

# THESE

présentée

devant l'UNIVERSITE CLAUDE BERNARD - LYON I

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

(arrêté du 30 mars 1992)

présentée et soutenue publiquement le 27 octobre 2000

par *Maud BAYLAC*

Mesure de la polarisation du faisceau d'électrons du Jefferson Laboratory  
par effet Compton pour l'expérience de violation de parité  
HAPPEX en diffusion élastique électron-proton

JURY :	M. Larry CARDMAN	
	M. Guy CHANFRAY	Directeur, Président
	M. Kees DE JAGER	
	M. Serge KOX	Rapporteur
	M. Jacques MARTINO	Rapporteur
	M. Thierry PUSSIEUX	
	M. Paul SOUDER	



# Remerciements

Je tiens à remercier Jacques Martino et Serge Kox d'avoir accepté de rapporter mon travail de thèse. J'ai particulièrement apprécié vos corrections et vos remarques qui m'ont permis d'améliorer ce manuscrit.

I would also like to thank Larry Cardman, Kees de Jager and Paul Souder for being members of my defense committee. I really appreciated the time and attention you gave to consider my thesis work.

Je souhaite associer à ces remerciements Guy Chanfray d'avoir bien voulu diriger ma thèse.

Je voudrais maintenant remercier mon responsable CEA, Thierry Pussieux, sans qui ce travail n'aurait pas pu exister. Il a su me guider au long de cette thèse tout en me laissant l'autonomie dont j'avais besoin. Ton soutien et la confiance que tu m'as toujours témoignée m'ont permis d'avancer pendant ces trois années. Je tiens également à te remercier tout particulièrement pour tout le temps que tu n'as pas hésité à prendre sur ton temps personnel pour m'accompagner dans les mois les plus difficiles. Pour tout cela, un immense merci.

Je veux associer à ces remerciements Christian Cavata avec qui j'ai eu la chance de travailler. Il a toujours répondu avec patience et pédagogie à mes innombrables questions. Tes remarques et tes conseils m'ont toujours été précieux et ce travail leur doit beaucoup. J'ai beaucoup appris à tes côtés et je t'en suis reconnaissante.

Thierry et Christian représentent pour moi un duo unique qui m'a soutenue depuis le premier jour. J'ai abusé bien trop souvent de votre temps et de votre patience, sans parler des derniers mois de la thèse. Vous avez toujours été là pour moi et ce travail n'aurait jamais pu aboutir sans vous. Pour tout cela, je voudrais encore une fois vous exprimer mes remerciements.

Je tiens également à remercier Damien Neyret pour son aide et ses conseils sur l'informatique et l'électronique (entre autre). Je remercie Frédéric Marie, pour les innombrables discussions houleuses, mais fructueuses, que nous avons eues. J'associe à ses remerciements David Lhuillier et Etienne Burtin pour leur soutien. Enfin, je souhaite beaucoup de courage à Stéphanie pour la fin de sa thèse.

Je voudrais maintenant dire mon respect et toute mon amitié à Nathalie. Je te remercie pour ta disponibilité et pour toutes les discussions que nous avons eues. Et je te suis particulièrement reconnaissante de m'avoir accordé ton amitié.

Je remercie également Alain Delbart, notre expert optique, pour son aide et ses corrections.

Je tiens à remercier le personnel des services techniques qui a rendu possible cet ambitieux projet. Je pense, en particulier, à Martial, Nathalie, Alain, Christian V., Bruno, François, Thierry P., André, Gérard, Claude, Yves, Pascale ... Je dois bien dire que l'installation du polarimètre en 1998 restera un moment inoubliable pour moi.

I would also like to say that I have been very lucky to join the HAPPEX collaboration. It was a real challenge to evolve among such brilliant physicists. I learned a lot by being around you and I want to thank you for this.

Je voudrais également dire un grand merci à PAM Guichon, d'une part pour son aide australienne et d'autre part, pour tout le temps qu'il a bien voulu me consacrer (SOS théorie).

Je n'oublierai pas bien sur les amis, Dom, Pascal O. (qui m'a supportée pendant les moments les plus durs), Pascal G., Eric, Vanessa, Julie, Olivier, Christophe, Matthieu, Gégé, Sylvain, Kathy, David, Sasha et tous ceux qui ont contribué à créer une bonne ambiance à Saclay ou à JLab.

I want to thank Joe for everything he did for me: his support, his words, his help. You were always here for me, patient and understanding. You gave me strength and courage when I needed it the most. And we both made it.

Enfin, je veux remercier ma famille qui m'a soutenue et supportée pendant toutes ces années. Je suis heureuse et fière de leur dédier cette thèse.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Une sonde étrange du nucléon : la violation de parité en diffusion <math>\vec{e}p \rightarrow ep</math></b>	<b>5</b>
1.1 Facteurs de forme électromagnétiques du nucléon . . . . .	6
1.2 Section efficace et facteurs de forme de Sachs . . . . .	8
1.3 Mesure des facteurs de forme électromagnétiques . . . . .	10
1.3.1 Historique . . . . .	10
1.3.2 Facteurs de forme du proton. . . . .	11
1.3.3 Facteurs de forme du neutron. . . . .	14
1.3.3.1 Magnétique . . . . .	14
1.3.3.2 Electrique . . . . .	14
1.4 Contribution des quarks aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon .	16
1.5 Facteurs de forme faibles neutres . . . . .	20
1.6 Contribution des quarks aux facteurs de forme faibles du nucléon . . . . .	23
1.7 Mesure des facteurs de forme axiaux du proton . . . . .	26
1.8 Mesure des facteurs de forme faibles par violation de parité . . . . .	27
1.9 Mesure des facteurs de forme étranges . . . . .	31
1.10 HAPPEX et la mesure des facteurs de forme étranges . . . . .	34
1.10.1 Figure de mérite . . . . .	34
1.10.2 Cinématique et facteurs de forme . . . . .	36
1.10.3 Ordres de grandeur . . . . .	37
1.11 Contexte expérimental . . . . .	39
1.11.1 Historique . . . . .	39
1.11.2 SAMPLE . . . . .	40
<b>2 L'expérience HAPPEX à JLab</b>	<b>43</b>
2.1 La source d'électrons polarisés . . . . .	43
2.1.1 Source d'Arsénure de Gallium . . . . .	44
2.1.2 Source d'Arsénure de Gallium contraint . . . . .	47
2.1.3 Efficacité quantique et temps de vie . . . . .	49
2.1.4 Source lumineuse . . . . .	52
2.1.5 Renversement de la polarisation . . . . .	53
2.1.6 Filtre de Wien . . . . .	56

2.1.7	Ajustement du courant . . . . .	56
2.2	L'accélérateur CEBAF . . . . .	58
2.3	La cible cryogénique . . . . .	60
2.4	Les spectromètres à haute résolution . . . . .	62
2.5	Les détecteurs Čerenkov du plan focal . . . . .	64
2.6	Mesure des effets systématiques liés au faisceau d'électrons . . . . .	64
2.6.1	Les effets systématiques . . . . .	64
2.6.2	Instruments de mesure des paramètres du faisceau d'électrons . . . . .	67
2.6.2.1	Mesure de position . . . . .	67
2.6.2.2	Mesure de courant . . . . .	68
2.6.2.3	Mesure d'énergie . . . . .	70
2.6.3	Modulateurs du faisceau . . . . .	71
2.6.4	Rétro-action sur la cellule de Pockels . . . . .	72
2.7	Electronique d'acquisition . . . . .	74
<b>3</b>	<b>Le Polarimètre Compton à JLab</b> . . . . .	<b>77</b>
3.1	La polarimétrie Compton . . . . .	78
3.1.1	La diffusion Compton . . . . .	78
3.1.2	Cinématique . . . . .	78
3.1.3	Luminosité . . . . .	80
3.1.4	Section efficace . . . . .	80
3.1.5	Asymétrie de sections efficaces . . . . .	83
3.1.6	Des taux de comptage à une mesure de polarisation . . . . .	83
3.1.7	Autres polarimètres Compton et leurs figures de mérite . . . . .	84
3.2	Le dispositif expérimental du polarimètre Compton à JLab . . . . .	87
3.2.1	La chicane magnétique . . . . .	88
3.2.2	Le vide . . . . .	89
3.2.3	Les scintillateurs de diagnostic faisceau . . . . .	89
3.2.4	La source de photons . . . . .	89
3.2.4.1	Le principe d'une cavité Fabry-Perot . . . . .	90
3.2.4.2	Description du système optique sur site . . . . .	90
3.2.4.3	Mesure de la polarisation des photons en sortie de cavité . . . . .	94
3.2.4.4	Polarisation intracavité . . . . .	97
3.2.4.5	Mesure de la polarisation du faisceau de photons pour HAPPEX . . . . .	102
3.2.5	Le détecteur de photons . . . . .	104
3.2.6	Le système électronique d'acquisition . . . . .	108
3.2.6.1	Les cartes d'atténuation . . . . .	108
3.2.6.2	Les cartes d'intégrations . . . . .	109
3.2.6.3	La carte trigger . . . . .	109
3.2.6.4	Les cartes ADC . . . . .	109
3.2.6.5	Les cartes processeur VME . . . . .	111

<b>4</b>	<b>La mesure de l'asymétrie expérimentale</b>	<b>115</b>
4.1	Principe de l'extraction de l'asymétrie expérimentale . . . . .	115
4.2	Procédures de prises de données . . . . .	120
4.3	Sélection des évènements . . . . .	126
4.4	Mesure de l'asymétrie brute des taux de comptage . . . . .	130
4.5	Correction due à la dilution du bruit . . . . .	135
4.6	Erreur systématique due à l'asymétrie du bruit . . . . .	140
4.7	L'erreur systématique due aux asymétries de positions . . . . .	143
4.7.1	Fausse asymétries . . . . .	143
4.7.2	Effets systématiques . . . . .	151
4.7.3	Effet sur l'asymétrie expérimentale . . . . .	152
<b>5</b>	<b>Pouvoir d'analyse</b>	<b>153</b>
5.1	Introduction . . . . .	153
5.2	Effets non-linéaires dus à l'électronique . . . . .	156
5.2.1	Fonction de réponse de l'étage intégrateur . . . . .	156
5.2.2	Correction des non-linéarités de la chaîne électronique sur le spectre expérimental . . . . .	158
5.3	Soustraction du bruit . . . . .	159
5.4	Calibration . . . . .	163
5.5	Modélisation de la résolution du calorimètre . . . . .	166
5.6	Modélisation du seuil de détection . . . . .	169
5.7	Calcul du pouvoir d'analyse . . . . .	170
5.8	Estimations des erreurs systématiques . . . . .	172
5.8.1	Effets non-linéaires . . . . .	172
5.8.2	Soustraction du bruit . . . . .	173
5.8.3	Calibration . . . . .	173
5.8.4	Modélisation de la résolution et du seuil . . . . .	174
5.8.5	Bilan des erreurs systématiques sur le pouvoir d'analyse . . . . .	176
<b>6</b>	<b>Résultats et conclusions</b>	<b>177</b>
6.1	Polarisation du faisceau d'électrons . . . . .	177
6.1.1	Les résultats . . . . .	177
6.1.2	Éléments pour une réduction des systématiques . . . . .	178
6.1.3	Comparaison avec les résultats du polarimètre Møller . . . . .	181
6.2	Les étapes de la mesure des facteurs de forme étranges par l'expérience HAPPEX . . . . .	184
6.3	Mesure de l'asymétrie de violation de parité . . . . .	185
6.3.1	Mesure de l'asymétrie brute . . . . .	185
6.3.2	Évaluation des fausses asymétries corrélées à l'hélicité . . . . .	186
6.3.2.1	Intensité du faisceau . . . . .	186
6.3.2.2	Fausse asymétries de positions et d'énergie . . . . .	187
6.3.3	Estimation des fausses asymétries dues au bruit de fond . . . . .	188
6.3.3.1	Diffusion inélastique . . . . .	188

6.3.3.2	Diffusion quasi-élastique . . . . .	191
6.4	Polarisation du faisceau d'électrons . . . . .	192
6.5	Mesure de la cinématique . . . . .	193
6.6	Résultats sur les facteurs de formes . . . . .	195
6.6.1	Influence de l'asymétrie "axiale" . . . . .	195
6.6.2	Facteurs de forme "singlets" . . . . .	197
6.6.3	Facteurs de forme étranges . . . . .	197
6.6.4	Discussion de notre résultat . . . . .	198
6.6.5	Influence des résultats de SAMPLE . . . . .	199
6.7	Le futur des expériences de violation de parité . . . . .	200
6.7.1	HAPPEX 2 . . . . .	200
6.7.2	Hélium 4 . . . . .	201
6.7.3	PVA4 . . . . .	202
6.7.4	G0 . . . . .	202
<b>Conclusions</b>		<b>205</b>
<b>Annexe</b>		<b>209</b>
<b>A Courant électromagnétique du proton</b>		<b>209</b>
<b>B Les polarimètres à électrons</b>		<b>221</b>
B.0.5	Polarimètre Mott . . . . .	221
B.0.5.1	Principe . . . . .	221
B.0.5.2	Le polarimètre Mott de JLab . . . . .	223
B.0.5.3	Erreurs liées à la mesure . . . . .	224
B.0.6	Polarimètre Møller . . . . .	224
B.0.6.1	Principe . . . . .	225
B.0.6.2	Le polarimètre Møller de JLab (Hall A) . . . . .	226
B.0.6.3	Erreurs liées à la mesure . . . . .	227
<b>C Temps de mesure avec la prise en compte du bruit de fond</b>		<b>229</b>
<b>D Etudes du bruit de fond du polarimètre Compton</b>		<b>235</b>
D.1	Le rayonnement synchrotron . . . . .	235
D.2	Le bremsstrahlung . . . . .	237
D.3	Le halo du faisceau d'électrons . . . . .	239
<b>E Représentation de l'onde intracavité et mesure des pertes de polarisation circulaire des photons intracavité</b>		<b>249</b>
E.1	Généralités . . . . .	249
E.1.1	Représentation de Jones . . . . .	252
E.1.2	Représentation de Stokes . . . . .	253
E.2	Perte de polarisation circulaire durant le transport optique . . . . .	256



E.3 Perte de polarisation circulaire due à la biréfringence des miroirs de la cavité . . 259

**Bibliographie**

**263**



# Liste des tableaux

1.1	Masses des quarks [77]. . . . .	18
1.2	Charges électriques et coefficients de couplage vectoriel et axial de l'électron et des quarks de saveurs. . . . .	21
1.3	Paramètres de l'expérience HAPPEX. . . . .	37
3.1	Degré et orientation de la polarisation au CIP (entrée) et après le HBS (sortie) mesurés à l'aide du polariseur et de la sphère intégrante pour une polarisation incidente droite de $-92.2 \pm 0.2$ %. . . . .	101
3.2	Degré et orientation de la polarisation au CIP (entrée) et après le HBS (sortie) mesurés à l'aide du polariseur et de la sphère intégrante pour une polarisation incidente gauche de $+93.3 \pm 0.2$ %. . . . .	101
3.3	Budget des erreurs systématiques pour la mesure de la polarisation des photons au CIP . . . . .	103
3.4	Les caractéristiques des cristaux . . . . .	104
3.5	Termes entrant dans la définition de la résolution du détecteur de photons pour le cristal central, les 9 cristaux centraux et la matrice complète. . . . .	108
4.1	Ordre de grandeur des conditions expérimentales lors de l'expérience HAPPEX en 1999. . . . .	123
4.2	Critères de sélection utilisés pour définir l'état de la cavité optique. Les signes (-) signifient que les informations n'étaient pas disponibles. . . . .	128
4.3	Critères de sélection des événements et perte de statistique engendrée. La sélection sur la modulation du faisceau n'est appliquée que sur une partie des données ( $run > 3000$ ). . . . .	129
5.1	Bilan des erreurs systématiques sur le pouvoir d'analyse . . . . .	176
6.1	L'ensemble de nos mesures pour l'expérience HAPPEX. . . . .	179
6.2	Bilan des erreurs liées à la mesure de polarisation. Les erreurs statistiques et les fausses asymétries de position correspondent à la valeur moyenne sur les 40 runs. . . . .	180
B.1	Erreurs systématiques liées à la mesure de la polarisation du faisceau par le polarimètre Møller lors de l'expérience HAPPEX (1999) [129]. . . . .	227

E.1	Principaux états de polarisation en représentation de Jones dans le référentiel du laboratoire . . . . .	253
E.2	Principaux états de polarisation normalisés dans le référentiel du laboratoire en représentation de Stokes. . . . .	255

# Liste des figures

1.1	Diffusion élastique (à l'ordre le plus bas) d'un électron sur un proton. . . . .	6
1.2	Diffusion élastique (à l'ordre le plus bas) d'un électron sur un neutron. . . . .	7
1.3	Mesures de facteurs de forme électriques et magnétiques du proton et du neutron réalisées à SLAC, DESY, MAMI et Bates [26]. Les courbes correspondent à l'ajustement des données réalisé par Bosted <i>et al</i> basé sur l'expansion de l'inverse d'une fonction polynomiale en $Q = \sqrt{Q^2}$ pour $G_E^{(p)}(Q^2)$ (fig.a, pointillé), pour $G_M^{(p)}(Q^2)/\mu_P$ (fig.b, pointillé) et $G_M^{(n)}(Q^2)/\mu_N$ (fig c), et en imposant que $G_M^{(p)}(Q^2) = \mu_P G_E^{(p)}(Q^2)$ (fig. a et b, trait plein). Une paramétrisation de Galster (fig.d, trait plein) et de type $1/Q^2$ (fig.d, pointillé) sont utilisées pour $G_E^{(n)}(Q^2)$ . . . . .	12
1.4	Mesures de facteurs de forme du proton. . . . .	13
1.5	Mesures du facteur de forme magnétique du neutron par mesure du nucléon de recul à Bates (losanges [33]), ELSA (carrés [34]), NIKHEF (étoiles [35]) et Mayence (triangles [36]). Deux expériences plus récentes ont utilisé une cible polarisée à Bates (cercle vide [32]) et JLab (cercle plein [37]). Les abscisses des mesures des expériences [35] et [32] ont été légèrement déplacées pour plus de clareté. . . . .	15
1.6	Mesures récentes et futures du facteur de forme électrique du neutron. Les résultats de Platchkov sont mis en regard des mesures plus récentes effectuées à Bates (étoiles [29] [30], carrés [31], croix [28]) et à Mayence (losanges [40]). Les ronds vides représentent les valeurs de $G_E^n$ extraites des mesures de Platchkov avec le potentiel de Paris et la zone grisée représente l'intervalle des valeurs de $G_E^n$ pour différentes paramétrisations du potentiel nucléon-nucléon. . . . .	15
1.7	Diffusion élastique d'un électron sur un proton par interaction faible neutre. . . . .	20
1.8	Mesures du facteur de forme pseudo-scalaire induit du proton $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$ . . . . .	26
1.9	Diffusion élastique d'un électron sur un proton. . . . .	28
1.10	Diffusion élastique d'un électron droit sur un proton et son image miroir sous l'opération de parité. . . . .	30
1.11	Evolution des paramètres cinématiques $\delta$ , $\tau$ et $\epsilon$ en fonction de l'angle de diffusion $\theta$ pour une énergie de 3.355 GeV. . . . .	32
1.12	Figure de mérite de l'expérience HAPPEX en fonction de l'énergie E des électrons incidents ainsi que de l'angle de diffusion $\theta$ . . . . .	36

1.13	Section efficace de diffusion élastique $ep$ : a) en fonction de l'angle de diffusion $\theta$ pour une énergie $E=3.355$ GeV ; b) en fonction de l'énergie $E$ pour un angle $\theta = 12.5^\circ$ . . . . .	38
1.14	Historique des expériences de violation de parité [67]. . . . .	40
1.15	Vue schématique du dispositif de détection de l'expérience SAMPLE à Bates. . .	41
2.1	Niveaux d'énergie de l'Arsénure de Gallium. . . . .	45
2.2	Structure en bande de l'Arsénure de Gallium à proximité de sa surface: (a) AsGa pur; (b) AsGa recouvert d'une couche de Césium en surface; (c) AsGa recouvert d'une couche de Césium et d'Oxygène en surface. $E_c$ , $E_v$ , $E_{vac}$ représentent respectivement l'énergie de la bande de conduction, de la bande de valence, du vide et $E_a$ l'affinité électronique. . . . .	48
2.3	Transitions induites au point $\Gamma$ d'un cristal d'AsGa contraint sous l'effet d'un rayonnement $\sigma^+$ (ligne pleine) ou $\sigma^-$ (ligne pointillée). . . . .	49
2.4	Efficacité quantique d'une photo-cathode d'Arsénure de Gallium contraint en fonction de la position du laser incident. . . . .	51
2.5	Polarisation mesurée par le polarimètre de Mott de la photo-cathode d'Arsénure de Gallium contraint utilisé pour l'expérience HAPPEX en fonction de la position du laser incident. . . . .	51
2.6	Structure en temps des faisceaux Lasers à la source de CEBAF. Le champ dans les cavités accélératrices des faisceaux d'électrons est représenté en fonction du temps. Les pulses Lasers correspondant aux halls A, B et C sont synchronisés avec la fréquence du champ accélérateur. . . . .	53
2.7	Schéma de la table optique utilisée à la source. Les faisceaux Lasers sont transportés dans le plan de la table. Ils sont ensuite déviés vers la haut (perpendiculairement à la figure) par un miroir vertical, traversent la cellule de Pockels puis atteignent la photo-cathode. . . . .	54
2.8	Effet systématique dû à une dérive lente de l'intensité du faisceau d'électrons. . .	54
2.9	Schéma de principe de la source d'électrons polarisés. Les labels R et L désignent respectivement les polarisations circulaires droite et gauche correspondant à une tension $V^+$ et $V^-$ appliquée sur la cellule de Pockels. . . . .	55
2.10	Vue schématique du canon à électrons de CEBAF. . . . .	57
2.11	Schématization d'un filtre de Wien agissant sur un faisceau de particules chargées. Un champ électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$ croisés sont appliqués pour que la polarisation du faisceau en sortie du filtre tourne d'un angle $\theta$ mais que son impulsion reste inchangée. . . . .	57
2.12	Structure des paquets d'électrons à la source. . . . .	58
2.13	Structure des paquets d'électrons à la source. . . . .	59
2.14	Vue schématique de l'accélérateur CEBAF. . . . .	60

2.15	Vue schématique de la cible cryogénique de $LH_2$ . Le volume cible est confiné dans une cellule cylindrique en Aluminium dans laquelle l'Hydrogène est en circulation permanente. La température est équilibrée entre le refroidissement produit le circuit d'Hélium gazeux et l'échauffement créé par les deux résistances variables (HPH et LPH). Un système de valve de Joule-Thomson (JT) permet de réguler le débit d'Hélium, donc son pouvoir réfrigérant. . . . .	61
2.16	Vue en coupe d'un spectromètre à haute résolution du hall A. Le faisceau d'électrons (entrant à gauche de la figure) interagit au niveau de la cible cryogénique (au centre). Le faisceau de particules diffusées est dévié et focalisé par les dipôles et quadrupôles pour être caractérisé dans les détecteurs du plan focal. . . . .	63
2.17	Schéma du détecteur à effet Čerenkov. . . . .	65
2.18	Distribution des événements dans le plan focal. Le losange représente l'emplacement des détecteurs Čerenkov. L'axe x représente l'axe dispersif en impulsion et y représente l'angle de diffusion. . . . .	65
2.19	Schématisation de l'expérience HAPPEX. . . . .	66
2.20	Vue schématique d'un moniteur de position. . . . .	68
2.21	Vue schématique d'un moniteur de courant (BCM). . . . .	69
2.22	Schéma de principe du moniteur UNSER du hall A. . . . .	70
2.23	Schématisation de l'effet PITA. . . . .	73
2.24	Détermination de la sensibilité de l'asymétrie de courant en fonction de la tension aux bornes de la cellule de Pockels. . . . .	74
2.25	Schéma du système d'acquisition de l'expérience HAPPEX. . . . .	75
3.1	Cinématique de diffusion Compton pour une énergie incidente de photons de 1.165 eV et d'électron de 3.355 GeV . . . . .	79
3.2	Polarisation du faisceau d'électrons. . . . .	81
3.3	Section efficace et asymétrie de sections efficaces de diffusion Compton pour une énergie de photon de 1.165 eV . . . . .	82
3.4	Polarimètre Compton du SLAC installé en sortie du détecteur SLD. . . . .	85
3.5	Polarimètre Compton de NIKHEF. . . . .	86
3.6	Conditions d'utilisation des divers polarimètres Compton dans le monde: intensité en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons. . . . .	86
3.7	Vue schématique du polarimètre Compton de JLab. . . . .	87
3.8	Positions mesurées par les BPM 2A et 2B pendant une excursion verticale du faisceau d'électrons. Les deux autres BPM sont positionés juste avant la cible du HALL A. On peut donc remarquer qu'une excursion verticale dans la chicane entraîne aucun mouvement du faisceau sur la cible. . . . .	88
3.9	La cavité optique monolithique et les pièces supports des miroirs de renvoi du faisceau laser. . . . .	91
3.10	Shéma du dispositif optique sur site . . . . .	93
3.11	Mesure de la polarisation sur le montage de TJNAF. . . . .	95

3.12	Représentation de l'ellipse de polarisation au CIP et en sortie des miroirs compensés Ms et M3. Les axes de l'ellipse incidente forment un angle $\theta_e$ par rapport au référentiel du laboratoire. L'angle de l'ellipse de sortie est noté $\theta_s$ . . . . .	98
3.13	Fonction de transfert pour une polarisation gauche de 92.2 % : degré de polarisation circulaire en sortie en fonction de l'angle $\theta_e$ au centre de la cavité. . . . .	100
3.14	Degré de polarisation circulaire au centre de la cavité en fonction de l'angle $\theta_e$ formé par les axes de l'ellipse par rapport au référentiel du laboratoire pour une polarisation droite et gauche. . . . .	101
3.15	Distributions des mesures de polarisations de photons circulaires droite et gauche obtenues à partir des mesures en ligne des sphères intégrantes pour un run spécifique . . . . .	102
3.16	Distributions des valeurs moyennes pour les runs entrant dans l'analyse finale. . . . .	103
3.17	Vue schématique du détecteur de photons composée de la matrice de 25 cristaux . . . . .	105
3.18	Photo du détecteur sur site . . . . .	105
3.19	Spectres ADC et réponses des cristaux . . . . .	106
3.20	Résolution du détecteur de photons avec 9 et 25 cristaux en fonction de l'énergie incidente. . . . .	107
3.21	L'électronique "Front-End" du polarimètre Compton . . . . .	110
3.22	Acquisition des données par fenêtre de polarisation (30 Hz) . . . . .	112
3.23	Acquisition des paramètres des faisceaux d'électrons et de photons à 600 Hz maximum . . . . .	112
4.1	Vue schématique des faisceaux d'électrons et de photons. La recherche de luminosité maximale s'effectue par déplacement vertical du faisceau d'électrons par rapport au faisceau de photons fixe. . . . .	121
4.2	Optimisation du croisement des faisceaux de photons et d'électrons. . . . .	122
4.3	Structure d'un run de données pendant l'expérience HAPPEX. . . . .	125
4.4	Signal dans les sphères intégrantes pour cavité ON (niveau haut) et cavité OFF (niveau bas). Les lignes horizontales représentent les coupures. . . . .	128
4.5	Asymétrie en intensité pour un run. . . . .	131
4.6	Asymétrie de taux de comptage pour un run. . . . .	133
4.7	Asymétrie brute de taux de comptage normalisés pour un run pour les deux polarisation du faisceau de photons intracavité . . . . .	133
4.8	Asymétrie expérimentale brute de taux de comptage normalisés à l'intensité du faisceau d'électrons et au temps de mesure en fonction du numéro de run pour une polarisation droite (cercle) et gauche (étoile) du faisceau de photons intracavité. Toutes les données (mai et juillet sont représentées) . . . . .	134
4.9	Valeur absolue de l'asymétrie brute de taux de comptage normalisés en fonction du numéro de run pour une polarisation droite (cercle) et gauche (étoile) du faisceau Laser. . . . .	134
4.10	Asymétrie brute $A^{brute}$ de taux de comptage normalisés pour les deux polarisations de photons combinées en fonction du numéro de run. . . . .	135



4.11	Valeur moyenne des taux de comptage normalisés au courant (en kHz/ $\mu$ A) de signal et de bruit lorsque la cavité résonne pour les données prises en mai et juillet.	137
4.12	Valeur moyenne des taux de bruit normalisés au courant (kHz/ $\mu$ A), lorsque la cavité ne résonne pas pour les données prises en mai et juillet. . . . .	137
4.13	Valeur moyenne du facteur de dilution (sans unité) de l'asymétrie brute en fonction du numéro de run. . . . .	138
4.14	Asymétrie expérimentale en fonction du numéro de run. . . . .	139
4.15	Erreur systématique relative (%) due au facteur de dilution sur l'asymétrie expérimentale . . . . .	139
4.16	Asymétrie de bruit pour un run et pour tous les runs . . . . .	141
4.17	Asymétrie de bruit en fonction du run . . . . .	142
4.18	Erreur systématique due à l'asymétrie de bruit en fonction du run . . . . .	142
4.19	Distribution de la position verticale $y$ et de la différence systématique $\Delta y$ au CIP.	145
4.20	Distribution des taux de comptage en fonction de $y$ après les coupures à trois déviations standards de la valeur moyenne sur les autres paramètres. La flèche symbolise la position où la luminosité est maximale. . . . .	147
4.21	Différence de position et taux de comptage normalisés à l'intensité (kHz/ $\mu$ A) en fonction de $x, \theta_x, \theta_y$ avec les coupures à trois écarts standards et la coupure sur $y$ . La flèche indique la position optimale pour $y$ . . . . .	148
4.22	Fausse asymétries de position et d'angle corrélées à l'hélicité pour une polarisation droite de photon. Contribution totale. . . . .	149
4.23	Asymétrie de position/angle résiduelle pour les runs de juillet. . . . .	150
4.24	Position verticale du faisceau d'électrons pour une polarisation des photons droite (traits pleins) et gauche (traits pointillés). . . . .	150
4.25	Erreur systématique due aux corrélations des paramètres du faisceau d'électrons avec l'hélicité pour les runs de juillet. . . . .	151
4.26	Asymétrie expérimentale avant (étoiles) et après (ronds) les coupures en position pour les runs de juillet. . . . .	152
5.1	Les trois étapes qui conduisent de l'énergie du photon à la valeur ADC . . . . .	154
5.2	Distribution expérimentale des événements. . . . .	156
5.3	Réponse des cartes $ADC$ pour les cinquante valeurs du pulseur. . . . .	157
5.4	Modélisation des effets non-linéaires dus à l'électronique par une fonction polynomiale. . . . .	159
5.5	Schéma de la construction du spectre linéarisé en énergie $\frac{dN}{dE}$ à partir de la distribution des mesures $ADC$ . . . . .	160
5.6	Spectre reconstruit en unité du pulseur pour un run (non soustrait du piédestal).	161
5.7	Section efficace et spectre Compton expérimental . . . . .	162
5.8	Ajustement du front Compton par une fonction de type Fermi-Dirac (non soustrait du piédestal). . . . .	164
5.9	Front Compton déterminé avec une fonction de Fermi (ronds) et signal déposé par la diode de contrôle (étoiles) en fonction du run (non soustrait du piédestal).	164
5.10	Evolution du facteur de calibration $\alpha(MeV/E)$ au cours de la prise de données.	165

5.11	Section efficace en énergie reconstruite $k'_r$ des photons Compton rétro-diffusés pour un run. . . . .	166
5.12	Piédestal des cartes $ADC$ . . . . .	167
5.13	Ajustement de la résolution du calorimètre. . . . .	168
5.14	Effet d'un seuil de détection (considéré sans fluctuation). . . . .	169
5.15	Fonction de réponse du seuil de détection. . . . .	171
5.16	Seuil de détection (MeV) en fonction du run. . . . .	171
5.17	Pouvoir d'analyse en fonction du run. . . . .	172
5.18	Différence des seuils (en MeV) déterminés à partir de la distribution des $ADC$ et de la distribution corrigée des effets non-linéaires. . . . .	173
5.19	Effets des variations des paramètres de la résolution et de la fonction de réponse du seuil en regard de la distribution expérimentale et de son ajustement nominal. . . . .	175
5.20	Pouvoir d'analyse en fonction du seuil de détection pour $a, b, c$ et $\sigma_S$ fixés. . . . .	175
6.1	Polarisation du faisceau d'électrons mesurée par le polarimètre Compton pour l'expérience HAPPEX, en fonction des jours de prise de données HAPPEX, entre le 10 et le 23 juillet 1999. Les erreurs sont statistiques, et totales. . . . .	178
6.2	Polarisation du faisceau d'électrons mesurée par le polarimètre Compton (ronds) et par le polarimètre Møller (étoiles) en fonction du temps. . . . .	182
6.3	Polarisation mesurée par le polarimètre Compton (ronds) et par le polarimètre Møller rapportée à leur valeur moyenne respective en fonction du temps. . . . .	183
6.4	Distribution des asymétries brutes (ppm) "à 30 Hz" pour les données de 1999. . . . .	185
6.5	a) Asymétries brutes (ppm) pour chaque état (In/Out) de la lame $\lambda/2$ . Les deux symboles correspondent aux deux détecteurs. b). Différences de position horizontale du faisceau sur la cible d'Hydrogène pour les deux hélicités d'électrons. c). Corrections (fausses asymétries) pour le détecteur gauche dues aux différences de positions et d'énergie pour les deux états d'hélicité. . . . .	186
6.6	a) Amplitude de la modulation. b) et c) Positions horizontale et verticale du faisceau à la cible. d) Dispersion en énergie . e) Réponse d'un détecteur. . . . .	189
6.7	a) Probabilité de rediffusion des électrons inélastiques pondéré par la perte d'énergie dans le calorimètre: $\Delta E \mathcal{P}_{rs}(W)$ ; b) Paramétrisation de la section efficace inélastique, en fonction de $(p_0 - p)/p_0 = 0$ (donc de $W$ ). . . . .	190
6.8	a) Distribution de l'angle vertical des électrons sur la cible. Le bruit est identifié par des angles supérieurs à 80 mrad. b) Rapport entre le taux de bruit défini par le critère de l'angle vertical, et le taux de bruit prédit par notre méthode. . . . .	191
6.9	Distribution de l'impulsion des électrons $(p_0 - p)/p_0$ en cible vide (hachurée) et en cible pleine. . . . .	192
6.10	Polarisation mesurée par les polarimètres Compton et Møller au cours du temps pour les données de juillet. Les erreurs représentées sont statistiques uniquement. . . . .	193
6.11	Distribution du transfert $Q^2$ mesuré. . . . .	194
6.12	Prédictions théoriques $(\rho_s, \mu_s)$ et notre résultat. . . . .	199
6.13	Contraintes imposées sur le rayon de charge $\rho_s$ et le moment magnétique portés par les quarks $\mu_s$ . . . . .	201

6.14	Vue schématique du dispositif expérimental de PVA4 à Mayence. Le faisceau d'électrons interagit avec la cible d'Hydrogène avant d'être détecté par le calorimètre de $\text{PbF}_2$ . . . . .	202
6.15	Vue schématique du dispositif expérimental de G0 dans le hall C de JLab. . . . .	203
6.16	Précision expérimentale attendue sur la mesure de $G_E^{(s)}$ et $G_M^{(s)}$ par G0. . . . .	204
B.1	Cinématique de diffusion Mott pour un faisceau incident polarisé transversalement. . . . .	222
B.2	Fonction de Sherman en fonction de l'angle de diffusion $S(\theta)$ . . . . .	223
B.3	Dispositif expérimental du polarimètre Mott de JLab. . . . .	224
B.4	Cinématique et pouvoir d'analyse en polarimétrie Compton . . . . .	225
B.5	Dispositif expérimental du polarimètre Møller du hall A : vue de dessus (haut) et vue de côté (bas). . . . .	226
D.1	Section efficace de Bremsstrahlung en fonction de l'énergie du photon émis normalisée à l'énergie de l'électron émetteur pour des atomes d'Hydrogène et de Carbone. . . . .	239
D.2	Evolution temporelle du taux de bruit de fond mesuré par le détecteur de photons. . . . .	240
D.3	Evolution de la position du faisceau d'électrons horizontale (gauche) et verticale (droite) du faisceau d'électrons dans la chicane; taux de bruit de fond détecté en fonction de la position horizontale du faisceau. . . . .	240
D.4	Vue schématique de l'emplacement des scintillateurs servant au diagnostic du faisceau d'électrons le long du polarimètre; en regard, espace disponible pour le passage du faisceau dans le plan horizontal selon x. . . . .	241
D.5	Taux de comptage enregistrés par le calorimètre lorsque les pompes ioniques sont coupées (ou réalimentées) sur la ligne faisceau du hall A. . . . .	242
D.6	Taux de comptage enregistrés par le premier ensemble de scintillateurs de diagnostic faisceau (en entrée de D1) lorsque les pompes ioniques sont coupées (ou réalimentées) sur la ligne faisceau du hall A. . . . .	243
D.7	Taux de comptage enregistrés par le troisième ensemble de scintillateurs de diagnostic faisceau (en entrée de D3) lorsque les pompes ioniques sont coupées (ou réalimentées) sur la ligne faisceau du hall A. . . . .	244
D.8	Taux de bruit en fonction de la pression déterminée au niveau de la pompe 12 lorsque les pompes les plus proches du polarimètre (14 et 16) sont coupées. . . . .	245
D.9	Illustration de la génération d'un halo au faisceau d'électrons par diffusion Coulombienne sur les noyaux du vide résiduel. . . . .	245
D.10	Distribution temporelle des électrons atteignant le Hall B. . . . .	246
D.11	Evolution des taux de comptage en fonction du temps. La focalisation du faisceau à l'entrée de la chicane magnétique est modifiée au cours du run en jouant sur l'alimentation du quadropole situé avant le premier dipôle. . . . .	247
E.1	Convention de notation : l'observateur voit tourner le faisceau vers la gauche (droite) lorsque la polarisation est gauche (droite). . . . .	250
E.2	Caractérisation d'un état de polarisation elliptique. . . . .	251

E.3	Mise en forme de la polarisation circulaire droite et gauche en entrée de la cavité à l'aide de la lame quart d'onde. . . . .	257
E.4	Mesure d'une polarisation elliptique à l'aide d'un polariseur. Le polariseur transforme la polarisation elliptique en une polarisation linéaire orientée selon son axe de sélection. . . . .	258
E.5	Cavité Fabry-Pérot formée de deux miroirs biréfringents. Après un aller-retour dans la cavité, le déphasage du champ correspond à la somme des biréfringences des miroirs $\Delta_1 + \Delta_2$ . . . . .	259
E.6	Gain de la cavité Fabry-Pérot constituée de deux miroirs biréfringents. La biréfringence de chaque miroir est de $3 \times 10^{-4}$ (trait plein) et de $10^{-6}$ (trait pointille).261	

# Introduction

La matière qui nous entoure est constituée d'atomes, eux-mêmes formés d'un noyau autour duquel gravite un nuage électronique. Après la découverte du neutron par Chadwick en 1932, le proton et le neutron étaient considérés comme les briques élémentaires de la matière.

Cependant, la valeur anormale du moment magnétique du proton mesurée en 1936 a suggéré l'existence d'une structure interne du nucléon [1]. Cette hypothèse sera renforcée par les travaux effectués après la seconde guerre mondiale sur le rayonnement cosmique et auprès des premiers accélérateurs.

Le modèle des quarks constituants est alors introduit pour rendre compte des résultats issus de la spectroscopie des hadrons. Basé sur l'existence de trois espèces de quarks  $U$ ,  $D$  et  $S$ , ce modèle prédit la totalité des hadrons découverts jusqu'alors. Entre autre, le nucléon est décrit comme un état composite de trois quarks de valence de saveur  $U$  et  $D$ .

En 1969, une expérience de diffusion profondément inélastique d'électrons sur des protons réalisée au SLAC [2] confirme l'aspect composite du proton prévu théoriquement par le modèle des partons de Feynman. Les quarks sont depuis considérés comme les constituants ultimes de la matière hadronique. Cependant, du fait de l'interaction forte, qui prédomine au niveau subnucléaire et dont l'intensité est directement proportionnelle à la portée, les quarks ne peuvent être observés à l'état libre en dehors des hadrons qu'ils composent.

De nombreuses expériences cherchent alors à mesurer les contributions des quarks à la structure et à la dynamique interne du proton (spin, moment magnétique, masse, impulsion ...) A la fin des années 80, les conclusions de l'expérience EMC sont que le quark étrange contribue pour près de 20 % au spin porté par le proton [3] donnant ainsi naissance à d'intenses activités théoriques et expérimentales (SMC au CERN et E144-154 au SLAC).

A première vue, ces résultats semblent réfuter le modèle des quarks constituants dans lequel le proton ne porte pas d'étrangeté intrinsèque. Une nouvelle interprétation du modèle [12] suggère alors que les quarks constituants sont en fait les quarks décrits par la chromodynamique quantique habillés d'un nuage de gluons et de paires quark/anti-quark, incluant les quarks étranges.

Une importante activité expérimentale s'est alors développée pour mesurer l'effet dû à la présence de quarks étranges dans le nucléon dans d'autres domaines que ceux étudiés jusqu'alors. En particulier, plusieurs expériences se consacrent à l'étude du courant vectoriel des quarks étranges dans le proton. Les observables mesurées dans ce cas donnent accès à la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon que l'on nommera (par abus de langage) les *facteurs de forme étranges*.

L'interaction électromagnétique étant parfaitement décrite par QED, elle apporte une sonde

de choix pour étudier la structure du nucléon. Elle a été et est encore aujourd'hui l'outil de mesure des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon pour de nombreuses expériences. Cependant, elle ne permet pas de séparer les contributions de chacune des trois saveurs  $u$ ,  $d$  et  $s$ .

Dans les années 60, les travaux de Glashow, Weinberg et Salam [4] aboutissent à la description de l'interaction faible, unifiée à l'interaction électromagnétique, par une théorie de jauge unique. Cette théorie prévoit l'échange de courants faibles neutres entre deux particules chargées, par exemple un électron et un proton. L'étude de la contribution due à l'interaction faible dans la diffusion  $ep$  apporte ainsi une information supplémentaire sur la structure du proton. La combinaison des mesures des facteurs de forme faibles et électromagnétiques du nucléon permet d'isoler la contribution des quarks étranges.

En pratique, la mesure des facteurs de forme faibles la plus directe est obtenue en diffusion de neutrinos sur des protons puisqu'il s'agit d'un processus purement faible. Cependant, les mesures de section efficace  $\nu p$  réalisées à Brookhaven n'ont pas permis d'aboutir à une conclusion nette sur le rôle des quarks étranges [52].

Une alternative à la diffusion  $\nu p$  consiste à utiliser les courants faibles neutres échangés entre deux particules chargées qui sont décrits par le modèle standard. Une diffusion  $ep \rightarrow ep$  par exemple, sera sensible aux facteurs de forme faibles via l'échange d'un boson  $Z^0$ . Cependant, la section efficace de diffusion  $ep$  élastique à basse énergie est largement dominée par la partie électromagnétique rendant quasiment impossible la mesure directe de la contribution faible. Néanmoins, elle demeure envisageable car, contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible n'est pas conservée sous l'opération de parité. Ainsi, la mesure de l'asymétrie entre une diffusion  $ep$  et son image miroir sous l'opération de parité isole l'effet de l'interaction faible. L'opération de parité revient à renverser l'hélicité des électrons, si bien que l'asymétrie sera mesurée entre les diffusions d'un électron droit et d'un électron gauche sur un proton. C'est grâce à cette technique que le groupe de C. Prescott observe pour la première fois en 1978 l'échange d'un courant faible neutre dans la diffusion profondément inélastique d'électrons polarisés sur du deutérium au SLAC [55].

Au cours des années 80, d'autres expériences de violation de parité dans la diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés sur des noyaux de  $^{12}\text{C}$  [58] ou de Beryllium [57] se sont attelées à la mesure de paramètres du modèle standard à basses énergies. Mais l'incertitude sur ces paramètres demeurait trop importante pour que l'effet des quarks étranges soit dégagé.

Les études réalisées auprès des machines de hautes énergies, de type LEP, ou SLC à la fin des années 80 ont abouti à une connaissance suffisamment précise du modèle standard et de ses paramètres pour permettre de mesurer la contribution des quarks étranges en violation de parité. En parallèle, les progrès accomplis sur les sources d'électrons polarisés ont permis la production de faisceaux intenses et fortement polarisés.

Actuellement, plusieurs expériences achevées ou prévues étudient l'influence des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon en violation de parité [59] [61] [62] [65] [66]. Parmi elles, l'expérience HAPPEX, *Hall A Proton Parity EXperiment*, a mesuré la contribution de l'étrangeté aux densités de charge et de courant du proton. Sa prise des données s'est déroulée dans le hall d'expérience A de l'accélérateur d'électrons *Jefferson Laboratory* (JLab, anciennement CEBAF) à Newport News (Virginia, USA).

L'asymétrie expérimentale  $A_{exp}$  des nombres de diffusions élastiques  $\vec{e}p$  est reliée à l'asymétrie physique de violation de parité  $A_{PV}$  par l'intermédiaire de la polarisation du faisceau d'électrons  $P_e$  selon  $A_{exp} = P_e A_{PV}$ . La précision de la mesure de la polarisation est donc un paramètre important de la précision sur la mesure de l'asymétrie de violation de parité.

Le laboratoire JLab est équipé des trois types de polarimètres utilisés sur des accélérateurs d'électrons. Une polarimétrie Mott, limitée aux basses énergies (5 MeV), mesure la polarisation à l'injecteur. Un polarimètre Møller fournit une mesure à bas courant ( $0.5 \mu A$ ) de la polarisation du faisceau délivré dans le hall A. L'inconvénient majeur de ces deux techniques est qu'elles ne permettent pas de mesure pendant la prise de données de l'expérience puisqu'elles requièrent l'utilisation de cibles fixes.

Une polarimétrie de type Compton représente une alternative séduisante en offrant la possibilité d'une mesure simultanée à l'expérience et donc à ses paramètres cinématiques. Le principe de la mesure repose sur la diffusion des électrons sur un faisceau de photons polarisés circulairement. Cette mesure perturbe suffisamment peu les caractéristiques du faisceau d'électrons pour qu'il soit acheminé vers l'expérience principale en aval. C'est en revanche une technique plus difficile à mettre en oeuvre de part la nature de sa "cible" (un faisceau de photons).

Les caractéristiques du faisceau d'électrons délivré par le CEBAF (énergie de quelques GeV, intensité  $\sim 100 \mu A$ ) imposent des contraintes sévères sur le choix du dispositif expérimental dédié à la polarimétrie Compton. Pour obtenir une mesure dans un temps raisonnable, il est nécessaire d'utiliser une source lumineuse puissante et fortement polarisée. Une mesure de polarisation ( $\sim 70 \%$ ) avec une précision statistique de 1 % relatif en 30 minutes impose une puissance lumineuse de 1500 W polarisé à 100 %. La solution pionnière que nous avons choisie est d'amplifier la lumière issue d'un laser standard dans une cavité optique de type Fabry-Perot solidaire de la ligne faisceau de CEBAF. En outre, l'angle de croisement des faisceaux d'électrons et de photons, fixé à 23 mrad pour maximiser la luminosité, place les miroirs de la cavité à 5 mm du faisceau d'électrons de  $100 \mu A$ . Cette approche originale représentait alors un défi technologique pour notre groupe puisqu'aucune cavité optique de haute finesse n'avait jusqu'alors été couplée à un accélérateur. La mise au point de la cavité a nécessité plusieurs années de recherche et développement et a fait l'objet de deux thèses [7] [149].

Le polarimètre dans sa première version, fut installé à JLab en 1998. La source lumineuse était alors constituée uniquement d'un laser. Puis la cavité optique fut installée en janvier 1999. Elle génère un faisceau lumineux d'une puissance de 1200 W stable pendant plusieurs heures. Les photons sont polarisés à plus de 99 % dans la cavité. Notre instrument assure en outre le croisement entre les faisceaux d'électrons et de photons dont les diamètres sont de l'ordre de  $100 \mu m$ . La détection et la mesure de l'énergie des photons rétro-diffusés par effet Compton est assurée par un calorimètre formé de cristaux scintillants. Nous avons observé les premiers événements Compton en février 1999.

Ce travail de thèse décrit les premières mesures de la polarisation du faisceau d'électrons de JLab avec le polarimètre Compton. Ces mesures ont été exploitées par l'expérience HAP-PEX dont le but est de déterminer la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon.

Dans le premier chapitre, nous présentons les facteurs de forme du nucléon et leurs dé-

compositions en terme de quarks. Nous montrons ensuite comment la violation de parité en diffusion élastique  $\vec{e}p$  donne accès aux facteurs de forme des quarks étranges.

Le deuxième chapitre décrit le dispositif expérimental utilisé par l'expérience HAPPEX pour la mesure de l'asymétrie de violation de parité pour un transfert de  $0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ .

Le chapitre trois présente le principe de la polarimétrie Compton ainsi que le dispositif expérimental utilisé à JLab. Nous justifions en outre les spécificités de notre instrument et décrivons la mesure de polarisation du faisceau de photons dans la cavité.

La plus importante contribution de mon travail de thèse est présentée dans les chapitres quatre et cinq. Ils décrivent le traitement et l'analyse des données recueillies pendant l'expérience HAPPEX. Nous verrons que la polarisation des électrons est déterminée à partir des mesures de l'asymétrie expérimentale des taux de comptage Compton lors du renversement de l'hélicité du faisceau d'électrons, de la polarisation des photons, et du pouvoir d'analyse de l'instrument.

Le chapitre quatre est consacré à la mesure de l'asymétrie expérimentale. Nous expliquons tout d'abord comment extraire l'asymétrie de signal Compton à partir des taux de comptage mesurés dans le calorimètre. Nous corrigeons ces asymétries de la contribution due au bruit de fond et présentons les mesures pour HAPPEX. Nous nous attelons à l'étude des effets systématiques liés à notre mesure et plus particulièrement à l'estimation des fausses asymétries liées aux corrélations des paramètres du faisceau d'électrons avec l'hélicité.

Le chapitre cinq traite la détermination du pouvoir d'analyse. Nous verrons que nous serons amenés à corriger les mesures des signaux issus du calorimètre d'effets de saturation de notre électronique d'acquisition. Nous devons soustraire la contribution du bruit de fond avant de pouvoir calibrer nos mesures en énergie. Pour calculer le pouvoir d'analyse, nous serons amenés à mesurer la résolution du calorimètre ainsi que la valeur du seuil de détection des événements. Nous étudions alors en détail les erreurs systématiques induites par chacune des étapes de la détermination du pouvoir d'analyse.

Enfin, le dernier chapitre présente les résultats de l'expérience HAPPEX. Dans un premier temps, nous montrons les mesures de polarisation que nous obtenons avec le polarimètre Compton. Nous discutons les erreurs systématiques et comparons nos résultats avec ceux du polarimètre Møller. Puis nous donnons la mesure de l'asymétrie de violation de parité. Celle-ci nous permet de déterminer la mesure de la contribution des quarks étranges à la densité de charge et de courant du nucléon.



# Chapitre 1

## Une sonde étrange du nucléon : la violation de parité en diffusion $\vec{e}p \rightarrow ep$

Le modèle standard prévoit l'échange de courants faibles neutres entre deux particules chargées. L'observation expérimentale de ces courants n'est pas tâche facile puisque l'interaction entre les particules est dominée par la contribution électromagnétique. Néanmoins, elle demeure envisageable si l'on utilise le fait que, contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible n'est pas conservée sous l'opération de parité. Cette propriété fut en effet mise en évidence par l'expérience de C.S. Wu en 1957 dans la désintégration  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  polarisé [6].

Ainsi, la mesure de l'asymétrie entre une diffusion  $\vec{e}p$ , par exemple et son image miroir sous l'opération de parité isole l'effet de l'interaction faible. C'est en utilisant la violation de parité qu'une expérience isole pour la première fois l'effet des courants neutres dans la diffusion d'électrons polarisés sur une cible de deutérium [55].

L'étude des courants neutres en diffusion d'électrons a été étendue dans les années 80 dans les atomes [56] et en diffusion quasi-élastique électron-noyau [57] [58].

Avec le succès de la campagne d'études du modèle standard auprès des machines de haute énergie, les prédictions du modèle standard sont devenues suffisamment précises pour utiliser les expériences de violation de parité pour étudier le contenu du nucléon. En particulier, l'influence des quarks étranges de la mer peut être déterminée dans le nucléon en violation de parité avec cette sonde faible. Cette mesure permet alors d'extraire la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon.

Ce chapitre présente les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et leur décomposition selon la saveur des quarks. Ceci nous servira de guide pour introduire les facteurs de forme faibles du proton. Nous montrerons que la mesure de ces facteurs de forme faibles, combinée à celle des facteurs de forme électromagnétiques, permet de déterminer les facteurs de forme dits *étranges*. Les "facteurs de forme étranges" donneront accès à la distribution de charge et de courant du nucléon. Nous présentons une revue des mesures actuelles des facteurs de forme électromagnétiques réalisées auprès de divers accélérateurs aux USA et en Europe. Nous donnons les éléments de base pour une mesure des facteurs de forme faibles neutres par violation de parité en diffusion élastique  $\vec{e}p$ . Nous introduisons alors la figure de mérite de l'expérience HAPPEX à JLab qui a pour but de mesurer la contribution du quark étrange aux facteurs de

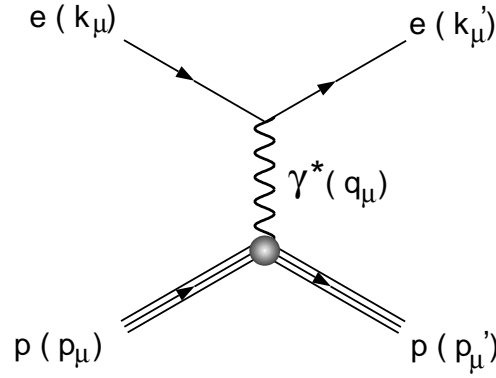


FIG. 1.1 – Diffusion élastique (à l'ordre le plus bas) d'un électron sur un proton.

forme électrique et magnétique du nucléon. Nous terminerons ce chapitre en donnant un aperçu des expériences de violation de parité en diffusion d'électrons.

## 1.1 Facteurs de forme électromagnétiques du nucléon

Nous considérons la diffusion élastique d'un électron de masse  $m$  et de quadri-impulsion  $k$  sur un proton d'impulsion  $p$  et de masse  $M$  (figure 1.1). Nous notons respectivement  $k'$  et  $p'$  les quadri-impulsions de l'électron et du proton dans l'état final.

