s + 0,08G_M^s$  à partir des données sur l'hydrogène :

$$G_E^s + 0,08G_M^s = 0,034 \pm 0,028(stat) \pm 0,010(syst) \pm 0,009(th) \quad (3.32)$$

L'erreur théorique indiquée pour la combinaison linéaire  $G_E^s + 0,08G_M^s$  est dominée par l'incertitude sur  $G_E^{n(\gamma)}$ . Nous discutons ces résultats et leur contexte expérimental au chapitre 5.



# Chapitre 4

## E-158 au SLAC

### 4.1 L'accélérateur SLAC

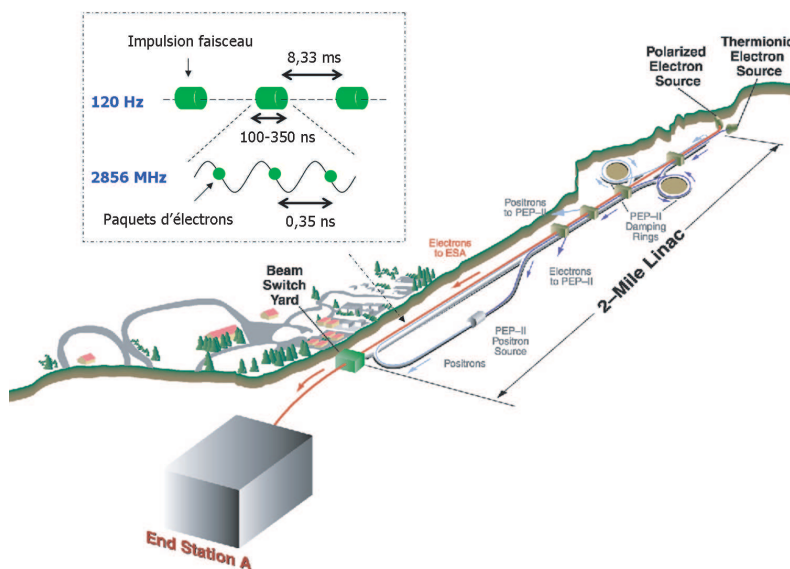


Figure 4.1: Vue d'ensemble du site de l'accélérateur SLAC. Les anneaux PEP ne sont pas représentés. Dans l'encart est illustrée la structure du faisceau d'électrons.

Le SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) [114] est situé au sud de la baie de San Francisco près de l'université de Stanford en Californie. Il est le plus grand accélérateur linéaire jamais construit avec un LINAC de 3,2 km de long (Fig 4.1). C'est une machine à faisceau pulsé constituée de trente secteurs regroupant chacun un *klystron* et huit cavités en cuivre. Les électrons reçoivent en moyenne 200 MeV par cavités et peuvent atteindre une énergie de 50 GeV. Un autre mode de production est possible dans lequel une partie des électrons du faisceau sont convertis en positrons. Les deux faisceaux sont ensuite stockés dans deux anneaux

auxiliaires et sont envoyés vers l'anneau PEP II pour une collision frontale  $e^+e^-$  asymétrique ( $E_e^- = 9 \text{ GeV}, E_e^+ = 3,1 \text{ GeV}$ ) pour le programme Babar.

Les électrons du faisceau sont produits à la source où ils sont préparés en paquets avec une énergie de 250 keV. Ils sont ensuite envoyés dans l'injecteur où ils acquièrent une énergie de 40 MeV. La structure en temps du faisceau d'électrons, représentée dans l'encadré en haut à gauche sur la figure 4.1 est basée sur une onde de modulation radiofréquence de 2856 MHz. Les électrons sont répartis en impulsions faisceau et sont accélérés à une cadence de 120 Hz, soit un paquet tout les 8,33 ms. Chaque impulsion contient un train d'électrons de 250 ns de large en moyenne. Il est constitué de 715 paquets d'électrons séparés de  $1/(2850 \times 10^6) \approx 0.35 \text{ ns}$ . Le cycle utile de l'accélérateur est alors de  $3 \times 10^{-5}$ . A la sortie du LINAC le faisceau peut être aiguillé vers l'anneau PEP II ou vers le Hall "ESA" (*End Station A*). L'arc de recirculation, constitué de douze dipôles et douze quadrupôles appelé "A-Line", fait la jonction entre le LINAC et l'ESA. Le rayon de courbure est de de  $24,5^\circ$ .

### 4.1.1 La source polarisée

La source du SLAC permet de délivrer un faisceau polarisé à plus de 80 % avec une intensité optimale de  $5 \times 10^{11}$  électrons par pulse. Le détail de la table optique est visible sur la figure 4.2. Elle est répartie en deux salles : dans la première, se trouve le laser et la table optique, dans la seconde appelée CID se trouve le canon à électrons. Ces deux salles communiquent par un tube de 20 m qui permet le transport du faisceau laser.

Le mécanisme de création du faisceau est décrit dans le chapitre 2 et nous ne mentionnons ici que les particularités propres à la source du SLAC :

- Le laser pulsé est produit grâce à une lampe Ti:Sapphire amplifiée par une cavité résonnante. Le pulse laser a une longueur de quelques microseconde et des variations d'intensité naturelles entre 0.2 et 2%. Afin de produire un pulse contenant des fluctuations minimales dans le temps, un système appelé "SLICE" coupe une tranche de 250 ns dans le spectre en intensité, dans une région où les fluctuations sont minimales  $< 0.2 \%$ . Sans cette opération, les fluctuations en intensité peuvent atteindre 2%. Un système d'asservissement contrôle en temps réel les fluctuations et la valeur de l'intensité pour corriger les variations d'efficacité quantique (QE). Ce système permet de réduire, dès le départ, l'amplitude des fluctuations en intensité.
- Le système "TOPS" redéfinit le spectre temporel de l'intensité laser à l'aide d'une cellule de Pockels et de polariseurs. Cette opération est nécessaire pour diminuer l'impact du *beam loading* (voir section 2.5.3) et donc de l'amplitude des asymétries en énergie.
- Un banc de diagnostics qui comprend de nombreux miroirs réfléchissants installés sur le chemin du laser. Ils dévient une petite partie de la lumière pour effectuer des mesures d'appoints avec des photodiodes et vérifier les valeurs des différents paramètres du faisceau laser comme l'intensité, la position ou le profil du faisceau. Pour ce dernier un système supplémentaire avec une camera CCD permet de visualiser les variations du profil du faisceau en temps réel.

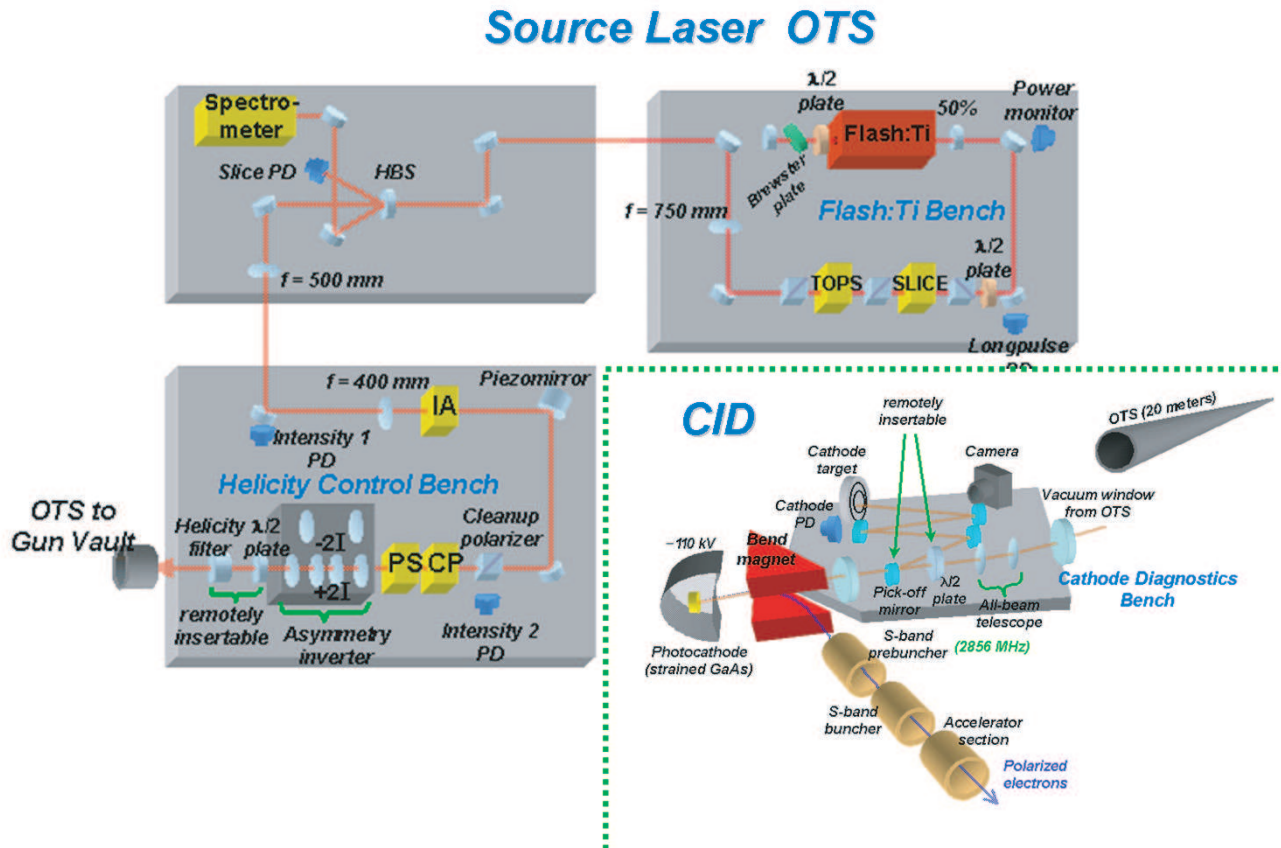


Figure 4.2: Vue schématique de la table optique de la source à SLAC [82]. Les éléments de la source et de l'optique laser sont séparés de la partie canon à électrons pour des raisons pratiques (maintenance et sécurité principalement). Elles sont reliées par un tube transportant le faisceau de l'une à l'autre salle.

- La polarisation circulaire du faisceau est contrôlée au SLAC par deux cellules de Pockels se comportant comme des lame  $\lambda/4$ . La première appelée "CP" dont l'axe rapide est tourné à  $45^\circ$ . La seconde, appelée "PS", a son axe rapide orienté vers le bas pour supprimer les composantes résiduelles de polarisation linéaire. Ce système à deux cellules est nécessaire pour obtenir une polarisation circulaire aussi parfaite que possible qui en pratique est proche de 99,8%.
- Sur le trajet du laser, en aval des cellules de Pockels, se trouvent des systèmes de renversement de la position, de l'angle et de la polarisation. Ils sont décrits plus en détail dans la section suivante.
- Une lentille et un miroir projettent l'image du faisceau à la photocathode à travers les 20 m du tuyau qui relie la salle laser au CID. Nous minimisons ainsi des effets de lentilles ou de divergences et des asymétries résiduelles en position.
- Un système de monitoring de la position du laser à la surface de la photocathode permet de régler la position sur une zone de QE élevée et d'en effectuer des relevés périodiques.

### 4.1.2 Inverseurs

E-158 possède trois méthodes pour renverser le signe de la polarisation et traquer les fausses asymétries :

1. Une lame demi onde ( $\lambda/2$ ) située à la source permet, lorsqu'elle est insérée sur le trajet du laser, de renverser le signe de la polarisation du faisceau tous les  $4 \times 10^5$  paires.
2. Un système d'inverseurs optiques formé d'un quadruplet et d'un doublet de lentilles permute les coordonnées spatiales du faisceau laser. L'angle et la position sont inversés mais la polarisation conserve son signe. Il dévoile les défauts possibles de la cellule de Pockels et les asymétries résiduelles de biréfringence. Son état est changé une fois par semaine environ.
3. La courbure de la "A-Line" permet d'utiliser la précession g-2 du spin de l'électron pour renverser l'état de polarisation longitudinale en sélectionnant la bonne énergie. A partir de la relation entre l'angle de précession  $\Delta\theta_{precession}$  et l'angle de courbure  $\Delta\theta_{courbure}$  il est possible de déterminer l'énergie magique qui correspond à un renversement de  $180^\circ$  du spin :

$$\Delta\theta_{precession} = \gamma\Delta\theta_{courbure} \left( \frac{g_e - 2}{2} \right) \quad (4.1)$$

Où  $\gamma$  est le facteur relativiste égal à  $M_e/E_e$ . Pour l'arc de courbure de la A-line de  $24,5^\circ$  et le facteur gyromagnétique  $g_e$  de l'électron, l'énergie magique est de  $\sim 3,23$  GeV. La précession du spin est donc de  $14\pi$  à  $45$  GeV et de  $15\pi$  à  $48,3$  GeV. Du fait de la proximité de ces deux énergies et du peu de variation de l'asymétrie (8ppb/GeV), nous avons utilisé alternativement l'une et l'autre énergie pour former deux groupes de données pondérés.



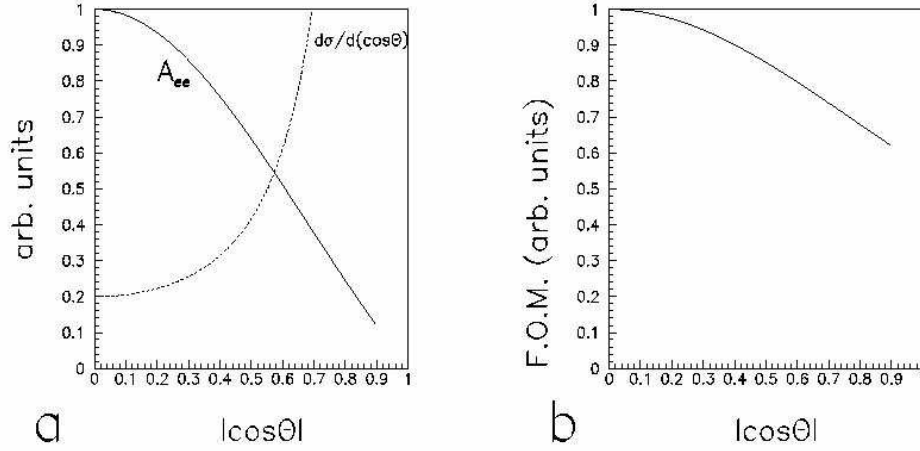


Figure 4.3: a) Variations relatives de la section efficace et de l'asymétrie Møller en fonction de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse. b) Figure de mérite.

## 4.2 Prérequis

### 4.2.1 Cinématique et Figure de Mérite

La cinématique de diffusion  $e^-e^-$  est symétrique dans le référentiel de centre de masse. Pour une énergie de 50 GeV et  $\theta_{cm} = 90^\circ$ , elle est projetée, par le *boost* de Lorentz, sur un cône ouvert à 4 mrad dans le laboratoire. Ce cône de diffusion très restreint, oblige une détection loin de la zone d'interaction afin de séparer les particules diffusés de celles du faisceau primaire.

La section efficace différentielle Møller non polarisés, exprimée dans le référentiel de centre de masse est donnée par :

$$\frac{\partial\sigma}{\partial\Omega} = \frac{\alpha^2}{2m_e E} \frac{(4 - \sin^2\theta_{CM})^2}{\sin^4\theta_{CM}} \quad (4.2)$$

En utilisant l'expression de l'asymétrie de violation de parité (équation 1.33) nous pouvons écrire la figure de mérite pour la diffusion Møller:

$$\mathcal{FOM} \propto \left( \frac{1}{3 + \cos^2\theta_{CM}} \right) \quad (4.3)$$

Sur la figure 4.3 a) est représentée la dépendance de l'asymétrie et de la section efficace Møller à la valeur de l'angle de diffusion  $\cos\theta_{cm}$ . La figure de mérite est représentée, à droite, pour l'énergie maximum disponible au SLAC (50 GeV). Nous pouvons constater que les grandes variations des quantités de la figure de gauche rendent la figure de mérite peu sensible à l'angle de diffusion. Elle est donc assez peu contraignante pour améliorer la précision sur la mesure de l'asymétrie mais en contrepartie elle nous permet de considérer une large couverture angulaire

qui augmentera la statistique accumulée. L'acceptance choisie correspond à  $-0.5 < \cos \theta_{cm} < 0$ . Cet intervalle correspond à des électrons Møller diffusés vers l'arrière dans le référentiel de centre de masse. Il présente l'avantage de pouvoir considérer des événements de plus faibles impulsions, plus faciles à courber dans un spectromètre mais aussi de récupérer les électrons diffusés à plus grand angle ( $4 < \theta_{lab} < 7$  mrad) pour faciliter la détection d'un seul électron de l'état final. Le cas particuliers de la diffusion à  $90^\circ$  est donc exclu.

### 4.2.2 Largeur statistique

Afin de déterminer la largeur statistique moyenne par paire d'impulsion, nous devons commencer par déterminer le nombre d'électrons nécessaire à la mesure de l'asymétrie Møller pour une précision statistique finale de 10% :

$$N_e = \frac{1}{\sigma(A_{exp})^2} \approx 4.5 \times 10^{15} \quad (4.4)$$

Sachant que l'accélérateur SLAC délivre  $4.5 \times 10^{11}$  électrons par impulsion faisceau et que la section efficace Møller à la cinématique considérée est  $\sigma_{ee} \sim 11,2 \mu\text{barn}$ , nous pouvons calculer une estimation du taux de comptage par impulsion faisceau  $N_{tc}^{pulse}$  pour une cible de densité  $\rho = 4.22 \times 10^{22} e^-/\text{cm}^3$  et de longueur  $L=150$  cm :

$$N_{tc}^{pulse} \approx \sigma_{ee} \cdot I_e \cdot \rho \cdot L \cdot F_a \approx 22.5 \times 10^6 \quad (4.5)$$

Soit pour une fréquence de 120 Hz et un facteur de réduction d'acceptance  $F_a$  de 90% correspondant à l'acceptance réelle<sup>1</sup> :

$$N_{tc} \approx 3,7 \text{ GHz} \quad (4.6)$$

La largeur de distribution paire à paire, purement statistique est donc :

$$\sigma(A_{paire}) \approx \frac{1}{\sqrt{2 \times 22.5 \times 10^6}} \approx 150 \times 10^{-6} \quad (4.7)$$

La largeur statistique sans effet systématique attendue est donc de 150 ppm. Cette prédiction sera à comparer à la largeur réelle de taux de comptage dans les détecteurs et aux fluctuations aléatoires des effets systématiques.

## 4.3 Dispositif expérimental de l'ESA

Le dispositif expérimental est représenté sur le schéma figure 4.4. Il comprend la cible cryogénique d'Hydrogène liquide, un spectromètre composé d'une chicane magnétique de trois dipôles, de quatre quadrupôles et d'un ensemble de collimateurs. À environ 60 m de la cible, se trouve le châssis des détecteurs comprenant le détecteur principal appelé couronne Møller et des détecteurs additionnels dédiés à la surveillance des bruits de fond, de mesure de flux ou d'asymétries et pour la polarimétrie.

<sup>1</sup>L'acceptance est réduite notamment par les différents collimateurs pour bloquer le bruit de fond de photons.

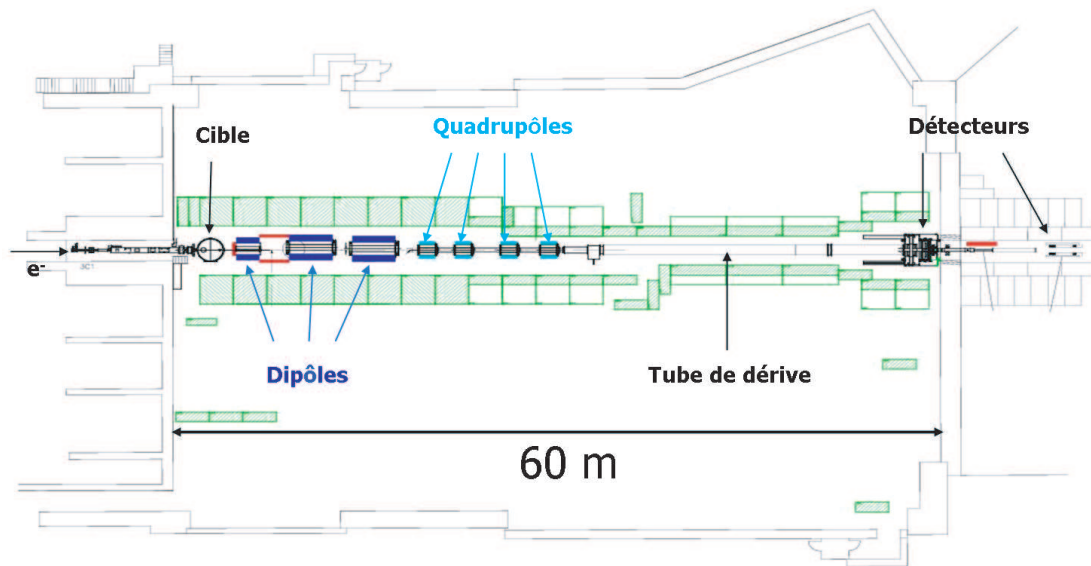


Figure 4.4: Vue d'ensemble du dispositif expérimental d'E-158 dans le Hall ESA.

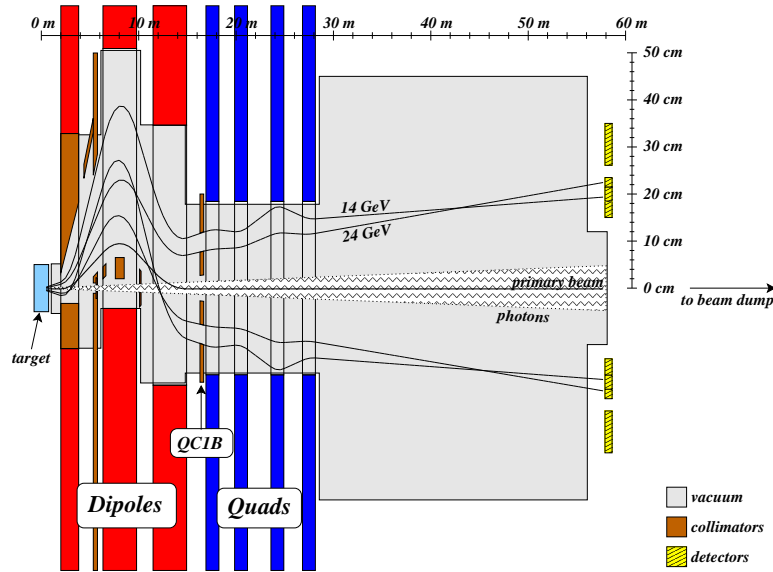


Figure 4.5: Vue schématique dans le plan horizontal des éléments du spectromètre provenant du code de simulation avec les trajectoires pour deux électrons issus de la diffusion Møller aux angles limites de 4 et 7 mrad (respectivement 14 et 24 GeV).

### 4.3.1 Le spectromètre

La nécessité d'utiliser un spectromètre provient de la méthode choisie d'intégration du flux de particules qui empêche toute discrimination du bruit de fond par le système de détection. La contribution la plus importante de processus physique autre que la diffusion Møller à cette cinématique est la diffusion élastique et inélastique d'électrons sur le proton. Nous appellerons ces électrons "ep". Les positrons, les pions, les neutrons et les photons issus du rayonnement synchrotron ou du *Bremsstrahlung* dans la cible interviennent aussi comme bruit de fond. Le spectromètre d'E-158 a été conçu dans le but d'isoler les détecteurs de la ligne de vue directe de la cible, de séparer les électrons Møller du bruit de fond et de les faire converger vers le détecteur Møller en réduisant au minimum la contamination du flux par d'autres particules. Un schéma du spectromètre est illustré sur la figure 4.5. Tous les éléments qui le composent et qui se trouvent dans la région d'interaction avec les particules diffusées ont été construits avec des matériaux non magnétiques comme l'aluminium pour les tuyaux ou le tungstène pour les collimateurs. C'est une précaution importante afin d'éviter que les processus sur les noyaux polarisés dont l'asymétrie est de l'ordre de 0.7% viennent compromettre la mesure d'une asymétrie de seulement quelques  $10^{-7}$ .

#### 4.3.1.1 Chicane magnétique

La chicane magnétique est constituée de trois dipôles. Elle est conçue pour occulter le flux de photons provenant d'interactions dans la cible et des différents rayonnements de freinage

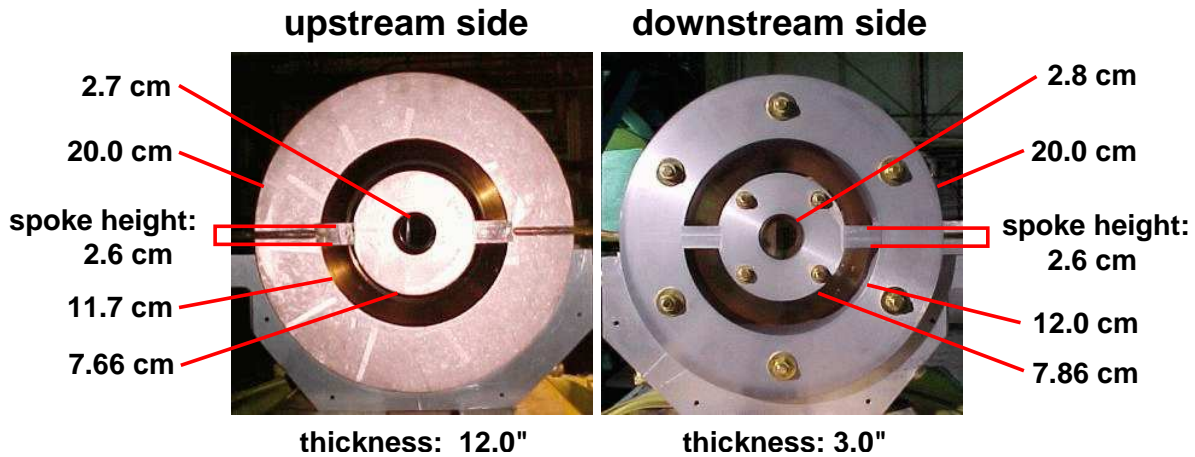


Figure 4.6: Vue frontale et arrière de QC1B. La première portion est construite en cuivre, l'autre est en tungstène.

des électrons à travers la A-Line. Le premier dipôle coupe les particules dont l'impulsion est inférieure à 10 GeV. En particulier, le flux de positrons d'énergie inférieure à 28 GeV, s'arrête également dans D1 et dépose l'équivalent de 800 W dans ses parois. La chaleur déposée, endommagerait le dipôle si elle n'était pas dissipée par les plaques de cuivre refroidies à l'eau, installées dans l'entrefer. Du rayonnement synchrotron supplémentaire est généré dans la chicane et une série de collimateurs viennent le bloquer le long de la courbure des électrons diffusés. Le dernier dipôle, D3, peut être finement réglé afin de corriger des imperfections du champ transverse et ajuster l'intégrale de champs à zéro. Cette procédure rectifie la symétrie azimutale du cône de diffusion. Des générateurs MegaWatt à l'extérieur de l'ESA produisent un courant de 1kA pour alimenter les dipôles et créer un champ moyen entre 1 et 2 Tesla. Un système de surveillance des fluctuations du champ empêche des déviations trop importantes de la trajectoire des électrons. Les valeurs du champ sont enregistrées dans le flot de données pendant toute la durée de l'expérience.

#### 4.3.1.2 Le collimateur d'acceptance

Le collimateur d'acceptance QC1B, appelé aussi "holey collimator", vu de face sur la figure 4.6 est une des pièces maîtresses de l'expérience. Sa fonction première est de bloquer une zone spécifique de l'acceptance entre la chicane et les quadrupôles. L'épaisseur totale de ce collimateur équivaut à 40 longueurs de radiations. Il est composé de deux anneaux concentriques connectés par deux renforts horizontaux. L'anneau extérieur bloque les électrons *ep* d'énergie supérieure à 40 GeV. Les renforts eux, arrêtent le rayonnement synchrotron produit dans les dipôles de la chicane. Seul les électrons Møller entre 15 et 24 GeV et les *ep* supérieurs à 25 GeV peuvent sortir du collimateur à travers les deux ouvertures symétriques. L'anneau inférieur projette une zone d'ombre au niveau des détecteurs dans laquelle les électrons Møller seront focalisés par les quadrupôles. Sur la figure 4.7 est représentée une simulation du flux

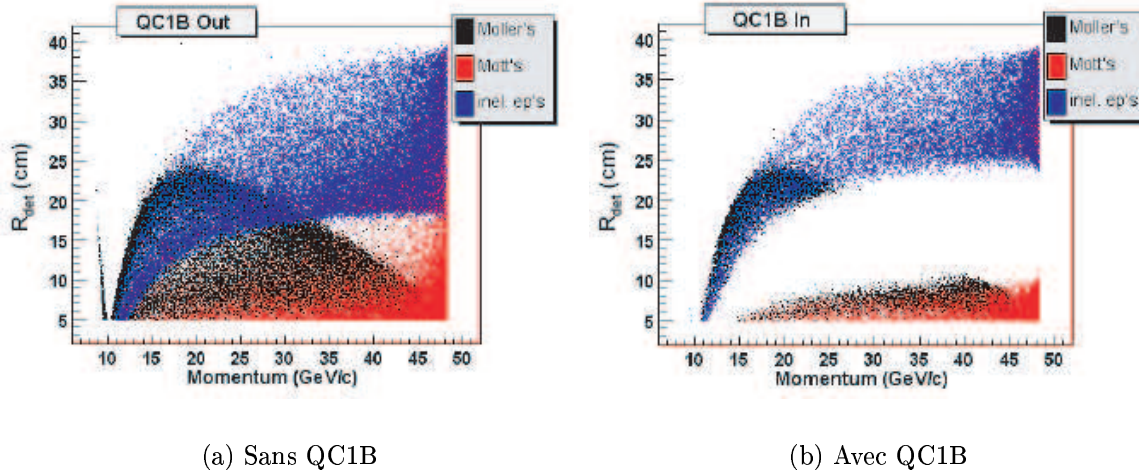


Figure 4.7: Simulation GEANT3 du flux de particules fonction de la distance radiale  $R_{det}$  et de l'impulsion des particules avant et après insertion du collimateur QC1B.

des particules diffusées sur la face de la couronne Møller (en distance radiale) en fonction de l'énergie des électrons incidents produits à la cible, avant et après insertion du collimateur. Nous pouvons distinguer très clairement pour la zone active de détection (15-24 cm), que la présence du collimateur bloque le bruit de fond dans la zone de détection du flux de Møller même si en contrepartie une diminution de la statistique est inévitable <sup>2</sup>.

#### 4.3.1.3 Les quadrupôles

Quatre quadrupôles sont installés derrière le collimateur d'acceptance et ont pour fonction de focaliser le cône de diffusion Møller dans la zone d'ombre du collimateur 30 m plus loin, là où est placé le détecteur principal. La discrimination des particules en fonction de leur énergie rend cette focalisation très efficace car les *ep* très énergétiques s'échappant de QC1B sont peu ou pas focalisés (fig. 4.8). La zone active d'intégration du flux des électrons Møller est représentée sur la figure ainsi que celle des électrons *ep* localisés entre 25 et 40 cm.

### 4.3.2 Tube à vide et collimateurs additionnels

A la sortie des quadrupôles les particules traversent un tube en aluminium sous vide jusqu'aux détecteurs. Le long du tube sont placés, à intervalle régulier, plusieurs collimateurs en tungstène pour bloquer le rayonnement synchrotron, l'épaisseur totale de ce blindage correspond à 20 longueurs de radiations.

Un collimateur placé devant QC1B est utilisée pour les mesure de calibration visible sur la figure 4.9. Lorsque celui-ci est inséré, il vient masquer exactement l'ouverture de QC1B et des

<sup>2</sup>Les simulations ont montré que la perte de statistique n'est pas aussi dramatique que la dégradation de la largeur statistique induite par le bruit de fond.

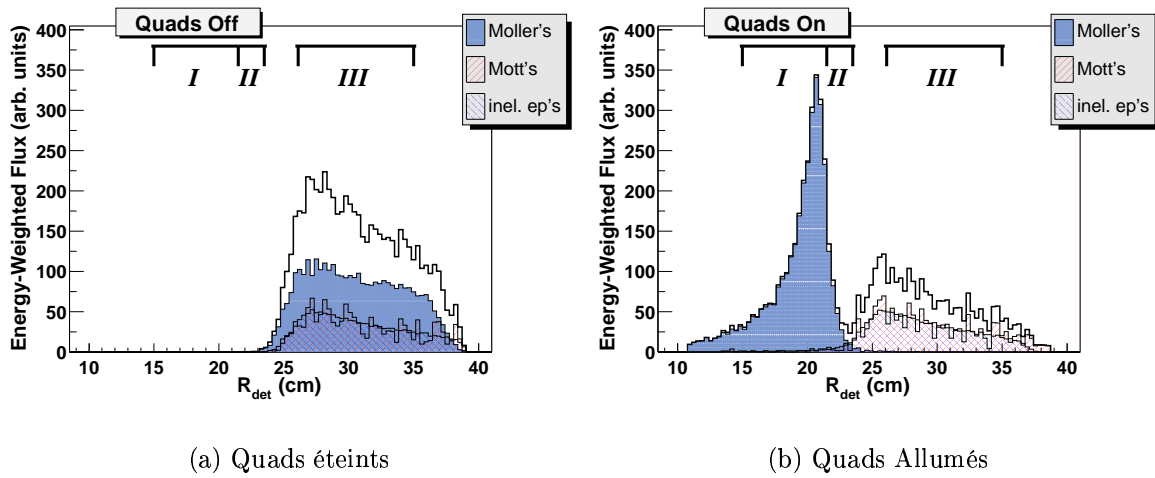


Figure 4.8: Effet de séparation et de focalisation du flux Møller par les quadrupôles. A gauche, la répartition radiale des flux lorsque les quadrupôles sont éteints, à droite lorsqu'ils sont allumés.

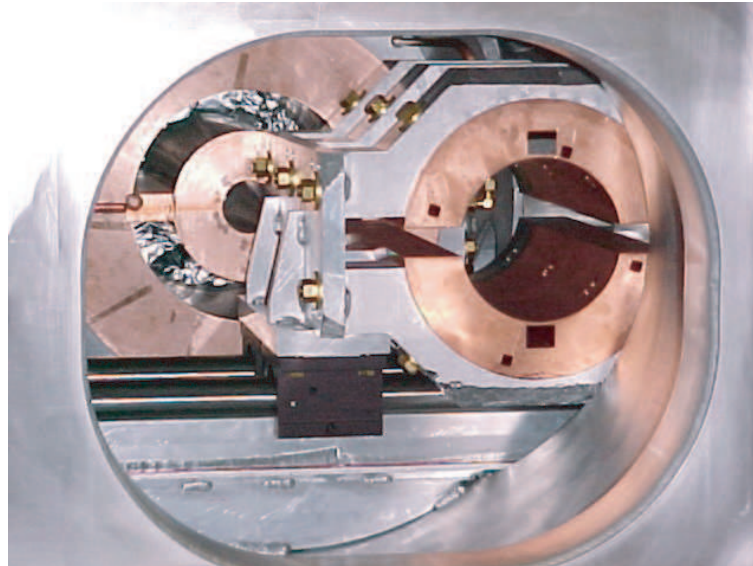


Figure 4.9: Vue du collimateur insérable QC1A et des ouvertures rectangulaires pour la calibration et la mesure de polarimétrie. Nous pouvons distinguer la face arrière du collimateur QC1B.