A l'ordre le plus bas de la constante de couplage, le processus est décrit par l'échange d'un seul photon, d'impulsion  $q = k - k'$ . Nous pouvons écrire l'amplitude de la réaction  $\mathcal{M}_\gamma$  à partir des courants électromagnétiques de l'électron  $J_{EM}^{(e)}$ , du proton  $J_{EM}^{(p)}$  et du propagateur associé au photon (dans la jauge de Lorentz) :

$$\mathcal{M}_\gamma \propto J_{EM}^{(p)} \frac{1}{q^2} J_{EM}^{(e)},$$

soit en fonction des éléments de matrice associés aux opérateurs de courants  $\hat{J}_{EM}^{(e,p)}$  :

$$-i\mathcal{M}_\gamma = (ie)^2 \langle P(p') | \hat{J}_{EM,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle \left( \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle e(k') | \hat{J}_{EM,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle. \quad (1.1)$$

Si nous définissons la fonction d'onde  $\psi$  associée à l'électron en fonction de son spineur  $u$

$$\psi(x) = u(k)e^{-ik \cdot x},$$

alors le courant associé à l'électron prend la forme bien connue [8]:

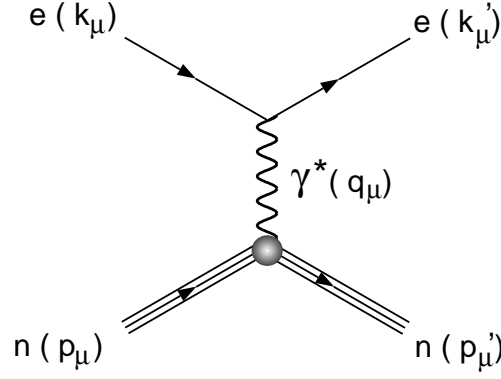


FIG. 1.2 – Diffusion élastique (à l'ordre le plus bas) d'un électron sur un neutron.

$$J_{EM,\nu}^{(e)} = -e \bar{\psi}_f \gamma_\nu \psi_i = -e \bar{u}(k') \gamma_\nu u(k) e^{i(k'-k)\cdot x}.$$

L'expression du courant associé au proton est plus complexe car il s'agit d'une particule qui possède une structure interne. Nous montrons en annexe A que l'expression la plus générale du courant associé à un proton dans le cadre d'une diffusion élastique, qui respecte les conditions de symétrie de l'interaction électromagnétique (conservation du courant, invariance par parité et hermiticité) est de la forme :

$$\langle p(p') | J_{EM,\mu}^{(p)} | p(p) \rangle = \overline{U(p')} \left[ F_1^{(\gamma,p)}(q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2^{(\gamma,p)}(q^2)}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] U(p), \quad (1.2)$$

où  $F_1^{(\gamma,p)}(q^2)$  et  $F_2^{(\gamma,p)}(q^2)$  sont des fonctions réelles qui ne dépendent que du transfert  $q^2$  ( $q^2 = -Q^2 \leq 0$ ). Elles sont appelées les *facteurs de forme électromagnétiques de Pauli-Dirac du proton*. Les indices supérieurs signifient que ces facteurs de forme apparaissent dans l'expression du courant électromagnétique ( $\gamma$ ) du proton ( $p$ ). Les facteurs de forme paramétrisent la structure interne du proton vue par la diffusion élastique.

De même, on montre que le courant électromagnétique associé au neutron (figure 1.2) est de la forme :

$$\langle n(p') | J_{EM,\mu}^{(n)} | n(p) \rangle = \overline{U(p')} \left[ F_1^{(\gamma,n)}(q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2^{(\gamma,n)}(q^2)}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \right] U(p),$$

où  $F_1^{(\gamma,n)}(q^2)$  et  $F_2^{(\gamma,n)}(q^2)$  sont les *facteurs de forme de Pauli-Dirac du neutron*.

Nous allons maintenant montrer comment mesurer ces facteurs de forme. Pour cela, nous allons chercher à relier ces facteurs de forme à une observable physique que l'on déterminera expérimentalement.

## 1.2 Section efficace et facteurs de forme de Sachs

A partir de l'élément de matrice de l'équation 1.1, nous pouvons calculer la section efficace de diffusion  $ep \rightarrow ep$  non polarisée selon la relation :

$$d\sigma = \frac{1}{4\sqrt{(k.p)^2 - m^2 M^2}} (2\pi)^4 \delta^4(k' + p' - k - p) \frac{d^3|\vec{k}'|}{(2\pi)^3 2|\vec{k}'|} \frac{d^3|\vec{p}'|}{(2\pi)^3 2E'_p} |\mathcal{M}_\gamma|^2 \quad (1.3)$$

où  $E'_p$  représente l'énergie du proton diffusé.

Le calcul de cette section efficace a été fait pour la première fois en 1950 par M. Rosenbluth [10]. La section efficace de diffusion élastique  $ep$  est décrite par la formule dite de Rosenbluth :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \times \left\{ \left[ \left( F_1^{(\gamma,p)}(q^2) \right)^2 + \tau \left( F_2^{(\gamma,p)}(q^2) \right)^2 \right] \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau \left( F_1^{(\gamma,p)}(q^2) + F_2^{(\gamma,p)}(q^2) \right)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

où

- $\alpha$  est la constante de structure fine,
- $E$  est l'énergie de l'électron incident,
- $\theta$  est l'angle de l'électron diffusé,

-  $\tau$  est un paramètre cinématique,  $\tau = -\frac{q^2}{4M^2}$ ,

- le transfert de la réaction est donné par  $Q^2 = 4E^2 \frac{\sin^2 \frac{\theta}{2}}{1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}$ .

Les facteurs de forme peuvent donc être déterminés à partir de la mesure de la section efficace de diffusion élastique  $ep$  en fonction de  $\theta$  et de  $q^2$ .

En pratique, il est intéressant d'utiliser des combinaisons linéaires des facteurs de forme pour éviter les termes d'interférence de type  $F_1^{(\gamma,p)}(q^2) \times F_2^{(\gamma,p)}(q^2)$  dans la section efficace. Pour cela, on introduit  $G_E^{(\gamma,p)}(q^2)$  et  $G_M^{(\gamma,p)}(q^2)$  définis par :

$$\begin{aligned} G_E^{(\gamma,p)}(q^2) &= F_1^{(\gamma,p)}(q^2) - \tau F_2^{(\gamma,p)}(q^2), \\ G_M^{(\gamma,p)}(q^2) &= F_1^{(\gamma,p)}(q^2) + F_2^{(\gamma,p)}(q^2). \end{aligned}$$

$G_E^{(\gamma,p)}(q^2)$  et  $G_M^{(\gamma,p)}(q^2)$  sont appelés les *facteurs de forme de Sachs*.

La section efficace s'exprime alors comme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \times \left[ \left( \frac{G_E^{(\gamma,p)^2}(q^2) + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}(q^2)}{1 + \tau} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^{(\gamma,p)^2}(q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (1.4)$$

$$= \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + 2\frac{E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \frac{1}{1 + \tau} \left( G_E^{(\gamma,p)^2}(q^2) + \frac{\tau}{\epsilon} G_M^{(\gamma,p)^2}(q^2) \right), \quad (1.5)$$

où  $\epsilon = \left( 1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right)^{-1}$ .

On peut alors montrer [11] que dans un repère particulier, dit repère de Breit défini par  $\vec{p}' = -\vec{p}$ , les facteurs de forme de Sachs  $G_E^{(\gamma,p)}$  et  $G_M^{(\gamma,p)}$  sont donnés respectivement par les transformées de Fourier des densités de charge et de courant du proton (en négligeant le terme de recul) :

$$G_E^{(\gamma,p)}(q) = \int \rho_E^p(x) e^{iq \cdot x} d^3x \quad (1.6)$$

$$iG_M^{(\gamma,p)}(q) \vec{\sigma} \times \vec{q} = \int \vec{J}_{EM}^{(p)}(x) e^{iq \cdot x} d^3x$$

C'est la raison pour laquelle les facteurs de forme de Sachs  $G_E^{(\gamma,p)}$  et  $G_M^{(\gamma,p)}$  sont dits respectivement électrique et magnétique.<sup>1</sup>

Il est en outre possible d'étendre cette interprétation de  $G_E^{(\gamma,p)}$  et  $G_M^{(\gamma,p)}$  en terme de densités de charge et d'aimantation à la limite non-relativiste ( $Q^2 \ll M^2$ ). Par exemple, en développant le facteur de forme électrique :

$$G_E^{(\gamma,p)}(q) = \int \rho_E^p(x) e^{iq \cdot x} d^3x = \int \left( 1 + iq \cdot x - \frac{(q \cdot x)^2}{2} + \dots \right) \rho_E^p(x) d^3x$$

Leurs valeurs pour un transfert nul sont donc données respectivement par la charge électrique et le moment magnétique du proton :

$$G_E^{(\gamma,p)}(q^2 = 0) = 1, \quad G_M^{(\gamma,p)}(q^2 = 0) = \mu_p,$$

où le moment magnétique du proton  $\mu_p$ , exprimé en unité du magnéton nucléaire vaut  $\mu_p \simeq 2.79$ .<sup>2</sup>

---

1. Cette appellation vient en fait de l'étude des structures des noyaux pour lesquels on peut négliger le terme de recul.

2.  $\mu_p = 2.79284739 \pm 0.00000006 \mu_N$  avec  $\mu_N = \frac{e\hbar}{2M}$  [77].

De la même manière, on peut définir les *facteurs de forme électrique et magnétique du neutron*  $G_E^{(\gamma,n)}$  et  $G_M^{(\gamma,n)}$ . Leurs normalisations à  $q^2 = 0$  sont données respectivement par la charge électrique et le moment magnétique du neutron :

$$G_E^{(\gamma,n)}(q^2 = 0) = 0 \quad , \quad G_M^{(\gamma,n)}(q^2 = 0) = \mu_n,$$

où le moment magnétique du neutron  $\mu_n$  vaut  $\mu_n \simeq -1.91$ .<sup>3</sup>

La mesure de la section efficace de diffusion  $ep \rightarrow ep$  permet donc, connaissant les paramètres cinématiques de la réaction (énergie incidente et angle de diffusion) d'extraire une combinaison linéaire des facteurs de forme électromagnétiques du proton pour une valeur de  $Q^2$  donnée.

Il est intéressant de remarquer que la section efficace est identique en  $\theta = \pm\theta_0$ . Nous pouvons donc doubler le nombre de diffusions détectées pour un même  $Q^2$  en comptant les diffusions à  $\theta = +\theta_0$  et  $\theta = -\theta_0$ .

On peut également remarquer dans l'équation 1.4 qu'en utilisant deux jeux des paramètres cinématiques différents ( $E_1, \theta_1$  et  $E_2, \theta_2$ ) mais qui correspondent au même  $Q^2 = Q_0^2$ , on mesure deux combinaisons linéaires différentes des facteurs de forme  $G_E^{(\gamma,p)}(Q_0^2)$  et  $G_M^{(\gamma,p)}(Q_0^2)$ . Ceci permet donc de séparer les contributions électriques et magnétiques. C'est ce que l'on appelle la technique de séparation de Rosenbluth, à laquelle nous ferons parfois référence.

D'après la relation 1.3, nous voyons qu'il est théoriquement possible de mesurer les facteurs de forme sur un domaine en  $Q^2$  très étendu, qui est uniquement fonction des paramètres énergie incidente et angle de diffusion. En pratique, on peut remarquer dans l'équation 1.5 que, pour un angle fixé, la section efficace chute rapidement lorsque l'énergie donc le transfert augmente. La mesure de facteurs de forme à grand  $Q^2$  est donc difficile.

## 1.3 Mesure des facteurs de forme électromagnétiques

### 1.3.1 Historique

Nous avons vu précédemment que la mesure de la section efficace de diffusion  $ep$  élastique permet, connaissant la cinématique de la réaction (énergie incidente et angle), de déterminer les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron (équation 1.4).

Depuis la fin des années soixante [5], une importante activité expérimentale a débuté pour mesurer ces facteurs de forme. La plupart des expériences qui ont eu lieu avant 1990 utilisaient la technique de séparation de Rosenbluth (cf paragraphe 1.2) pour isoler les contributions électrique et magnétique. Cette procédure nécessite la connaissance précise de l'énergie incidente et de la luminosité totale. De plus, la section efficace à haut transfert est dominée par la partie magnétique puisque  $G_M$  est pondéré par  $Q^2$ . L'extraction du facteur de forme électrique est donc plus difficile à grand  $Q^2$  et ceci se traduit par une incertitude systématique plus importante sur  $G_E$  [25].

---

3.  $\mu_n = -1.9130428 \pm 0.0000005 \mu_N$  [77].

Les mesures sur le neutron sont délicates puisqu'il n'existe pas de cible de neutrons pure. Les mesures des facteurs de forme du neutron proviennent principalement de diffusion quasi-élastique sur un système nucléaire simple contenant un neutron : Deutérium, ou  $^3\text{Hélium}$ . Il faut alors soustraire les effets dus à la présence du proton, mais également tenir compte des effets de l'interaction nucléon-nucléon encore mal connue. En outre, le facteur de forme électrique du neutron est, en pratique, trop faible pour être extrait via une séparation de Rosenbluth. Aussi les facteurs de forme du neutron sont-ils moins précisément mesurés que les facteurs de forme du proton.

Depuis le début des années 90, la précision des mesures de facteurs de forme s'est significativement améliorée grâce à l'association d'un faisceau polarisé à une cible polarisée, ou de manière équivalente en mesurant la polarisation du nucléon de recul. Une série de mesures de ce type à Bates a montré la faisabilité de cette technique expérimentale [28]-[32]. Nous verrons que ceci a ouvert la voie à une riche campagne expérimentale dans de nombreux laboratoires.

P.E. Bosted présente une compilation des mesures de facteurs de forme électromagnétiques disponibles en 1995 [26], dont est extraite la figure 1.3. Les valeurs expérimentales des quatre facteurs de forme électromagnétiques sont reproduites à 20 % environ par un modèle dipolaire. C'est pourquoi on représente les mesures des facteurs de forme normalisées au modèle dipolaire. Ce modèle traduit une distribution de charge électrique  $\rho(r)$  exponentielle,  $\rho(r) = e^{-\frac{r}{r_0}}$ , où  $r_0 = 0.234$  fm.

Dans l'approximation dipolaire, les facteurs de forme s'écrivent :

$$\begin{aligned} \left(G_M^{(\gamma,p)}(Q^2)\right)_D &= \mu_p G_D(Q^2) \\ \left(G_E^{(\gamma,p)}(Q^2)\right)_D &= G_D(Q^2) \\ \left(G_M^{(\gamma,n)}(Q^2)\right)_D &= \mu_n G_D(Q^2) \end{aligned} \quad \text{avec} \quad G_D(Q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_V^2}\right)^2}$$

où  $M_V = \frac{1}{r_0} = 0.843 \text{ GeV}$

Le facteur de forme électrique du neutron paraît nul aux incertitudes de mesures près sur le domaine en  $Q^2$  étudié.

### 1.3.2 Facteurs de forme du proton.

Comme l'illustre la figure 1.3, l'évolution du facteur de forme magnétique du proton est reproduite à quelques % par le modèle dipolaire [45].

La figure 1.3.2-a présente la compilation des mesures du rapport  $G_E^{(\gamma,p)}/G_M^{(\gamma,p)}$  réalisées via la technique de Rosenbluth. Cette figure illustre la limitation due à cette méthode pour la mesure de  $G_E^{(\gamma,p)}$  à haut transfert. En outre, les résultats des diverses campagnes de mesures diffèrent de plus de 40 % à grand  $Q^2$ , au-delà des incertitudes expérimentales.

R. Arnold et ses collaborateurs ont montré que la précision sur la mesure de  $G_E^p$  pouvait être significativement améliorée par rapport à la technique de Rosenbluth en utilisant la diffusion d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible de protons tout en mesurant la

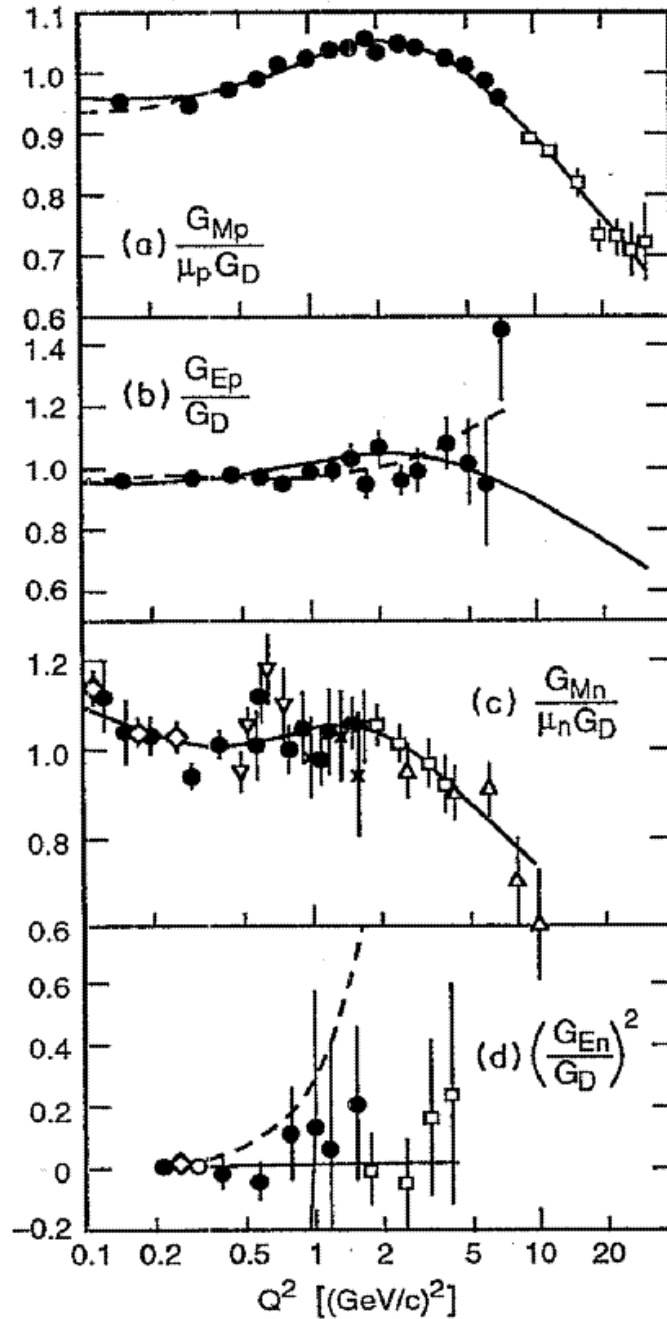
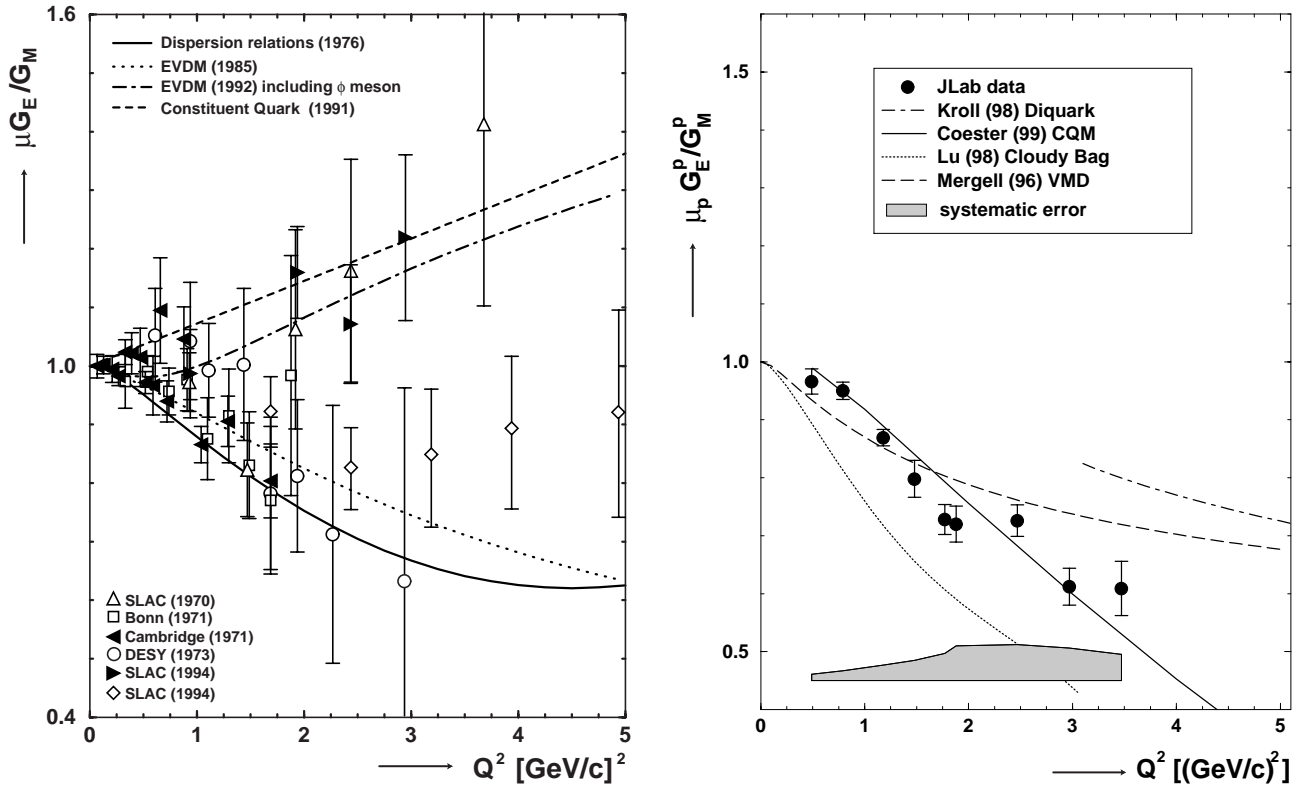


FIG. 1.3 – Mesures de facteurs de forme électriques et magnétiques du proton et du neutron réalisées à SLAC, DESY, MAMI et Bates [26]. Les courbes correspondent à l'ajustement des données réalisé par Bosted et al basé sur l'expansion de l'inverse d'une fonction polynomiale en  $Q = \sqrt{Q^2}$  pour  $G_E^{(p)}(Q^2)$  (fig.a, pointillé), pour  $G_M^{(p)}(Q^2)/\mu_P$  (fig.b, pointillé) et  $G_M^{(n)}(Q^2)/\mu_N$  (fig c), et en imposant que  $G_M^{(p)}(Q^2) = \mu_P G_E^{(p)}(Q^2)$  (fig. a et b, trait plein). Une paramétrisation de Galster (fig.d, trait plein) et de type  $1/Q^2$  (fig.d, pointillé) sont utilisées pour  $G_E^{(n)}(Q^2)$ .





(a) Rapport  $\mu_P G_E^{(\gamma,p)} / G_M^{(\gamma,p)}$  mesuré par la technique de séparation de Rosenbluth à SLAC, Bonn, Cambridge et DESY en fonction du moment transféré.

(b) Rapport des facteurs de forme électrique et magnétique du proton mesuré dans le hall A de JLab [50] en regard avec diverses prédictions théoriques.

FIG. 1.4 – Mesures de facteurs de forme du proton.

polarisation du proton de recul [46]. En effet, dans le cas de l'échange d'un seul photon, la diffusion d'électrons polarisés longitudinalement sur des protons non polarisés donne naissance à un transfert de polarisation vers le proton diffusé. La polarisation du proton est telle que seules les composantes perpendiculaire  $P_t$  et parallèle  $P_l$  à l'impulsion du proton dans le plan de diffusion sont non nulles. Le rapport de ces polarisations est directement proportionnel au rapport des facteurs de forme du proton :

$$\frac{G_E^p}{G_M^p} = -\frac{P_t}{P_l} \frac{E_e + E_{e'}}{2M} \tan \frac{\theta}{2},$$

où  $E_e$  et  $E_{e'}$  sont respectivement les énergies des électrons incidents et diffusés,  $\theta$  est l'angle de diffusion et  $M$  la masse du proton.

La mesure simultanée des deux composantes de la polarisation du proton de recul permet donc d'accéder au rapport des facteurs de forme. Les polarisations du proton sont mesurées dans

un polarimètre de plan focal (FPP : Focal Plane Polarimeter). En revanche, cette technique ne nécessite en rien la mesure de la polarisation du faisceau incident qui est souvent entâchée d'une importante erreur systématique (quelques %). Cette méthode a été utilisée pour la première fois à Bates [47] à faible transfert pour en démontrer la faisabilité. Plus récemment, le groupe de C. Perdrisat a réalisé une série de mesure de  $\mu_P G_E^{(\gamma,p)} / G_M^{(\gamma,p)}$  dans le hall A de JLab pour des  $Q^2$  de 0.5 à 3.5 GeV/c<sup>2</sup> [50]. Ces résultats sont représentés sur la figure 1.3.2-b. Cette technique a permis de réduire significativement l'incertitude expérimentale de la mesure par rapport aux résultats obtenus par la méthode de Rosenbluth. Ces mesures ont mis en évidence une chute du rapport  $\frac{G_E^p}{G_M^p}$  lorsque  $Q^2$  augmente. Le facteur de forme magnétique étant bien reproduit par un modèle dipolaire, ceci signifie donc que le facteur de forme électrique décroît plus rapidement que le modèle dipolaire lorsque le transfert augmente. Cependant aucune prédiction théorique n'est, à l'heure actuelle, capable de reproduire l'évolution en  $Q^2$  du facteur de forme électrique du proton.

Cette expérience sera étendue dans le hall A à l'automne 2000 pour étendre le domaine cinématique jusqu'à des transferts de 5.6 GeV<sup>2</sup> [51].

### 1.3.3 Facteurs de forme du neutron.

#### 1.3.3.1 Magnétique

Au début des années 90, les mesures du facteur de forme magnétique du neutron sont basées sur la mesure du rapport des sections efficaces de diffusions quasi-élastiques sur le neutron et sur le proton  $\frac{\sigma(^2H(e, e'n))}{\sigma(^2H(e, e'p))}$  avec une cible de Deutérium. L'électron diffusé est détecté dans un spectromètre en coïncidence avec le nucléon de recul qui est identifié dans un scintillateur.

La figure 1.5 regroupe les résultats obtenus pour  $G_M^n$  à faible  $Q^2$  à Bates [33], ELSA [34], NIKHEF [35] et Mayence [36] utilisant cette procédure. Les mesures sont effectivement plus précises que celles obtenues par la technique de Rosenbluth, mais présentent néanmoins une différence systématique d'environ 10 % entre les données de Mayence et celles d'ELSA.

La première expérience en diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés sur une cible polarisée eut lieu à Bates en 1993 [32], sur de l'<sup>3</sup>Hélium. Elle a fourni une mesure unique de  $G_M^n$  à  $Q^2 = 0.19 \text{ GeV}^2$  (figure 1.5, cercle vide). L'expérience réalisée début 1999 dans le Hall A de JLab par le groupe de H. Gao [37], utilisant à nouveau une cible d'<sup>3</sup>He polarisée, a permis de lever l'incertitude laissée par les expériences antérieures (figure 1.5, cercle plein).

En outre, des mesures de  $G_M^n$  pour des transferts allant jusqu'à 5 GeV/c<sup>2</sup> sont attendues prochainement par une expérience qui aura lieu dans le hall B de JLab [38].

#### 1.3.3.2 Electrique

Au début des années 90, les mesures les plus précises de  $G_E^n$  étaient celles réalisées à l'A.L.S de Saclay par S. Platchkov et collaborateurs [39] en diffusion  $eD$  (figure 1.6).

Pour extraire la valeur de  $G_E^n$  des informations expérimentales, il est nécessaire de calculer la fonction d'onde du Deuton. Ceci implique de connaître le potentiel d'interaction nucléon-

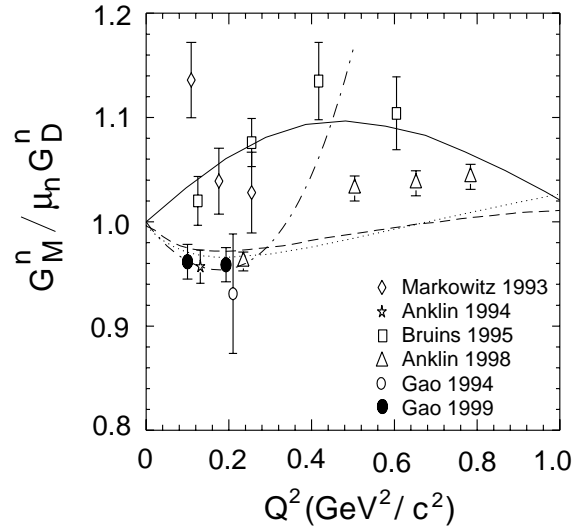


FIG. 1.5 – Mesures du facteur de forme magnétique du neutron par mesure du nucléon de recul à Bates (losanges [33]), ELSA (carrés [34]), NIKHEF (étoiles [35]) et Mayence (triangles [36]). Deux expériences plus récentes ont utilisé une cible polarisée à Bates (cercle vide [32]) et JLab (cercle plein [37]). Les abscisses des mesures des expériences [35] et [32] ont été légèrement déplacées pour plus de clareté.

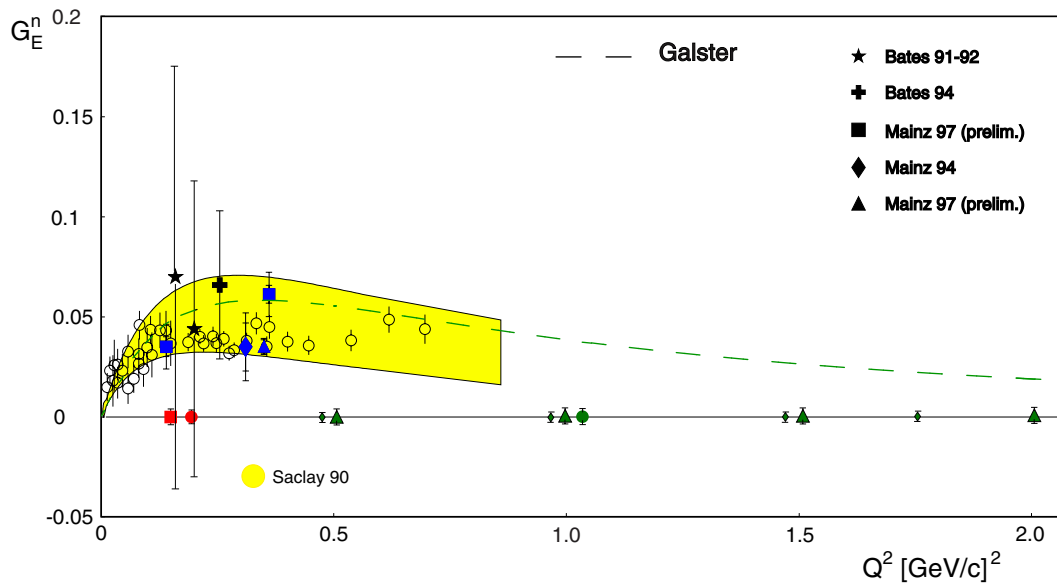


FIG. 1.6 – Mesures récentes et futures du facteur de forme électrique du neutron. Les résultats de Platchkov sont mis en regard des mesures plus récentes effectuées à Bates (étoiles [29] [30], carrés [31], croix [28]) et à Mayence (losanges [40]). Les ronds vides représentent les valeurs de  $G_E^n$  extraites des mesures de Platchkov avec le potentiel de Paris et la zone grisée représente l'intervalle des valeurs de  $G_E^n$  pour différentes paramétrisations du potentiel nucléon-nucléon.

nucléon. La figure 1.6 représente l'intervalle des valeurs de  $G_E^n$  de Platchkov pour différentes paramétrisations du potentiel. L'incertitude sur la détermination du potentiel NN implique une erreur systématique de l'ordre de 50 % sur les mesures.

Depuis une dizaine d'années, les progrès technologiques concernant les faisceaux et cibles polarisés ont permis d'améliorer les mesures de  $G_E^n$ . En effet, le rapport des asymétries cible-faisceau entre une polarisation de la cible perpendiculaire  $A_\perp$  et parallèle  $A_\parallel$  au moment transféré est directement proportionnel au rapport des facteurs de forme électrique et magnétique :

$$\frac{G_E^n}{G_M^n} \propto \frac{A_\perp}{A_\parallel}.$$

Les premières expériences basées sur cette technique avec des cibles d'Hélium ont été effectuées à Bates [29] [30] [31] [28] et à Mayence [40] au début des années 90 (figure 1.6). Celles-ci ont depuis peu été affinées à Mayence et NIKHEF (figure 1.6).

La communauté internationale a donc fourni un grand nombre de mesures de  $G_E^n$  basées sur différentes voies de réaction pour des transferts allant jusqu'à 0.6 GeV/c<sup>2</sup>. Aux incertitudes expérimentales près (environ 20 %), ces mesures sont en bon accord mutuel. Une nouvelle campagne d'expériences [41] [42] [43] va permettre d'améliorer la précision de ces mesures et d'étendre le domaine cinématique jusqu'à 2 GeV/c<sup>2</sup> (figure 1.6).

La paramétrisation du facteur de forme électrique du neutron qui reproduit le mieux les données existantes est celle de Galster [44] à laquelle nous ferons référence ultérieurement. Elle est basée sur une version modifiée du modèle dipolaire définie par :

$$\left(G_E^{(\gamma,n)}(Q^2)\right)_{Galster} = -\mu_n \tau \frac{1}{1 + \alpha_n \tau} G_D(Q^2) \quad \text{où} \quad \alpha_n = 5.6.$$

## 1.4 Contribution des quarks aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon

Dans l'hypothèse où les seuls objets électriquement chargés à l'intérieur du nucléon sont les quarks, l'opérateur du courant électromagnétique du nucléon peut se décomposer en fonction des opérateurs de courant électromagnétique des quarks. Notons  $\hat{j}_{E,\mu}^{(i)}$  l'opérateur de courant électromagnétique d'un quark de saveur  $i$  ( $u, d, c, s, b, t$ ) et de charge électrique  $Q_i$ .

L'expression de ce courant est donnée par :

$$\hat{j}_{E,\mu}^{(i)} = Q_i \bar{q}_i \gamma_\mu q_i,$$

où  $q_i$  sont les champs associés aux quarks. L'opérateur de courant électromagnétique du proton est alors simplement donné par :

$$\hat{J}_{E,\mu}^{(p)} = \sum_i j_{E,\mu}^{(i)} = \sum_i Q_i \bar{q}_i \gamma_\mu q_i.$$

Le courant électromagnétique du proton se décompose alors comme une somme d'éléments de matrice du courant vectoriel de quarks pondérés par leur charge électrique :

$$\langle P(p') | \hat{J}_{E,\mu}^{(p)}(x) | P(p) \rangle = \sum_i Q_i \langle P(p') | \hat{j}_{EM,\mu}^{(i)}(x) | P(p) \rangle .$$

Nous avons donné au paragraphe 1.1 l'expression la plus générale du courant associé à un proton qui respecte les conditions de symétrie du courant électromagnétique (équation 1.2). Les mêmes conditions de symétrie s'appliquent au courant associé à un quark. Celui-ci peut donc s'exprimer comme :

$$\langle P(p') | \bar{q}_i \gamma_\mu q_i | P(p) \rangle = \bar{U}(p') \left[ \gamma_\mu F_{\gamma,1}^{(i,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_{\gamma,2}^{(i,p)}(Q^2) \right] U(p). \quad (1.7)$$

La notation est lourde, mais elle se veut précise : les fonctions  $F_{\gamma,1}^{(i,p)}(Q^2)$  et  $F_{\gamma,2}^{(i,p)}(Q^2)$  représentent en effet les contributions d'un quark de saveur  $i$  aux facteurs de forme électromagnétiques du proton  $F_1^{(\gamma,p)}(Q^2)$  et  $F_2^{(\gamma,p)}(Q^2)$ . Nous verrons par la suite que nous pourrions simplifier cette écriture.

L'élément de matrice du courant électromagnétique du proton peut donc être exprimé :

– en fonction des facteurs de forme du proton :

$$\langle P(p') | J_{EM,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle = \bar{U}(p') \left[ \gamma_\mu F_1^{(\gamma,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_2^{(\gamma,p)}(Q^2) \right] U(p)$$

– en fonction des contributions des quarks aux facteurs du proton :

$$\langle P(p') | J_{EM,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle = \bar{U}(p') \left( \sum_i Q_i \left[ \gamma_\mu F_{\gamma,1}^{(i,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_{\gamma,2}^{(i,p)}(Q^2) \right] \right) U(p)$$

Nous pouvons alors décomposer les facteurs de forme du proton suivant :

$$F_m^{(\gamma,p)}(Q^2) = \sum_i Q_i F_{\gamma,m}^{(i,p)}(Q^2) \quad \text{où} \quad m = 1, 2.$$

Les facteurs de forme électromagnétiques du proton sont donc exprimés à partir des fonctions  $F_{\gamma,1}^{(i,p)}(Q^2)$  et  $F_{\gamma,2}^{(i,p)}(Q^2)$ , relatives à la saveur  $i$  des quarks. Autrement dit, ces fonctions paramétrisent les contributions des quarks de saveur  $i$  aux facteurs de forme de Pauli-Dirac du proton.

Cette décomposition s'applique également aux facteurs de forme de Sachs :

$$G_E^{(\gamma,p)}(Q^2) = \sum_i Q_i G_{\gamma,E}^{(i,p)}(Q^2), \quad G_M^{(\gamma,p)}(Q^2) = \sum_i Q_i G_{\gamma,M}^{(i,p)}(Q^2).$$

Masse (MeV)	Masse (GeV)
$1.5 \leq m_u \leq 5$	$1.1 \leq m_c \leq 1.4$
$3 \leq m_d \leq 9$	$4.1 \leq m_b \leq 4.4$
$60 \leq m_s \leq 170$	$168 \leq m_t \leq 179$

TAB. 1.1 – *Masses des quarks [77].*

Notons qu'il est inapproprié de parler de facteurs de forme de quarks, puisque les quarks sont considérés comme des objets sans structure. Cependant nous ferons référence par la suite pour plus de simplicité aux *facteurs de forme de quarks* pour représenter les contributions des quarks aux facteurs de forme du nucléon.

Une décomposition similaire des facteurs de forme électromagnétiques du neutron conduit au système d'équations suivant :

$$F_m^{(\gamma,n)}(Q^2) = \sum_i Q_i F_{\gamma,m}^{(i,n)}(Q^2)$$

et :

$$G_E^{(\gamma,n)}(Q^2) = \sum_i Q_i G_{\gamma,E}^{(i,n)}(Q^2), \quad G_M^{(\gamma,n)}(Q^2) = \sum_i Q_i G_{\gamma,M}^{(i,n)}(Q^2).$$

La somme s'étend sur les 6 saveurs de quarks. Cependant, B. Kaplan et A. Manohar [12] ont montré qu'il est possible de limiter ce développement aux saveurs  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Il est facile de comprendre intuitivement cette limitation. En effet, le nucléon ne porte aucune des saveurs  $s$ ,  $c$ ,  $b$  et  $t$  de valence. Elles ne peuvent donc se manifester que lors de création de paires quark/anti-quark. La probabilité de création de la paire est donc d'autant moins importante que la masse des quarks est élevée (tableau 1.1).

Nous nous limiterons dans la suite aux trois saveurs les plus légères pour décrire le nucléon. La décomposition des facteurs de forme s'écrit alors :

– pour le proton :

$$F_m^{(\gamma,p)}(Q^2) = \frac{2}{3} F_{\gamma,m}^{(u,p)}(Q^2) - \frac{1}{3} F_{\gamma,m}^{(d,p)}(Q^2) - \frac{1}{3} F_{\gamma,m}^{(s,p)}(Q^2), \quad (1.8)$$

– pour le neutron :

$$F_m^{(\gamma,n)}(Q^2) = \frac{2}{3} F_{\gamma,m}^{(u,n)}(Q^2) - \frac{1}{3} F_{\gamma,m}^{(d,n)}(Q^2) - \frac{1}{3} F_{\gamma,m}^{(s,n)}(Q^2). \quad (1.9)$$

Nous pouvons d'ores et déjà remarquer que les mesures des quatre facteurs de forme électromagnétiques du nucléon  $F_{1,2}^{(\gamma,n)}(Q^2)$  et  $F_{1,2}^{(\gamma,p)}(Q^2)$  ne permettent pas de déterminer chacune des douze contributions des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$  au sein du proton et du neutron.

Faisons maintenant l'hypothèse que la symétrie de charge est vérifiée au sein du nucléon. Nous pouvons alors considérer que la contribution d'un quark  $u$  au sein du proton équivaut à la contribution d'un quark  $d$  au sein du neutron (et inversement) et que les contributions d'un quark  $s$  dans le proton et dans le neutron sont identiques [13]. Ceci conduit au système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} F_{\gamma,m}^{(u,p)}(Q^2) &= F_{\gamma,m}^{(d,n)}(Q^2) \equiv F_{\gamma,m}^{(u)}(Q^2), \\ F_{\gamma,m}^{(d,p)}(Q^2) &= F_{\gamma,m}^{(u,n)}(Q^2) \equiv F_{\gamma,m}^{(d)}(Q^2), \\ F_{\gamma,m}^{(s,p)}(Q^2) &= F_{\gamma,m}^{(s,n)}(Q^2) \equiv F_{\gamma,m}^{(s)}(Q^2), \end{aligned}$$

où nous avons noté  $F_{\gamma,1}^{(i)}$  et  $F_{\gamma,2}^{(i)}$  les facteurs de forme du quark de saveur  $i$  au sein du proton.

Ceci permet, en utilisant les équations 1.8 et 1.9 de relier les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron aux facteurs de forme de quarks au sein du proton uniquement :

$$\begin{aligned} F_m^{(\gamma,p)}(Q^2) &= \frac{2}{3}F_{\gamma,m}^{(u)}(Q^2) - \frac{1}{3}F_{\gamma,m}^{(d)}(Q^2) - \frac{1}{3}F_{\gamma,m}^{(s)}(Q^2), \\ F_m^{(\gamma,n)}(Q^2) &= \frac{2}{3}F_{\gamma,m}^{(d)}(Q^2) - \frac{1}{3}F_{\gamma,m}^{(u)}(Q^2) - \frac{1}{3}F_{\gamma,m}^{(s)}(Q^2). \end{aligned}$$

Nous avons donc obtenu un système d'équations reliant les quatre facteurs de forme électromagnétiques du nucléon  $F_{1,2}^{(\gamma,p)}(Q^2)$  et  $F_{1,2}^{(\gamma,n)}(Q^2)$  aux six facteurs de forme des quarks  $F_{\gamma,1}^{(u,d,s)}(Q^2)$  et  $F_{\gamma,2}^{(u,d,s)}(Q^2)$ . Ceci reste insuffisant pour déterminer chacune des contributions des quarks, notamment celle du quark étrange que nous recherchons, aux facteurs de forme du nucléon.

On trouvera également dans la littérature [14] une autre paramétrisation des facteurs de forme basée sur les générateurs de SU(3) saveur<sup>4</sup> :

$$F_{1,2}^{(0)}(Q^2) = \frac{1}{3} \left( F_{1,2}^{(u)}(Q^2) + F_{1,2}^{(d)}(Q^2) + F_{1,2}^{(s)}(Q^2) \right), \quad (1.10)$$

$$F_{1,2}^{(3)}(Q^2) = \frac{1}{2} \left( F_{1,2}^{(u)}(Q^2) - F_{1,2}^{(d)}(Q^2) \right), \quad (1.11)$$

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

Ceci nous permet alors d'écrire :

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)}(Q^2) + F_{1,2}^{(\gamma,n)}(Q^2) = \frac{2}{\sqrt{3}} F_{1,2}^{(8)}(Q^2), \quad (1.12)$$

$$F_{1,2}^{(\gamma,p)}(Q^2) - F_{1,2}^{(\gamma,n)}(Q^2) = 2F_{1,2}^{(3)}(Q^2) = F_{1,2}^{(u)}(Q^2) - F_{1,2}^{(d)}(Q^2).$$

La mesure des facteurs de forme électromagnétique du proton et du neutron permet donc de déterminer  $F_{1,2}^{(3)}(Q^2)$  et  $F_{1,2}^{(8)}(Q^2)$ , mais reste insuffisante pour séparer les trois saveurs. Les normalisations à  $Q^2 = 0$  sont données par :

$$\begin{aligned} F_1^{(3)}(0) &= \frac{1}{2} & \text{et} & & F_1^{(8)}(0) &= \frac{\sqrt{3}}{2} \\ F_2^{(3)}(0) &= \frac{1}{2} (\kappa_p - \kappa_n) & \text{et} & & F_2^{(8)}(0) &= \frac{\sqrt{3}}{2} (\kappa_p + \kappa_n) \end{aligned}$$

---

4. Cela n'implique pas que la symétrie SU(3) saveur soit exacte pour le nucléon

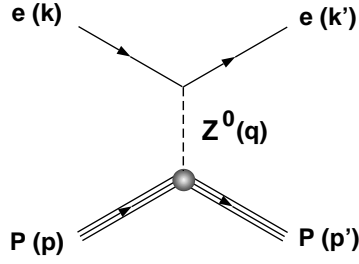


FIG. 1.7 – Diffusion élastique d'un électron sur un proton par interaction faible neutre.

En outre, le proton ayant un nombre baryonique égal à 1, ceci implique que  $F_1^{(0)}(0) = 1$ . La seule quantité inconnue à  $Q^2 = 0$  est donc  $F_2^{(0)}(0)$  soit, si l'on veut souligner le rôle des quarks étranges  $F_2^{(s)}(0)$ .

Pour pouvoir isoler le rôle du quark étrange, nous devons donc obtenir des relations supplémentaires entre les facteurs de forme du nucléon et les facteurs de forme des quarks.

Jusqu'à présent, la discussion a utilisé l'interaction électromagnétique comme sonde du nucléon. Cependant, les progrès de la physique des particules confèrent maintenant à l'interaction faible le caractère de sonde propre que l'on peut également utiliser pour étudier le nucléon.

Aussi allons-nous maintenant réaliser la même étude que précédemment mais cette fois basée sur l'échange d'un boson faible neutre et non plus d'un photon. Nous verrons que cela nous mènera à introduire de nouveaux facteurs de forme du nucléon : les facteurs de forme faibles neutres.

## 1.5 Facteurs de forme faibles neutres

Nous allons donc maintenant répéter la discussion du paragraphe 1.1 en remplaçant le photon échangé par un boson  $Z^0$ . Nous considérons donc la diffusion élastique d'un électron sur un proton via l'échange d'un courant faible neutre. Nous conservons les notations introduites au paragraphe 1.1 en associant  $q$  au quadri-moment du boson  $Z^0$  échangé.

Nous pouvons écrire l'amplitude de la diffusion à partir des courants faibles neutres de l'électron  $J_{Z,\mu}^{(e)}$ , du proton  $J_{Z,\mu}^{(p)}$  et du propagateur associé au boson  $Z^0$  [8]:

$$\mathcal{M}_{Z^0} \propto J_Z^{(p)} \frac{-i \left( g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} J_Z^{(e)},$$

soit en fonction des éléments de matrice associés aux courants :



Fermion $f$	$Q_f$	$C_V^f$	$C_A^f$
e	-1	$-\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2}$
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2} - \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	$+\frac{1}{2}$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2} + \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{2}$

TAB. 1.2 – Charges électriques et coefficients de couplage vectoriel et axial de l'électron et des quarks de saveurs.

$$-i\mathcal{M}_{Z^0} = \left( -i \frac{g}{\cos \theta_W} \right)^2 \langle P(p') | J_{Z,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle \left( \frac{-i \left( g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \right) \langle e(k') | J_{Z,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle \quad (1.13)$$

où  $g$  est la constante de couplage faible de l'isotriplet ( $W_\mu^{(1,2,3)}$ ) et  $\theta_W$  est l'angle de Weinberg. Comme dans le cas électromagnétique, le courant faible associé à l'électron prend la forme bien connue [8]:

$$\langle e(k') | J_{Z,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle = \bar{u}(k') \frac{1}{2} (c_V^e \gamma_\nu - c_A^e \gamma_\nu \gamma_5) u(k),$$

où l'on a introduit les coefficients de couplage vectoriel et axial de l'électron  $c_V^e$  et  $c_A^e$ . Les coefficients de couplage  $c_V^f$  et  $c_A^f$  pour un fermion  $f$  sont définis par :

$$c_V^f = \frac{1}{2} T^{(3)} - Q_f \sin^2 \theta_W, \quad c_A^f = -\frac{1}{2} T^{(3)}, \quad (1.14)$$

avec  $T^{(3)}$  la troisième composante de l'isospin faible et  $Q_f$  la charge électrique du fermion (tableau 1.2).

L'expression explicite du courant de l'électron est donc :

$$\langle e(k') | J_{Z,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle = \bar{u}(k') \left( \frac{1}{4} [(-1 + 4 \sin^2 \theta_W) \gamma_\nu + \gamma_\nu \gamma_5] \right) u(k).$$

Il est intéressant de noter que l'on peut développer le terme de couplage  $c_V^e \gamma_\nu - c_A^e \gamma_\nu \gamma_5$  en fonction des opérateurs de projection droit  $\frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$  et gauche  $\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ :

$$\gamma^\mu c_V^e - c_A^e \gamma^\mu \gamma^5 = \gamma^\mu \underbrace{(c_V^e - c_A^e)}_{c_R^e} \frac{1}{2} (1 + \gamma^5) + \gamma^\mu \underbrace{(c_V^e + c_A^e)}_{c_L^e} \frac{1}{2} (1 - \gamma^5).$$

Le couplage est donc différent selon qu'il s'applique à un électron droit  $e_R$

$$\gamma^\mu c_V^e - \gamma^\mu \gamma^5 c_A^e = \gamma^\mu c_R^e = 2 \gamma^\mu \sin^2 \theta_W,$$

ou gauche  $e_L$

$$\gamma^\mu c_V^e - \gamma^\mu \gamma^5 c_A^e = \gamma^\mu c_L^e = -\gamma^\mu (1 - 2 \sin^2 \theta_W).$$

Le courant associé au proton, de par sa structure interne, ne peut être traité de la même façon. L'expression du courant faible du proton qui respecte l'invariance de Lorentz s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle P(p') | J_{Z,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle &= \bar{U}(p') \left[ \gamma_\mu F_1^{(Z,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_2^{(Z,p)}(Q^2) \right. \\ &\quad \left. + \gamma_\mu \gamma_5 G_1^{(Z,p)}(Q^2) + \frac{q_\mu}{M} \gamma_5 G_P^{(Z,p)}(Q^2) \right] U(p), \end{aligned} \quad (1.15)$$

où nous avons introduit les facteurs de forme faibles du proton  $F_1^{(Z,p)}(Q^2)$ ,  $F_2^{(Z,p)}(Q^2)$ ,  $G_1^{(Z,p)}(Q^2)$  et  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$ .

On reconnaît dans cette équation les éléments de matrice vectoriels rencontrés dans l'expression du courant électromagnétique. Ils sont paramétrisés par les facteurs de forme faibles,  $F_1^{(Z,p)}(Q^2)$  et  $F_2^{(Z,p)}(Q^2)$  tout comme le courant électromagnétique est paramétrisé par les facteurs de forme électromagnétiques  $F_1^{(\gamma,p)}(Q^2)$  et  $F_2^{(\gamma,p)}(Q^2)$  du proton.

En outre interviennent deux termes supplémentaires dans l'expression du courant faible neutre. Ils dépendent de l'opérateur de chiralité  $\gamma_5$  et traduisent le fait que l'interaction faible n'est pas conservée sous l'opération de parité. Ils sont paramétrisés par deux facteurs de forme  $G_1^{(Z,p)}(Q^2)$  et  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$  que l'on nomme respectivement le *facteur de forme axial* et le *facteur de forme pseudo-scalaire induit* du proton.

On peut également définir les facteurs de forme faibles de Sachs par :

$$\begin{aligned} G_E^{(Z)}(Q^2) &= F_1^{(Z)}(Q^2) - \tau F_2^{(Z)}(Q^2), \\ G_M^{(Z)}(Q^2) &= F_1^{(Z)}(Q^2) + F_2^{(Z)}(Q^2), \end{aligned}$$

$$\text{avec } \tau = \frac{Q^2}{4M^2}.$$

Nous allons maintenant décomposer les facteurs de forme faibles en fonction des facteurs de forme des quarks, tout comme nous l'avons fait pour les facteurs de forme électromagnétiques.

Nous montrerons alors comment, en combinant les décompositions pour les deux types d'interaction, il devient possible d'isoler la contribution de chaque saveur  $u$ ,  $d$  et  $s$  aux facteurs de forme du proton.

## 1.6 Contribution des quarks aux facteurs de forme faibles du nucléon

Reprenons la discussion du paragraphe 1.5 en remplaçant l'interaction électromagnétique par l'interaction faible neutre.

Nous considérons à nouveau que les seuls objets chargés, en l'occurrence "faiblement", présents dans le nucléon sont les quarks. Nous pouvons dans le modèle standard décomposer l'opérateur de courant faible du proton en fonction des opérateurs de courant faible des quarks [14]:

$$\hat{j}_{Z,\mu}^{(p)} = \sum_i \bar{q}_i \gamma_\mu \left[ \frac{1}{2} T_i^{(3)} (1 - \gamma^5) - Q_i \sin^2 \theta_W \right] q_i.$$

Séparons les parties axiale et vectorielle dans l'expression du courant :

$$\hat{j}_{Z,\mu}^{(p)} = \sum_i \left[ \bar{q}_i \gamma_\mu q_i \left( \frac{1}{2} T_i^{(3)} - Q_i \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} \left( T_i^{(3)} \right) \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i \right]$$

et introduisons les opérateurs de courant vectoriel et axial d'un quark de saveur  $i$  :

$$\hat{j}_{V,\mu}^{(i)} = \bar{q}_i \gamma_\mu q_i, \quad \hat{j}_{A,\mu}^{(i)} = \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i.$$

Le courant faible du proton se réécrit alors en fonction des courants faibles des quarks :

$$\langle P(p') | \hat{j}_{Z,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle = \sum_i c_V^{(i)} \langle P(p') | \hat{j}_{V,\mu}^{(i)}(0) | P(p) \rangle + c_A^{(i)} \langle P(p') | \hat{j}_{A,\mu}^{(i)}(0) | P(p) \rangle$$

où l'on a introduit les coefficients de couplage vectoriel et axial des quarks  $c_V^{(i)}$  et  $c_A^{(i)}$  de saveur ( $i$ ) définis par les équations 1.14 (tableau 1.2).

Les courants des quarks peuvent alors s'exprimer en introduisant les contributions de chacun des quarks de saveur  $i$  aux facteurs de forme faibles du proton :

– courant vectoriel :

$$\langle P(p') | \bar{q}_i \gamma_\mu q_i | P(p) \rangle = \overline{U(p')} \left[ \gamma_\mu F_{Z,1}^{(i,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M} F_{Z,2}^{(i,p)}(Q^2) \right] U(p), \quad (1.16)$$

– courant axial :

$$\langle P(p') | \bar{q}_i \gamma_\mu \gamma^5 q_i | P(p) \rangle = \overline{U(p')} \left[ \gamma_\mu \gamma_5 G_{Z,1}^{(i,p)}(Q^2) + \frac{q_\mu}{M} \gamma_5 G_{Z,P}^{(i,p)}(Q^2) \right] U(p). \quad (1.17)$$

Les éléments de matrice vectoriels sont caractérisés par les contributions des quarks aux facteurs de forme faibles du proton  $F_{Z,1}^{(i,p)}(Q^2)$  et  $F_{Z,2}^{(i,p)}(Q^2)$ . Les éléments de matrice axiaux sont paramétrisés par deux facteurs de forme  $G_{Z,1}^{(i,p)}(Q^2)$  et  $G_{Z,P}^{(i,p)}(Q^2)$  que l'on nomme respectivement le *facteur de forme axial* et *pseudo-scalaire induit d'un quark de saveur i*.

Les facteurs de forme faibles neutres du proton s'expriment alors simplement en fonction des facteurs de forme des quarks :

$$F_m^{(Z,p)}(Q^2) = \sum_i \left( \frac{1}{2} T_i^{(3)} - Q_i \sin^2 \theta_W \right) F_{Z,m}^{(i,p)}(Q^2),$$

$$G_k^{(Z,p)}(Q^2) = \sum_i \left( -\frac{1}{2} T_i^{(3)} \right) G_{Z,k}^{(i,p)}(Q^2),$$

où  $m=1$  ou  $2$  et  $k=1$  ou  $P$ .

En se limitant aux quarks de saveurs légères  $u$ ,  $d$  et  $s$ , on obtient :

$$F_m^{(Z,p)}(Q^2) = \left( \frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{Z,m}^{(u,p)}(Q^2) + \left( -\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{Z,m}^{(d,p)}(Q^2)$$

$$+ \left( -\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) F_{Z,m}^{(s,p)}(Q^2).$$

$$G_k^{(Z,p)}(Q^2) = -\frac{1}{4} G_{Z,k}^{(u,p)}(Q^2) + \frac{1}{4} G_{Z,k}^{(d,p)}(Q^2) + \frac{1}{4} G_{Z,k}^{(s,p)}(Q^2).$$

Or, l'élément de matrice de la partie vectorielle du courant faible 1.16 est identique à l'élément du courant électromagnétique 1.7 obtenu au paragraphe 1.5, donc :

$$\bar{U}(p') \left[ \gamma_\mu F_{Z,1}^{(i,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} Q^\nu}{2M} F_{Z,2}^{(i,p)}(Q^2) \right] U(p) = \bar{U}(p') \left[ \gamma_\mu F_{\gamma,1}^{(i,p)}(Q^2) + i \frac{\sigma_{\mu\nu} Q^\nu}{2M} F_{\gamma,2}^{(i,p)}(Q^2) \right] U(p).$$

Donc,

$$F_{Z,m}^{(i,p)}(Q^2) = F_{\gamma,m}^{(i,p)}(Q^2) \equiv F_m^{(i)}(Q^2),$$

et nous notons dorénavant  $F_1^{(i)}(Q^2)$  et  $F_2^{(i)}(Q^2)$  la contribution du quark de saveur  $i$  aux facteurs de forme du proton, qu'ils soient électromagnétiques ou faibles. Les facteurs de forme vectoriels

du nucléon peuvent alors se réécrire :

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

Nous avons donc abouti à un système reliant les six facteurs de forme vectoriels du nucléon aux six facteurs de forme des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ . Il apparaît donc que la mesure des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron ainsi que la mesure des facteurs vectoriels faibles du proton permettent de séparer les trois saveurs de quarks.

Le système d'équations précédent peut s'écrire sous la forme:

$$F_{1,2}^{(Z,p)}(Q^2) = \frac{1}{4} \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W)F_{1,2}^{(\gamma,p)}(Q^2) - F_{1,2}^{(\gamma,n)}(Q^2) - F_{1,2}^{(s)}(Q^2) \right],$$

soit, en fonction des facteurs de forme de Sachs:

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^{(Z,p)}(Q^2) &= \frac{1}{4} \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)}(Q^2) - G_{E,M}^{(\gamma,n)}(Q^2) - G_{E,M}^{(s)}(Q^2) \right] \\
&= \left( \frac{1}{2} - \sin^2\theta_W \right) G_{E,M}^{(\gamma,p)}(Q^2) - \frac{1}{4}G_{E,M}^{(0)},
\end{aligned} \tag{1.18}$$

où nous avons introduit les facteurs de forme de Sachs  $G_{E,M}^{(0)}$  intervenant dans l'élément de matrice vectoriel  $\langle P(p') | \bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s + | P(p) \rangle :$

$$G_{E,M}^{(0)} = \frac{1}{3} \left( G_{E,M}^{(u)} + G_{E,M}^{(d)} + G_{E,M}^{(s)} \right). \tag{1.19}$$

L'équation 1.18 montre que  $G_{E,M}^{(0)}$  peut être déterminé grâce aux seules mesures sur le proton. En revanche, pour faire une séparation complète et donc accéder à l'élément de matrice du quark  $s$ , les mesures des facteurs de forme électromagnétiques du neutron sont nécessaires :

$$G_{E,M}^{(s)} = G_{E,M}^{(0)} - G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)}.$$

Nous allons maintenant présenter les mesures des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. Puis nous expliquerons rapidement comment déterminer les facteurs axiaux du proton. Nous présenterons alors la technique expérimentale utilisée pour mesurer les facteurs de faibles neutres du proton. Enfin, nous montrerons comment combiner ces résultats pour extraire la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon.

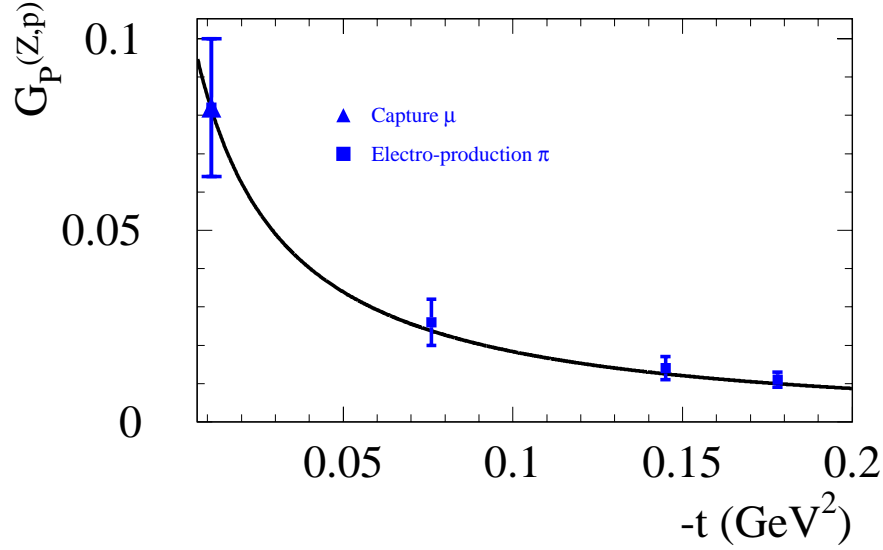


FIG. 1.8 – Mesures du facteur de forme pseudo-scalaire induit du proton  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$ .

## 1.7 Mesure des facteurs de forme axiaux du proton

En plus des facteurs de forme électriques et magnétiques du nucléon, nous avons rencontré au paragraphe 1.5 les facteurs de forme axiaux  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$  et  $G_1^{(Z,p)}(Q^2)$  du proton (équation 1.15).

Le facteur de forme pseudo-scalaire induit  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$  a été mesuré en capture muonique sur l'hydrogène [16] et en électro-production de pions [17]. Les résultats obtenus à l'aide ces deux méthodes sont représentés sur la figure 1.8. Nous ne détaillerons pas plus les mesures de  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$  puisqu'il n'intervient pas dans les expériences de violation de parité [18].<sup>5</sup>

Le facteur de forme  $G_1^{(Z,p)}$  est également mesuré à  $Q^2 = 0$ . En pratique, nous utiliserons le facteur de forme  $G_A(Q^2)$  défini par :

$$G_A(Q^2) = \frac{1}{2} \left( G_1^{(u)} - G_1^{(d)} \right),$$

qui est relié à  $G_1^{(Z,p)}$  par :

$$G_1^{(Z,p)}(Q^2) = -\frac{1}{2}G_A(Q^2) + \frac{1}{4}G_1^{(s)}(Q^2). \quad (1.20)$$

La valeur de  $G_A$  pour  $Q^2 = 0$  est déterminée à partir de la désintégration  $\beta$  du neutron :  $G_A(0) = \frac{1}{2}g_a = 1.2573 \pm 0.0028$  (où  $g_a$  est la constante de désintégration du neutron).

<sup>5</sup> Le terme  $G_P^{(Z,p)}(Q^2)$  disparaît dans l'expression de l'asymétrie de violation de parité que nous rencontrerons au paragraphe 1.8.

L'évolution de  $G_A(Q^2)$  en fonction  $Q^2$  est décrite par un modèle dipolaire :

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

dont le paramètre de masse axiale est mesuré en diffusion  $\nu n \rightarrow \mu p$  [21]-[24]. Il vaut  $M_A = 1.061 \pm 0.026$  GeV.

Pour le facteur de forme axial du quark étrange  $G_1^{(s)}$ , seule sa valeur à  $Q^2 = 0$  est connue via les expériences de diffusions profondément inélastiques de leptons polarisés sur des cibles de nucléons polarisés. Une compilation récente de ces mesures donne [69]  $G_1^{(s)}(Q^2 = 0) = \Delta_s = -0.12 \pm 0.03$ .

Pour l'évolution en fonction de  $Q^2$  de  $G_1^{(s)}$ , il semble a priori raisonnable d'utiliser une paramétrisation de type dipolaire avec le même paramètre de masse axiale que celui utilisé pour  $G_A(Q^2)$ . La contribution de  $G_1^{(s)}$  demeure très faible pour notre cinématique.

Supposons dorénavant que les facteurs électromagnétiques du nucléon ainsi que le facteur de forme axial  $G_1^{(Z,p)}(Q^2)$  sont connus. D'après les résultats du paragraphe 1.3, nous savons que la détermination des facteurs de forme étranges du nucléon revient à la mesure des facteurs de forme vectoriels faibles neutres du proton. Cette mesure fait l'objet du paragraphe suivant.

## 1.8 Mesure des facteurs de forme faibles par violation de parité

Afin de mesurer les facteurs de forme faibles neutres du proton, il nous faut utiliser une sonde qui interagisse avec le proton via l'échange d'un boson  $Z^0$ . Ceci est réalisé en diffusion élastique  $\nu p$  et  $e p$ . La diffusion de neutrinos paraît plus adaptée à la mesure car c'est un processus purement faible alors que la diffusion d'électrons donne lieu à un mélange entre l'interaction électromagnétique et l'interaction faible.

La section efficace de diffusion  $\nu p$  et  $\bar{\nu} p$  élastique est donnée par [52] :

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{G_F^2 Q^2}{2\pi E_\nu^2} [A \pm BW + CW^2]$$

avec

$$W = \frac{4E_\nu}{M} - \frac{Q^2}{M^2}$$

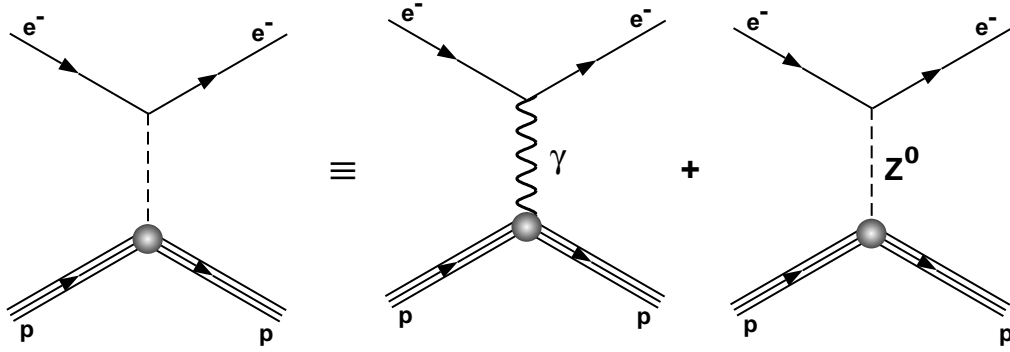


FIG. 1.9 – Diffusion élastique d'un électron sur un proton.

et,

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{4} \left[ \left( G_1^{(Z,p)} \right)^2 (1 + \tau) - \left( \left( F_1^{(Z,p)} \right)^2 - \tau \left( F_2^{(Z,p)} \right)^2 \right) (1 - \tau) + 4\tau F_1^{(Z,p)} F_2^{(Z,p)} \right], \\
 B &= -\frac{1}{4} G_1^{(Z,p)} \left( F_1^{(Z,p)} + F_2^{(Z,p)} \right), \\
 C &= \frac{1}{16} \frac{M^2}{Q^2} \left( \left( G_1^{(Z,p)} \right)^2 + \left( F_1^{(Z,p)} \right)^2 + \tau \left( F_2^{(Z,p)} \right)^2 \right),
 \end{aligned}$$

où  $E_\nu$  représente l'énergie incidente des (anti)neutrinos.

Les sections efficaces de diffusion élastique  $\nu p$  et  $\bar{\nu} p$  ont été mesurées par l'expérience E734 à Brookhaven [52]. Un faisceau de protons de 28 GeV incident sur une cible donne naissance à des pions et des kaons. Ceux-ci se désintègrent en vol pour produire respectivement le faisceau de neutrinos et d'anti-neutrinos. L'énergie moyenne est de 1.3 GeV (respectivement 1.2 GeV) pour les neutrinos (respec. anti-neutrinos). Ceci correspond à un transfert entre 0.4 et 1.1 GeV/c<sup>2</sup>. Pour pouvoir séparer les facteurs de forme vectoriels et axial, la connaissance de l'évolution en  $Q^2$  des facteurs de forme est nécessaire. Un modèle dipolaire a été utilisé avec des paramètres de masse  $M_A$  et  $M_V$  pour les facteurs de forme axial et vectoriels. Pour la valeur relativement élevée du  $Q^2$  de l'expérience, la mesure des facteurs de forme est très sensible au paramètre de masse  $M_A$ . L'ajustement des données en fonction des quantités à déterminer que sont les facteurs de forme et les paramètres de masse a donné deux résultats possibles. Cette expérience n'a pas permis de trancher entre deux jeux de valeurs pour les facteurs de forme : l'un où tous les facteurs de forme étranges sont nuls (avec  $M_A = 1.086 \pm 0.015$ ) et l'autre où  $G_1^{(s)} = -0.21 \pm 0.10$ ,  $F_1^{(s)} = +0.53 \pm 0.70$ ,  $F_2^{(s)} = -0.40 \pm 0.72$  (avec  $M_A = 1.012 \pm 0.023$ ).

Concentrons-nous maintenant sur la diffusion  $\bar{e}p$ . L'amplitude de la réaction se décompose en une amplitude de nature électromagnétique et une amplitude de nature faible (figure 1.9).

La section efficace non polarisée sera donc proportionnelle à :

$$\sigma_{ep \rightarrow ep} \propto | \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z |^2 \propto | \mathcal{M}_\gamma |^2 + 2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) + | \mathcal{M}_Z |^2 .$$



Nous allons maintenant chercher à évaluer l'ordre de grandeur de la contribution de chacun des 3 termes. D'après l'équation 1.1, l'amplitude électromagnétique s'écrit :

$$-i\mathcal{M}_\gamma = (ie)^2 \langle p(P') | J_{EM,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle \left( \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2} \right) \langle e(k') | J_{EM,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle,$$

donc :

$$|\mathcal{M}_\gamma| \propto \frac{\alpha}{Q^2} \quad \text{où } \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \simeq \frac{1}{137} \text{ est la constante de structure fine.}$$

D'après l'équation 1.13, l'amplitude faible neutre s'écrit :

$$-i\mathcal{M}_{Z^0} = \left( -i \frac{g}{\cos\theta_W} \right)^2 \langle P(P') | J_{Z,\mu}^{(p)}(0) | p(P) \rangle \left( \frac{-i \left( g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \right) \langle e(k') | J_{Z,\nu}^{(e)}(0) | e(k) \rangle.$$

Si l'on se limite à des faibles transferts ( $Q^2$  entre 0.1 et 10  $\text{GeV}^2 \ll M_Z^2$ ) c'est-à-dire dans un domaine cinématique où la section efficace élastique n'est pas trop faible, on peut simplifier le propagateur du boson dans l'équation précédente

$$\frac{-i \left( g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2} \right)}{q^2 - M_Z^2} \simeq \frac{ig^{\mu\nu}}{M_Z^2}.$$

On en déduit donc :

$$|\mathcal{M}_Z| \propto \frac{g^2}{\cos^2\theta_W M_Z^2} \propto G_F,$$

$$\text{où la constante de Fermi } G_F \text{ est donnée par : } G_F = \frac{\sqrt{2} g^2}{8 \cos^2\theta_W M_Z^2} \sim 10^{-5} \text{GeV}^{-2}.$$

Pour un transfert de  $Q^2 \sim 0.5 \text{GeV}^2$ , nous avons donc :

$$|\mathcal{M}_\gamma|^2 \gg 2 \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) \gg |\mathcal{M}_Z|^2.$$

Donc pour un  $Q^2 \sim 0.5 \text{GeV}^2$ , la section efficace  $ep \rightarrow ep$  est dominée par la contribution électromagnétique. La contribution faible intervient dans le terme d'interférence  $\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)$  mais de façon très faible puisque :

$$\frac{\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2} \propto \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} Q^2 \sim 10^{-4}.$$

La mise en évidence des courants neutres par la mesure de la section efficace  $ep$  élastique non polarisée paraît donc difficile puisqu'elle exige un niveau de précision de la mesure encore hors de portée.

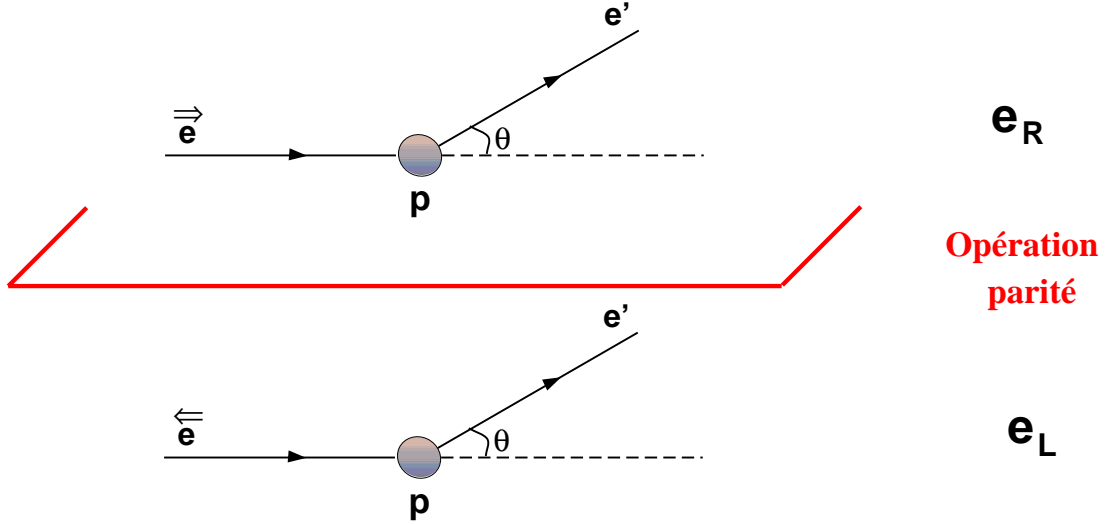


FIG. 1.10 – Diffusion élastique d'un électron droit sur un proton et son image miroir sous l'opération de parité.

Cependant, nous pouvons faire appel aux propriétés de symétrie des interactions électromagnétique et faible. En effet, nous avons déjà vu aux paragraphes 1.1 et 1.6 que, contrairement au courant électromagnétique, le courant faible n'est pas conservé sous l'opération de parité. Il devient alors possible d'extraire la contribution faible en mesurant l'asymétrie de section efficace entre deux diffusions  $ep \rightarrow ep$  images l'une de l'autre par opération parité.

Comme illustré sur la figure 1.10, les diffusions élastiques sur le proton d'un électron gauche ( $e_L$ ) à un angle  $\theta$  et d'un électron droit ( $e_R$ ) à un angle  $\theta$  sont images l'une de l'autre par opération parité.

Puisque l'interaction faible viole le principe d'invariance sous l'opération de parité, les sections efficaces pour des électrons droits  $(d\sigma/d\Omega)_R$  et pour des électrons gauches  $(d\sigma/d\Omega)_L$  seront différentes.

L'asymétrie de ces sections efficaces s'écrit alors :

$$A_{PV} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L}.$$

En utilisant la formule 1.22 qui sera présentée au paragraphe suivant, nous pouvons évaluer l'ordre de grandeur de l'asymétrie de violation en parties par millions (1 ppm =  $10^{-6}$ ):

$$A_{PV} \propto \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} Q^2 \simeq 150 \text{ ppm} \quad \text{pour } Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2 \quad (1.21)$$

Tous les paramètres intervenant dans la mesure expérimentale qui sont indépendants de l'hélicité des électrons (luminosité d'interaction, efficacité de détection des événements, ...) dispa-

raissent<sup>6</sup> lorsque l'on mesure un rapport de sections efficaces. Déterminer une quantité aussi petite est alors expérimentalement envisageable car il s'agit maintenant de mesurer une asymétrie de sections efficaces et non plus une section efficace absolue.

Nous allons maintenant nous attacher à relier cette asymétrie de violation de parité aux facteurs de forme étranges que nous cherchons à déterminer.

## 1.9 Mesure des facteurs de forme étranges

En utilisant les amplitudes électromagnétique  $\mathcal{M}_\gamma$  (équation 1.1) et faible  $\mathcal{M}_Z$  (équation 1.13) calculées précédemment, on peut exprimer l'asymétrie de violation de parité [53]:

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{\epsilon G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(Z,p)} + \tau G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(Z,p)} - \delta G_M^{(\gamma,p)} G_1^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}, \quad (1.22)$$

où nous avons introduit les facteurs cinématiques que sont :

$$\begin{aligned} -\epsilon &= \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2}}, \text{ la polarisation du photon virtuel,} \\ -\delta &= \frac{1}{2} (1 - 4\sin^2 \theta_W) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)}. \end{aligned}$$

Afin de souligner la possibilité de séparer les facteurs de forme faibles vectoriels électrique  $G_E^{(Z,p)}$ , magnétique  $G_M^{(Z,p)}$  et axial  $G_1^{(Z,p)}$ , nous pouvons écrire l'asymétrie sous la forme :

$$A_{PV} = \epsilon A_{PV}^E + \tau A_{PV}^M - \delta A_{PV}^A$$

avec :

$$\begin{aligned} A_{PV}^E &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}} \\ A_{PV}^M &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}} \\ A_{PV}^A &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_M^{(\gamma,p)} G_1^{(Z,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2}}. \end{aligned}$$

La figure 1.11 montre que le paramètre  $\delta$  ( $\propto (1 - 4\sin^2 \theta_W)$ ) qui pondère la partie axiale est faible pour les petits angles de diffusion. Il apparaît également que le choix de l'angle de diffusion va permettre de favoriser l'un ou l'autre des facteurs de forme électrique ou magnétique. En effet, une mesure vers l'avant ( $\theta \sim$  quelques degrés) sera principalement sensible à la partie

6. Dans la mesure où ils sont égaux pour les deux états d'hélicité.

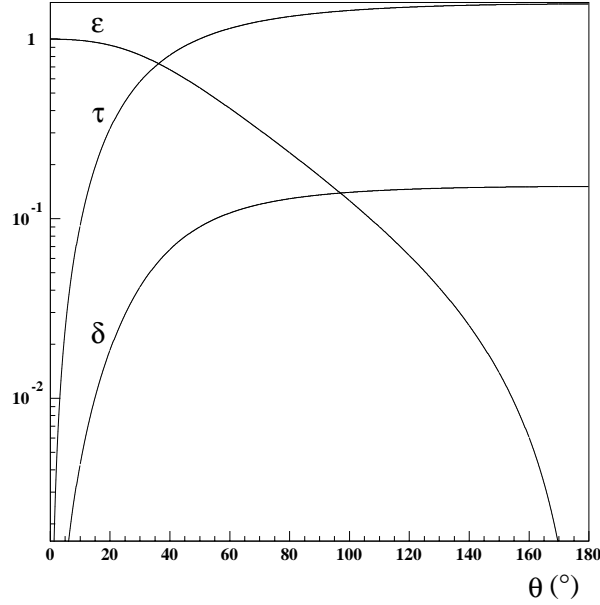


FIG. 1.11 – Evolution des paramètres cinématiques  $\delta$ ,  $\tau$  et  $\epsilon$  en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  pour une énergie de 3.355 GeV.

électrique ( $\epsilon \sim 1$  et  $\tau \sim 0$ ). La partie magnétique quant à elle sera privilégiée par une diffusion aux angles arrières ( $\theta \sim 180^\circ$ ) pour lesquels  $\epsilon \sim 0$  et  $\tau$  est proche de sa valeur maximale.

Introduisons maintenant les facteurs de forme étranges. Pour cela, nous rappelons les équations reliant les facteurs de forme étranges

- aux facteurs de forme électromagnétiques du nucléon (eq. 1.18):

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

- au facteur de forme axial faible neutre (eq. 1.20):

$$G_1^{(Z,p)}(Q^2) = -\frac{1}{2}G_A(Q^2) + \frac{1}{4}G_1^{(s)}(Q^2).$$

Nous pouvons alors exprimer l'asymétrie de violation de parité en fonction des facteurs de forme étranges  $G_{E,M}^{(s)}(Q^2)$  et  $G_1^{(s)}(Q^2)$ :

$$A_{PV} = A_{PV}^0 (1 - \Delta A^s),$$

où nous avons décomposé  $A_{PV}$  en une asymétrie "standard" ( $A_{PV}^0$ ) présente même si  $G_E^{(s)}(Q^2) = G_M^{(s)}(Q^2) = 0$  et une asymétrie due à la contribution étrange ( $\Delta A^s$ ).

L'asymétrie "non-étrange" se décompose également en une partie électrique, magnétique et axiale :

$$A_{PV}^{(0)} = \epsilon A_{PV}^{(E,0)} + \tau A_{PV}^{(M,0)} - \delta A_{PV}^{(A,0)}$$

avec :

$$\begin{aligned}
A_{PV}^{(E,0)} &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_E^{(\gamma,p)}}{4 \left( G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2} \right)} \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W) G_E^{(\gamma,p)} - G_E^{(\gamma,n)} \right] \\
A_{PV}^{(M,0)} &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{G_M^{(\gamma,p)}}{4 \left( G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2} \right)} \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W) G_M^{(\gamma,p)} - G_M^{(\gamma,n)} \right] \\
A_{PV}^{(A,0)} &= -\frac{G_F Q^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{2 G_M^{(\gamma,p)} G_A}{4 \left( G_E^{(\gamma,p)^2} + \tau G_M^{(\gamma,p)^2} \right)}
\end{aligned}$$

Cette asymétrie peut être déterminée par la mesure des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et du facteur de forme axial. Toute déviation de l'asymétrie mesurée expérimentalement par rapport à l'asymétrie standard  $A_{PV}^{(0)}$  sera la signature de la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon. Nous avons paramétrisé cette déviation avec l'asymétrie due aux quarks étranges :

$$\Delta A^s = \frac{1}{4} \frac{G_E^{(s)} + \frac{\tau G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_M^{(s)} + \frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_1^{(s)}}{G_E^{(Z,s=0)} + \frac{\tau G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_M^{(Z,s=0)} - \frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_1^{(s=0)}}$$

où nous avons introduit les combinaisons de facteurs de forme non étranges :

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^{(Z,s=0)} &= \frac{1}{4} \left[ (1 - 4\sin^2\theta_W) G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)} \right], \\
G_1^{(s=0)} &= -\frac{1}{4} \left( G_1^{(u)} - G_1^{(d)} \right) = -\frac{1}{2} G_A.
\end{aligned}$$

Il apparaît donc qu'une mesure expérimentale de  $A_{PV}$  fournira la détermination de la combinaison linéaire des facteurs de forme étranges :

$$G_E^{(s)} + \left[ \frac{\tau G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} G_M^{(s)} \right] + \left[ \frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{\epsilon G_E^{(\gamma,p)}} \right] G_1^{(s)}.$$

Notons que nous serons également amenés à utiliser une notation différente de celle de l'équation 1.22 pour l'asymétrie de violation de parité :

$$A_{PV} = \frac{A_0 \tau \rho'_{eq} 4\epsilon\eta_p}{\epsilon\eta_p^2 + \tau\mu_p^2} \left( \frac{G_E^{(Z,p)} + \frac{\tau\mu_p}{\epsilon\eta_p} G_M^{(Z,p)}}{\left( \frac{G_M^{(\gamma,p)}}{\mu_p} \right)} \right) - A_A, \quad (1.23)$$

avec :

$$A_0 = -\frac{G_F M_p^2}{\sqrt{2}\pi\alpha} \qquad \eta_p = \frac{G_E^{(\gamma,p)}}{\left(\frac{G_M^{(\gamma,p)}}{\mu_p}\right)}$$

Cette formulation est plus lourde mais elle est plus complète puisqu'elle tient compte des corrections radiatives. En outre, le terme  $A_A$  représente la contribution du terme axial.

## 1.10 HAPPEX et la mesure des facteurs de forme étranges

L'expérience HAPPEX a pour but d'extraire les facteurs de forme étranges du nucléon de la mesure de l'asymétrie de violation de parité  $A_{PV}$  relative à la diffusion élastique  $\vec{e}p$ . Nous avons montré au paragraphe précédent que le choix de la cinématique de la réaction impose la contribution relative de chacune des contributions électrique, magnétique et axiale du facteur de forme étrange.

Le choix cinématique de l'expérience HAPPEX est de minimiser l'erreur statistique sur la mesure de l'asymétrie [53]. Nous allons donc calculer, puis minimiser cette erreur pour en extraire les paramètres cinématiques de la réaction et donc la contribution des facteurs de forme du quark étrange mesurée par HAPPEX.

### 1.10.1 Figure de mérite

L'asymétrie mesurée expérimentalement est l'asymétrie des nombres d'électrons issus d'un faisceau de polarisation  $\pm|P_e|$  diffusés à un angle  $\theta$ . L'asymétrie de violation de parité  $A_{PV}$  que nous avons présentée correspond à l'asymétrie de section efficace dans le cas d'un faisceau constitué d'électrons dont la polarisation longitudinale est exclusivement droite (spin  $\frac{1}{2}$ ) ou gauche (spin  $-\frac{1}{2}$ ), c'est-à-dire dans le cas d'un faisceau dont la polarisation longitudinale vaut 100 %. En pratique, un faisceau produit expérimentalement n'est jamais totalement polarisé (voir chapitre 2). Chaque état de polarisation  $P_e > 0$  et  $P_e < 0$  est constitué d'un mélange d'électrons droits  $N_R$  et gauches  $N_L$  dont la différence relative définit la polarisation du faisceau<sup>7</sup> :

$$P_e = \frac{N_R - N_L}{N_R + N_L}.$$

L'asymétrie expérimentale sera donc déterminée entre les différences des nombres  $N^+$  de diffusion issues d'un faisceau de polarisation  $+|P_e|$  et les nombres  $N^-$  de diffusion issues d'un faisceau de polarisation  $-|P_e|$  :

---

7. Pour une définition plus rigoureuse de la polarisation, on se reportera au chapitre 2.

$$A_{exp} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}.$$

On peut alors montrer [48] que l'asymétrie expérimentale s'exprime simplement en fonction de l'asymétrie de violation de parité et de la polarisation du faisceau<sup>8</sup>:

$$A_{exp} \simeq P_e A_{PV}.$$

Exprimons maintenant l'erreur statistique sur la mesure de l'asymétrie expérimentale :

$$\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} = \frac{1}{\sqrt{N_T}} \frac{1}{P_e A_{PV}} \sqrt{1 - A_{exp}^2} \simeq \frac{1}{\sqrt{N_T}} \frac{1}{P_e A_{PV}} \quad (1.24)$$

où  $N_T = N_+ + N_-$  est le nombre total de diffusions détectées pendant un temps  $T$  dans un angle solide  $\Delta\Omega$ .

La section efficace de diffusion élastique  $ep$  non polarisée  $\frac{d\sigma^0}{d\Omega}$  est :

$$\frac{d\sigma^0}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_L \right). \quad (1.25)$$

Si l'on suppose que la luminosité d'interaction  $\mathcal{L}$ , l'angle solide de détection  $\Delta\Omega$  et la durée de mesure  $T$  ne varient pas d'un état de polarisation à l'autre, soit  $\mathcal{L}^+ = \mathcal{L}^- = \mathcal{L}$ ,  $\Delta\Omega^+ = \Delta\Omega^- = \Delta\Omega$  et  $T^+ = T^- = \frac{T}{2}$ , alors le nombre total d'électrons détectés dans les deux états de polarisation s'écrit :

$$N_T = \mathcal{L} T \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma^0}{d\Omega} d\Omega. \quad (1.26)$$

Nous pouvons donc exprimer le temps de mesure  $T_0$  nécessaire pour mesurer l'asymétrie expérimentale avec une précision statistique  $\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}}$  donnée :

$$T_0 = \frac{1}{P_e^2 A_{PV}^2} \frac{1}{\left( \frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} \right)^2} \frac{1}{\mathcal{L} \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma^0}{d\Omega} d\Omega}.$$

La luminosité et la polarisation étant imposées par le CEBAF, les paramètres que nous pouvons optimiser pour réduire le temps de mesure sont l'énergie du faisceau et l'angle de diffusion (donc le transfert). Plus précisément, nous devons déterminer les conditions cinématiques qui maximisent la quantité que l'on nommera la figure de mérite de l'expérience:

$$\mathcal{F}(E, \theta) = A_{PV}^2(E, \theta) \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma^0}{d\Omega}(E, \theta) d\Omega.$$

---

8. Nous verrons que cette expression ne tient pas compte des fausses asymétries liées aux corrélations des paramètres avec l'état de polarisation.

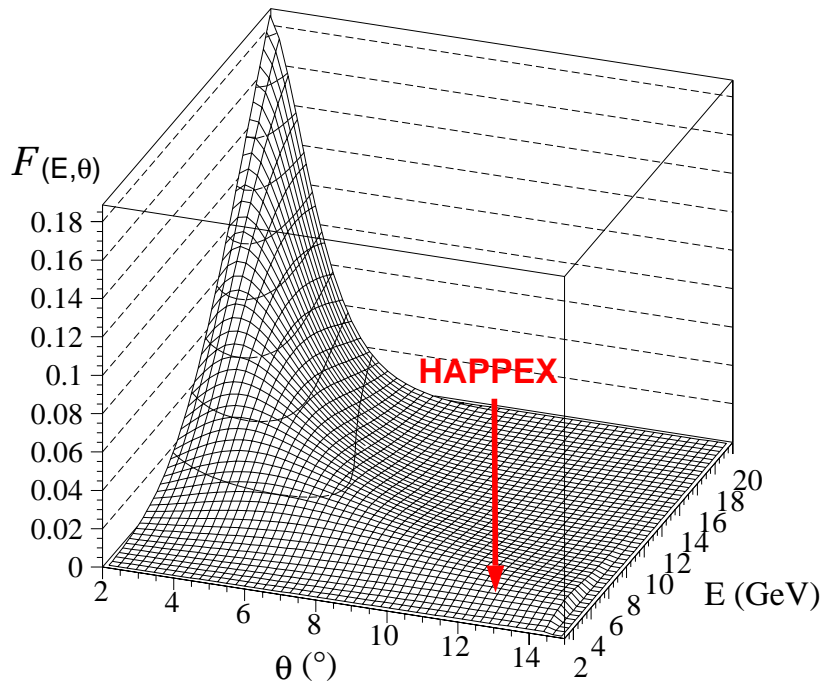


FIG. 1.12 – Figure de mérite de l'expérience HAPPEX en fonction de l'énergie  $E$  des électrons incidents ainsi que de l'angle de diffusion  $\theta$ .

### 1.10.2 Cinématique et facteurs de forme

L'évolution de la figure de mérite est représentée sur la figure 1.12 pour des énergies  $E$  incidentes comprises entre 1 et 10 GeV et des angles de diffusion  $\theta$  entre 2 et 20 degrés. Il apparaît que la figure de mérite est d'autant plus élevée que l'énergie est grande et que l'angle est petit. Dans le hall expérimental A du JLab, l'angle minimum auquel les spectromètres peuvent être placés est de  $12.5^\circ$  (à cause de l'encombrement des spectromètres eux-mêmes). Ce sera la valeur choisie pour l'angle de diffusion  $\theta$ .

A cet angle, le maximum de la figure de mérite correspond à une énergie  $E \simeq 4.5 \text{ GeV}$ .

Les deux spectromètres du hall A ont été conçus pour analyser des électrons d'énergie jusqu'à 4 GeV. Cependant, le dipôle d'un des spectromètres présente un défaut et voit son acceptance limitée à 3.2 GeV environ. Ceci impose donc la valeur maximale de l'énergie incidente  $E \simeq 3.5 \text{ GeV}$ . Enfin la valeur de l'énergie doit être ajustée en fonction des expériences des autres halls. En effet, il faut tenir compte de la precession du spin des électrons dans les éléments magnétiques de l'accélérateur. Il faut donc optimiser le gradient des cavités accélératrices pour que les faisceaux atteignent les cibles des halls avec une polarisation longitudinale. Les énergies correspondantes à cette configuration sont appelées énergies magiques [54]. Ceci impose une valeur de l'énergie dans le hall A de  $E = 3.355 \text{ GeV}$ . Le transfert de la réaction est alors  $Q^2 \simeq 0.5 \text{ GeV}^2$  et l'énergie des particules diffusées  $E' \simeq 3.09 \text{ GeV}$ .

Nous pouvons maintenant déterminer quelle sera la combinaison de facteurs de forme étranges mesurée par HAPPEX. Pour cela, déterminons les paramètres cinématiques de la



Paramètre	$E$	$\theta$	$Q^2$	$d\sigma/d\Omega$	$A_{PV}^0$	$\tau$	$\epsilon$	$\delta$
Unité	$GeV$	$deg.$	$GeV^2/c^2$	$\mu barn/sr$	ppm	-	-	-
HAPPEX	3.355	12.5	0.5	0.68	-16.5	0.14	0.97	0.0034

TAB. 1.3 – Paramètres de l'expérience HAPPEX.

réaction pour les conditions que nous venons de définir :

$$\begin{aligned}\tau &= \frac{Q^2}{4M^2} \simeq 0.14 \\ \epsilon &= \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2}} \simeq 0.97 \\ \delta &= \frac{1}{2} (1 - 4 \sin^2 \theta_W) \simeq 0.0034\end{aligned}$$

La mesure de l'asymétrie de violation de parité par HAPPEX fournira donc une mesure de :

$$G_E^s + 0.39G_M^s + 0.01G_1^s.$$

On remarque que la contribution de la partie axiale est très faible et sera négligée. Nous considérerons en effet dans la suite que nous effectuons une mesure des contributions électrique et magnétique. Nous traiterons la contribution due à la partie axiale parmi les erreurs systématiques liées à la mesure.

En résumé, la mesure de l'asymétrie de violation de parité  $A_{PV}$  par l'expérience HAPPEX permettra d'extraire l'asymétrie due aux quarks étranges  $\Delta A^s$  et donc de déterminer une combinaison linéaire des facteurs de forme électrique et magnétique du quark étrange pour un transfert de  $0.5 \text{ GeV}^2$  :

$$\Delta A^s \propto G_E^s(Q^2 \simeq 0.5) + 0.39G_M^s(Q^2 \simeq 0.5).$$

### 1.10.3 Ordres de grandeur

La figure 1.13 donne quelques ordres de grandeur de la section efficace en fonction des paramètres cinématiques de la réaction [48].

Pour un angle de  $12.5^\circ$  et une énergie de  $3.355 \text{ GeV}$ , celle-ci vaut  $0.68 \mu barn/sr$ . L'asymétrie de violation de parité standard est de  $A_{PV}^0 \simeq -16.5 \text{ ppm}$ . Le tableau 1.3 rassemble les paramètres importants pour l'expérience HAPPEX.

Pour une polarisation de faisceau de  $40 \%$ , l'asymétrie expérimentale correspondante vaut  $A_{exp} \simeq -6.6 \text{ ppm}$ . A CEBAF, la luminosité d'interaction pour une intensité de  $100 \mu A$  et une cible d'Hydrogène liquide de  $15 \text{ cm}$  de longueur est de  $\mathcal{L} = 3.9 \times 10^{38} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . En négligeant les

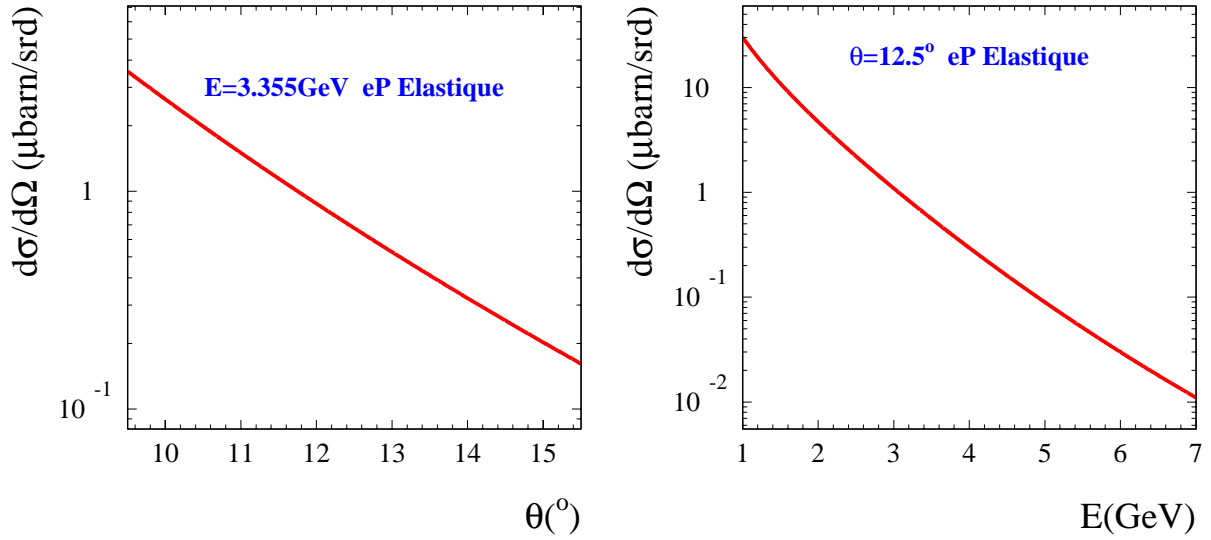


FIG. 1.13 – Section efficace de diffusion élastique  $ep$ : a) en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$  pour une énergie  $E=3.355$  GeV; b) en fonction de l'énergie  $E$  pour un angle  $\theta = 12.5^\circ$ .

perdes dues à la queue radiative, nous pouvons estimer les taux de comptage rencontrés pour l'expérience HAPPEX d'après l'équation 1.26 :

$$\frac{d^2 N}{dt d\Omega} \simeq 260 \text{ kHz/msr.}$$

Nous verrons dans le chapitre suivant que l'angle solide défini par les deux bras de détection est de  $12 \text{ msr}$ . Ceci correspond donc à des taux de l'ordre de  $1.5 \text{ MHz}$  que doit supporter chacun des détecteurs. Face à des taux aussi élevés, il est difficile de faire une acquisition événement par événement. Ceci imposera une technique d'acquisition différente pour HAPPEX.

En outre, nous savons d'après l'équation 1.24 que le nombre d'événements que l'on doit détecter pour obtenir une précision statistique de  $\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}}$  est :

$$N_T = \frac{1}{P_e^2 A_{PV}^2 \left( \frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} \right)^2}.$$

Pour obtenir une précision statistique  $\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}}$  de  $10 \%$ , nous devons donc acquérir  $N_T \simeq 2.3 \times 10^{12}$  événements. Ceci correspond à une prise de données d'environ 10 jours pour un courant de  $100 \mu\text{A}$  polarisé à  $40 \%$ .

## 1.11 Contexte expérimental

### 1.11.1 Historique

Comme nous l'avons vu précédemment, l'étude de la structure du nucléon basée sur la violation de parité en diffusion d'électrons polarisés n'est pas tâche facile. En effet, les asymétries que l'on doit déterminer expérimentalement sont très faibles, au mieux quelques centaines de ppm. C'est pourquoi les expériences de violation de parité utilisent des techniques expérimentales spécifiques dédiées à la détermination de quantités si petites.

La première expérience de violation de parité en diffusion d'électrons eut lieu au SLAC en 1978. Elle mit pour la première fois en évidence l'échange de courant neutre en diffusion d'électrons. Elle est d'une importance toute particulière puisqu'elle a établi la plupart des techniques expérimentales qui sont utilisées encore aujourd'hui.

Cette expérience, réalisée par l'équipe de C. Prescott [55], a déterminé l'asymétrie expérimentale dans la diffusion inélastique d'électrons polarisés sur une cible de Deutérium non polarisé. Les électrons polarisés étaient produits à l'aide d'une source basée sur un cristal d'Arsénure de Gallium (cf chapitre 2, paragraphe 2.1) délivrant un courant polarisé à 37 % déterminé par un polarimètre de type Møller. La polarisation des électrons était renversée par voie optique rapidement et aléatoirement pour minimiser les effets systématiques dus à des dérives lentes du faisceau. Après interaction avec une cible cryogénique de Deutérium liquide, les électrons diffusés étaient analysés dans des spectromètres, puis détectés dans un dispositif formé d'un détecteur Čerenkov et d'un scintillateur. Le signal déposé par les électrons dans les détecteurs était alors intégré en raison des hauts flux. Le groupe de Prescott mesurait également les effets systématiques induits par des corrélations entre les paramètres du faisceau (position, énergie) et l'hélicité des électrons. L'asymétrie mesurée, pour des  $Q^2$  entre 1 et 2 GeV<sup>2</sup>, était alors de l'ordre de  $10^{-4}$ . Cette expérience a, pour la première fois, mis en évidence des effets aussi faibles en diffusion d'électrons. Nous retrouverons au chapitre suivant la plupart de ces techniques qui sont utilisées par l'expérience HAPPEX. Elles seront alors présentées en détails.

Depuis ses premiers pas au SLAC, la violation de parité en diffusion d'électrons a été expérimentée à Bates [58], Mayence [57] et plus récemment à JLab avec l'expérience HAPPEX [60]. Les techniques ont été améliorées pour faire face à des asymétries expérimentales de plus en plus petites (moins de 1 ppm pour l'expérience en diffusion élastique sur le noyau de <sup>12</sup>C à Bates).

L'expérience HAPPEX s'insère donc dans un programme expérimental international qui a pour but d'étudier la contribution des quarks étranges dans le nucléon. La figure 1.14 regroupe les expériences de violation de parité effectuées, prévues ou en projet [55]-[66]. Elle illustre l'importance de cette technique expérimentale pour investiguer différents domaines de physique (hadronique, modèle standard), dont la recherche d'étrangeté dans le nucléon. L'expérience E158 prévue au SLAC en 2001 [64] représente un défi expérimental intéressant puisqu'elle doit déterminer l'asymétrie de violation de parité la plus petite jamais mesurée en diffusion d'électrons : 0.15 ppm.

Nous allons maintenant présenter plus particulièrement l'expérience SAMPLE puisqu'elle a fourni une mesure du facteur de forme magnétique du quark étrange. Nous reviendrons sur les

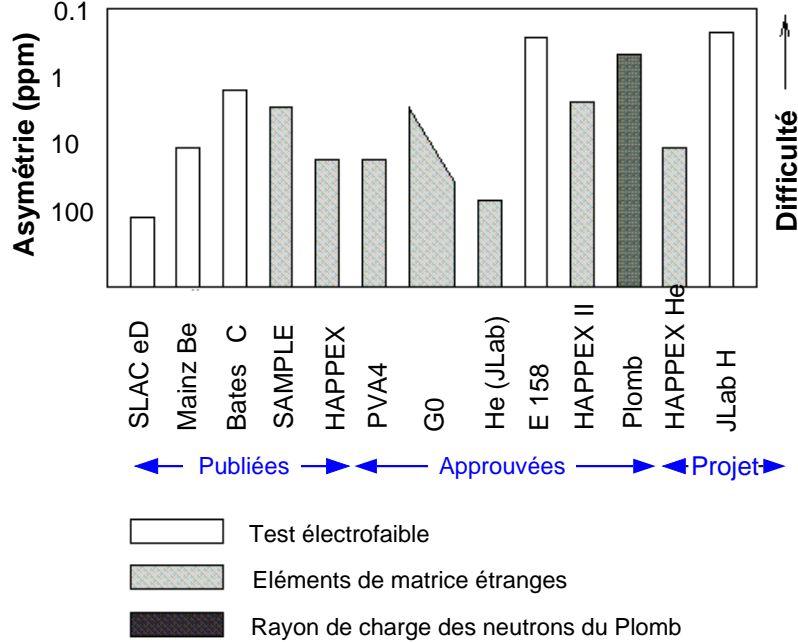


FIG. 1.14 – *Historique des expériences de violation de parité [67].*

expériences à venir à la fin de ce manuscrit.

### 1.11.2 SAMPLE

SAMPLE à Bates fut la première expérience de violation de parité à étudier l'étrangeté dans le nucléon [59]. Avec sa cinématique arrière, l'asymétrie expérimentale est principalement sensible à la partie magnétique  $G_M^{(s)}$ .

Les électrons polarisés accélérés jusqu'à 200 MeV interagissent avec une cible cryogénique d'Hydrogène liquide de 40 cm de long. Les électrons diffusés émettent un rayonnement par effet Čerenkov dans l'air. Cette lumière est recoltée par 10 miroirs puis dirigée vers un ensemble de photo-multiplicateurs (figure 1.15). Les miroirs couvrent un large angle solide ( $\sim 2$  sr) sur un domaine angulaire compris entre  $130^\circ$  et  $170^\circ$ . Le moment transféré moyen est de  $0.1 \text{ GeV}^2$ .

L'expérience SAMPLE à Bates a publié ses mesures de violation de parité à angle arrière  $G_M^{(s)} = -0.45G_A^Z + 0.20 \pm 0.17 \pm 0.21$ .

Ce résultat aboutit, en utilisant le calcul des corrections radiatives de Musolf de 1994 [68], à une valeur de  $G_M^{(s)}$  significativement non nulle :

$$G_M^{(s)} = +0.61 \pm 0.17 \pm 0.21 \pm 0.19, \quad (1.27)$$

où la première erreur est statistique, la deuxième correspond aux incertitudes systématiques expérimentales et la dernière reflète la méconnaissance du terme axial  $G_A^Z$ . En effet, dans les

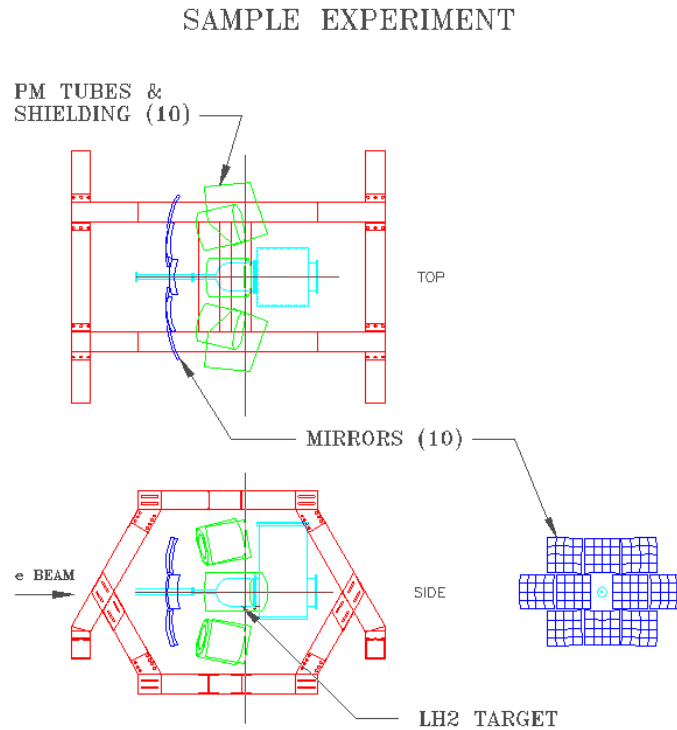


FIG. 1.15 – Vue schématique du dispositif de détection de l'expérience SAMPLE à Bates.

conditions cinématiques de SAMPLE, le terme axial contribue à raison de 20 % de l'asymétrie expérimentale.

Comme ce résultat dépend fortement du facteur de forme axial, la collaboration SAMPLE a lancé une campagne de mesures sur le deutérium, dont l'asymétrie de violation de parité est sensible (presque) uniquement au facteur de forme axial. Les résultats, non publiés à l'heure actuelle, mais présentés dans diverses conférences et cités dans l'article de Musolf de 2000, impliqueraient d'une part une valeur de  $G_M^s$  compatible avec zéro, et d'autre part une influence des corrections radiatives au terme axial bien supérieure à celle déterminée par le groupe de Musolf en 2000. Plus précisément, l'expérience de SAMPLE sur le deutérium correspondrait à

$$R_A^1 \simeq -1.00 \Rightarrow R_{an}^1 = -0.65$$

alors que la prédiction théorique est de

$$R_A^1 \simeq -0.41 \Rightarrow R_{an}^1 = -0.06$$

Une nouvelle campagne de mesures est prévue en 2001 afin de valider ce résultat.

Nous venons donc de donner l'état de l'art des expériences basées sur l'utilisation de la violation de la parité. Nous allons maintenant nous concentrer plus particulièrement sur le dispositif expérimental dédié à l'expérience HAPPEX. Nous verrons comment la plupart des

techniques développées par les premières expériences de violation de parité à SLAC et Bates ont été mises à profit pour la détermination des éléments de matrice étranges.

# Chapitre 2

## L'expérience HAPPEX à JLab

Nous avons montré au chapitre précédent comment déterminer l'asymétrie de violation de parité par la mesure de l'asymétrie des taux de comptage pour des électrons de polarisations longitudinales opposées. Nous pouvons donc maintenant dresser la liste des ingrédients qui sont nécessaires à une telle mesure. Un faisceau d'électrons polarisés et accélérés interagissant avec une cible de protons permettra de réaliser la diffusion. Nous aurons alors besoin d'identifier et de compter les événements issus de la diffusion élastique. Pour extraire l'asymétrie de violation de parité à partir de l'asymétrie des taux de comptage, nous devons mesurer la polarisation du faisceau incident. Un système de surveillance du faisceau sera également nécessaire afin de contrôler les erreurs systématiques dues aux dérives entre les deux états de polarisation.

Dans ce chapitre, nous donnons une présentation rapide de l'accélérateur CEBAF, puis nous détaillons les techniques utilisées pour obtenir un faisceau d'électrons polarisés qui sera au coeur de notre étude. Nous décrivons ensuite le dispositif expérimental utilisé pour l'expérience HAPPEX dans le hall expérimental A : la cible de protons, les spectromètres utilisés pour sélectionner les électrons issus de la diffusion élastique et les calorimètres servant à détecter ces électrons. Nous présentons alors les instruments installés sur la ligne faisceau du hall A pour permettre de mesurer les paramètres du faisceau d'électrons incidents : position, intensité et énergie. Nous parlerons enfin des équipements mis au point spécifiquement par l'expérience HAPPEX pour mesurer et contrôler les effets systématiques induits par les corrélations entre les paramètres du faisceau d'électrons et leur hélicité.

### 2.1 La source d'électrons polarisés

Nous avons montré au chapitre précédent que le temps de mesure nécessaire pour atteindre une précision statistique donnée sur la mesure de l'asymétrie expérimentale est inversement proportionnel au produit  $\sqrt{IP_e^2}$ . La source d'électrons devra donc être capable de délivrer un faisceau intense et fortement polarisé. D'autre part, nous verrons qu'il est crucial pour les expériences de violation de parité que les caractéristiques du faisceau telles que la position, l'intensité, ou l'énergie, soient similaires pour les deux états de polarisation. En effet, toute différence systématique entre des électrons droits et gauches entraînera une différence de taux de

comptage qui ne sera pas induite par la violation de parité. Les contraintes qui vont déterminer le choix de la technique utilisée pour produire les électrons polarisés seront donc la maximisation de la figure de mérite de la source ( $IP_e^2$ ) et la minimisation des différences systématiques entre les deux états de polarisation.

Plusieurs méthodes qui permettent de produire un faisceau d'électrons polarisés sont présentées en détails dans la référence [73]. La première source polarisée couplée à un accélérateur, PEGGY, a été utilisée à SLAC en 1978 [70] pour mettre en évidence l'échange de courant faible neutre en diffusion inélastique d'électrons polarisés sur une cible de Deutérium. Elle était basée sur la photo-ionisation d'un faisceau de  $\text{Li}^6$  polarisé par un rayonnement ultra-violet. La photo-ionisation avait lieu dans une région soumise à un champ magnétique permettant de découpler le spin des électrons de valence du moment magnétique du noyau. La polarisation du faisceau d'électrons ainsi produit atteignait 45 %. Le renversement de la polarisation était réalisé toutes les 15 secondes environ en inversant la direction du champ magnétique. Un inconvénient majeur de ce type de source est que cette méthode de renversement magnétique induit des différences systématiques importantes des caractéristiques du faisceau entre les deux états de polarisation. Par exemple, l'asymétrie en intensité pour des polarisations opposées était de l'ordre de 0.1 %.

Au début des années 80, de nouvelles techniques basées sur un renversement de polarisation par voie optique ont été utilisées par la suite pour réduire ces effets. Parmi elles, nous citerons les sources basées sur l'effet FANO [71] qui présentent l'avantage par rapport à PEGGY d'utiliser un faisceau d'atomes non polarisés, donc plus facile à produire. Une autre méthode est basée sur le pompage optique d'atomes He dans un état métastable produit par une décharge radio-fréquence [72]. Pour ces deux techniques, un rayonnement incident polarisé va induire la polarisation des électrons. Le renversement de cette polarisation est réalisé en inversant la polarisation circulaire de la lumière incidente. Cependant, l'intensité demeure faible (quelques  $10^{-2} \mu\text{A}$ ).