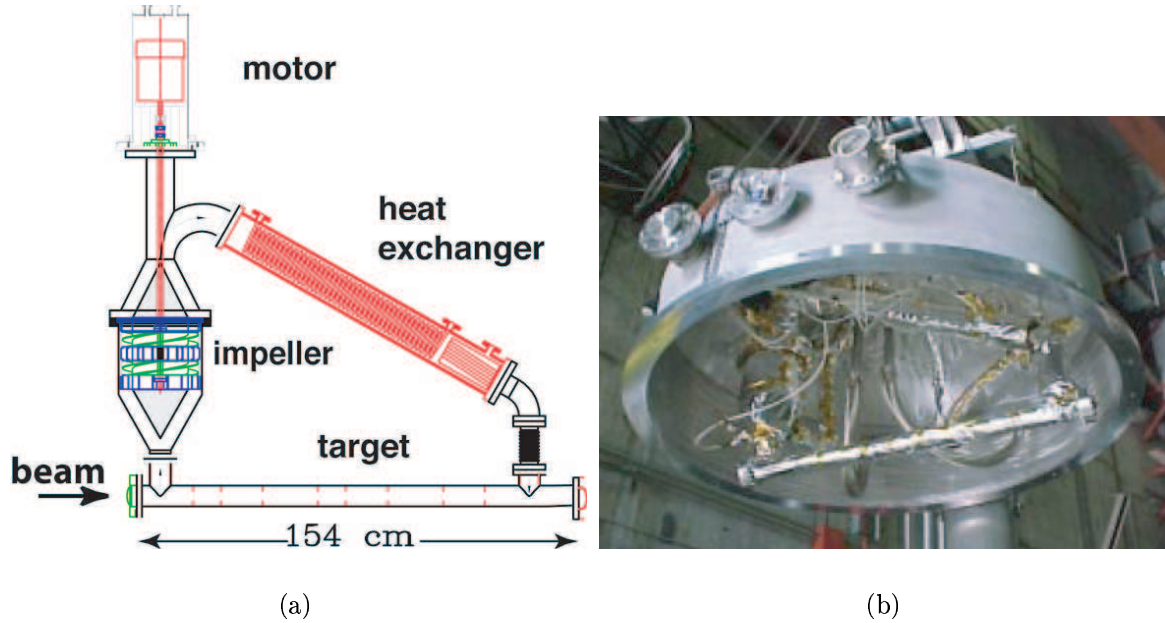


Figure 4.10: a) Schéma de la cible d'Hydrogène. b) Vue de la cible avec une partie de la chambre de diffusion.

trous répartis radialement permettent de laisser traverser une petite portion du flux. Ils servent à la calibration de certains détecteurs et pour la mesure de polarisation qui demande un faible bruit de fond.

Le dernier collimateur, CM8 n'est pas inclus dans le dispositif initial et a été ajouté au run II pour diminuer le bruit de fond *ep* et neutre important dans la couronne Møller. Ce collimateur bloque les électrons arrivant dans le détecteur *ep* et limite l'acceptance dans l'anneau OUT au deux tiers environ (voir section 4.3.4.1 pour le détecteur).

### 4.3.3 La cible Cryogénique

La cible cryogénique [115] d'E-158 est une cible d'hydrogène liquide de 1,5 m de long. Elle contient le plus grand volume d'hydrogène jamais utilisé pour une expérience de cible fixe et ceci afin de garantir une luminosité maximale. L'hydrogène a été choisi pour maximiser le rapport électron/nucléon. La cible comprend, figure 4.10 une boucle d'hydrogène liquide qui est constituée d'un tuyau cible en aluminium, d'une turbine qui entraîne le fluide à la vitesse de 5 à 10 m/s et d'un radiateur utilisant de l'Hélium pour dissiper la chaleur déposée par le faisceau. Les caractéristiques générales sont résumées dans le tableau ci-dessous :



Capacité de réfrigération	1000 W
Chaleur déposée par le faisceau	500 W
Chaleur de pompage et fuites	300 W
Longueur	1,5 m
Volume de LH <sub>2</sub>	47 l
Température	18 K
Vitesse d'entraînement du fluide	5-10 m/s
Fluctuations de densité	< 100 ppm/pulse

Cette cible a été conçue pour que les fluctuations de densité entre impulsion faisceau soient inférieures à  $10^{-4}$ . Pour cela, des disques perforés de trous de 2 mm sont placés sur le trajet du fluide afin d'augmenter les turbulences transverses comparable à la taille du faisceau et ainsi homogénéiser le dépôt de chaleur.

La cible est montée sur un châssis rétractable pour la sortir ou l'insérer dans le trajet du faisceau d'électrons. L'ensemble est à l'intérieur d'une chambre de diffusion de  $2 \times 2$  m en aluminium dont le vide est de  $10^{-9}$  Torr pour une isolation parfaite avec la température extérieure.

D'autres cibles sont utilisées lors de la prise données, les cibles solides en  $^{12}\text{C}$  et pour les runs d'optique faisceau et les feuilles d'alliage appelées *Supermendur* installées en amont pour la mesure de polarisation.

#### 4.3.4 Le châssis aux détecteurs

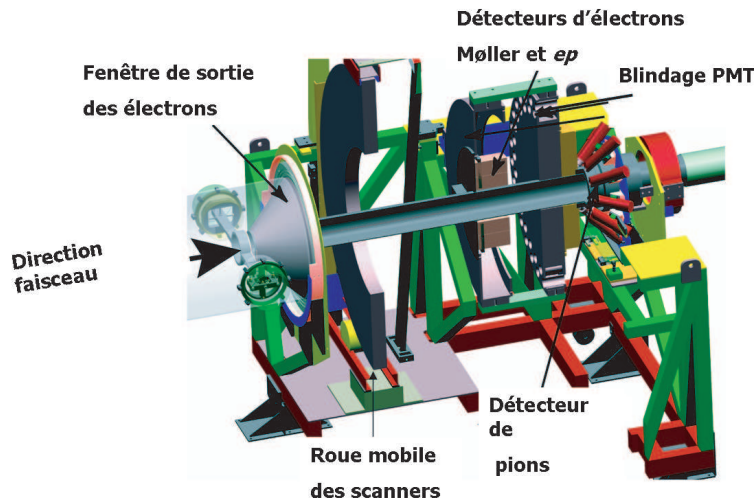


Figure 4.11: Vue en trois dimensions du châssis où sont regroupés les détecteurs d'E-158.

A l'autre extrémité de l'ESA, sont installés les différents détecteurs de l'expérience qui sont regroupés sur un châssis, représenté sur la figure 4.11. Nous pouvons distinguer la couronne

Møller au centre, la roue des scanners vue en coupe, le détecteur de pion derrière le blindage des photomultiplicateurs du détecteur principal. D'autres détecteurs, non visibles sur la figure, sont aussi présents pour la mesure de polarisation, devant la roue des scanners et un peu plus loin derrière le châssis, avant le *beam dump* sont installés les moniteurs de luminosité.

#### 4.3.4.1 La couronne Møller

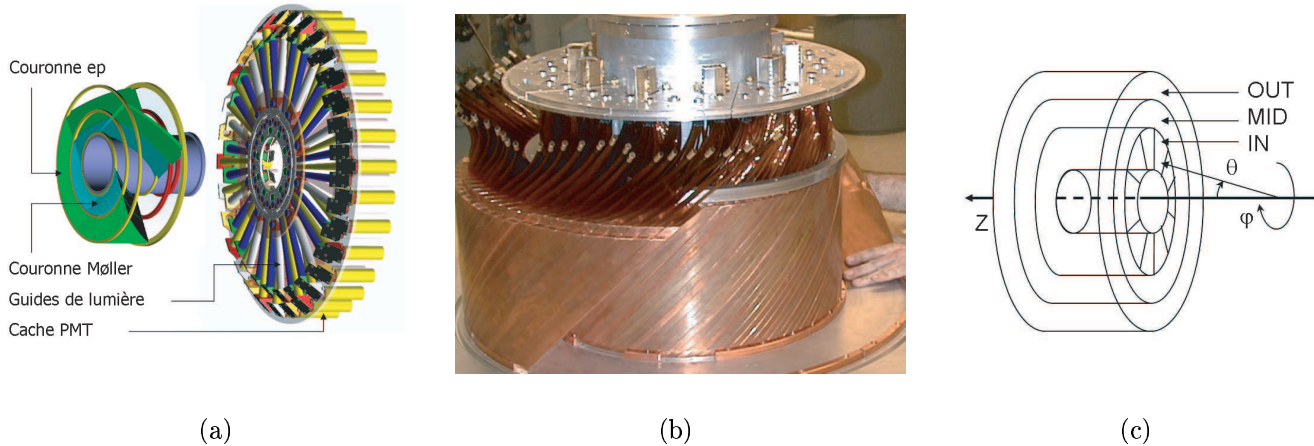


Figure 4.12: La couronne Møller schématisée à gauche avec en détail la géométrie particulière en hélice des plaques de cuivre qui composent chaque anneau. Au centre, nous pouvons distinguer l'anneau Møller au complet et l'anneau *ep* en cours d'assemblage et les extrémités des plans de fibres optique insérés entre chaque plaque de cuivre. Sur le disque supérieur, sont visibles les médaillons métalliques servant à la fixation des fibres et l'assemblage avec les guides de lumière. Sur la figure de droite est détaillée la segmentation radiale de l'anneau Møller en trois unités et la segmentation azimutale en secteurs visible pour l'anneau central seulement.

La couronne Møller est le détecteur principal de l'expérience. Sa géométrie est à symétrie azimutale et se divise en deux anneaux concentriques. Le premier est dédié à la détection des électrons Møller et sert donc à mesurer l'asymétrie de violation de parité. Le second, à l'extérieur est utilisé pour mesurer l'asymétrie du flux élastique et inélastique "ep". Chaque anneau de la couronne est constitué d'un ensemble alterné de 100 plaques de cuivre de section hélicoïdale dont l'angle favorise la collection des photons Čerenkov (voir section 2.9) et de plans de fibres optiques en silice. L'épaisseur totale est optimisée pour arrêter des électrons entre 10 et 25 GeV. La résolution en énergie est de 10% et la dose de radiation déposée dans le détecteur est de l'ordre de 10 MRad par semaine.

Les plans de fibres sont regroupés pour former des secteurs angulaires. L'anneau Møller est subdivisé en 3 anneaux concentriques appelés IN, MID, OUT schématisés sur la figure 4.12 c). La segmentation du détecteur est ainsi définie, à la fois, en  $\theta$  et en  $\phi$ . L'anneau IN contient 10 secteurs et le MID et le OUT contiennent chacun 20 secteurs. L'anneau "ep" est formé de

10 secteurs. La lumière collectée dans chaque secteur est envoyée vers un photomultiplicateur Hamamatsu R1254 par l'intermédiaire d'un guide de lumière rempli d'air. Les photomultiplicateurs sont repartis sur un grand support circulaire visible sur la figure 4.12 a), située derrière la partie active du détecteur. Dû à l'intense flux de particules de  $22 \times 10^6$  électrons par impulsion faisceau, un épais blindage en plomb d'une épaisseur de 19 cm environ protège les photomultiplicateurs (PMT) et limite le bruit de fond parasite dans leur signal. L'intensité lumineuse créée par un tel flux pour un seul PMT peut saturer sa photocathode. Des grilles en cuivre ont été apposées sur les photocathodes pour redistribuer les charges sur toute leur surface. De plus, pour éviter des comportements non linéaires à l'anode, chaque haute tension est ajustée préalablement pour une tension faible de sortie (0.5 V). Le signal de terre étant connecté au signal de haute tension il peut induire, avec le grand nombre de PMT, des boucles de courant qui élargissent l'asymétrie de piédestal. Pour garantir un bruit minimum dans le signal de sortie à l'anode, des transformateurs basse fréquence isolent le signal du bruit électronique haute fréquence que génère l'accélérateur. Le signal est ensuite rectifié, 70 m plus loin, pour être intégré par des ADC 16-bits.

Des mesures directes à la fin du run II nous ont permis de caractériser l'effet du bruit de fond électronique. Celui-ci a été mesuré en faisant varier le nombre d'électrons par impulsion faisceau [116]. L'asymétrie de bruit de fond électronique dans les piédestaux mesurée est de l'ordre de 110 ppm et était prévue pour être 2 fois plus petite. Elle n'a cependant pas eu de conséquences importantes sur le temps de prise de donnée. Elle élargit le signal mesuré dans les ADC de 150 ppm à 190 ppm. La linéarité de la chaîne de détection est quant à elle de  $99 \pm 1\%$  pour la luminosité du signal Møller.

#### 4.3.4.2 Les Autres détecteurs

- **La roue des scanners**

Elle est située devant la couronne Møller et comprend quatre scanners. Chaque scanner est constitué d'une partie active formée d'une barre de quartz orientée à  $45^\circ$  et un radiateur en tungstène pour amplifier le signal des électrons, d'un guide de lumière et à l'autre extrémité, d'un PMT. Le scanner peut balayer radialement une portion de l'acceptance entre 15 et 55 cm et la roue peut pivoter jusqu'à un angle de  $180^\circ$ . Tous les mouvements sont contrôlés précisément à distance. Les barres de quartz de dimension 5x20 mm permettent d'obtenir une très bonne résolution radiale et azimutale sur le flux arrivant sur la couronne Møller. La roue est utilisée notamment pour faire des cartographies détaillées du flux pour les phases d'alignement, pour tester l'optique magnétique et enfin pour calibrer la simulation Monte Carlo qui permet d'estimer certains bruits de fond spécifiques et de déterminer le moment transféré moyen  $\langle Q^2 \rangle$ . Pendant la période de production, les scanners sont retirés de l'acceptance.

- **Les détecteurs de polarimétrie**

La mesure de polarimétrie est effectuée dans une configuration particulière : la cible d'Hydrogène est relevée et une feuille de Supermendur (20,50 ou 100  $\mu\text{m}$ ) est placée dans le faisceau. Le collimateur de calibration QC1A est ensuite inséré dans le trajet des électrons et la nouvelle cible est plongée dans un champs magnétique longitudinal

de 100 G à l'aide de bobines d'Helmutz. Le flux d'électrons diffusés traverse les orifices laissés dans le collimateur<sup>3</sup>. Il est intercepté par deux détecteurs rétractables placés entre la roue des scanners et la couronne Møller. Ils sont constitués d'un ensemble alterné de plaques de quartz et de tungstène d'épaisseur 6 mm. La lumière Čerenkov est collectée à travers deux guides d'ondes en L vers des PMT isolés derrière du blindage en plomb. Le signal peut-être bloqué par un miroir pivotant pour les mesures de bruit de fond et des scans additionnels sont effectués avec la roue pour compléter cette mesure.

- **Le détecteur de pions**

Des pions créés dans la cible, sont présents dans le flux d'électrons intégrés dans l'anneau Møller. Comme aucune donnée précise n'existe à cette cinématique (la section efficace est dominée par la diffusion Møller !), un détecteur a été construit pour caractériser la proportion de pion et son asymétrie dans le flux Møller. Le détecteur de pion est installé près la couronne Møller derrière 25 cm de blindage en plomb supplémentaire correspondant à 60 longueurs de radiation qui arrête complètement le flux Møller résiduel. Il est constitué d'une couronne de 10 barreaux de quartz orientés à 45 ° par rapport à la direction du faisceau primaire et qui couvre la même portion d'acceptance que le Møller. Il est à noter que l'acceptance aux pions est en fait plus large car une proportion de pions sont rediffusés vers les barreaux de quartz. La fluctuation du signal est donc très importante (0.1%) et la résolution en énergie de 150%. Ces caractéristiques, moins bonnes que pour le Møller, sont suffisantes pour mettre une valeur supérieure sur l'asymétrie des pions avec une précision inférieure à 1 ppm.

- **Les détecteurs de luminosité**

Les deux derniers détecteurs avant le *beam dump* sont les détecteurs de luminosité situés à environ 7 m de la couronne Møller. Ils détectent les électrons Møller et *ep* diffusés très à l'avant ( $\sim 1.5$  mrad) et d'énergie  $\sim 40$  GeV. Ces détecteurs sont dédiés à l'observation des possibles fluctuations du taux de comptage provenant d'une ébullition de la cible et de surveiller que l'asymétrie très à l'avant est en dessous de -10 ppm<sup>4</sup> avec une grande précision. Pour ce faire, nous tirons parti du flux plus important aux angles très à l'avant. Grâce au fort taux de comptage, les détecteurs de luminosités mesurent très rapidement une valeur d'asymétrie.

Ces détecteurs sont placés l'un derrière l'autre sur la ligne faisceau comme il est indiqué sur la figure 4.13. Chaque détecteur est composé de 8 octants qui sont des chambres à ionisation<sup>5</sup>. Chaque chambre est composée d'un ensemble de 11 plaques séparées de 1 mm ou règne une différence de potentiel de 100 V. Les interstices sont remplis d'Azote pour limiter les claquages. Ces détecteurs sont entièrement construit en aluminium pour supporter les radiations induites par le flux des  $2 \times 10^8$  particules reçues par impulsion du faisceau. Devant chaque détecteur est placé un blindage additionnel en aluminium pour bloquer le rayonnement synchrotron et qui sert de pré-radiateur pour les électrons. Les

<sup>3</sup>Ils correspondent à une diffusion à 90 ° dans le centre de masse pour maximiser l'asymétrie et couper le signal *ep*

<sup>4</sup>Valeur déterminée à partir de simulation.

<sup>5</sup>Le flux intense de particule a proscrit l'utilisation de la méthode Čerenkov à cause des non linéarités trop importantes dans les PMT

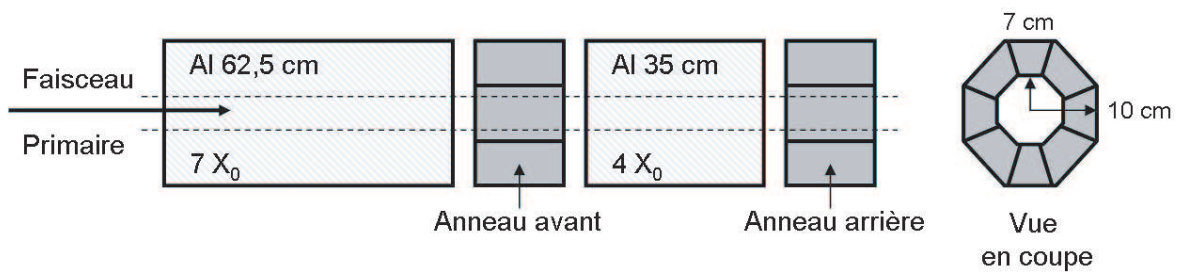


Figure 4.13: Vue schématique des détecteurs de luminosités situés sur la ligne faisceau avant le *beam dump*. A droite, la vue en coupe montre la segmentation octogonale de chaque anneau.

signaux d'anode et de cathode ( 0 et 100 V ) sont envoyés à travers des câbles twin-ax vers des ADC 16-bits ou ils sont lus en mode différentiel. L'asymétrie de bruit de fond pour ces détecteurs, de l'ordre de 80-90 ppm, est grandement limitée par ce mode de lecture différentielle.

## 4.4 Contrôle du faisceau

### 4.4.1 Les moniteurs de paramètres faisceau

Le système de monitoring faisceau représenté sur la figure 4.14 est divisé en trois régions :

- “Accelerator Structure SETup” ou ASSET est la région où le faisceau a une énergie de 1 GeV. Elle est utilisée généralement pour des tests de développement. Le monitoring dans cette région est assuré par une paire de toroïdes et trois moniteurs de position. Les mesures dans cette région ont été très importantes pour le *commissionning* et le premier run de E-158. Les mesures ont permis de comparer les asymétries à la sortie de la source avec celles mesurées à la cible.
- La A-Line où sont installés des moniteurs de positions pour mesurer l'énergie (corrélation position énergie) et pour la mesure des angles.
- L'Alcove, à l'entrée du hall ESA, comprend des moniteurs en courant, de position et des chambres à dérives.

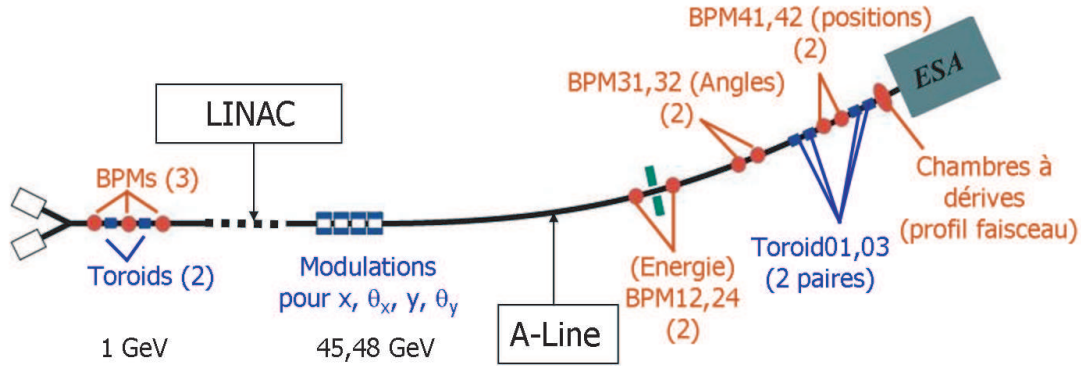


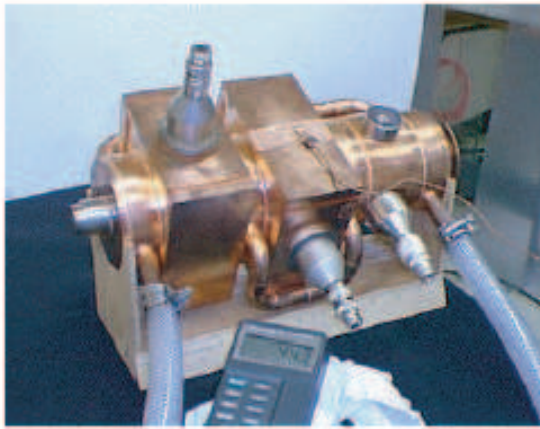
Figure 4.14: Schéma montrant la disposition des moniteurs de diagnostic faisceau le long du LINAC et de la A-Line.

#### 4.4.1.1 Mesure de courant

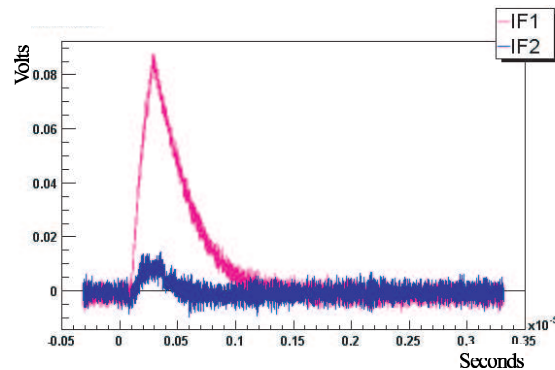
La mesure du courant est effectuée à l'aide de toroïdes installés par paires. Chaque toroïde est composé d'un anneau de fer sur lequel est enroulé du fil de cuivre. Lorsque le pulse faisceau traverse l'anneau, la différence de flux induite dans le bobinage crée un courant. Le signal est amplifié à proximité du toroïde et le signal est ensuite acheminé sur plusieurs centaines de mètres vers un module électronique qui rectifie le signal avant d'être intégré dans un ADC 16-bit. La résolution des toroïdes est d'environ 30 ppm et afin d'optimiser cette valeur nous avons joué sur le facteur de qualité  $Q$  du toroïde pour augmenter autant que possible la charge intégrée dans l'ADC. Enfin, la linéarité des toroïdes est mesurée en utilisant une charge calibrée et ont démontré une linéarité supérieure à 99,9% [116].

#### 4.4.1.2 Les cavités BPM

Les moniteurs de position (BPM) sont des cavités résonnantes en cuivre. Lorsque une impulsion faisceau entre dans la cavité, celle-ci se couple au champ du faisceau qui excite un ou plusieurs mode multipolaire de résonance. La cavité se comporte alors comme un circuit RC. La phase d'excitation au passage du faisceau, analogue à la charge d'une capacité, est suivie d'une désexcitation de la cavité due à la dissipation de l'énergie emmagasinée. C'est la géométrie qui détermine le mode et la fréquence de résonance. Sur la figure 4.15 à gauche, est présenté un BPM constitué de trois cavités résonnantes. La première cavité appelée cavité  $\phi$  qui possède une forme cylindrique, est sensible au mode monopolaire. Réglée pour s'accorder à la moitié de la fréquence du faisceau (1893 MHz), elle est sensible à la charge totale entrant dans la cavité et peut donc être utilisée comme un moniteur de courant. Les deux autres cavités, X et Y sont de forme parallépipédique et orientées à  $90^\circ$  l'une de l'autre. Elles sont sensibles aux modes dipolaires et les dimensions de la cavités ont été définies pour faire faire résonner celles-ci à la fréquence du faisceau (2856 MHz). Des réglages fins sur les dimensions permettent d'accorder



(a) Vue des cavités qui compose le BPM.



(b) Signal caractéristique

Figure 4.15: Un BPM est constitué de trois cavités résonnantes. Nous pouvons voir, à gauche, le détail des trois cavités respectives X, Y et  $\phi$ . À droite, est représenté la réponse du BPM caractéristique après mise en forme du signal.

parfaitement la résonance. Les cavités X et Y sont sensibles à la charge et à la variation de position. Une antenne à l'intérieur de la cavité récupère le signal de résonance radiofréquence et celui-ci est ensuite acheminé vers un module électronique de mise en forme. Il est mélangé à un signal extérieur de même fréquence et démodulé pour obtenir, en sortie, deux signaux l'un correspondant à la partie imaginaire, l'autre à la partie réelle. La phase est conservée à zéro pour annuler la partie imaginaire. Les deux signaux sont alors intégrés dans des ADC 16-bit. L'intégrale de la partie réelle contient toute l'information nécessaire pour la reconstruction de la position. L'intérêt de n'utiliser qu'un seul des deux signaux pour la mesure permet de limiter certaines erreurs systématiques et des non linéarités. Cependant, les deux signaux doivent être enregistrés pour s'assurer que la phase est bien nulle.

La résolution intrinsèque des moniteurs est de  $2 \mu\text{m}$  en X et Y ce qui est équivalent à 1 MeV pour l'énergie. Nous pouvons les comparer aux fluctuations en position et énergie du faisceau, respectivement  $50 \mu\text{m}$  et 20 MeV. La linéarité des BPM est mesurée en atténuant le signal radiofréquence d'un BPM et en le comparant à son proche voisin. L'atténuation a pour effet de diminuer la dynamique d'intégration. Celle-ci a été réglée pour obtenir un compromis entre une linéarité supérieure à 99% et des excursions de  $\pm 1 \text{ mm}$ .

#### 4.4.1.3 Moniteur de lumière synchrotron

Un autre moniteur installé dans la A-Line permet de mesurer l'énergie du faisceau de façon indépendante. Il détecte les photons issus du rayonnement synchrotron lorsqu'ils sont déviés par le premier dipôle à la sortie du LINAC. On peut montrer que l'énergie des photons est proportionnelle à  $B^2 E^2$  où  $B$  est le champ magnétique et  $E$  l'énergie du faisceau. La mesure de

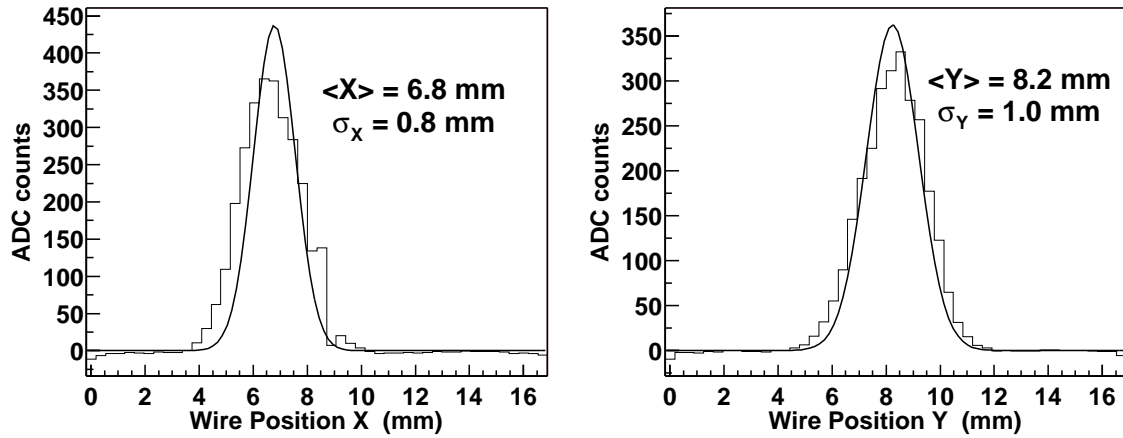


Figure 4.16: Mesure de la position du faisceau pour un pulse avec les plans de chambres à dérive.

l'énergie s'effectue en utilisant un radiateur en plomb et un calorimètre en quartz. La lumière Čerenkov induite est collectée et ensuite intégrée dans un ADC VME 16 bit. Cette mesure n'étant pas linéaire, elle n'est essentiellement utilisée que pour vérifier la consistance des mesures et pour mesurer le taux de polarisation verticale du faisceau qui peut engendrer une asymétrie de bruit de fond.

#### 4.4.1.4 Les chambres à dérive

Afin de mesurer le profil en X et Y du faisceau, deux plans de chambres à dérive d'alliage CuBe ont été placés juste avant la cible. Chaque plan contient 32 fils de diamètre  $180 \mu\text{m}$  et espacés de  $350 \mu\text{m}$  plongés dans une différence de potentiel créée par deux feuilles d'aluminium maintenue à 100 V. Un trou central évite le contact entre les feuilles et le faisceau. Une exposition prolongée au faisceau intense d'électrons peut déformer ou endommager les fils des chambres. Pour cette raison, elles n'ont été insérées que périodiquement pendant quelques runs. La figure 4.16 montre une mesure de position X et Y avec les chambres pour une impulsion faisceau. La résolution ( $10 \mu\text{m}$ ) étant meilleure que pour les cavités BPM, cette mesure est intéressante car elle permet de connaître l'extension spatiale  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  du faisceau suivant les deux axes. Elle permet de contrôler les fluctuations du profil faisceau pulse à pulse, car celles-ci peuvent amplifier les variations de densité à la cible. De plus, nous pouvons caractériser la présence d'asymétries d'ordre supérieur dans le transport optique du laser qui peuvent engendrer une oscillation spatiale du profil du faisceau non négligeable et induire des fausses asymétries de taux de comptage dans les détecteurs.



#### 4.4.1.5 Modulateurs du faisceau

Huit aimants à l'entrée de la A-line sont utilisés pour induire des modulations de la position et de l'angle du faisceau et le dernier Klystron du LINAC permet de moduler l'énergie du faisceau. L'amplitude de modulation a une durée totale de quelques pulses. Les données "modulées" ne sont utilisées que pour déterminer les sensibilités au faisceau et représentent moins de 5% des données physiques accumulées.

#### 4.4.1.6 Système de contrôle des asymétries du faisceau

La mesure de l'asymétrie Møller demande une grande stabilité du faisceau d'électrons. Les fausses asymétries provenant des paramètres faisceau doivent être minimisées afin que les erreurs systématique associées ne viennent pas occulter la mesure. Les conditions de stabilité des paramètres faisceau pour l'ensemble des données accumulées sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 A_I &< 200 \times 10^{-9} \\
 A_E &< 2 \times 10^{-3} MeV \\
 D_{x,y} &< 10nm \\
 D_{\theta_x,\theta_y} &< 5nm
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

Pour minimiser les asymétries en courant et en énergie deux boucles d'asservissements ont été mis en place. La première boucle de retraduction agissant sur l'intensité (système AI) du laser en aval des cellules de Pockels permet de réduire l'asymétrie de charge avec une période de corrections de 1600 pulses. La seconde correction agissant sur la cellule PS, s'effectue sur des temps beaucoup plus long. Les dérives lentes au cours du temps de la polarisation linéaire résiduelle du faisceau impliquent des corrections sur la cellule PS pour conserver une convergence vers zéro du système de rétroaction AI. L'asymétrie en énergie est réduite aussi de façon significative avec l'asymétrie en courant grâce au *beam loading*.

Il est à noter que lors du run I de E-158 un système de miroir piézo-électrique a été utilisé pour corriger les différences en position du faisceau. Il s'est avéré que si l'asymétrie a été très nettement réduite dans la région ASSET, aucun effet notable sur ces différences en position n'a été mesuré à la cible dans l'ESA, 3 km plus loin [117]. Cette perte de sensibilité dans les différences en position est dû en grande partie à l'*adiabatic damping* très élevé au SLAC en raison de la distance d'accélération. Étant donné que les différences en position et en angle sont suffisamment faibles aucun effort de correction n'a été entrepris pendant le RUN III. Un programme appelé "FBanal" a été utilisé pour le contrôle et la surveillance des paramètres de correction, de renversement de signe et de l'état de la convergence.

#### 4.4.2 DAQ

L'acquisition de données utilisée par E-158 est celle développée pour les expériences de cible fixe de l'ESA. Elle est constituée de châssis VME distribués à travers tout l'accélérateur et qui communiquent par connection ethernet TCP/IP et par fibres optiques. Ce système est

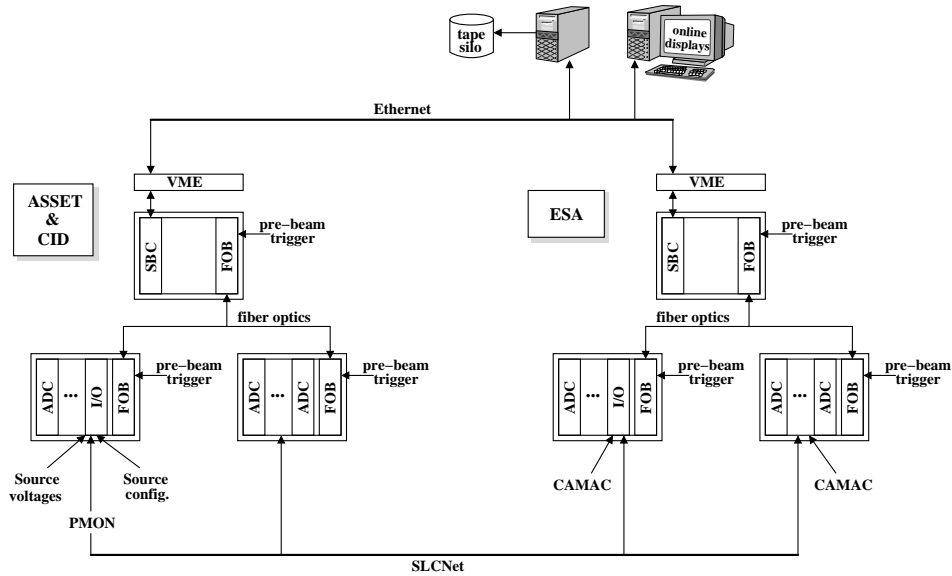


Figure 4.17: Vue d'ensemble du système d'acquisition de données. Le signal d'hélicité est généré par le contrôleur PMON à la source et envoyé vers les différents châssis via le réseau SLCnet. Les deux "master Crates" qui regroupent les signaux respectifs de l'ASSET et de l'ESA, envoient les données vers le silo où elles sont enregistrées sur bandes magnétiques.

représenté sur la figure 4.17. Pendant la prise donnée, pour chaque état d'hélicité, un signal de synchronisation est envoyé à tous les châssis qui contiennent les données intégrées émanant des différents détecteurs, moniteurs et autres paramètres comme les valeurs de champ des dipôles où l'état des inverseurs sont enregistrés sur bandes magnétiques. La quantité d'information générée par un événement est de 2.5 kB et en moyenne, 20 GB de données sont enregistrés au bout d'une journée. Une partie de ces données est processée par l'analyse en temps réel. Elle est destinée aux écrans de contrôle qui nous donnent à tout moment un instantané de l'état de tous les paramètres indispensables à la bonne conduite de la mesure. Sans cette surveillance il serait très difficile d'assurer une qualité suffisante dans les données enregistrées pour extraire l'asymétrie de violation de parité.

#### 4.4.2.1 Les ADC

Les ADC 16-bits utilisés pour E-158 ont été développés spécialement pour cette expérience [118] afin d'intégrer les signaux provenant de différents détecteurs et moniteurs. Les mêmes types d'ADC sont utilisés pour intégrer le signal de la couronne Møller, des BPM, des toroïdes, des détecteurs de pions, de luminosité et synchrotron.

## 4.5 Analyse des données du Run III

La prise de donnée de l'expérience E-158 a été divisée en trois runs répartis sur une période de deux ans. Après des runs tests en 2000 et de *commissionning* en 2001, le run I a eu lieu en avril mai 2002, le run II en Octobre, Novembre 2002 et le run III de Juillet à Septembre 2003. Ils représentent respectivement, 25, 30 et 45% des données accumulées pour une durée totale d'environ 4 mois correspondant à  $4.2 \times 10^{20}$  électrons produits.

Dans cette section, nous allons nous consacrer à l'analyse du Run III en commençant par la description des différentes étapes de mise en forme des données. La méthode de régression sera abordée et comparée au *dithering*. Nous passerons ensuite à l'étude des différentes erreurs systématiques. Nous terminerons par le calcul de l'asymétrie de violation de parité pour le Run III et pour l'ensemble des données.

### 4.5.1 Analyse en aveugle

Une analyse en aveugle consiste à occulter le résultat final d'une mesure jusqu'à ce que l'analyse soit jugée terminée. Cette approche doit prévenir toute déviation du résultat introduit par le jugement de l'expérimentateur.

Il est maintenant bien connu et reconnu, à travers de nombreux cas expérimentaux, que le savoir a priori de tel ou tel résultat peut pousser l'expérimentateur à modifier de façon plus ou moins inconsciente son analyse dans une direction particulière. Ce "conditionnement" introduit des biais qui sont difficiles à quantifier. Occulter la valeur réelle du résultat pendant l'effort d'analyse permet de réduire au minimum toute influence psychologique sur la valeur finale.

Dans le cas d'une mesure d'asymétrie, la méthode est assez simple : elle consiste à appliquer un biais du même ordre de grandeur que l'asymétrie physique. Un offset aléatoire est tiré entre -200 et +200 ppb et appliqué à toutes les asymétries de l'anneau Møller dans la phase de mise en forme des données. Sa valeur est cryptée et tenue secrète jusqu'au dévoilement.

Le travail d'analyse porte alors essentiellement sur les largeurs de distributions, les asymétries du faisceau et les bruits de fond. Cet ensemble d'études est nécessaire et suffisant au chiffrage de toutes les systématiques et totalement indépendant de la valeur moyenne de l'asymétrie physique. Lorsque cette étape est terminée, le biais est dévoilé et aucun travail supplémentaire qui n'a pas été décidé explicitement avant dévoilement ne peut être entrepris et le résultat est publié tel quel.

### 4.5.2 Mise en forme des données

Les données brutes sont accumulées sur bandes sous forme de runs de  $2 \times 10^5$  événements correspondant à une heure d'acquisition.

1. Piédestaux : Les données sont lues une première fois en utilisant l'information d'impulsions "vides", envoyées toutes les secondes, afin de créer les fichiers de calibrations des piédestaux. Ensuite, ces calibrations sont appliquées à toutes les données. Cette étape est effectuée directement après que le run soit enregistré.

Coupures	intervalle (evts)	effet (%)
Timeslot	1	<0,1
RegUsed	2	6,1
Trans90	-4+8	<0,1
TorAgree90	2	<0,1
goodBeam	$\pm 100$	5,0
goodEnergy	$\pm 100$	1,2
goodPhase	$\pm 100$	2
source	$\pm 240$	0,4
daqError	-1000	< 0,1
BPMNarrow	-4+8	1,1
mollerADC	2	<0,1
mollerAsym	2	<0,1
<b>Total</b>		<b>16</b>

Tableau 4.1: Résumé des coupures utilisées et leur effet sur l'ensemble des données. La valeur totale exclue les doubles comptages d'événements entre les coupures.

2. Coupures : Une série de coupures est appliquée sur les événements de chaque *timeslot*. Afin d'éviter d'introduire des biais dans l'asymétrie aucune coupure appliquée n'est corrélée à l'hélicité du faisceau d'électrons. La réjection d'événements repose principalement sur des critères de stabilité faisceau (courant moyen) ou de bon fonctionnement de l'appareillage et de l'acquisition. La seule coupure que l'on a tolérée sur les paires d'asymétrie retire les valeurs très larges d'asymétrie ( $> 0,9$ ) qui n'ont aucun sens physique. Son effet est donc très particulier par définition et ce cas de figure ne concerne qu'une poignée de paires d'asymétrie. Chacune des coupures, lors de sa première utilisation, a été testée explicitement pour vérifier qu'elle n'induisait aucun biais significatif dans l'asymétrie expérimentale. L'ensemble des coupures de l'analyse est détaillé dans le tableau 4.1. `RegUsed` et `goodBeam` retirent principalement les événements n'ayant pas une intensité suffisante, les diverses instabilités du faisceau qui peuvent engendrer de trop grandes asymétries en positions ou en angles ou bien des non linéarités importantes. Ces coupures retirent aussi les périodes de modulation de faisceau. Les autres coupures assurent entre autre que toutes les données correspondent à un état fonctionnel de la source polarisée, de la séquence d'hélicité, des voies de sortie des détecteurs. Les définitions exactes sont décrites, dans [119]. Les données rejetées représentent 16% du total accumulé.

3. Création des arbres : Pour chaque run, l'analyseur de donnée remplit des fichiers ROOT avec des arbres définis en fonction de l'analyse qui sera effectuée <sup>6</sup>. A ce stade, les fichiers ROOT sont utilisés par deux codes d'analyse distincts :

<sup>6</sup>Par exemple, les analyses correspondant aux seuls paramètres faisceau ne regroupent que les mesures de la source et les mesures des moniteurs.

- **AnManager** : qui procède à une analyse paire à paire des données et utilise donc le niveau le plus haut de finesse. C'est le premier code qui a été écrit pour l'analyse et il convient particulièrement à l'analyse de régression à six paramètres et pour l'analyse du *dithering*. En contrepartie, il demande un temps de calcul d'une à deux journées pour analyser l'ensemble des données du Run III.
- **Sashimi** : est une classe d'analyse développée pour le run III. Cette classe utilise les fichiers de matrices et de vecteurs construits à partir d'une analyse "premier niveau" des fichiers des données moyennées sur un cycle de régression. Le temps de calcul est reporté principalement sur l'étape de pré-analyse des données paire à paire. L'analyse proprement dite est effectuée sur les données cycle par cycle. La régression des données du Run III peut alors être obtenue en une demi-heure. L'inconvénient ici vient principalement du choix du jeu de coupures qui doit être fixé pendant la pré-analyse et chaque modification de leur définition entraîne une re-création des fichiers de matrices. En pratique, ces modifications ont été peu fréquentes et cette analyse s'est révélée être d'une grande souplesse pour l'étude des systématiques.

Ces deux codes d'analyse, bien qu'ils aient été développés sur des bases différentes doivent évidemment, pour une même analyse, donner un résultat final identique aux erreurs de troncatures près. Cette comparaison est effectuée lorsque la liste des runs exploitables est finalisée. L'analyse en parallèle des données a permis d'une part, de décorrélérer beaucoup de problèmes liés aux erreurs de programmation de l'un et l'autre code, et d'autre part, de bénéficier d'un degré supplémentaire de confiance dans le résultat final. Enfin, il est utile de préciser les différentes échelles de temps dont nous allons nous servir pour mener à bien l'analyse:

- (a) La paire d'asymétrie : formée des deux événements croisés du quadruplet.
- (b) Le *timeslot* : il correspond à la première ou la deuxième paire du quadruplet.
- (c) Le cycle de régression ou *chunk* : contient 5000 paires et il est défini pour chaque *timeslot*.
- (d) Le run : ensemble de  $10^5$  paires représentant une heure de prise de données.
- (e) Le *slug* : est un ensemble de runs correspondant à un état de lame demi-onde et d'énergie : soit environ  $2 \times 10^6$  paires, l'équivalent de 20 runs.

Ces nombreuses échelles de temps sont nécessaires pour détecter et étudier les effets systématiques.

#### 4.5.2.1 Pondération des voies de sortie de détection

Les principaux détecteurs de l'expérience présentent une géométrie azimutale segmentée. Nous pouvons donc affecter des poids à chaque segment pour calculer l'asymétrie totale de la couronne ou pour augmenter la sensibilité de cette couronne à certains effets systématiques qui modifient le taux de comptage suivant des axes de symétrie particuliers.

Nous allons commencer par détailler le calcul du **monopole**, c'est à dire la sommation sur les

voies qui respecte la symétrie azimutale et qui sert à déterminer la valeur de l'asymétrie d'un anneau de détecteur  $A_{det}$ . La pondération des asymétries  $A_i$  de chaque segment s'écrit donc :

$$A_{det} = \sum_i^{N_i} w_i A_i \quad \text{et} \quad \sum_i w_i = 1 \quad (4.9)$$

Où  $w_i$  est le poids associé à chacune des  $N_i$  voies de sortie du détecteur. Comme chaque segment reçoit un nombre d'électrons variable par impulsion faisceau, notamment à cause des collimateurs qui réduisent l'acceptance dans certaines régions, la largeur statistique de l'asymétrie finale peut-être optimisée en utilisant les erreurs individuelles  $\delta_i$  sur les asymétries  $A_i$  :

$$A_{det} = \sum_i^{N_i} \frac{\frac{1}{\delta_i^2} A_i}{\sum_i \frac{1}{\delta_i^2}} \quad (4.10)$$

Cette nouvelle expression considère que les asymétries vues par chaque segment sont indépendantes. En réalité, l'extension des gerbes électromagnétiques des électrons aux segments voisins et le bruit électronique induisent des corrélations entre voies de détection. Le calcul de l'asymétrie totale peut-être encore optimisé en procédant à la minimisation suivante pour chaque coefficient :

$$\min \left| \sum_i w_i \mathbf{A}_{ij} w_j - \left( \sum_i w_i - 1 \right) \right| \rightarrow \sum_i w_i \quad (4.11)$$

avec  $\mathbf{A}_{ij} = \sum_i^{N_i} A_i A_j - \langle A_i \rangle \langle A_j \rangle$ , les éléments de la matrice de covariance entre les voies de détection. Les coefficients de pondération  $w_i$  sont déterminés paire à paire avec la condition nécessaire :  $\sum_i w_i = 1$ . Cette dernière méthode est optimale pour réduire les largeurs d'asymétries de la couronne Møller.

Les mêmes éléments de matrice peuvent être utilisés pour faire ressortir les moments dipolaires du détecteur. Cette pondération en **Dipôles** est illustrée sur la figure 4.18. Les dipôles sont définis par rapport à la verticale. Comme le premier segment n'est pas exactement positionné à la verticale, une correction de phase  $\psi$  est appliquée pour que le dipôle soit bien orienté. Dans notre définition, le dipôle X est donc relié à une asymétrie entre les deux demi-cercles séparés par le plan horizontal. Un dipôle Y correspond, lui à une asymétrie apparaissant entre les deux demi-cercles séparés par le plan vertical.

Ces nouvelles configurations sont beaucoup plus sensibles aux déséquilibres gauche droite ou haut bas des taux de comptage. Une analyse sur les dipôles fournit des informations précieuses sur des asymétries provenant de processus physiques ou bien sur des défauts de la géométrie de l'acceptance. Les détecteurs de luminosité de forme octogonale se prêtent aussi naturellement à la pondération en dipôles.

### 4.5.3 Méthode de régression multi-variables

Malgré tous les efforts pour stabiliser le faisceau de SLAC, les asymétries brutes mesurées avec la couronne Møller présentent des largeurs de distribution dominées, non pas par le taux de comp-

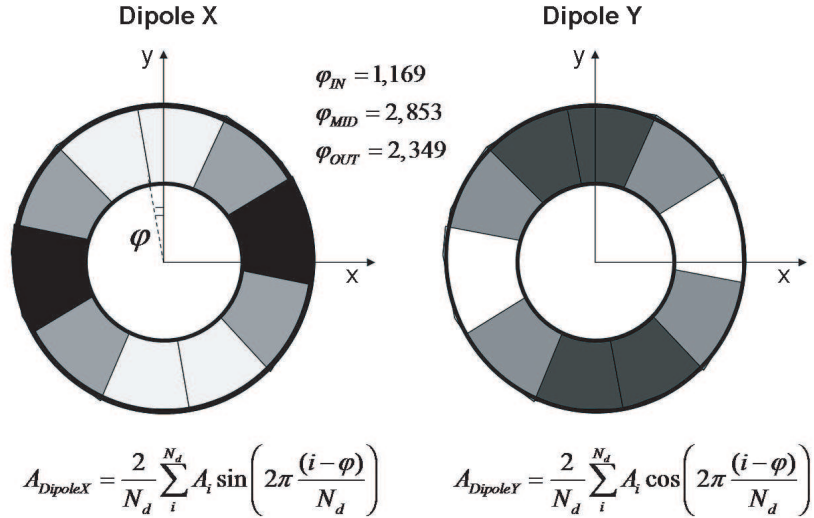


Figure 4.18: Schéma et expression de la pondération en dipôle. Exemple de l'anneau IN, les segments de poids fort sont de couleur foncée. La phase  $\psi$  qui corrige l'orientation des dipôles est précisée pour chaque anneau.

tage, mais par les fluctuations du faisceau ( $\sim 2000$  ppm). La première étape de normalisation au courant du faisceau diminue grandement ces fluctuations jusqu'à  $\sim 300$  ppm. La méthode de régression linéaire est alors indispensable pour réduire les largeurs des asymétries expérimentales au plus près du seuil défini par la largeur statistique estimée (150 ppm). Elle est basée sur l'hypothèse que toutes les dépendances entre les voies de détection et les paramètres sont linéaires. Nous allons commencer par décrire comment cette méthode est utilisée en pratique pour corriger les données.

#### 4.5.3.1 Formalisme matriciel

L'asymétrie d'une voie de détection régressée s'écrit sous la forme :

$$A_{reg} = A_{det} - \sum_i \alpha_i D_i \quad (4.12)$$

Les  $D_i$  sont les différences des paramètres faisceau. Les  $\alpha_i$  sont les sensibilités des voies de détection pour le paramètre  $i$  avec  $i = I, E, X, Y, \theta_x, \theta_y$ , les six paramètres faisceau principaux. Lorsque le nombre de paramètres et de voies de détecteur augmentent sensiblement ( $> 2 \times 2$ ), le formalisme matriciel devient plus commode pour effectuer la régression. En utilisant des vecteurs pour les asymétries  $A_i$  des détecteurs, nous pouvons effectuer la régression de toutes les voies simultanément. Pour cela, nous construisons une série de matrices de covariance pour

un échantillon de  $n$  paires d'asymétrie :

$$\mathbf{A}_{i,j} = \sum_n \frac{(A_{i,n} - \bar{A}_i)(A_{j,n} - \bar{A}_j)}{n} \quad (4.13)$$

$$\bar{A}_i = \sum_n \frac{A_{i,n}}{n} \quad (4.14)$$

La matrice  $\mathbf{A}$  de taille  $N_d \times N_d$  contient les éléments de covariance entre les  $N_d$  voies de détection. Nous pouvons construire également les matrices de covariance  $\mathbf{B}$  pour l'ensemble des  $N_p$  paramètres faisceau et  $\mathbf{AB}$ , celle entre les voies de détection et les paramètres. La sensibilité ou pente de corrélation  $\alpha_{i,k}$  entre une voie de détection et un paramètre s'obtient par la relation :

$$\alpha_{i,k} = \mathbf{B}_{i,j}^{-1} \mathbf{AB}_{j,k} \quad (4.15)$$

En pratique les matrices  $\mathbf{A}, \mathbf{B}$  et  $\mathbf{AB}$  sont des sous parties de la matrice  $\mathbf{M}$  de taille  $(N_d + N_p) \times (N_d + N_p)$  représentée par :

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \mathbf{A} & \mathbf{AB} \\ \mathbf{BA} & \mathbf{B} \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

Cette agencement est plus simple à utiliser car il permet de stocker toute l'information dans une seule et unique matrice. Pour traiter la régression d'un détecteur entier, on tiendra compte des pondérations de chaque voie de détection.

#### 4.5.3.2 Erreur statistique de la régression

Pour estimer l'erreur de la régression, nous considérons que les fluctuations des paramètres faisceau sont aléatoires et se répartissent suivant une gaussienne autour de la valeur moyenne. L'erreur sur la valeur moyenne de l'asymétrie régressée  $\delta A_{reg}$  pour un échantillon de  $n$  données est donc :

$$\delta A_{reg} = \frac{RMS(A_{reg})}{\sqrt{n}} \quad (4.17)$$

L'asymétrie totale régressée pour un détecteur comprenant  $N_d$  segments s'écrit :

$$\langle A_{reg} \rangle = \sum_i^{N_d} w_i A_i^{reg} \quad (4.18)$$

La variance des asymétries régressée s'écrit alors :

$$RMS(A_{reg})^2 = \sum_i^{N_d} w_i \langle A_i^{reg} A_j^{reg} \rangle w_j \quad (4.19)$$



Paramètres	Combinaison linéaire de moniteurs
$A_I$	$A(Tor0)$
$D_E$	$D(BPM24_X)$
$D_X$	$0.5 * D(BPM41_X + BPM42_X)$
$D_Y$	$0.5 * D(BPM41_Y + BPM42_Y)$
$D_{\theta_X}$	$1/80 * D((BPM31_X + BPM32_X) - (BPM41_X + BPM42_X))$
$D_{\theta_Y}$	$1/80 * D((BPM31_Y + BPM32_Y) - (BPM41_Y + BPM42_Y))$

Tableau 4.2: Expression des paramètres de la régression en fonction des différents signaux de BPM.

L'erreur sur la régression est donc obtenue simplement à partir des asymétries régressées des voies de détections moyennées sur le cycle de régression. En pratique, le choix de la valeur de  $n$  demande quelques précautions: la dérive des paramètres faisceau doit être négligeable dans l'échantillon statistique considéré afin de conserver un comportement gaussien des fluctuations. Le cycle de régression doit donc être suffisamment court dans le temps pour que ces dérives soient négligeables. Le compromis qui satisfait à la fois cette condition, tout en conservant un nombre suffisant de paires pour obtenir une bonne estimation, est un cycle de régression fixé à  $n = 5000$  paires d'asymétrie.

#### 4.5.3.3 Régression à six paramètres faisceau

L'intensité  $I$ , l'énergie  $E$ , les positions  $X, Y$  et les angles  $\theta_X$  et  $\theta_Y$  constituent l'ensemble des paramètres faisceau influant sur les asymétries de taux de comptage des détecteurs. Dans la régression, ces paramètres sont extraits à partir de combinaisons linéaires des mesures des moniteurs. Le tableau 4.2 donne la définition des asymétries (A) et des différences (D) des paramètres faisceau en fonction des moniteurs associés, leur localisation est précisée sur la figure 4.14. Dans le cas des positions et des angles, les signaux de sortie des deux BPM de la paire sont réglés en opposition de phase. Les asymétries de piédestal qui peuvent apparaître dans ces BPM sont donc annulées si l'on somme leurs deux signaux pour former un paramètre. On évite ainsi d'injecter ces fausses asymétries dans la régression. Cette procédure n'est cependant pas possible dans le cas de l'énergie : les deux BPM sont installés de chaque côté d'un système de diaphragmes qui réduisent la dispersion angulaire des particules courbées. Les deux BPM ne voyant pas exactement les mêmes fluctuations, ceci peut générer une fausse asymétrie si l'on considère la moyenne des mesures des BPM 12 et 24. Pour les BPM intervenant directement dans l'analyse, les fausses asymétries de piédestal des BPM sont surveillées tout au long du run. Un exemple de régression effectuée sur la matrice  $\mathbf{M}$ , avec les six paramètres faisceau pour un run contenant 40 cycles ou *chunk* est illustré sur la figure 4.19. La matrice  $\mathbf{A}$ , correspondante aux voies de détection, commence en bas à gauche et s'arrête à la rangée 50 pour l'anneau Møller. Les six paramètres faisceau sont compris entre la rangée 79 et 85. Nous pouvons distinguer sur la figure de gauche les effets importants (en couleurs) provenant des paramètres faisceau qui dominent les fluctuations des voies de détection. Le graphique de droite montre le

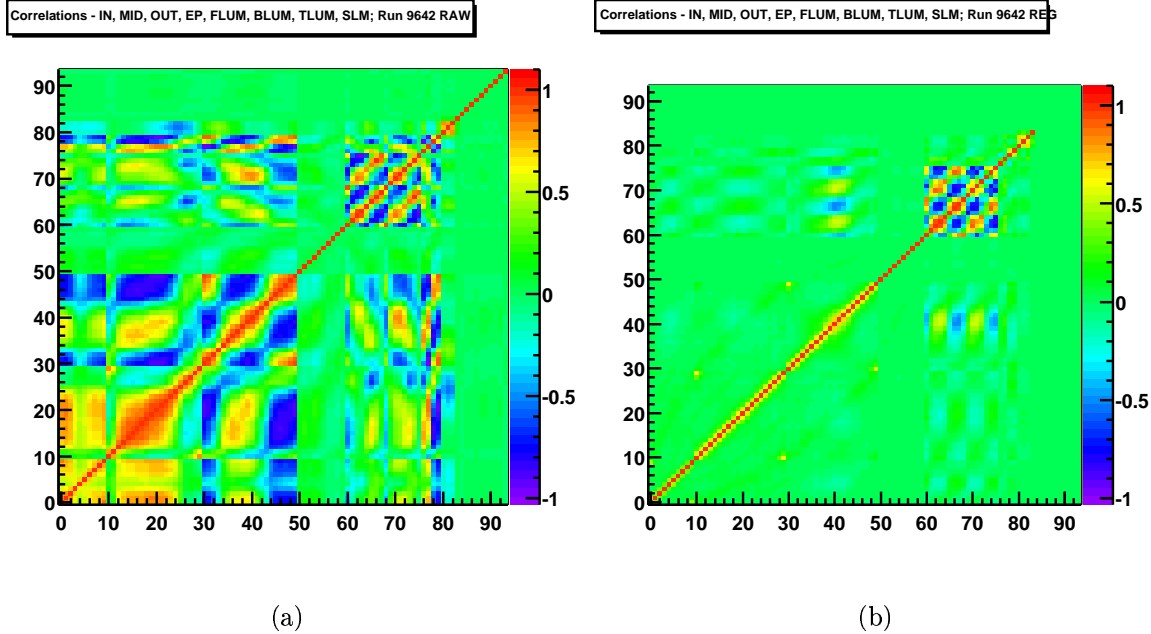


Figure 4.19: Détail de la structure des matrices de corrélations avant et après régression. Les paramètres stockés sont plus nombreux que ceux réellement utilisés par la régression dans le but de vérifier que leur contribution est négligeable.

résultat de la régression sur toutes les voies de détection disponibles. Les corrélations internes et externes liées aux variations de faisceau ont complètement disparu. Les corrélations restantes sont principalement dues à l’extension des gerbes électromagnétiques des électrons débordant sur les segments voisins (visible autour de la diagonale) et du bruit de fond électronique, à peine visible sur la figure, sauf pour les voies 9,30 et 50 où il est relativement important. Ces contributions disparaissent lorsque les voies individuelles sont pondérées pour calculer l’asymétrie globale d’un anneau. Cette soustraction spectaculaire des corrélations avec les paramètres faisceau améliore aussi considérablement les largeurs de distribution comme nous allons le voir dans la section suivante.

#### 4.5.4 Résultat de la régression 6x6 pour le run III

Nous avons procédé à la régression des anneaux Møller pour la totalité des données du Run III. Tous les résultats présentés dans cette section provenant des anneaux Møller sont “en aveugle”. Les asymétries avant et après régression sont pour la couronne Møller :

$$\langle A^{Brute} \rangle = 17,4 \pm 41,2 \text{ ppb} \quad rms = 490 \text{ ppm} \quad (4.20)$$

$$\langle A_{reg}^6 \rangle = 15,5 \pm 15,0 \text{ ppb} \quad rms = 185 \text{ ppm} \quad (4.21)$$

$$(4.22)$$

Nous pouvons constater d'une part que la valeur moyenne n'a que très peu bougé et d'autre part la largeur de distribution des asymétries paire à paire s'est réduite d'un facteur 2,7. La largeur de fluctuation de l'asymétrie régressée est maintenant très proche de celle des taux de comptage dilués par du bruit électronique provenant de la chaîne de détection comme il a été mis en évidence dans la section 4.3.4.1.

Afin de vérifier le comportement statistique des asymétries après régression et correction du signe dû à l'énergie et de l'état de lame demi onde, nous pouvons regarder la distribution pour chacun des *slug* et calculer le  $\chi^2/ndf$ . L'échelle des *slug* est la mieux adaptée à ce test en raison de la grande statistique associée à chacun de ces échantillons. Sur la figure 4.20 sont représentées les asymétries expérimentales par *slug* pour les trois anneaux Møller. La répartition des données pour l'anneau IN et MID présente un comportement statistique très acceptable. Leur  $\chi^2/ndf$  respectifs sont proches de 1 (1.16 pour le IN et 1.05 pour le MID). En revanche, les asymétries du OUT se répartissent dans un intervalle plus grand de valeurs d'asymétrie avec un  $\chi^2/ndf$  qui atteint 2,4. Cette première observation montre que la régression du OUT n'est pas aussi efficace qu'avec les deux autres anneaux et qu'il reste probablement des effets systématiques dans la distribution.

Une autre façon de regarder ces données est de les séparer en fonction des quatre combinaisons de valeurs qui associent une énergie avec un état de lame demi onde :

Energie (GeV)	Position lame $\lambda/4$	Signe de $A_{VP}$
45	OUT	+1
45	IN	-1
48	OUT	+1
48	IN	-1

Ces résultats sont représentés sur la figure 4.21 colonne de gauche, pour chacun des ces super échantillons. Les valeurs moyennes d'asymétrie par énergie et position de lame demi onde, sont visibles, colonne de droite. Toutes ces valeurs sont corrigées du signe des opérations d'inversion.

Comme pour la distribution des *slug*, les asymétries sont compatibles dans les barres d'erreurs statistiques avec l'asymétrie moyenne. Pour le OUT, ces figures montrent un effet systématique clairement identifié qui est corrélé avec l'énergie du faisceau. L'hypothèse d'une ébullition de la cible peut déjà être écartée car dans ce cas de figure, les fluctuations ne dépendent pas de l'angle de diffusion. Or seul l'anneau OUT présente des déviations significatives.

Nous allons dans la suite, commencer par vérifier le résultat obtenu avec la régression et ensuite nous détaillerons l'étude de l'asymétrie de l'anneau OUT.

### 4.5.5 Comparaison avec le Dithering

L'étape de comparaison des résultats de la régression et du *dithering* est importante pour vérifier que les corrections ont un bien un sens physique car plusieurs effets systématiques peuvent venir atténuer ou bien biaiser les résultats de la régression:

- Un paramètre ayant des corrélations beaucoup plus faibles que les autres peut rendre la matrice  $\mathbf{M}$  singulière et donc l'inversion de matrice peu fiable à cause de la grande différence entre les éléments diagonaux.

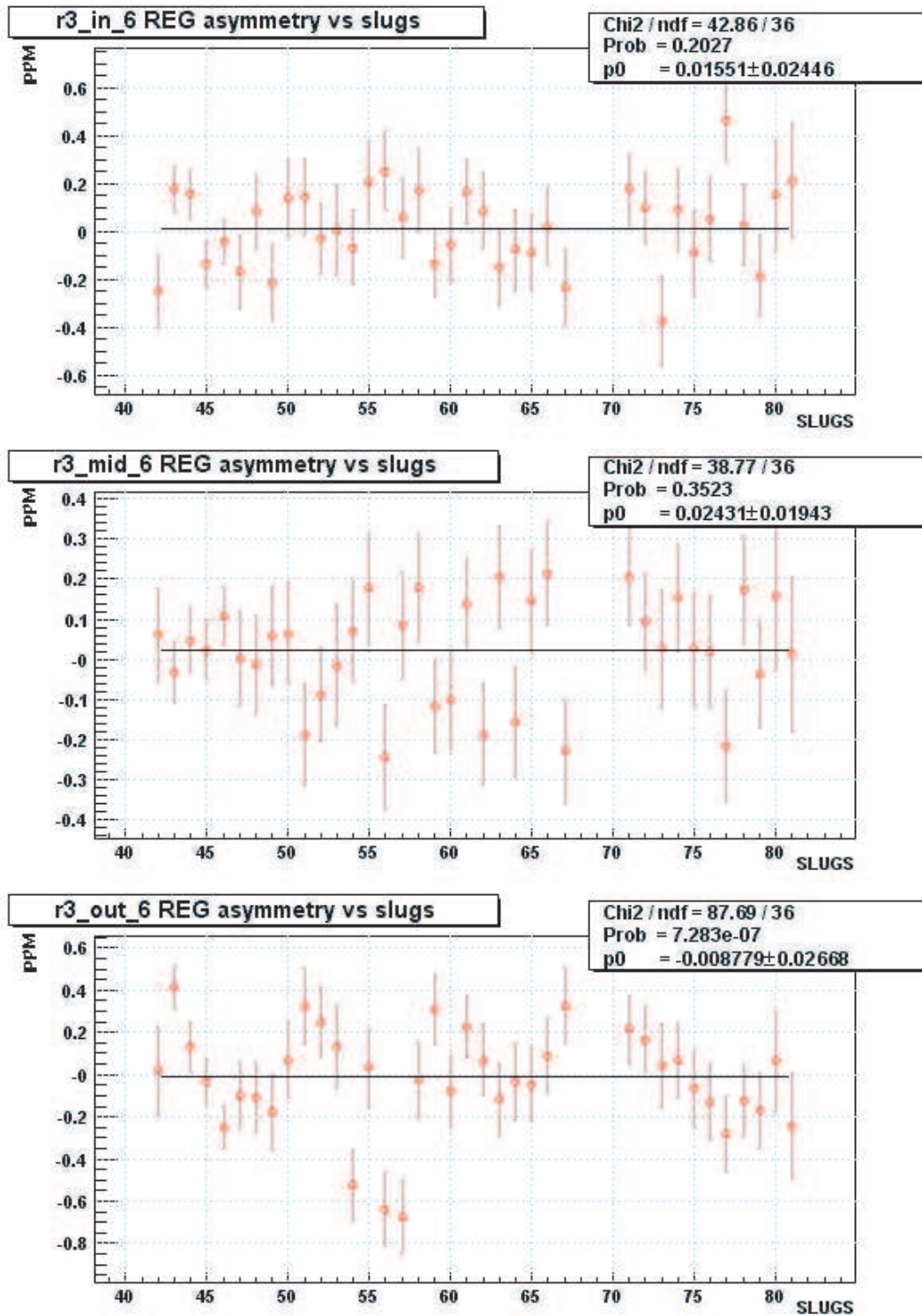


Figure 4.20: Distribution des asymétries régressées de chaque anneau IN, MID et OUT de la couronne Møller en fonction du numéro de *slug*.

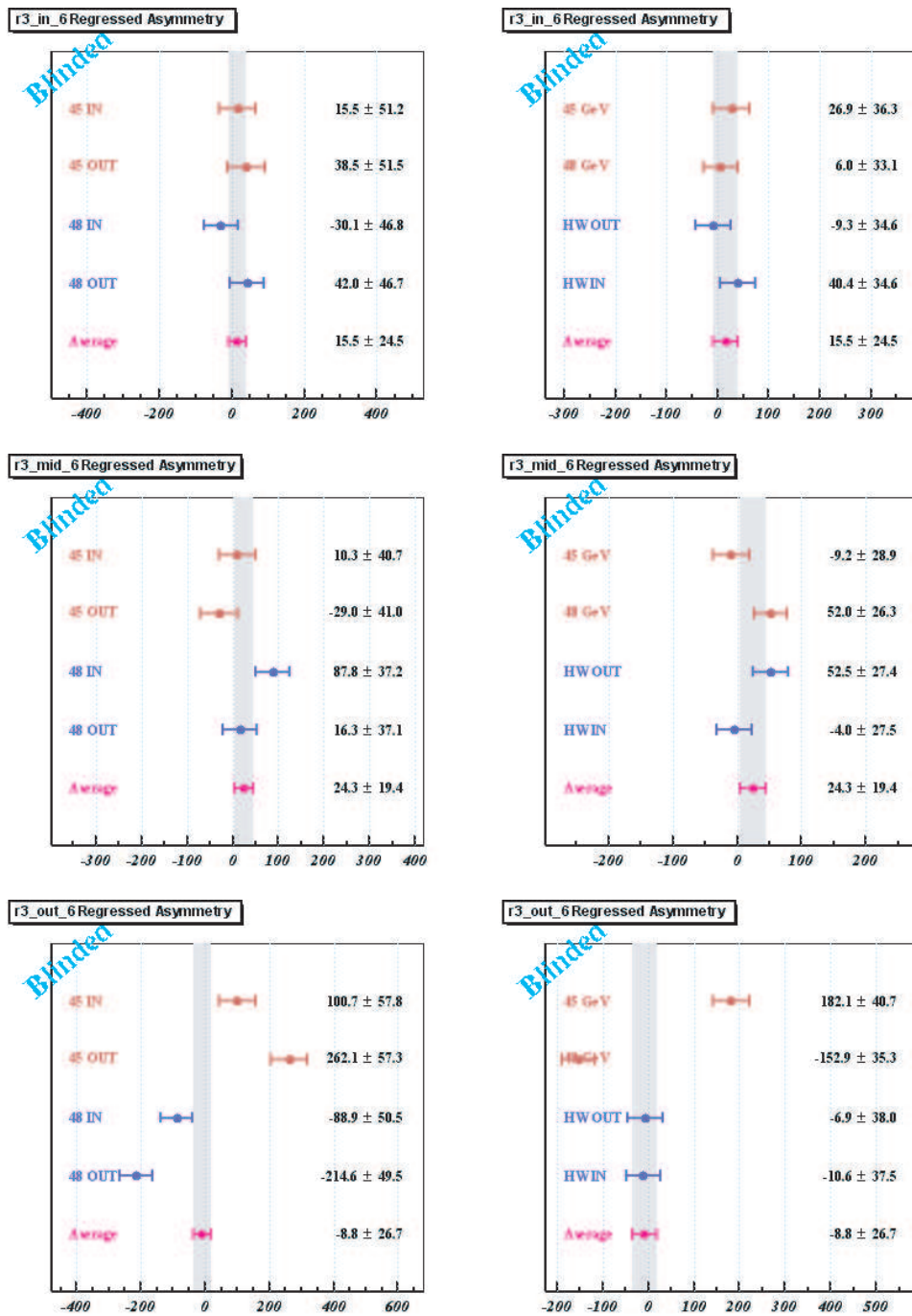


Figure 4.21: Répartition des asymétries régressées avec les six paramètres faisceau, en fonction des super échantillons pour les trois anneaux de la couronne Møller.

Paramètres	Asymétrie	Régression (ppb)	Modulation (ppb)
$A_I$	$60 \pm 290$ ppb	$-0,5 \pm 2,0$	$-3,2 \pm 3,5$
$D_E$	$-1,7 \pm 1,9$ KeV	$20,5 \pm 38,6$	$25,4 \pm 39,4$
$D_X$	$-8,2 \pm 5,9$ nm	$-10,3 \pm 2,5$	$-5,3 \pm 2,7$
$D_Y$	$12,1 \pm 6$ nm	$-20,5 \pm 5,4$	$-25,1 \pm 6,6$
$D_{\theta_x}$	$0,0 \pm 0,2$ nrad	$6,7 \pm 4,8$	$1,5 \pm 6,0$
$D_{\theta_y}$	$0,2 \pm 0,1$ nrad	$2,8 \pm 4,3$	$4,3 \pm 5,3$
Total	-	$-1 \pm 39$	$-2 \pm 39$
Asymétrie Møller		$15,8 \pm 15,1$	$16,8 \pm 15,7$

Tableau 4.3: Résumé des corrections par paramètre avec la correction totale sur l'asymétrie Møller et le résultat en aveugle pour la régression et la méthode de modulation.

- Un moniteur bruité va diminuer la corrélation réelle du paramètre avec le détecteur et conduire à une mauvaise estimation de la pente et la correction est alors sous-estimée.
- Une variation trop importante ( $>1\sigma$ ) de la valeur moyenne de l'asymétrie régressée doit être pris avec précaution car il est difficile de dire si ces corrections sont réelles ou si l'on est en présence d'un effet systématique.

La modulation individuelle de chaque paramètre faisceau permet de s'affranchir des problèmes liés au bruit dans les moniteurs car les signaux mesurés sont amplifiés. Le système de modulation a été réglé préalablement de manière à faire varier chaque paramètre indépendamment. Le tableau 4.5.5 donne le détail des asymétries et des corrections induites par chaque méthode avec les résultats en aveugle sur l'asymétrie Møller :

Ces deux méthodes sont équivalentes et ont été appliquées sur le même échantillon statistique, c'est donc la différence entre les deux résultats qui définit l'écart réel entre les deux méthodes. Nous pouvons constater que les corrections sont compatibles à  $10^{-9}$  près. Les deux méthodes sont donc en excellent accord.