Un facteur déterminant dans l'augmentation du courant produit (et donc de  $IP_e^2$ ) va alors être l'utilisation de sources solides beaucoup plus denses que les faisceaux rencontrés jusqu'alors. Parmi les différentes cibles (métaux alcalins, tungstène, platine), la plus couramment utilisée est l'Arsénure de Gallium (AsGa) de part la structure de ces niveaux en énergie (cf paragraphe suivant). Les intensités obtenues avec des sources d'AsGa peuvent être 1000 fois supérieures aux courants produits à partir de faisceaux atomiques. Ce type de source s'est développé depuis la fin des années 70 [74] et a déjà été installé sur des accélérateurs, comme SLAC, Bates ou Mayence, pour produire des faisceaux d'électrons polarisés.

C'est cette technique qui a été choisie à CEBAF<sup>1</sup> et nous allons maintenant présenter son principe de fonctionnement.

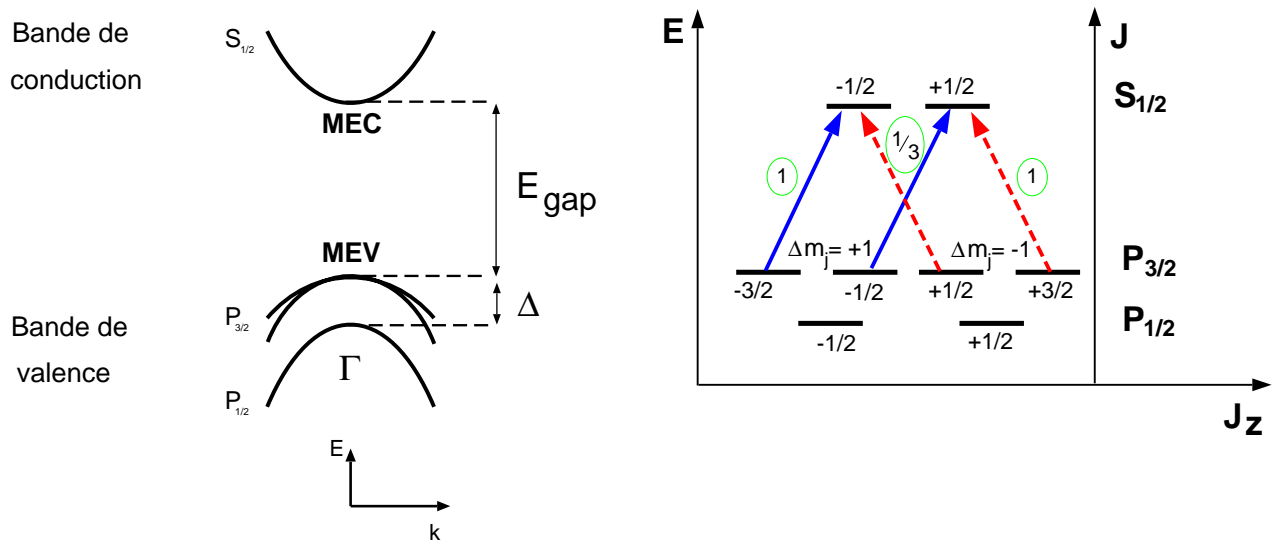
### 2.1.1 Source d'Arsénure de Gallium

La production d'un faisceau polarisé repose sur la photo-émission d'un cristal d'Arsénure de Gallium (AsGa). En illuminant le cristal avec un rayonnement d'énergie adaptée, il est possible d'exciter des électrons entre des états déterminés de la bande de valence vers la bande de

---

1. CEBAF possède également un canon thermionique qui délivre un faisceau non polarisé, dont nous ne parlerons pas dans ce manuscrit puisqu'il n'a pas été utilisé pour HAPPEX.





(a) Structure des niveaux en énergie (en ordonnée) en fonction de l'impulsion des électrons du réseau (en abscisse).

(b) Les transitions induites au point  $\Gamma$  sous l'effet d'un rayonnement  $\sigma^+$  (respec.  $\sigma^-$ ) sont représentées par les lignes pleines (respectivement pointillées). Les amplitudes relatives associées à chacune de ces transitions sont encerclées.

FIG. 2.1 – Niveaux d'énergie de l'Arsénure de Gallium.

conduction. Les règles de sélection qui caractérisent ces transitions vont permettre d'imposer l'état de spin des électrons. Celui-ci sera déterminé par la polarisation du rayonnement incident. Les électrons vont alors diffuser jusqu'à la surface du cristal puis être émis dans le vide.

La structure en énergie de l'AsGa est bien connue [75]. Il existe dans la zone de Brillouin, un point, appelé point  $\Gamma$ , où l'impulsion des électrons s'annule (figure 2.1.1 (a)). Or, le maximum d'énergie de la bande de valence (MEV) et le minimum d'énergie de la bande de conduction (MEC) se trouvent à ce point. On dit alors de l'Arsénure de Gallium qu'il possède une structure en bandes directe. La différence d'énergie entre la bande de valence et la bande de conduction alors minimale vaut  $E_{gap} = 1.43$  eV. Le moment orbital des électrons est bien défini :  $|\vec{l}| = 0$  (état S) sur la bande de conduction et  $|\vec{l}| = 1$  (état P) sur la bande de valence.

Introduisons les notations de spectroscopie pour identifier chaque niveau par  $X(L)_J$  avec  $X(0) = S$ ,  $X(1) = P$ ,  $X(2) = D$ , etc...  $J$  est le moment orbital total de l'électron défini par  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$  où  $L$  est son moment angulaire et  $s$  son spin. Nous noterons  $m_j$  la projection du moment orbital total sur l'axe  $z$  (figure 2.1.1 (b)).

Le niveau d'énergie de la bande de conduction  $S_{1/2}$  ( $j = l + s = \frac{1}{2}$ ) est dégénéré deux fois ( $J_z = m_j = \pm \frac{1}{2}$ ). La dégénérescence du niveau  $P$  de la bande de valence est levée par le couplage spin-orbite. Les états  $P_{1/2}$  deux fois dégénérés ont une énergie inférieure de  $\Delta = 0.33$  eV aux

états  $P_{3/2}$  dégénérés quatre fois.

On voit donc que si le cristal est soumis à un rayonnement constitué de photons d'énergie  $E_{gap} < E_\gamma < E_{gap} + \Delta$ , alors les électrons de la bande de valence  $P_{3/2}$  seront excités vers la bande de conduction  $S_{1/2}$ . La conservation du moment orbital détermine quelles transitions seront possibles entre les quatre états initiaux ( $m_j = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}$ ) et les deux états finaux ( $m_j = \pm\frac{1}{2}$ ) en fonction de la polarisation du rayonnement.

Les règles de sélection pour l'absorption de lumière polarisée circulairement droite ( $\sigma^+$ ) et gauche ( $\sigma^-$ ) sont respectivement  $\Delta m_j = +1$  et  $\Delta m_j = -1$ .

Par exemple, pour une lumière incidente polarisée circulairement droite, les transitions permises sont :

$$\begin{aligned} - \left| \frac{3}{2}, -\frac{3}{2} \right\rangle_V \text{ vers } \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_C \text{ avec } \Delta m_j = -\frac{1}{2} - \left(-\frac{3}{2}\right) = +1 \\ - \left| \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_V \text{ vers } \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_C \text{ avec } \Delta m_j = \frac{1}{2} - \left(-\frac{1}{2}\right) = +1 \end{aligned}$$

où les indices  $V$  et  $C$  désignent respectivement les bandes de valence et de conduction.

Les amplitudes relatives des transition autorisées, indiquées sur la figure 2.1.1 (b), sont données par les coefficients de Clebsch-Gordon [77]:

$$\begin{aligned} p\left(\left|\frac{3}{2}, -\frac{3}{2}\right\rangle_V \rightarrow \left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle_C\right) &= 1 & p\left(\left|\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle_V \rightarrow \left|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right\rangle_C\right) &= \frac{1}{3} \\ p\left(\left|\frac{3}{2}, +\frac{3}{2}\right\rangle_V \rightarrow \left|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right\rangle_C\right) &= 1 & p\left(\left|\frac{3}{2}, +\frac{1}{2}\right\rangle_V \rightarrow \left|\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right\rangle_C\right) &= \frac{1}{3} \end{aligned}$$

Cela signifie que lors d'un pompage des électrons de la couche  $P_{3/2}$  vers la couche  $S_{1/2}$  avec une lumière polarisée circulairement droite, trois fois plus d'électrons tels que  $m_j = m_s = -\frac{1}{2}$  seront induits que d'électrons tels que  $m_j = m_s = +\frac{1}{2}$ . Une lumière polarisée circulairement droite (respectivement gauche) produira donc trois fois plus d'électrons gauches (respect. droits) que d'électrons droits (respect. gauches).

Si l'on note  $N^\pm$  les nombres d'électrons tels que  $m_s = \pm\frac{1}{2}$ , la polarisation des électrons atteignant la bande de valence vaut alors<sup>3</sup>:

$$P_e(\sigma+) = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -0.5 \quad (2.1)$$

En revanche, si les photons incidents sur le cristal possèdent une polarisation circulaire gauche, la polarisation des électrons produits est inversée.

$$P_e(\sigma-) = \frac{3 - 1}{3 + 1} = +0.5 \quad (2.2)$$

Supposons maintenant que l'énergie des photons incidents augmente jusqu'à exciter la bande de valence  $P_{1/2}$  ( $E_\gamma > E_{gap} + \Delta$ ). Deux nouvelles transitions sont alors possibles :

$$- \left| \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle_V \rightarrow \left| \frac{1}{2}, +\frac{1}{2} \right\rangle_C, \text{ pour un rayonnement } \sigma^+$$

2. Sur la couche  $S_{1/2}$ , le moment orbital  $l$  est nul, donc  $m_j = m_s$

3. Pour une définition plus rigoureuse de la polarisation on se référera au chapitre suivant.

–  $|\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\rangle_V \rightarrow |\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle_C$  pour un rayonnement  $\sigma^-$

Chacune est caractérisée par une probabilité  $\frac{2}{3}$ .

La polarisation des électrons atteignant la bande de valence est alors donnée par :

$$P_e(\sigma^+) = \frac{1 + 2 - 3}{1 + 2 + 3} = 0 \qquad P_e(\sigma^-) = \frac{3 - 1 - 2}{1 + 2 + 3} = 0 \qquad (2.3)$$

Il apparaît donc nécessaire d'accorder précisément l'énergie  $E_\gamma$  de la lumière incidente en-dessous du seuil d'excitation de la couche  $P_{1/2}$  ( $E_{gap} < E_\gamma < E_{gap} + \Delta$ ) sinon la polarisation s'annule. Ceci correspond à des longueurs d'onde comprises entre 690 et 850 nm. La longueur d'onde utilisée pour la source de CEBAF est de 780 nm, soit une énergie de 1.59 eV.

A ce stade, les électrons polarisés sont produits dans la bande de conduction. L'énergie des photons incidents sur le cristal étant accordée sur  $E_{gap}$ , les électrons atteignent la bande de conduction avec une énergie très faible. En particulier, ils ne possèdent pas suffisamment d'énergie pour être émis dans le vide.

L'affinité électronique est l'énergie qui sépare la bande de conduction du vide. Elle vaut  $A_e = 4$  eV pour l'Arsénure de Gallium (figure 2.2 a). L'approche classique pour s'affranchir de cette barrière en énergie consiste à appliquer une mono-couche de Césium sur la surface du cristal d'AsGa. Le Césium étant alcalin, il cède une partie de ses électrons de valence au cristal d'AsGa. L'affinité électronique est alors proche de zéro (figure 2.2 b). L'oxydation de cette couche par  $NF_3$  ou  $O_2$  réduit encore l'affinité électronique jusqu'à ce que le niveau en énergie de la bande de conduction du cristal soit supérieur au niveau du vide (figure 2.2 c). On dit alors de la surface qu'elle possède une affinité électronique négative. Les électrons ayant atteint la bande de conduction peuvent alors être émis dans le vide. Ils sont regroupés et accélérés sous la forme d'un faisceau en appliquant une tension électrique sur la cathode.

Les polarisations obtenues à CEBAF avec des cristaux d'AsGa atteignent  $\sim 42$  %.

### 2.1.2 Source d'Arsénure de Gallium contraint

Nous avons vu au paragraphe précédent que la polarisation des électrons dans la bande de conduction est limitée théoriquement à 50 % à cause de la dégénérescence de la couche  $P_{3/2}$ . En effet, quelle que soit la polarisation du rayonnement incident, des électrons droits et des électrons gauches sont pompés simultanément.

Un pompage vers un état de spin unique, purement droit ou purement gauche selon la polarisation de la lumière, permettrait d'augmenter cette polarisation. Pour cela, il faut séparer en énergie les états qui vont être pompés, c'est-à-dire lever la dégénérescence de la couche  $P_{3/2}$ .

Différentes techniques ont été étudiées pour lever cette dégénérescence [82] [83] [84]. Nous présentons ici la solution retenue à CEBAF car elle permet d'obtenir à l'heure actuelle la figure de mérite la plus avantageuse.

Cette technique consiste à modifier la symétrie du réseau cristallin d'Arsénure de Gallium par application d'une contrainte uniaxiale [85]. La croissance d'un cristal d'AsGa sur un substrat de paramètre de maille légèrement différent, AsGaP par exemple, permet de produire une telle contrainte au niveau de l'interface entre les deux matériaux.

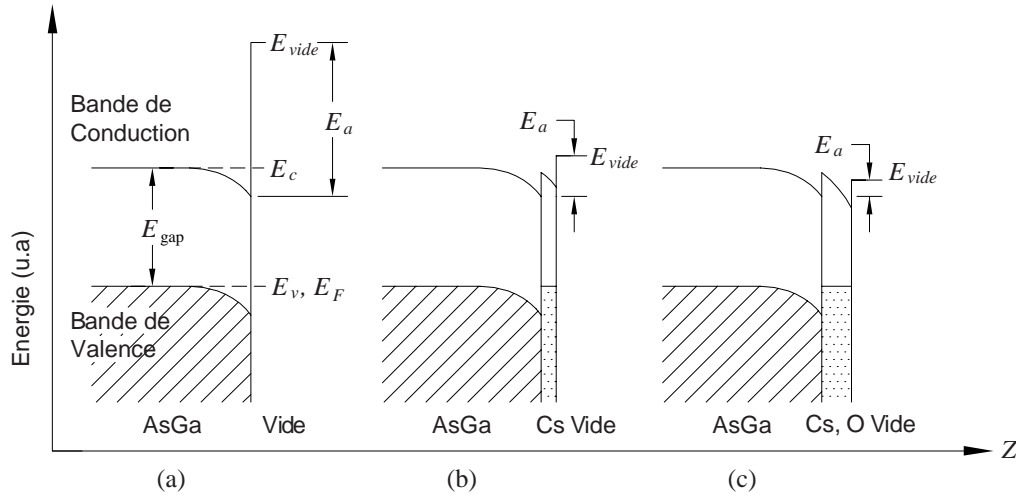


FIG. 2.2 – Structure en bande de l’Arsénure de Gallium à proximité de sa surface : (a) *AsGa* pur ; (b) *AsGa* recouvert d’une couche de Césium en surface ; (c) *AsGa* recouvert d’une couche de Césium et d’Oxygène en surface.  $E_c$ ,  $E_v$ ,  $E_{vac}$  représentent respectivement l’énergie de la bande de conduction, de la bande de valence, du vide et  $E_a$  l’affinité électronique.

En pratique, on développe un cristal dopé *AsGaP* sur le cristal pur d’*AsGa* puis on forme une dernière couche mince d’*AsGa* au-dessus de l’*AsGaP*. L’inadéquation des réseaux d’*AsGa* et d’*AsGaP* (de paramètre de maille plus faible) provoque au niveau de l’interface une contrainte de compression approximativement uniforme normale à la surface du cristal [86]. Cette perturbation du potentiel cristallin a pour effet de lever la dégénérescence de la couche  $P_{3/2}$  : l’énergie des niveaux  $m_j = \pm \frac{1}{2}$  est alors inférieure à l’énergie des niveaux  $m_j = \pm \frac{3}{2}$ . Soit  $\delta$  cet écart en énergie ( $\delta \sim 0.1$  eV).

Il est alors possible d’ajuster l’énergie de la lumière incidente,  $E_{gap} < E_\gamma < E_{gap} + \delta$ , de façon à pomper uniquement les états  $m_j = \pm \frac{3}{2}$ . Un rayonnement polarisé circulairement droit (respectivement gauche) produira donc exclusivement des électrons gauches (respec. droits) comme l’illustre la figure 2.3. La limite théorique de polarisation pour les électrons dans la bande de conduction est alors de 100 %.

Cependant les polarisations de telles sources mesurées expérimentalement sont inférieures ( $\lesssim 85$  %). Des expériences réalisées dans les années 80 [78] [79] ont montré que cette dépolarisation est due à la dilution du spin des électrons lorsqu’ils diffusent vers la surface du cristal. Appelons  $\tau$  le temps de vie d’un électron dans la bande de conduction, c’est-à-dire le temps écoulé entre son arrivée dans la bande de conduction et son émission dans le vide.

La dépolarisation peut alors être décrite simplement à partir de la relation [80]  $P_c = \frac{P_{th}\tau_S}{\tau + \tau_S}$  où  $\tau_S$  le temps de relaxation du spin des électrons,  $P_{th}$  la polarisation des électrons arrivant sur la bande de conduction et  $P_c$  la polarisation observée.

Cette équation montre que plus le temps de vie  $\tau$  des électrons dans la bande de conduction est élevé, plus leur polarisation décroît. L’effet de dépolarisation est donc relié à la profondeur

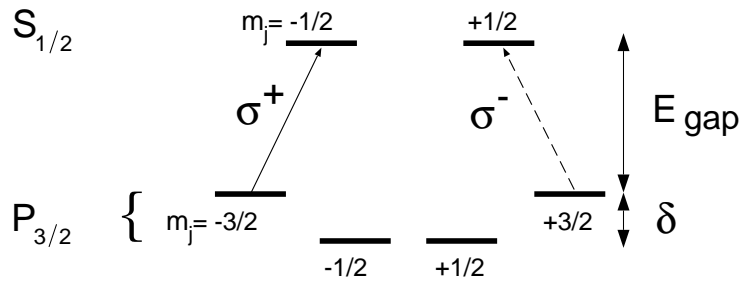


FIG. 2.3 – Transitions induites au point  $\Gamma$  d'un cristal d'AsGa contraint sous l'effet d'un rayonnement  $\sigma^+$  (ligne pleine) ou  $\sigma^-$  (ligne pointillée).

dans le cristal à laquelle les électrons sont extraits. En effet, les électrons extraits en profondeur ont un parcours plus important jusqu'à leur extraction dans le vide que les électrons extraits de la surface. Ils sont donc plus faiblement polarisés. C'est pour cela que l'on va donc chercher à limiter les effets de dépolarisation en travaillant avec des cristaux d'épaisseur très faible.

La longueur d'absorption pour des électrons de 1.4 eV est de l'ordre de  $1 \mu\text{m}$ . L'épaisseur de la couche contrainte d'AsGa de la cathode utilisée pour HAPPEX est  $\sim 0.1 \mu\text{m}$ . Cette source a délivré des polarisations pouvant atteindre 80 %.

En 1998, seul un cristal d'Arsénure de Gallium était utilisé à CEBAF. La première prise de données d'HAPPEX s'est donc déroulée avec une polarisation de l'ordre de 40 % et un courant de  $100 \mu\text{A}$ . En 1999, la première cathode d'AsGa contraint a été installée à CEBAF. Elle a délivré un faisceau d'intensité  $\sim 45 \mu\text{A}$  polarisé à 70 %.

Nous avons déterminé précédemment que le temps de mesure nécessaire pour obtenir une précision statistique donnée sur l'asymétrie expérimentale dépend du courant et de la polarisation du faisceau comme  $T \propto \frac{1}{I_e P_e^2}$ . L'utilisation du cristal contraint est donc particulièrement intéressante puisqu'elle a permis de réduire ce temps de mesure d'environ 30 % par rapport au cristal non contraint.

### 2.1.3 Efficacité quantique et temps de vie

Nous avons montré qu'un paramètre caractéristique d'une source polarisée est l'intensité du courant qu'elle produit. Cette intensité est gouvernée par l'efficacité quantique de la photocathode qui rend compte de l'efficacité de photo-émission du cristal.

L'efficacité quantique (QE) est définie comme le rapport du flux d'électrons émis sur le flux de photons incidents :

$$QE = \frac{\frac{dn_e}{dt}}{\frac{dn_\gamma}{dt}} \quad (2.4)$$

Le courant produit dépend donc de la puissance optique incidente  $P$  (nombre de photons) et de l'énergie (longueur d'onde  $\nu$ ) de ces photons qui vont exciter les électrons vers la bande de conduction  $I_e = QE \frac{P}{h\nu}$ . En pratique, l'efficacité quantique est très faible ( $\lesssim 1\%$ ). Pour la source lumineuse de CEBAF, une efficacité quantique de 1% permet d'obtenir 150  $\mu\text{A}$  pour une puissance lumineuse de 25 mW.

Un autre paramètre important pour les expériences qui requièrent un faisceau d'électrons polarisés à haute intensité pendant plusieurs mois est le temps de vie de la source.

Le temps de vie d'une source correspond au temps nécessaire pour que l'efficacité quantique diminue d'un facteur  $e$ . Il dépend des dégradations survenues au niveau de la cathode pendant la période d'opération. Il a été observé expérimentalement à CEBAF que l'efficacité quantique de la cathode est inversement proportionnelle à la charge totale qu'elle a délivrée (donc au nombre d'électrons extraits) [88].

Des études ont montré [87] que le principal effet responsable du temps de vie de la source de CEBAF est le rétro-bombardement des ions sur la cathode. En effet, lorsque le faisceau d'électrons est produit, il ionise les atomes présents dans le vide résiduel. Les ions sont alors accélérés vers la cathode sous l'effet du potentiel entre la cathode et l'anode et endommagent le cristal. Ces dégâts dépendent de la masse et de l'énergie des ions. Ils peuvent affecter la surface du cristal ou la structure d'AsGa plus en profondeur [88]. Par exemple, des ions  $H^+$  d'énergie  $> 15$  keV vont traverser plus de 100 nm.

Afin de minimiser ces effets, il faut minimiser le nombre d'ions créés. Pour cela, il faut obtenir un vide aussi poussé que possible. Pour la source de CEBAF, placée dans un ultra-vide ( $< 10^{-11}$  Torr), on peut obtenir un temps de vie de plusieurs jours.

D'autre part, il a été observé à CEBAF que l'efficacité quantique de la cathode varie en fonction de la position du faisceau incident sur la cathode. Ceci s'explique par les irrégularités créées au niveau de la surface tant au moment de la croissance du cristal qu'au moment de l'activation de la source ainsi que par les dégâts causés par le rétro-bombardement d'ions. La figure 2.4 représente l'efficacité quantique de la cathode utilisée pour l'expérience HAPPEX en fonction de la position de la lumière incidente. On observe des variations de l'ordre de 300 % sur l'efficacité quantique. Or l'objectif pour les expériences est d'obtenir un courant le plus intense possible. Aussi va-t-on chercher à optimiser la position du Laser pour obtenir une grande efficacité quantique. Cette procédure, appelée "QE scan" sera réalisée régulièrement lors de la prise de données HAPPEX environ une fois par semaine.

Nous avons vu au paragraphe 2.1.1 que l'extraction des électrons de la cathode est conditionnée par le traitement de sa surface. Ce traitement a pour but de rendre énergiquement possible le passage des électrons de la bande de conduction dans le vide. Or même en travaillant sous un vide poussé, une altération de la cathode demeure, notamment au niveau de sa surface. Il est alors possible d'augmenter à nouveau l'efficacité quantique en réactivant la cathode. La

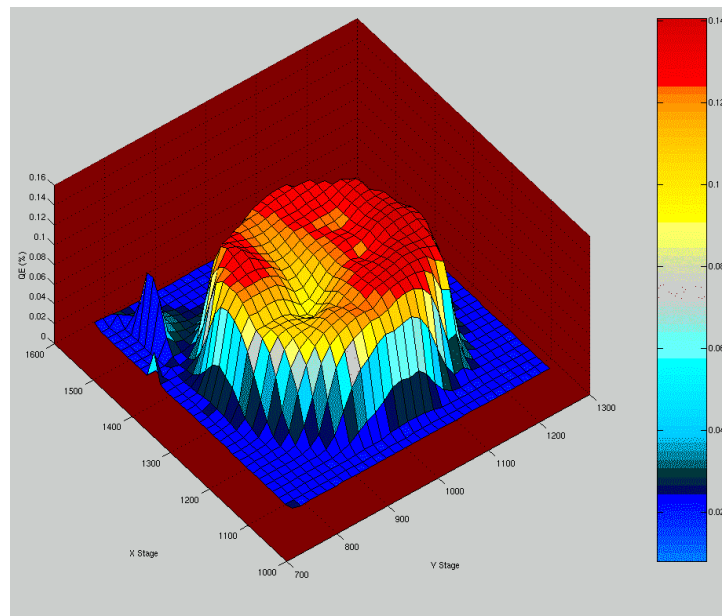


FIG. 2.4 – Efficacité quantique d'une photo-cathode d'Arsénure de Gallium contraint en fonction de la position du laser incident.

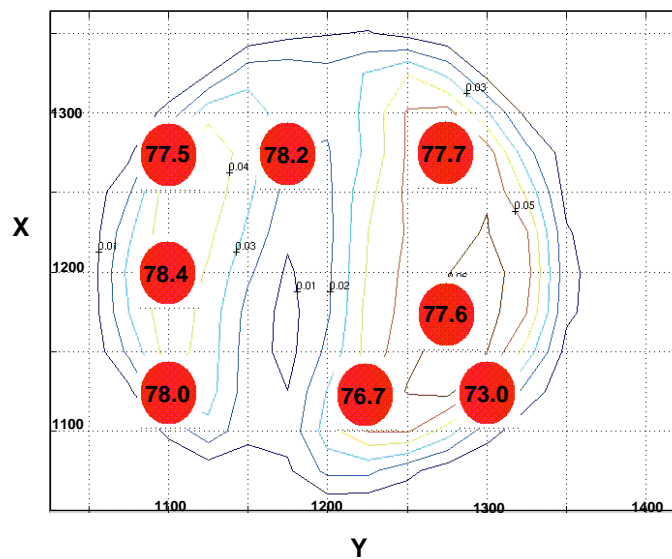


FIG. 2.5 – Polarisation mesurée par le polarimètre de Mott de la photo-cathode d'Arsénure de Gallium contraint utilisé pour l'expérience HAPPEX en fonction de la position du laser incident.

première phase de ce processus consiste à débarrasser la cathode des éléments absorbés par la surface pendant la période d'opération de la source. Pour cela, on chauffe le cristal à haute température ( $\sim 600$  degrés) pendant quelques heures tout en pompant les corps dégazés. Puis on applique de nouveau les couches de Césium et de trifluorure d'Azote comme expliqué précédemment. Grâce à cette technique, on peut obtenir des efficacités quantiques de quelques % [89]. Cette procédure, appelée activation de la source, a été réalisée régulièrement pendant l'expérience HAPPEX (toutes les semaines environ).

En outre, il a été également mis en évidence expérimentalement sur la source de CEBAF une corrélation entre l'efficacité quantique de la cathode et la polarisation des électrons émis. Par exemple, après une activation de la source, une diminution de la polarisation a été mesurée en même temps qu'une augmentation de l'efficacité quantique. Une hypothèse pour expliquer ce phénomène est que lorsque la source est activée, l'affinité électronique diminue. Ceci a pour effet de permettre l'extraction d'électrons plus profondément dans le cristal. Ceux-ci ont donc un parcours plus important dans le cristal avant d'être émis et donc une probabilité de dépolarisation plus importante.

Or le rôle de la source est de délivrer aux halls expérimentaux un faisceau tel que le produit  $IP^2$  soit maximum. Optimiser la position du faisceau laser pour maximiser l'efficacité quantique va donc simultanément engendrer une diminution de la polarisation. Cependant comme on peut le voir sur la figure 2.5, les variations de la polarisation sont faibles (quelques %) par rapport aux variations d'efficacité quantique (figure 2.4). Il est donc bel et bien plus avantageux de maximiser l'efficacité quantique plutôt que la polarisation.

Enfin il est intéressant de noter que l'on va chercher à collimater le faisceau à la source pour éviter que les électrons interagissent avec les parois du canon. Pour cela, on restreint l'extension spatiale de la surface active de la cathode. Ceci est réalisé en inhibant la photo-émission sur une partie de la surface. On oxyde cette surface dans un bain électrolytique d'acide phosphorique sur une épaisseur d'un micron environ [90]. La surface active au centre de la cathode de 12.8 mm de diamètre correspond à un disque d'environ 6 mm de diamètre. C'est donc grâce à cette surface de  $30 \text{ mm}^2$  et sur une épaisseur de 100 nm que va être produit le faisceau d'électrons utilisés par les trois halls de JLab!

#### 2.1.4 Source lumineuse

Au TJNAF, la source lumineuse nécessaire au pompage optique des électrons est composée de trois Lasers pour pouvoir délivrer des faisceaux d'intensités différentes aux trois halls expérimentaux. Chaque Laser est constitué d'une diode Laser monomode. Chaque diode est contrôlée par un signal périodique appliqué sur sa cathode qui est accordé sur une subharmonique de la fréquence de l'accélérateur (499 MHz). Chaque impulsion du Laser dure environ 55 ps et les impulsions des trois Lasers sont espacées de 670 ps environ (figure 2.6). La puissance obtenue est de 5 mW et la taille du faisceau est de l'ordre de  $300 \mu\text{m}$  de diamètre.

La lumière est ensuite dirigée vers un isolateur optique puis focalisée sur une diode Laser amplificatrice. Le faisceau Laser traverse alors un système atténuateur, composé d'une lame demi-onde et d'un polariseur, qui permet de régler la puissance incidente sur la photo-cathode. Les photons sont alors polarisés circulairement par une cellule de Pockels (cf paragraphe sui-



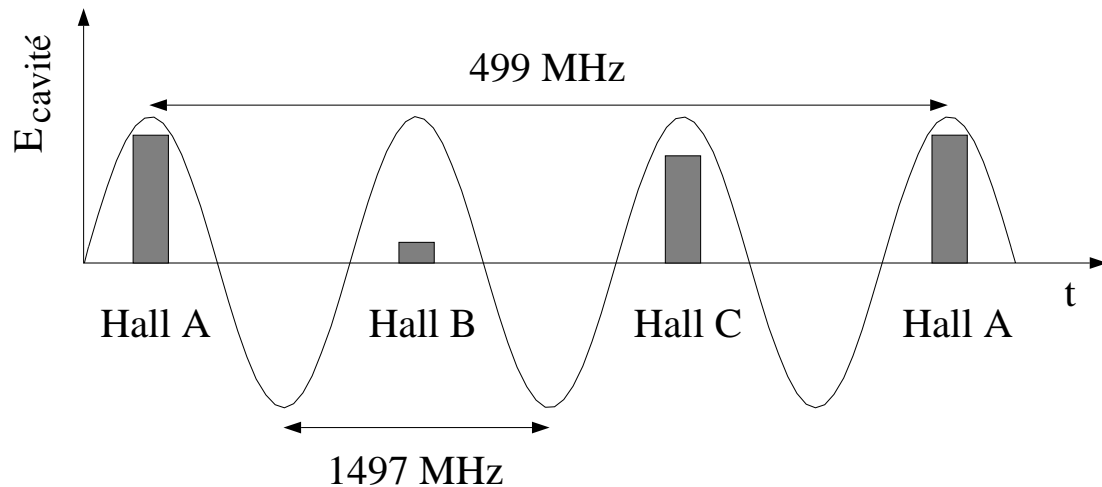


FIG. 2.6 – Structure en temps des faisceaux Lasers à la source de CEBAF. Le champ dans les cavités accélératrices des faisceaux d'électrons est représenté en fonction du temps. Les pulses Lasers correspondant aux halls A, B et C sont synchronisés avec la fréquence du champ accélérateur.

vant). Enfin, le faisceau est dirigé et focalisé sur la cathode par un système de transport qui préserve la polarisation (figure 2.7)

[91].

L'expérience HAPPEX a en outre recours à l'utilisation d'une lame demi-onde. Elle est successivement insérée puis rétractée du trajet du faisceau Laser : la polarisation délivrée dans le hall change donc de signe, alors que tous les autres paramètres du faisceau sont inchangés. Nous verrons que cette technique est un moyen simple et efficace d'annuler des effets systématiques liés à la mesure de l'asymétrie.

### 2.1.5 Renversement de la polarisation

Dans la suite du manuscrit, nous regrouperons deux périodes (fenêtres) consécutives de polarisation opposées par paires.

Nous avons vu au chapitre précédent qu'il est impératif, pour réaliser une expérience de violation de parité, que tous les paramètres du faisceau d'électrons soient identiques pour les deux états de polarisation (position, intensité, énergie). Pour cela, nous devons imposer des renversements suffisamment rapides de la polarisation pour que le faisceau puisse être considéré comme peu modifié sur deux fenêtres de polarisation successives.

Nous avons montré au paragraphe 2.1.1 que le renversement de la polarisation des électrons est provoqué par le renversement de la polarisation de la lumière incidente sur la photo-cathode. En pratique, ceci peut être réalisé rapidement grâce à une cellule de Pockels. Une cellule de Pockels est composée d'un cristal bi-axe, dont les indices optiques dépendent de la tension électrique auquel il est soumis [92]. La polarisation linéaire de la lumière incidente est orientée

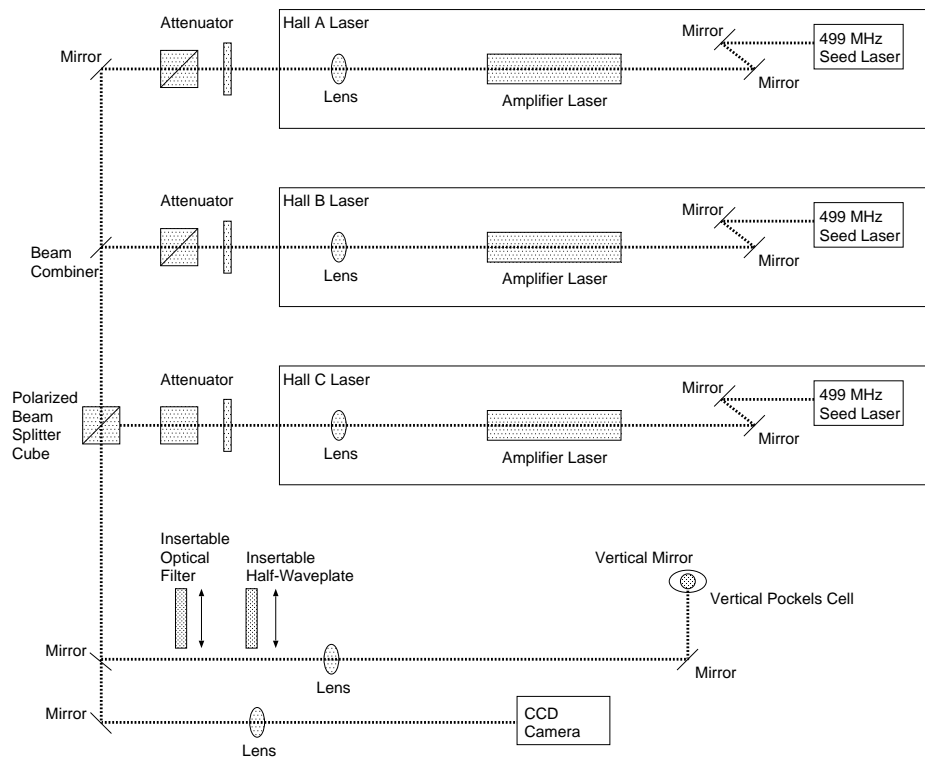


FIG. 2.7 – Schéma de la table optique utilisée à la source. Les faisceaux Lasers sont transportés dans le plan de la table. Ils sont ensuite déviés vers la haut (perpendiculairement à la figure) par un miroir vertical, traversent la cellule de Pockels puis atteignent la photo-cathode.

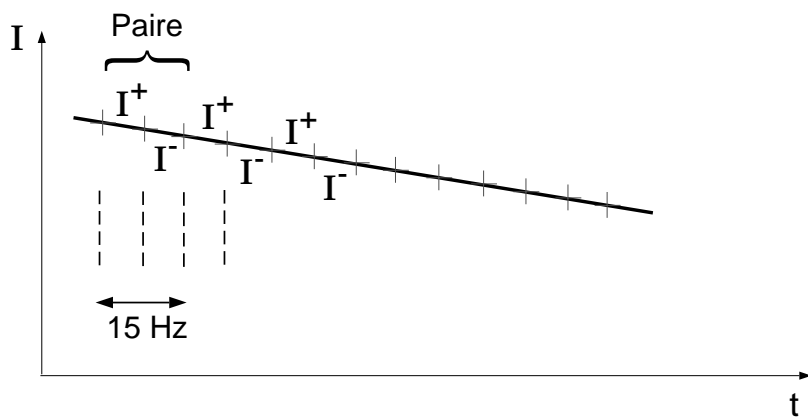


FIG. 2.8 – Effet systématique dû à une dérive lente de l'intensité du faisceau d'électrons.

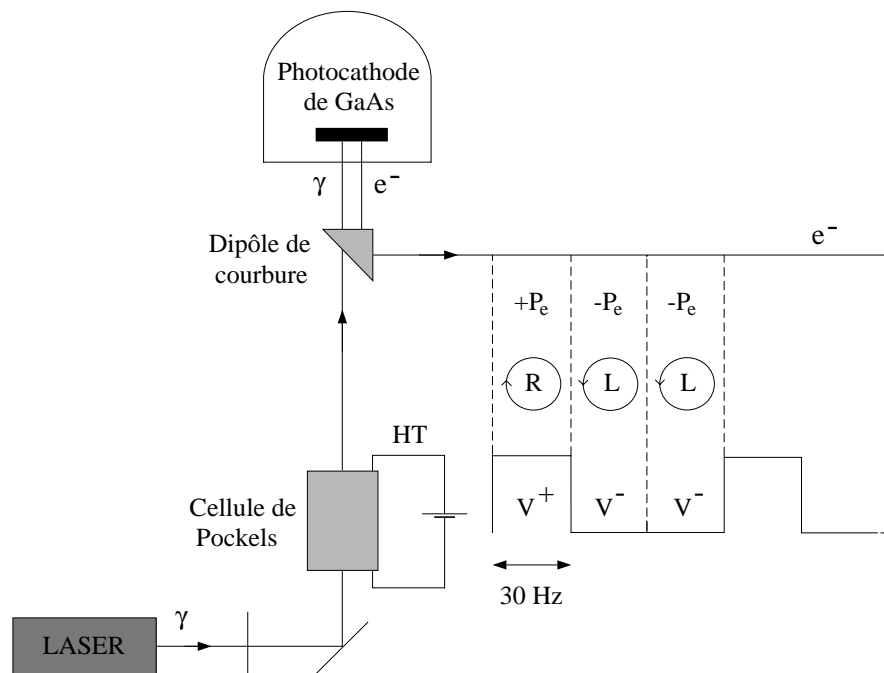


FIG. 2.9 – Schéma de principe de la source d'électrons polarisés. Les labels *R* et *L* désignent respectivement les polarisations circulaires droite et gauche correspondant à une tension  $V^+$  et  $V^-$  appliquée sur la cellule de Pockels.

à  $45^\circ$  par rapport aux axes de la cellule.

Pour une tension positive donnée ( $V_+ \sim 2600V$ ), la cellule se comporte comme une lame quart d'onde. Cela signifie qu'une lumière incidente polarisée rectilignement sera polarisée circulairement droite en sortie de la cellule. Inverser le signe de la tension appliquée à la cellule de Pockels entrainera une rotation de  $90^\circ$  de ses axes. Elle polarisera alors la lumière circulairement gauche. Le temps de renversement est limité par la vitesse de basculement de la cellule et le temps nécessaire au cristal pour atteindre son état d'équilibre (typiquement  $100 \mu s$ ). Ceci a donc permis pour l'expérience HAPPEX d'opérer le renversement de la polarisation à une fréquence de 30 Hz (figure 2.9).

Cependant, certaines caractéristiques du faisceau peuvent être soumises à des dérives plus lentes. Supposons par exemple que l'intensité  $I$  du faisceau décroisse lentement en fonction du temps. Si chaque paire débute par un fenêtre de polarisation positive, alors le courant mesuré  $I^+$  pour cette fenêtre sera toujours supérieur au courant mesuré pour la polarisation opposée  $I^-$  (figure 2.8).

Pour minimiser les effets dus à des dérives lentes des propriétés du faisceau, nous allons imposer un renversement aléatoire de la polarisation des électrons. L'état d'hélicité de la première fenêtre est déterminé par un générateur pseudo-aléatoire et l'état de la seconde fenêtre lui est opposé.

Une fois les électrons éjectés de la photo-cathode, ils sont accélérés par un canon de 100 keV

puis magnétiquement déviés vers l'injecteur où ils sont accélérés jusqu'à 45 MeV. Le faisceau est alors dirigé vers les LINACS pour être accéléré jusqu'à l'énergie désirée.

### 2.1.6 Filtre de Wien

Lors de son transport jusqu'aux halls d'expériences, le faisceau d'électrons va être guidé par un grand nombre d'éléments magnétiques. Ceci aura pour effet de faire tourner le spin des électrons. La polarisation longitudinale du faisceau dans les halls sera donc diminuée. Afin de compenser cette rotation, la direction de polarisation des électrons est ajustée à l'injecteur pour qu'elle soit parallèle (ou anti-parallèle) au niveau des cibles dans les halls d'expérience.

Rappelons que la précession du spin d'un électron dans le plan perpendiculaire au champ magnétique  $\vec{B}$  auquel il est soumis est  $\eta = \frac{g-2}{2}\gamma\theta_b$  où  $\theta_b = \frac{e}{p} \int Bdl$ ,  $g$  est le rapport gyromagnétique de l'électron et  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ .

En ajustant l'intégrale de champ  $\int Bdl$ , la précession du spin  $\eta$  peut être contrôlée. En outre de la précession de leur spin, les électrons subissent une déflexion due au champ magnétique. Ceci impose qu'un champ électrique  $\vec{E}$  soit appliqué pour compenser cette déflexion. Le champ électrique est déterminé en imposant que la force de Lorentz appliquée aux électrons soit nulle :

$$\vec{F} = q \left( \vec{E} + \frac{\beta}{c} \times \vec{B} \right) = 0. \quad (2.5)$$

Ceci est réalisé à l'aide d'un filtre de Wien. Il s'agit d'un dispositif électromagnétique statique où règnent un champ magnétique et un champ électrique perpendiculaires entre eux ainsi qu'à la trajectoire des particules qui le traversent (figure 2.11). En sortie de ce filtre, les électrons verront donc leur spin précesser mais leur impulsion restera inchangée. La valeur des champs est ajustée pour que la polarisation du faisceau soit longitudinale au niveau de la cible dans les halls expérimentaux.

Dans le cas de l'expérience HAPPEX, l'énergie des électrons délivrés dans le hall A est de 3.355 GeV atteinte après 5 passages dans les LINACS. Le spin des électrons aura effectué 11.6 rotations de 360° entre leur extraction à la source et leur arrivée dans le hall.

### 2.1.7 Ajustement du courant

Le CEBAF doit être capable de délivrer trois faisceaux d'intensités différentes aux trois halls d'expérience.

Pendant la prise de données HAPPEX, une intensité maximale de courant a été utilisée. Cependant, nous verrons par la suite que pour procéder à une mesure de polarisation du faisceau avec le polarimètre Møller, il est nécessaire de réduire le courant à 0.5  $\mu\text{A}$  environ. Il est donc nécessaire de s'assurer qu'une diminution de l'intensité du courant n'entraîne pas de variations de la polarisation.

Le réglage de l'intensité est réalisé en modifiant le nombre d'électrons à l'intérieur des paquets. Pour un courant maximum, tous les électrons des paquets seront injectés dans l'accélérateur. Pour un courant plus faible, le nombre d'électrons contenus dans chacun des paquets sera réduit. Nous allons maintenant présenter brièvement comment est réalisée cette réduction.

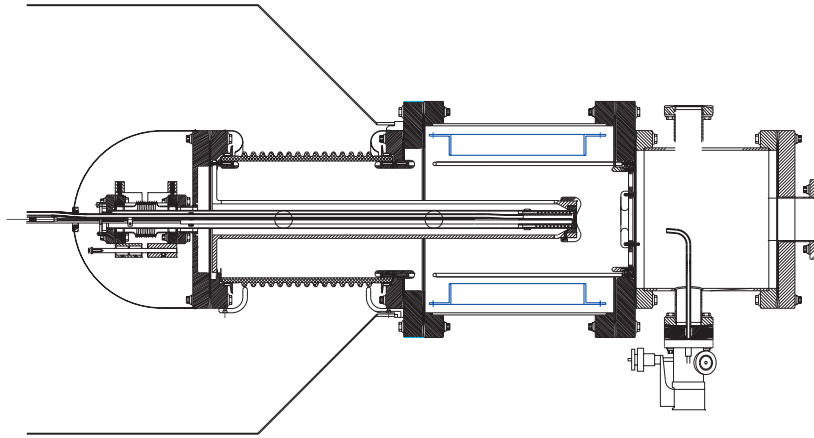
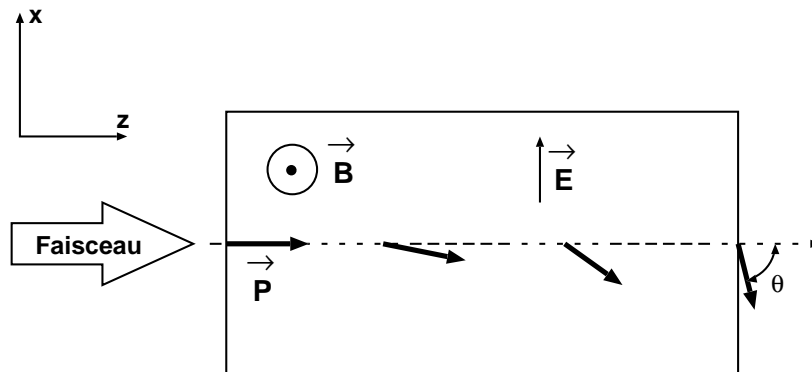
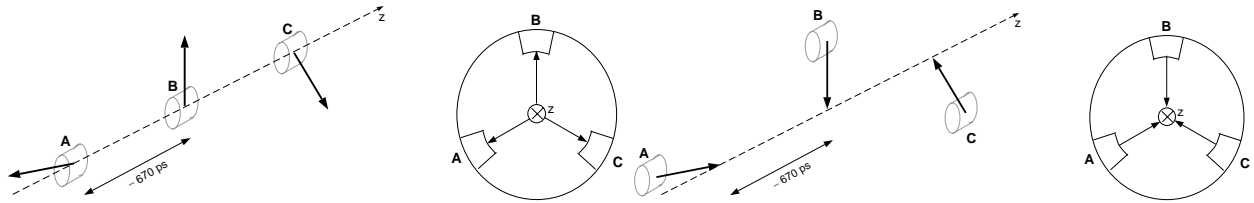
*The Horizontal Gun at CEBAF*FIG. 2.10 – *Vue schématique du canon à électrons de CEBAF.*

FIG. 2.11 – *Schématisation d'un filtre de Wien agissant sur un faisceau de particules chargées. Un champ électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{B}$  croisés sont appliqués pour que la polarisation du faisceau en sortie du filtre tourne d'un angle  $\theta$  mais que son impulsion reste inchangée.*



(a) Séparation spatiale des paquets d'électrons par la première cavité radio-fréquence (chopper-cavity 1). Gauche : vue en perspective. Droite : vue perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux.

(b) Regroupement spatial des paquets d'électrons par la seconde cavité radio-fréquence (chopper-cavity 2). Gauche : vue en perspective. Droite : vue perpendiculaire à la direction de propagation des faisceaux.

FIG. 2.12 – Structure des paquets d'électrons à la source.

Les paquets d'électrons sont délivrés par le canon successivement à raison d'un paquet toutes les 670 ps selon une trajectoire unique (cf. figure 2.13(a)). La première étape du réglage du courant consiste à transformer la séparation temporelle des paquets en une séparation spatiale. Pour ce faire, une cavité radio-fréquence ("chopper cavity 1") va dévier chacun des paquets correspondant à l'un des halls dans une direction propre (figure 2.12(a)). Les faisceaux vont alors passer par un obturateur. Chacun des trois faisceaux va traverser l'un des trois quartiers vides de l'obturateur. La taille de chacune de ces portions est ajustée en fonction de l'intensité souhaitée pour chacun des trois faisceaux (figure 2.13(b)). Par exemple, pour un courant maximum dans le hall A, l'ouverture correspondante aux paquets d'électrons du hall A sera totalement ouverte ("open slit"). Pour réduire le courant, il suffira de réduire l'ouverture angulaire de l'obturateur. Certains électrons du paquet seront alors stoppés par l'obturateur. C'est ainsi que l'on règle le nombre d'électrons qui seront envoyés dans les halls. Enfin, les trois paquets sont ramenés spatialement sur la même trajectoire pour pouvoir être accélérés. Ceci est réalisé avec une seconde cavité radio-fréquence ("chopper cavity 2") complémentaire de la première (figure 2.12(b)).

## 2.2 L'accélérateur CEBAF

CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facilities) est un accélérateur linéaire d'électrons à recirculation. Il est composé d'un injecteur de 45 MeV, de deux accélérateurs linéaires supraconducteurs (LINAC) ajustables et de neuf arcs de recirculation (figure 2.14). Il délivre un faisceau d'énergie comprise entre 0.8 et 5.5 GeV (actuellement) dans trois halls d'expériences simultanément.

Les électrons sont accélérés sous l'effet d'un champ électrique créé par une structure métallique soumise à un potentiel. La plupart des accélérateurs linéaires existants utilisent pour cela des structures de cuivre. La quantité de chaleur développée par effet résistif dans le cuivre est telle qu'elle ne permet pas d'accélérer continuellement des faisceaux. Les faisceaux sont alors structurés en paquets brefs et intenses séparés de longs intervalles de temps. Par exemple, à

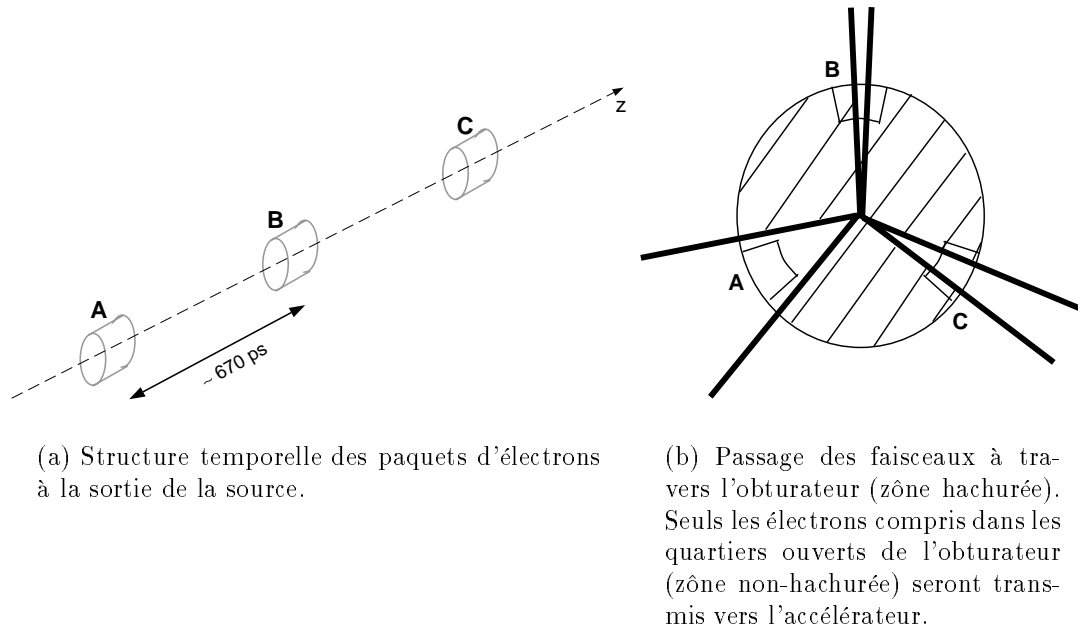


FIG. 2.13 – Structure des paquets d'électrons à la source.

SLAC les paquets contiennent  $2 \cdot 10^8$  électrons, durent 2 ns environ et sont espacés de 8 ns environ.

L'originalité de CEBAF réside dans le choix d'une structure accélératrice supra-conductrice. Celle-ci permet de minimiser les pertes par résistance et donc d'accélérer continuellement un faisceau<sup>4</sup>.

Nous avons vu que l'injecteur fournit trois faisceaux d'intensités variables à une énergie de 45 MeV. Les paquets d'électrons de chacun des faisceaux, générés à une fréquence de 499 MHz, sont synchronisés avec la fréquence de 1497 MHz du champ accélérateur.

Les faisceaux circulent alors dans deux sections accélératrices (LINAC Nord et Sud) qui peuvent augmenter l'énergie des électrons de 550 MeV chacune. Ce sont deux sections linéaires de 300 m de longueur environ où sont disposées 320 cavités supraconductrices en Niobium pur. Ces cavités, réparties dans 40 modules cryogéniques, sont complètement immergées dans de l'Hélium superfluide maintenant leur température à 2K [93]. Une centrale cryogénique (*Central Helium Refrigerator*, ou CHL) est dédiée à la production de l'Hélium liquide. Les spécifications initiales<sup>5</sup> concernant le gradient d'accélération des cavités sont de 5 MeV/m. La longueur active de chaque cavité est de 0.5 m, soit une accélération de 2.5 MeV par cavité.

Dans la configuration actuelle, il faut donc 5 passages dans les deux LINACs pour atteindre une énergie de 4 GeV. Les électrons sont dirigés d'un LINAC à l'autre par l'intermédiaire de neuf arcs de recirculation. Ils sont superposés à raison de 4 à l'extrémité Ouest et 5 à l'extrémité

4. En toute rigueur, le faisceau de CEBAF n'est pas continu puisque les paquets d'électrons délivrés dans chacun des halls sont espacés de 2 ns. Cependant ils sont suffisamment proches en temps pour que le faisceau apparaisse comme continu pour la plupart des expériences.

5. Des tests ont montré que le gradient obtenu expérimentalement est en fait bien supérieur.

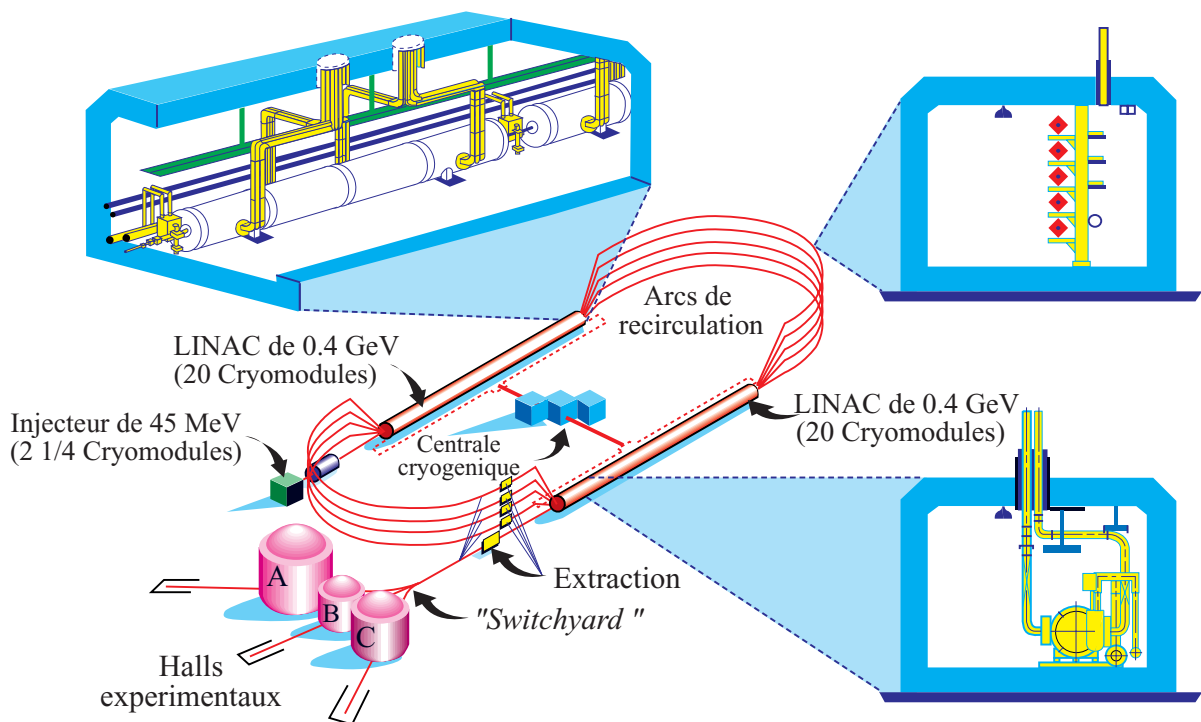


FIG. 2.14 – Vue schématique de l'accélérateur CEBAF.