#### 4.5.6 Fluctuations sub-impulsions

Les résultats de la régression pour l'anneau OUT avec les six paramètres faisceau présentés sur la figure 4.21 montrent clairement que des effets systématiques persistent. Ce problème n'est en fait pas totalement nouveau. Il est apparu pendant l'analyse des données du Run II. Le contexte expérimental en était le suivant :

Au cours du run I, la contamination des gerbes électromagnétiques de la couronne  $ep$  étaient visibles dans le dernier anneau OUT de la couronne Møller, faisant varier l'asymétrie en dehors des fluctuations statistiques. A partir du run II, un nouveau collimateur, le CM8, est venu résoudre ce problème en occultant complètement le flux de particules arrivant dans la couronne  $ep$  et une petite partie du flux arrivant dans l'anneau OUT. Les quadrupôles ont ensuite été réglés pour focaliser au maximum les électrons dans la région I correspondant aux anneaux IN et

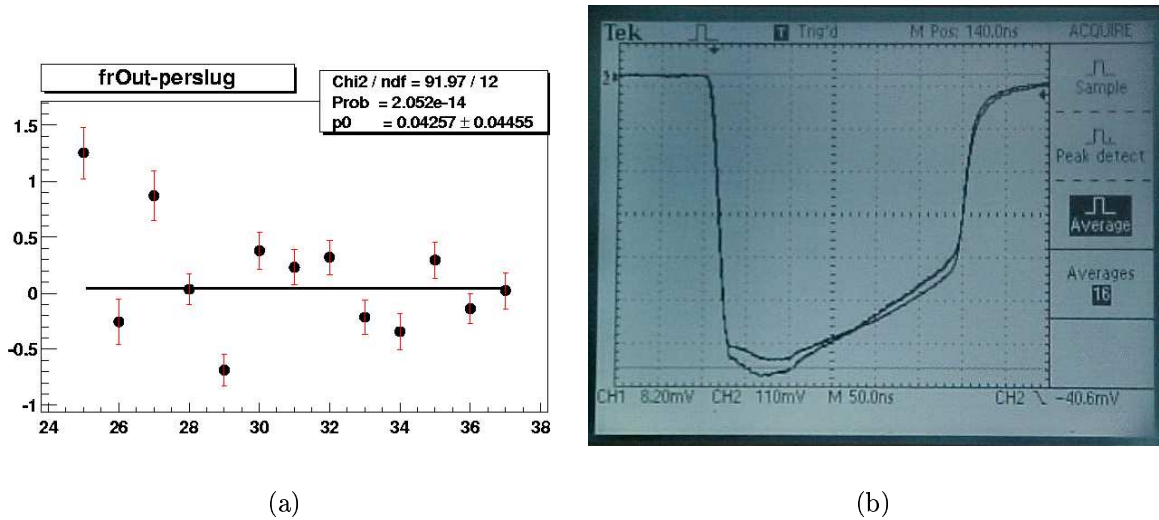


Figure 4.22: a) Distribution des asymétries de l'anneau OUT après régression avec les six paramètres faisceau et après correction du signe. b) une photographie des signaux superposées de deux PMT de l'anneau MID et de l'anneau OUT pendant une impulsion faisceau et un réglage nominal des quadropôle. Les pentes de chaque enveloppe indiquent des sensibilités différentes aux variations sub-impulsions du faisceau.

MID. Cette nouvelle configuration qui mit fin au problème de la contamination par l'asymétrie des *ep* n'a pourtant pas amélioré la distribution des asymétries dans l'anneau OUT. Avec un  $\chi^2/ndf$  de 7,2 pour la distribution des *slug* après régression et après les corrections de signes (fig. 4.22 a), ces variations non statistiques ne pouvaient être expliquées par des variations linéaires du faisceau ou bien d'un bruit de fond physique. Comme il était impossible dès lors d'estimer cette erreur systématique, l'anneau OUT a été abandonné pour le calcul de la valeur finale de l'asymétrie du run I et du run II.

Pendant le *commissioning* du run III, les signaux individuels de chaque PMT ont été testés. La photographie, sur la figure 4.22 b) montre les réponses d'un PMT de l'anneau MID et de l'anneau OUT pour une valeur nominale des quadropôle. On y voit une différence significative dans la forme des enveloppes. Cette différence d'amplitudes mais surtout de pentes montre qu'ils mesurent une variation différente du taux de comptage à l'intérieur de l'impulsion faisceau. Il a été montré ensuite qu'une variation de la focalisation des particules par les quadropôle modifie cette différence de sensibilité. Ces variations ont été attribuées à des fluctuations des paramètres du faisceau à l'intérieur d'une impulsion. Il a donc été décidé, au démarrage de la prise de données du run III, de découper les signaux des BPM en 4 tranches correspondant à des intervalles de temps successifs de l'impulsion faisceau. Ces tranches d'informations appelées "SLICES" ont permis l'analyse de ce nouvel effet systématique.

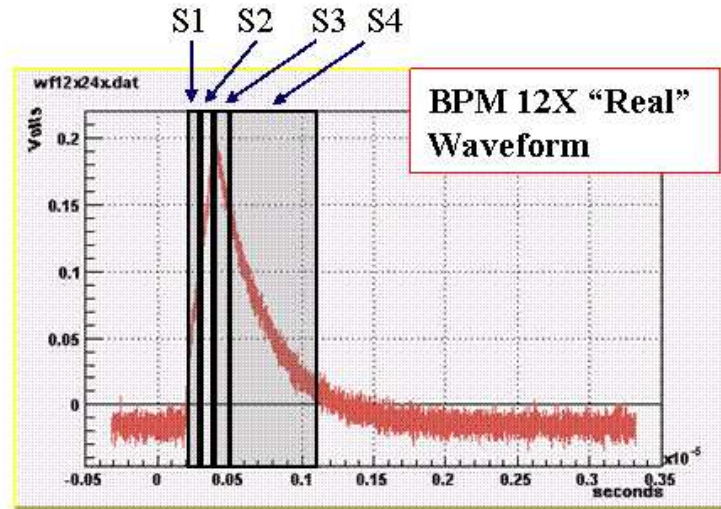


Figure 4.23: Exemple de découpage du signal réel pour le BPM12X.

#### 4.5.6.1 Découpage des signaux BPM

Nous allons décrire ici l'électronique utilisée pour obtenir le signal des tranches faisceau ou SLICES. Le découpage en temps du signal d'un BPM est effectué en dupliquant son signal RF à la sortie de la cavité et en intégrant la partie réelle du signal via un autre module de mise en forme. Quatre ADC 10 bits de type CAMAC ont été utilisés pour intégrer 4 intervalles de temps dont le découpage est illustré sur la figure 4.23. La montée qui correspond à l'excitation de la cavité est découpée en trois tranches pour obtenir le maximum d'information sur les variations à l'intérieur de l'impulsion et la dernière tranche contient la décroissance exponentielle de désexcitation qui donne, quant à elle, des informations sur la valeur moyenne de l'impulsion.

Nous avons vu dans la section 4.4.1.2 que la position est obtenue à partir de l'intégrale du signal réel du BPM. Le découpage en tranche de ce signal qui est la convolution de l'effet sur la cavité des variations temporelles du faisceau avec la fonction de réponse du BPM, n'est pas utilisable tel quel si l'on veut obtenir les variations de chaque paramètre à l'intérieur de l'impulsion. L'interprétation directe par exemple en différence d'énergie en  $MeV$  ou bien, de position en  $\mu m$  de ce signal est donc difficile car il faut pouvoir déconvoluer le signal. Cette approche a été tentée sans succès car la déconvolution analytique est très sensible aux valeurs du facteur de qualité  $Q$  de la cavité. Dans la suite nous n'essaierons donc pas de déterminer directement le profil en temps des variations du faisceau directement en terme d'énergie ou de position mais d'utiliser des méthodes indirectes pour extraire toutes les informations possibles des SLICES.

Pour des raisons logistiques, un seul des deux BPM correspondant à chacun des six paramètres du faisceau a pu bénéficier du découpage en SLICES. L'ensemble des BPM et leur tranches faisceau associées sont répertoriés dans le tableau 4.4. L'énergie ne compte que trois tranches,



Paramètres	I	E	X	Y	$\theta_x$	$\theta_y$
BPM SLICES	31Q	12X	41X	41Y	31X	31Y
Tranches	4	3	4	4	4	4

Tableau 4.4: Paramètres du faisceau et localisation des SLICES correspondantes.

la durée d'intégration étant très courte pour la première tranche et la distance importante entre le milieu de la A-Line et le châssis au ADC, ce signal n'arrive pas à temps pour être intégré correctement.

#### 4.5.6.2 Etude sur le signal des SLICES

La qualité du signal des SLICES a varié au cours du run III et une étude préalable a dû être menée pour pouvoir utiliser ces nouvelles informations dans la régression de l'asymétrie de la couronne Møller. Ces études préalables sont importantes pour l'interprétation du résultat d'une régression utilisant ces tranches faisceau car la modulation de faisceau n'est pas adaptée pour fonctionner à l'échelle des variations intra impulsion.

Afin de pouvoir utiliser les différences de tranches faisceau,  $D_{Sj} = S_j^+ - S_j^-$ , la contribution du bruit de fond électronique dans la résolution du signal des SLICES a été quantifiée. Étant donné que nous n'avons pas la redondance des signaux pour les SLICES, il est difficile d'en extraire simplement la résolution intrinsèque. Pourtant, cette information est nécessaire pour connaître l'effet réel de la correction dans la régression. Un signal bruité, va amoindrir la correction alors que la corrélation réelle peut être importante.

La méthode utilisée est la régression des différences moyennes  $D_{\langle bpm \rangle}$  par les quatre différences des tranches  $D_{Sj}$ . Ces quantités sont liées par la relation simple suivante :

$$\sum_{j=1}^{j=4} D_{Sj} \simeq D_{\langle bpm \rangle} \quad (4.23)$$

Les variances mesurées de chaque signal se décomposent en une contribution du signal réel et une contribution du bruit électronique :

$$\sigma(D_{\langle BPM \rangle})_{exp}^2 = \sigma(D_{\langle BPM \rangle})^2 + \Delta_{\langle BPM \rangle}^2 \quad (4.24)$$

$$\sigma(D_{Sj})_{exp}^2 = \sigma(D_{Sj})^2 + \Delta_{Sj}^2 \quad (4.25)$$

Où  $\Delta_{\langle BPM \rangle}^2$  et  $\Delta_{Sj}^2$  sont les contribution du bruit électronique dans la résolution respectivement pour le signal moyen du moniteur BPM et pour la  $j^{\text{me}}$  tranche. Une régression de la différence moyenne du moniteur par la somme des différences de chaque tranches donne le résidu suivant :

$$Res^2 = \sigma(D_{\langle BPM \rangle})^2 - \sigma\left(\sum_{j=1}^{j=4} D_{Sj}\right)^2 + \Delta_{\langle BPM \rangle}^2 + \Delta_{Sj}^2 \quad (4.26)$$

BPM	12x (MeV)	41x ( $\mu\text{m}$ )	41y ( $\mu\text{m}$ )	31x ( $\mu\text{m}$ )	31y ( $\mu\text{m}$ )
$\sigma(D_{BPM})$	21.86	59	65	49	103
Res (run <9800)	2	20	20	2	2
Res (run >9800)	0.8	8	8	2	9
$\Delta_{\langle BPM \rangle}$	1	2	2	2	2

Tableau 4.5: Tableau récapitulatif des résultats sur la régression des signaux de BPM. Les valeurs moyennes des résidus sont moyennées pour deux périodes distinctes concernant la qualité du signal des tranches faisceau.

La différence entre la valeur moyenne et la somme des tranches est négligeable devant les autres termes car seule une fraction inférieure au % de la queue de décroissance du signal réel du BPM n'est pas prise en compte dans le temps d'intégration. La résolution du BPM est connue grâce à la figure de corrélation. Dans l'hypothèse d'une contribution du bruit électronique non négligeable présent dans le signal des tranches faisceau, le résidu de la régression doit être supérieur à la résolution intrinsèque du moniteur et au moins comparable aux fluctuations du paramètre faisceau à l'échelle de temps de l'impulsion. Dans le tableau 4.5 sont résumés les résultats de l'étude pour chaque BPM comportant des tranches de faisceau. Deux périodes distinctes sont prises en compte. Avant le run 9800, certaines tranches faisceau ont vu leur signal saturer ou bien n'utilisaient pas la dynamique de l'ADC de façon optimale. Ces problèmes ont été réglés ensuite.

À la lecture de ce tableau nous pouvons conclure que la contribution du bruit électronique est très proche de la résolution intrinsèque de chaque moniteur. Une régression avec cette fois chaque tranche utilisée séparément permet de vérifier ce résultat. L'ensemble des résidus sont reportés sur les graphes figure 4.24. Les lignes correspondent aux résultats avant et après régression apparaissant dans le tableau, chaque point correspond à la régression avec une seule tranche. L'interprétation directe n'est pas facile à cause de la convolution du signal. Cependant, de par la forme du signal du moniteur nous pouvons nous attendre à une corrélation temporelle qui augmente entre le signal moyen et la tranche considérée et donc que le résidu de la régression diminue au fur et à mesure. C'est le cas pour tous les moniteurs et le résultat est consistant avec la régression. Le signal provenant des SLICES peut donc être utilisé pour la régression des asymétries de la couronne Møller.

#### 4.5.6.3 Régression 29x29 avec tranches faisceau

Nous avons pu constater dans la section 4.5.4 que les résultats de la régression avec les six paramètres ne sont pas suffisants pour corriger l'anneau OUT. L'utilisation des tranches faisceau va augmenter le nombre de corrélations disponibles pour la correction et doit donc améliorer la correction.

Sur les figures 4.25 sont représentées les distributions des asymétries corrigées du changement de signe de l'énergie et de la valeur de lame demi onde. Les distributions des anneaux IN et MID restent compatibles avec des fluctuations statistiques et nous pouvons clairement voir une amélioration significative de la distribution dans l'anneau OUT avec un  $\chi^2/ndf$  revenu

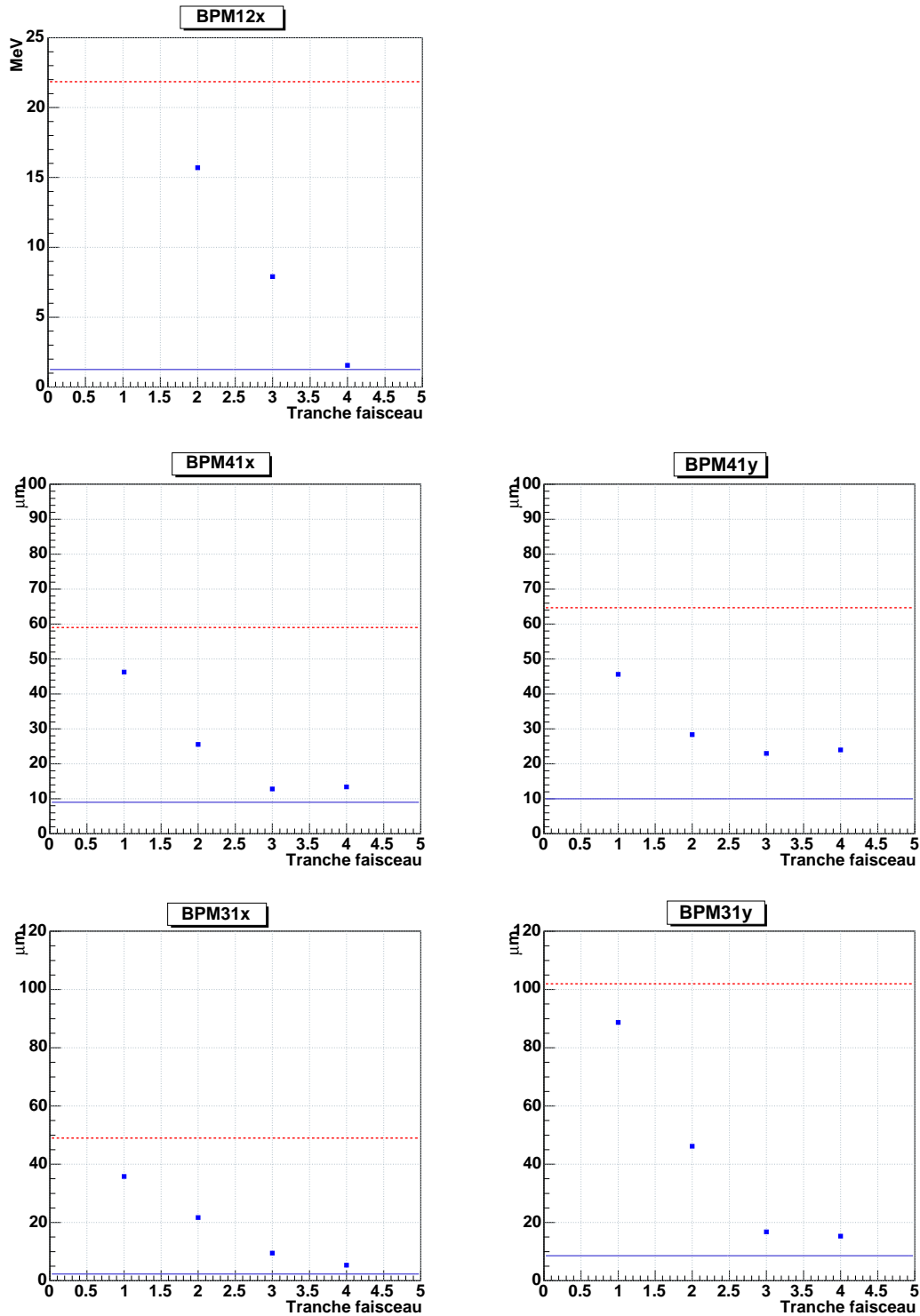


Figure 4.24: Résultat de la régression sur la différence  $\Delta_{\langle BPM \rangle}$  des cinq moniteurs avec les tranches faisceau. En pointillé, les valeurs avant régression. En trait plein, le résidu après une régression avec la somme des tranches faisceau et chaque point donne la valeur de la régression avec une tranche particulière.

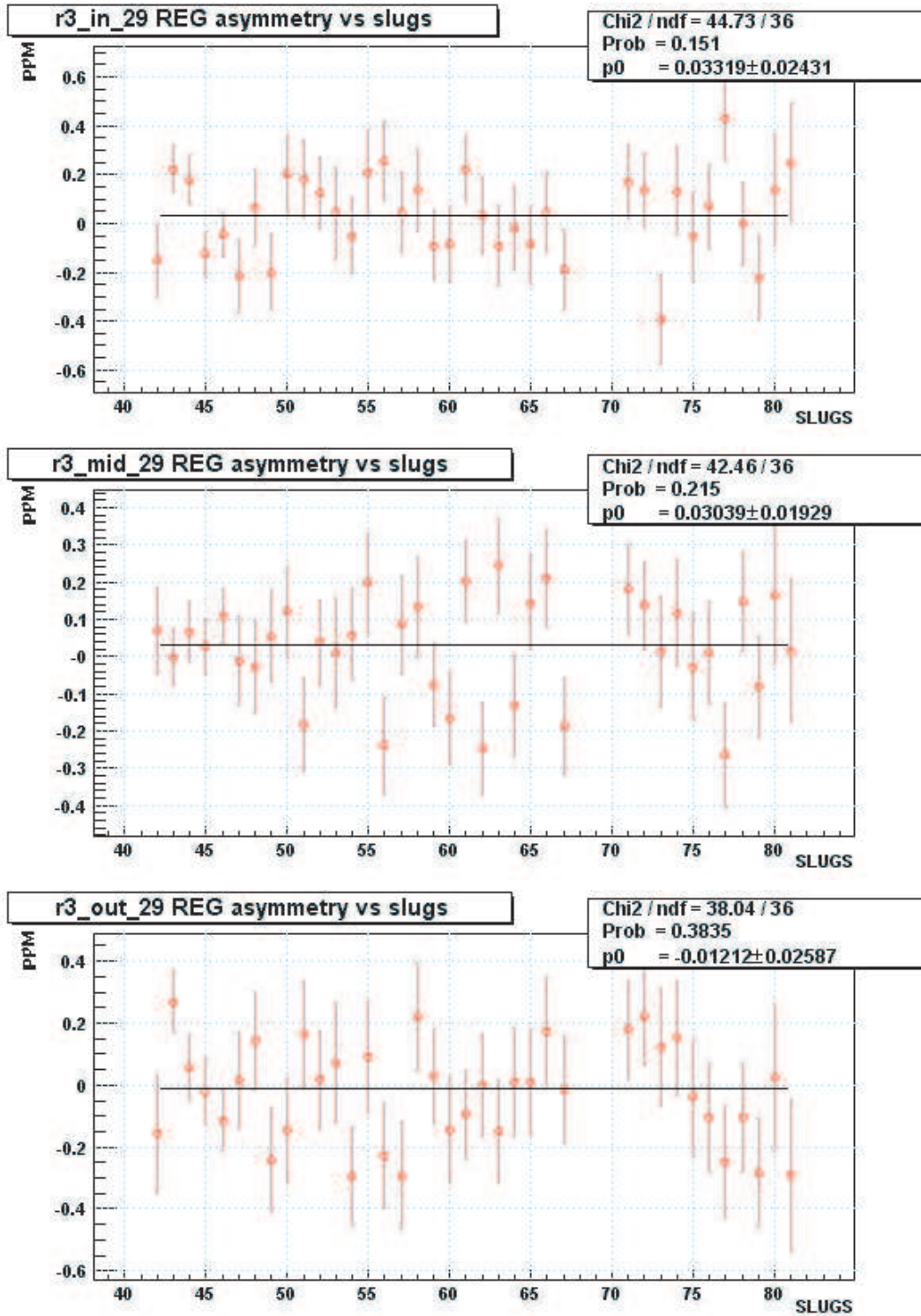


Figure 4.25: Distribution des asymétries régressées de chaque anneau IN, MID et OUT de la couronne Møller en fonction du numéro de *slug* après une régression à 29 paramètres.

à 1. La figure suivante 4.26 donne les asymétries par super échantillon et par moyenne pour les deux énergies et les états de lame demi onde. Nous pouvons constater à la vue de ces résultats que les asymétries de chaque anneau de la couronne Møller sont correctement corrigés et sont compatibles avec un comportement statistique. Ce résultat démontre que les fluctuations intra impulsion sont la cause des grandes excursions que nous voyons dans l'anneau OUT depuis le Run II. Son extra sensibilité aux fluctuations du faisceau peut s'interpréter comme la combinaison de deux facteurs : le premier, de nature géométrique, rend le OUT plus sensible à une variation des paramètres du faisceau car il récupère les électrons diffusés à plus grand angle que le IN et le MID. Le second est dû à la présence du collimateur CM8 dont la frontière déborde dans la partie active du OUT. Une coupure nette d'acceptance amplifie les variations de taux de comptage et le cumul de ces deux effets a vraisemblablement un plus grand impact sur l'anneau OUT.

Maintenant que nous observons une correction supplémentaire, provenant des 23 tranches des paramètres faisceau, il devient nécessaire de comprendre un peu plus en détail l'origine de ces corrections et si nous pouvons ensuite diminuer le nombre de ces paramètres. Comme l'anneau OUT a montré qu'il était le seul à être sensible aux fluctuations intra impulsion, une étude particulière sur cet anneau a été effectuée.

#### 4.5.6.4 Etude de l'effet des SLICES sur l'anneau OUT

Les corrections sur les asymétries des super échantillons et sur l'asymétrie totale sont bien réelles et il est maintenant nécessaire de quantifier l'effet dans la correction de chaque paramètre et des tranches faisceau qui leurs sont associées. Pour cela, la régression est maintenant limitée à deux jeux de paramètres :

- Un des six paramètre de la régression de base et son quadruplet de tranches faisceau ( $P + \sum_4 S_j^P$ ).
- Les six paramètres de base et un quadruplet de tranches faisceau ( $6 + \sum_4 S_j^P$ ).

Nous pourrions y ajouter la régression utilisant un quadruplet de tranches faisceau seul. Cependant, cette régression n'apporte pas grand chose car l'information moyennée sur une impulsion faisceau est indispensable pour que la correction soit effective. Toutes les régressions partielles qui sont effectuées ici utilisent des données déjà régressées une fois par les six paramètres faisceau afin d'isoler l'effet particulier des tranches faisceau. Cela permet aussi de révéler les corrélations entre les valeurs moyennes des paramètres et les tranches faisceau. Les amplitudes de correction des largeurs et des valeurs moyennes des asymétries sont comparées à travers deux quantités sans dimension:

$$R_{P_{\chi^2}} = \frac{P_0(\chi^2)}{P_0^{29 \times 29}(\chi^2)} \times 100 \quad (4.27)$$

$$R_{RMS} = \frac{RMS_{6 \times 6}^2 - RMS^2}{RMS_{6 \times 6}^2} \times 100 \quad (4.28)$$

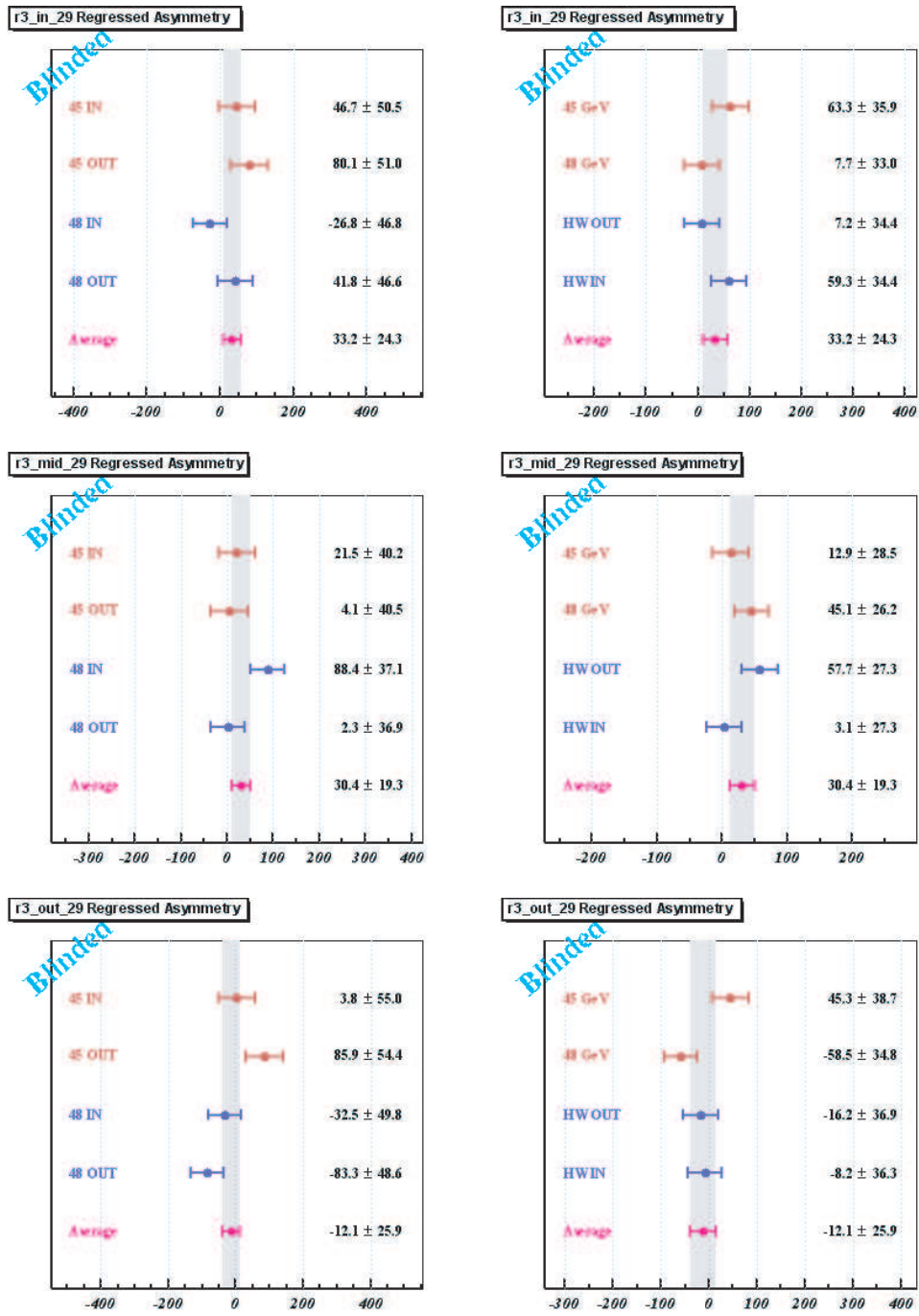


Figure 4.26: Répartition des asymétries régressées, cette fois, avec les six paramètres et l'ensemble des tranches faisceau, en fonction des super-échantillons pour les trois anneaux de la couronne

Tableau 4.6: Résultats des régressions partielles sur l'anneau OUT.

Regression	$\chi^2/ndf$	$R_{P_{\chi^2}}$ (%)	$R_{RMS}$ (%)
6 × 6	71.36/34	4E-4	0
29 × 29	40.07/34	100	7.25
Q + $S_j^Q$	49.4/34	19.17	2.48
E + $S_j^E$	50.62/34	15.1	2.46
X + $S_j^X$	50.71/34	14.8	2.83
Y + $S_j^Y$	55/34	5.9	2.78
dX + $S^{\theta_{Xj}}$	61.98/34	0.9	3.05
dY + $S^{\theta_{Yj}}$	51.31/34	13.2	3.3
6 + $S_j^Q$	49.5/34	19.1	3.5
6 + $S_j^E$	39.9/34	100	4.16
6 + $S_j^X$	40.35/34	97	4.05
6 + $S_j^Y$	47/34	29	4.62
6 + $S^{\theta_{Xj}}$	75.5/34	2E-2	4.89
6 + $S^{\theta_{Yj}}$	50.3/34	15.9	4.8

Où  $P_0(\chi^2)$  est la probabilité de  $\chi^2$  de la distribution des asymétries par *slug*.  $P_0^{29 \times 29}(\chi^2)$  est celle qui correspond à une régression avec 29 paramètres. Le rapport  $R_{P_{\chi^2}}$  caractérise l'amélioration relative de la régression considérée comparée à celle utilisant tous les paramètres.

Le deuxième rapport,  $R_{RMS}$ , est sensible à la correction additionnelle sur les largeurs par rapport à la variance de référence  $RMS_{6 \times 6}^2$  pour les six paramètres de base. Ces quantités doivent permettre d'éclaircir le rôle de chaque quadruplet de tranches. Le tableau 4.6 est une compilation des résultats pour chaque paramètre. Les deux premières lignes du tableau montrent les résultats de référence pour les régressions à 6 et 29 paramètres.

La comparaison, dans un premier temps, des deux types de régression montre que la régression avec les tranches faisceau est améliorée dans l'ensemble lorsque les six paramètres de bases sont présents dans la régression. Ce résultat indique que les paramètres faisceau sont tous corrélés à l'échelle sub-impulsion. La comparaison de chaque résultat de régression nous amène aux conclusions suivantes :

- La correction des effets systématiques dans la valeur moyenne, qui se traduit par une amélioration du  $\chi^2$  est optimale pour les paramètres X et E. Nous savons a priori que l'énergie est fortement corrélée à la position X à travers la courbure de la A-Line. Cette observation est donc consistante d'une part avec les corrélations entre paramètres du faisceau et également avec les corrélations entre l'asymétrie et l'énergie visible dans les graphes de la figure 4.21. Certains paramètres comme  $D_{\theta_X}$  n'ont pas d'effet significatif. Les différentes tranches ont donc des pouvoirs de correction très divers sur l'ensemble des valeurs moyenne d'asymétrie.
- Les corrections des variances sont plus faibles. Elles sont réparties plus équitablement entre les paramètres avec une préférence pour les paramètres Y,  $\theta_Y$  et  $\theta_X$ .

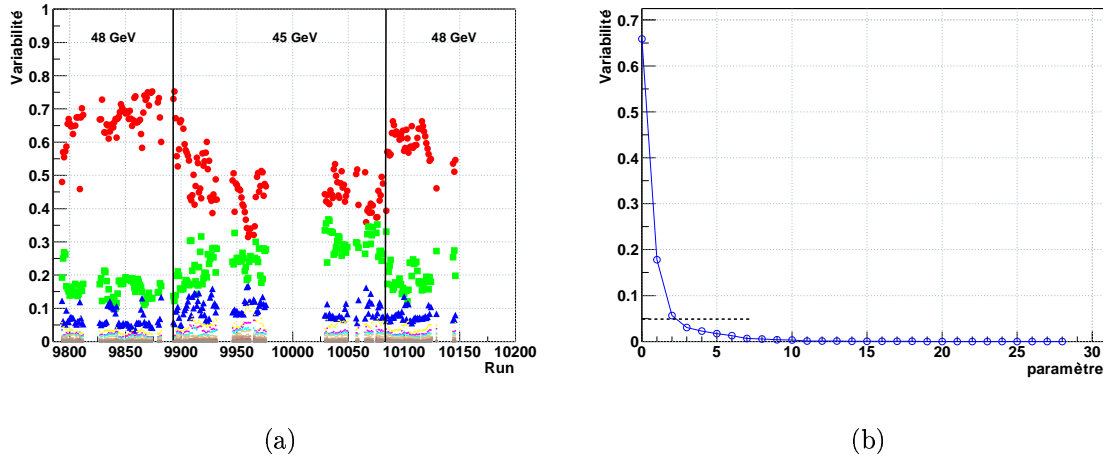


Figure 4.27: a) Variabilités par run pour une période limitée de la prise de données. b) Figure de *Scree* typique pour un run pris à 45 GeV qui représente les 29 variabilités dans l'ordre décroissant.

A ce stade, il est encore difficile de conclure sur l'origine de ces fluctuations sub-impulsion. Les observations bien qu'elles éclairent un peu plus sur l'importance des corrélations entre paramètres pour la correction, ne permettent pas de comprendre simplement d'où proviennent ces corrections. L'étude suivante, basée sur une autre approche, doit nous aider à classer les paramètres par ordre d'importance en se plaçant dans un espace où toutes leurs corrélations internes seront supprimées. C'est la méthode d'analyse en composantes principales.

#### 4.5.6.5 Analyse en composantes principales

Trouver les paramètres irréductibles de la régression dans un espace de dimension 29 n'est pas un exercice simple a priori. Nous venons de voir que les corrections étaient difficilement classables par ordre d'importance à cause des fortes corrélations entre paramètres mais aussi du fait que les signaux des tranches faisceau ne sont pas facilement interprétables en terme de paramètre. On ne peut pas extraire les sensibilités physiques pour ces paramètres ce qui rend cette tâche de classification ardue.

Le but de l'analyse en composantes principales (ACP) est de réduire la dimension du problème. En pratique ceci revient à diagonaliser la matrice  $\mathbf{B}$  contenant les 29 paramètres. Chaque valeur propre reflète l'importance d'une combinaison linéaire de paramètres (le vecteur propre associé). L'ACP a été utilisée sur une période représentative du Run III comportant deux énergies différentes. Sur la figure 4.27 a) sont représentées les valeurs propres normalisées appelées aussi variabilités pour chaque paramètre. Une différence nette d'amplitude des premières valeurs propres est visible entre les deux énergies. Cette variation subite est consistante avec les corrélations vues entre les fluctuations et l'état d'énergie. Si l'on range ces valeurs propres



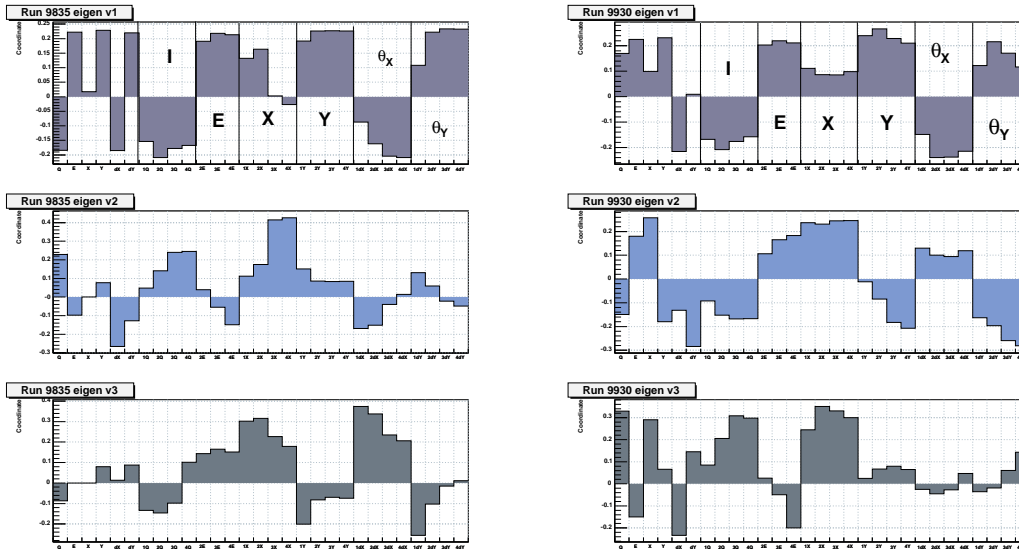


Figure 4.28: Composantes normalisées des vecteurs propres associées aux trois premières variabilités du graphe de Scree.

par ordre croissant comme illustré sur la figure 4.27 b) appelée graphe de *Scree*, nous pouvons constater que pour les deux énergies, deux à trois variabilités suffisent à décrire plus de 80% des corrections engendrées par les tranches faisceau. A chaque variabilité est associé un vecteur propre qui est une combinaison linéaire des paramètres de la régression. En étudiant les composantes normalisés de ces vecteurs nous pouvons caractériser les paramètres importants. La figure 4.28 représente les composantes normalisées des trois premiers vecteurs propres pour des runs typiques pris à 45 et 48 GeV. Nous pouvons constater à partir de ces graphes, que tous les paramètres contribuent de façon équivalente à l'effet global de la correction et que les effets plus fins sont plus difficiles à quantifier malgré qu'ils semblent bien différents entre les deux énergies.

Cette étude nous a donc montré d'une part que les différences entre état d'énergie sont bien visibles au niveau des corrections apportés par les tranches faisceau, et d'autre part qu'il n'est pas possible de réduire le nombre des paramètres car les fluctuations sub-impulsions sont globalement partagées entre toutes les tranches faisceau. La régression des asymétries des détecteurs utilisera donc tous les paramètres du faisceau.

#### 4.5.7 Estimation des systématiques liées au faisceau

Maintenant que nous maîtrisons les corrections des paramètres faisceau sur l'asymétrie des trois anneaux de la couronne Møller, nous pouvons estimer les erreurs systématiques provenant des diverses fluctuations du faisceau.

#### 4.5.7.1 Erreur de calibration des BPM

La première erreur à considérer est celle provenant de la différence de calibration des BPM d'une paire. Cette erreur intervient car nous utilisons une combinaison linéaire de BPM pour obtenir la différence  $D_i$  d'un paramètre faisceau.

Elle constitue donc une fausse asymétrie affectant potentiellement le résultat de notre mesure. Cette erreur est calculée à partir des résolutions des BPM, des valeurs des constantes de calibration des deux BPM de la paire  $C_1$  et  $C_2$  et des sensibilités  $\alpha_i$  de chaque paramètre [120] :

$$\delta A_i^{calib} = \alpha_i D_i \frac{C_1 + C_2}{C_1 - C_2} \quad (4.29)$$

L'incertitude totale est estimée en prenant la somme quadratique des fausses asymétries induites pour chaque paramètre. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous.

Paramètres	Erreur $\delta A_i^{calib}$ (ppb)
$D_E$	-0,77
$D_X$	-0,12
$D_Y$	0,08
$D_{\theta_x}$	-0,02
$D_{\theta_y}$	-0,04
<b>Total</b>	<b>-0,87</b>

#### 4.5.7.2 Erreur systématique sur la correction des asymétries faisceau

Pour déterminer l'erreur systématique sur la correction des fluctuations des paramètres faisceau, nous devons rechercher l'échelle de temps pour laquelle les corrections sont les plus importantes afin que cette estimation soit facilitée. Il s'avère que les fluctuations des paramètres faisceau sont maximales entre deux *timeslots*. A titre d'exemple, nous avons représenté sur la figure 4.29 les distributions des différences en énergie mesurées par le BPM 24X, par *slug*, et les différences entre les valeurs par *timeslot*. Nous pouvons clairement voir les écarts importants de plusieurs centaines de keV entre les différences par *timeslot* alors que la distribution des valeurs moyennes fluctuent à l'intérieur d'un intervalle de  $\pm 20$  keV. Cette différence de comportement provient de la structure en temps du faisceau : les deux *timeslot* d'un quadruplet sont construits sur une phase opposée du signal 60 Hz et le bruit présent dans ce signal amplifie les fluctuations entre chaque *timeslot* qui se compensent en moyenne. Les systèmes de contrôle du faisceau comme les boucles de rétroactions ne sont sensibles qu'à la moyenne entre *timeslot*, elles ne corrigent donc pas ces excursions. Ces variations sont cependant limitées à un niveau acceptable, elles n'engendrent donc pas de non linéarités dans les détecteurs.

L'estimation de l'incertitude relative  $\epsilon$  sur la correction de l'asymétrie pour un paramètre faisceau est exprimée comme le rapport suivant :

$$\epsilon = \left| \frac{A_{ts1}^{reg} - A_{ts0}^{reg}}{C_{ts1} - C_{ts0}} \right| \quad (4.30)$$

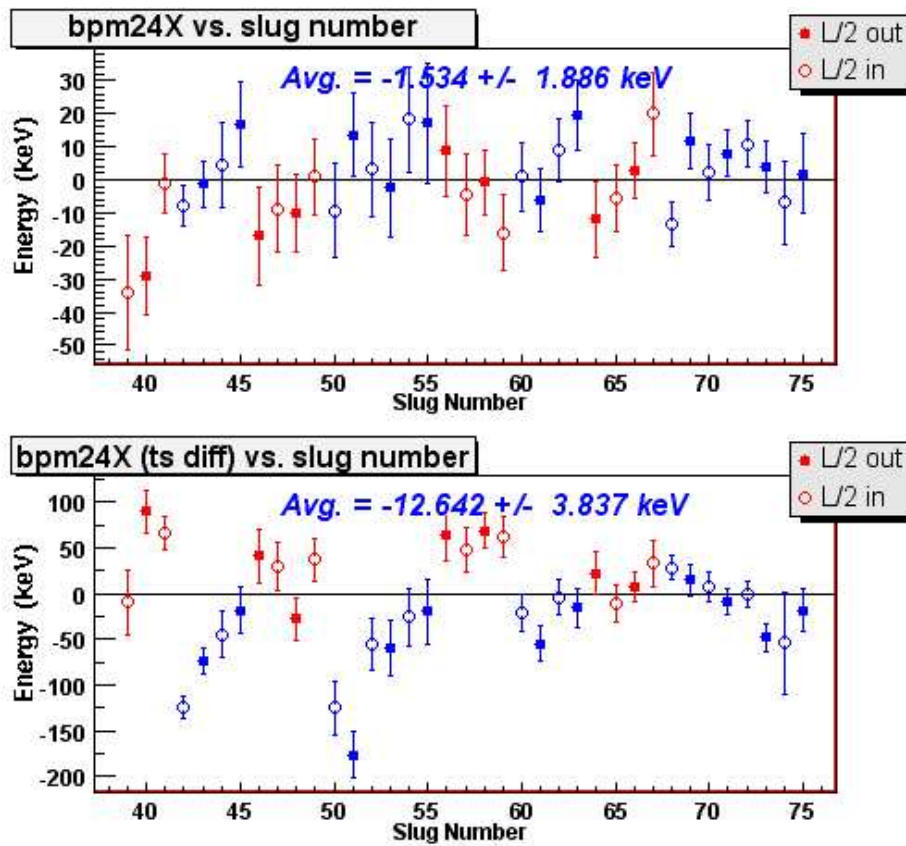


Figure 4.29: En haut est représentée la distribution moyenne des asymétries en énergie par *slug* pour toute la période du Run III. Elles sont corrigées du signe des inverseurs. La figure du bas représente l'écart entre les *timeslot* 1 et 2 du quadruplet, par *slug*.

Paramètre	Détecteur	Correction $C_i$ sur $A_{Mlr}^{exp}$ (ppb)	$\epsilon$ (%)	$\delta A_{syst,i}^{ts}$ (ppb)
$I$	-	$-0,6 \pm 2,0$	-	0
$E$	Monopôle Møller	$24,2 \pm 38,2$	2,8	0,63
$X$	Dipôle X MID	$-10,5 \pm 2,5$	2,04	0,22
$Y$	Dipôle Y MID	$-20,3 \pm 5,4$	3,57	0,73
$\theta_x$	Dipole X	$6,8 \pm 4,8$	8,44	0,58
$\theta_y$	Dipole Y	$3,2 \pm 4,3$	4,69	0,15
<b>Total</b>	-	-	-	<b>1,16</b>

Tableau 4.7: Tableau regroupant les différents détecteurs dont l'asymétrie est associée à l'estimation des corrections des paramètres, des corrections totales sur l'anneau Møller, du rapport  $\epsilon$  et de la valeur de l'erreur systématique pour les six paramètres faisceau. Le total est obtenu en faisant la somme quadratique des erreurs.

Au numérateur nous avons formé la valeur absolue de différence des asymétries régressées, par *timeslot*. Si la régression corrige parfaitement les asymétries des deux *timeslot* consécutifs, le numérateur est nul. Au dénominateur, la différence entre corrections est par définition grande ( $>10\%$  en pratique) car c'est pour cela que nous avons choisi l'analyse par *timeslot*, elle doit nous préserver d'un dénominateur nul par hypothèse. L'erreur systématique associée à la correction des fluctuations du paramètre  $i$  est alors :

$$\delta A_{syst,i}^{ts} = \epsilon \cdot C_i \quad (4.31)$$

Où  $C_i$  est la correction induite dans le détecteur Møller par le paramètre  $i$ . Il faut ensuite déterminer dans quel détecteur l'effet de ce paramètre domine les corrections. Autrement, les corrélations entre paramètres peuvent diminuer artificiellement la valeur de  $\delta A_{syst,i}^{ts}$  et conduire donc à une sous-estimation de l'erreur. Nous pouvons déterminer à partir des combinaisons en monopole et dipôle un détecteur pour lequel la sensibilité à un paramètre domine largement les autres. Le tableau 4.7 regroupe les résultats pour les six paramètres faisceau. L'erreur globale est estimée en faisant la somme quadratique des erreurs pour les six paramètres.

Chaque facteur  $\epsilon$  est déterminé soit par *slug* soit en considérant la moyenne sur l'ensemble des données. La valeur choisie est la plus grande afin de ne pas sous-estimer l'effet. Nous pouvons constater que ces corrections sont très faibles, ce qui indique que la correction de la régression est de très bonne qualité.

#### 4.5.7.3 Erreur sur la fluctuation sub-impulsion

Les informations que nous avons collecté dans les études sur les fluctuations sub-impulsions vont être utilisées au mieux pour estimer l'incertitude sur la correction par les tranches faisceau. Nous avons montré que ces fluctuations étaient corrélées à l'énergie et qu'elles sont présentes dans tous les paramètres. Nous avons aussi montré que les corrections avec les tranches faisceau favorisent, pour certaines, la correction de la valeur moyenne et pour d'autres, la largeur de distribution. Comprendre l'origine de ces fluctuations demande un travail plus approfondie qui

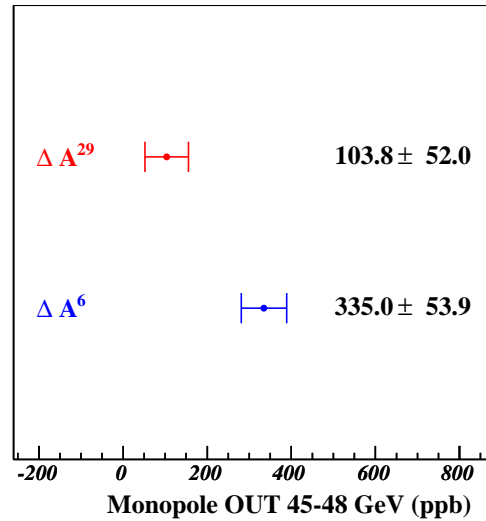


Figure 4.30: Écart entre les asymétries à 45 et 48 GeV pour les régressions à 6 et 29 paramètres.

sort du cadre de notre analyse. Nous nous contenterons des informations déjà recueillies pour estimer l'incertitude sur la correction.

Nous allons commencer par déterminer l'échelle de temps pour laquelle les corrections sont statistiquement significatives. Nous pouvons constater que les corrections très faibles encore à l'échelle du *slug* deviennent réellement visibles lorsque la statistique est groupée par état d'énergie. La méthode qui suit est plus approximative que dans le cas des *timeslot* car nous n'avons pas accès aux sensibilités des tranches faisceau.

Les déviations à l'asymétrie moyenne causées par les fluctuations sub-impulsions sont les plus importantes dans l'anneau OUT, et c'est là où la correction avec les tranches faisceau est la plus significative. Il est donc naturel de commencer par cet anneau pour estimer au mieux cette erreur systématique. Elle prend comme point de départ l'écart entre les asymétries des deux sous échantillons à 45 et 48 GeV après régression avec les six paramètres. Il est d'après la figure 4.21 en bas à droite, de  $335 \pm 54$  ppb. Comme nous n'avons pas accès aux sensibilités des tranches faisceau, nous choisissons une erreur systématique de 100 % soit l'écart à la moyenne, c'est à dire  $335/2 = 167,5$  ppb.

Nous pouvons maintenant estimer le pouvoir de réduction provenant de la régression avec les tranches faisceau sur cette valeur. L'écart entre les deux asymétries par état d'énergie est comparée au précédent sur la figure 4.30.

La régression avec tranches faisceau résout au mieux cet écart à  $103,8 \pm 52$  ppb. Nous pouvons définir le facteur  $\epsilon'$  de réduction de l'écart entre les deux asymétries qui traduit donc le pouvoir correctif de la régression :

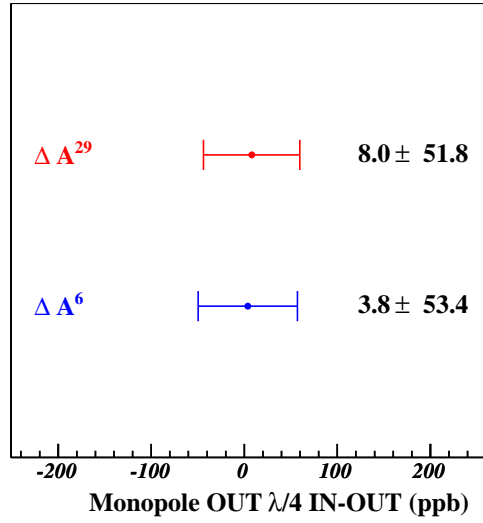


Figure 4.31: Ecart entre les asymétries HWP IN et OUT pour les régressions à 6 et 29 paramètres.

$$\epsilon' = \left| \frac{A_{29 \times 29}^{45} - A_{29 \times 29}^{48}}{A_{6 \times 6}^{45} - A_{6 \times 6}^{48}} \right| = \left| \frac{104 \pm 14}{335 \pm 14} \right| \quad (4.32)$$

$$\simeq 0.31 \pm 0.06 \quad (4.33)$$

Comme les régressions sont effectuées sur le même échantillon statistique c'est la différence des erreurs statistiques qui est choisie comme incertitude sur chaque quantité. Le facteur de réduction est fixé à la valeur supérieure :

$$\epsilon' = 0,37. \quad (4.34)$$

Indépendamment de la correction provenant de la régression, nous avons une compensation naturelle des asymétries corrélées à l'état d'énergie grâce au changement périodique de l'énergie. L'effet de fluctuations sub-impulsion est donc compensé dans la moyenne des échantillons pour chacun de ces états. Un moyen de vérifier à quelle hauteur cette compensation est réalisée est d'utiliser l'écart entre les deux états de lame demi onde car nous n'avons pas de différence significative entre ces deux états (voir fig. 4.26 en bas à droite). Les écarts sont représentés sur la figure 4.31.

L'estimation de cette compensation est limitée par la précision statistique soit 53,4 ppb. Le facteur de compensation  $\epsilon''$  est donc au minimum :

$$\epsilon'' = \frac{53,5}{335} = 0.16 \quad (4.35)$$

La valeur finale de l'erreur systématique à reporter pour le OUT doit tenir compte des facteurs de suppression  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$ . L'erreur systématique finale pour l'anneau OUT est donc finalement :

$$\delta A_{SLICES}^{OUT} = 167,5 \cdot \epsilon' \cdot \epsilon'' \simeq 10 \text{ ppb} \quad (4.36)$$

Les anneaux IN et MID sont beaucoup moins sensibles à ces fluctuations, l'incertitude associée est donc plus faible. Nous pouvons montrer [121] qu'un facteur  $\sim 4$  de suppression supplémentaire doit être utilisé pour tenir compte de la différence de sensibilité.

Enfin, l'anneau OUT ne contribuant statistiquement qu'à  $\sim 25\%$  dans l'asymétrie finale, l'erreur systématique pour les trois anneaux a été fixée à la valeur supérieure :

$$\delta A_{syst}^{sub} = \pm 3 \text{ ppb} \quad (4.37)$$

Pour finir, nous devons préciser que pour l'analyse des run I et II, les tranches faisceau n'étaient pas disponibles. L'estimation de cette erreur systématique a été plus approximative. Cette estimation repose sur la comparaison entre les asymétries d'un détecteur sensible aux fluctuations sub-impulsion (l'anneau OUT) et le détecteur principal (dans le case du run I et II, il est réduit à la couronne IN+MID) [122]. Ce rapport donne une estimation limitée par la statistique de l'erreur systématique de 10 ppb pour le run I et 15 ppb pour le run II. Pour le résultat final de l'analyse, une estimation plus précise basée sur la méthode décrite dans cette section sera effectuée. Une simulation Monte Carlo est en cours pour aider à l'estimation et nous espérons pouvoir diminuer cette erreur à 5 ppb pour ces deux runs.

#### 4.5.7.4 Résultat des mesures du profil faisceau

Les runs, pour lesquels les chambres à dérive ont été placées dans le trajet du faisceau, nous permettent d'estimer les fausses asymétries engendrées par les variations du profil du faisceau. Pour caractériser cet effet nous devons mesurer la sensibilité  $\alpha_\sigma$  des détecteurs aux profils  $\sigma$  du faisceau d'électron [123]. Pour la couronne Møller cette sensibilité est  $\sigma = -13 \text{ ppm/mm}^2$  et pour les moniteurs de luminosités, elle est plus importante, autour de  $85 \text{ ppm/mm}^2$ . Les différences moyennes des profils  $\langle D_x^p \rangle$  et  $\langle D_y^p \rangle$  pour la couronne Møller sont respectivement  $\langle D_x^p \rangle = -5 \pm 9 \text{ nm}$  et  $\langle D_y^p \rangle = -5 \pm 7 \text{ nm}$  ce qui conduit à une correction :

$$\delta A_{syst}^\sigma = \pm 1 \text{ ppb} \quad (4.38)$$

La couronne Møller est relativement peu sensible à ces fluctuations et cette correction est conservée comme valeur supérieure de l'incertitude.

#### 4.5.7.5 Résultat des moniteurs de luminosité

Les moniteurs de luminosités sont utilisés pour surveiller l'ébullition de la cible et mesurer les diverses fausses asymétries qui peuvent apparaître au cours du run grâce à leur grande sensibilité aux fluctuations des paramètres faisceau.

Détecteur	$A_{exp}^{29}$ (ppb)
Avant	$-55 \pm 13$
Arrière	$-27 \pm 14$

Tableau 4.8: Asymétrie régressée avec les 29 paramètres faisceau.

Type de correction	$\delta A$ (ppb)
Faisceau + calib BPM	$0 \pm 2$
Faisceau Sub-impulsion	$0 \pm 3$
Profil	$0 \pm 1$

Tableau 4.9: Erreur systématique sur la correction des paramètres faisceau. La correction est considérée ici comme nulle car elle est en fait déjà effectuée par la régression.

Il a été montré que l'ébullition de la cible est inférieure à 200 ppb d'après une étude effectuée pendant le run I. Les résultats préliminaires des asymétries régressées pour les deux détecteurs de luminosité sont données dans le tableau 4.8

Une estimation grossière de l'asymétrie vue par les détecteurs de luminosité est de l'ordre de -10 ppb et seul le détecteur arrière semble pour l'instant en accord avec cette valeur. Cette différence de résultat entre les deux moniteurs n'est pas problématique pour la détermination de l'asymétrie de la couronne Møller car les sensibilités aux paramètres faisceau sont très différentes. Les mesures des détecteurs de luminosité attendent donc pour le moment les résultats de la simulation Monte Carlo qui est en cours.

L'ensemble des erreurs liés aux fluctuations des paramètres faisceau que nous avons abordé dans cette section sont résumées dans le tableau 4.5.7.5.

### 4.5.8 Corrections des bruits de fond physiques

Plusieurs bruits de fond résiduels sont présents dans le flux des Møllers et certains d'entre eux possèdent une asymétrie. Nous allons revoir chacun de ces bruits de fonds et nous donnerons les estimations des dilutions et leur contribution à l'asymétrie expérimentale :

#### 1. Les électrons $ep$ .

C'est le bruit de fond dominant arrivant sur le détecteur Møller. Il contient à la fois des électrons provenant de la diffusion élastique et de la diffusion inélastique. Cette contamination provient principalement de la "queue radiative" qui correspond à des électrons élastiques émettant un photon avant ou après interaction. Ils retombent alors dans l'acceptance de la couronne Møller. L'estimation de leur contribution est effectuée par la simulation Monte Carlo [124] de l'expérience <sup>7</sup>. La simulation a été calibrée par des données prises avec le collimateur QC1A qui sépare précisément les électrons Møller et  $ep$  comme il est indiqué sur la figure 4.32. Ces simulations révèlent une proportion de  $ep$  dans

<sup>7</sup>Cette simulation basée sur GEANT3 modélise le trajet des particules et l'ensemble des éléments de la cible jusqu'au détecteur



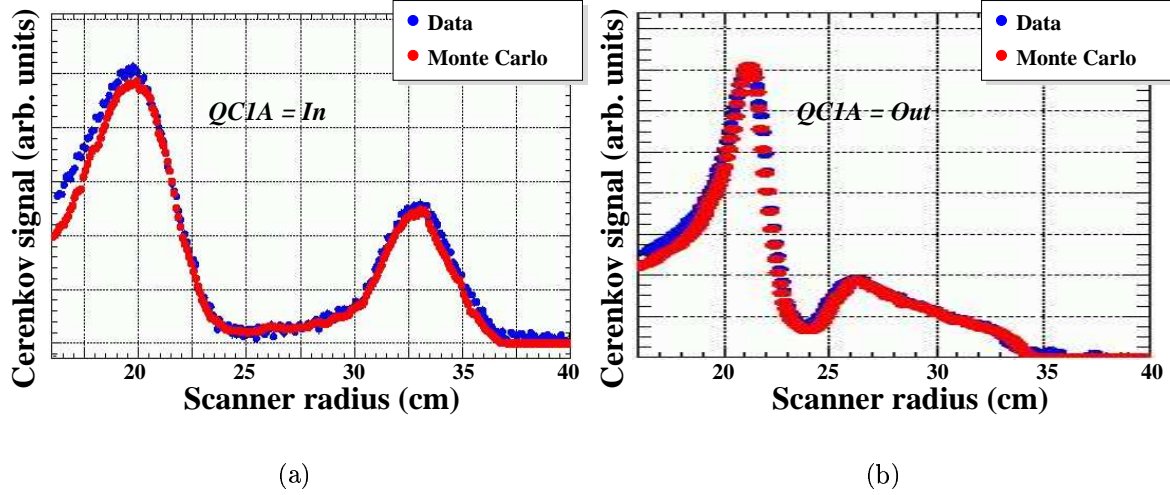


Figure 4.32: Flux de particules mesuré par les scanners et simulé avec GEANT 3.21. Lorsque le collimateur QCIA est inséré, les flux Møller et  $ep$  sont clairement séparés, il est alors possible de calibrer correctement le flux  $ep$  dans la simulation. Sur la figure de droite, une autre mesure permet de vérifier le bon comportement de la simulation une fois calibrée. Nous pouvons remarquer l'accord parfait sur toute l'acceptance.

le flux Møller à la hauteur de 5,7% pour les élastiques et 0,9% pour les inélastiques en moyenne sur les deux énergies. Le calcul des asymétries est plus délicat car d'une part ces asymétries dépendent du  $Q^2$  de la réaction et sont donc différentes pour les deux énergies utilisées (45 et 48 GeV), et d'autre part le calcul de l'asymétrie de violation de parité pour les diffusions inélastiques se heurte à des incertitudes théoriques pour des transferts d'énergie  $W < 3$  GeV correspondant à la région des résonances. Exprimons tout d'abord l'asymétrie  $ep$  totale :

$$A_{ep} = A_{ep}^{elast} + A_{ep}^{inelast}(W < 3GeV) + A_{ep}^{inelast}(W > 3GeV) \quad (4.39)$$

La première et la dernière asymétrie de cette somme sont toutes deux calculables et déterminées à partir de la simulation Monte Carlo.  $A_{ep}^{inelast}(W < 3$  GeV) est déterminée à partir des mesures provenant de la couronne  $ep$  qui ont été effectuées au cours du run I. La valeur mesurée aux deux énergies 45 et 48 GeV est extrapolée aux électrons de la queue radiative. L'incertitude provient essentiellement de cette extrapolation [125]. La correction totale sur l'asymétrie  $ep$  est :

$$\delta A^{ep} = -28,6 \pm 6,1 \text{ ppb} \quad (4.40)$$

Les facteurs de dilution et les asymétries sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Type de correction	$\mathcal{F}_{ep}(\%)$	$A_{ep}$ (ppb)
45 GeV	$6,82 \pm 0,9$	$-27,3 \pm 5,8$
48 GeV	$6,34 \pm 0,7$	$-29,8 \pm 6,5$
<b>Total pondéré</b>	<b><math>6,56 \pm 0,8</math></b>	<b><math>-28,6 \pm 6,1</math></b>

Tableau 4.10: Récapitulatif des facteurs de dilution et des asymétries associées au bruit de fond d'électrons  $ep$  avec le détail pour chaque énergie.

## 2. Les pions.

Ils proviennent de la photoproduction dans la cible et dans le spectromètre et contiennent eux aussi une asymétrie importante. Le détecteur de pions installé derrière la couronne Møller mesure l'asymétrie des pions  $A_\pi$  tout au long de la prise de données. Pour estimer la dilution  $\mathcal{F}_\pi$  associée nous devons déterminer la proportion  $N_\pi/N_e$  de pions. Le flux relatif de pions peut-être déterminé à partir de la largeur de distribution  $\delta(A_\pi)$ , connaissant l'efficacité  $\epsilon_\pi$  de détection des pions par la couronne Møller et la résolution en énergie du détecteur de pions. Ces deux dernières informations sont déterminées par la simulation GEANT du détecteur de pion. Avec une largeur typique  $\delta(A_\pi)$  de 1,35 %, nous obtenons [126]  $N_\pi/N_e = 0,62\%$ .

Pour obtenir une estimation basée sur des données réelles, le rapport d'atténuation entre une mesure du flux de pions devant la couronne Møller et derrière celle-ci a été effectué à la fin du run II. Ce rapport ne dépend plus ensuite que de la réponse du détecteur au flux de pions et aux électrons et de  $N_\pi/N_e$ . Le résultat de la simulation est en accord avec l'estimation donnée plus haut :  $N_\pi/N_e = 0,63 \pm 0,21\%$ . Enfin la dernière information importante pour calculer le facteur de dilution causé par le flux de pion est l'efficacité de détection de la couronne Møller. Elle est aussi également obtenue par la simulation et vaut  $\epsilon_\pi = 22 \pm 15\%$ . L'erreur importante, associée, est due à la méconnaissance de l'énergie des pions simulés fixée à  $\pm 15$  GeV. Nous obtenons donc :

$$\mathcal{F}_\pi = \epsilon_\pi \cdot N_\pi/N_e = (22 \pm 15) \cdot (0,63 \pm 0,21) \simeq 0,14 \pm 0,11\% \quad (4.41)$$

L'asymétrie mesurée par le détecteur de pions au cours du Run III est  $A_\pi = 0,553 \pm 0,369$  ppm, la correction totale à apporter est donc :

$$\delta A_\pi = \mathbf{0,9 \pm 0,8} \text{ ppb} \quad (4.42)$$

## 3. Les neutres.

Le bruit de fond neutre regroupe les photons et les hadrons neutres. La mesure de ces contributions s'obtient à partir de configurations spéciales de prises de données et de run dédiés.

- La contribution des hadrons neutres et en particulier les neutrons provenant de la couronne  $ep$  était significative pour le run I. Ces neutrons, provenant de l'interaction des électrons dans le détecteur pouvaient pénétrer jusqu'aux PMT et crée un signal

parasite. L'installation du collimateur CM8 à partir du run II, bloque entièrement le flux de  $ep$  et la contribution de ce bruit de fond est devenue négligeable.

- Les **photons synchrotron**.

En particulier ceux provenant du dernier dipôle de la chicane sont bloqués par les différents collimateurs prévus à cet effet. Cependant, des photons issus de diffusions multiples sur les parois peuvent revenir dans l'acceptance. Ce flux se mesure facilement lorsque toutes les cibles sont retirées du faisceau. Il contribue à la hauteur de  $0,15 \pm 0,05$  %. Le flux de photons synchrotron contient une asymétrie  $A_{\gamma_s}$  seulement si la composante transverse verticale de polarisation  $P_y$  du faisceau est non nulle. Une estimation de  $P_y$  est possible à partir de l'analyse des dipôles X de la couronne Møller [127]. Le résultat pour la polarisation transverse est  $P_y = -1,5 \pm 0,6$  % (voir section suivante). L'asymétrie  $A_{\gamma^s}$  quant à elle, est estimée à partir de la simulation GEANT en tenant compte de la réponse du détecteur Møller pour des photons de 3 à 5 MeV et pour une polarisation  $P_y = 100\%$ . L'asymétrie  $A_{\gamma^s}(P_y = 100\%) = 63 \pm 30$  ppm et la contribution totale est de  $\delta A_{\gamma_s} = 2,1 \pm 1,5$  ppb

- Les **photons** produits par *Bremsstrahlung* dans la cible.

Ils sont en majorité, bloqués par les collimateurs installés entre les dipôles. Une proportion de ces photons est produite en plus par interaction dans le spectromètre et dans le tube à vide. Les collimateurs CM1 à CM7 le long du tube à vide réduisent nettement ce bruit de fond additionnel (particulièrement ceux de basse énergie). La détection du flux de particules résiduel dans l'anneau Møller en éteignant les quadrupôles permet de mesurer le flux global de particules neutres arrivant sur la face du détecteur. Le bruit de fond de photons *Bremsstrahlung* est obtenu alors par soustraction du bruit de fond synchrotron qui vient d'être estimé. Nous avons mesuré un flux de particules de  $0,4 \pm 0,2\%$ . De plus, l'asymétrie mesurée au cours de ces runs est de 2.5 ppm. Les photons de *Bremsstrahlung* étant produits à des  $Q^2$  très faibles, ils ne contiennent probablement qu'une faible proportion de cette asymétrie mesurée. Cependant, nous allons considérer qu'ils sont entièrement à l'origine de celle-ci. En prenant en compte le fait que le flux de particules diffusées dans le tube à vide est trois fois plus important lorsque les quadrupôles sont éteints, la correction à l'asymétrie expérimentale de ce flux de photon est :

$$\delta A_{\gamma}^{Brem} = 1/3 \times (0.004 \pm 0.002) \times 2.5 = 3 \pm 3 \text{ ppb.} \quad (4.43)$$

#### 4.5.8.1 Analyse des dipôles

Nous savons depuis les runs I et II qu'une asymétrie dépendante de l'angle azimutal est présente dans les anneaux de la couronne Møller. Cette asymétrie est révélée par la pondération en dipôle. Ils sont présentés pour le run III, dans le tableau 4.5.8.1 pour les trois anneaux de la couronne Møller.

Plusieurs effets contribuent aux dipôles comme une correction imparfaite des fluctuations de paramètres faisceau ou des défauts asymétriques de l'acceptance. La simulation GEANT3 et la qualité de la correction par la régression montrent que ces effets sont trop faibles pour

Anneau	Dipôle X (ppb)	Dipôle Y (ppb)
IN	$-73 \pm 30$	$-60 \pm 28$
MID	$-34 \pm 25$	$19 \pm 22$
OUT	$-70 \pm 35$	$95 \pm 32$

Tableau 4.11: Dipôles X et Y pour les trois anneaux de la couronne Møller

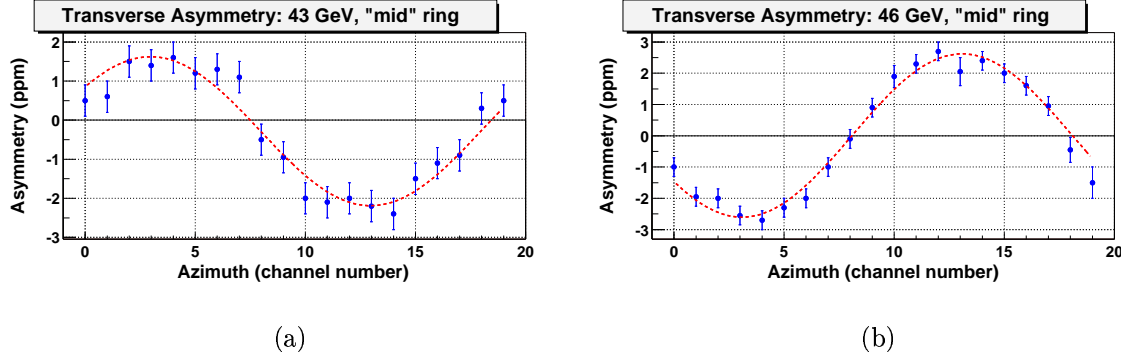


Figure 4.33: Asymétrie transverse par segment de l'anneau MID pour une énergie de faisceau de 43 GeV a), et de 46 GeV b) et une cible d'hydrogène. Nous pouvons voir avec une très bonne résolution, la dépendance en  $\sin \phi$  de l'asymétrie et le renversement de signe attendu avec le changement d'énergie.

expliquer l'amplitude des dipôles et particulièrement pour le IN. La contribution dominante est d'origine physique. Elle provient des processus purement QED de diffusion avec échange de deux photons. L'expression de cette asymétrie est donnée par [128] :

$$A_T(\phi) \propto \mathbf{S}_e \cdot (\mathbf{k}_e \wedge \mathbf{k}_{e'}) \propto \sin \phi \quad (4.44)$$

Son amplitude dépend de l'orientation du spin  $\mathbf{S}_e$  de l'électron incident par rapport au plan formé par l'impulsion rentrante  $\mathbf{k}_e$  et sortante  $\mathbf{k}_{e'}$  et de l'angle azimutal  $\phi$  de l'électron diffusé dans le référentiel du centre de masse. Lorsque la polarisation des électrons du faisceau est parfaitement longitudinale l'asymétrie est nulle. C'est une composante résiduelle  $P_x$  ou  $P_y$  de polarisation transverse qui fait apparaître cette asymétrie. Au cours de chaque prise de données plusieurs *slug* ont été dédiés à la mesure de l'asymétrie transverse. L'énergie du faisceau a été changée à 43 et 46 GeV pour obtenir une polarisation transverse horizontale du faisceau de  $P_x = 85\%$ . La figure 4.33 montre les résultats dans l'anneau MID pour une diffusion sur l'hydrogène provenant du run II. Une composante de polarisation  $P_x$  va créer un dipôle X non nul. La phase de la sinusoïde sur la figure est consistante avec un dipôle vertical et le signe s'est bien inversé entre les deux énergie, comme il est prédit par la physique. Ces mesures ont été effectuées avec une précision de quelques pourcents.

Ces résultats offrent la possibilité de remonter au taux de polarisation verticale du faisceau  $P_y$  avec une bonne précision. C'est une donnée importante dans la détermination de l'asymétrie

induite par les photons synchrotrons. En effet l'amplitude de chaque dipôle dépend directement de la composante transverse de polarisation. Il est possible d'accéder à la polarisation verticale  $P_y$  à partir du dipôle Y mesuré. L'analyse donne :

$$P_y = -1,5 \pm 0,6\%$$

La dépendance azimutale, si elle était parfaite, ne contribuerait pas dans l'asymétrie physique car la sommation sur l'azimut l'annule. Les fluctuations statistiques dans chaque segment induisent un biais moyen qu'il faut considérer. L'expression de ce biais pour chaque dipôle est la suivante :

$$\begin{aligned} \text{biais}_x &= A_x \sum_i w_i \sin(\phi_i - \psi) \\ \text{biais}_y &= A_y \sum_i w_i \cos(\phi_i - \psi) \end{aligned}$$

$A_x$  et  $A_y$  sont les dipôles mesurés pour chaque anneau, les  $w_i$  sont les poids statistiques de chaque voie de détection et  $\psi$  est la phase attribuée à chacun des trois anneaux. En appliquant ces formules et en sommant les contributions sur la couronne Møller nous obtenons une contribution totale  $\delta A_{syst}^{biais}$  par énergie provenant des dipôles :

$$\begin{aligned} \delta A_{syst}^{biais}(45\text{GeV}) &= \mathbf{5,5 \pm 1,8} \text{ ppb} \\ \delta A_{syst}^{biais}(48\text{GeV}) &= \mathbf{-10,4 \pm 1,4} \text{ ppb} \end{aligned}$$

Le tableau 4.5.8.1 regroupe les résultats détaillés de chaque bruit de fond pour les deux états d'énergie.