Est (figure 2.14). En sortie du LINAC Sud, un séparateur radio-fréquence permet d'aiguiller les paquets d'électrons, soit vers le LINAC Nord pour une accélération complémentaire, soit vers les halls expérimentaux.

Enfin, les trois faisceaux sont séparés spatialement au niveau du "switchyard" à l'aide d'une cavité radio-fréquence associée à un aimant d'alimentation continue ("Lambertson magnet") pour être dirigés vers chacun des halls A, B et C.

Grâce à ce dispositif original, le CEBAF peut délivrer simultanément des faisceaux d'énergies et d'intensités différentes dans chacun des trois halls.

Le Hall expérimental A est le plus grand des trois halls présents à Jefferson Lab. Il est équipé d'une cible cryogénique et de deux spectromètres à haute résolution chacun muni de détecteurs pour identifier les particules diffusées et reconstruire leur trajectoire. Il comprend en outre deux polarimètres à électrons, qui seront présentés dans le chapitre suivant, ainsi qu'un dispositif permettant de mesurer l'énergie des électrons incident sur la cible.

## 2.3 La cible cryogénique

Les cibles doivent permettre d'obtenir une luminosité d'interaction maximale pour les expériences de physique.



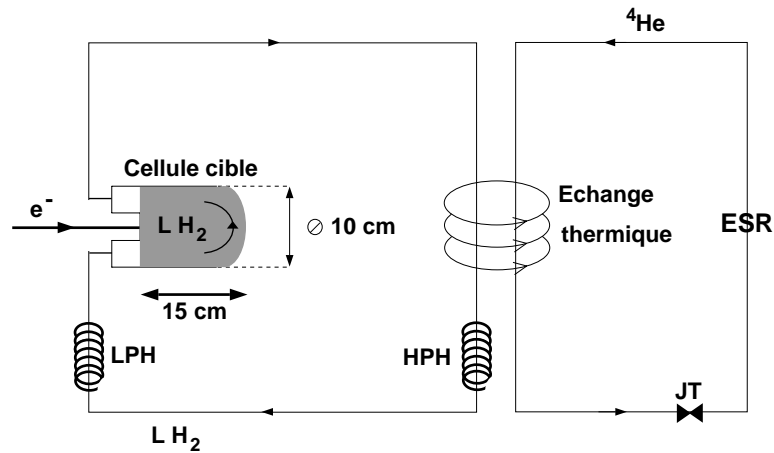


FIG. 2.15 – Vue schématique de la cible cryogénique de  $LH_2$ . Le volume cible est confiné dans une cellule cylindrique en Aluminium dans laquelle l'Hydrogène est en circulation permanente. La température est équilibrée entre le refroidissement produit le circuit d'Hélium gazeux et l'échauffement créé par les deux résistances variables (HPH et LPH). Un système de valve de Joule-Thomson (JT) permet de réguler le débit d'Hélium, donc son pouvoir réfrigérant.

Les cibles cryogéniques permettent de travailler avec les éléments liquides (Hydrogène, Hélio, Deutérium). Du fait de la haute densité de la phase liquide par rapport à la phase gazeuse, le nombre d'interactions à la cible est multiplié par un facteur  $\sim 1000$ . Les luminosités obtenues atteignent  $10^{38} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

L'Hydrogène entre en ébullition à partir d'une température de 20.4 K et pour une pression de 1 atmosphère. Or si la cible bout, sa densité n'est plus constante. L'expérience détectera donc des variations des taux de diffusions qui ne seront pas induites par le processus physique mais par les variations de la densité de la cible. Il est donc impératif de maintenir l'Hydrogène dans sa phase liquide. Un système de réfrigération est donc nécessaire pour dissiper la chaleur déposée par le faisceau.

La cible du hall A, réplique de celle du hall C, comporte quatre circuits de fluides à très basse température : Hydrogène liquide, Deutérium liquide, Hélio 3 et Hélio 4 gazeux [94]. Chaque circuit possède deux cellules, l'une de 15 cm et l'autre de 4 cm de long.

La cible possède également une cellule vide qui sert à mesurer l'effet des parois d'Aluminium (100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur) des fenêtres d'entrées des cellules.

Lorsque le faisceau d'électrons d'intensité  $I_e$  dépose de l'énergie en ionisant l'Hydrogène de la cible, la puissance  $P$  dissipée par le faisceau est donnée par  $P = I_e \frac{dE}{dx} \rho L$  où  $\frac{dE}{dx}$  représente l'énergie déposée par l'électron ( $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ ) et  $\rho L$  la densité surfacique.

Dans les conditions de fonctionnement de la cible du hall A, la densité  $\rho$  de l'hydrogène liquide vaut  $0.0722 \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$ . Pour des énergies entre 1 et 4 GeV, la perte d'énergie dans la cible est de l'ordre de  $5.5 \text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ . Pour l'expérience HAPPEX, la longueur de la cible est de 15 cm. La puissance dissipée par un faisceau de 100  $\mu\text{A}$  est donc de l'ordre de 600 W. Cette

puissance va donc élever la température et donc la pression de l'Hydrogène. Le refroidissement est assuré par une circulation permanente d'Hélium 4 à haut débit et très basse température (fourni par l'*End Station Refrigerator*, ou ESR de JLab) qui maintient l'Hydrogène à une température de 19 K et une pression de 2 atm.

Un ensemble de résistances chauffantes de puissance variable, immergées dans l'Hydrogène, permet d'assurer la régulation de la température lorsque la cible n'est pas soumise au faisceau d'électrons (*Low Power Heater* et *High Power Heater*, ou LPH et HPH sur la figure 2.15). Le brassage de l'Hydrogène à l'intérieur de la cellule est assurée par une pompe de fréquence variable ajustée en fonction de l'intensité du faisceau.

Cependant l'extension spatiale du faisceau d'électrons est très faible (de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre) et les courants utilisés pour les expériences sont élevés (jusqu'à 100  $\mu\text{A}$ ). La cible peut donc être portée à ébullition localement le long du passage du faisceau. Pour minimiser ces effets qui peuvent entraîner une variation locale de la densité du fluide cible, on utilise deux bobines magnétiques pour déplacer le faisceau verticalement et horizontalement (*fast raster*). Ce dispositif, installé 23 m en amont de la cible, assure un balayage du faisceau sur une surface de 36  $\text{mm}^2$  à une fréquence élevée ( $\sim$  kHz) [94].

## 2.4 Les spectromètres à haute résolution

Le programme de recherche du hall A est axé sur l'étude du nucléon ou de systèmes simples, tels que le deutérium [95]. De nombreuses expériences ont pour but de déterminer les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon [37] [50]. Elles utilisent pour cela des réactions de type  $(e, e'p)$  et  $(\bar{e}, e' \bar{p})$  où deux particules doivent être détectées en coïncidence.

Le hall A comprend deux spectromètres identiques de haute résolution (*High Resolution Spectrometer*, ou HRS). Ils permettent de sélectionner en impulsion les particules diffusées après la cible. La principale caractéristique des spectromètres est leur haute résolution en impulsion ( $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-4}$ ).

Chaque spectromètre est constitué d'un dipôle et de trois quadrupôles à bobines supraconductrices (Q1, Q2, D, Q3) fonctionnant à une température de 4K. La figure 2.16 représente la vue en coupe de l'un des spectromètres. Ils sont mobiles et peuvent être tournés autour de la cible. Le rayon de courbure de la trajectoire centrale est de 23.40 m et l'angle de déviation dans le plan vertical est de 45°.

Les deux spectromètres sont identiques mais l'équipement lié à la détection des particules diffère légèrement selon qu'il s'agit du bras dédié à la détection des électrons ou des hadrons. En particulier, seul le bras hadron est équipé d'un polarimètre de plan focal (FPP) qui permet de mesurer la polarisation des protons diffusés. Le bras électron quant à lui est équipé d'un calorimètre électromagnétique.

Dans les conditions cinématiques d'HAPPEX, c'est-à-dire une énergie incidente de 3.355 GeV et un angle de 12.5°, les électrons seront diffusés avec une énergie de  $p' = 3.093 \text{ GeV}$ . Le champ magnétique appliqué par le dipôle sera de 1.39 T. Les spectromètres vont permettre d'isoler les électrons issus de diffusion élastique. Le processus issu d'une diffusion  $ep$  pour lequel l'énergie de l'électron diffusé est la plus proche de celle de l'électron diffusé dans le cas d'une

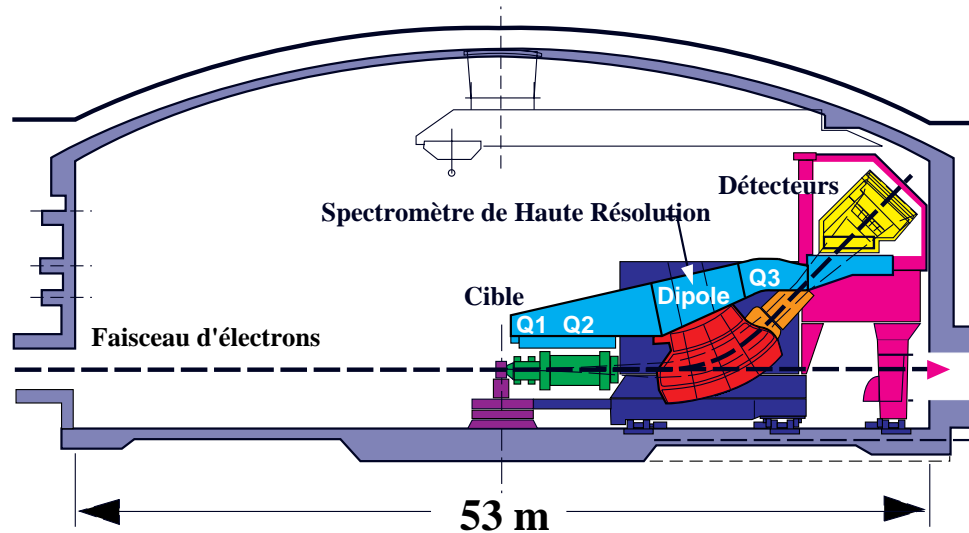


FIG. 2.16 – Vue en coupe d'un spectromètre à haute résolution du hall A. Le faisceau d'électrons (entrant à gauche de la figure) interagit au niveau de la cible cryogénique (au centre). Le faisceau de particules diffusées est dévié et focalisé par les dipôles et quadrupôles pour être caractérisé dans les détecteurs du plan focal.

diffusion élastique est la production d'un pion :  $ep \rightarrow ep\pi_0$ . Pour une énergie incidente de 3.355 GeV, la différence d'énergie entre les électrons issus de ces deux réactions vaut :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{E' - E'_{p+\pi_0}}{E'} = 4\% \quad (2.6)$$

Le pouvoir de séparation des spectromètres étant de 12.54 cm/‰, les électrons de production de pions au seuil seront donc distants de 48 cm du pic élastique. Les électrons issus de diffusion élastique sont donc suffisamment isolés dans le plan focal pour être identifiés sans détecter le proton de recul.

Ceci permet d'utiliser les spectromètres dans un mode non standard pour l'expérience HAPPEX. En effet, elle utilise les deux bras placés symétriquement par rapport à l'axe du faisceau incident pour détecter uniquement les électrons diffusés. Ceci permet de doubler la statistique enregistrée en un temps donné. Deux collimateurs, placés à l'entrée de chacun des spectromètres, définissent une ouverture angulaire de  $\Delta\Omega = 6 \text{ msr}$  pour chaque bras.

Chaque spectromètre est équipé d'un système de chambres à dérive et de détecteurs Čerenkov à gaz permettant d'identifier les particules diffusées et de reconstituer leur trajectoire. Cependant, les taux de comptage élevés ( $\sim 1.5 \text{ MHz}$ ) rencontrés sur l'expérience HAPPEX ne permettent pas d'utiliser de tels dispositifs. Nous allons donc devoir utiliser des détecteurs spécifiques pour l'expérience HAPPEX.

## 2.5 Les détecteurs Čerenkov du plan focal

Les électrons issus de diffusion élastique sont sélectionnés spatialement par les spectromètres dans le plan focal. Il faut donc maintenant les compter afin de déterminer l'asymétrie de taux de comptage pour les deux états de polarisation.

Pour cela, deux calorimètres identiques ont été construits pour l'expérience HAPPEX par l'université de William and Mary. Ce sont des détecteurs Čerenkov à absorption totale qui mesurent la charge déposée par les électrons diffusés.

Ils sont constitués d'une alternance de couches de Plomb et de lucite. Les électrons incidents sur le détecteur, avec un angle  $45^\circ$ , interagissent dans le Plomb pour donner naissance à des gerbes électromagnétiques. Les électrons ainsi produits créent un rayonnement par effet Čerenkov dans la lucite. Les photons Čerenkov sont alors recoltés par un photomultiplicateur placé à l'extrémité du détecteur (figure 2.17).

Les calorimètres sont installés dans le plan focal de chaque spectromètre (le plan focal est défini comme le plan de meilleure résolution en impulsion.) Ils recouvrent entièrement et quasi-exclusivement le pic élastique ( $10 \times 179 \text{ cm}^2$ ). La figure 2.18 illustre la distribution des événements dans le plan focal d'un spectromètre. Les lignes obliques symbolisent la localisation du détecteur.

En raison des taux de comptage élevés, la charge déposée dans le calorimètre est intégrée pour chaque fenêtre de polarisation. La mesure de la charge est soumise à des fluctuations statistiques, mais aussi aux effets de résolution en énergie du calorimètre. L'erreur totale sur la mesure de cette charge est donnée par :

$$\frac{\sigma(Q)}{Q} = \frac{1}{N_F} \sqrt{1 + \left(\frac{\sigma(q_i)}{q_i}\right)^2} \quad (2.7)$$

où  $N_F$  est le nombre d'événements détectés pendant deux fenêtres et  $\frac{\sigma(q_i)}{q_i}$  représente la résolution du détecteur.

L'erreur purement statistique sur la mesure de l'asymétrie des charges entre deux fenêtres consécutives est donc entachée par les fluctuations dues à la résolution du détecteur. Pour une énergie de 3.355 GeV, la résolution du calorimètre est de l'ordre de 15 %. Ceci entraîne une très faible augmentation de l'erreur sur la mesure de l'asymétrie expérimentale (un peu plus de 1 %).

## 2.6 Mesure des effets systématiques liés au faisceau d'électrons

### 2.6.1 Les effets systématiques

Pour déterminer l'asymétrie de violation de parité, l'expérience HAPPEX mesure l'asymétrie entre les nombres de diffusions élastiques  $\vec{e}p$  en renversant la polarisation du faisceau (figure

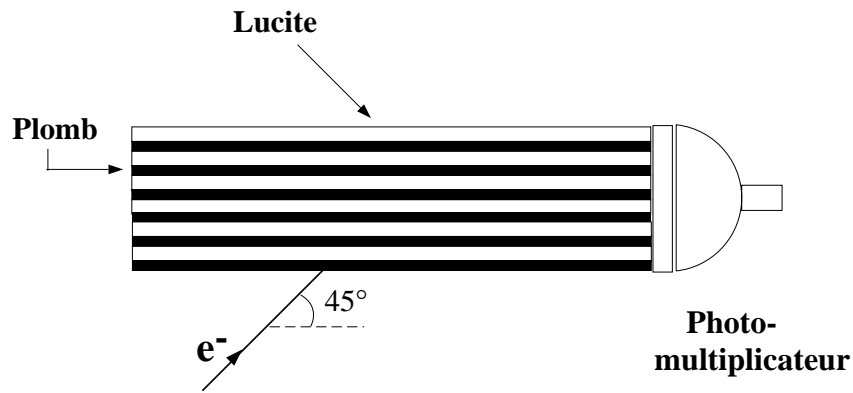


FIG. 2.17 – Schéma du détecteur à effet Čerenkov.

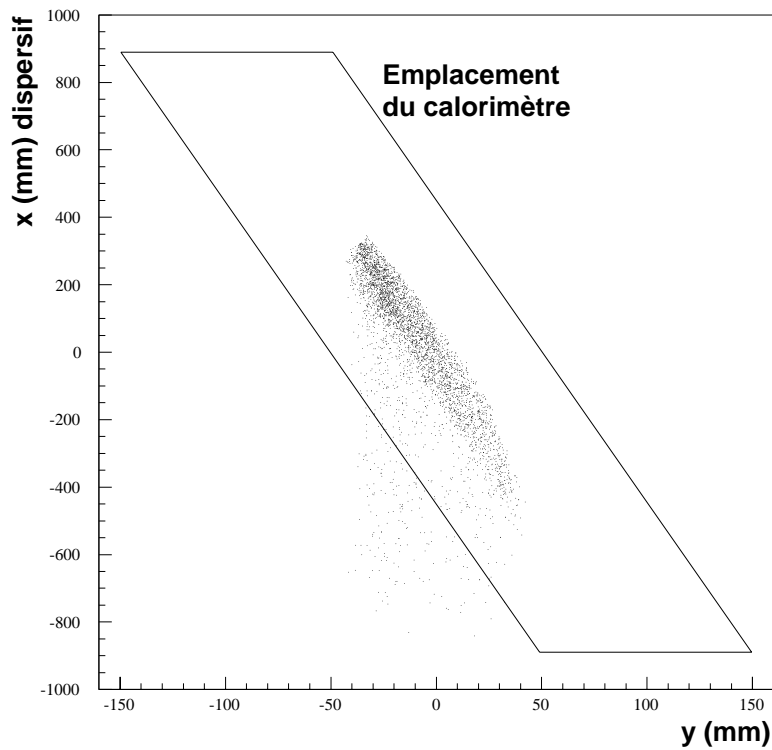


FIG. 2.18 – Distribution des événements dans le plan focal. Le losange représente l'emplacement des détecteurs Čerenkov. L'axe  $x$  représente l'axe dispersif en impulsion et  $y$  représente l'angle de diffusion.

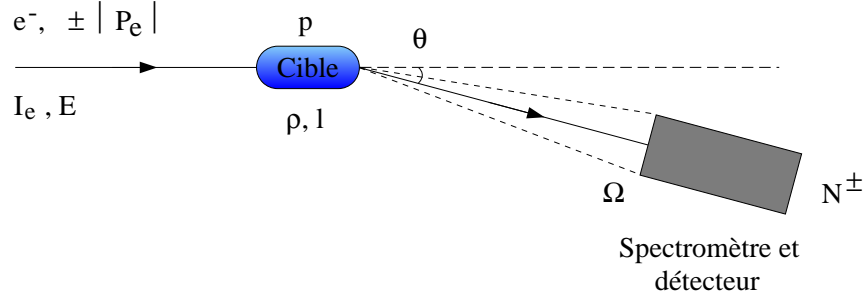


FIG. 2.19 – Schématisation de l'expérience HAPPEX.

2.19). Nous avons présenté au cours de ce chapitre les différents éléments nécessaires à cette mesure que sont la source d'électrons polarisés, l'accélérateur, la cible de protons et le dispositif de détection.

En développant l'expression du nombre de diffusions pour chaque état de polarisation  $N^\pm$  à partir des équations 1.26 et 1.25, on peut montrer que [48]:

$$N^\pm = \frac{I_e^\pm (\rho L)^\pm}{e A} \mathcal{N}_A \left( \left[ \int_{\Delta\Omega^\pm} \frac{d\sigma_0(E, \theta)}{d\Omega} d\Omega \right]^\pm \pm P_e^\pm \left[ \int_{\Delta\Omega^\pm} \frac{d\sigma_0(E, \theta)}{d\Omega} A_{PV}(E, \theta) d\Omega \right]^\pm \right) T^\pm \quad (2.8)$$

pour :

- un courant d'électrons  $I_e^\pm$ ,
- une densité surfacique de la cible  $(\rho L)^\pm$ ,
- une énergie de faisceau  $E^\pm$ ,
- un angle de détection  $\theta^\pm$ ,
- une polarisation de faisceau  $P_e^\pm$ ,
- un angle solide de détection  $\Delta\Omega^\pm$ ,
- un temps de mesure  $T^\pm$ ,

pour chaque état de polarisation.  $A$  représente le nombre de masse de la cible et  $\mathcal{N}_A$  est le nombre d'Avogadro.

L'équation 2.8 montre que si les paramètres  $p$  que nous avons introduits tels que l'énergie, l'intensité du faisceau d'électrons, ou l'acceptance du détecteur diffèrent pour les deux polarisations des électrons, alors l'asymétrie entre les nombres de diffusions  $N^+$  et  $N^-$  mesurera une contribution qui ne sera pas induite par la violation de la parité mais par la différence des paramètres entre les deux fenêtres de polarisation  $\Delta p = p^+ - p^-$ . Plus précisément, l'asymétrie des nombres de diffusions s'écrira :

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = P_e A_{PV} + A_{I_e} + A_{\rho L} + A_\sigma \quad (2.9)$$

où nous avons noté  $A_p$  l'asymétrie induite par une différence systématique du paramètre  $p$  corrélée à l'hélicité définie par  $p^\pm = p_0(1 \pm A_p)$ , avec  $p = I_e, (\rho L), \int \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \Delta\Omega$ .

L'asymétrie expérimentale des nombres de diffusions n'est alors plus une mesure directe de l'asymétrie physique due à la violation de parité. Nous désignerons par la suite par *fausses asymétries* les contributions  $A_p$  induites par la corrélation entre le paramètre  $p$  et la polarisation du faisceau s'ajoutant à l'asymétrie physique.

Compte tenu de l'ordre de grandeur de l'asymétrie  $A_{PV}$  ( $10^{-6}$ ) que l'on cherche à déterminer, de telles fausses asymétries sont susceptibles de noyer entièrement le signal physique. Il est donc primordial pour l'expérience de réduire au maximum toutes les sources de fausses asymétries d'une part, et d'autre part de pouvoir en mesurer les effets avec précision. Ceci signifie que nous devons mesurer tout au long de la prise de données l'intensité et l'énergie du faisceau, sa position ainsi que son angle d'incidence sur la cible et la densité de la cible. Nous présentons dans les paragraphes suivants les moniteurs utilisés pour mesurer ces paramètres. Nous présentons en outre les dispositifs spécifiques développés par HAPPEX pour :

- mesurer les effets induits par des différences systématiques de position, d'angle et d'énergie du faisceau (paragraphe 2.6.2),
- minimiser l'asymétrie en intensité du faisceau (paragraphe 2.6.4).

## 2.6.2 Instruments de mesure des paramètres du faisceau d'électrons

### 2.6.2.1 Mesure de position

Les moniteurs de position doivent détecter de manière non perturbative le faisceau d'électrons avec une précision relative de  $100 \mu\text{m}$  sur un domaine de  $\pm 5 \text{ mm}$  [98]. Les moniteurs de CEBAF (*Beam Position Monitor*, ou BPM) mesurent en permanence la position du centroïde du faisceau. En revanche, ils ne permettent de déterminer son extension spatiale dans le plan transverse.

Le dispositif est composé d'un cylindre creux équipé de quatre antennes parallèles. Le faisceau d'électrons traverse le détecteur dans sa longueur et induit un courant sur les antennes (figure 2.20).

Les signaux  $X^+$  et  $X^-$  (respectivement  $Y^+$  et  $Y^-$ ) sont amplifiés par le même circuit, soit par le même facteur de gain. Le circuit bascule entre les deux antennes avec une fréquence de 120 kHz (*Switched Electrode Electronics*, ou SEE). Le signal sur la première antenne est lu, puis il est conservé jusqu'à la lecture de la seconde antenne (*Sample and Hold*). Le gain s'ajuste automatiquement entre un niveau haut et un niveau bas selon l'intensité du faisceau. L'information fournie par les BPM est donc constituée par les quatre signaux  $X^+$ ,  $X^-$ ,  $Y^+$  et  $Y^-$  à partir desquels la position du faisceau va être reconstruite.

La position dans le repère lié au BPM (à  $45^\circ$  par rapport aux directions horizontale/verticale) est alors donnée par :

$$X = k \frac{(X^+ - X_0^+) - \alpha_X(X^- - X_0^-)}{(X^+ - X_0^+) + \alpha_X(X^- - X_0^-)} \quad Y = k \frac{(Y^+ - Y_0^+) - \alpha_Y(Y^- - Y_0^-)}{(Y^+ - Y_0^+) + \alpha_Y(Y^- - Y_0^-)} \quad (2.10)$$

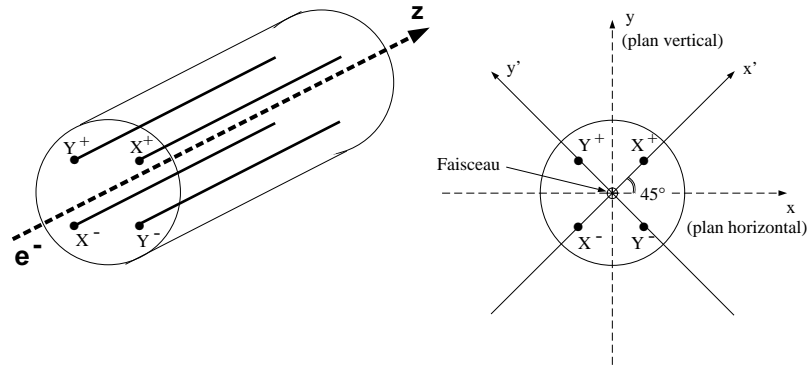


FIG. 2.20 – Vue schématique d'un moniteur de position.

où les paramètres  $\alpha_{X,Y}$  sont les gains relatifs des voies,  $X_0^{+,-}$  et  $Y_0^{+,-}$  sont les offsets dus à l'électronique et  $k$  est le facteur de calibration qui permet la conversion entre les tensions recoltées (Volts) et la position recherchée (mm).

Le facteur de calibration est donné par la distance entre les antennes  $k = 18.8$  mm. Les gains et les offsets de chacune des quatre voies sont mesurés expérimentalement sans faisceau.

### 2.6.2.2 Mesure de courant

Les dispositifs de mesure installés sur la ligne faisceau de CEBAF ont pour but de fournir une mesure non perturbatrice de l'intensité du faisceau sur un large domaine (0.5 à 150  $\mu\text{A}$  environ). Le hall A est équipé de deux types d'instruments : les moniteurs de courant et le moniteur UNSER.

Les moniteurs de courant (*Beam Current Monitors* ou BCM), sont des cavités résonantes traversées par le faisceau d'électrons. Elles se présentent sous la forme d'un cylindre de 15.5 cm de diamètre et 15.2 cm de longueur.

Lorsque le faisceau d'électrons se déplace à l'intérieur du BCM, il y développe un champ magnétique amplifié par la cavité. Ce champ induit un courant dans une bobine placée dans la cavité. L'intensité de ce courant est proportionnelle à l'amplitude du champ induit qui est lui-même proportionnel à l'intensité du faisceau d'électrons. Le signal représente en fait la puissance induite par le faisceau dans la cavité. Il dépend de la fréquence de résonance de la cavité que l'on accorde dans le mode  $\text{TM}_{010}$  sur celle de l'accélérateur (1497 MHz) à l'aide d'une vis micro-métrique (figure 2.21).

La puissance induite dans la cavité dépend faiblement de la position du faisceau dans le mode  $\text{TM}_{010}$ . Les variations du courant en fonction du centrage du faisceau ont été mesurées [100] et sont d'environ 0.06%/cm.

Ces moniteurs doivent en outre permettre de déterminer le courant sur plus de trois ordres de grandeur en intensité. Leur linéarité a été mesurée à 0.5 %.



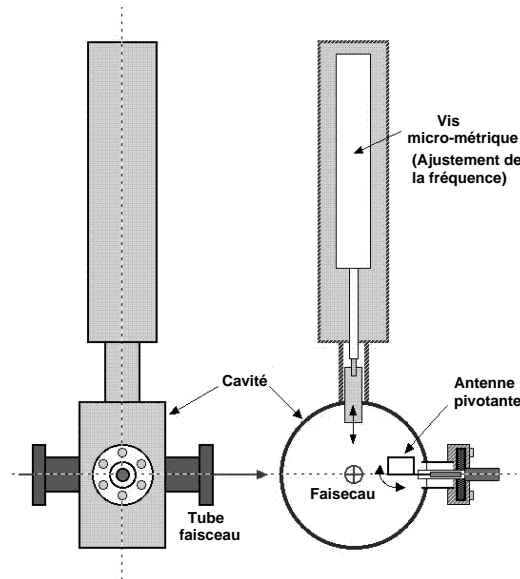


FIG. 2.21 – Vue schématique d'un moniteur de courant (BCM).

Le hall A est équipé de deux moniteurs de courant installés 24.5 m en amont de la cible cryogénique. Les BCM1 et BCM2 sont installés respectivement avant et après le moniteur UNSER. Le signal de chacune des cavités est intégré pendant la durée d'une fenêtre de polarisation.

Cependant le signal fourni par ces cavités n'est qu'une mesure relative de l'intensité puisqu'il est proportionnel à l'intensité du faisceau. Afin de calibrer ces cavités pour obtenir la mesure absolue du courant, nous avons recours au moniteur UNSER.

Le concept de ce dispositif a été proposé pour la première fois par K.B.Unser au CERN en 1989 [102]. Le moniteur d'intensité du faisceau d'électrons du Hall A de Jlab est un transformateur paramétrique de courant continu.

Comme le faisceau continu d'électrons ne produit pas de composante dépendante du temps capable de générer un signal par induction magnétique, on lui apporte une composante alternative grâce à l'action d'un circuit modulateur. L'opération d'un tel modulateur repose sur les caractéristiques non linéaires de bandes magnétiques de grande qualité [101]. Deux bandes magnétiques toroidales sont placées autour du faisceau d'électrons et sont excitées alternativement entre leurs niveaux de flux de saturation par des enroulements de sens opposés reliés à un générateur externe (figure 2.22).

Des enroulements secondaires permettent de récupérer les signaux induits dans les bobines, et en l'absence de faisceau, la somme de ces signaux est donc nulle. L'apparition du courant continu entre les deux toroïdes introduit un flux supplémentaire dans chacun des enroulements qui sont néanmoins toujours de phases opposées. Ceci introduit une asymétrie entre les flux des deux bobines, d'où une somme non nulle des enroulements secondaires.

En pratique on amplifie puis on réinjecte ce signal entre les toroïdes de façon à maintenir un flux résultant globalement nul. Ainsi, le signal résultant est directement égal à l'intensité du

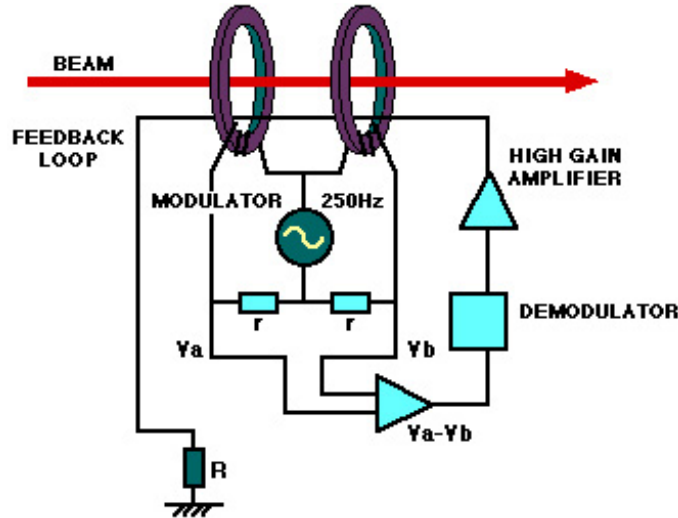


FIG. 2.22 – Schéma de principe du moniteur UNSER du hall A.

faisceau d'électrons.

Les BCM et le moniteur UNSER sont installées dans une enceinte fermée qui a pour but d'assurer leur isolation thermique et magnétique [99].

### 2.6.2.3 Mesure d'énergie

Les techniques de mesure d'énergie utilisées à CEBAF sont spécifiques aux accélérateurs à faisceaux extraits et bien différentes des méthodes rencontrées sur les anneaux de stockage où le faisceau circule en permanence à la même énergie. L'énergie du faisceau de CEBAF est mesurée par deux dispositifs indépendants (ARC et la chambre ep). Les deux mesures doivent permettre d'atteindre une précision relative de  $10^{-4}$ .

Le principe de la méthode ARC s'appuie sur la mesure de l'angle de déviation magnétique du faisceau entre la sortie de l'accélérateur et l'entrée dans le hall A. Cette déviation ( $34.3^\circ$  sur une longueur de 50 m environ) est utilisée comme spectromètre. Lorsque cet arc est réglé en mode dispersif, c'est-à-dire lorsque seuls les huit dipôles principaux de la ligne sont alimentés, l'énergie du faisceau pour des particules relativistes est donnée par la relation  $E_e = c \frac{\int B_{per} dl_{para}}{\theta_{para}}$ .  $B_{per}$  est la composante transverse du champ magnétique,  $dl_{para}$  est l'élément de longueur de trajectoire projeté sur le plan de la trajectoire et  $\theta_{para}$  est l'angle de déviation dans le plan de la trajectoire. L'énergie du faisceau peut donc être déterminée par la mesure absolue de l'angle de déviation et de l'intégrale de champ magnétique le long de la trajectoire [103].

L'autre méthode propose de mesurer l'énergie des électrons incidents dans la diffusion élastique ep [104]. Elle repose sur le fait que dans le cas d'un processus élastique à deux corps, deux variables cinématiques suffisent à caractériser toute la réaction. En particulier, dans le cas de la réaction  $p(e,e'p)$ , la mesure des angles de diffusion de l'électron  $\theta_e$  et du proton  $\theta_p$  donne

accès à l'énergie des électrons incidents via la relation  $E_e = M_P \left( \frac{\cos\theta_e + \frac{\sin\theta_e}{\tan\theta_P} - 1}{1 - \cos\theta_e} \right)$  où  $M_P$  représente la masse du proton.

La cible est constituée d'un ruban de propylène animé d'un défilement continu afin de limiter son échauffement. Pour obtenir une précision de  $10^{-4}$  sur la mesure d'énergie, l'angle des particules diffusées doit être déterminé avec une précision de  $10 \mu\text{rad}$ . On utilise pour cela des détecteurs semi-conducteurs à micro-pistes. Deux compteurs Čerenkov à gaz assurent l'identification des électrons tandis que celle des proton s'effectue par mesure de temps de vol entre deux paires de scintillateurs. L'utilisation de deux systèmes de détection identiques symétriques par rapport à la trajectoire du faisceau permet de s'affranchir d'erreurs systématiques telles que les incertitudes sur la position et l'angle d'incidence du faisceau sur la cible en faisant la moyenne de l'énergie reconstruite par les deux systèmes.

La chambre ep du hall A a été réalisée en collaboration par le laboratoire CRNS/IN2P3 de Clermont-Ferrand et le DAPNIA.

### 2.6.3 Modulateurs du faisceau

Nous avons vu que toute différence systématique des paramètres du faisceau corrélée à la polarisation induit une asymétrie de taux de comptage s'ajoutant à l'asymétrie de violation de parité. En particulier, si la position ou l'angle d'incidence du faisceau varie, l'angle de diffusion et l'acceptance vue par le détecteur (fixe dans l'espace) sera différente. Or la section efficace de diffusion  $ep$  élastique dépend fortement de l'énergie incidente et de l'angle de diffusion (figure 1.13). Il est donc nécessaire d'évaluer les effets  $\delta N$  induits sur les nombres de diffusions détectées par une différence de position, d'angle et d'énergie du faisceau  $\delta p$  corrélée à l'hélicité. Si la différence systématique  $\delta p$  peut être mesurée à l'aide des BPM, il est en revanche impossible de mesurer directement sa contribution à l'asymétrie expérimentale. Il s'agit alors de déterminer la corrélation entre une différence de position horizontale par exemple,  $\delta x$ , et une différence de taux de comptage  $\delta N$ , c'est-à-dire le coefficient  $\frac{\partial N}{\partial x}$  tel que  $\delta N = \frac{\partial N}{\partial x} \delta x$ . Pour cela, l'expérience HAPPEX a développé un dispositif de modulation de faisceau. Celui-ci permet de déplacer la position moyenne  $x = \frac{x^+ + x^-}{2}$  du faisceau d'électrons avec une amplitude très supérieure à la différence systématique  $\delta x$ . Connaissant l'amplitude  $\Delta C$  de la modulation appliquée et en mesurant les variations de position  $\Delta x_C$  et de taux de comptage  $\Delta N_C$  induites par cette modulation, il est alors possible de déterminer les sensibilités  $\frac{\partial x}{\partial C}$  et  $\frac{\partial N}{\partial C}$  telles que  $\frac{\partial N}{\partial x} = \frac{\partial N}{\partial C} \left( \frac{\partial x}{\partial C} \right)^{-1}$ . La mesure de la différence de position naturelle de faisceau  $\delta x = x^+ - x^-$  permettra enfin d'évaluer la fausse asymétrie en position  $A_F(x)$  selon :

$$A_F(x) = \frac{1}{2N} \frac{\partial N}{\partial C} \left( \frac{\partial x}{\partial C} \right)^{-1} \delta x. \quad (2.11)$$

Cette méthode, détaillée ici pour la position horizontale  $x$ , se généralise aux cinq paramètres

qui décrivent le faisceau d'électrons que sont ses positions horizontale et verticale  $x$  et  $y$ , ses angles  $\theta$  et  $\phi$  ainsi que son énergie. L'évaluation de la fausse asymétrie totale nécessite donc cinq types de modulation (deux dans le plan horizontal, deux dans le plan vertical et une modulation de l'énergie) et cinq mesures de position (soit trois moniteurs). Nous utilisons pour mesurer les variations d'énergie du faisceau le BPM situé au centre de l'arc de la ligne faisceau en amont du hall A, c'est-à-dire au point de plus grande dispersion en énergie.

La fausse asymétrie totale induite par des différences systématiques des paramètres du faisceau  $\Delta p$  s'écrit alors :

$$A_F^p = \sum_{i=1}^{10} \frac{1}{2Q} \left( \sum_{j=1}^5 \frac{\partial Q}{\partial C_j} \frac{\partial C_j}{\partial p_i} \right) (p_i^+ - p_i^-) \quad (2.12)$$

où  $C_j$  désigne l'amplitude de la bobine de modulation.

Sept aimants de guidage ou bobines de correction sont disposées sur la ligne de faisceau entre le switchyard et l'arc de courbure qui précède l'entrée dans le hall A (figure 2.14). HAPPEX utilise quatre de ces bobines pour déplacer horizontalement et verticalement le faisceau à une fréquence 0.7 Hz [97]. 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.

En outre, la modulation de l'alimentation d'une cavité accélératrice du second LINAC permet de faire varier l'énergie du faisceau de  $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-4}$ .

Les modulations ont lieu environ un tiers du temps de la prise de données. Les réglages des bobines (et du vernier) sont modifiés les uns après les autres se traduisant par une variation de la position horizontale, puis verticale, puis de l'énergie du faisceau et ainsi de suite. Ces variations sont faibles et lentes : le faisceau demeure quelques secondes soumis à une même modulation. Ces périodes assurent une stabilité suffisante du faisceau pour que les données modulées soient utilisées dans la mesure de l'asymétrie expérimentale.

#### 2.6.4 Rétro-action sur la cellule de Pockels

Nous avons vu au paragraphe précédent que les moniteurs de courant qui équipent la ligne du faisceau permettent de mesurer l'intensité du faisceau pendant l'expérience. Ils peuvent donc être utilisés pour déterminer l'asymétrie en intensité entre les états de polarisation opposées et donc de corriger l'asymétrie expérimentale de la présence d'une asymétrie de courant. Cependant, il existe certains effets systématiques (densité de cible, non-linéarités des détecteurs) qui sont directement proportionnels à l'asymétrie en intensité. On aura donc intérêt à minimiser cette asymétrie.

Nous avons vu que l'état de polarisation des électrons est déterminée à la source par la polarisation de la lumière Laser incidente sur la photo-cathode. Une différence en intensité entre les deux polarisations de Laser se traduira donc par une asymétrie de courant du faisceau d'électrons. La lumière Laser est polarisée circulairement avec une cellule de Pockels (cf para-

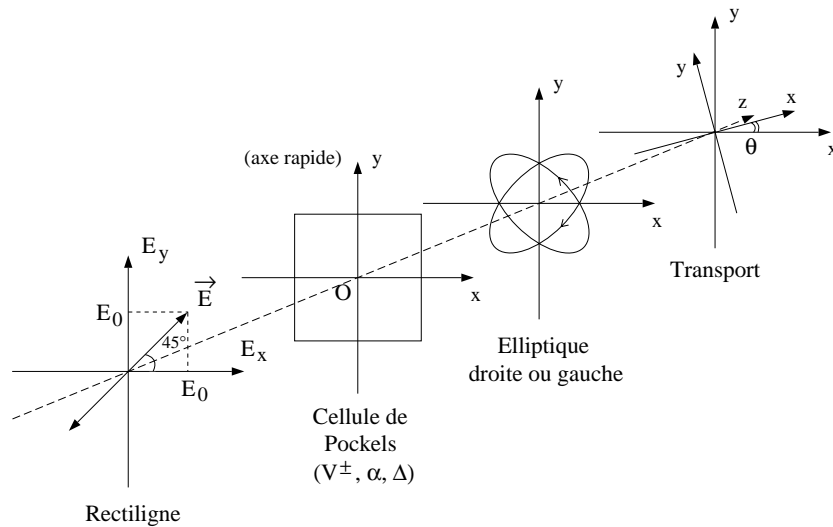


FIG. 2.23 – Schématisation de l'effet PITA.

graphe 2.1). Cependant, la lumière en sortie de la cellule n'est pas parfaitement circulaire, elle est légèrement elliptique. La cellule se comporte comme une lame retardatrice, soit :

- pour une tension  $V_+$  :  $\delta_+ = +\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) - \delta$
- pour une tension  $V_-$  :  $\delta_- = -\left(\frac{\pi}{2} + \alpha\right) - \delta$ .

L'ellipticité est une première source de différence systématique entre les deux états de polarisations. Nous avons en outre introduit une différence de comportement de la cellule qui est fonction des tensions  $V_+$  et  $V_-$ . Enfin, le système de transport optique peut également induire une différence entre les deux états de la lumière (figure 2.23).

On peut montrer qu'une asymétrie de comportement de la cellule de Pockels combinée à une asymétrie du transport optique génère une asymétrie d'intensité de la lumière  $A_I(\gamma)$  qui est fonction de la différence de tensions appliquées à la cellule [97]  $A_I(\gamma) = f(V_+, V_-)$ .

Cet effet est plus connu sous le nom d'effet *PITA*, ou *Polarization Induced Transport Asymmetry*. L'expérience HAPPEX a développé un système de rétro-action sur la tension appliquée aux bornes de la cellule basée sur ce principe.

Durant de courtes prises de données spécifiques réalisées tous les deux jours environ, nous mesurons l'asymétrie du courant délivré dans le hall pour différentes valeurs de tension de la cellule. En pratique, nous ajoutons à la tension nominale ( $V_+$ , ou  $V_-$ ) une valeur constante  $\Delta V$  (figure 2.24). L'asymétrie de courant est mesurée en ligne tout au long de la prise de données.

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental nécessaire à la mesure de l'asymétrie des nombres de diffusions  $\vec{e}p$  liée au renversement de la polarisation du faisceau. Nous avons vu au cours du chapitre précédent que cette asymétrie expérimentale est liée à l'asymétrie de violation de parité par l'intermédiaire de la polarisation du faisceau d'électrons.

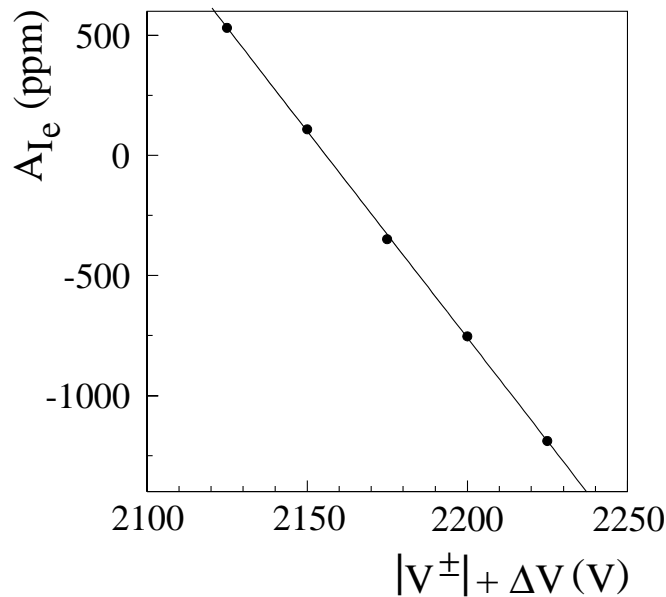


FIG. 2.24 – Détermination de la sensibilité de l'asymétrie de courant en fonction de la tension aux bornes de la cellule de Pockels.

L'objet du chapitre suivant est de présenter les techniques et les instruments servant à la mesure de cette polarisation.

## 2.7 Electronique d'acquisition

Le système électronique d'acquisition doit pouvoir enregistrer de nombreux paramètres, comme les charges déposées dans les calorimètres, les positions et intensités du faisceau d'électrons, etc ...

L'acquisition des informations expérimentales est synchronisée avec le renversement de la polarisation du faisceau d'électrons par le biais du générateur source (figure 2.25).

Le générateur pseudo-aléatoire qui détermine le premier état de polarisation d'une paire se trouve à l'injecteur. Il délivre quatre signaux synchrones :

- un signal de fréquence 30 Hz synchronisé avec la fréquence du courant d'alimentation, 60 Hz aux USA (1)
- un signal correspondant à une série alternée des états de polarisation + - (2)
- un signal correspondant au véritable état de la polarisation; c'est une série de paires + - et - + dont le premier de chaque paire est déterminé pseudo-aléatoirement (3)
- un signal correspondant au véritable état de la polarisation retardé de quatre paires (4)

Le signal correspondant au véritable état de la polarisation (3) contrôle le basculement de la tension  $V^+$  ou  $V^-$  appliquée sur la cellule de Pockels. Pour éviter que le signal fournissant l'état

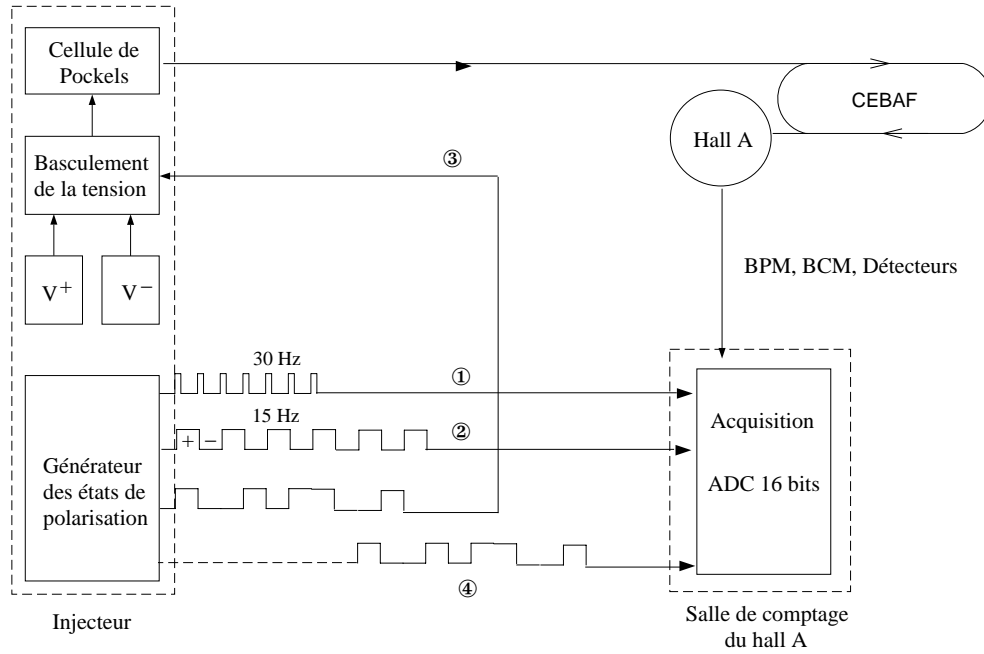


FIG. 2.25 – Schéma du système d'acquisition de l'expérience HAPPEX.

de la polarisation n'interfère avec les signaux des informations expérimentales (*cross-talk*), il est retardé de quatre paires avant d'être envoyé au système d'acquisition (4). Le véritable état de polarisation de la paire sera reconstruit après coup.

Le système d'acquisition repose sur des cartes *Analogic to Digital Converter* (ADC) de 16 bits construites par l'université de Princeton qui permettent de réduire les non-linéarités différentielles [96].

Elles intègrent les signaux continus sur une fraction de chaque fenêtre de polarisation (32ms). Soient  $Q^+$  et  $Q^-$  les charges intégrées pendant les deux états de polarisation d'une paire. L'erreur sur l'asymétrie expérimentale  $A_Q$  due à la discrétisation de la carte est de :

$$\frac{\sigma^{ADC}(A_Q)}{A_Q} = \frac{1}{A} \sqrt{\left(\frac{Q^- \sigma(Q^+)}{Q^+ Q^+}\right)^2 + \left(\frac{Q^+ \sigma(Q^-)}{Q^- Q^-}\right)^2} \quad (2.13)$$

soit, en supposant  $Q^+ \simeq Q^- \simeq Q$

$$\sigma^{ADC}(A_Q) \simeq \sqrt{2} \frac{\sigma(Q)}{Q} \quad (2.14)$$

$$\sigma^{ADC}(A_Q) \simeq \frac{\sqrt{2}}{2^{16}} \simeq 2.10^{-5} \quad (2.15)$$

Les taux de comptage pour les détecteurs sont  $\tau \sim 2$  MHz. Le nombre  $N$  d'événements enregistrés dans une paire ( $2 \times 32$ ms) est donc de l'ordre de  $10^5$ . L'erreur statistique sur l'asymétrie pour une paire vaut donc :

$$\frac{\sigma^{ADC}(A_Q)}{A_Q} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \sim 3 \cdot 10^{-3} \quad (2.16)$$

L'erreur introduite par le caractère discret des cartes ADC est donc bien inférieure à l'erreur due à la statistique de comptage.

Les informations enregistrées par le système d'acquisition sont :

- l'état d'hélicité et le numéro de la paire
- les taux de comptage pour les deux détecteurs
- les positions et l'intensité du faisceau d'électrons
- les signaux issus d'une pile située dans le hall, qui a pour but de mesurer les effets dus au cross-talk
- les signaux correspondants à la modulation du faisceau.

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté le dispositif expérimental nécessaire à la mesure de l'asymétrie des nombres de diffusions  $\vec{e}p$  liée au renversement de la polarisation du faisceau. Nous avons vu au cours du chapitre précédent que cette asymétrie expérimentale est reliée à l'asymétrie de violation de parité par l'intermédiaire de la polarisation du faisceau d'électrons.

L'objet du chapitre suivant est de présenter les techniques et les instruments servant à la mesure de cette polarisation.



# Chapitre 3

## Le Polarimètre Compton à JLab

La polarimétrie de faisceaux d'électrons a débuté dans les années 50 à la suite de l'expérience de violation de parité de C.S. Wu [6]. Une polarimétrie de type Mott fut alors mise au point pour étudier les électrons issus de désintégrations  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$ .

Au début des années 60, la mise en évidence de l'effet Sokolov-Ternov [106] va ouvrir la voie à de nouvelles techniques de mesure. Sokolov et Ternov ont montré que des électrons de haute énergie en déplacement dans un champ magnétique se polarisent transversalement à leur mouvement suite au changement d'orientation de leur moment magnétique<sup>1</sup>.

V.N. Baier et V.S. Khoze proposent alors en 1969 différentes techniques pour mesurer cet effet [107]: annihilation de paires, diffusion Compton et diffusion Møller. Ces techniques ont été utilisées pour mesurer la polarisation des accélérateurs synchrotrons alors en service: ACO (Orsay) [108], SPEAR (Stanford) [109] et VEPP-2 (Novossibirsk) [110].

Les premiers polarimètres Møller et Compton sur un accélérateur linéaire ont été construits au SLAC [128]. D'autres polarimètres Møller et Compton ont ensuite été mis en service sur d'autres accélérateurs à la fin des années 80. Ces développements sont concomitants à l'apparition des nouvelles sources d'électrons polarisés de type AsGa. Ces polarimètres Møller ont été utilisés notamment pour les expériences de violation de parité nucléaire en diffusion quasi-élastique électron-noyau à Mayence [57] et à Bates [58]. Aujourd'hui, les polarimétries Møller et Compton sont les plus utilisées sur tous types d'accélérateurs [117] [119] [121] [122] [123] ...

Dans ce chapitre, nous présentons les principes de la polarimétrie Compton puis un bref tour d'horizon des polarimètres Compton installés sur différents accélérateurs et de leurs figures de mérite respectives. Ensuite, nous présentons le polarimètre Compton du JLab que nous avons fini d'installer dans le hall A en janvier 1999.

---

1. Cet effet est particulièrement intéressant sur les anneaux de stockage puisqu'il permet d'obtenir un faisceau polarisé par simple circulation des électrons dans le champ de la machine.

### 3.1 La polarimétrie Compton

La polarisation longitudinale d'un faisceau d'électrons est définie par la relation :

$$\mathcal{P} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (3.1)$$

où  $N_{\uparrow}$  (resp.  $N_{\downarrow}$ ) est le nombre d'électrons du faisceau dont le spin  $+\frac{\hbar}{2}$  (resp.  $-\frac{\hbar}{2}$ ) est aligné dans la direction  $z$  de propagation des particules.

Il existe à JLab un polarimètre de type Mott situé à l'injecteur et deux polarimètres Møller situés dans les halls A et C. La présentation des dispositifs expérimentaux ainsi que leurs performances respectives sont discutées dans l'annexe B. Nous allons maintenant nous focaliser sur l'autre technique de mesure de polarisation d'un faisceau d'électrons qu'est la polarimétrie Compton. Et commençons tout d'abord par le principe de la mesure.

En 1923, Arthur Holly Compton mit pour la première fois en évidence la diffusion élastique de photons sur des électrons [131]. Dans les années 50-60, le développement théorique de l'électrodynamique quantique permit à Klein et Nishina de calculer la probabilité de cette interaction. Ce processus est maintenant parfaitement connu et peut être utilisé pour mesurer d'autres quantités comme la polarisation d'un faisceau d'électrons.

Le principe d'un polarimètre Compton est d'utiliser la diffusion Compton entre un faisceau d'électrons polarisés et un faisceau de photons polarisés circulairement afin de déterminer la polarisation du faisceau d'électrons  $P_e$  définie par la relation :

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = P_e P_{\gamma} A_{th}$$

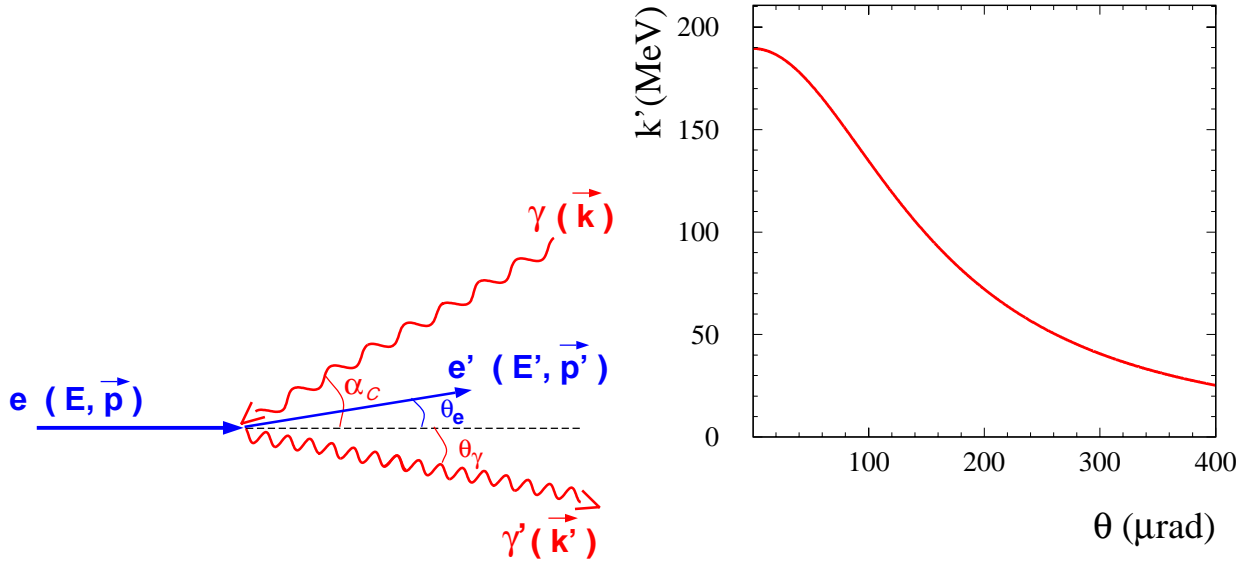
où  $N^{\pm}$  sont les taux de comptage mesurés des événements Compton lorsque le spin des électrons est aligné/anti-aligné avec le sens de propagation,  $P_{\gamma}$  est la polarisation du faisceau de photons mesurée et  $A_{th}$  l'asymétrie de sections efficaces des processus Compton polarisés calculée.

#### 3.1.1 La diffusion Compton

La cinématique de la diffusion Compton est décrite dans les références [133] [134] [142]. Nous rappelons dans ce paragraphe les aspects importants de la cinématique et nous les appliquons dans les conditions de l'expérience HAPPEX. Nous nous concentrons plus particulièrement sur la caractérisation du photon. En effet, lors d'une diffusion élastique à deux corps où l'état initial est connu, un seul paramètre suffit pour déterminer la cinématique de la réaction.

#### 3.1.2 Cinématique

Dans le repère du laboratoire (figure 3.1 (a)), les électrons se déplacent à une vitesse  $v = \beta c$  (impulsion  $p$ ) et possèdent une énergie  $E = \gamma mc^2$ . Les énergies des photons incidents et diffusés sont notées  $k$  et  $k'$ .



(a) Variables cinématiques dans le repère du laboratoire.

(b) Energie des photons diffusés par effet Compton en fonction de leur angle de diffusion.

FIG. 3.1 – Cinématique de diffusion Compton pour une énergie incidente de photons de 1.165 eV et d'électron de 3.355 GeV

L'énergie du photon diffusé est reliée à son angle de diffusion par rapport à la direction de l'électron incident  $\theta_\gamma$  selon [132]:

$$\frac{k'}{k} = \frac{E + p \cos \alpha_C}{E + k - p \cos \theta_\gamma + k \cos(\alpha_C - \theta_\gamma)} \quad (3.2)$$

où nous avons noté  $\alpha_C$  l'angle d'incidence du photon par rapport à la direction de l'électron incident.

Dans l'approximation où cet angle est faible ( $\alpha_C \simeq 0$ ), la relation 3.2 se simplifie, en introduisant  $\gamma = \frac{E}{m}$ :

$$\frac{k'}{k} \simeq \frac{4a\gamma^2}{1 + a\theta_\gamma^2\gamma^2} \quad \text{où} \quad a = \frac{1}{1 + \frac{4kE}{m^2}}$$

Le maximum d'énergie des photons diffusés  $k'_{max}$  (que nous dénommerons front Compton dans la suite de ce manuscrit) est atteint lorsque  $\theta_\gamma = 0$  et correspond au minimum d'énergie des électrons  $E'_{min}$ . Ces quantités sont définies par :

$$k'_{max} = 4ak \frac{E^2}{m^2}, \quad E'_{min} \simeq E - 4ak \frac{E^2}{m^2}.$$

Le minimum d'énergie des photons  $k'_{min}$ , soit le maximum d'énergie des électrons  $E'_{max}$  sont atteints pour  $\theta_\gamma = \pi$ . Ils sont donnés par  $k'_{min} = k$  et  $E'_{max} = E$ . Dans les conditions cinématiques de l'expérience HAPPEX, l'énergie des électrons est de 3.355 GeV et celle des photons est de 1.165 eV, pour le Laser infra-rouge utilisé sur le polarimètre ( $\lambda = 1064nm$ ). Ceci correspond à une énergie maximum pour les photons Compton de 190 MeV. On remarque également que tous les photons d'énergie supérieure à 40 MeV seront émis dans un cône d'ouverture  $300 \mu rad$  à partir du point d'interaction (figure 3.1(b)). La conséquence en sera que nous devons imaginer un système magnétique qui permette de séparer les faisceaux incident et diffusés d'électrons et de photons (cf. description de la chicane magnétique en 3.2.1).

### 3.1.3 Luminosité

La luminosité d'interaction Compton entre un faisceau d'électrons et un faisceau de photons de densités respectives  $\rho_e$  et  $\rho_\gamma$  et de vitesse relative  $v_{rel}$  est donnée par [132]:

$$\mathcal{L} = \int \int \int v_{rel} \rho_e \rho_\gamma dx dy dz \quad \text{avec} \quad v_{rel} = c(1 + \cos\alpha_C) \quad (3.3)$$

En considérant deux enveloppes gaussiennes de faisceaux d'électrons et de photons d'écart types  $\sigma_e$  et  $\sigma_\gamma$  dans le plan transverse à la propagation des particules, la luminosité  $\mathcal{L}$  s'exprime en fonction de l'angle de croisement  $\alpha_C$ , de l'intensité  $I_e$  du faisceau d'électrons, de la puissance  $P_L$  et de la longueur  $\lambda$  du faisceau de photons par :

$$\mathcal{L} \simeq \frac{1 + \cos\alpha_C}{\sqrt{2\pi}} \frac{I_e}{e} \frac{P_L \lambda}{kc} \frac{1}{\sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_\gamma^2}} \frac{1}{\sin\alpha_C} \quad (3.4)$$

On peut remarquer que pour maximiser la luminosité au point d'interaction à intensité fixée du faisceau d'électrons, il faut minimiser l'angle de croisement  $\alpha_c$ , rendre les deux taches faisceaux  $\sigma_e^{y2}$  et  $\sigma_\gamma^{y2}$ , les plus petites possibles et du même ordre de grandeur et maximiser la longueur d'onde et surtout la puissance de la source de lumière

### 3.1.4 Section efficace

Nous définissons l'axe  $z$  selon la direction de propagation du faisceau d'électrons et le plan  $Oxz$  tel que le vecteur polarisation des électrons appartienne à ce plan (figure 3.2).

Le vecteur polarisation possède alors une composante longitudinale  $P_e^{\parallel}$  et une composante transverse  $P_e^{\perp}$  par rapport à l'axe de propagation du faisceau.

A. Denner et S. Dittmaier ont montré que les corrections induites par un angle de croisement  $\alpha_C$  sur la section efficace du processus par rapport à l'interaction de deux faisceaux colinéaires

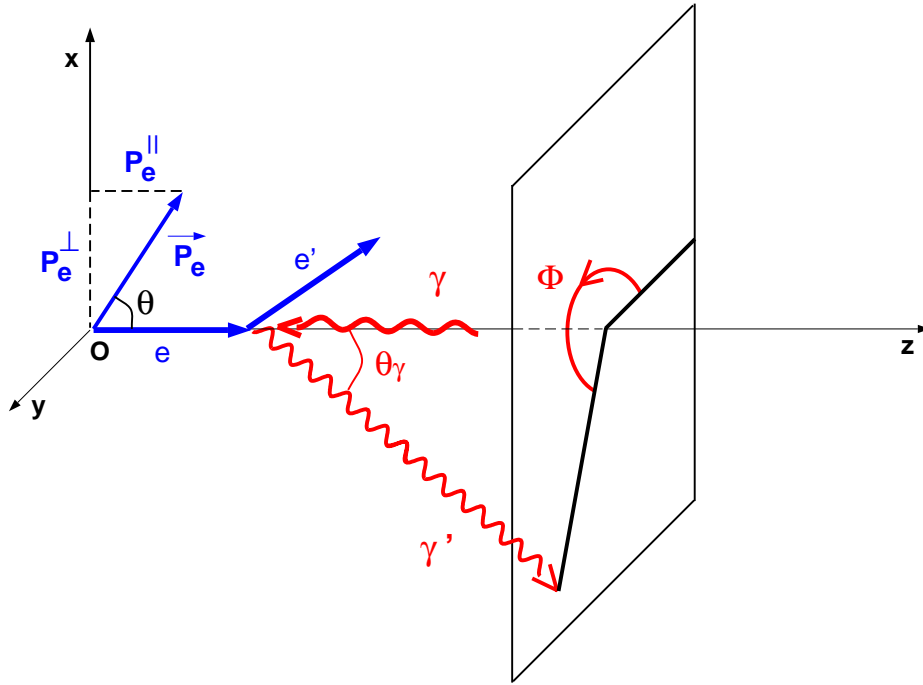


FIG. 3.2 – Polarisation du faisceau d'électrons.

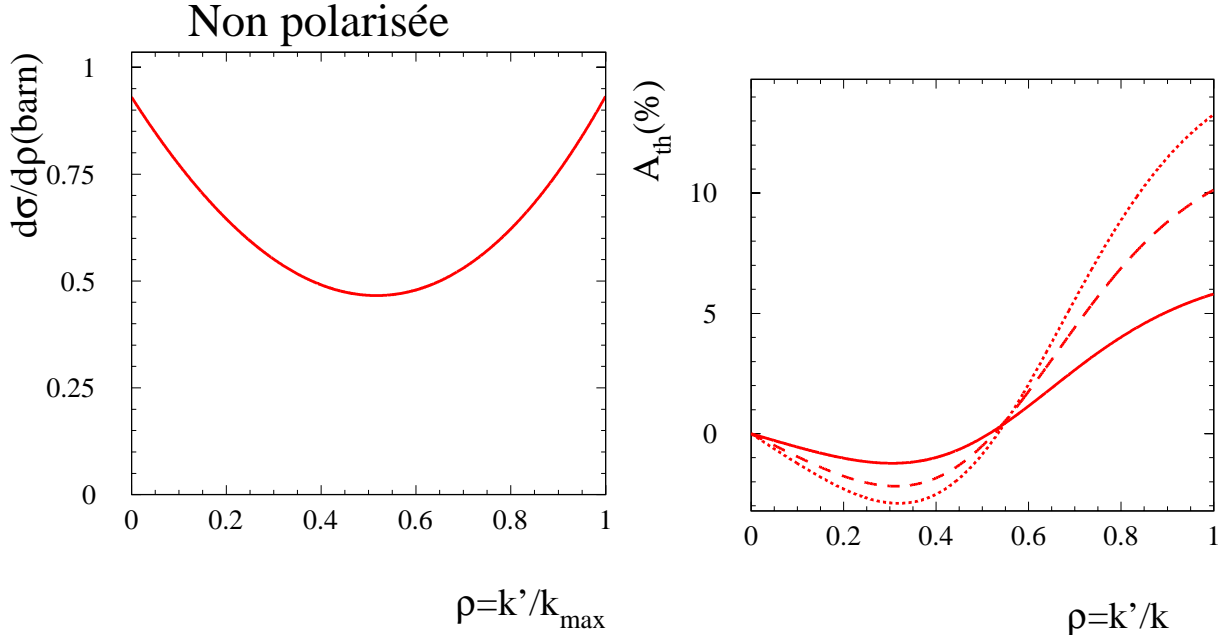
sont négligeables pour  $\alpha_C \sim 10^{-2}$  rad [133]. Aussi considérerons-nous que l'angle de croisement du polarimètre du hall A ( $\alpha_C = 23.5$  mrad) est suffisamment faible pour être négligé dans l'expression de la section efficace. Nous allons donc effectuer les calculs dans le repère défini précédemment en considérant que les photons incidents se propagent selon la direction  $-z$ .

Introduisons le paramètre cinématique  $\rho$  qui représente la fraction d'impulsion emportée par le photon rapportée à l'énergie maximum  $\rho = \frac{k'}{k'_{max}}$ .

Dans le référentiel du laboratoire, les sections efficaces pour un angle de croisement nul et pour chaque polarisation des électrons incidents sont données par [134]:

$$\frac{d^2\sigma_c^\pm}{d\rho d\phi} = \frac{d^2\sigma_0}{d\rho d\phi} \mp \left[ \cos\theta \frac{d^2\sigma_1}{d\rho d\phi} + \sin\theta \cos\phi \frac{d^2\sigma_2}{d\rho d\phi} \right] \quad (3.5)$$

où le signe  $\pm$  se réfère à l'hélicité des électrons par rapport au sens de propagation,  $\theta$  est l'angle que fait le vecteur polarisation avec l'axe  $Oz$  et  $\phi$  est l'angle azymutal. Chacune de ces sections efficaces est donnée par :



(a) Sections efficaces Compton non polarisée.

(b) Asymétrie de section efficace Compton longitudinale pour une énergie d'électron de 3.355 GeV (trait plein), 6 GeV (trait tireté) et 8 GeV (trait pointillé)

FIG. 3.3 – Section efficace et asymétrie de sections efficaces de diffusion Compton pour une énergie de photon de 1.165 eV

$$\frac{d^2\sigma_0}{d\rho d\phi} = ar_0^2 \left[ \frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + 1 + \left( \frac{1-\rho(1+a)}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

$$\frac{d^2\sigma_1}{d\rho d\phi} = ar_0^2 \left[ (1-\rho(1+a)) \left( 1 - \frac{1}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right] \quad (3.7)$$

$$\frac{d^2\sigma_2}{d\rho d\phi} = ar_0^2 \left[ \frac{\rho(1-a)\sqrt{4a\rho(1-\rho)}}{1-\rho(1-a)} \right] \quad (3.8)$$

où le rayon classique de l'électron vaut  $r_0 = 2.8210^{-13}$  cm.

Pour des électrons polarisés longitudinalement ( $\theta = 0$ ), l'hélicité de l'électrons vaut  $\pm 1$  et le dernier terme de l'équation 3.5 s'annule. Le premier terme est indépendant de la polarisation des faisceaux : c'est la section efficace Compton dite non-polarisée. Le second terme quant à lui change de signe sous le renversement soit de la polarisation du faisceau d'électrons, soit de la polarisation du faisceau de photons : on appelle  $\frac{d\sigma_1}{d\rho}$  la section efficace Compton longitudinale.

La figure 3.3(a) illustre le comportement de ces termes dans les conditions cinématiques d'HAP-PEX. De plus, comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit, notre système de détection couvre la totalité de l'angle azymutal. La section efficace différentielle Compton devient donc :

$$\frac{d\sigma_c^\pm}{d\rho} = \frac{d\sigma_0}{d\rho} \mp \frac{d\sigma_1}{d\rho} \quad (3.9)$$

Pour une énergie de photons de 1.165 eV et d'électrons de 3.355 GeV, la section efficace totale non-polarisée en intégrant sur toute la gamme d'énergie des photons est égale 0.62 barn.

### 3.1.5 Asymétrie de sections efficaces

On définit l'asymétrie longitudinale de section efficace Compton par :

$$\mathcal{A}_{th} = \frac{\frac{d\sigma_c^+}{d\rho} - \frac{d\sigma_c^-}{d\rho}}{\frac{d\sigma_c^+}{d\rho} + \frac{d\sigma_c^-}{d\rho}} = \frac{d\sigma_1}{d\sigma_0} \quad (3.10)$$

La figure 3.3(b) représente l'évolution en fonction de l'énergie du photon de l'asymétrie dans plusieurs modes cinématiques.

L'asymétrie Compton change de signe pour

$$\rho_0 = \frac{1}{1+a} = \frac{1}{2} \frac{1 + \frac{4kE}{m^2}}{1 + \frac{2kE}{m^2}}$$

Elle est négative pour les photons rétro-diffusés de basse énergie et positive pour les photons énergétiques. Nous verrons plus tard que ce détail a une certaine importance pour minimiser le temps de mesure. Elle est maximale lorsque  $k' = k'_{max}$  et vaut  $\mathcal{A}_{th}^{max} = \frac{1-a^2}{1+a^2}$ .

### 3.1.6 Des taux de comptage à une mesure de polarisation

En pratique, le dispositif expérimental donne accès aux nombres  $N^\pm$  de photons Compton rétrodiffusés et détectés. Ils sont définis selon :

$$N^\pm = \mathcal{L}^\pm \sigma_c^\pm \mathcal{T}^\pm \epsilon^\pm \quad (3.11)$$

où  $\mathcal{L}$  représente la luminosité d'interaction Compton,  $\mathcal{T}$  le temps dédié à la mesure et  $\epsilon$  l'efficacité de détection.

Si ces paramètres sont indépendants de l'état de la polarisation du faisceau, soit

$$\mathcal{L}^+ = \mathcal{L}^- = \mathcal{L}, \quad \mathcal{T}^+ = \mathcal{T}^- = \mathcal{T}, \quad \epsilon^+ = \epsilon^- = \epsilon,$$

alors, la mesure de l'asymétrie expérimentale de taux de comptage  $A_{exp}$  permet, connaissant la polarisation du faisceau de photons, de déterminer la polarisation longitudinale du faisceau :

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = P_{e\parallel} P_\gamma \mathcal{A}_{th} \quad (3.12)$$

où l'asymétrie longitudinale de section efficace  $\mathcal{A}_{th}$  (équation 3.10) est parfaitement déterminée dès que l'on connaît les paramètres cinématiques du processus (énergies des électrons et photons). La valeur moyenne de cette asymétrie pondérée par la section efficace totale non-polarisée est donnée par :

$$\langle \mathcal{A}_{th} \rangle = \frac{\int_{\rho_{min}}^1 \epsilon(\rho) \frac{d\sigma_0}{d\rho}(\rho) \mathcal{A}_{th}(\rho) d\rho}{\int_{\rho_{min}}^1 \epsilon(\rho) \frac{d\sigma_0}{d\rho} d\rho} \quad (3.13)$$

où  $\rho_{min}$  représente le seuil de détection des photons Compton et  $\epsilon(\rho)$  l'efficacité du détecteur. Si  $\rho_{min} = 0$ , cette quantité est dénommée l'asymétrie théorique de sections efficaces. Sinon, dans la suite de ce manuscrit, nous ferons référence à cette quantité sous le terme de pouvoir d'analyse du polarimètre Compton puisqu'elle sera dépendante des caractéristiques de notre détecteur. Pour une énergie de photons de 1.165 eV et d'électrons de 3.355 GeV, la valeur moyenne du pouvoir d'analyse sur la gamme totale de  $\rho$  est de 1,35 % avec un seuil de détection à 30 MeV.

### 3.1.7 Autres polarimètres Compton et leurs figures de mérite

Le SLAC a débuté la construction d'un polarimètre Compton en 1992 [121]. La source de photons est fournie par un Laser Nd:YAG intense pulsé. Le faisceau polarisé aléatoirement droit ou gauche par une cellule de Pockels interagit avec le faisceau d'électrons produit par SLAC de manière quasi-frontale (angle de croisement de 11 mrad). Après interaction, les électrons sont analysés en impulsion à l'aide d'éléments magnétiques puis caractérisés dans des détecteurs Čerenkov (figure 3.4). La séparation en impulsion des électrons détectés permet de mesurer l'asymétrie Compton longitudinale en fonction de l'énergie.

Deux polarimètres Compton sont installés à HERA pour mesurer la polarisation du faisceau de positrons polarisés naturellement par l'effet Sokolov-Ternov [123]. Ils permettent de déterminer la composante transverse pour l'un et longitudinale pour l'autre du faisceau. Le polarimètre transverse utilise un Laser Argon de 10 W comme source de photons. La polarisation du faisceau Laser est renversée à l'aide d'une cellule de Pockels. L'asymétrie azymutale (haut/bas par rapport au plan de l'orbite des positrons) de diffusion  $e^+\gamma$  est déterminée en détectant les photons dans un calorimètre de électromagnétique. Le LEP est également équipé d'un polarimètre transverse [124].



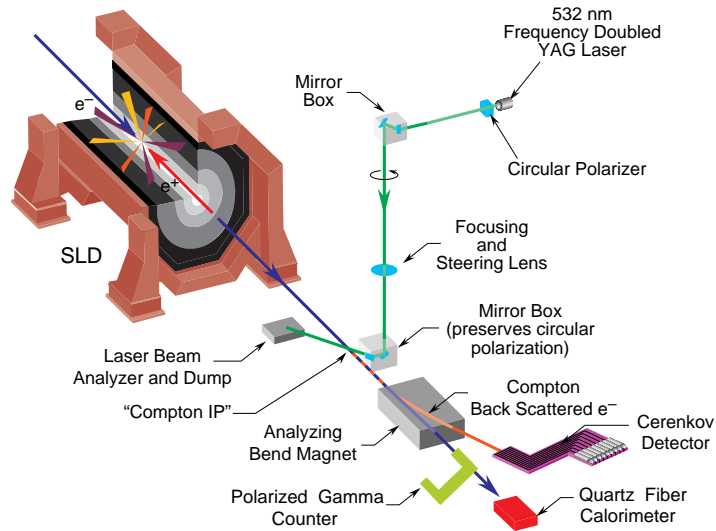


FIG. 3.4 – *Polarimètre Compton du SLAC installé en sortie du détecteur SLD.*

Quelques années plus tard, le polarimètre longitudinal fut implanté sur le collisionneur HERA. Un rotateur de spin tourne la polarisation pour la mesure de la composante longitudinale. On mesure l'asymétrie longitudinale de diffusion sur les photons issus d'un Laser Nd:YAG alternativement polarisés droits et gauches dans un détecteur de  $\text{NaBi}(\text{WO}_4)_2$ .

En 1995, le polarimètre de NIKHEF a mesuré par effet Compton la polarisation longitudinale d'un faisceau sur un anneau de stockage [122]. La source d'électrons polarisés de NIKHEF délivre un faisceau polarisé longitudinalement qui est stocké afin d'amplifier le courant disponible pour les expériences. Le polarimètre est installé au niveau d'un arc de l'anneau de stockage. Un Laser Argon continu de 10 W polarisé par une cellule de Pockels interagit avec les électrons du faisceau. Les photons rétro-diffusés sont détectés dans le plan de l'orbite par un calorimètre de BGO, plus tard remplacé par du CsI (figure 3.5). Un dispositif similaire a été installé à ELSA et plus récemment à Bates.

Contrairement aux polarimètres en fonction sur les différentes machines qui fonctionnent à haut courant et/ou haute énergie, les caractéristiques du faisceau de JLab sont peu adaptées à une mesure de polarisation par effet Compton.

La figure 3.6 illustre les conditions d'utilisation des différents polarimètres en cours d'exploitation dans le monde.

L'asymétrie Compton est de l'ordre de 75 % au SLAC ( $E=45$  GeV et  $k=2.34$  eV) alors qu'elle n'est que de 1.5 % environ à JLab ( $E=4$  GeV et  $k=1.165$  eV). Tous paramètres égaux par ailleurs, il faudra donc 2500 fois plus de temps aux énergies de JLab pour obtenir la même précision statistique qu'aux énergies délivrées par SLAC.

En outre, l'intensité délivrée à JLab est faible, environ  $100 \mu\text{A}$ , par opposition au courant disponible sur un anneau de stockage, 200 mA à NIKHEF par exemple.

Par conséquent, mesurer la polarisation du faisceau d'électrons de JLab par effet Compton se révèle être un challenge. Les caractéristiques du faisceau étant fixées par la machine (énergie,

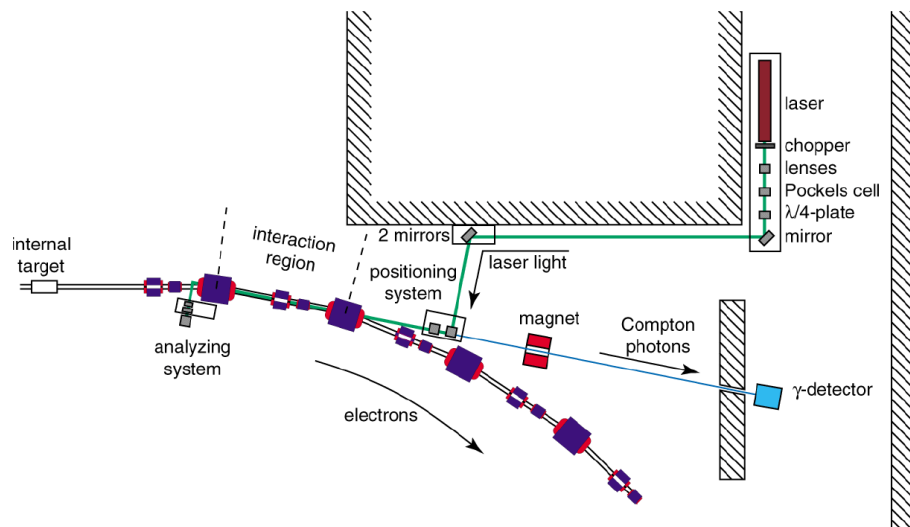


FIG. 3.5 – *Polarimètre Compton de NIKHEF.*

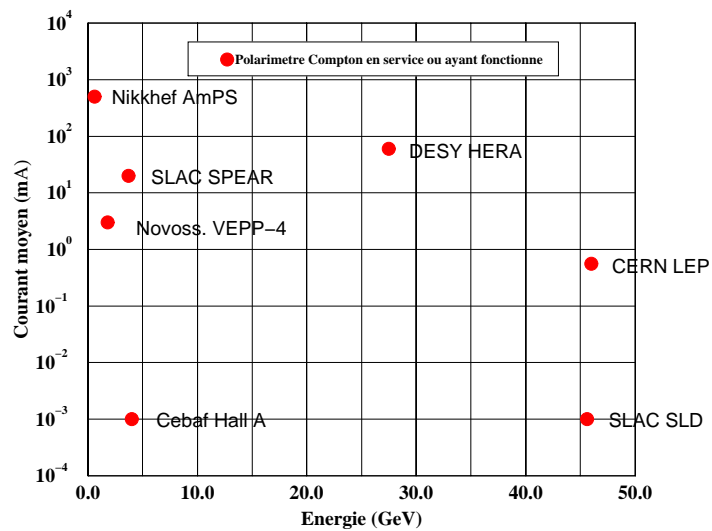


FIG. 3.6 – *Conditions d'utilisation des divers polarimètres Compton dans le monde : intensité en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons.*

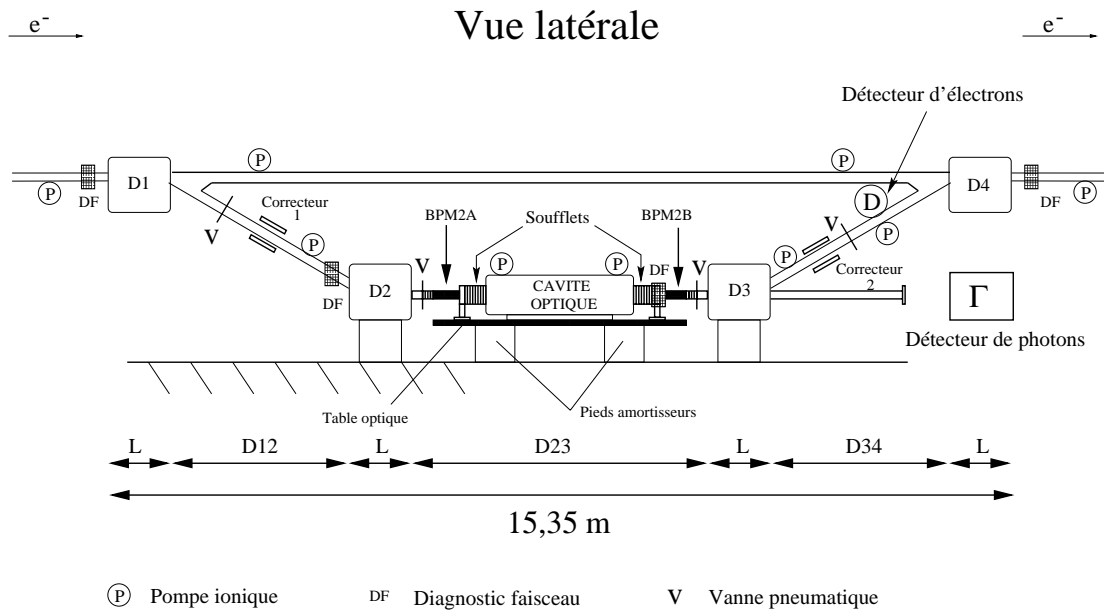


FIG. 3.7 – Vue schématique du polarimètre Compton de JLab.

courant et polarisation), ils déterminent la section efficace, l'asymétrie Compton et une partie de la luminosité au point d'interaction. Les seuls paramètres sur lesquels nous pouvons jouer pour augmenter la luminosité concernent la source de photons polarisés. Nous allons donc voir comment la maximisation de la puissance et de la polarisation des photons au point d'interaction vont imposer le choix du dispositif expérimental que nous avons installé à JLab.

## 3.2 Le dispositif expérimental du polarimètre Compton à JLab

Nous avons vu précédemment que les caractéristiques du faisceau délivré par CEBAF ne nous place pas a priori dans une situation favorable pour en mesurer sa polarisation.

Nous allons présenter maintenant le dispositif expérimental que nous avons installé à JLab pour tenter de résoudre ce challenge. Nous présenterons tout d'abord la chicane magnétique dont le but est de séparer le faisceau d'électrons incidents des faisceaux diffusés sans en changer ses caractéristiques intrinsèques (position, polarisation, angle) puis les caractéristiques du vide et les éléments de diagnostics du réglage du faisceau d'électrons. Nous présenterons ensuite le détecteur de photons rétro-diffusés puis notre système d'acquisition. Nous finirons par le coeur du dispositif qu'est la cavité Fabry-Perot.

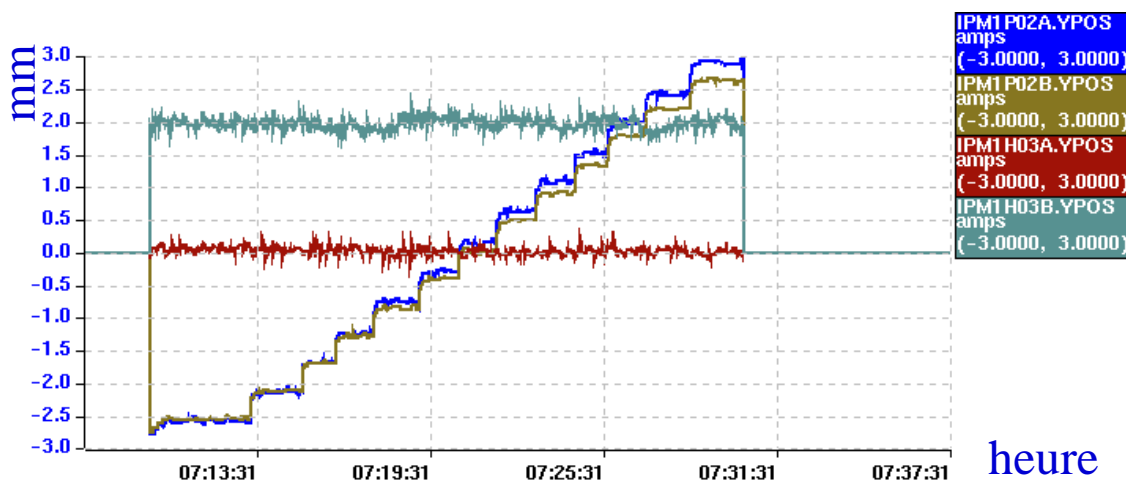


FIG. 3.8 – Positions mesurées par les BPM 2A et 2B pendant une excursion verticale du faisceau d'électrons. Les deux autres BPM sont positionés juste avant la cible du HALL A. On peut donc remarquer qu'une excursion verticale dans la chicane entraîne aucun mouvement du faisceau sur la cible.

### 3.2.1 La chicane magnétique

Le polarimètre Compton (cf. fig. 3.7) est installé dans le tunnel d'accélérateur du hall A sur une longueur totale de 15.35 m entre les dispositifs de mesures d'énergie ARC (en amont) et la chambre e p (en aval), à une dizaine de mètres en amont du polarimètre Moller.

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, lors de la diffusion Compton, les photons et électrons diffusés sont émis dans un cône d'ouverture très petit ( $< 300 \mu\text{rad}$ ). La première étape consiste donc à séparer les faisceaux incident et diffusés sans perturber les caractéristiques intrinsèques du faisceau d'électrons. Ceci est réalisé à l'aide de la chicane magnétique formée de quatre dipôles identiques. Le point d'interaction Compton est situé au milieu de la section horizontale entre les deux aimants centraux. Chaque aimant peut fournir un champ magnétique jusqu'à 1.5 T pour assurer son fonctionnement avec une énergie maximum de 8 GeV pour le faisceau d'électrons incident.

Dans les conditions de faisceau de l'expérience HAPPEX ( $E=3.355$  GeV), le champ magnétique appliqué dans les dipôles est de 0.62 T. Ceci correspond à un rayon de courbure de plus de 17 m pour un angle de déviation  $\theta_b \simeq 5$  mrad. La ligne déviée se trouve 30 cm plus bas que la ligne directe. De plus, les quatre aimants possédant une intégrale de champ identique (un écart mesuré de l'ordre de  $10^{-5} T$ ), en couplant l'alimentation des dipôles en série, on peut modifier le champ dans chacun des dipôles de la même façon. Cette propriété nous permettra d'effectuer des excursions verticales du faisceau au point d'interaction sans changer la position et les angles du faisceau en sortie de chicane comme l'illustre la figure 3.8.

### 3.2.2 Le vide

Le vide à l'intérieur des tubes faisceau de la chicane magnétique et surtout dans sa partie centrale entre D2 et D3 est un élément crucial pour limiter le bruit de fond dans les détecteurs de photons et d'électrons (bremmstrahlung sur les particules du vide résiduel). Une attention particulière a donc été apportée à la construction des tubes faisceaux. Avant leur installation sur site, un traitement ultravide pour éliminer les traces d'hydrocarbure (graisse et résidu de soudage) et un étuvage à haute température (950°C) pendant plusieurs jours ont permis de limiter la désorption. Sur site, une pompe primaire permet de descendre le vide jusqu'à  $10^{-4} Torr$ . Ensuite, quatre pompes ioniques de 120 l/s permettent d'atteindre  $10^{-8} Torr$  dans la partie centrale. En cas d'ouverture de la ligne faisceau ou de fuites, un ensemble de vannes réparti sur la ligne permet d'isoler chaque partie de part et d'autre des aimants pour y maintenir un vide poussé. Après chaque ouverture pour raison de maintenance et surtout dans la partie centrale, un étuvage des tubes à 180°C permet la désorption des molécules d'eau et le rétablissement d'un vide de  $10^{-8} Torr$  en 1 heure.

Le vide résiduel est principalement composé de molécules d'hydrogène (74 %), d'eau (19 %), de monoxyde de carbone et d'azote (5 %) et d'hélium (2 %).

Ces procédures permettent de limiter le taux de bremmstrahlung à moins de 1kHz pour une intensité du faisceau d'électrons de 100  $\mu A$  et une énergie de 4 GeV (cf. annexe D)

### 3.2.3 Les scintillateurs de diagnostic faisceau

Lors de la première mise en exploitation du polarimètre, nous avons observé un taux de bruit de fond dans le détecteur de photons très supérieur à l'estimation initiale (des MHz comparés à un kHz). Comme nous l'avons présenté dans l'annexe D, la source de ce bruit de fond provient des électrons du halo du faisceau d'électrons interagissant avec les supports mécaniques des miroirs de la cavité. Il nous faut donc veiller en permanence à la focalisation et la position du faisceau d'électrons en amont du point d'interaction Compton.

Pour permettre une optimisation et une constante surveillance de l'optique magnétique du faisceau, nous avons donc installé quatre ensembles de scintillateurs couvrant le tube faisceau en amont de la chicane, avant D2 et de part et d'autre de la table optique entre D2 et D3. Lorsque le faisceau est mal réglé en amont de la chicane ou mal focalisé dans la partie centrale, les taux de comptage enregistrés par ces détecteurs augmentent énormément nous alertant de la nécessité d'un nouveau réglage.

### 3.2.4 La source de photons

Pour mesurer la polarisation du faisceau d'électrons le plus rapidement possible, nous devons

- maximiser la puissance lumineuse pour réduire le temps de mesure de la polarisation,
- maximiser et renverser la polarisation circulaire des photons incidents ( $\pm 100\%$ ) pour minimiser les fausses asymétries,
- maximiser le recouvrement des sections transverse du faisceau intracavité et du faisceau d'électrons,

- minimiser l’angle de croisement du faisceau intracavité et du faisceau d’électrons,
- mesurer la puissance et la polarisation du faisceau intracavité.

### 3.2.4.1 Le principe d’une cavité Fabry-Perot

Au début du projet, deux options ont été envisagées. La première consistait à disposer d’un laser de puissance (100 W) dans l’ultraviolet. Le principal problème de cette technique réside dans l’encombrement du dispositif, qui oblige à déporter le laser à quelques dizaines de mètres du point d’interaction et à donc mettre au point un transport de faisceau pendant lequel la puissance et la polarisation des photons doivent être conservées. De plus, la maintenance d’un tel système sur site est lourde et doit être assurée par des personnes du CEBAF. La seconde solution, l’amplification d’un laser de faible puissance par une cavité résonante de type Fabry-Pérot, est plus élégante mais représente un challenge technologique puisqu’aucune cavité n’avait été couplée à un accélérateur de particules.

Le principe d’une cavité Fabry-Pérot est de coupler une source de lumière à une cavité formée de 2 miroirs ultra-réfléchissants. La distance entre les deux miroirs ( $L$ ) définit la fréquence de résonance de la cavité et est donnée par  $\nu_{cav} = \frac{c}{2L}$  où  $c$  est la vitesse de la lumière. Si l’onde incidente possède une longueur d’onde  $\nu_{laser}$  égale à un multiple entier de  $\nu_{cav}$ , des interférences constructives entre les ondes incidentes et les ondes résonnantes auront lieu dans la cavité permettant ainsi à la puissance intracavité d’être accrue. Les miroirs que nous avons utilisés, ont été construits par le Service des Matériaux Avancés de l’IPN Lyon. Ils sont composés d’un substrat de silice pur ( $\text{SiO}_2$ ) sur lequel sont successivement déposés 13 couples de couche mince de pentoxyde de tantale ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) d’indice  $n$  2,1 et de silice d’indice  $n$  1,47. Ils ont été optimisés pour la longueur d’onde de notre laser (NdYAG:1064 nm) et sont conçus pour supporter de hautes densités de puissance. Les caractéristiques de ces miroirs ont été mesurées par le constructeur et donnent une réflectivité  $R = 99,988\%$ , une transmittivité  $T = 110 \text{ ppm}$  et des pertes dues à la diffusion et à l’absorption des miroirs de 10 ppm. On définit à partir de ces paramètres le gain maximal de la cavité par la relation :

$$G_{max} = \frac{T}{(1 - R)^2} = 7500.$$

Autrement dit, avec notre laser de 300 mW dans l’infrarouge, la puissance totale de la source lumineuse au point d’interaction Compton sera de l’ordre de 1500 W.

### 3.2.4.2 Description du système optique sur site

La cavité conçue à Saclay mesure 85 cm de long. Les pics de résonance de la cavité se répètent avec une fréquence de  $\nu_{cav} = 176,5 \text{ MHz}$ . On définit l’écart en fréquence de l’onde incidente et de l’onde résonante par  $\Delta\nu = \nu_{cav} - \nu_{laser}$ . Si  $\Delta\nu = 0$ , la cavité résonne avec un gain maximal  $G_{max} = 7500$ . La largeur à mi-hauteur d’un pic de résonance (FWHM), la bien-nommée bande passante, qui coïncide avec une valeur de gain égale à la moitié du gain maximal  $G_{max}$ , est donnée par la relation [149]:

$$FWHM = \frac{c}{2L} \times \frac{\pi\sqrt{R}}{1 - R} \simeq 25 \text{ kHz}$$

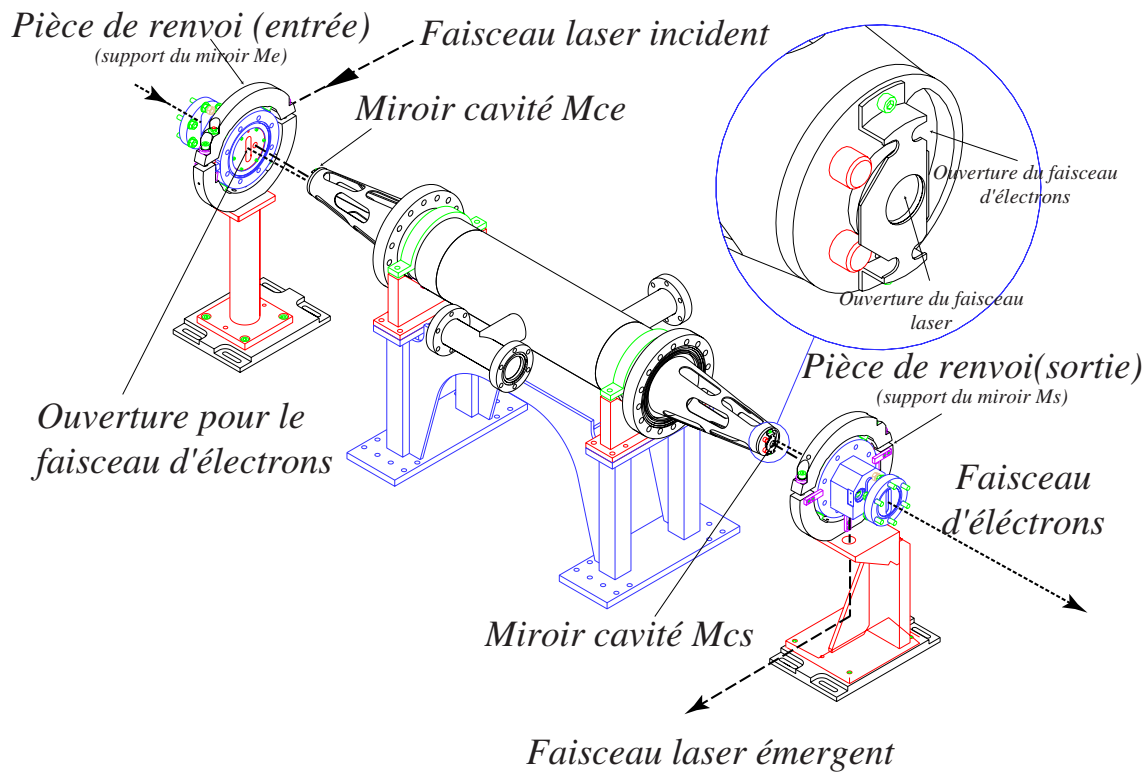


FIG. 3.9 – La cavité optique monolithique et les pièces supports des miroirs de renvoi du faisceau laser.

On peut ainsi remarquer que plus les miroirs sont de bonne qualité (haute réflectivité), plus la largeur d'un pic de résonance est étroite. La bande passante de la cavité sera petite et nécessitera un système d'asservissement d'une fréquence sur l'autre.

L'objectif est maintenant de conserver cette puissance intracavité pendant une heure pour permettre la mesure de la polarisation du faisceau d'électrons. Tout d'abord, il faut en permanence avoir le gain maximal dans la cavité en réduisant au minimum  $\Delta\nu$ . Nous avons deux possibilités :

- fixer la longueur d'onde du laser et asservir la fréquence de résonance de la cavité. Ceci suppose donc que les miroirs soient mobiles pour faire varier la longueur de la cavité et ainsi sa fréquence de résonance. Ce système devra compenser des variations lentes de la fréquence du laser due aux variations thermiques,
- fixer la fréquence de résonance de la cavité en fixant mécaniquement les miroirs pour que leur distance ne varie pas (cavité monolithique) et asservir la fréquence du laser.

La première solution a été rapidement écartée car elle nous obligeait à installer des miroirs micrométriques contrôlables à distance sous vide. De plus, leur encombrement engendrait un angle de croisement des deux faisceaux plus important que si nous installions les miroirs uniquement.

Nous avons donc opté pour une cavité monolithique (cf. fig. 3.9.) de 85 cm de long. L'angle de croisement des deux faisceaux est de 23 mrad. Le faisceau d'électrons passe donc à 5 mm des supports mécaniques du miroir. La fréquence du laser est asservie électroniquement pour minimiser l'écart en fréquence  $\Delta\nu$  par la méthode de Pound-Drever [149]. Nous avons obtenu en laboratoire et sur site des asservissements de la cavité sur plusieurs heures au gain maximal. Les différents éléments optiques qui composent le dispositif installé au CEBAF sur la table optique située entre les aimants centraux de la chicane (cf. fig. 3.10.) peuvent être traités en 4 groupes :

- La mise en forme de la polarisation circulaire en entrée de cavité,
  - un laser LightWave 126 (NdYAG, 1064 nm, 300 mW),
  - un isolateur de Faraday (IOF) dont le rôle est d'absorber les ondes réfléchies par les éléments optiques qui pourraient altérer le cristal du laser et d'améliorer la polarisation longitudinal délivrée par le laser,
  - une lame demi-onde  $\lambda/2$  dont le rôle est d'aligner les axes de l'onde polarisée linéairement du laser avec les axes lent et rapide de la lame quart d'onde,
  - une lame quart d'onde  $\lambda/4$  motorisée et contrôlable à distance pour mettre en forme la polarisation circulaire et changer son sens (droite/gauche) par une rotation de  $90^\circ$  de la lame,
  - 2 miroirs motorisés notés M1 et M2 pour optimiser la position du faisceau en entrée de cavité dans le but d'injecter le maximum de la lumière incidente dans la cavité (d'obtenir le meilleur couplage ),
  - 3 lentilles (L1, L2, L3) pour optimiser la focalisation du faisceau au point d'interaction Compton et ainsi optimiser le recouvrement des sections des deux faisceaux.
- L'amplification des photons,
  - les deux miroirs à haute réflectivité de la cavité notés Me et Ms.
- Le diagnostic,
  - une photodiode en réflexion (PDR) qui permettra de savoir si le faisceau laser est allumé et correctement aligné. Ce signal est aussi utilisé par l'électronique d'asservissement du laser.
  - une caméra CCD en regard du miroir Mr2 qui permettra de contrôler les positions des faisceaux incidents et réfléchis par le miroir d'entrée de la cavité,
  - une seconde caméra CCD en regard du miroir M3 qui permettra de mesurer le profil de l'intensité du faisceau en sortie de cavité,
  - une photodiode en transmission (PDT) en sortie de cavité qui permettra d'identifier les périodes où la cavité résonne.
- La mesure de la polarisation des photons en sortie de cavité,
  - une lame quart d'onde pour retransformer la polarisation circulaire en une polarisation longitudinale,



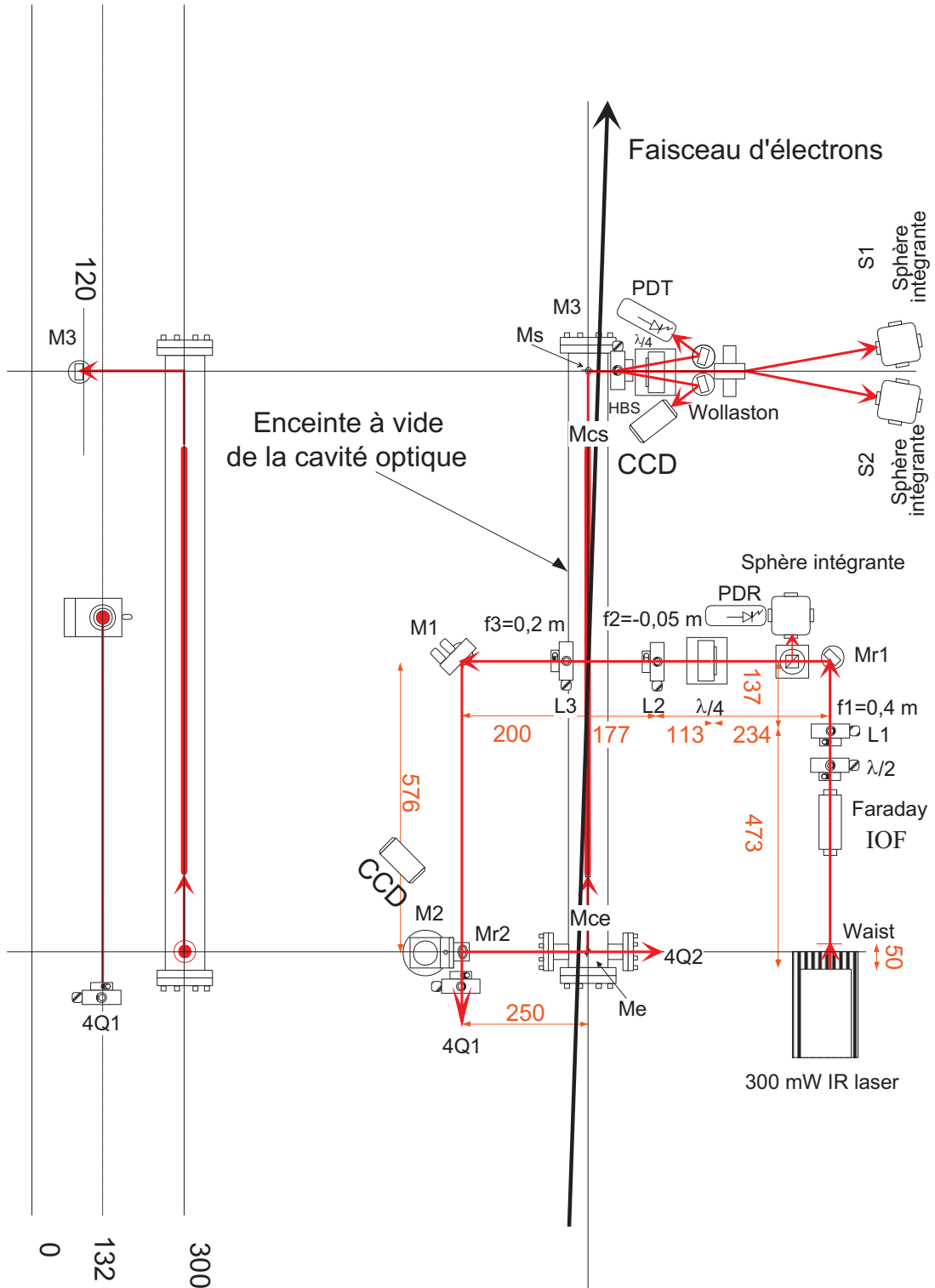


FIG. 3.10 – *Shéma du dispositif optique sur site*

- un cube de Wollaston pour séparer les deux composantes de cette polarisation longitudinale,
- deux sphères intégrantes pour mesurer l'intensité de chaque composante.
- La polarisation des photons est donnée par l'asymétrie entre S1 et S2 alors que la puissance du faisceau est donnée par leur somme.

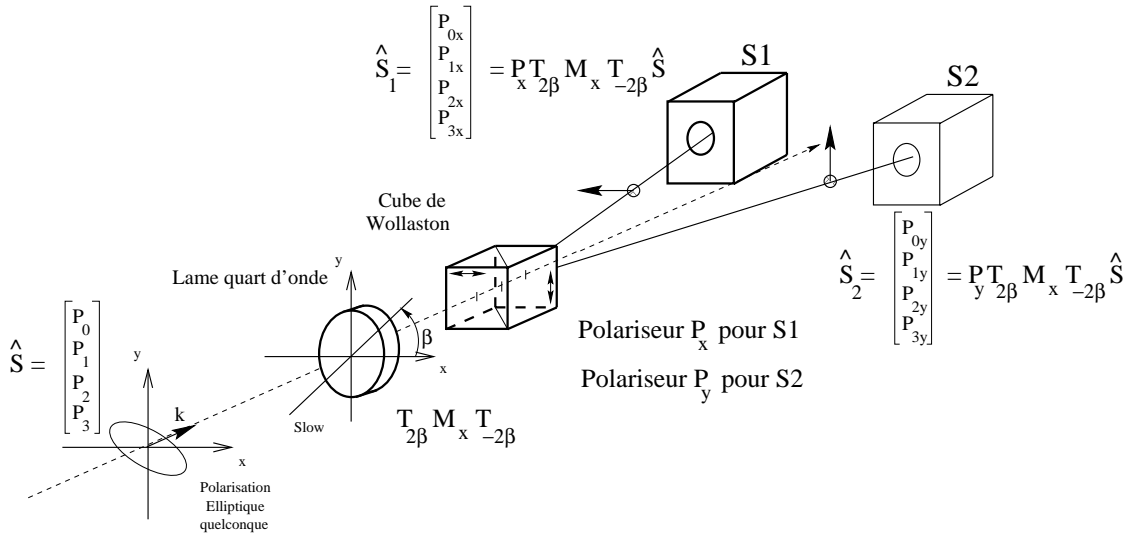
La cavité a été conçue, réalisée et testée à Saclay jusqu'à fin 1998. Elle a été installée sur site en janvier 1999. Elle a immédiatement délivrée 1500 W de puissance, avec une polarisation proche de 100 % droite et gauche et une section de faisceau au point d'interaction de 200  $\mu\text{m}$ . Nous montrerons dans l'analyse qu'après 3 mois d'exploitation, elle nous a permis de faire 40 mesures de la polarisation du faisceau d'électrons sur quelques jours. Pour atteindre cet objectif, il nous fallait tout d'abord mesurer la polarisation du faisceau de photons au point d'interaction Compton.

Le concept de polarisation d'un faisceau de photons, ainsi que les deux types de représentations que nous serons amenés à utiliser pour modéliser nos éléments optiques et les mesures des pertes de polarisation circulaire des photons intracavité sont introduits et discutés dans l'annexe E. Dans ce paragraphe, nous nous placerons dans le cas standard d'une prise de données où nous ne pouvons pas installer un dispositif optique pour mesurer la polarisation des photons au point d'interaction. Nous présenterons les éléments optiques mesurant le degré de polarisation de l'onde en sortie de cavité et la modélisation de la fonction de transfert entre ce dispositif et le point d'interaction Compton.

### 3.2.4.3 Mesure de la polarisation des photons en sortie de cavité

Nous allons chercher à mesurer expérimentalement le degré de polarisation circulaire des photons en sortie de cavité. Les seuls observables mesurables par des détecteurs adéquates sont les intensités de l'onde électromagnétique sur chaque composante ( $O_x, O_y$ ) du référentiel du laboratoire. Nous allons donc maintenant travailler en représentation de Stokes (cf. annexe E) pour caractériser l'onde transmise de la cavité.