Energie	45 GeV		48 GeV	
Type de correction	Dilution F (%)	$\delta A$ (ppb)	Dilution F (%)	$\delta A$ (ppb)
ep élastique	$5,9 \pm 0,8$	$-7,6 \pm 1,8$	$5,47 \pm 0,7$	$-7 \pm 1$
ep inélastique	$0,8 \pm 0,2$	$-19,9 \pm 5,4$	$0,8 \pm 0,2$	$-22,2 \pm 6,3$
$\gamma$ synchrotron	$1,5 \pm 0,5$	$0 \pm 2$	$1,5 \pm 0,5$	$0 \pm 2$
$\gamma$ autres	$4,0 \pm 2,0$	$3 \pm 3$	$4,0 \pm 2,0$	$0 \pm 2$
Pions	$0,14 \pm 0,11$	$0 \pm 2$	$0,14 \pm 0,11$	$0 \pm 2$
biais dipôle	-	$5,5 \pm 1,8$	-	$-10,4 \pm 1,4$

Tableau 4.12: Facteurs de dilution et correction à l'asymétrie des bruits de fond contribuant au flux Møller. L'erreur dominante provient de la méconnaissance de l'asymétrie des électrons *ep* inélastique.

#### 4.5.9 Facteurs de normalisation

Les facteurs de normalisation de l'asymétrie expérimentale provient d'une part de la mesure de polarisation  $P_e$  et d'autre part de la linéarité de l'ensemble de la chaîne de détection de la couronne Møller.

1. La mesure de polarisation. De nombreux runs de polarimétrie ont été effectués pendant le run III suivant la procédure décrite dans la section 4.3.4.2 avec des cibles d'épaisseurs 20, 40 et 100  $\mu\text{m}$ . La polarisation moyenne sur l'ensemble des mesures du run III est :

$$P_e = 90 \pm 5 \% \quad (4.45)$$

Cette haute valeur de polarisation démontre que la photocathode "SuperLattice" a permis d'obtenir un faisceau polarisé à plus de 85 %. L'erreur systématique associée n'est pas optimale pour une mesure de polarisation utilisant la technique Møller, qui est normalement autour de 3%. Cette mesure est effectuée dans l'acceptance définie pour la mesure de violation de parité et un bruit de fond important non polarisé vient s'ajouter au taux de comptage de diffusion polarisé. L'erreur sur la soustraction de ce bruit de fond est de l'ordre de 3 % et n'est en général pas aussi importante dans d'autres polarimètres Møller. Les deux autres sources d'erreurs dominantes proviennent des cibles. La mesure de magnétisation de chaque cible est connue à 3% et elle varie grandement en fonction de l'épaisseur de celle-ci. La dispersion des valeurs en fonction de la cible utilisée rajoute une erreur relative de 2,5 %. Les autres sources d'erreurs proviennent essentiellement de la linéarité, de l'incertitude sur l'angle d'inclinaison de la cible, de l'effet Levchuk <sup>8</sup> et de la température de la cible. Actuellement des efforts sont entrepris pour abaisser l'erreur sur la soustraction du bruit de fond d'un facteur 2 et réduire l'erreur sur la linéarité du détecteur de polarimétrie pour obtenir une mesure avec une erreur finale de 4 %.

2. La linéarité. Dans les conditions normales de prise de données, elle est estimée à partir de runs avec la cible de fer polarisée. L'asymétrie étant suffisamment importante, une mesure précise est obtenue rapidement. Nous avons alors placé une série de caches en aluminium de taille différente pour contrôler une ouverture de 1-3 cm de diamètre à la photocathode des PMT et réduire le flux de lumière de 15 à 50 %. Les PMT étant parfaitement linéaires pour ces flux restreints, l'asymétrie mesurée par un PMT sans cache et avec cache nous donne une indication du degré de linéarité du détecteur. Cette analyse a démontré une linéarité  $l$  :

$$l = 99 \pm 1\% \quad (4.46)$$

#### 4.5.10 Résultat préliminaire de l'asymétrie de violation de parité

L'asymétrie de violation de parité  $A_{ee}$  pour la diffusion Møller peut être extraite maintenant que les corrections à appliquer sont bien identifiées et estimées. Un dernier test à effectuer est la vérification du comportement gaussien de la distribution des paires d'asymétrie.

##### 4.5.10.1 Test de la distribution normale

Nous allons vérifier que l'ensemble des données corrigées suivent un comportement gaussien. Les asymétries par paires pour AnManager et celles par cycle de régression pour Sashimi sont

---

<sup>8</sup>L'impulsion transverse des électrons dans les atomes de Fer de la cible induisent un élargissement des pics de la distribution Møller et peut dégrader sensiblement la mesure de polarimétrie.

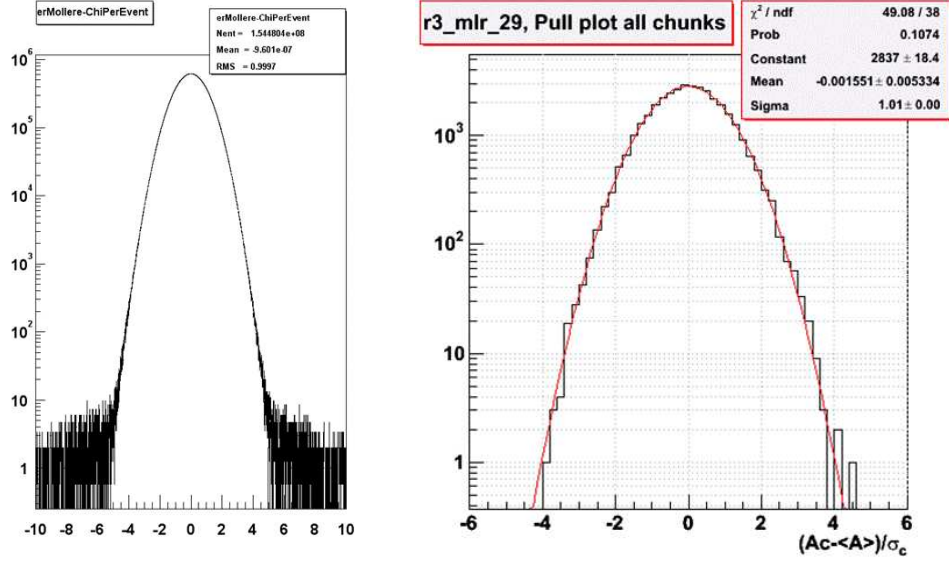


Figure 4.34: Distribution normale des asymétries par paires et par *chunk*.

normalisées suivant la variable  $\frac{A_{exp} - \langle A_{exp} \rangle}{\sigma(A_{exp})}$  et représentées sur la figure 4.34 pour l'ensemble des données. La distribution des paires présente un comportement gaussien parfait sur 5 ordres de grandeur.

#### 4.5.10.2 Résultats dévoilés de la régression avec les SLICES

L'asymétrie expérimentale dévoilée, régressée par les six paramètres faisceau et leurs tranches associées est présentée sur la figure 4.35 pour chaque anneau et pour les deux énergies.

#### 4.5.10.3 Détermination de l'asymétrie de violation de parité

L'asymétrie de violation de parité est obtenue à partir de la relation suivante pour chacun des états d'énergie :

$$A_{ee} = \frac{1}{P_e \cdot l} \frac{1}{(1 - \sum \mathcal{F}_{bdf})} (A_{exp} - \delta A_{bdf}) \quad (4.47)$$

L'erreur statistique associée est corrigée comme suit :

$$\delta(A_{ee})_{stat} = \frac{1}{P_e \cdot l} \frac{(\delta A_{exp})}{(1 - \sum \mathcal{F}_{bdf})} \quad (4.48)$$

Et l'erreur systématique est calculée avec la relation suivante qui tient compte de tous les types d'incertitudes :

$$\delta(A_{ee})_{syst} = \sqrt{(\delta A_{bdf}^{tot})^2 + (\delta \mathcal{F}_{bdf}^{tot})^2} \quad (4.49)$$

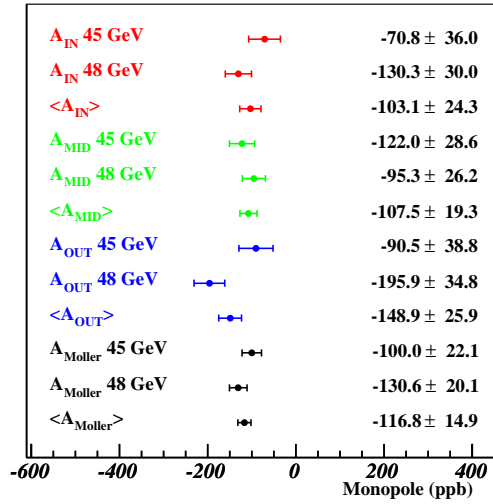


Figure 4.35: Asymétries dévoilées pour l'ensemble des anneaux et le total pour chaque état d'énergie et l'asymétrie moyenne pour l'ensemble de données.

Nous obtenons alors pour l'asymétrie de violation de parité :

$$A_{ee}^{III}(45\text{GeV}) = -99 \pm 27(stat) \pm 11(syst) \text{ ppb} \quad (4.50)$$

$$A_{ee}^{III}(48\text{GeV}) = -113 \pm 24(stat) \pm 12(syst) \text{ ppb} \quad (4.51)$$

Les statistiques accumulées pour les deux états d'énergie étant légèrement différentes, l'asymétrie finale sera obtenue en faisant la moyenne en respectant la pondération statistique de chaque état d'énergie :

$$A_{ee}^{III} = 0,45 * A_{ee}^{45\text{GeV}} + 0,55 * A_{ee}^{48\text{GeV}} \quad (4.52)$$

L'asymétrie finale pour les run I, II, III est obtenue en utilisant la même méthode que pour le run III seul, les asymétries expérimentales étant préalablement sommées avec leur poids statistique respectif, nous obtenons :

$$A_{ee} = -128 \pm 14(stat) \pm 12(syst) \text{ ppb} \quad (4.53)$$

L'asymétrie de violation de parité en diffusion Møller, qui n'a jamais été mesurée auparavant, vient donc d'être mise en évidence avec une précision statistique de 11%. La précision totale est 14 % et ceci correspond à la mise en évidence de l'évolution de  $\sin^2 \theta_W$  à  $7,5 \sigma$ . La figure 4.36 montre la distribution des asymétries par *slug* pour l'ensemble des données combinées des Run I, II et III. Seules, les erreurs statistiques ont été reportées sur la figure. Le signe des inverseurs, qui n'est pas corrigé, est représenté derrière les points expérimentaux. Nous pouvons constater que l'asymétrie expérimentale permute explicitement son signe à chaque fois qu'un renversement est effectué (par la combinaison du signe de la lame demi-onde et de l'énergie). La distribution ne présente donc pas de fausses asymétries significatives.



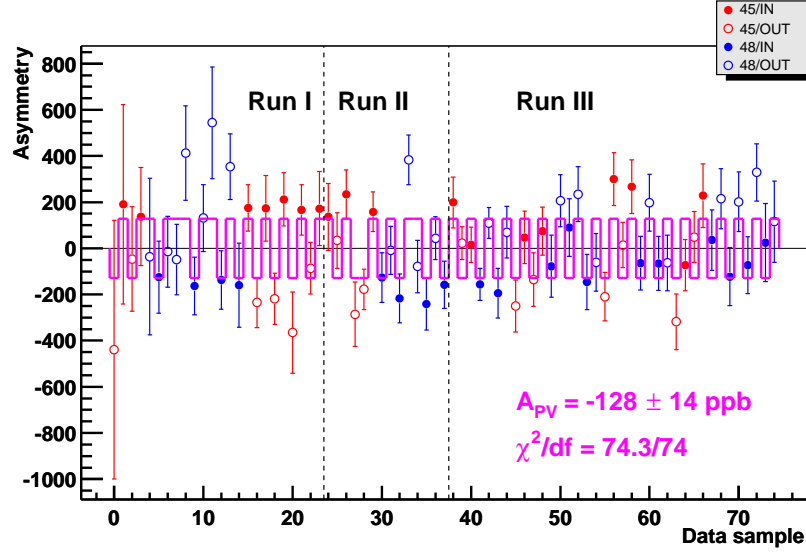


Figure 4.36: Asymétrie de violation de parité en diffusion Møller présentée par *slug*. Le signe des inverseurs n'est pas corrigé.

#### 4.5.10.4 Extraction de $\sin^2 \theta_W$

L'asymétrie de violation de parité  $A_{ee}$ , déterminée à  $\langle Q^2 \rangle = 0,026(\text{GeV}/c)^2$  est reliée à l'angle de mélange électrofaible par l'équation (1.39) :

$$A_{ee} = A_{Born} \mathcal{F}_b (1 - 4 \sin^2 \theta_W (Q^2 = 0,026(\text{GeV}/c)^2)_{\overline{MS}}) \quad (4.54)$$

Les corrections du *Bremsstrahlung* sont déterminées précisément par la simulation GEANT:  $\mathcal{F}_b = 1,016 \pm 0,005$ .  $A_{born}$  est calculée à partir de la même simulation que pour l'estimation des corrections *ep*. Nous calculons la valeur de  $\sin^2 \theta_W$  pour les deux énergies 45 et 48 GeV séparément et la valeur moyenne finale obtenue est :

$$\sin^2 \theta_W (Q^2 = 0,026(\text{GeV}/c)^2)_{\overline{MS}} = 0,2403 \pm 0,0010(stat) \pm 0,0009(syst) \quad (4.55)$$

La valeur de  $\sin^2 \theta_W$  est donc mesurée avec une erreur relative totale de 0,58%. A ce jour, c'est la mesure la plus précise de  $\sin^2 \theta_W$  loin du pôle du  $Z^0$ . La valeur prédite par le modèle standard pour  $Q^2 \simeq 0$  est :

$$\sin^2 \theta_W (0)_{\overline{MS}} = 0,2385 \pm 0,0006(th) \quad (4.56)$$

Les valeurs expérimentale et théorique de  $\sin^2 \theta_W$  ramenées au pôle du  $Z$  sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \sin^2 \theta_W (M_Z)_{\overline{MS}}(exp) &= 0,2330 \pm 0,0015 \\ \sin^2 \theta_W (M_Z)_{\overline{MS}}(th) &= 0,2311 \pm 0,0002(exp) \pm 0,0006(th) \end{aligned} \quad (4.57)$$

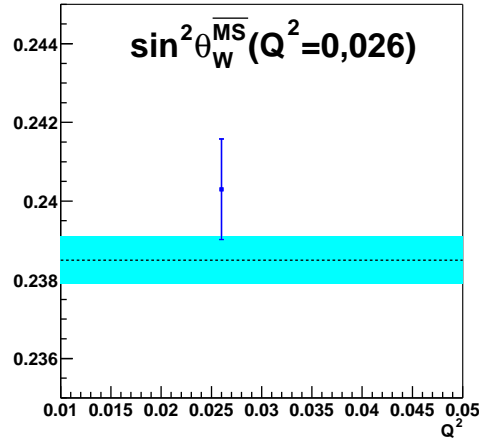


Figure 4.37: Valeur expérimentale de l'angle  $\sin^2 \theta_W$  à  $Q^2 = 0,026(\text{GeV}/c)^2$  extraite de l'asymétrie de violation de parité en diffusion Møller pour l'ensemble des données d'E-158 comparée à la valeur théorique avec son incertitude calculée à partir de [76].

La mesure expérimentale est comparée à cette prédiction théorique sur la figure 4.37 à  $Q^2 = 0,026(\text{GeV}/c)^2$ . Nous pouvons constater une déviation égale à de  $1,2\sigma$  de notre résultat par rapport à la valeur théorique centrale. Notre mesure est donc en bon accord avec la prédiction du modèle standard. L'erreur théorique provient principalement de l'incertitude sur les boucles de fermions qui interviennent dans le terme  $\kappa$  des corrections radiatives. La contribution de ces diagrammes est estimée avec les données  $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$  en utilisant les relations de dispersion. Cette analyse est en cours d'amélioration et doit permettre de réduire cette erreur systématique théorique d'un facteur deux. Nous discuterons de l'impact de notre mesure au chapitre suivant.

# Chapitre 5

## Discussion des résultats

Ce chapitre présente une revue des programmes expérimentaux liés aux thématiques d'HAPPEX et de E-158. Les résultats de nos expériences sont comparés aux mesures concurrentes et l'apport de nouvelles informations physiques est discuté. La première section traite des mesures des facteurs de forme étranges du nucléon. La seconde présente les mesures précises de  $\sin^2 \theta_W$  à bas  $Q^2$ .

### 5.1 Extraction des facteurs de formes étranges

Les expériences HAPPEX s'inscrivent dans un vaste programme expérimental en cours pour mesurer les facteurs de forme étranges du nucléon. Alors que toutes ces expériences mesurent la même observable, elles utilisent des principes de détection très différents. HAPPEX se place dans une configuration avec une acceptation angulaire réduite et un spectromètre de très haute résolution pour évacuer le bruit de fond de la zone de détection et intégrer le signal à chaque porte d'hélicité. La plupart des autres expériences ont une large acceptation angulaire, avec une séparation du bruit de fond qui repose sur l'acquisition d'informations événement par événement et donc le développement d'une électronique très rapide pour absorber le fort taux de comptage. Nous présentons brièvement l'ensemble de ces expériences en discutant plus particulièrement les mesures à  $Q^2 = 0, 1 (GeV/c)^2$  en incluant celles d'HAPPEX-H et HAPPEX-He obtenues au chapitre 3. Les résultats expérimentaux sont mis en regard des prédictions théoriques.

#### 5.1.1 SAMPLE

La première expérience dédiée à la mesure de la contribution des quarks étranges est l'expérience SAMPLE au MIT-Bates (USA). Elle mesure l'asymétrie de violation de parité sur une cible d'hydrogène ou de deutérium aux angles arrières ( $\langle \theta_{diff} \rangle = 120^\circ$ ). Cette configuration rend la mesure essentiellement sensible à une combinaison linéaire des facteurs de forme  $G_M^s$  et  $G_A^e$ . De manière analogue à HAPPEX aux angles avants, la mesure sur deux cibles différentes, l'hydrogène et le deutérium, permet la séparation des contributions magnétique et axiale. Le processus dominant sur le deutérium est la diffusion quasi-élastique dont l'asymétrie de violation

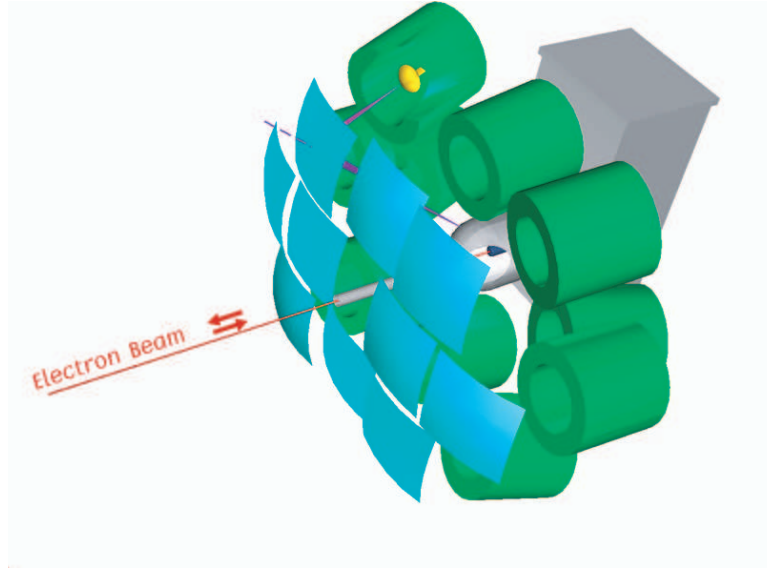


Figure 5.1: Illustration du système de détection de l'expérience SAMPLE. Les photomultiplicateurs sont dissimulés à l'intérieur des blindages en plomb cylindrique visibles sur la figure.

de parité s'écrit comme la somme incohérente de celle du neutron et du proton :

$$A_{eD}^{VP} = \frac{\sigma_{ep}A_{ep}^{VP} + \sigma_{en}A_{en}^{VP}}{\sigma_{ep} + \sigma_{en}} \quad (5.1)$$

Cette expression est valide dans l'approximation statique, vérifiée à la hauteur de 1% [129]. Nous avons vu à la section 1.4.1 que l'asymétrie pour le neutron est équivalente à celle du proton en changeant simplement les facteurs de forme du proton par ceux du neutron. À la cinématique de SAMPLE, la contribution du facteur de forme magnétique étrange se trouve supprimée dans  $A_{eD}^{VP}$ . L'asymétrie du deutérium apporte donc la principale contrainte sur le facteur de forme axial  $G_A^e$ . Cette contrainte expérimentale est importante car dans le cas particulier du courant neutre faible les processus d'ordre supérieur corrigent le facteur  $G_A$  de la désintégration  $\beta$  du neutron d'environ 40% et rendent sa prédiction théorique difficile.

Le principe de détection est illustré figure 5.1. Les électrons diffusés vers l'arrière émettent de la lumière Čerenkov dans l'air renvoyée par des miroirs vers des photomultiplicateurs qui intègrent le signal pour chaque porte d'hélicité à la fréquence de 600 Hz. Les asymétries ont été mesurées sur l'hydrogène [130] et le deutérium [131] à  $Q^2 = 0,091 (GeV/c)^2$  avec une énergie de faisceau de 200 MeV :

$$\begin{aligned} A_{ep}^{VP} &= -5,61 \pm 0,67(stat) \pm 0,88(syst) \text{ ppm} \\ A_{eD}^{VP} &= -7,77 \pm 0,73(stat) \pm 0,72(syst) \text{ ppm} \end{aligned} \quad (5.2)$$

En toute rigueur une contribution de  $G_E^s$  apparaît également dans l'expression des asymétries (5.2). Ce facteur de forme n'étant pas encore déterminé à  $Q^2 = 0,091(GeV/c)^2$  au moment

de l'analyse, il a été posé  $G_E^s = 0$  avec une incertitude estimée à partir de la dispersion des prédictions théoriques sur la pente à l'origine (fig.5.9). Cette incertitude est propagée dans l'erreur systématique de la mesure afin de se ramener à un problème à deux inconnues. Elle n'a que peu d'impact dans l'erreur totale du fait de la faible valeur de  $G_E^s$  à bas  $Q^2$ . Il est alors possible de représenter la combinaison des mesures à  $0,091(GeV/c)^2$  sous la forme de deux bandes qui se croisent dans le plan  $G_M^s-G_A^e$  (figure 5.2) et donc d'extraire chaque facteur de forme :

$$\begin{aligned} G_M^s(Q^2 = 0,091) &= 0,23 \pm 0,36(stat) \pm 0,40(syst) \\ G_A^e(Q^2 = 0,091) &= -0,53 \pm 0,57(stat) \pm 0,50(syst) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Au départ, la valeur extraite de  $G_A^e$  n'était pas compatible avec le calcul théorique de Zhu *et*

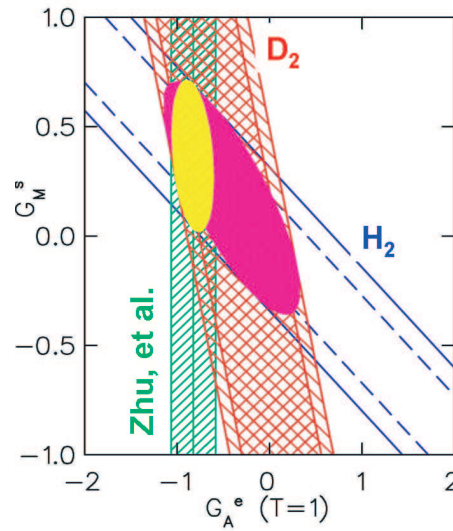


Figure 5.2: Résultats des deux mesures à  $Q^2 = 0,091(GeV/c)^2$  dans le plan  $G_M^s-G_A^e$  avec l'ellipse du niveau de confiance à  $1\sigma$ . La prédiction théorique de  $G_A^e$  est indiquée par la bande verticale. Elle est en accord avec l'ellipse expérimentale et utilisée pour obtenir une contrainte plus fine sur  $G_M^s$  (petite ellipse).

*al.* [132] (valeur à  $1,5\sigma$  et signe opposé). Ce n'est que récemment, après un travail théorique important pour réévaluer les corrections radiatives et une réanalyse des données en améliorant la simulation du détecteur et en estimant plus précisément le bruit de fond des pions neutres que cet accord a pu être trouvé. Une autre campagne de mesure [133] sur le deutérium a été effectuée à  $Q^2 = 0,039(GeV/c)^2$  et  $E_e = 125 MeV$  afin de confirmer l'évolution en  $Q^2$  de  $G_A^e$  et la bonne maîtrise du calcul théorique :

$$A_{eD}^{VP} = -3,51 \pm 0,57(stat) \pm 0,58(syst) \text{ ppm} \quad (5.4)$$

À nouveau le bon accord avec la prédiction théorique conforte l'utilisation de celle-ci comme valeur de référence pour  $G_A^e$  et permet d'ajouter une contrainte supplémentaire sur  $G_M^s$  (seconde ellipse de la figure 5.2). Nous obtenons [134] :

$$G_M^s(Q^2 = 0,091) = 0,37 \pm 0,20(stat) \pm 0,26(syst) \quad (5.5)$$

### 5.1.2 HAPPEX-I

Cette expérience est la première génération du programme HAPPEX abordé dans cette thèse. Elle s'est déroulée en 1998 et 1999 dans le hall A de JLab (USA). Elle a mesuré l'asymétrie de violation de parité sur une cible d'hydrogène liquide à l'avant ( $\langle \theta_{diff} \rangle = 12,5^\circ$ ) avec un faisceau d'énergie  $E_e = 3,35$  GeV et un transfert  $Q^2 = 0,477(\text{GeV}/c)^2$ . La prise de données a démarré avec l'ancienne technologie de photocathode d'AsGa non contraint offrant une polarisation de 35 % seulement. La deuxième partie de l'expérience a vu la première utilisation d'une photocathode contrainte avec une polarisation de 75% et la mesure en ligne avec le polarimètre Compton[135] qui constituent à l'heure actuelle des éléments clefs pour les expériences de seconde génération.

Aux angles avants, la contribution de  $G_A^e$  est fortement supprimée et la mesure est alors sensible

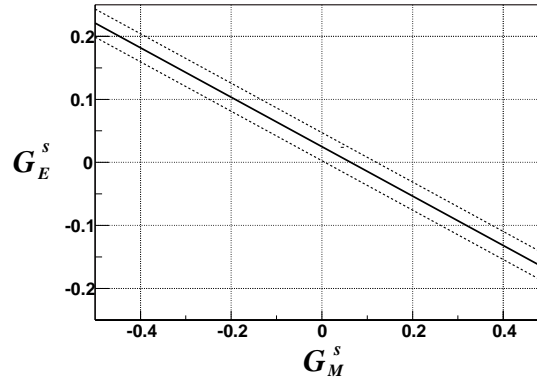


Figure 5.3: Résultat de la mesure d'HAPPEX-I dans le plan  $G_E^s - G_M^s$ .

à la combinaison  $G_E^s$  et  $G_M^s$ . Le résultat final sur l'asymétrie est [136] :

$$A^{VP}(Q^2 = 0,477) = -14,92 \pm 0,98(stat) \pm 0,56(syst) \text{ ppm} \quad (5.6)$$

La faible différence (0.86%) par rapport au premier résultat publié [96] provient de la prise en compte des effets de cible étendue et d'acceptance finie dans la détermination de l'angle moyen de diffusion (expérimentalement seuls le  $Q^2$  et l'énergie moyenne sont mesurés). La contribution des facteurs de forme des quarks étranges est alors :

$$G_E^s + 0,392 G_M^s = 0,025 \pm 0,020(stat + syst) \pm 0,014(th) \quad (5.7)$$

La bande d'erreur correspondante dans le plan  $G_E^s - G_M^s$  est illustrée sur la figure 5.3.

### 5.1.3 PVA4

Une autre expérience, installée au microtron MAMI à Mayence en Allemagne, mesure la contribution de  $G_E^s$  et  $G_M^s$  aux angles avants en diffusion élastique sur une cible d'hydrogène. Deux valeurs de  $Q^2$  sont mesurées : 0,230 et 0,104  $(\text{GeV}/c)^2$  avec un faisceau d'énergies  $E_e = 854$  MeV et 570 MeV et un angle de diffusion  $30^\circ < \theta_{diff} < 40^\circ$ . La détection des électrons diffusés est assurée par une couronne de 1022 cristaux scintillants de  $PbF_2$  autour de l'axe faisceau (figure 5.4a). Pour chaque événement l'énergie déposée dans un cristal et ses huit voisins est reconstruite et histogrammée. Grâce à la bonne résolution du  $PbF_2$  la réjection des électrons inélastiques se fait par coupure dans le spectre en énergie ainsi constitué (5.4b). La porte d'acquisition de 20 ns permet de supporter les forts taux de comptage dans le détecteur (10MHz élastiques, 90MHz inélastiques).

Une première prise de données s'est déroulée en 2001-2002 pour le point à  $Q^2 = 0,230 (\text{GeV}/c)^2$

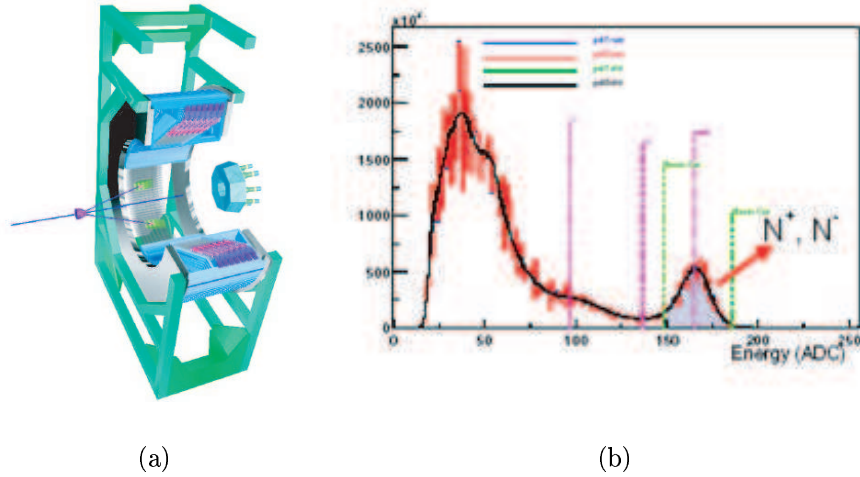


Figure 5.4: a) Calorimètre de l'expérience PVA4 à MAMI. Le moniteur de luminosité est visible à droite. b) Spectre en énergie du signal d'un photomultiplicateur avec le pic élastique à droite et les coupures des différentes analyses.

[137] et la seconde en 2002 pour  $Q^2 = 0,104 (\text{GeV}/c)^2$  [138]. Les résultats des mesures sont :

$$\begin{aligned} A^{VP}(Q^2 = 0,227) &= -5,44 \pm 0,54(stat) \pm 0,26(syst) \text{ ppm} \\ A^{VP}(Q^2 = 0,104) &= -1,37 \pm 0,29(stat) \pm 0,11(syst) \text{ ppm} \end{aligned} \quad (5.8)$$

d'où l'on peut extraire les contributions

$$\begin{aligned} G_E^s + 0,225G_M^s &= 0,039 \pm 0,034(stat + syst) \text{ ppm} \\ G_E^s + 0,106G_M^s &= 0,074 \pm 0,036(stat + syst) \text{ ppm} \end{aligned} \quad (5.9)$$

A partir de l'année 2005, le châssis de détection sera pivoté à  $180^\circ$  autour de la cible pour des mesures aux angles arrières ( $\theta_{diff} = 145^\circ$ ). Une mesure à  $Q^2 = 0,230 (\text{GeV}/c)^2$  en diffusion

élastique sur le proton et en diffusion quasi-élastique sur le deutérium viendra compléter la mesure aux angles avants pour une séparation complète des trois facteurs de forme  $G_E^s$ ,  $G_M^s$  et  $G_A^e$ . De même un point à  $Q^2 = 0,47 \text{ (GeV/c)}^2$  est programmé en 2006 sur les deux cibles.

#### 5.1.4 L'expérience $G^0$

L'expérience G0 [139, 140, 141] se déroule dans le hall C de JLab. Elle propose la séparation des contributions électrique  $G_E^s$ , magnétique  $G_M^s$  et axiale  $G_A^e$  sur un large domaine en  $Q^2$ . Pour cela l'expérience dispose d'un spectromètre toroïdal supraconducteur offrant une grande couverture angulaire découpée en huit octants (figure 5.5). Chaque octant de détecteur est constitué d'une série de lattes de scintillateurs échelonnées au plan focal du spectromètre et qui définissent les points de mesures en  $Q^2$ . Avec une seule énergie de faisceau il est alors possible de couvrir un domaine large de  $Q^2 = 0,1 \rightarrow 1 \text{ (GeV/c}^2\text{)}$ . La géométrie est conçue pour effectuer les mesures à l'avant puis à l'arrière avec une configuration retournée du même spectromètre. La séparation complète des facteurs de forme sera réalisée pour trois valeurs de  $Q^2$ : 0.3, 0.5 et 0.8  $\text{GeV/c}^2$ .

A l'avant, la détection est réalisée sur les protons de recul ( $\langle \theta_{diff} \rangle = 70^\circ$ ) par mesure de

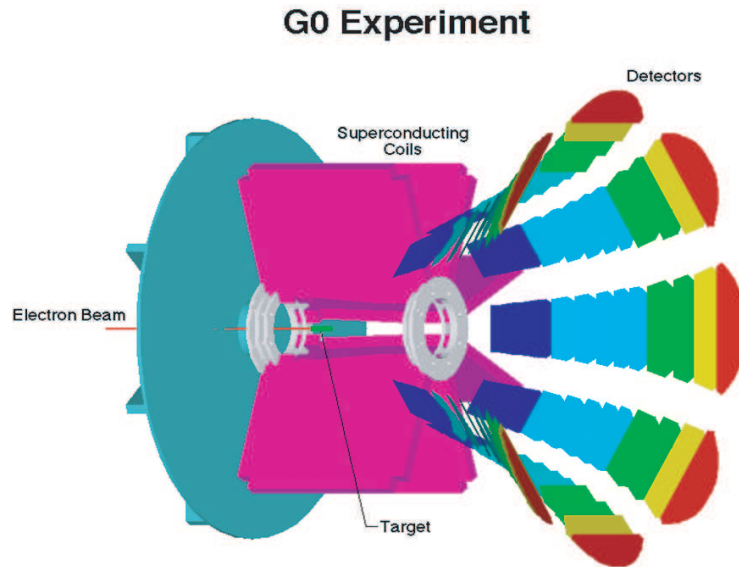


Figure 5.5: Schéma du dispositif expérimental de G0 avec le spectromètre et les octants composés de lattes de scintillateurs pour la détection.

temps de vol car les électrons sont trop près de l'axe faisceau. Cette mesure nécessite l'emploi d'un faisceau pulsé toutes les 32 ns, ce qui représente un 1/16 de la fréquence "normale" de fonctionnement de l'accélérateur. De manière analogue à PVA4, le fort taux de comptage exclut de traiter et stocker l'information de chaque événement individuellement. Le temps de vol de chaque proton est histogrammé et la sélection de la cinématique élastique se fait par coupure sur le spectre. La première prise de données aux angles avants a eu lieu en 2003-2004 sur cible



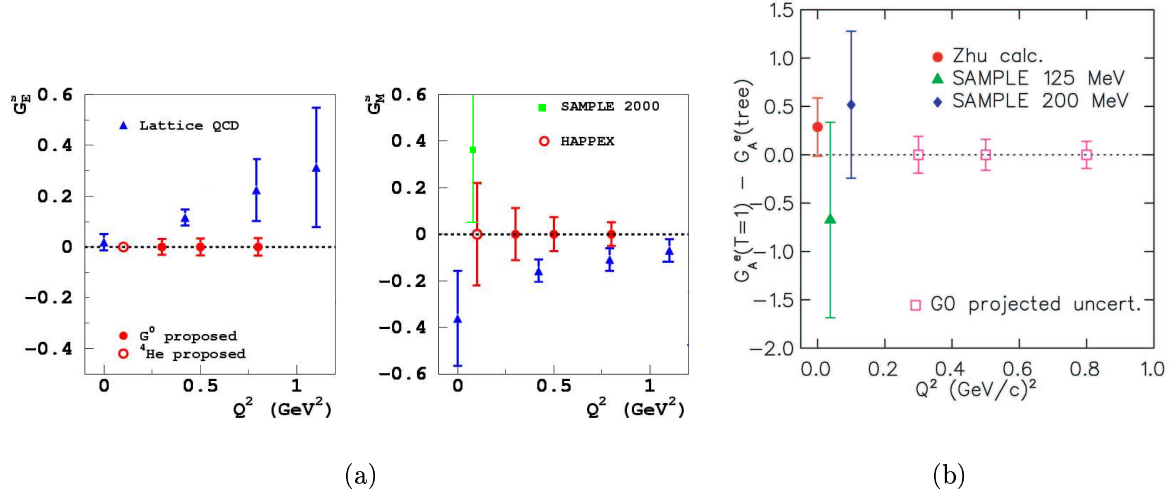


Figure 5.6: Projection des incertitudes des mesures de l'expérience  $G^0$  sur les trois facteurs de forme  $G_E^s$ ,  $G_M^s$  et  $G_A^e$ .

d'hydrogène et est en cours d'analyse. La détection du proton demande un traitement minutieux de toutes les sources de bruit de fond.