Nous avons vu lors de la description du dispositif optique qu'en sortie de la cavité, le faisceau se réfléchit sur une paire de miroirs de renvoi puis traverse un élément appelé HBS ("Harmonic Beam Splitter" : séparateur à réseau holographique). Le HBS permet de prélever deux faisceaux portant chacun 1% de la puissance incidente [149]. Les faisceaux sont émis à  $\pm 10^\circ$  par rapport à la direction du faisceau incident. L'un d'eux fournit le signal de la cavité en transmission à l'électronique d'acquisition (cf chapitre 3.2.4.2). Le second est détecté par une caméra CCD dont le signal est envoyé dans la salle de comptage du hall A pour permettre la visualisation et un contrôle visuel de l'état de résonance de la cavité. Les 98 % de la puissance restante de l'onde transmise vont alors être utilisés pour mesurer son degré de polarisation circulaire. Le système de mesure de la polarisation est formé d'une lame quart d'onde pour décomposer la polarisation circulaire en deux polarisations linéaires sur chaque axe de notre référentiel, d'un prisme de Wollaston qui permet de séparer angulairement les deux composantes de la polarisation qui correspondent à ses deux axes de sélection et de deux sphères intégrantes qui vont mesurer l'intensité de chaque composante. Le dispositif optique est illustré par la figure 3.11


 FIG. 3.11 – *Mesure de la polarisation sur le montage de TJNAF.*

Nous allons maintenant en utilisant la représentation de Stokes considérer l'onde électromagnétique transmis de la cavité et grâce à la modélisation de tous les éléments optiques, déterminer la polarisation des photons en fonction des intensités mesurées par les deux sphères intégrantes. Nous avons aligné les axes de sélections du cube de Wollaston sur les axes de notre référentiel (le laboratoire donc (Ox) est horizontal et (Oy) est vertical). L'axe lent de la lame quart d'onde fait un angle  $\beta$  avec l'axe de référence (Ox). Les expressions des vecteurs de Stokes dans les deux sphères intégrantes  $S_1$  et  $S_2$  sont alors données par :

$$\hat{\mathbf{S}}_1 = \frac{1}{2} (P_0 + P_1 \cos^2(2\beta) + P_2 \cos(2\beta) \sin(2\beta) - P_3 \sin(2\beta)) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.14)$$

$$\hat{\mathbf{S}}_2 = \frac{1}{2} (P_0 - P_1 \cos^2(2\beta) - P_2 \cos(2\beta) \sin(2\beta) + P_3 \sin(2\beta)) \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

La première composante de chaque vecteur de Stokes est l'intensité totale mesurée par la sphère (cf annexe E). On peut remarquer que le degré de polarisation circulaire (*DOCP*) est donnée par l'asymétrie d'intensité des deux sphères pour  $\beta = \pi/4$  :

$$\frac{I_{S1} - I_{S2}}{I_{S1} + I_{S2}} = \frac{P_3}{P_0} = DOCP = P_\gamma \quad (3.16)$$

Nous pouvons grâce à la lame quart d'onde et au cube de Wollaston placés en sortie de cavité, mesurer le degré de polarisation circulaire des photons. Les deux autres paramètres qui caractérisent l'onde en sortie de cavité sont l'orientation de l'ellipse et son ellipticité définies respectivement par les équations E.23. On peut remarquer que quelque soit l'angle  $\beta$  de la lame quart d'onde, on peut par simple rotation d'angle  $\beta - \pi/2$  et  $\beta - 2\pi$  de ses axes déterminer les quatre paramètres de Stokes définis par :

$$P_0 = I_{S1}(\beta) + I_{S2}(\beta) \quad (3.17)$$

$$P_1 = \frac{I_{S1}(\beta) - I_{S2}(2\pi - \beta)}{\cos^2(2\beta)} \quad (3.18)$$

$$P_2 = \frac{I_{S1}\left(\beta - \frac{\pi}{2}\right) - I_{S1}(2\pi - \beta)}{\cos(2\beta) \sin(2\beta)} \quad (3.19)$$

$$P_3 = \frac{I_{S1}\left(\beta - \frac{\pi}{2}\right) - I_{S1}(\beta)}{\sin(2\beta)} \quad (3.20)$$

avec  $\beta \neq \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{4}$ .

Nous avons donc totalement caractérisé l'onde transmise de la cavité par les mesures de son DOCP, de l'orientation de l'ellipse et de son ellipticité. La calibration des sphères  $S_1$  et  $S_2$  a été effectuée en laboratoire à Saclay. Elle a permis de déterminer les coefficients reliant le signal fourni par les sphères aux intensités de la lumière incidente sur les détecteurs. Si  $I_1$  et  $I_2$  sont les signaux fournis par les sphères, ils sont reliés aux intensités de l'onde transmise par la cavité polarisée selon  $Ox$  et  $Oy$  selon :

$$I_1 = \alpha_{S1} I_{S1} \quad (3.21)$$

$$I_2 = \alpha_{S2} I_{S2}, \quad (3.22)$$

où  $\alpha_{S1} = 4.195 \pm 0.034 \mu W/mW$  et  $\alpha_{S2} = 3.735 \pm 0.034 \mu W/mW$ .

La polarisation de la lumière transmise s'exprime donc en fonction des puissances détectées comme :

$$DOCP = \frac{\frac{I_1}{\alpha_{S1}} - \frac{I_2}{\alpha_{S2}}}{\frac{I_1}{\alpha_{S1}} + \frac{I_2}{\alpha_{S2}}} \quad (3.23)$$

L'erreur sur la mesure est donnée par :

$$\frac{\sigma(DOCP)}{DOCP} = \frac{\frac{2I_1I_2}{\alpha_{S1}\alpha_{S2}}}{\left| \left( \frac{I_1}{\alpha_{S1}} \right)^2 - \left( \frac{I_2}{\alpha_{S2}} \right)^2 \right|} \sqrt{\left( \frac{\sigma(I_1)}{I_1} \right)^2 + \left( \frac{\sigma(I_2)}{I_2} \right)^2 + \left( \frac{\sigma(\alpha_{S1})}{\alpha_{S1}} \right)^2 + \left( \frac{\sigma(\alpha_{S2})}{\alpha_{S2}} \right)^2} \quad (3.24)$$

L'erreur relative sur la puissance pour chacune des voies vaut  $\frac{\sigma(I_1)}{I_1} = \frac{\sigma(I_2)}{I_2} = 2\%$ . L'incertitude sur la détermination des coefficients de calibration est de  $\frac{\sigma(\alpha_{S1})}{\alpha_{S1}} \simeq \frac{\sigma(\alpha_{S2})}{\alpha_{S2}} \simeq 0.9\%$ .

Ce dispositif nous permettra donc de mesurer tout au long de la prise de données, le *DOCP* de la lumière transmise par la cavité.

En outre, la caractérisation complète de l'ellipse de polarisation (orientation, ellipticité) est réalisable grâce à la rotation des axes de la lame quart d'onde (mesure des intensités dans les sphères pour des angles  $\beta$ ,  $\beta - \frac{\pi}{2}$  et  $2\pi - \beta$ ).

Cependant, la mesure en ligne donne uniquement accès à la puissance détectée par les sphères pour un angle donné ( $\beta = \frac{\pi}{4}$ ). Ceci signifie que nous mesurons le *DOCP* de l'onde transmise en permanence lors de l'expérience HAPPEX. En revanche, nous ne pouvons déterminer l'orientation de l'ellipse de polarisation que lors de prise de données spécifiques en jouant sur l'orientation de la lame. Nous verrons l'importance de ce paramètre lorsque nous présenterons la détermination de la fonction de transfert.

#### 3.2.4.4 Polarisation intracavité

Nous avons montré dans l'annexe E que nous sommes capables d'amener une polarisation circulaire de *DOCP*  $\sim 99.6\%$  au point d'interaction Compton (CIP) et que nous pouvons la mesurer en sortie de cavité. Pour remonter à la polarisation au centre de la cavité connaissant la mesure en sortie, nous devons donc déterminer la fonction de transfert entre la sortie de la cavité et la sortie du HBS. Les dépolarisations induites par les traversés des éléments optiques ont été mesurées sur site et sont égales à [150] :

- $\sim 0.1\%$  pour le hublot,
- $\sim 0.1\%$  pour le HBS,
- $\sim 0.05\%$  pour le miroir de sortie de la cavité.

Pour la modélisation de la fonction de transfert, nous allons donc considérer uniquement les deux miroirs de la ligne de sortie puisque les autres contributions ont été mesurées.

Dans la représentation de Jones, le vecteur de polarisation au CIP s'écrit :

$$\mathbf{J}_\gamma^{\text{CIP}} = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \begin{pmatrix} a \\ \pm ib \end{pmatrix}. \quad (3.25)$$

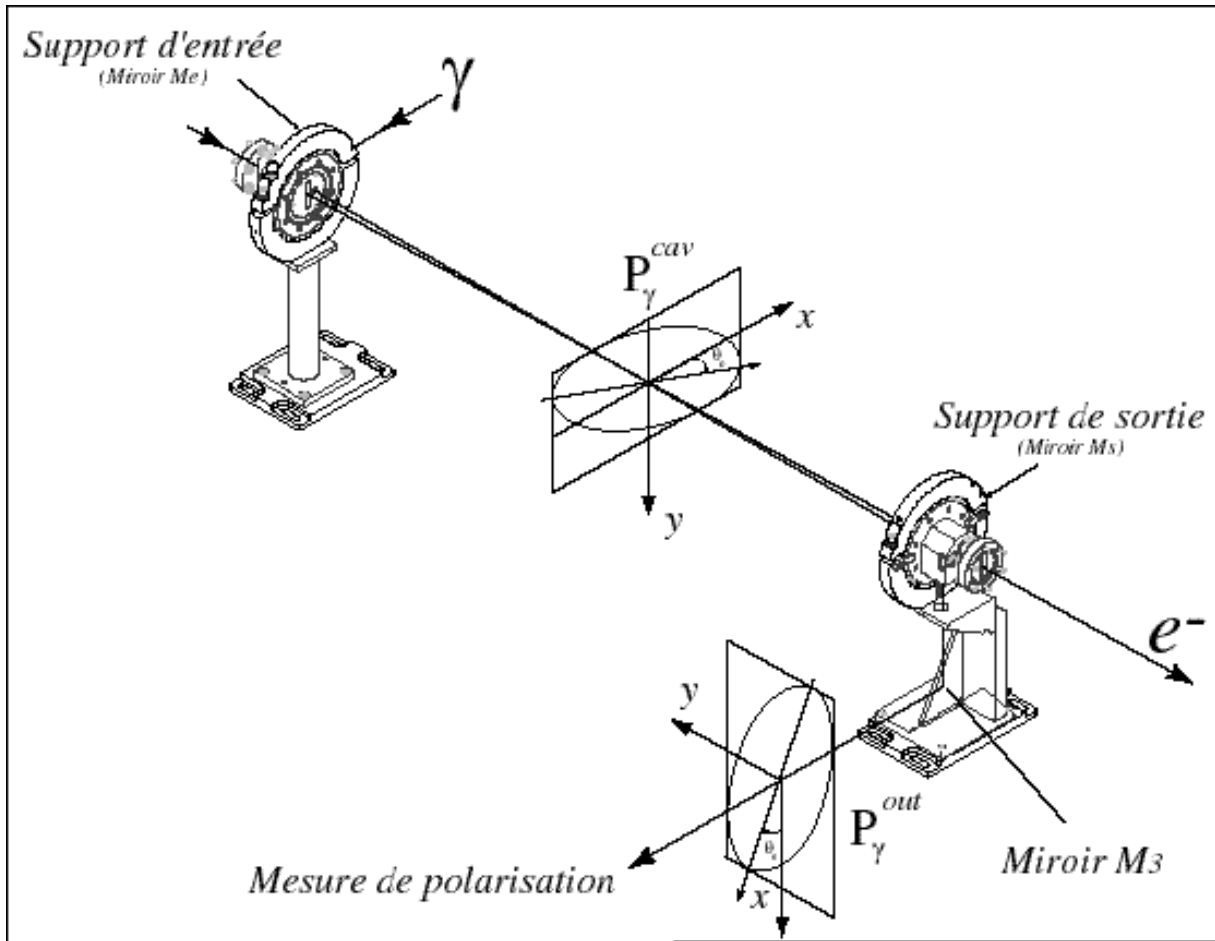


FIG. 3.12 – Représentation de l'ellipse de polarisation au CIP et en sortie des miroirs compensés  $M_s$  et  $M_3$ . Les axes de l'ellipse incidente forment un angle  $\theta_e$  par rapport au référentiel du laboratoire. L'angle de l'ellipse de sortie est noté  $\theta_s$ .

L'ellipse de polarisation forme un angle  $\theta_e$  par rapport à l'axe  $Ox$  au centre de la cavité (figure 3.12). Nous devons donc dans un premier temps ramener le vecteur de polarisation incident  $\mathbf{J}_\gamma^{cav}$  dans le référentiel du laboratoire à l'aide d'une rotation :

$$\mathbf{Rot}(-\theta_e) = \begin{pmatrix} \cos(-\theta_e) & \sin(-\theta_e) \\ -\sin(-\theta_e) & \cos(-\theta_e) \end{pmatrix}. \quad (3.26)$$

Nous avons vu qu'un miroir déphase la composante de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence (composante  $s$ ) par rapport à la composante parallèle ( $p$ ). On note respectivement  $\delta_3 = \delta_3^s - \delta_3^p$  et  $\delta_s = \delta_s^s - \delta_s^p$ , les déphasages du miroir  $M_3$  et du miroir de sortie  $M_s$ . Les matrices associées à chacun des miroirs  $M_s$  et  $M_3$  s'écrivent :

$$\hat{\mathbf{M}}_s = \begin{pmatrix} \frac{\delta_s}{2} & 0 \\ e^{-i\frac{\delta_s}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta_s}{2}} \end{pmatrix} \quad \hat{\mathbf{M}}_3 = \begin{pmatrix} \frac{\delta_3}{2} & 0 \\ e^{-i\frac{\delta_3}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta_3}{2}} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Le vecteur de polarisation en sortie du HBS  $\mathbf{J}_\gamma^{\text{out}}$  est alors donné par :

$$\mathbf{J}_\gamma^{\text{out}} = \hat{\mathbf{M}}_3 \hat{\mathbf{M}}_s \mathbf{Rot}(-\theta_\epsilon) \mathbf{J}_\gamma^{\text{cav}}. \quad (3.28)$$

La fonction de transfert que l'on cherche à déterminer est représentée par le produit des matrices  $\mathbf{M}_3 \mathbf{M}_s \mathbf{Rot}(-\theta_\epsilon)$ .

Pour déterminer le *DOCP* de la lumière en sortie, il nous faut exprimer ce vecteur dans la base des états circulaires<sup>2</sup>. Nous appliquons donc la matrice de changement de base  $\mathbf{LC}$  au vecteur  $\mathbf{J}_\gamma^{\text{out}}$  :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{J}_0^{\text{out}} \\ \mathbf{J}_1^{\text{out}} \end{pmatrix} = \mathbf{LC} \mathbf{J}_\gamma^{\text{out}} \quad \text{avec} \quad \mathbf{LC} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

En représentation de Jones, l'intensité de l'onde étant définie par la norme au carré du vecteur de Jones correspondant, le *DOCP* est une nouvelle fois donnée par l'asymétrie des intensités mesurées par les sphères intégrantes. Ceci nous donne donc :

$$P_\gamma^{\text{sortie}} = \text{DOCP} = \frac{|\mathbf{J}_1^{\text{out}}|^2 - |\mathbf{J}_0^{\text{out}}|^2}{|\mathbf{J}_1^{\text{out}}|^2 + |\mathbf{J}_0^{\text{out}}|^2}. \quad (3.30)$$

En effectuant plusieurs mesures de *DOCP* pour différentes valeurs de l'orientation de l'ellipse en sortie du HBS et au CIP, nous allons pouvoir ajuster les paramètres libres de notre modélisation (déphasage des miroirs) de la fonction de transfert.

La particularité de notre système est qu'une fois la cavité mise en place, nous ne pouvons pas mesurer directement la polarisation de l'onde transmise par les deux miroirs compensés. Le tube faisceau est alors raccordé rajoutant la traversée du hublot dans le système optique. Nous sommes donc contraints de réaliser ces mesures lorsque la cavité est démontée.

Pour déterminer le *DOCP* et l'orientation de l'ellipse au CIP, nous utilisons le dispositif décrit au paragraphe E.2 constitué d'un polariseur tournant et d'une sphère intégrante. Pour les mesures en sortie du HBS, nous utilisons à la fois ce système ainsi que le dispositif final précédemment décrit pour la mesure de la polarisation en sortie de cavité. Nous avons réalisé des mesures pour des polarisations de photons droite et gauche. En ajustant les paramètres

---

<sup>2</sup>. Expérimentalement, cette décomposition est réalisée par la lame quart d'onde placée devant le cube de Wollaston

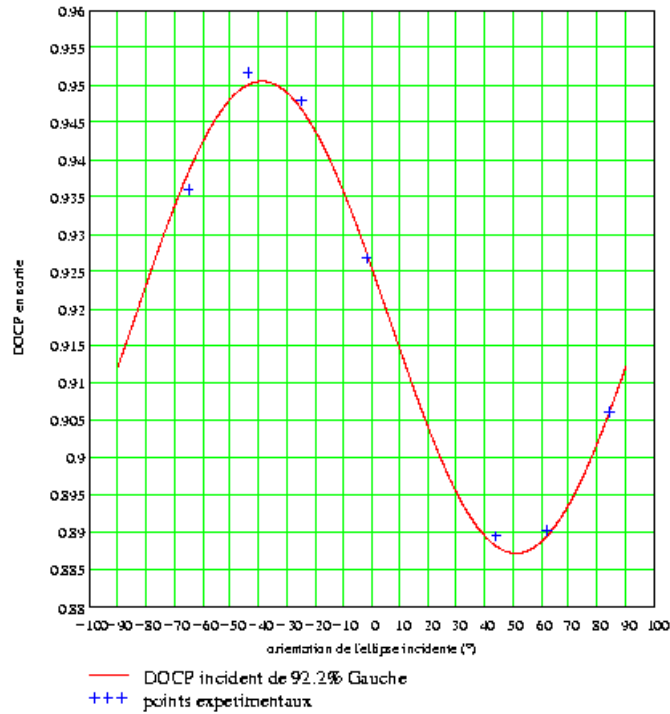


FIG. 3.13 – *Fonction de transfert pour une polarisation gauche de 92.2 % : degré de polarisation circulaire en sortie en fonction de l'angle  $\theta_e$  au centre de la cavité.*

libres de la fonction de transfert sur les mesures, nous obtenons les valeurs des déphasages pour les deux miroirs.

$$\delta_s = -82,7^\circ \quad \delta_3 = 88,7^\circ. \quad (3.31)$$

La figure 3.13 représente un ensemble de points mesurés expérimentalement pour une polarisation gauche de photon avec un  $DOCP$  de +92.2% ainsi que la fonction de transfert ajustée. Nous avons choisi un  $DOCP$  volontairement relativement loin de sa valeur nominale ( $\approx 100\%$ ) car plus l'onde est circulaire et plus il est difficile de mesurer son ellipticité.

Nous avons donc déterminé un couple de paramètres permettant de caractériser la fonction de transfert de la polarisation depuis le CIP jusqu'à la sortie du HBS. Nous pouvons donc inverser numériquement cette fonction pour déterminer l'évolution de la polarisation dans le sens opposé. Ceci signifie qu'en mesurant le  $DOCP$  et l'orientation de l'ellipse de polarisation après le HBS, nous pouvons déterminer le  $DOCP$  au CIP.

Les tableaux 3.1 et 3.2 résument les valeurs des angles et polarisations mesurés au CIP et en sortie de la cavité à l'aide du polariseur tournant.



Entrée			
Angle (°)		DOCP (%)	
Mesuré	Calculé	Mesuré	Calculé
-65	-60	92.0	91.3
-44	-44	92.5	93.2
-25	-25	92.2	92.3
-2	6	92.3	93.1
44	44	92.2	92.1
62	71	92.5	92.1
84	90	92.2	91.7

Sortie	
Angle (°)	DOCP (%)
Mesuré	Mesuré
-65	93.4
-46	95.4
-22	94.8
12	92.8
48	89.0
68	89.4
85	90.7

TAB. 3.1 – Degré et orientation de la polarisation au CIP (entrée) et après le HBS (sortie) mesurés à l'aide du polariseur et de la sphère intégrante pour une polarisation incidente droite de  $-92.2 \pm 0.2$  %.

Entrée			
Angle (°)		DOCP (%)	
Mesuré	Calculé	Mesuré	Calculé
45	50	93.3	93.5
26	32	93.4	93.4

Sortie	
Angle (°)	DOCP (%)
Mesuré	Mesuré
49	96.1
28	95.4

TAB. 3.2 – Degré et orientation de la polarisation au CIP (entrée) et après le HBS (sortie) mesurés à l'aide du polariseur et de la sphère intégrante pour une polarisation incidente gauche de  $+93.3 \pm 0.2$  %.

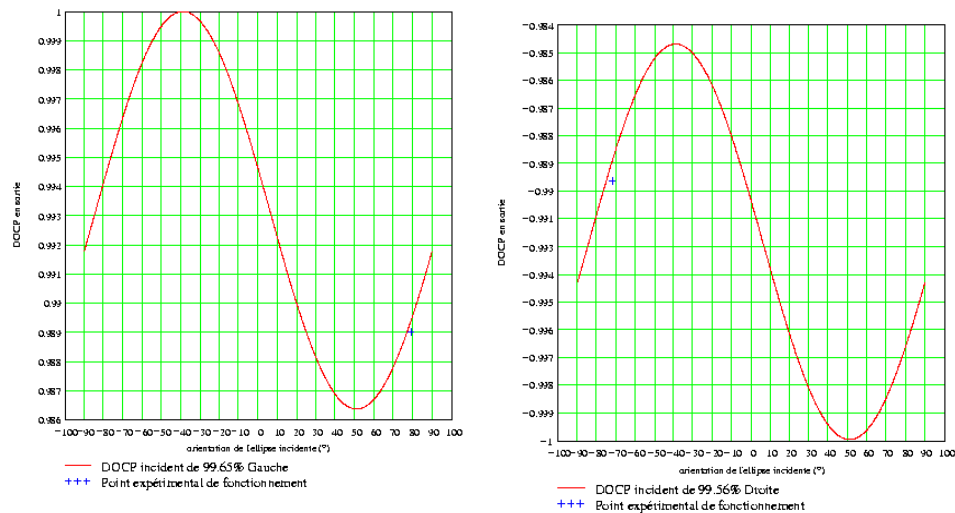


FIG. 3.14 – Degré de polarisation circulaire au centre de la cavité en fonction de l'angle  $\theta_e$  formé par les axes de l'ellipse par rapport au référentiel du laboratoire pour une polarisation droite et gauche.

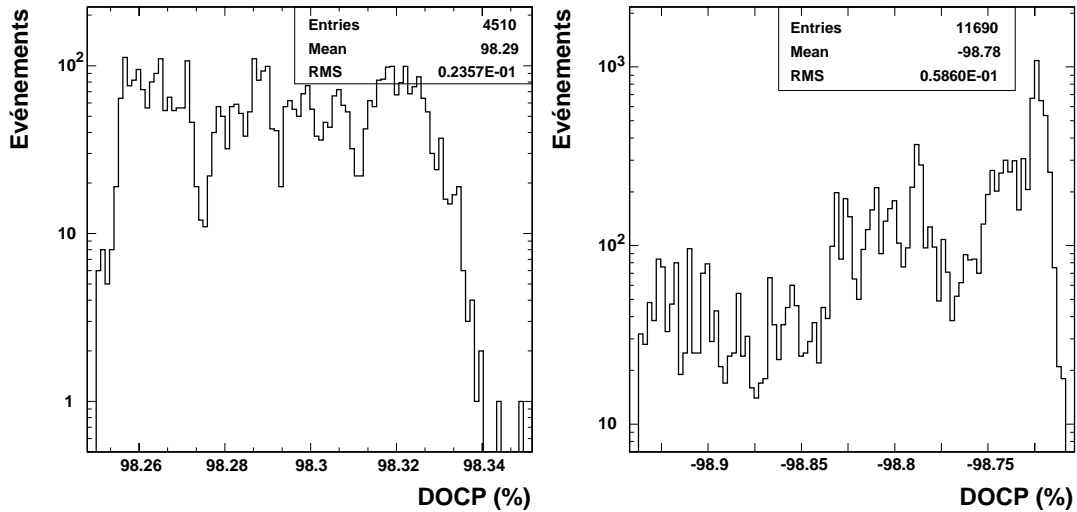


FIG. 3.15 – Distributions des mesures de polarisations de photons circulaires droite et gauche obtenues à partir des mesures en ligne des sphères intégrantes pour un run spécifique

A partir de la fonction de transfert, nous pouvons déterminer le *DOCP* au point d'interaction à mieux que 0.5 %. D'autre part, nous avons effectué les mesures de polarisation et d'angle en sortie à l'aide du polariseur tournant ainsi qu'avec le dispositif fixe. Nous avons mis en évidence un accord entre les deux types de mesure à la précision de mesure près (0.2 %). Ceci validant notre dispositif final de mesure de la polarisation des photons en sortie de cavité.

Nous pouvons donc, en mesurant tout au long de l'expérience HAPPEX le degré de polarisation et l'orientation de l'ellipse, déterminer le *DOCP* au point d'interaction lorsque la cavité résonne.

### 3.2.4.5 Mesure de la polarisation du faisceau de photons pour HAPPEX

Durant HAPPEX, nous n'avons pas régulièrement fait les mesures de l'orientation de l'ellipse et de son ellipticité en faisant varier l'angle des axes de la lame quart d'onde située en sortie de cavité. Cependant, les mesures données par les sphères intégrantes alors que la lame quart d'onde était positionnée à  $\pi/4$  nous permettent de mesurer le *DOCP* en sortie de cavité en permanence. La fonction de transfert nous permet ensuite d'en déduire la polarisation des photons au CIP. La figure 3.14 représente le degré de polarisation en fonction de l'angle au centre de la cavité  $\theta_e$  pendant l'expérience HAPPEX. Ne connaissant pas l'angle  $\theta_e$  de l'ellipse par rapport au référentiel du laboratoire au centre de la cavité, nous ne pouvons déterminer la polarisation des photons au point d'interaction à mieux que  $\pm 0.7\%$ . Le degré de polarisation du faisceau de photons pour HAPPEX pour une polarisation droite et gauche est donc de  $\pm 99.3\% \pm 0.7\%$  (dû à la méconnaissance de l'orientation de l'ellipse).

Les sphères intégrantes positionnées en sortie de cavité mesure l'intensité de l'onde transmise de la cavité sur les deux composantes  $x$  et  $y$  du référentiel du laboratoire (voir figure 3.12). Nous pouvons donc déterminer le *DOCP* de la lumière transmise par la cavité.

Source	Valeur
La fonction de transfert	0.7 %
Distribution des valeurs moyennes des runs	0.5 %
RMS des mesures des sphères sur un run	0.5 %
Méthode de la détermination de la fonction de transfert	0.5 %
Total	1.1 %

TAB. 3.3 – *Budget des erreurs systématiques pour la mesure de la polarisation des photons au CIP*

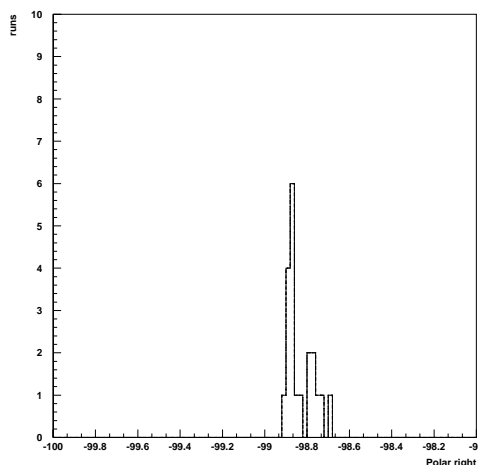


FIG. 3.16 – *Distributions des valeurs moyennes pour les runs entrant dans l'analyse finale.*

La figure 3.15 illustre les distributions des mesures de  $P_\gamma$  pour un run. On peut en extraire les données suivantes :

$$\begin{aligned}
 - P_\gamma^{right} &= -98.78 \pm 0.06 \\
 - P_\gamma^{left} &= +98.29 \pm 0.02
 \end{aligned}$$

ce qui est en accord avec les mesures obtenues avant le démarrage d'HAPPEX et qui nous ont permis de déterminer la fonction de transfert. La distribution des moyennes des mesures de polarisation circulaire droite du faisceau de photons pour les runs qui entreront dans la présentation des résultats est illustrée par la figure 3.16. Comme on peut le constater, le RMS de la distribution est de l'ordre de 0.5 % absolu.

Suite à l'ensemble de ces études, nous avons donc choisi de ne pas corriger run à run la polarisation des photons mais de prendre en compte les variations de polarisation dans l'erreur systématique totale. Le budget des erreurs est donné par le tableau 3.3.

Toutes erreurs combinées, la polarisation du faisceau de photons pendant l'expérience HAPPEX est donc de  $\pm 99.3 \% \pm 1.1 \%$ .

Transmission	60-70 %
Temps de décroissance	$\tau_1 = 5ns$ $\tau_2 = 15ns$ $\tau_3 = 100ns$ $\tau_4 = 1\mu s$
Nombre de photoélectrons/MeV	6

TAB. 3.4 – *Les caractéristiques des cristaux*

### 3.2.5 Le détecteur de photons

Le détecteur de photons rétro-diffusés doit répondre à un certain nombre de contraintes. Tout d’abord, avec un faisceau d’électrons de 4 GeV à 100  $\mu A$  et une puissance du faisceau de photons de 1500 W, le taux de comptage des photons rétrodiffusés est de l’ordre de 100 kHz sur une surface de 500  $\mu m^2$ .

Ce détecteur doit donc permettre une mesure de l’énergie des photons en moins de 100 ns pour éviter de biaiser la mesure à cause des empilements. Soumis à ce régime pendant des mois de prises de données, il doit pouvoir conserver son efficacité de détection et ses propriétés intrinsèques (rapidité, production de lumière et résolution). De plus, situé après le troisième aimant de la chicane, le détecteur est installé dans un volume restreint. Le rayon de Molière de ce détecteur doit donc être le plus faible possible pour contenir l’ensemble de la gerbe et permettre une mesure de l’énergie totale du photon rétro-diffusé. Le choix s’est rapidement orienté vers un nouveau type de cristal scintillant respectant à priori ces contraintes et développé dans le cadre de la R&D du détecteur CMS du LHC : le tungstate de Plomb ( $PbWO_4$ ) construit au laboratoire de Bogoroditsk en Russie [135]. Le détecteur est composé d’une matrice de 5x5 cristaux de  $2 \times 2 \times 23 cm^3$  (cf. figure 3.17 et 3.18) lus par des photomultiplicateurs Philipps XP1911 de faible encombrement (diamètre de 19mm).

Au cours de mon stage de DEA [136], j’ai entrepris la caractérisation des cristaux de  $PbWO_4$  que nous allons installer sur site au laboratoire Jefferson. Les trois paramètres importants sont la transparence du cristal pour assurer une transmission maximale de la lumière de scintillation, les temps de décroissance pour estimer la rapidité du cristal et la production de lumière pour mesurer sa résolution en énergie. Le tableau 3.4 résume l’ensemble de ces données.

Avant d’installer le détecteur au laboratoire Jefferson, nous voulions estimer la résolution de la matrice des 25 cristaux en fonction de l’énergie incidente des photons[137]. Nous avons utilisé le faisceau de photons taggés en énergie du laboratoire de Mayence (MAMI)[138]. Le faisceau d’électrons de 855 MeV interagit avec une cible fine d’or par bremsstrahlung. Les électrons diffusés sont déviés par un dipôle et détectés par des lattes de scintillateurs. Avec ce dispositif, l’énergie de chaque photon de bremsstrahlung est connue avec une résolution de 2 MeV dans une plage de 40 à 800 MeV. De plus, pour calibrer les cristaux entre eux, nous disposons d’une diode bleue<sup>3</sup> couplée à un toron de 25 fibres optiques qui envoie des flashes rapides de lumière (5 ns) dans chaque cristal. La première étape a consisté à calibrer individuellement chaque cristal ( $\alpha_i$ ) par rapport au signal de la diode pour compenser les différences de réponse de chaque

3. Ledtronics 525 nm Ultra acqua green BP280CWAG6K-3,5V-0501

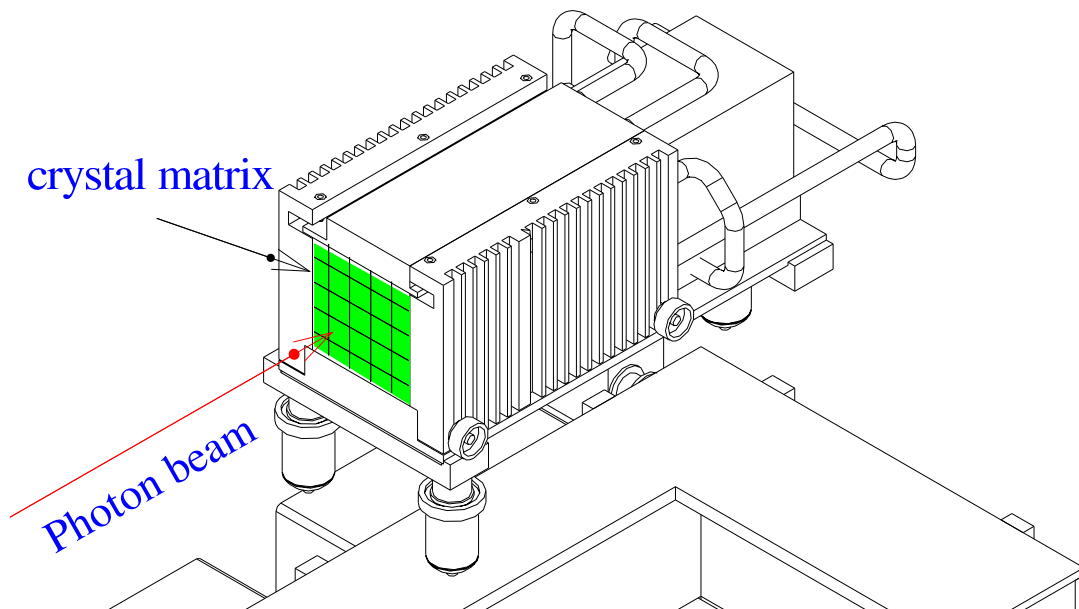


FIG. 3.17 – Vue schématique du détecteur de photons composée de la matrice de 25 cristaux

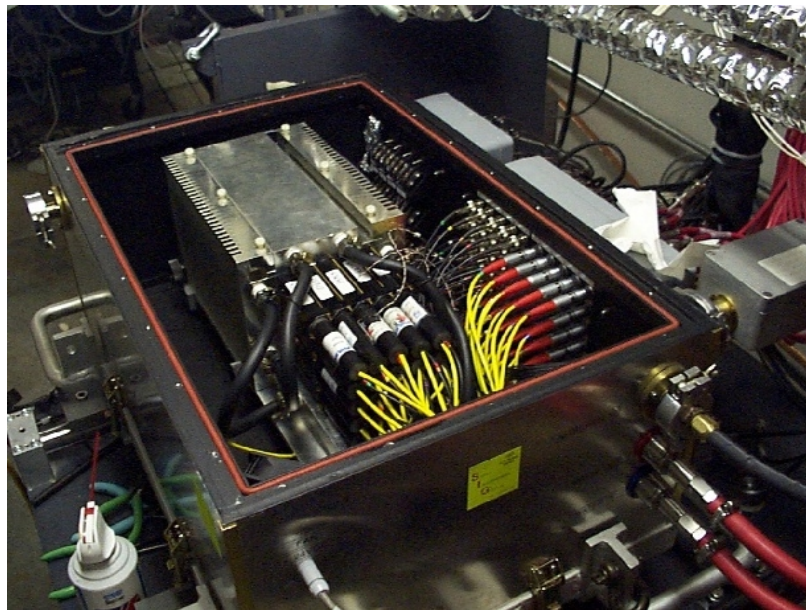
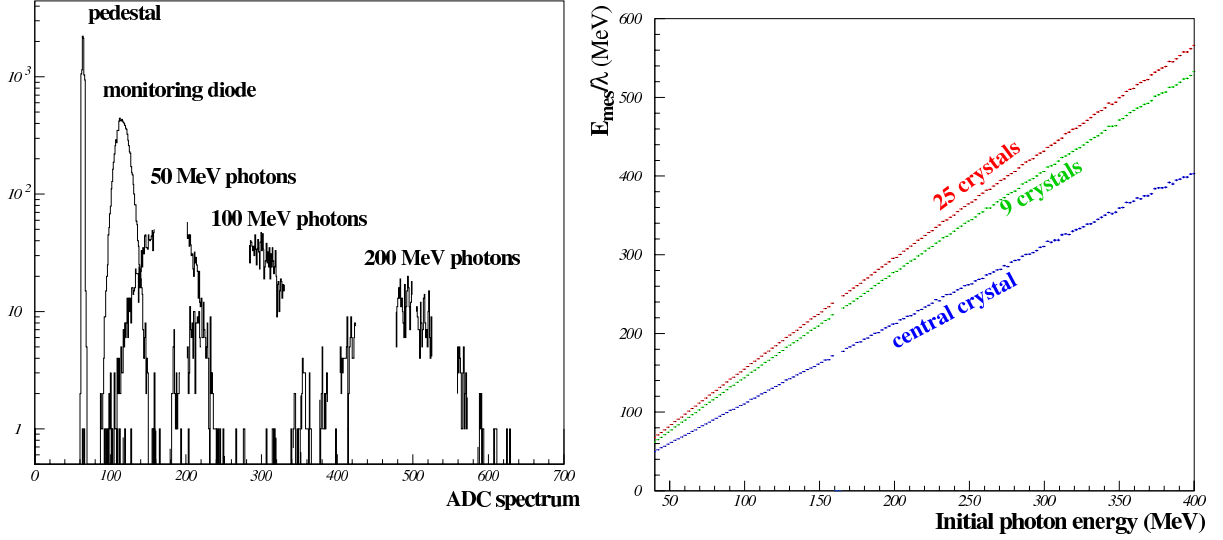


FIG. 3.18 – Photo du détecteur sur site



(a) Spectre ADC du cristal central de la matrice pour les signaux venant de la diode et différentes énergies de photons incidents.

(b) Réponses ( $E_{mes}/\lambda$ ) du cristal central, du cristal central et de ses 8 plus proches voisins et des 25 cristaux de la matrice.

FIG. 3.19 – Spectres ADC et réponses des cristaux

photomultiplicateur. Chaque cristal ( $i$ ) a donc été placé face au faisceau de photons taggés et sa réponse  $Q_i$  comparée à l'énergie des photons incidents  $E_\gamma$ .

La figure 3.19(a) montre les spectres ADC du cristal central de la matrice pour la diode et différentes énergies de photons incidents. Ces réponses sont modélisées par une constante normalisée à la réponse de la diode  $Q_i^D$ . Nous obtenons donc en fonction de l'énergie incidente de photons :

$$Q_i^{norm} = \frac{Q_i - P_i}{Q_i^D - P_i} = \alpha_i E_{left_i} = \alpha_i \lambda E_\gamma$$

où  $P_i$  est le piedestal pour le cristal considéré,  $E_{left_i}$  l'énergie déposée dans le cristal  $i$  par le photon incident et  $\lambda$  représente la fraction d'énergie initiale déposée par le photon incident que l'on considère indépendante du cristal considéré. Ensuite, nous avons placé le détecteur dans sa position nominale situé sur le cristal central de la matrice pour mesurer la réponse totale du détecteur. A cette position, l'énergie mesurée est la somme des contributions normalisées comme précédemment de chaque cristal :

$$E_{mes} = \sum E_{left_i} = \sum \frac{Q_i - P_i}{\alpha_i (Q_i^D - P_i)}$$

La figure 3.19(b) représente les réponses ( $E_{mes}/\lambda$ ) du cristal central, du cristal central et de ses 8 plus proches voisins et des 25 cristaux de la matrice. La linéarité des réponses en fonction de l'énergie est inférieure à 1 %. En faisant l'hypothèse que l'énergie totale du photon est déposée dans la matrice ( $E_{mes} = E_\gamma$ ), nous pouvons déterminer le paramètre  $\lambda$  pour chaque

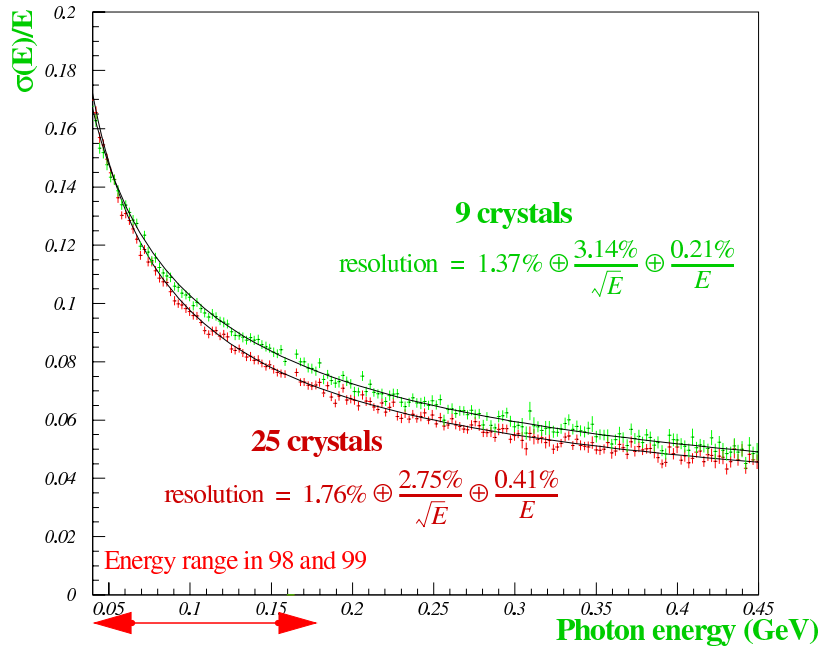


FIG. 3.20 – Résolution du détecteur de photons avec 9 et 25 cristaux en fonction de l'énergie incidente.

sous-partie du détecteur qui correspond à la fraction d'énergie déposée. Il est égal à 72 % pour le cristal central, 28 % pour huit cristaux de la couronne interne et 6% pour les 16 cristaux de la couronne externe. La résolution du détecteur en fonction de l'énergie incidente est définie par  $\sigma(E_{mes})/E_{mes}$  et représentée sur la figure 3.20 pour les neufs cristaux internes et la matrice totale. Dû à une mauvaise qualité de fit, le résultat pour le cristal central n'est pas pertinent. On peut remarquer que la résolution totale du détecteur est inférieure à 10% pour une énergie incidente supérieure à 80 MeV. Pour les données d'HAPPEX, le front Compton se situe à 185 MeV. L'ajustement de ces distributions est défini par la relation :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = a \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus \frac{c}{E}$$

où  $a$  est le terme proportionnel à l'énergie (erreur de calibration, bruit de fond physique),  $b$  est le terme dépendant de la production de lumière du cristal et  $c$  le terme indépendant de l'énergie du photon incident dû principalement au bruit électronique. Les paramètres de l'ajustement sont donnés dans la table 3.5

En conclusion, les différents résultats présentés dans ces dernières pages sont en parfait accord avec les spécifications de notre détecteur de photons pour le polarimètre Compton du laboratoire Jefferson. Le cristal scintillant de  $PbWO_4$  est :

- rapide pour tenir les 100 kHz de taux de comptage en limitant l'empilement,
- dense pour minimiser l'encombrement,

	a(%)	b(%)	c(%)
cristal central	$4,48 \pm 0,11$	$4,80 \pm 0,02$	$0,00 \pm 0,20$
9 cristaux	$1,37 \pm 0,25$	$3,14 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,03$
25 cristaux	$1,76 \pm 0,17$	$2,75 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,01$

TAB. 3.5 – Termes entrant dans la définition de la résolution du détecteur de photons pour le cristal central, les 9 cristaux centraux et la matrice complète.

- résistant aux radiations
- possède une résolution inférieure à 10 % sur la presque totalité du spectre Compton

Le dispositif est composé d'une matrice de 25 cristaux ( $2 \times 2 \times 23 \text{ cm}^3$ ) de  $PbWO_4$  lus par des photomultiplicateurs Philipps XP1911. Pour tenir compte de la variation de la résolution du détecteur en fonction des variations de la température ambiante, la matrice a été enfermée dans une boîte thermostatée à  $18^\circ C$ . Une diode bleue émettant des flashes de lumière de 525 nm d'intensité variable permet d'intercaler les cristaux et leur photomultiplicateur. L'ensemble a été installé sur le polarimètre Compton en sortie de l'aimant D3 et en regard du point d'interaction Compton en Janvier 1998.

### 3.2.6 Le système électronique d'acquisition

L'électronique d'acquisition doit pouvoir enregistrer de nombreux paramètres, comme l'énergie des photons rétrodiffusés, les positions des faisceaux ou leurs intensités, pour chaque événement Compton à une fréquence pouvant aller jusqu'à 100 kHz pour des énergies de faisceau incident de 1 à 8 GeV. Pour mesurer l'énergie déposée par les photons rétrodiffusés, nous avons trois types d'évènements. Les évènements physique dont nous allons décrire le traitement, des évènements aléatoires ("random events") pour déterminer le piedestal des ADC et des évènements d'intercalibration de la réponse des signaux qui sont créés par un générateur de pulses activant la diode de contrôle ("blue diode events"). Nous allons tout d'abord expliquer le traitement des signaux du détecteur de photons avec l'électronique Front-End, puis la présentation de notre logique de déclenchement et enfin le traitement des données par notre système d'acquisition avant leur stockage sur disque.

#### 3.2.6.1 Les cartes d'atténuation

Les signaux des 25 photomultiplicateurs de la matrice passent tout d'abord par des cartes d'atténuation variable (une voie par photomultiplicateur) dont le rôle est de permettre l'intercalibration des 25 signaux et d'obtenir en sortie la même plage d'amplitudes de signal quelque soit l'énergie du front Compton. En effet, pour un faisceau d'électrons de 1 GeV, le front Compton se situe à 17 MeV alors qu'avec un faisceau de 8 GeV, le front Compton se situe à 1 GeV. La taille des signaux varient donc de 100 mV à 1 V. Chaque voie possède alors une ligne de base variable pour compenser les effets des lignes de base de la chaîne d'électronique. De plus, chaque voie peut être utilisée en mode test pour générer des impulsions permettant de tester toute la chaîne d'électronique. Nous verrons plus tard que cette fonctionnalité n'a pas seulement été



utilisée pour tester la chaîne d'électronique mais a aussi permis de mesurer les non-linéarités des cartes d'intégration que nous allons présenter.

Il existe 4 cartes de 8 voies d'atténuation, conçues et fabriquées par le Service d'Electronique et d'Informatique (SEI) de Saclay.

### 3.2.6.2 Les cartes d'intégrations

Chaque signal sortant des cartes d'atténuation est tout d'abord amplifié d'un facteur réglable de 1 à 65 par pas d'une unité. Ils sont alors dupliqués et suivent deux voies différentes. D'un coté, tous les signaux sont traités par la carte trigger (voir 3.2.6.3). D'un autre coté, les signaux sont retardés de 100 ns, temps nécessaire pour le traitement précédent, avant d'être intégrés pendant une durée fixée par le générateur de portes ( $\sim 100$  ns). Chaque signal intégré est maintenu à son niveau pendant 50 ns ("hold gate" voir 3.2.6.3) pour être mesuré par des flash ADC (voir 3.2.6.4). Il existe 5 cartes de 8 voies d'intégration conçues et fabriquées par le SEI.

### 3.2.6.3 La carte trigger

Différents types de déclenchement de l'acquisition sont possibles. En fait, les signaux sont sommés pour former 4 groupes distincts :

- le cristal central,
- la couronne interne (les huit plus proches voisins du cristal central),
- les huit cristaux situés sur la partie supérieure de la couronne externe,
- les huit cristaux situés sur la partie inférieure de la couronne externe.

Ces quatre signaux, ainsi que les signaux aléatoires ("random") et d'intercalibration ("blue diode") sont envoyés dans différentes voies du discriminateur à seuil variable<sup>4</sup>. Le déclenchement final de l'acquisition est défini par un "OU" logique sur chacune des entrées du discriminateur. Le signal de sortie est alors envoyé à un générateur de portes<sup>5</sup> pour ouvrir la porte d'acquisition des cartes d'intégration ( $\sim 100$  ns) et la porte "hold gate" ( $\sim 150$  ns). Les signaux intégrés seront donc maintenus à leur niveaux pour être lus par les flashes ADC pendant 50 ns. De plus, le générateur de porte construit le signal STOP des ADC dont nous reparlerons dans la prochaine section. Ce traitement prend environ 100 ns. Durant la prise de données HAPPEX, nous avons essentiellement utilisé le trigger défini par des évènements de type "cristal central", "blue diode" et "random".

### 3.2.6.4 Les cartes ADC

Nous avons 10 cartes ADC comportant 3 voies de flash ADC<sup>6</sup>, codant les signaux des cartes d'intégration sur 10 bits. Le principe du flash ADC est de lire l'amplitude d'un signal à la fréquence d'une horloge (les nôtres fonctionnent à 40 MHz soit une lecture toutes les 25

---

4. CAEN V258 B

5. CAEN V486

6. CAEN V676

### Photon detector part of the DAQ

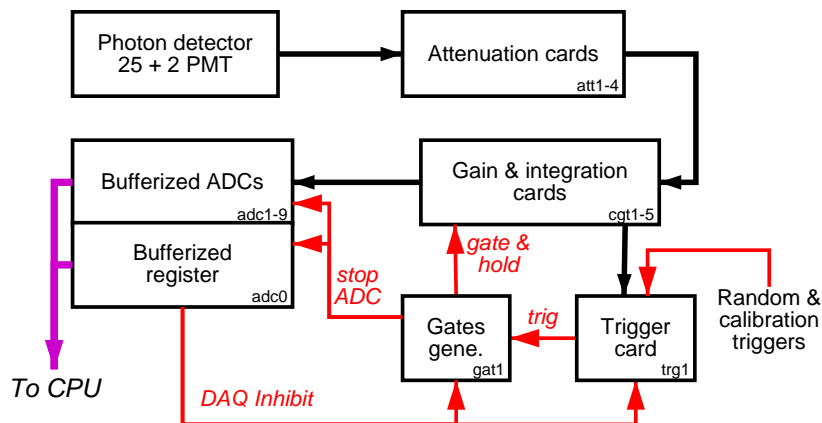


FIG. 3.21 – L'électronique "Front-End" du polarimètre Compton

ns) et de convertir ce résultat sous format digital codé sur 10 bits. En ce qui nous concerne, nous voulons seulement sauvegarder les charges intégrées de chaque photomultiplicateur pour les évènements ayant vérifié la logique de déclenchement. Toutes les autres mesures des flashes ADC nous sont inutiles. C'est pourquoi, pour nous aider dans ce tri, nous maintenons la charge intégrée pendant 50 ns sur chaque voie des cartes d'intégration. Nous sommes alors certain qu'au moins une lecture de cette valeur sera entreprise et identifiée comme mesure à sauvegarder. Le résultat de chaque mesure est compacté en un mot de 32 bits pour les 3 voies d'ADC de la carte considérée. Ce mot est stocké dans une mémoire virtuelle (buffer) circulaire de la carte ADC dans laquelle le dernier mot remplace celui qui a été enregistré quelques intervalles de temps plus tôt (1 intervalle de temps égale 25 ns). On ne peut accéder à toutes les données stockées dans la mémoire d'une carte en même temps ; par analogie, on ne peut pas accéder à la totalité des informations stockées sur une bande magnétique mais qu'aux seules informations situées en face de la tête de lecture. Par conséquent, le dernier mot n'est lisible dans cette mémoire qu'après un temps de latence (5 coups de clocks soit 125 ns plus tard) pris pour stockés les mots suivants. C'est pourquoi le générateur de portes que nous avons présenté dans la section précédente, génère un signal de fin de lecture des ADC (STOP) 300 ns après la vérification de la logique de déclenchement laissant ainsi le temps à l'évènement traité et correctement étiqueté d'atteindre la partie lisible du buffer circulaire. Ce mot est alors extrait du buffer circulaire pour être écrit dans une autre mémoire virtuelle de la carte ADC (FIFO) en même temps que le numéro du coup de l'horloge. Ceci permettra ensuite de synchroniser toutes les cartes ADC entre elles pour former un évènements avec les 25 mesures.

Neuf cartes ADC sont utilisées de cette façon pour les 25 signaux intégrés. La dernière carte (registre) est utilisée pour sauvegarder à chaque évènement, des informations extérieures au détecteur de photons et indiquant :

- le type de déclenchement : "cristal central", "blue diode", "random", etc ...

- le signe de l'hélicité des électrons
- l'état de la carte registre : fonctionnement normal ou anormal auquel cas l'évènement sera rejeté à l'analyse,
- le type de données : mesure de bruit de fond car cavité éteinte ou d'évènements Compton.

Ce système nous permet donc d'enregistrer pour chaque évènement vérifiant la logique de déclenchement l'énergie déposée dans le cristal par les photons rétrodiffusés et un ensemble de paramètres indispensables pour l'analyse ultérieure des données. L'ensemble des cartes électroniques que nous venons de présenter, constitue l'électronique "Front-End" du polarimètre Compton et est schématisé par la figure 3.21.

Toutefois, ce fonctionnement a des limites. En effet, chaque évènement génère 10 mots de 32 bits soit 320 bits. A 100 kHz de taux de comptage, nous obtenons 32 Mbits de données par seconde. A ce taux, nous allons déjà rencontrer des problèmes de transfert de données entre le châssis VME et notre machine d'acquisition. De plus, nous remplissons un disque de 20 Goctets en approximativement 90 minutes. Ces flux de données ne sont donc pas réalistes. C'est pourquoi au cours de l'expérience HAPPEX, nous ne sauvegardions qu'un pourcent des données brutes sur disque. Nous disposons ainsi d'un panel de mesure nous permettant de reconstruire le spectre Compton pour un run d'une heure environ. Ces informations sont alors exploitées en vol. C'est le rôle des CPU VME.

### 3.2.6.5 Les cartes processeur VME

Le système d'acquisition est composé de deux CPU VME<sup>7</sup>. Leur rôle est de lire la mémoire virtuelle des 10 cartes ADC puis de traiter et compacter les informations. Elles fonctionnent en parallèle dans un mode dit "flip-flop". Pendant une fenêtre donnée d'hélicité du faisceau d'électron (renversement à 30 Hz), la CPU 1 lit les données enregistrées dans les mémoires virtuelles des cartes ADC (FIFO) pendant que la CPU 2 traite les informations lues lors de la fenêtre précédente. Au renversement de l'hélicité des électrons, la CPU 1 traite les informations qu'elle vient de lire pendant que la CPU 2 lit de nouvelles données dans les FIFO. Et ainsi de suite, d'où le nom de "flip-flop".