A l'arrière ( $\langle \theta_{diff} \rangle = 110^\circ$ ) les électrons sont identifiés par effet Čerenkov et séparés des pions et des électrons de diffusions inélastiques grâce à l'installation de détecteurs supplémentaires (CED et FPD [142]) en amont des scintillateurs. La séparation complète des trois composantes  $G_E^s$ ,  $G_M^s$ ,  $G_A^e$  est réalisée en combinant les mesures sur l'hydrogène et le deutérium. Dans cette configuration chaque point de cinématique nécessite un réglage différent du champ du spectromètre et du faisceau. Le démarrage de la prise de données aux angles arrière est prévue pour la fin de l'année 2005.

Par leur couverture en  $Q^2$  ces mesures sont parfaitement complémentaires aux expériences SAMPLE, PVA4 et HAPPEX-H. Les données aux angles avant de l'année 2004 sont en cours d'analyse, elles devraient permettre d'obtenir sept points en pour la combinaison linéaire  $G_E^s + \alpha G_M^s$  repartit entre  $Q^2 = 0, 15$  et  $0, 95$  (GeV/c) $^2$ . Les précisions attendues sur les différents facteurs de forme sont résumées sur la figure 5.6.

### 5.1.5 État des lieux des mesures

Prises individuellement les mesures des expériences présentées à la section précédente ne permettent pas encore de conclure sur la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon. Le résultat de SAMPLE allié à la bonne maîtrise de la prédiction de  $G_A^e$  pointe vers une valeur positive du facteur de forme magnétique. Les résultats aux angles avant d'HAPPEX et PVA4 donnent des contributions de  $G_E^s$  et  $G_M^s$  proches ou compatibles avec zéro. Cependant, il est intéressant de rassembler tous ces résultats et de regarder leur déviation par rapport à la

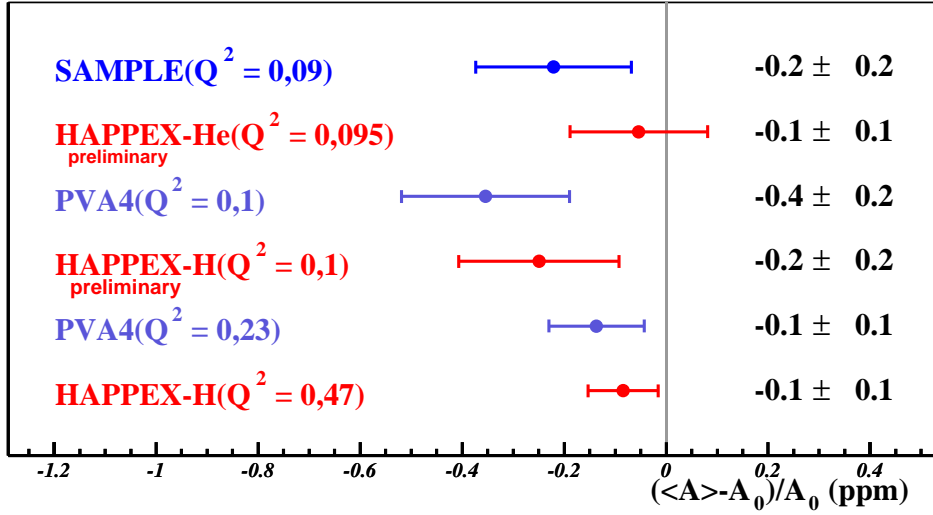


Figure 5.7: Déviation  $(A^{VP} - A^{VP}(G^s = 0))/A^{VP}(G^s = 0)$  pour l'ensemble des mesures actuelles.

prédiction théorique  $A^{VP}(G^s = 0)$  de l'asymétrie sans contribution des quarks étranges (figure 5.7). Nous pouvons constater une tendance générale pour une déviation négative de ce rapport, en faveur d'une contribution des facteurs de forme étranges non nulle dans le nucléon.

#### 5.1.5.1 Résultats à $Q^2 = 0,1(\text{GeV}/c)^2$

Sur la figure 5.8 sont rassemblées toutes les contraintes expérimentales à  $Q^2 = 0,1(\text{GeV}/c)^2$  dans le plan  $G_E^s - G_M^s$ . Dans ce plan, PVA4 et HAPPEX-H inscrivent deux bandes obliques correspondant aux combinaisons  $G_E^s + \alpha G_M^s$  mesurées. Le résultat d'HAPPEX-He est une bande horizontale du fait de la sensibilité à  $G_E^s$  seul. Enfin la bande de SAMPLE utilise la prédiction théorique de  $G_A^e$  ce qui permet de laisser libres les contributions de  $G_E^s$  et  $G_M^s$ . Comme mentionné précédemment à la section 5.1.1, la composante  $G_E^s$  est faible ce qui donne une bande quasi-verticale c'est-à-dire une contrainte sur  $G_M^s$ . Nous indiquons les contours des ellipses représentant le niveau de confiance à  $1\sigma$  et  $2\sigma$  pour l'ensemble des mesures. L'enveloppe à  $1\sigma$  donne la contrainte suivante pour  $G_E^s$  et  $G_M^s$  :

$$\begin{aligned} G_E^s &= -0,009 \pm 0,017 \\ G_M^s &= 0,626 \pm 0,410 \end{aligned} \quad (5.10)$$

La valeur de  $G_E^s$  est compatible avec une contribution nulle ou très faible. En revanche, le résultat actuel semble montrer une valeur de  $G_M^s$  positive, déjà visible dans le résultat de SAMPLE seul. La valeur centrale actuelle correspond à  $30 \pm 20\%$  du facteur de forme magnétique du proton. Il est néanmoins difficile à ce stade de l'analyse de conclure sur ces deux contributions car l'incertitude est encore grande.

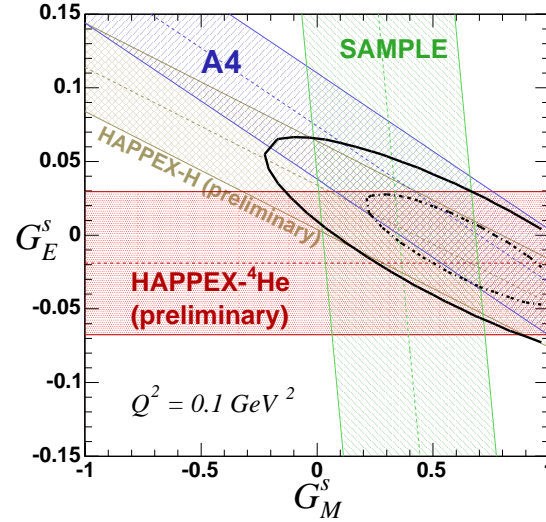


Figure 5.8: Résultats préliminaires des expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He dans le plan  $G_E^s$  et  $G_M^s$  avec les autres mesures. Les contours à  $1\sigma$  et  $2\sigma$  sont dessinés et centrés sur la moyenne pondérée des mesures.

### 5.1.5.2 Les prédictions théoriques

Une prédiction des éléments de matrice étranges du nucléon est difficile à partir des premiers principes de la QCD. En effet, les paires de quarks étranges de la mer ont une masse du même ordre de grandeur que l'échelle d'énergie de l'interaction forte  $m_s \sim \Lambda_{QCD}$  et elles se manifestent à des distances dans le nucléon où le calcul perturbatif de QCD n'est plus valable. Le traitement se fait donc suivant des modèles effectifs (théorie des perturbations chirales, relation de dispersion, pôles et boucles de Kaons) qui décrivent l'étrangeté à partir des degrés de liberté hadroniques plutôt qu'à partir des quarks et des gluons. La dispersion des prédictions du moment magnétique étrange ( $\mu_s = G_M^s(Q^2 = 0)$ ) et de la densité de charge étrange ( $\rho_s = 4M_N^2 dG_E^s/dQ^2|_{Q^2=0}$ ) illustrée figure 5.9 reflète la dépendance des différentes approches théoriques aux hypothèses simplificatrices employées. Les références [71, 144, 145] donnent une revue détaillée des calculs.

La tendance générale des prédictions donne un signe négatif de  $\mu_s$  opposé à la valeur centrale expérimentale actuelle (Eq.5.10). En supposant une dépendance dipolaire de  $G_M^s(Q^2)$  l'enveloppe des prédictions de  $\mu_s$  se traduirait par une bande verticale entre  $\pm 0,3$  sur la figure 5.10. Les prédictions de  $\rho_s$  ne permettent pas de trancher sur le signe. Une extrapolation linéaire à  $Q^2 = 0, 1(\text{GeV}/c)^2$  donne une bande horizontale de  $\pm 0,1$  sur la figure 5.10.

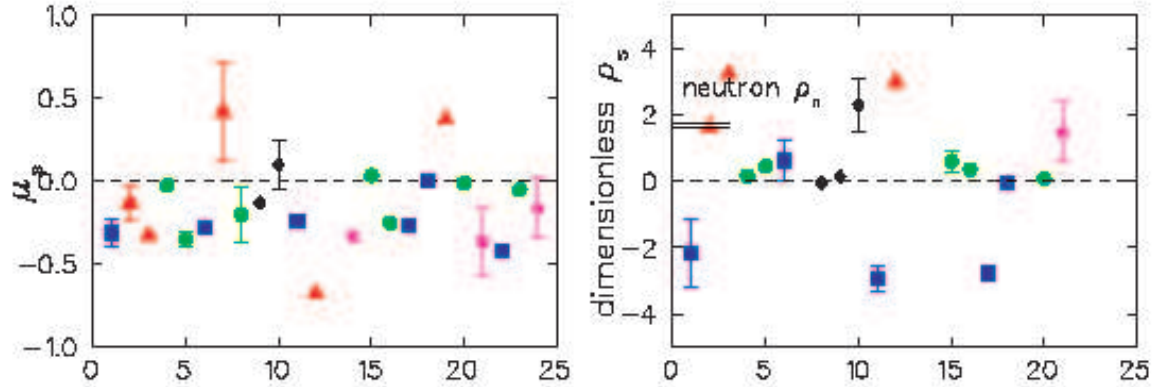


Figure 5.9: Résumé des prédictions théoriques pour le moment magnétique étrange  $\mu_s$  et la densité de charge étrange  $\rho_s$  tiré de [143]. Les carrés représentent les modèles de type *VDM pole*, les ronds les modèles de type *kaon loop*, les triangles les modèles de type *Skyrme*, les étoiles sont les prédictions de QCD sur réseau et les losanges les autres types de prédictions.

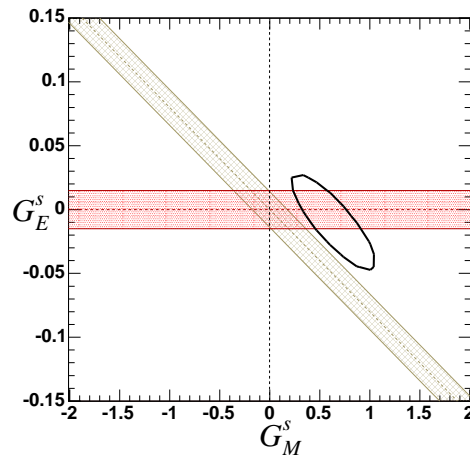


Figure 5.10: Plan  $G_E^s$ - $G_M^s$  avec l'ellipse des mesures actuelles à  $1\sigma$  et les barres d'erreurs projetées des résultats finaux des mesures d'HAPPEX-H et HAPPEX-He.

### 5.1.5.3 Perspectives

Au vu de ces résultats, il est donc possible que nous soyons proches d'une mise en évidence d'une contribution totale non nulle des quarks étranges aux densités de charge et de courant dans le nucléon. La seconde prise de données d'HAPPEX-H et HAPPEX-He au cours de l'année 2005 verra l'incertitude des mesures diminuer d'un facteur deux à trois et sera donc une étape décisive dans cette recherche (figure 5.10). Les incertitudes finales attendues sur les contributions électrique et magnétique sont reportées si dessous et exprimées en pourcentage des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon à  $Q^2 = 0, 1 \text{ (GeV/c)}^2$  :

$$\begin{aligned} \delta G_E^s &= 0,015 = 45\% G_E^n = 2\% G_E^p \\ \delta G_M^s &= 0,280 = 20\% G_M^n = 13\% G_M^p \end{aligned} \quad (5.11)$$

Il est à noter que les autres résultats que devrait apporter rapidement l'analyse G0 aux angles avants, et le programme aux angles arrières commun à G0 et PVA4 couvrent toute la gamme en  $Q^2$  et compléteront les mesures faites à  $Q^2 = 0, 1 \text{ (GeV/c)}^2$ . L'ensemble des cinématiques couvertes par le programme des expériences de violation de parité est résumé dans le tableau 5.1. Cet ensemble de mesures des trois contributions doit permettre d'obtenir une image claire des facteurs de forme étranges du nucléon et de leur dépendance en  $Q^2$ .

## 5.2 Mesure de $\sin^2 \theta_W$ à bas transfert et test du modèle standard

Dans cette section nous présentons le programme expérimental des mesures précises de  $\sin^2 \theta_W$  à bas  $Q^2$ . Nous donnons les contraintes apportées à quelques scénarii de nouvelle physique par les mesures analysées et discutons les perspectives de cette thématique.

La figure 5.11 regroupe les données existantes sur l'évolution de  $\sin^2 \theta_W$  en fonction de  $Q^2$ . A très bas transfert sont représentés le point de violation de parité dans les atomes de Césium et le résultat préliminaire de E-158. Le point au  $Q^2$  intermédiaire de  $6 \text{ GeV/c}^2$  correspond à la mesure de NuTeV en diffusion neutrino et anti-neutrino sur les noyaux. Enfin la valeur de  $\sin^2 \theta_W$  au pôle du  $Z^0$ , issue du fit global des observables de la figure 1.1, est indiquée. Ce point est très précis puisqu'au pôle du  $Z^0$  l'interaction faible est dominante. Il est utilisé comme référence de départ pour évoluer  $\sin^2 \theta_W$  en fonction de  $Q^2$ . Comme nous l'avons vu au premier chapitre cette dépendance au quadri-moment transféré provient de l'inclusion des effets de corrections électrofaibles des diagrammes d'ordre supérieur dans la définition d'un  $\sin^2 \theta_W$  effectif. La courbe montre ainsi la prédiction d'évolution calculée de part et d'autre du pôle du  $Z^0$  dans le cadre du modèle standard. En toute rigueur une partie des corrections dépend du processus considéré et chaque expérience devrait être comparée avec sa propre courbe d'évolution. La figure 5.11 est simplement une représentation pratique de l'ensemble des mesures pour laquelle seules ont été retenues les corrections de mélange  $\gamma - Z^0$  (fig.1.10), indépendantes de tout processus. Dans le cas de la diffusion Møller cette représentation a le mérite d'être très proche de la correction totale due à tous les graphes à une boucle (le mélange  $\gamma - Z^0$  est l'effet dominant pour le Møller). Elle retranscrit donc bien l'évolution de 3% de

Expérience	Cible	$\theta_e$	$Q^2$ (Gev/c) <sup>2</sup>	Observables	Date
SAMPLE(MIT-Bates)	<sup>1</sup> H	146.	0,09	$G_E^s + 1,66G_M^s + 0,78G_A^e$	1998
SAMPLE	D	146.	0,09	$G_E^s + 0,50G_M^s + 1,26G_A^e$	1999
SAMPLE	D	146.	0,04	$G_E^s + 0,21G_M^s + 0,82G_A^e$	2001-02
PVA4(MAMI)	<sup>1</sup> H	35.	0,23	$G_E^s + 0,22G_M^s + 0,04G_A^e$	2001-02
PVA4	<sup>1</sup> H	35.	0,1	$G_E^s + 0,10G_M^s + 0,24G_A^e$	2003
PVA4	<sup>1</sup> H	145.	0,23	$G_E^s + 4,00G_M^s + 1,22G_A^e$	2005
PVA4	D	145.	0,23	$G_E^s + 1,16G_M^s + 1,89G_A^e$	2005
PVA4	<sup>1</sup> H	145.	0,47	$G_E^s + 8,87G_M^s + 1,94G_A^e$	2006
PVA4	D	145.	0,47	$G_E^s + 2,45G_M^s + 2,85G_A^e$	2006
HAPPEX(JLab hall A)	<sup>1</sup> H	12,5.	0,48	$G_E^s + 0,39G_M^s + 0,02G_A^e$	1998-99
HAPPEX	<sup>1</sup> H	6.	0,1	$G_E^s + 0,08G_M^s + 0,003G_A^e$	2004-05
HAPPEX	<sup>4</sup> He	6.	0,95	$G_E^s$	2004-05
$G^0$ (JLab hall C)	<sup>1</sup> H	11.	0,3	$G_E^s + 0,24G_M^s + 0,01G_A^e$	2004
$G^0$	<sup>1</sup> H	110.	0,3	$G_E^s + 1,29G_M^s + 0,34G_A^e$	2005
$G^0$	D	110.	0,3	$G_E^s + 0,36G_M^s + 0,52G_A^e$	>2006
$G^0$	<sup>1</sup> H	13.	0,5	$G_E^s + 0,41G_M^s + 0,02G_A^e$	2004
$G^0$	<sup>1</sup> H	110.	0,5	$G_E^s + 2,24G_M^s + 0,47G_A^e$	2004
$G^0$	D	110.	0,5	$G_E^s + 0,61G_M^s + 0,69G_A^e$	>2006
$G^0$	<sup>1</sup> H	16.	0,8	$G_E^s + 0,68G_M^s + 0,04G_A^e$	2004
$G^0$	<sup>1</sup> H	110.	0,8	$G_E^s + 3,80G_M^s + 0,66G_A^e$	2005
$G^0$	D	110.	0,8	$G_E^s + 1,00G_M^s + 0,93G_A^e$	2005

Tableau 5.1: Couverture cinématique du programme d'expériences de violation de parité pour la mesure des facteurs de forme des quarks étranges.

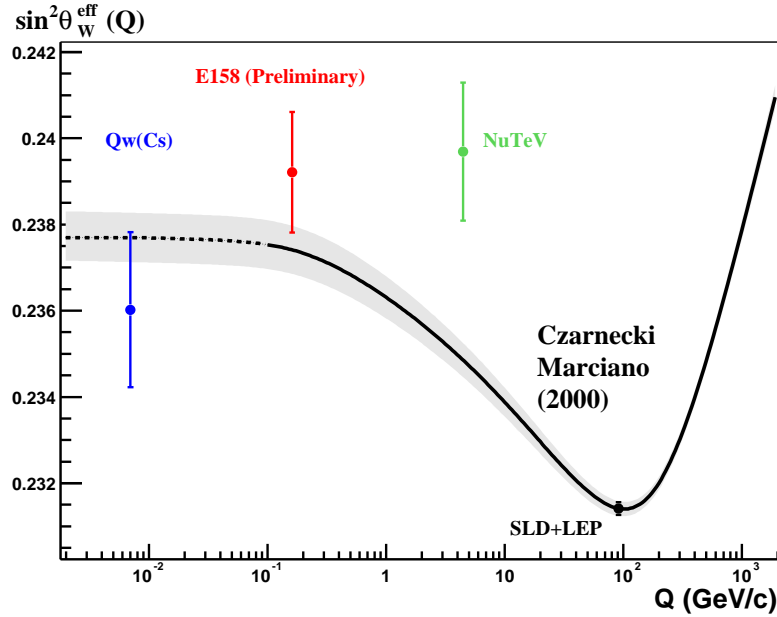


Figure 5.11: Mesures précises de  $\sin^2 \theta_W$ . " $Q_W(Cs)$ ": violation de parité dans le césium [149], "E-158": résultat préliminaire pour l'ensemble de la statistique, "NuTeV": expérience NuTeV de diffusion de neutrino et anti-neutrino sur les noyaux [159], "SLD+LEP": moyenne mondiale de  $\sin^2 \theta_W$  au pôle du  $Z^0$ . La courbe en trait continu est l'évolution prédite par le modèle standard (cf. texte), la zone grisée l'erreur théorique associée.

$\sin^2 \theta_W$  observée expérimentalement.

Un traitement plus rigoureux de la comparaison des différentes mesures consiste à utiliser l'évolution complète (incluant tous les graphes) prédite par le modèle standard pour chaque processus afin de "ramener" chaque point expérimental au pôle du  $Z^0$ . Chaque résultat se compare alors directement à la valeur de référence de  $\sin^2 \theta_W$  (fig.5.12). Tout écart significatif observé peut s'interpréter comme la signature de nouveaux processus physiques, non inclus dans la description actuelle du modèle standard. La valeur centrale et l'erreur de cet écart conditionnent les contraintes sur les paramètres décrivant une possible nouvelle physique.

Avant de passer en revue les différentes mesures nous notons que celles-ci réfèrent à la fois à des processus purement leptonique (E-158) et semi-leptoniques (parité atomique, NuTeV). Elles offrent donc un test puissant de l'universalité du couplage électrofaible.

### 5.2.1 La violation de parité atomique

Les expériences de violation de parité atomique ont débuté dans les années 70 avec la proposition de M. A. Bouchiat et C. Bouchiat [146] de mesurer la transition interdite  $6_{s_{1/2}} \rightarrow 7_{s_{1/2}}$  de l'atome de Césium. Une telle transition met en évidence le champ faible du noyau qui se superpose au

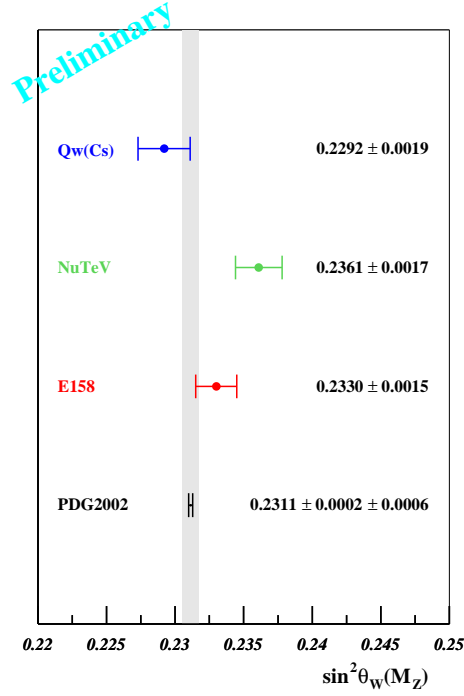


Figure 5.12: Données de la figure 5.11 évoluées au pôle du  $Z^0$  suivant les prédictions théoriques du modèle standard.

champ électromagnétique. Ces expériences mesurent donc la charge faible du noyau et sont des tests complémentaires à E-158, qui mesure la charge faible de l'électron.

Afin d'amplifier la sensibilité au signal de violation de parité on choisit une transition hautement supprimée par les règles de sélection de l'électromagnétisme. Ainsi la transition  $6_{s_{1/2}} \rightarrow 7_{s_{1/2}}$  ne peut pas être électrique dipolaire ( $\Delta l = 0$  alors que QED impose  $\Delta l = \pm 1$ ). Le dipôle magnétique est également très supprimé par le changement de nombre quantique principal ( $\Delta n = 1$ ). Un second facteur d'amplification important est la charge du noyau. Il a été montré que les effets électrofaibles croissent plus vite que  $Z^3$ . Le césium est ainsi un bon compromis entre un atome de  $Z$  élevé et possédant une structure atomique calculable précisément.

De manière analogue à la diffusion d'électrons, l'observable de violation de parité s'écrit comme le rapport d'une amplitude faible sur une amplitude électromagnétique :

$$A_{VP} = \frac{\mathcal{I}m(E1^{VP})}{M1} \simeq 5 \times 10^{-5} \quad (5.12)$$

où  $E1^{VP}$  est la transition radiative électrique dipolaire violant la parité et  $M1$  est le dipôle magnétique qui est le terme dominant dans les transitions électromagnétiques résiduelles. Cependant si les facteurs d'amplification mentionnés ci-dessus augmentent ce rapport ils n'évitent pas que la fréquence de chaque transition est très faible. La mesure est sensible au moindre bruit de



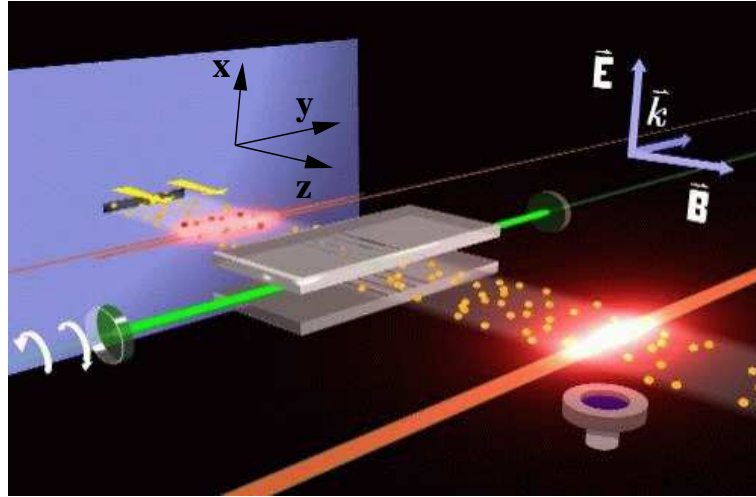


Figure 5.13: Dispositif expérimental de la mesure de Boulder. Sont représentées les trois principales zones traversées par le jet de césium du fond vers l'avant du dessin: la préparation des atomes dans un sous niveau Zeeman spécifique de l'état 6S, l'application du champ  $E_0$  pour l'effet Stark et le pompage optique dans l'état 7S, enfin la mesure du nombre de transitions induites.

fond et donc inexploitable. La solution consiste à appliquer un champ électrique statique  $E_0$  qui va redéfinir les états propres  $S$  du système initial comme un mélange d'orbitales S et P. C'est l'effet Stark [147]. Une transition induite  $E1^{ind}$  apparaît alors entre les nouveaux états 6S et 7S dont l'interférence avec  $E1^{VP}$  sort le signal du bruit de fond. L'asymétrie de violation de parité en présence de ce champ devient :

$$A_{VP} = \frac{\mathcal{I}m(E1^{VP}), E1^{ind}}{|E1^{ind}|^2} \quad (5.13)$$

L'asymétrie est réduite mais le taux de comptage sort du bruit de fond. La violation de parité se manifeste par une asymétrie dans ce taux de comptage lors du renversement du champ. La charge faible du noyau est finalement extraite par la relation suivante :

$$Q_W^{exp} = -N \times \frac{E1_{exp}^{VP}}{\epsilon^{VP}} \quad (5.14)$$

où le terme  $\epsilon^{VP}$  contient tous les effet de structure atomique et les corrections radiatives. L'incertitude théorique associée à  $\epsilon^{VP}$  est l'erreur dominante.

Les premières mesures ont été effectuées à l'Ecole Normale Supérieure à Paris [148] avec une précision expérimentale de 12% et une erreur théorique de 8%. La mesure la plus récente faite par le groupe de Boulder [150] est d'une grande maîtrise expérimentale. Leur dispositif est détaillé sur la figure 5.13. La charge faible de l'atome extraite en considérant les dernières avancées théoriques [149] est :

$$Q_W^{exp} = -72,84 \pm 0,29(exp) \pm 0,36(th) \quad (5.15)$$

Soit une précision expérimentale relative de 0,4 %. L'erreur théorique se justifie par la nécessité de prendre en compte un grand nombre de corrections. L'historique du raffinement des calculs montre une déviation plus ou moins importante par rapport à la prédiction du modèle standard [151, 152]. Ces difficultés sont inhérentes à la précision relative qu'atteint ce type de mesure. Les derniers résultats publiés pour les valeurs expérimentale et théorique sont compatibles dans les barres d'erreur et l'extraction de  $\sin^2 \theta_W$  est en accord avec la prédiction du modèle standard (fig. 5.12). Néanmoins, ces mesures sont capables de contraindre la nouvelle physique à l'échelle du TeV avec une précision comparable aux expériences sur accélérateur. Par exemple la sensibilité à un boson  $Z'$  introduit par le modèle SO(10) s'exprime de la manière suivante [153] :

$$Q_W^{exp}(Cs) - Q_W^{th}(Cs) = 65,4 \frac{m_Z^2}{m_{Z'}^2} \quad (5.16)$$

avec la valeur théorique  $Q_W^{th} = -73,09 \pm 0,03$  calculée dans [149]. Nous obtenons  $m_{Z'} > 680$  GeV (95% CL).

De nouvelles techniques de mesures ont été proposées pour diminuer encore les erreurs systématiques. Une nouvelle expérience, qui est en cours à l'ENS à Paris [154] utilise l'émission stimulée pour rendre  $A^{PV}$  linéaire en  $E_0$ . L'erreur systématique finale devrait descendre en dessous du pourcent et fournir ainsi une confirmation du résultat de Boulder par une technique indépendante. Parmi les projets en développement pour la prochaine génération d'expériences citons l'utilisation du Francium à la place du Césium [155]. Le Francium est l'élément suivant dans la colonne des alcalins du tableau périodique. Sa structure atomique est donc calculable précisément et sa charge plus élevée ( $Z_{Fr} = 87$  contre  $Z_{Cs} = 55$ ) fait prédire une sensibilité 18 fois plus importante aux effets de violation de parité. Cependant sa faible durée de vie nécessite de créer le Francium dans des faisceaux radioactifs secondaires et de le ralentir ensuite pour faire la mesure. Une autre direction proposée depuis quelques années concerne des mesures sur des chaînes d'isotopes stables, comme les terres rares [156], possédants des niveaux atomiques quasi-dégénérés et de parité opposée. L'équivalent de l'amplification par interférence avec l'effet Stark est alors déjà présent naturellement et un rapport des transitions  $E1^{PV}$  pour deux isotopes permet de s'affranchir d'une grande partie des calculs de structure atomique.

## 5.2.2 L'expérience NuteV

L'expérience NuTeV s'est déroulée entre 1996 et 1997 à FERMILab et a mesuré précisément les courants chargés et neutre en diffusion neutrino noyau. De manière analogue à l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron nucléon (section 3.4.7), l'observable de NuTeV est une fonction des couplages faibles neutres neutrino quark définis par le Lagrangien :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu) \\ &= \times [\epsilon_L^q \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) q + \epsilon_R^q \bar{q} \gamma_\mu (1 + \gamma^5) q] \end{aligned} \quad (5.17)$$

où  $\epsilon_{L,R}^q$  sont les couplages chiraux aux quarks. Pour les courants chargés  $\epsilon_L^q = T_q^3$  et  $\epsilon_R^q = 0$  alors que pour les courants neutres les deux couplages contiennent un terme additionnel  $-Q_q \sin^2 \theta_W$ .

En fonction des constantes vectorielles et axiales  $C_V$  et  $C_A$  définies dans le tableau 1.2 nous avons  $\epsilon_{R,L}^q = (C_V \pm C_A)/2$ .

La mesure du rapport des courants chargés et neutre sur une cible hadronique permet donc d'extraire en principe  $\sin^2 \theta_W$ . Cependant la production de quarks lourds par les courants chargés ( $d, s \rightarrow c$ ) introduit une large incertitude dans ce rapport qui a été une des principales limitations des expériences précédentes comme CCFR [157]. NuTeV s'affranchit de cette difficulté avec une nouvelle observable reliée à  $\sin^2 \theta_W$  et donnée par la relation de Paschos - Wolfenstein [158] :

$$R^- = \frac{\sigma_{NC}^\nu - \sigma_{NC}^{\bar{\nu}}}{\sigma_{CC}^\nu - \sigma_{CC}^{\bar{\nu}}} = g_L^2 - g_R^2 \quad (5.18)$$

ou  $\sigma_{CN}^{\nu(\bar{\nu})}$  est la section efficace de courant neutre neutrino (anti-neutrino),  $\sigma_{CC}^{\nu(\bar{\nu})}$  l'équivalent pour le courant chargé et  $g_{L,R}^2 = (\epsilon_{L,R}^u)^2 + (\epsilon_{L,R}^d)^2$ . Au premier ordre  $R^-$  est proportionnel à  $1 - 2 \sin^2 \theta_W$ .

Le faisceau de neutrinos ou d'antineutrinos de haute énergie ( $E_{\nu,\bar{\nu}} \simeq 200 \text{ GeV}$ ), produit à partir du faisceau de proton du Tevatron, est dirigé vers un détecteur "cible" massif de plus de 700 tonnes représenté sur la figure 5.14. Ce détecteur se divise en deux parties. La première est composée de plans alternés de plaques d'acier, de scintillateurs liquides et de chambres à dérive qui servent à localiser les interactions et à mesurer l'énergie de la gerbe hadronique induite. La seconde partie est formée d'un sandwich de toroïdes et de chambres à fils pour caractériser la charge et l'impulsion des muons issus de la conversion d'un neutrino lors d'une interaction par courant chargé. La distinction des événements de courant neutre ou chargé est ainsi basée sur la

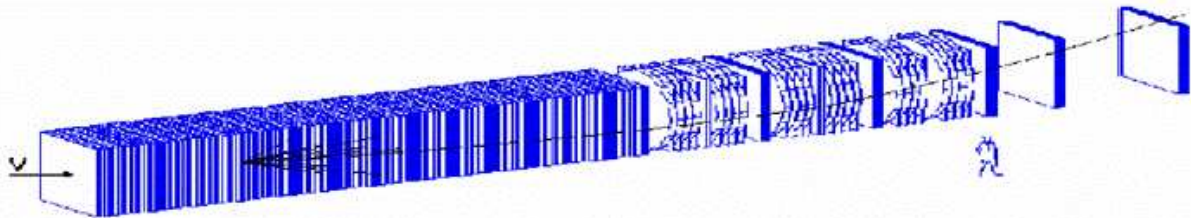


Figure 5.14: Dispositif expérimental de l'expérience NuTeV à FERMILab. Illustration d'un événement de courant chargé avec une gerbe hadronique localisée et une trace de muon dans la seconde moitié du détecteur.

"longueur" de l'événement dans le détecteur. Un événement de type courant neutre sera signalé par une gerbe hadronique orpheline bien localisée, alors qu'une diffusion de type courant chargé sera caractérisée par une trajectoire supplémentaire de muon, détectée dans toute la longueur du détecteur.

Le résultat de NuteV pour  $\sin^2 \theta_W$  est [159] :

$$\sin^2 \theta_W^{on-shell} = 0.22773 \pm 0.00135(stat) \pm 0.00093(syst) \quad (5.19)$$

	$Q_W(Cs)$	Møller	CDF (direct)	LEP -II (direct)
$m_{Z_\chi} (GeV)$	680	862	595	673

Tableau 5.2: Limites inférieures sur la valeur de la masse du boson  $m_{Z_\chi}$  (95% CL) en mesures directes et indirectes.

ce résultat, très peu sensible à la masse du top ou du boson de Higgs est à  $3\sigma$  de la valeur prédite par le modèle standard (fig. 5.12). Dans l'état actuel de l'analyse, cette déviation peut s'interpréter comme un couplage effectif gauche  $g_L$  plus faible que prévu entre neutrino et quark qui pourrait indiquer de nouvelles interactions. Cependant l'accent a été mis récemment sur la sensibilité à certaines corrections non prises en compte telles que la brisure d'isospin [160] et l'asymétrie  $q\bar{q}$  dans la distribution en impulsion de la mer de quarks étranges. En particulier, une analyse récente [161] du résultat de NuteV, s'appuyant sur des données de diffusion profondément inélastique de neutrinos, suggère que l'effet de cette asymétrie pourrait expliquer la moitié de la déviation observée.

Une analyse plus fine des données de NuTeV est indispensable pour conclure sur cette mesure. Le programme de faisceau de neutrinos de haute énergie à FermiLab étant terminé, il n'est pas envisagé de mesurer à nouveau ce rapport à un  $Q^2$  proche, cependant de nouvelles possibilités de mesure de  $\sin^2 \theta_W$  en diffusion de neutrinos avec une précision comparable à NuteV sont à l'étude comme la diffusion élastique d'antineutrino provenant de réacteurs [162].

### 5.2.3 Impact de la mesure de E-158

L'expérience E-158 a mesuré pour la première fois l'asymétrie de violation de parité en diffusion Møller (chapitre 4). Nous rappelons la valeur de  $\sin^2 \theta_W$  extraite à la section 4.5.10.4 :

$$\sin^2 \theta_W(Q^2 = 0,026 \text{ (GeV}/c^2)\overline{MS}) = 0,2403 \pm 0,0010(stat) \pm 0,0009(syst) \quad (5.20)$$

Ce résultat fournit la mesure la plus précise à l'heure actuelle de  $\sin^2 \theta_W$  à bas  $Q^2$ . Il est en bon accord avec l'évolution prédite par le modèle standard. Nous détaillons ci-dessous les contraintes apportées à deux scénarii de nouvelle physique :

- **Boson  $Z'$ .**

Sous l'hypothèse de l'existence d'un seul boson  $Z_\chi$  [22] provenant d'une extension du modèle standard (modèle SO(10)), sa masse  $m_{Z_\chi}$  est reliée au rapport suivant :

$$\frac{1 - 4 \sin^2 \theta_W^{exp}}{1 - 4 \sin^2 \theta_W^{SM}} = 1 + 7 \frac{m_Z^2}{m_{Z_\chi}^2} \quad (5.21)$$

cette expression donne une limite inférieure  $m'_{Z'} > 862 \text{ GeV}$ . Les contraintes directes et indirectes sur la masse de ce boson  $Z_\chi$  provenant de diverses expériences sont résumées dans le tableau 5.2.3. Nous pouvons constater que les mesures indirectes actuelles à basse énergie donnent les contraintes les plus fortes sur la masse de ce boson.

Modèle	LEP-II $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	LEP-II $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$
	$\lambda_{ee}^+/\lambda_{ee}^-$ (TeV)	$\lambda_{ll}^+/\lambda_{ll}^-$ (TeV)
$\eta_{LL}$	7,1 / 9,0	13,3 / 9,8

Tableau 5.3: Limites inférieures sur le paramètre  $\lambda$  de l'interaction de contact provenant des paramétrisations des sections efficaces  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  [23], pour une interaction avec électron positron dans l'état final et pour la moyenne sur les trois familles de leptons (hypothèse de l'universalité). Seul le couplage pour lequel l'asymétrie Møller est sensible (type  $LL$ ) est présenté.

- **Interaction de contact.**

La sensibilité à une nouvelle interaction de contact entre électrons est paramétrisée par l'échelle d'énergie  $\lambda_{ee}$  à laquelle elle se manifeste [163] :

$$\sin \theta_W^{exp} - \sin \theta_W^{SM} = \pm \frac{\pi}{G_F \sqrt{2}} \frac{\eta_{LL}}{\lambda_{ee}^\pm} \quad (5.22)$$

avec  $\eta_{LL} = \pm 1$ . La contrainte (95% CL) apportée sur  $\lambda_{ee}^\pm$  par E-158 est alors :

$$\lambda_{ee}^+ = 6,4 \text{ TeV} \quad (5.23)$$

$$\lambda_{ee}^- = 13,9 \text{ TeV} \quad (5.24)$$

Les contraintes directes existantes sur ce type d'interaction ont été déterminées à partir des données du LEP et sont résumées dans le tableau 5.2.3. Les limites apportées par E-158 sont du même ordre de grandeur.

## 5.2.4 Perspectives

L'amélioration rapide des performances des sources polarisées et du contrôle des fausses asymétries faisceau permet d'envisager à court terme d'autres mesures de  $\sin^2 \theta_W$  en diffusion d'électrons.

### 5.2.4.1 L'expérience QWeak

L'expérience QWeak [85] propose une mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique  $e^- p$  au même  $Q^2$  que E-158. Elle a été acceptée par le comité scientifique de JLab et devrait tourner d'ici quelques années dans le hall C. Le caractère semi leptonique de la réaction étudiée en fait une mesure complémentaire à E-158 avec des sensibilités différentes aux scénarii de nouvelle physique.

Par définition l'observable est identique à celle de HAPPEH-H

$$A_{VP} = \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times \left( A_0 + \frac{A_E + A_M + A_A + A_s}{\varepsilon(G_E^{p(\gamma)})^2 + \tau(G_M^{p(\gamma)})^2} \right) \quad (5.25)$$

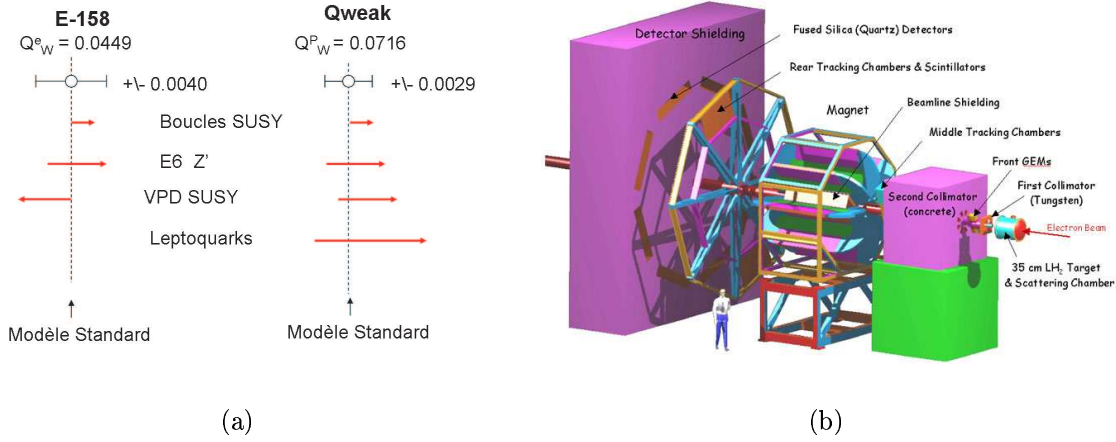


Figure 5.15: a) Illustration de la complémentarité des expériences E-158 et QWeak aux différents scénarii de nouvelle physique. b) Schéma du dispositif de l'expérience QWeak.

Cependant la cinématique à très bas transfert ( $E_{beam} = 1,2 GeV$  et  $\theta = 9^\circ$ ) permet de faire apparaître un développement limité en puissances de  $Q^2$ . En reprenant les expressions (1.30) des différents termes nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 A_0 &= 1 - 4 \sin^2 \theta_W = Q_{weak}^p \\
 A_E &= -\varepsilon G_E^{p(\gamma)} G_E^{n(\gamma)} \rightarrow \frac{1}{6} \varepsilon \langle r_n^2 \rangle Q^2 \\
 A_M &= -\tau G_M^{p(\gamma)} G_M^{n(\gamma)} \rightarrow -\frac{Q^2}{4M_p^2} \mu_p \mu_n \\
 A_A &= -(1 - 4 \sin^2 \theta_W) \varepsilon' G_M^{p(\gamma)} G_A^e \rightarrow 0
 \end{aligned}$$

La contribution  $A_s$  des quarks étranges est petite et sera contrainte par les mesures à  $Q^2 = 0.1 GeV/c^2$ . L'asymétrie se réduit finalement à :

$$A_{VP} = \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \times (Q_{weak}^p + Q^2 B(Q^2)) \quad (5.26)$$

où le terme  $Q^2 B(Q^2)$  contient tous les effets de structure hadronique. Malgré son ordre supérieur en  $Q^2$  sa contribution n'est pas négligeable dans l'asymétrie mais bien contrôlée par les mesures précédentes des facteurs de forme électromagnétiques et faibles. Son effet est estimé à seulement 2% de contribution dans l'erreur totale. La précision finale proposée est de 4% sur l'asymétrie soit 0.0007 sur  $\sin^2 \theta_W$ .

Le dispositif expérimental est détaillé sur la figure 5.15. Pour obtenir un fort taux de comptage, la détection des électrons diffusés est couverte sur une large acceptation avec un aimant toroïdal "à la G0". Les détecteurs sont des barres de silice fondue qui intègrent le signal Čerenkov

suivant le même principe que celui décrit au chapitre 2. La complémentarité avec la mesure d'E-158 est résumée sur la figure 5.15. Nous pouvons constater que les hypothèses des modèles corrèlent ou non les déviations de chaque expériences et rendent le test plus fort. Une mesure à 4% de précision permettra de contraindre par exemple un nouveau couplage lepton quark à l'échelle d'énergie 4,6 TeV.

#### 5.2.4.2 DIS parity

Une dernière extension naturelle de ces tests du modèle standard à basse énergie est la reprise de l'expérience historique E122 au SLAC [79]. L'asymétrie de violation de parité est donc mesurée pour la diffusion profondément inélastique (DIS) sur le deutérium mais avec la précision accrue que permettent les progrès technologiques des 30 dernières années. Une proposition d'expérience a été rédigée au SLAC [164] mais sera probablement sans suite puisque le programme scientifique sur cible fixe n'est plus financé. Une mesure similaire est possible à JLab et une proposition d'expérience va être soumise pour un faisceau de 6 GeV.

L'asymétrie sur le deuteron dans le régime du DIS est une fonction de la combinaison  $2C_{2u} - C_{2d}$ . Cependant la sensibilité à cette combinaison est relativement faible et l'apport de nouvelles contraintes sur le modèle standard demande une très bonne normalisation de la mesure. La polarimétrie faisceau est encore une fois l'erreur systématique dominante. L'expérience proposée à 6 GeV affiche ainsi une erreur relative totale de seulement 2.5%. Elle permettrait d'améliorer d'un facteur huit l'incertitude sur  $2C_{2u} - C_{2d}$  avec  $\delta(2C_{2u} - C_{2d}) = 0.03$ . L'extraction de  $\sin^2 \theta_W$  à ce stade est cependant moins précise que les mesures déjà existantes (fig.5.11).

Un sous-produit des données à 6 GeV est la mesure des effets de higher twist qui sera très utile pour l'interprétation de futures mesures à 12 GeV.

Au cours de la prochaine décennie, les mesures qui seront effectuées auprès des grands accélérateurs avec la fin du programme expérimental au TeVatron et le démarrage du LHC à la fin 2007, devrait permettre de découvrir la dernière particule manquante du modèle standard, le boson de Higgs et donner des éléments de réponse sur la brisure de symétrie du secteur électrofaible. Les expériences à basse énergie restent compétitives avec les projets de nouvelles mesures en parité atomique et en diffusion d'électrons. Leur complémentarité aux collisions  $pp$  en font donc des partenaires indispensables aux futures mesures du LHC pour signer la nature d'une nouvelle physique potentielle.





# Conclusion

Dans ce travail de thèse, nous avons décrit les méthodes expérimentales et l'analyse des données des expériences HAPPEX dans le hall A de JLab et E-158 au SLAC. Ces expériences utilisent la particularité unique de l'interaction faible de violer la symétrie parité pour extraire le signal du courant faible neutre loin du pôle du  $Z^0$  ( $Q^2 \ll M_Z^2$ ). L'observable mesurée est l'asymétrie de violation de parité, construite à partir de la différence entre les taux de comptages de diffusion élastique d'électrons polarisés gauches et droits sur une cible non polarisée. Son amplitude très faible demande une mesure à très fort taux de comptage pour atteindre une bonne précision statistique.

L'approche d'HAPPEX est d'utiliser les mesures précises des paramètres électrofaibles obtenues auprès des grands collisionneurs et de considérer le courant neutre faible comme une nouvelle sonde de la structure interne du nucléon. Nous avons montré comment les facteurs de forme faibles, associés à cette nouvelle sonde, permettent d'extraire la contribution des quarks étranges de la mer aux densités de charge et de courant. Cette contribution est reliée à l'élément de matrice vectoriel  $\langle N | \bar{s} \gamma_\mu s | N \rangle$ , complémentaire aux secteurs du spin, de la masse ou de l'impulsion totale du nucléon déjà explorés. Elle constitue une des rares observables à basse énergie directement reliée aux degrés de liberté fondamentaux de QCD : les quarks et les gluons. Les deux expériences HAPPEX-H et HAPPEX-He se proposent d'extraire les facteurs de forme étranges  $G_E^s$  et  $G_M^s$  avec une grande précision et de séparer chaque contribution à  $Q^2 = 0, 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>. Elles s'insèrent dans le cadre d'un programme expérimental international (SAMPLE, PVA4, HAPPEX et  $G^0$ ) dédié à l'extraction des facteurs de forme  $G_E^s$ ,  $G_M^s$  et  $G_A^e$  sur une large gamme de quadri-moment transféré. La stratégie d'HAPPEX est d'utiliser un faisceau hautement polarisé et de haute intensité, une acceptation réduite et le recours à des spectromètres à fort pouvoir de séparation du bruit de fond. Le signal élastique est intégré à chaque renversement d'hélicité jusqu'à atteindre la statistique nécessaire à la mesure précise de l'asymétrie de violation de parité.

Les résultats préliminaires de la prise de données de l'année 2004, combinés avec les autres mesures à  $Q^2 = 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup> fournissent les contraintes suivantes sur la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon :

$$\begin{aligned} G_E^s &= -0,009 \pm 0,017 \\ G_M^s &= 0,626 \pm 0,410 \end{aligned}$$

ces résultats donnent pour l'instant une contribution nulle du facteur de forme électrique étrange  $G_E^s$  et tendent à favoriser une valeur positive du moment magnétique étrange du nucléon, à

l'encontre de la plupart des prédictions théoriques.

Mon travail de thèse a porté sur la conception et la mise au point des détecteurs d'électrons pour HAPPEX. Le choix des matériaux et des photomultiplicateurs répond aux exigences associées aux forts taux de comptage rencontrés dans ce type d'expérience. La géométrie proposée a permis d'adapter la configuration de détection aux cibles d'hydrogène et d'hélium 4. Dans le cas de l'hydrogène la segmentation a induit une plus grande sensibilité aux fluctuations des paramètres faisceau qui a été mise à profit comme bras de levier pour l'estimation des erreurs systématiques associées. J'ai également travaillé à l'élaboration de la boucle de rétroaction utilisée pour minimiser les fausses asymétries en courant du faisceau ainsi qu'au développement de l'analyseur de données et de monitoring en ligne indispensable au diagnostic et aux corrections en temps réel des données.

La précision finale attendue lors du run de 2005 (un facteur trois inférieure) devrait permettre d'établir sans ambiguïté la présence ou non d'une contribution étrange à la densité de charge et de courant dans le nucléon à  $Q^2 = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ . Les résultats des autres expériences, programmées ou en cours d'analyse, élargiront les mesures aux autres  $Q^2$ . De plus, les efforts entrepris dans la mesure des facteurs de forme électromagnétiques, principale erreur théorique dans l'extraction de la contribution des quarks étranges, devraient permettre d'améliorer encore la précision des données actuelles.

L'expérience E-158 au SLAC repose sur les mêmes techniques de mesure de faible asymétrie. Cependant, le choix d'un processus purement leptonique entre deux particules ponctuelles, la diffusion Møller, teste directement la structure interne du couplage électrofaible. Grâce à sa très grande précision E158 met en évidence l'évolution du paramètre  $\sin^2 \theta_W$  prévue par le modèle standard entre la valeur au pôle du  $Z_0$ , très bien connue par les mesures du LEP et de SLD, et la région cinématique mesurée, cinq ordres de grandeur plus basse en  $Q^2$ . Cette évolution trouve son origine dans les processus d'ordre supérieur par lesquels peuvent éventuellement intervenir de manière indirecte les particules ou les couplages associés à une physique au-delà du modèle standard.

E-158 utilise le faisceau d'électrons polarisés de 50 GeV de l'accélérateur SLAC et un dispositif unique comprenant une cible étendue d'hydrogène liquide de 1,5 m, un spectromètre ingénieux pour isoler le flux Møller du bruit de fond à très petit angle et un système de détection absorbant 4 GHz de taux de comptage. Un effort important a été engagé pour maîtriser les fluctuations et asymétries du faisceau et rendre possible la mesure d'une asymétrie physique de  $10^{-7}$ . Les performances atteintes ont eu de nombreuses retombées bénéfiques auprès des autres expériences de violation de parité, notamment pour le programme à JLab. Le résultat obtenu constitue la première évidence de violation de parité dans la diffusion Møller et est à l'heure actuelle la mesure la plus précise d'asymétrie en diffusion d'électrons avec :

$$A_{ee} = -128 \pm 14(stat) \pm 12(syst) \text{ ppb}$$

La valeur extraite de  $\sin^2 \theta_W$  est :

$$\sin^2 \theta_W(Q^2 = 0,026(\text{GeV}/c)^2)_{\overline{MS}} = 0,2403 \pm 0,0010(stat) \pm (0,0009)syst$$

soit la mesure la plus précise à basse énergie avec une erreur relative totale de 0.58 %. Elle

---

est compatible à  $1,2\sigma$  avec le modèle standard et repousse les manifestations d'une éventuelle nouvelle physique accessible par un processus  $e^-e^-$  à l'échelle du TeV.

Pour cette expérience, j'ai contribué à la prise de données du run III correspondant à environ 50% de la statistique totale. Mon travail a porté sur l'analyse de ces données et plus particulièrement sur l'étude de nouvelles systématiques provenant des fluctuations à l'intérieur d'une impulsion faisceau. Pour cela, j'ai développé une analyse spécifique des informations sub-impulsion obtenues pendant le run III, avec les tranches en temps des signaux des BPM. Mon étude a permis de comprendre l'impact de ces effets systématiques, de les corriger et d'estimer l'erreur associée. Cette correction a pu être propagée aux deux premiers runs, pour lesquels cet effet n'avait pas été mesuré. Au final cette analyse a permis de réduire sensiblement l'erreur systématique totale de la mesure.

Rappelons enfin que ces mesures précises ont été à la fois moteurs et bénéficiaires des développements techniques impressionnants des dix dernières années d'une part, en matière de polarisation et de stabilité des faisceaux d'électrons et d'autre part dans la précision de la mesure de polarisation et le développement des méthodes de correction des fausses asymétries. Ces avancées ouvrent des perspectives de mesures à la fois pour la structure hadronique et les tests à basse énergie du modèle standard confortant les asymétries de violation de parité en diffusion d'électrons dans le rôle d'outil original et précis de la physique moderne.



# Bibliographie

- [1] J. Chadwick, F. R. S. Proc. Roy. Soc. **A136**, 692-708 (1932).
- [2] E. Fermi, Nuovo Cimento **11** (1934).
- [3] C. L. Cowan Jr., F. Reines, F. B. Hanson, H. W. Kruse and A. D. McGuire, Science **124**, 103 (1956).
- [4] C.S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [5] T. D. Lee et C. N. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956).
- [6] R. P. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1957)
- [7] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 508-509 (1964)
- [8] L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579-588 (1961)
- [9] A. Salam and J. C. Ward, Phys. Lett. **13**, 168,171 (1964).
- [10] G.'t Hooft and B. Veltmann, Nucl. Phys. **B44**, 189 (1972).
- [11] C. Prescott *et al.*, Phys. Lett. **B77**, 347 (1978).
- [12] Ya. B. Zel'dovitch, JETP **36**, 964 (1959).
- [13] F. Abe *et al.*, (collaboration CDF) Phys. Rev. Lett. **73**, 225 (1994).  
F. Abe *et al.*, (collaboration CDF) Phys. Rev. **D50** , 2966 (1994).
- [14] F. Abe *et al.*, (collaboration CDF) Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- [15] F. Abachi *et al.*, (collaboration D0) Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).
- [16] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** 2584 (2000).
- [17] Collaboration COMPASS, <http://wwwcompass.cern.ch/>
- [18] Collaboration RHICspin, <http://www.rarf.riken.go.jp/rarf/rhic/>
- [19] J. Glasser, H. Leitwyler et M. Saino, Phys. Lett. **B253**, 252 (1991).

- [20] B. Delamotte, cours de DEA (1997).
- [21] T. D. Lee, *Particles physics and introduction to field theory Vol. 1.* (1986)
- [22] Review of Particle Physics (2004).
- [23] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL et SLD collaborations, *A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model*, hep-ex/0312023 (2003).
- [24] S. Weinberg, *The quantum theory of fields.* Vol. I, p 124, Cambridge Univ. Press.
- [25] R. L. Garwin *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1415 (1957)
- [26] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, Phys. Rev. **109**, 1015 (1958).
- [27] R. Hofstadter, Ann Rev. Nucl. Sci, **231** (1957).
- [28] R. G. Sachs, Phys. Rev. **6**, 126 (1962).
- [29] L. L. Foldy, Rev. Mod. Phys 30, 473 (1957).
- [30] G. Hohler *et al.*, Nucl. Phys. **B114**, 3432 (1976).
- [31] G. G. Simon *et al.*, Z. Naturefoesch, **35a** (1980).
- [32] P. Mergell, U.-G. Messner and Drechsel, Nucl. Phys. **A596**, 367 (1996).
- [33] L. Koester and W. Waschkowski, Phys. Rev. Lett. **36**, 1021 (1976).
- [34] L. Koester, W. Waschkowski et J.Meier, Z. Phys. **A329**, 229 (1988).
- [35] S. Kopecky, P. Riehs, J. A. Harvey and N. W. Hill, Phys. Rev. Lett. **74**, 2427 (1995).
- [36] M. N. Rosenbluth, Phys. Rev. **79**, 615 (1950).
- [37] P. Bosted *et al.*, Phys. Rev. **C51**, 409 (1995).
- [38] A. I. Akhiezer and M. P. Rekalo, Sov. J. Part. Nucl. **3**, 277 (1974).
- [39] R. Arnold, C. Carlson et F. Gross, Phys. Rev. **C23**, 363 (1981).
- [40] M. K. Jones *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1398-1402 (2000).
- [41] O. Gayou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092301 (2002).
- [42] D. I. Glazier *et al.*, nucl-ex/0410026 (2004).
- [43] I. Passchier *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**,4988-4991 (1999).
- [44] H. Zhu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 081801 (2001).

- 
- [45] G. Warren *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 042301 (2004).
- [46] J. Bermuth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **B564**,199-204 (2003).
- [47] J. Golack *et al.*, Phys. Rev. **C63**, 034006 (2001).
- [48] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32** 221 (1971).
- [49] E. Brash *et al.*, Phys. Rev. **C65**, 051001 (2002).
- [50] K. DeJager, *Proceeding*, workshop PAVI 2004.
- [51] A. Qattan *et al.*, nucl-ex/0410010 (2004).
- [52] P.A.M. Guichon and M. Vanderhaeghen, Phys. Rev. Lett. **91** 142303,(2003).
- [53] W. Brooks *et al.*, proposition d'expérience JLAB E04-116.
- [54] E. Brash, C. Perdrisat, V. Punjabi, JLAB E-01109.
- [55] J. Friedrich and Th. Walcher, Eur. Phys. J. **A17**, 607-623 (2003).
- [56] BLAST collaboration, <http://blast.lns.mit.edu/>
- [57] G. Cates, K. McCormick, B. Reitz, JLAB E-02-013.
- [58] B. Anderson *et al.*, JLAB E-04-110.
- [59] G. Bardin *et al.*, Phys. Lett. **B104**, 326 (1981).
- [60] S. Choi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3927 (1993).
- [61] S. Zhu *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 033008 (2000).
- [62] D. T. Spayde *et al.*, Phys. Lett. **B583**, 79-86 (2004).
- [63] D. H. Beck, Phys. Rev. D **39** 3248 (1989).
- [64] B. Kaplan and A. Manohar, Nucl, Phys. **310**, 527 (1988).
- [65] M. J Musolf *et al.*, Phys. Rep. **239**, (1994).
- [66] P. A. Souder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** 694 (1990).
- [67] G. Feinberg, Phys. Rev. **D12**, 3575 (1975).
- [68] S. Ramavataram, E. Hajimichael and T. W. Donnelly, Phys. Rev. **50**, 1174 (1994).
- [69] D. Lhuillier, K. Kumar, proposition d'expérience, JLAB E99-115 (1999).
- [70] D. Armstrong, R. Michaels, proposition d'expérience, JLAB E00-114 (2000).

- [71] K. S. Kumar et P. A. Souder, *Strange quarks and parity violation*, Prog. Part. Nucl. phys. **45** S333-S395 (2000).
- [72] L. Baudis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **83**, 41 (1999).
- [73] C. E. Aalseth *et al.*, Phys. Rev. **D65**, 092007 (2002).
- [74] proposition d'expérience E-158, <http://www.slac.stanford.edu/exp/e158/>
- [75] A. Marciano, *Parity Violating Asymmetry in Polarized Møller scattering*, Ann. of Physics **121**, 147-180 (1978).
- [76] A. Czarnecki and W. J. Marciano, Phys. Rev. **D53**, 1066 (1996).
- [77] Ya. B. Zel'Dovitch, *Sov. Phys. JETP* **6**, 1184 (1958).
- [78] W. J. Marciano, *Proceedings SLAC report 444, Stanford* (1994)
- [79] C. Prescott *et al.*, Phys. Lett. **B77**, 347 (1978).
- [80] D. Pierce and F. Meier, Phys. Rev. **B13**, 5484 (1978).
- [81] W.B. Atwood *et al.*, Phys. Rev. **D18**, 2223 (1978).
- [82] J. E. Cledenin *et al.*, SLAC-PUB-9509 (2002).
- [83] C. K. Sinclair, *recent advance in polarized electronsources*, [http://www.jlab.org/accel/inj\\_group/docs/1999/MOCR1.pdf](http://www.jlab.org/accel/inj_group/docs/1999/MOCR1.pdf).
- [84] M. Woods communication orale, *E-158 collaboration meeting* (2003).
- [85] Expérience Qweak, <http://www.jlab.org/qweak/>
- [86] D. Lhuillier and S. Nanda, *Conceptual Design Report for Hall A Compton Polarimeter Upgrade*, (2004).
- [87] *Precision polarimetry*, JLAB workshop (2003).
- [88] A. Glamazdin et E. Chudakov, proposition de polarimètre du Hall A pour un faisceau de 11 GeV, <http://www.jlab.org/moller/>
- [89] S. Huard, *Polarisation de la lumière*, éditions Masson.
- [90] G. Cates, *Polarization Induced Transport Asymmetry of light Pulses: the PITA effect*, note interne, MIT-BATES (1991).
- [91] T. B. Humensky, *Control of charge and position asymmetry*, rapport d'examen général, Université de Princeton (1999).



- 
- [92] T. B. Humensky *et al.*, “*SLAC’s Polarized Electron . . .*”, Nucl. Instr. Meth. **A521**, 261-298 (2004).
- [93] M. Woods, communication privée.
- [94] P. Souder, “*PITA feedback*”, note interne MIT-BATES (1988).
- [95] Grady W. Miller IV, *Parity Violation in Forward Angle Electron-Proton Scattering*, Thèse de doctorat, Université de Princeton (2001).
- [96] K. A. Aniol *et al.*, Phys. Rev. Lett **82**, 1096 (1999).
- [97] P. Brindza *et al.*, IEEE Transactions on Applied superconductivity, Vol. 11, 1 (2001).
- [98] Laboratoire Jefferson Lab, <http://www.jlab.org>
- [99] K. Unser, IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-28 2344 (1981).
- [100] N. Nilanga Liyanage, J. P. Chen and S. Choi, JLAB E01-012 exp.
- [101] M. Baylac *et al.*, Phys, Lett. **B539**, 8 (2002).
- [102] S. Escoffier, Thèse de doctorat DAPNIA/SPhN-01-03-T (2001).
- [103] Service d’Electronique des Détecteur et d’informatique (Sedi), <http://www-dapnia.cea.fr/>
- [104] SNAKE, programme de P. Vernin.
- [105] N. Akchurin *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A399** 202 (1997).
- [106] G. Tauzin, *Mesures de la réflexion des plaques de Polycarbonate et d’ALZAC*, note technique SEDI (2002).
- [107] A. Vacheret and D. Lhuillier, *HAPPEX2 detector cosmic test*, note technique HAPPEX (2002).
- [108] G. Tauzin, *mesures de la transmission des barres de quartz*, note technique SEDI (2002).
- [109] A. Vacheret, *PMT linearity tests*, note technique HAPPEX (2003).
- [110] M. J. Musolf et T.W. Donnelly, Nucl. Phys. **A546** 509 (1992).
- [111] Paul Souder, R. Michaels et G. Urciuoli, JLAB E03-011 exp.
- [112] D. Lhuillier, note technique HAPPEX, *Radiative Corrections of Parity Violating asymmetry* (2004).
- [113] L.C. Maximon et W. C. Parke, Phys. Rev. C **61**, 045502, (2000).
- [114] L’accélérateur SLAC, <http://www.slac.stanford.edu>

- 
- [115] J. Gao. *al*, *note technique soumise à Nucl. Instr. Phys. Meth A.* (2002).
- [116] M. Cooke, *note technique interne E-158-48*, “*Probing detector linearity with polarized iron foil*” (2003).
- [117] P. Mastromarino, *note technique interne E-158-34* “*Beam asymmetry analysis for run I*” (2003).
- [118] G. Haller, *Integrating ADC VME Module for E158* (2002).
- [119] P. Mastromarino, Thèse de Doctorat, California Institute of Technology, (2004).
- [120] W. Emam, *note technique interne E-158-62*, “*E-158 Moller asymmetry for run III*” (2003).
- [121] A. Vacheret, *note technique interne E-158-63*, “*Run III regression with SLICES*” (2003).
- [122] Yu. G. Kolomensky, *note technique interne E-158-56*, “*Higher Order Asymmetry Systematics*” (2003).
- [123] M. Woods, R. Arnold, C. Arroyo, J. Gao, M. Jones, P. Mastromarino, *note technique interne E-158-40*, “*Spotsize Analysis For Run I*” (2001).
- [124] B. Tweedie, *note technique interne E-158-37*, “*The GEANT3 Simulation of E-158*” (2003).
- [125] C.G. Arroyo, *note technique interne E-158-33*, “*ep Inelastic Scattering Asymmetry Correction*” (2003).
- [126] D. Lhuillier, *note technique interne E-158-42*, “*Pion detector analysis*” (2003).
- [127] M. Woods, D. Relyea, L. Kaufman and K. Kumar, *note technique interne E-158-39*, “*Synchrotron Background Analysis For Run I*” (2003).
- [128] L. Dixon and M. Schreiber, SLAC-PUB-10345, hep-ph/0402221 (2004).
- [129] E. Hadjimichael *et al.*, Phys. Rev. **C45**, 2666 (1992).
- [130] B. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3224 (1997).
- [131] R. Hasty *et al.*, Science **286**, 2117 (2000).
- [132] S. Zhu *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 033008, (2000).
- [133] T. Ito *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 102003 (2004).
- [134] D. Spayde *et al.*, Phys. Lett. B **583**, 79-86 (2004).
- [135] M. Baylac, Thèse de doctorat, DAPNIA/SPhN-00-05-T (2000).
- [136] K. A. Aniol *et al.*, Phys. Rev. **C69**, 065501 (2004).

- 
- [137] F. E, Maas *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 022002 (2004).
- [138] F. E, Maas *et al.*, nucl-ex/041203 (2004).
- [139] D. H. Beck *et al.*, proposition d'expérience G0, PR91-017 (1991).
- [140] C. Furget "*G0 experiment*", *proceedings PAVI 2002*.
- [141] G. Batigne, Thèse de Doctorat, LPSC 03-41 (2003).
- [142] R. Tieulent, Thèse de Doctorat, ISN 02-27 (2002).
- [143] E. J. Beise, Nucl. Phys. **A737**, 93-101 (2004).
- [144] D. H. Beck et R. D. McKeown, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **51**, 189-217 (2001).
- [145] D. H. Beck et B. R. Holstein, Int. J. Mod. Phys. **E10**, 1 (2001).
- [146] M. A. Bouchiat et C. Bouchiat, Phys. Lett. **B48**, 111 (1974).
- [147] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, et F. Laloë, *Mécanique quantique*, Hermann, Paris (1998).
- [148] M. A. Bouchiat, J. Guéna, L. Hunter et L. Pottier, Phys. Lett. **B117**, 358 (1982)
- [149] M. Yu. Kuchiev, V. V. Flambaum, Phys. Rev. Lett **89** 283002 (2002).
- [150] C.S Wood *et al.*, Science 275 , 1759 (1997).
- [151] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum et J. S. M. Ginges, Phys. Rev. **D66**, 076013 (2002)
- [152] A. Derevianko, B. Ravaine et W. R. Johnson, physics/0401043 (2004).
- [153] W. J. Marciano, *SLAC report 444*, (1993).
- [154] D. Chauvat *et al.*, *Eur phys. J.* **D1**, 169 (1998).
- [155] S. Sanguinetti, *et al.*, physics/0101098 (2003).
- [156] M. Yu. Kuchiev, V. V. Flambaum et I. Khriplovitch, Z. Phys. **D1**, 243 (1986).
- [157] K. S. McFarland *et al.*, CCFR collaboration, Eur. Phys. J. **C1**, 509 (1998).
- [158] E. A. Paschos et L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D7** 91 (1973).
- [159] G. P. Zeller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 091802 (2002).
- [160] J. T. Longerdan et A. W. Thomas, Phys. Lett. **B558**, 132 (2003).
- [161] S. Davidson, S. Forte, P. Gambino, N. Rius et A. Strumia, preprint hep-ph/0112302 (2002).

- [162] J. M. Conrad, J. M. Link, et M. H. Shaevitz soumis à Phys. Rev. D, hep-ex/0403048 (2004).
- [163] M. J. Ramsey-Musolf, Phys. Rev. **C60**, 015501 (1999).
- [164] DIS parity proposition d'expérience, <http://www.jlab.org/xiaochao/12GeV/>

## Résumé :

Cette thèse présente les expériences HAPPEX à JLAB et E-158 au SLAC (USA) qui mesurent les asymétries de violation de parité en diffusion élastique d'électrons polarisés sur cibles hadroniques et d'électrons atomiques. Avec les mesures sur cibles hadroniques comme l'hydrogène ou l'Hélium, il est possible d'extraire les contributions des quarks étranges aux distributions de charge et de courant dans le nucléon. De la mesure en diffusion électron-électron il est possible d'effectuer une mesure précise de  $\sin^2 \theta_W$  et de tester le modèle standard dans le secteur électrofaible loin du pôle du Z.

Dans ce manuscrit nous décrivons le formalisme relatif à la sonde électrofaible. Nous détaillons les techniques associées à la mesure précise des asymétries de violation de parité. Nous développons en particuliers les dispositifs de chaque expérience dont les détecteurs d'électrons et le système de rétroaction sur le courant du faisceau pour HAPPEX et l'analyse des données du run III de l'expérience E-158 avec une étude des systématiques du faisceau à l'échelle sub-impulsion. Finalement, les résultats préliminaires sont présentés en regard des autres mesures existantes et à venir.

**Title : Precise measurement in elastic electron scattering : HAPPEX and E-158 experiments.**

## Abstract :

Parity Violation asymmetry measurements in elastic electron scattering are in one hand an interesting way of retrieving new informations about the sea quarks of the nucleon and in the other hand a powerfull test of the Standard Model electroweak sector at low energy. .

This thesis describes the HAPPEX experiment at JLab and the E-158 experiment at SLAC (USA) which measure de parity violation asymmetries in elastic scattering of polarized electron on nuclei like Hydrogen or Helium and on atomic electrons. With the measurements on hadronic targets one can extract the strange quarks contribution to the charge and current density of the nucleon. With the electron-electron scattering one can test the standard model at the loop level and far from the Z pole by extracting  $\sin^2 \theta_W$ .

In this thesis we describe the formalism associated with the electroweak probe. We present in detail the experimental methods used to make such precise measurements of parity violation asymmetry. Then, we describe the experimental set-up of each experiment and in particular the electron detector and the feedback loop on the beam current for the HAPPEX experiment and the analysis of E-158 run III with a dedicated systematic study on the beam sub-pulse fluctuations. We present the preliminary results for each experiment with a comparison with the other existing results and the future experiments.

**Mots-clés :** interaction faible, asymétrie, violation de parité, test du modèle standard, facteurs de forme, quarks étranges, source d'électrons polarisés, laboratoires JLAB et SLAC.