Chaque CPU possède une mémoire virtuelle dans laquelle l'ensemble des traitements suivants vont être opérés. Pour compacter les données, nous avons choisi de les regrouper par fenêtre de polarisation. La première étape consiste à réserver une place mémoire pour un ensemble de paramètres qui seront mis à jour à la fin du traitement et qui concernent la fenêtre de polarisation considérée (cf. figures 3.22 et 3.23) :

- le numéro de la fenêtre de polarisation initialisé au début de chaque run d'une heure,
- le nombre de coups d'horloge depuis le début de la fenêtre de polarisation pour en mesurer sa durée,
- le nombre de coups d'horloge (40 MHz) pendant lesquels l'électronique a été inhibée du fait de la vérification de la logique de déclenchement pour mesurer le temps mort de l'acquisition,

---

7. MOTOROLA PowerPC MVME2306

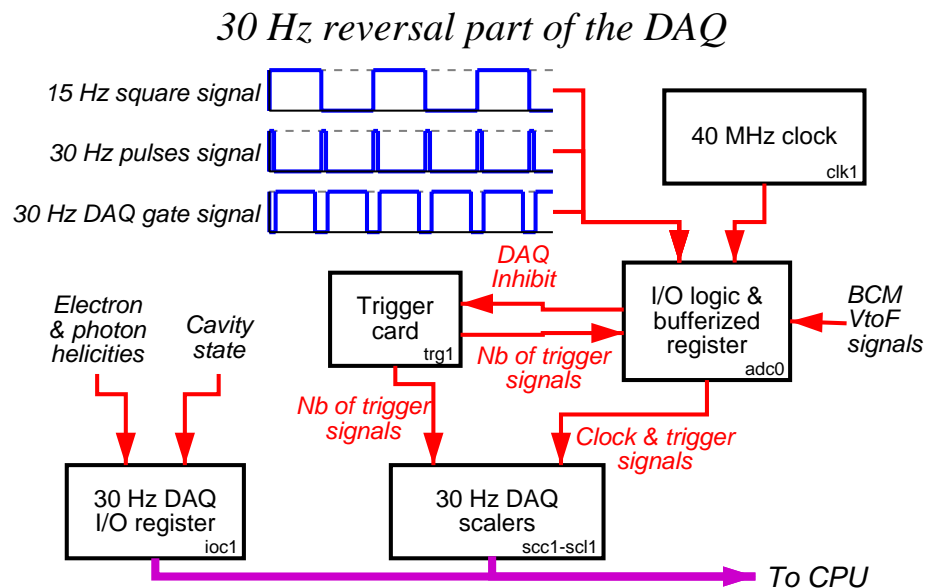


FIG. 3.22 – Acquisition des données par fenêtre de polarisation (30 Hz)

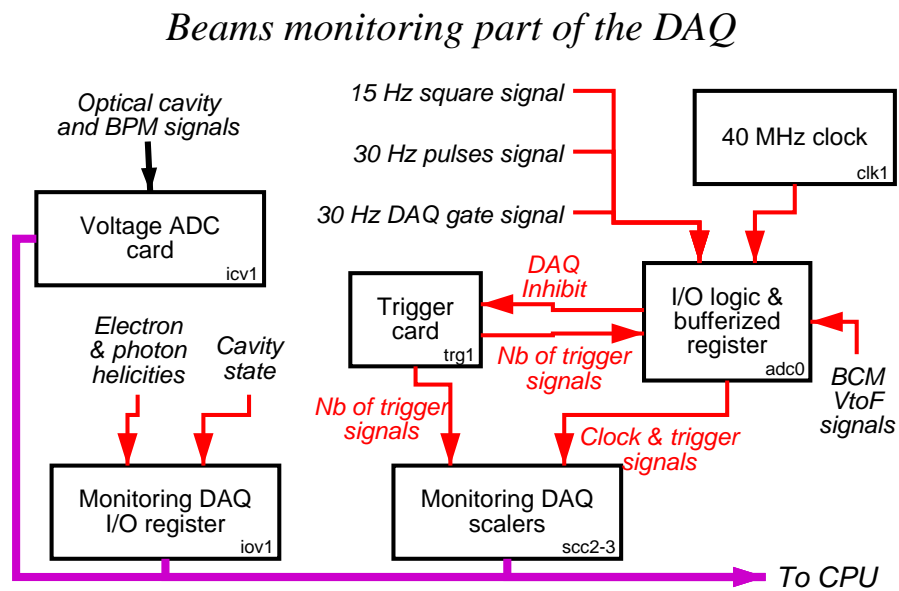


FIG. 3.23 – Acquisition des paramètres des faisceaux d'électrons et de photons à 600 Hz maximum

- le nombre total d'évènements détectés (sans inhibition),
- le nombre d'évènements pour chaque type de déclenchement ("cristal central", etc..),
- la valeur moyenne de l'intensité du faisceau d'électrons (2 BCM) mesurée par des VTOF,
- la valeur moyenne des positions du faisceau d'électrons (4 positions  $x^+$ ,  $x^-$ ,  $y^+$ ,  $y^-$  pour chacun des 3 BPM de la chicane),
- la valeur moyenne des positions du faisceau de photons données par les 2 quatre-quadrants,
- les puissances lues par les sphères intégrantes en sortie de cavité qui nous permettront de remonter à la puissance et la polarisation des photons intracavité,
- les pieds de chaque photomultiplicateurs,
- l'hélicité de l'électron,
- le signal de la photodiode en réflexion,
- le signal de la photodiode en transmission,
- L'état du servo control de la cavité. Ces trois derniers items nous permettront de déterminer l'état de la cavité (OFF ou ON, mesure de bruit de fond ou évènements Compton)
- la polarisation des photons (circulaire droite ou gauche)
- l'état du coil pulsing (cf. paragraphe 2.6.3 pour la présentation de ces données qui ne seront pas utilisées pour la mesure de la polarisation car elles entraînent de, par leurs constructions, des fausses asymétries en position)

La deuxième étape consiste à créer pour le cristal central et la somme de tous les cristaux, un histogramme de la valeur lue par l'ADC sur 20 bins. Ainsi, nous pourrions reconstruire pour ce cristal, le spectre Compton et son bruit de fond pour tous les évènements avec 20 bins d'ADC. Finalement, les évènements bruts (1% du flux initial de données) sont synchronisés et écrits dans cette mémoire. A la fin de la fenêtre de polarisation, l'ensemble des informations stockées dans cette mémoire est envoyé sur le réseau et déversé dans un buffer sur notre machine d'acquisition. Le système d'acquisition CODA gère alors ce flux de données pour les sauvegarder sur disque. L'ensemble de ces données ne représente plus que quelques centaines de kbits par seconde ce qui devient tout à fait raisonnable pour être transporté sur le réseau ethernet et traités par notre machine d'acquisition.

Les évènements sont donc regroupés sous deux formats pour une fenêtre de polarisation :

- les données brutes (1% des évènements acquis)
- les données traitées (taux de comptage, paramètres faisceau, etc...)

Dans ce chapitre, nous avons essentiellement présenté le dispositif expérimental du polarimètre Compton à JLab. Son installation a pris fin en février 1999 avec le couplage de la cavité Fabry-Perot à l'accélérateur. Quelques semaines plus tard, ce fut le début de l'expérience HAP-PEX et les premières données exploitables du polarimètre. Nous allons présenter maintenant l'analyse de ces données.



# Chapitre 4

## La mesure de l'asymétrie expérimentale

Ce chapitre développe les méthodes utilisées pour mesurer l'asymétrie expérimentale  $A_{exp}$ . Nous expliquons comment à partir de l'asymétrie brute de taux de comptage nous déterminons l'asymétrie expérimentale. Pour cela, nous mettrons à profit la possibilité d'acquérir des événements avec des polarisations de photons opposées afin de réduire les erreurs systématiques. Nous montrerons qu'il est nécessaire d'acquérir des événements où la cavité est décrochée afin de mesurer le taux de bruit qui dilue l'asymétrie expérimentale.

Après cette section consacrée aux principes de mesure, nous entrons dans le vif du sujet en présentant la procédure de prise de données, ainsi que les coupures définissant les événements entrant dans l'analyse finale. Nous détaillons alors les mesures de l'asymétrie brute, puis de l'asymétrie corrigée de la dilution du bruit et l'erreur associée à cette correction. Nous poursuivons en estimant l'erreur systématique due à une éventuelle asymétrie du bruit. Enfin nous cloturons ce chapitre par l'estimation de la source d'erreur systématique principale pour la détermination de l'asymétrie expérimentale: les fausses asymétries dues aux différences de positions du faisceau d'électrons pour les deux états d'hélicité.

### 4.1 Principe de l'extraction de l'asymétrie expérimentale

Expérimentalement, la mesure de l'asymétrie des nombres d'événements est réalisée en détectant et comptant des photons détectés par la matrice de  $PbWO_4$ .

Ces nombres d'événements pour les deux états de polarisation des électrons  $\pm$  sont définis par :

$$N^\pm = r^\pm T^\pm \quad \text{avec} \quad r^\pm = \mathcal{L}_c^\pm \sigma_c^\pm + \mathcal{L}_b^\pm \sigma_b^\pm$$

où, pour chaque fenêtre d'hélicité,  $r^\pm$  est le taux d'événements,  $T^\pm$  le temps d'acquisition (typiquement  $30 \text{ ms}$ ),  $\mathcal{L}_{c,b}^\pm$  est la luminosité au point d'interaction pour le signal Compton et le bruit,  $\sigma_{c,b}^\pm$  les sections efficaces correspondantes. L'asymétrie brute des nombres d'événements vaut donc :

$$A_{brute}^N = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{r^+ T^+ - r^- T^-}{r^+ T^+ + r^- T^-}$$

Il vient donc rapidement que :

$$A_{brute}^N = \frac{A_T + A_r}{1 + A_T A_r} \quad \text{où} \quad A_T = \frac{T^+ - T^-}{T^+ + T^-} \quad \text{et} \quad A_r = \frac{r^+ - r^-}{r^+ + r^-}$$

Par conséquent, tout autre paramètre égal par ailleurs, si le temps de prise de mesure est différent pour les deux états d'hélicité de l'électron, l'asymétrie brute que nous calculons sera diluée par l'asymétrie des temps  $A_T$ . Ce même raisonnement peut aussi s'appliquer au courant du faisceau d'électrons. Ces deux paramètres sont mesurés pendant la prise de données pour chaque état de polarisation. Par conséquent, pour nous affranchir des fausses asymétries et éviter une dilution de notre asymétrie expérimentale, nous allons normaliser les nombres d'évènements détectés par le détecteur de photons aux temps de prise d'acquisition et à l'intensité du faisceau pendant cette mesure pour définir des taux de normalisés (kHz/ $\mu A$ ) et utiliser dans la suite de ce manuscrit l'asymétrie brute comme :

$$A_{brute} = \frac{\frac{N^+}{T^+ I^+} - \frac{N^-}{T^- I^-}}{\frac{N^+}{T^+ I^+} + \frac{N^-}{T^- I^-}} \quad (4.1)$$

Cependant, comme nous l'avons vu dans le chapitre présentant le polarimètre Compton, lorsque la cavité résonne, le bruit de fond dans le détecteur de photons est mesuré simultanément aux évènements Compton sans que nous ne puissions expérimentalement les différencier l'un de l'autre. Or dans l'équation 3.12, l'asymétrie expérimentale se réfère à une asymétrie de taux de comptage normalisés d'évènements Compton. Nous devons donc calculer cette asymétrie expérimentale en séparant dans les taux normalisés définissant l'asymétrie brute, les contributions du Compton  $c^\pm$  et du bruit de fond  $b^\pm$  comme  $N^+ = c^+ + b^+$  et  $N^- = c^- + b^-$ . L'asymétrie expérimentale est alors donnée par :

$$A_{exp} = A_{brute} \left( 1 + \frac{B}{S} \right) - \frac{B}{S} A_B \quad (4.2)$$

où le rapport bruit sur signal est défini par  $\frac{B}{S} = \frac{b^+ + b^-}{c^+ + c^-}$  et l'asymétrie de bruit est donnée par  $A_B = \frac{b^+ - b^-}{b^+ + b^-}$ . Le bruit de fond va donc diluer l'asymétrie expérimental d'un facteur  $\frac{B}{S} A_{brute}$  et s'il dépend de l'hélicité des électrons, il va également introduire une fausse asymétrie  $A_B$ . Il sera donc important de minimiser toutes les sources de bruit de fond pour la mesure de l'asymétrie expérimentale mais surtout de consacrer du temps lors de la prise de données à la mesure exclusive du bruit de fond. Pour ce faire, lorsque la cavité ne résonne pas et que le faisceau d'électrons traverse la chicane, les seuls évènements détectés par le détecteur de photons sont des évènements de bruit de fond. Nous avons déterminé dans l'annexe C, les temps de mesures  $T_{ON}$  et  $T_{OFF}$  nécessaires à l'obtention d'une mesure de polarisation avec la cavité résonnante (Signal et bruit de fond) et non-résonnante (bruit de fond). Le temps total



de la prise de données à une précision statistique donnée sur le mesure de la polarisation du faisceau d'électrons est défini par les relations suivantes :

$$(T)_{min} = (T_{ON})_{min} + (T_{OFF})_{min} = T_0 \left[ 2\sqrt{\frac{B}{2S}\left(\frac{B}{S} + 1\right)} + \frac{3B}{2S} + 1 \right] \quad (4.3)$$

$$\text{avec} \quad T_0 = \frac{1}{\mathcal{L}_S \sigma_s A_{exp}^2 \left( \frac{\sigma(P_e)}{P_e} \right)^2} \quad (4.4)$$

où  $T_0$  correspond au temps de mesure pour un signal Compton pur (sans bruit de fond) et  $\frac{B}{S}$  est le rapport bruit sur signal de notre mesure. Il apparaît donc primordial pour réduire le temps de la mesure de minimiser ce rapport Bruit/Signal.

Pour fixer les ordres de grandeur, considérons un rapport Bruit/Signal typique de 10%. Dans les conditions cinématiques d'HAPPEX, pour obtenir une mesure de la polarisation du faisceau d'électron à  $\frac{\sigma(P_e)}{P_e} = 1,5\%$  statistique, le temps de mesure sans bruit de fond est égale à  $T_0 = 2333s$ , nous obtenons une durée totale de la prise de données de  $T_{ON} = 3777s$  soit environ 1 heure.

Par ailleurs, même si nous normalisons les nombres d'évènements au temps d'acquisition et à l'intensité du faisceau d'électrons, d'autres paramètres peuvent changer entre deux états consécutifs de polarisation du faisceau d'électrons. Entre autres, des changements de positions ou d'angles du faisceau d'électrons feront varier la luminosité au point d'interaction. Considérons un cas réaliste dans lequel ces paramètres  $p$  sont différents selon l'état de polarisation des électrons et définis par :

$$p^+ = p_0 + \Delta p \quad p^- = p_0 - \Delta p$$

Au premier ordre, les taux de comptage sont alors donnés par :

$$\begin{aligned} r^+ &= c^+(p_0 + \Delta p) + b^+(p_0 + \Delta p) = \mathcal{L}_c^+(p_0 + \Delta p)\sigma_c^+ + \mathcal{L}_b^+(p_0 + \Delta p)\sigma_b^+ \\ &= \sigma_c^+ \left[ \mathcal{L}_c^+(p_0) + \Delta p \left( \frac{\partial \mathcal{L}_c^+}{\partial p} \right)_{p=p_0} \right] + \sigma_b^+ \left[ \mathcal{L}_b^+(p_0) + \Delta p \left( \frac{\partial \mathcal{L}_b^+}{\partial p} \right)_{p=p_0} \right] \\ r^- &= c^-(p_0 - \Delta p) + b^-(p_0 - \Delta p) = \mathcal{L}_c^-(p_0 - \Delta p)\sigma_c^- + \mathcal{L}_b^-(p_0 - \Delta p)\sigma_b^- \\ &= \sigma_c^- \left[ \mathcal{L}_c^-(p_0) - \Delta p \left( \frac{\partial \mathcal{L}_c^-}{\partial p} \right)_{p=p_0} \right] + \sigma_b^- \left[ \mathcal{L}_b^-(p_0) - \Delta p \left( \frac{\partial \mathcal{L}_b^-}{\partial p} \right)_{p=p_0} \right] \end{aligned}$$

L'asymétrie expérimentale se réduit alors à :

$$A_{exp} \simeq A_{brute} \left( 1 + \frac{B}{S} \right) - \left( \frac{B}{S} \right) A_B + \sum_{p=1,4} \left( \Delta p \frac{1}{r} \left( \frac{\partial r}{\partial p} \right)_{p=p_0} \right)$$

C'est cette définition de l'asymétrie expérimentale que nous allons utiliser dans la suite de ce manuscrit. Cependant, nous disposons d'un degré de liberté supplémentaire avec la polarisation du faisceau de photons. En effet, nous sommes capables grâce à la lame quart d'onde située après le laser de renverser la polarisation du faisceau de photons intracavité (de circulaire droite à circulaire gauche). L'effet de cette transformation sera d'inverser le signe de l'asymétrie expérimentale. On peut alors déterminer pour un run deux asymétries expérimentales définies par :

$$A_{exp}^R = A_{brute}^R \left( 1 + \frac{B^R}{S^R} \right) - \left( \frac{B^R}{S^R} \right) A_B^R + \sum_{p=1,4} A_p^R = +A_{exp}$$

$$A_{exp}^L = A_{brute}^L \left( 1 + \frac{B^L}{S^L} \right) - \left( \frac{B^L}{S^L} \right) A_B^L + \sum_{p=1,4} A_p^L = -A_{exp}$$

En toute rigueur, nous devrions calculer l'asymétrie à 15 Hz pour chaque paire de polarisations des électrons lorsque la cavité résonne et la moyenner ensuite sur l'ensemble des paires d'un run ayant une même polarisation de photons. En pratique, nous ne sommes pas capables de mesurer le rapport bruit/signal ou l'asymétrie de bruit en vol puisque notre détecteur ne permet pas de séparer les contributions des évènements Compton et du bruit de fond. Nous devons mesurer la contribution du bruit de fond lors de prise de données spécifiques où la cavité ne résonne pas. Nous définissons donc par  $\tau_1 = c + b$ , les taux mesurés par le détecteur de photons lorsque la cavité résonne et par  $\tau_0 = b$ , les taux de lorsqu'elle ne résonne pas. Le rapport bruit sur signal est alors défini par :

$$\frac{B^R}{S^R} = \frac{\tau_0^R}{\tau_1^R - \tau_0^R} \quad \text{et} \quad \frac{B^L}{S^L} = \frac{\tau_0^L}{\tau_1^L - \tau_0^L} \quad (4.5)$$

Nous pouvons donc redéfinir les asymétries brutes de taux de comptage, qui sont les seules quantités dépendant de nos observables, pour chaque état de polarisation du faisceau de photons par :

$$A_{brute}^R = \frac{\tau_1^R - \tau_0^R}{\tau_1^R} \left[ +A_{exp} + \frac{\tau_0^R}{\tau_1^R - \tau_0^R} A_B^R - \sum_{p=1,4} A_p^R \right] \quad (4.6)$$

$$A_{brute}^L = \frac{\tau_1^L - \tau_0^L}{\tau_1^L} \left[ -A_{exp} + \frac{\tau_0^L}{\tau_1^L - \tau_0^L} A_B^L - \sum_{p=1,4} A_p^L \right] \quad (4.7)$$

La valeur moyenne de l'asymétrie brute de taux de comptage pondérée par son erreur statistique sur un run est alors donnée par :

$$\langle A_{brute} \rangle = \frac{\omega^R A_{brute}^R - \omega^L A_{brute}^L}{\omega^R + \omega^L} \quad \text{où} \quad \omega_{(R,L)} = \frac{1}{\sigma^2(A_{brute}^{(R,L)})} \quad (4.8)$$

En utilisant les équations 4.6, 4.7 et 4.8, on peut exprimer l'asymétrie expérimentale pour un run comme :

$$A_{exp} = \frac{1}{\left( \omega^R \frac{\tau_1^R - \tau_0^R}{\tau_1^R} + \omega^L \frac{\tau_1^L - \tau_0^L}{\tau_1^L} \right)} \left[ \begin{aligned} & (\omega^R + \omega^L) \langle A_{brute} \rangle && \text{Asymétrie expérimentale} \\ & - \left( \frac{\omega^R \tau_0^R}{\tau_1^R} A_B^R - \frac{\omega^L \tau_0^L}{\tau_1^L} A_B^L \right) && \text{Asymétrie de bruit} \\ & + \left( \frac{\omega^R}{\tau_1^R} (\tau_1^R - \tau_0^R) \sum_{p=1,4} A_p^R - \frac{\omega^L}{\tau_1^L} (\tau_1^L - \tau_0^L) \sum_{p=1,4} A_p^L \right) && \text{Asymétries de positions} \end{aligned} \right]$$

Nous faisons à ce stade deux hypothèses : le terme correspondant à l'asymétrie de bruit, ainsi que celui correspondant à la fausse asymétrie de position sont négligeables. Chacune de ces hypothèses fera l'objet d'une étude spécifique dans la suite de ce chapitre. Sur cette base, notre définition de l'asymétrie expérimentale sera donnée par :

$$A_{exp} = \frac{\omega^R + \omega^L}{\left( \omega^R \frac{\tau_1^R - \tau_0^R}{\tau_1^R} + \omega^L \frac{\tau_1^L - \tau_0^L}{\tau_1^L} \right)} \langle A_{brute} \rangle \quad (4.9)$$

On peut remarquer que dans le cas d'une statistique identique pour les deux états de polarisation du faisceau de photons intracavité ( $\omega^R = \omega^L$ , soit  $\tau_1^R = \tau_1^L$ ), on retrouve bien l'expression de l'asymétrie expérimentale donnée par  $A_{exp} = \left( 1 + \frac{B}{S} \right) \langle A_{brute} \rangle$ , où l'asymétrie brute des taux de comptage est diluée par le rapport bruit/signal. La différence entre ces deux expressions de l'asymétrie expérimentale ne reflète que la différence de statistique dans le détecteur de photons pour les deux états de polarisation du faisceau de photons. De plus, si nous disposions d'un dispositif sans bruit de fond, nous retrouverions bien l'asymétrie expérimentale directement définie par l'asymétrie des taux de comptage Compton normalisés au courant  $A_{exp} = \langle A_{brute} \rangle$ .

Nous insistons maintenant sur le fait que toutes les valeurs moyennes qui entreront en jeu dans la détermination de l'asymétrie expérimentale et de ses erreurs systématiques dues au bruit de fond ou aux fausses asymétries en position devront être calculées en utilisant la même pondération  $\omega^R$  et  $\omega^L$ .

De façon plus générale, on peut remarquer que cette technique de renversement de polarisation est tout à fait standard. L'expérience HAPPEX l'utilise aussi directement sur la polarisation des électrons avec l'insertion ou la suppression d'une lame demi-onde dans le transport

optique du laser à la source d'électrons. Avec la lame demi-onde, le spin des électrons sera par exemple aligné avec le sens de propagation et sans la lame demi-onde, il sera anti-aligné. Cependant, la polarisation sera toujours définie comme positive. L'asymétrie brute de taux d'HAPPEX changera donc de signe (et la nôtre aussi comme nous le verrons) suivant l'état de la lame demi-onde et permettra donc d'annuler les fausses asymétries corrélées à la polarisation du faisceau d'électrons.

Nous pouvons donc déterminer alors l'erreur statistique sur l'asymétrie expérimentale :

$$\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} = 2\sqrt{\frac{N^+N^-}{(N^+ + N^-)^3}} = \sqrt{\frac{1}{(N^+ + N^-)} \left( \frac{1 - A_{exp}^2}{A_{exp}^2} \right)} \Rightarrow \sigma(A_{exp}) \simeq \frac{1}{\sqrt{(N^+ + N^-)}}$$

Pour obtenir une précision de 1,5% sur l'asymétrie expérimentale qui dans les conditions cinématiques d'HAPPEX est estimée en moyenne à 1,3%, nous devons donc mesurer  $N^+ + N^- = 2.10^8$  événements Compton.

Enfin, nous soulignons que pour déterminer l'asymétrie expérimentale définie par l'équation 4.9, la seule approximation que nous sommes obligés de faire concerne la mesure du bruit. Notre détermination de l'asymétrie expérimentale suppose que le bruit de fond que nous ne mesurons pas lorsque la cavité résonne est égal à celui que nous mesurons lorsque la cavité ne résonne pas. Notons que cette approximation ne s'applique pas aux calculs de l'asymétrie de taux de comptage normalisés au courant  $A_{brute}$ , ni aux fausses asymétries en position et angle  $A_p$  puisqu'elles ne font intervenir que les taux de  $\tau_1$  lorsque la cavité résonne.

En conclusion, pour mesurer une asymétrie expérimentale de taux de comptage Compton avec notre dispositif expérimental, nous devons :

- mesurer les taux de comptage  $\tau_1$  dans le détecteur de photons avec la cavité résonante pour déterminer l'asymétrie brute de taux de comptage normalisés au courant  $A_{brute}$ ,
- mesurer le bruit de fond  $\tau_0$  en arrêtant le faisceau de photons dans la cavité pour déterminer le rapport  $\frac{B}{S}$  et l'asymétrie de bruit de fond  $A_B$
- mesurer les sensibilités des taux de comptage aux variations des paramètres du faisceau d'électrons (les positions et les angles au point d'interaction) pour estimer les fausses asymétries
- entreprendre ces mesures pour une polarisation droite et gauche des photons intracavité.

Nous allons voir maintenant les procédures de prises de données que nous avons mises au point pour atteindre ces objectifs.

## 4.2 Procédures de prises de données

La première étape consiste d'abord et avant tout à faire croiser les deux faisceaux pour obtenir une luminosité maximale au point d'interaction situé au milieu de la cavité Fabry-Perot.

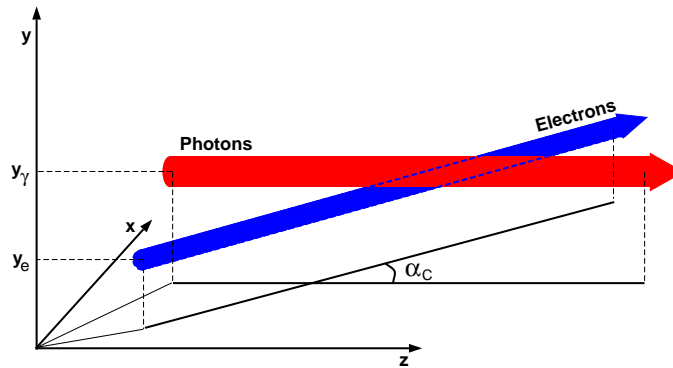
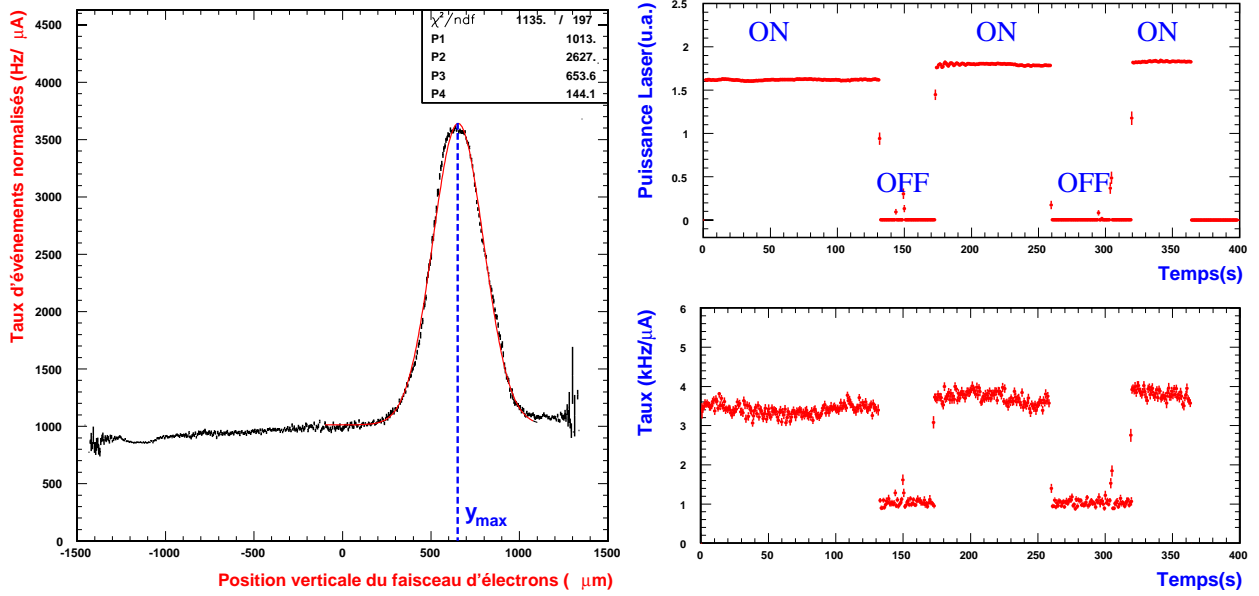


FIG. 4.1 – Vue schématique des faisceaux d'électrons et de photons. La recherche de luminosité maximale s'effectue par déplacement vertical du faisceau d'électrons par rapport au faisceau de photons fixe.

Nous avons vu au chapitre 3.2.4.2 que la position du faisceau de photons est déterminée par le fait que la cavité est monolithique. Aussi considérerons-nous le faisceau intracavité comme notre référence. Nous devons donc définir une procédure de croisement des faisceaux en déplaçant le faisceau d'électrons de manière à ce qu'il intercepte le faisceau de photons lorsque la cavité résonne. Par construction mécanique, les deux faisceaux se situent dans le même plan horizontal et forment un angle de croisement  $\alpha_C$  de 23 mrad (figure 4.1). Il suffit donc de déplacer verticalement le faisceau d'électrons dans la section droite de la chicane pour croiser les deux faisceaux et le maintenir à cette position optimale définie par  $y_\gamma = y_e$ . Ce déplacement est effectué en jouant sur l'intensité du courant circulant dans les bobines des dipôles. La taille du faisceau d'électrons étant estimée à  $\sigma_e \sim 100\mu\text{m}$ , nous avons choisi d'effectuer un balayage en position rythmé par des pas d'environ  $40\mu\text{m}$ . La variation que l'on doit appliquer au champ magnétique des dipôles pour induire un déplacement vertical de  $40\mu\text{m}$  du faisceau d'électrons dans la partie centrale de la chicane est donnée par  $\Delta B(G.cm) \simeq 25.1 \times E(\text{GeV})$

Une augmentation (diminution) du champ déplacera le faisceau d'électrons vers le bas (haut). L'ajustement du champ est effectué par les opérateurs de CEBAF. A chaque position du faisceau d'électrons mesurée par les moniteurs de position (BPM), le détecteur de photons enregistre les taux de comptage. La figure 4.2(a) représente l'évolution des taux de comptage normalisés à l'intensité du courant en fonction de la position verticale du faisceau d'électrons dans la section droite de la chicane. Ces données ont été enregistrées pour une intensité de faisceau de  $10\mu\text{A}$  et une énergie incidente de 4.2 GeV. On peut constater que les taux augmentent puis diminuent lorsque nous effectuons une excursion verticale du faisceau. La position optimale ( $y_e \sim 650\mu\text{m}$ ) est définie par le maximum des taux de comptage correspondant au maximum de luminosité au point d'interaction. A cette position optimale, nous décrochons volontairement la cavité en arrêtant le système de rétroaction sur le laser. La cavité décroche et se vide. Il n'y a donc plus de faisceau de photons à l'intérieur de la cavité. Nous ne devons donc mesurer que les taux de comptage provenant du bruit de fond. Les effets de cette procédure sur les taux de comptage sont illustrés par la figure 4.2(b) où l'on voit la corrélation directe entre les taux et la



(a) Evolution des taux de comptage dans le détecteur de photons en fonction de la position verticale du faisceau d'électrons au point d'interaction Compton.

(b) Corrélation entre les taux de comptage détectés dans le calorimètre électromagnétique et l'état de la cavité (ON/OFF) représentée en fonction du temps.

FIG. 4.2 – Optimisation du croisement des faisceaux de photons et d'électrons.

présence ou l'absence du faisceau de photons à l'intérieur de la cavité. Cette procédure, qui ne prend que quelques minutes, a été répétée toutes les 2 à 3 heures pendant la prise de données HAPPEX et est valable quelque soient les paramètres cinématiques des deux faisceaux.

Nous pouvons maintenant vérifier qualitativement que le spectre obtenu correspond à la luminosité attendue. Nous ne donnons ici qu'une estimation grossière afin de vérifier que les ordres de grandeur sont respectés. Comme nous l'avons vu dans la section 3.1.3, la luminosité maximale  $\mathcal{L}_{max}$  correspond au recouvrement maximal du faisceau d'électrons et du faisceau de photons et est donnée par l'équation 3.4 Les taux d'événements normalisés à l'intensité sont alors donnés par  $\tau = \frac{\mathcal{L}_{max}}{I} \sigma_C$  où  $\sigma_C$  est la section efficace Compton totale.

Pour une énergie incidente des électrons de 4.2 GeV et des photons de 1.165 eV, celle-ci vaut  $\sigma_C \simeq 0.62$  barn.

La prise de données représentée sur la figure 4.2(a) a été effectuée avec une puissance intracavité de l'ordre de 1500 W, une longueur d'onde de  $\lambda=1064$  nm, une intensité du faisceau d'électrons de  $10 \mu A$  et un angle de croisement  $\alpha_C=23.5$  mrad. La luminosité maximale est donc de  $4000 \text{ barn}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Le taux d'événements Compton produits et détectés si l'on suppose une efficacité de détection de 100 %, est alors de l'ordre de  $\tau \sim 2.6 \text{ kHz}/\mu A$ . Nous retrouvons bien sur la figure 4.2 un taux d'événements Compton de l'ordre de  $2.6 \text{ kHz}/\mu A$  auquel s'ajoute un taux de bruit d'environ  $1 \text{ kHz}/\mu A$ .

$I_e(\mu A)$	$P_L(W)$	$\sigma_e(\mu)$	$\sigma_\gamma(\mu)$	$\alpha_C(mrad)$	$\mathcal{L}_s(barn^{-1}s^{-1})$	$\sigma_s(barn)$	$A_{exp}(\%)$	$P_e(\%)$	B/S
40	1200	80	120	23.5	$1.2 \cdot 10^5$	0.6	1	70	0.1

TAB. 4.1 – *Ordre de grandeur des conditions expérimentales lors de l'expérience HAPPEX en 1999.*

La seconde étape consiste à minimiser le bruit de fond dans le détecteur de photons. Les conditions expérimentales rencontrées lors de l'expérience HAPPEX sont résumées dans le tableau 4.1. Le bruit de fond est composé de 3 sources distinctes, le synchrotron, le bremsstrahlung sur les particules du vide résiduel dans le tube faisceau et les interactions des électrons du halo du faisceau avec les supports mécaniques des miroirs de la cavité. Nous présentons et estimons les contributions de chaque processus dans l'annexe D. Avec un blindage de 2.5 cm de Pb face au détecteur de photons, la contribution du synchrotron devient négligeable. Avec les paramètres du vide dans la section droite de la chicane, la contribution du bremsstrahlung est de l'ordre de quelques dizaines de  $Hz/\mu A$ . La plus grosse contribution, qui peut se révéler largement supérieure aux taux de Compton attendus, provient de l'interaction des électrons du halo du faisceau avec les supports mécaniques de la cavité situé à 5 mm de la position centrale dans le plan transverse. Connaissant les dimensions du faisceau intracavité  $\sigma_\gamma \simeq 123\mu m$ , la courbe en cloche signant le croisement des faisceaux permet d'estimer la taille du faisceau d'électrons au point d'interaction Compton à  $\sigma_e^2 = \sqrt{\sigma_T^2 - \sigma_\gamma^2} \sim 75\mu m$ . Cependant si nous avons supposé dans nos calculs de luminosité que le faisceau d'électrons possède une enveloppe gaussienne dans le plan transverse, il s'avère qu'elle ne l'est pas dans la réalité car le transport du faisceau dans l'ensemble des éléments magnétiques qu'il rencontre dans l'accélérateur tend à peupler les ailes. Lors de la prise de données, nous avons donc apporté un soin particulier à l'optimisation des réglages de la focalisation et de la position du faisceau d'électrons au point d'interaction Compton avec l'aide des opérateurs de la machine. Les réglages consistent lorsque la cavité est décrochée à minimiser le taux de comptage dans le détecteur de photons en jouant sur les intensités des courants circulant dans le quadrupôle situé en amont du polarimètre (pour la focalisation) et dans les aimants de la chicane (pour la position). Nous définissons alors une position optimale du faisceau d'électrons qui minimise le bruit de fond. Cette position n'est pas toujours la même car elle dépend fortement du transport du faisceau en amont de la chicane. Lorsque ce taux de comptage est minimisé, on fait résonner la cavité pour s'assurer que le croisement des faisceaux est toujours optimal. Nous considérons que le réglage machine était satisfaisant lorsque le rapport bruit/signal dans le détecteur de photons (taux avec la cavité non-résonante/taux avec la cavité résonante) était de l'ordre de 0.1.

Lorsque ces procédures de croisement et de minimisation du bruit de fond sont effectuées, nous sommes prêts à prendre des données pour mesurer la polarisation du faisceau d'électrons. Nous devons maintenant définir une procédure standard pour cette prise de données dont le but est de minimiser les fausses asymétries que le faisceau d'électrons pourraient générer. Nous avons montré au paragraphe 4.1 qu'une différence systématique dans les paramètres entre les états d'hélicités opposées induit une fausse asymétrie  $A_p$  de taux de comptage  $r$  dans la mesure

expérimentale définie par  $A_p = \Delta p \frac{1}{r} \left( \frac{\partial r}{\partial p} \right)_{p=p_0}$  où  $\Delta p$  représente la différence en positions et angles  $(x, y, \theta_x, \theta_y)$  entre les états de polarisation  $\Delta p = p^+ - p^-$ . Nous ne considérerons dans la suite de la discussion que la position verticale  $y$  du faisceau d'électrons car elle est la plus sensible à ce problème. Toute l'argumentation est bien sûr valable pour les autres paramètres.

La figure 4.2 illustre le fait qu'à la position de luminosité maximale ( $y = y_{max}$ ), la variation (pente) des taux de comptage est nulle. En revanche, plus on s'éloigne de cette position, plus la sensibilité  $\frac{\partial r}{\partial y}$  augmente (en valeur absolue). Le signe de cette dérivée change selon que le faisceau d'électrons est au-dessus ou au-dessous de la position optimale.

Ceci signifie que lorsque le faisceau est mal positionné ( $y \neq y_{max}$ ), outre une diminution de la luminosité, nous mesurerons une fausse asymétrie de position verticale  $A_y$  d'autant plus grande (à  $\Delta y$  constant) que le faisceau est éloigné de son optimum.

Aussi nous-attacherons nous à conserver la position du faisceau d'électrons aussi proche que possible de sa valeur de référence  $y_{max}$ . Pendant l'expérience HAPPEX, nous avons vérifié continuellement en ligne que la position du faisceau d'électrons ne bouge pas de plus de 100  $\mu m$  par rapport à la position optimale<sup>1</sup>. Si le faisceau bouge de plus de 100  $\mu m$  (parce que les opérateurs machine changent les orbites du faisceau dans l'accélérateur en amont de la chicane), nous interrompons la prise de données et réeffectuons la procédure d'optimisation de croisement des faisceaux et de minimisation du bruit de fond.

De plus, sachant qu'il nous faut environ 1 heure pour mesurer la polarisation du faisceau d'électron avec une précision statistique de 1,5%, nous devons veiller à toutes les sources possibles d'écart du rapport Bruit/Signal que sont les modifications de l'optique magnétique, les arrêts du faisceau d'électrons, l'accrochage de la cavité ou un quelconque dysfonctionnement du dispositif expérimental. Par conséquent, nous avons décidé d'alterner des périodes courtes de prise de données où la cavité résonne ( $\approx 5$  minutes) et où la cavité ne résonne pas ( $\approx 2$  minutes).

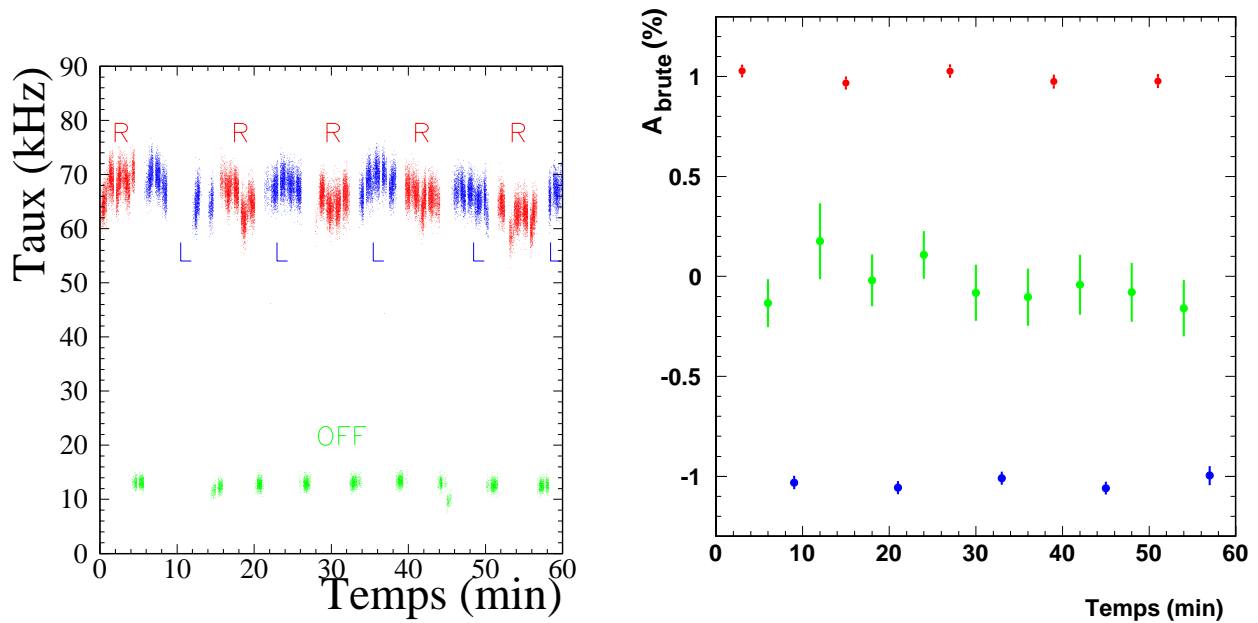
Finalement, pour minimiser les erreurs systématiques corrélées à l'hélicité des électrons (nous reviendrons sur ce point plus tard dans ce chapitre), pendant les périodes où la cavité ne résonne pas, la polarisation des photons est retournée grâce à la lame quart d'onde motorisée située juste après le laser (cf 3.2.4.2). Ainsi la procédure de prise de données au cours d'un run standard est définie par la séquence suivante :

1. Cavité ON, Polarisation circulaire droite ( $\approx 5$  minutes),
2. Cavité OFF ( $\approx 2$  minutes),
3. Cavité ON, Polarisation circulaire gauche ( $\approx 5$  minutes),
4. Cavité OFF ( $\approx 2$  minutes),
5. ...

---

1. un système d'asservissement de la position a été développé pour les prises de données ayant eu lieu en 2000.





(a) Taux de comptage dans le cristal central du calorimètre. Les périodes de signal (cavité ON) sont labélées R (respectivement L) lorsque la polarisation des photons est droite (respec. gauche) et OFF lorsque la cavité est décrochée.

(b) Asymétrie expérimentale de taux de comptage pour chaque période R, L et OFF représentée sur la figure (a).

FIG. 4.3 – Structure d'un run de données pendant l'expérience HAPPEX.

La figure 4.3 (a) illustre la procédure de prise de données que nous venons d'expliquer en montrant l'évolution des taux de comptage enregistrés dans le cristal central du détecteur de photons en fonction du temps pour un run. Lorsque la cavité est accrochée, les taux de comptage mesurés sont de l'ordre de 70 kHz. Le taux de bruit est d'environ 13 kHz.

Le renversement de la polarisation du faisceau de photons au cours du run entraîne le changement de signe de l'asymétrie expérimentale comme l'illustre la figure 4.3 (b). Elle représente les asymétries expérimentales mesurées pour chaque période R (cavité ON, polarisation droite), L (cavité ON, polarisation gauche) et OFF (cavité OFF) de la figure (a). Nous voyons que les amplitudes de l'asymétrie pour chaque polarisation des photons sont compatibles à 0.1 % environ. Ceci signifie en première approximation que le niveau des systématiques est faible devant l'asymétrie que l'on mesure.

En utilisant ces procédures grandement automatisées et gérées par la machine d'acquisition, nous avons acquis plus de 300 runs pendant les mois de mai et juillet 1999. L'expérience HAPPEX étant la première campagne de mesures du polarimètre Compton, toutes ces données ne seront pas exploitables pour une mesure de polarisation du faisceau d'électrons car beaucoup d'entre elles sont intervenues avant l'optimisation de nos procédures de prises de données (elles ont d'ailleurs beaucoup servi à cela). Nous allons voir maintenant les coupures que nous avons

effectuées sur ces données pour sélectionner les runs où les conditions ont été stables.

### 4.3 Sélection des évènements

Nous devons définir un ensemble de critères sur les paramètres des deux faisceaux (position, taille, intensité) avec lesquels nous minimiserons les sources d'erreurs systématiques et les fausses asymétries. Nous allons procéder en trois étapes :

1. sélection des runs où les conditions sont standards
2. sélection des runs où toutes les paramètres indispensables pour mesurer l'asymétrie expérimentale sont présents.
3. coupures sur les évènements pour minimiser les sources d'erreurs systématiques et/ou de fausses asymétries.

Commençons tout d'abord par une première présélection des données qui consiste à rejeter les runs qui ne correspondent pas à des conditions "standards" de prise de données. Ceci signifie que nous allons conserver pour analyse uniquement les runs qui présentent :

- une alternance de périodes de signal (cavité ON) et de bruit (cavité OFF)
- une position stable du faisceau d'électrons, c'est-à-dire des variations de position  $\Delta X$  et  $\Delta Y < 100 \mu\text{m}$ .

Cette première étape de filtrage aboutit à un ensemble de 150 runs environ.

Nous devons ensuite établir un ensemble de critères de sélection pour identifier les événements enregistrés lorsque la cavité résonne (cavité ON) et lorsqu'elle ne résonne pas (cavité OFF). Il ne faut pas oublier que c'est seulement lorsque la cavité ne résonne pas que nous mesurons la contribution du bruit de fond. Cette étape est donc essentielle pour le reste de notre analyse. Au début de l'expérience HAPPEX (période de type III où numéro de runs  $< 3000$ ), pour définir l'état de la cavité nous utilisons exclusivement les informations provenant (cf. figure 3.10 au paragraphe 3.2.4.2):

- de la photo-diode rapide qui détecte l'intensité réfléchiée par le miroir d'entrée de la cavité (PDR),
- des deux sphères intégrantes ( $S_1$  et  $S_2$ ) qui permettent de mesurer la puissance et la polarisation en sortie de cavité.

Le signal détecté par la PDR est une image de ce qui se passe dans la cavité. Elle est située en sortie du cube séparateur après la mise en forme de la polarisation par la lame quart d'onde. Le rôle de ce cube est de laisser passer l'onde incidente sans la déformer et de dévier l'onde réfléchiée par le miroir d'entrée de la cavité vers la PDR. La réponse attendue lorsque la cavité résonne est un faible signal dans la PDR alors que le signal est fort lorsque la cavité ne résonne pas. Cependant, nous nous sommes rendus compte que cette information ne suffisait pas à déterminer proprement l'état de la cavité. En effet, lorsque nous retournons la polarisation

des photons avec la lame quart d'onde motorisée, du fait que les axes de l'onde en sortie n'étaient pas alignés avec les axes de sélection du cube, le signal réfléchi par le miroir de la cavité était faible alors que la cavité était décroché. On simulait donc une réponse Cavité ON alors que la cavité ne résonnait pas. De plus, en ce qui concerne les mesures des sphères intégrantes, suivant l'état de polarisation de l'onde transmise par la cavité, toute la puissance de l'onde est envoyée par le cube de Wollaston sur une des deux sphères. Donc un fonctionnement normal pourrait être identifié comme un signal fort sur  $S_1$  ( $\approx 100mW$ ) et un signal faible sur  $S_2$  ( $\approx 1mW$ ) ou vice-versa. Par construction, les sphères intégrantes possèdent deux signaux de sortie : un analogique parfaitement calibré et un numérique qui lui ne l'est pas et qui possède un changement de gamme autour de 100 mW qui correspond au maximum de puissance pour un état de polarisation parfaitement circulaire. Autrement dit, les sorties numériques des sphères intégrantes pouvaient donner comme résultat 1 mW pour une puissance incidente de 1 mW ou 100 mW comme illustré par la figure 4.4. Malheureusement, nous ne pouvons acquérir dans le flot des données que le signal numérique.

Nous avons donc ajouté dans l'identification de l'état de la cavité le signal provenant de la boucle électronique d'accrochage (SERVO) de la cavité (période de type II où numéro de  $3000 < \text{runs} < 3532$ ). Nous avons rapidement constaté que ce signal n'est pas plus fiable. En effet, ce n'est pas parce que le servo est enclenché que la cavité est accroché. Lors des phases de réaccrochage de la cavité, une rampe en fréquence sur le laser est lancée (à ce moment-là, le servo est ON). Cependant, il faut un certain temps (quelques secondes) avant que la cavité ne résonne (que la fréquence du laser soit sur la bande passante de la cavité). Cette remarque est aussi valable pour la période de décrochage de la cavité. Comme nous répétons régulièrement cette procédure au cours d'un run, nous avons donc encore trop d'incertitudes sur l'état d'accrochage de la cavité pendant une période non-négligeable de la prise de données correspondant aux changements d'état de la cavité.

Finalement, nous avons réussi à trouver un meilleur critère qui signerait l'état de la cavité. Il s'agit de la photo-diode rapide qui détecte l'intensité transmise par la cavité (PDT). Si la cavité résonne, nous obtenons du signal en sortie de cavité sur cette photodiode. Si elle ne résonne pas, la PDT ne détecte rien. Ce critère de sélection de l'état de cavité définit la période de type 1 pour les numéros de runs  $> 3532$ .

Ces informations sont enregistrées dans des voies d'un tiroir "Pattern Unit" de notre acquisition. Elles ont été rajoutées au fur et à mesure de notre compréhension du système. C'est pourquoi, nous sommes obligés de regrouper les données en trois périodes dont l'ensemble des critères de sélections est résumé dans le tableau 4.2. Nous ne présenterons dans la suite de ce manuscrit que les résultats provenant des données de la période I puisque, comme nous le verrons par la suite, pour les deux autres périodes nous ne pouvons calculer les fausses asymétries de position. Cette coupure ne nous laisse plus que les 50 runs du mois de juillet.

Maintenant que nous avons sélectionné un ensemble de runs où tous les paramètres indispensables à la mesure de l'asymétrie expérimentale sont présents, la dernière étape consiste à effectuer des coupures plus fines sur les évènements à l'intérieur d'un run. Nous commencerons par la définition de l'état de résonance de la cavité. Pour conserver un évènement d'un de ces runs pour l'analyse, nous devons être sûr de l'état d'accrochage de la cavité. Cette sélection génère donc une réjection d'environ 4.5 % des évènements pour lesquels nous ne pouvons

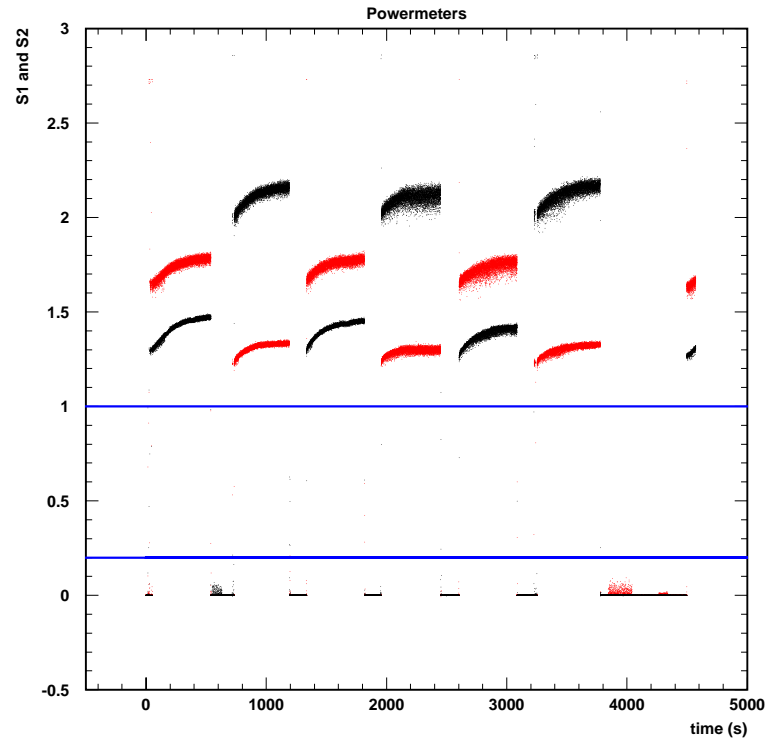


FIG. 4.4 – Signal dans les sphères intégrantes pour cavité ON (niveau haut) et cavité OFF (niveau bas). Les lignes horizontales représentent les coupures.

	Type I		Type II		Type III	
	ON	OFF	ON	OFF	ON	OFF
PDT	1	0	-	-	-	-
SERVO	1	0	1	0	-	-
PDR	0	1	0	1	0	1
S1 et S2	> 1	< .2	> 1	< .2	> 1	< .2

TAB. 4.2 – Critères de sélection utilisés pour définir l'état de la cavité optique. Les signes (-) signifient que les informations n'étaient pas disponibles.

Coupure	Position	Modulation de faisceau	Intensité	Informations para- mètres faisceau	Etat cavité inchangé
Rejet (%)	0.08	36	7.5	0.3	0.03

TAB. 4.3 – *Critères de sélection des événements et perte de statistique engendrée. La sélection sur la modulation du faisceau n'est appliquée que sur une partie des données (run > 3000).*

conclure formellement sur l'état de la cavité (ni 'ON', ni 'OFF'). Ces évènements sont essentiellement présents lors des phases d'accrochage de la cavité au cours du run. Dans ces phases, une rampe en fréquence est lancée sur la fréquence du laser pour accrocher la bande passante de la cavité. La fréquence du laser passe fortuitement sur des modes non-fondamentaux de la cavité, créant des accrochages furtifs le temps que cette fréquence traverse la fréquence de ce mode non-fondamental. L'état de la cavité n'étant pas stable nous rejetons ces données.

Une fois l'état de la cavité bien défini, nous appliquons d'autres coupures sur les données afin de nous assurer de la validité des événements.

Tout d'abord, nous vérifions l'information sur la position du faisceau fournie par les BPM. La tension recueillie sur les antennes doit être comprise entre 1 et 4.5 V pour que la mesure de la position ait un sens. Cette coupure sur le signal issu de chacun des deux moniteurs entourant la cavité optique pour la position horizontale et la position verticale affecte très faiblement l'échantillon statistique (0.08 %).

Nous avons vu que l'expérience HAPPEX utilise un système de modulation du faisceau d'électrons afin de déterminer la sensibilité des taux de comptage à ces variations (cf paragraphe 2.6). Ceci se traduit en terme de position par des déplacements de quelques centaines de microns. Or, de telles variations peuvent entraîner d'importantes fausses asymétries dans la mesure du polarimètre. Aussi allons-nous rejeter les événements pour lesquels la modulation du faisceau (ou *coil pulsing*) est active, ce qui correspond à environ un tiers du temps. Ce critère est le plus sélectif puisqu'il rejette  $\sim 36$  % des événements par run. Cependant, l'information sur l'état de cette modulation n'est disponible que pour une partie de la prise de données (*run > 3000*). Nous ne pourrions donc pas effectuer cette coupure pour les runs les plus anciens.

Pour assurer une prise de données dans des conditions de faisceau stable, nous appliquons une sélection sur l'intensité du faisceau d'électrons mesurée par les BCM. Nous demandons d'une part que le courant soit supérieur à une valeur de  $5 \mu\text{A}$ , qui correspond à la coupure imposée par HAPPEX. D'autre part, nous imposons que la valeur du courant diffère de moins de  $3 \mu\text{A}$  de la valeur la plus probable dans le run. La coupure sur la valeur du courant rejette environ 7.5 % des données.

Pour chaque paire, nous avons besoin des signaux fournis par l'acquisition à 600 Hz (position et courant du faisceau d'électrons, puissance lumineuse dans les sphères intégrantes). Dans des cas rares, aucune information n'est disponible suite à un problème passager du système d'acquisition et nous rejetons ces événements (0.3 %).

Enfin, nous nous assurons que l'état de la cavité reste inchangé d'une paire à la suivante, ce qui a un effet négligeable sur notre échantillon (0.03 %).

Le tableau 4.3 résume les différentes coupures effectuées sur les données.

Nous avons défini les critères de sélection de nos données. Ces données font partie de la toute première campagne de mesure du polarimètre Compton ce qui explique le fait que des 300 runs initiaux, nous n'allons analyser que les 50 derniers runs de juillet. En effet, nous devons mener en parallèle la prise de données et le début de l'analyse au fur et à mesure de l'expérience. Ceci nous a permis de définir les paramètres expérimentaux indispensables pour mesurer l'asymétrie expérimentale et de les insérer dans le flux de données sauvegardées pour chaque run.

Nous allons donc nous concentrer sur les 50 runs du mois de juillet pour lesquels nous allons maintenant présenter l'analyse permettant de mesurer l'asymétrie expérimentale et nous commencerons tout d'abord par la mesure de la valeur moyenne sur un run de l'asymétrie brute de taux de comptage pondérés par l'intensité du faisceau d'électrons.

## 4.4 Mesure de l'asymétrie brute des taux de comptage

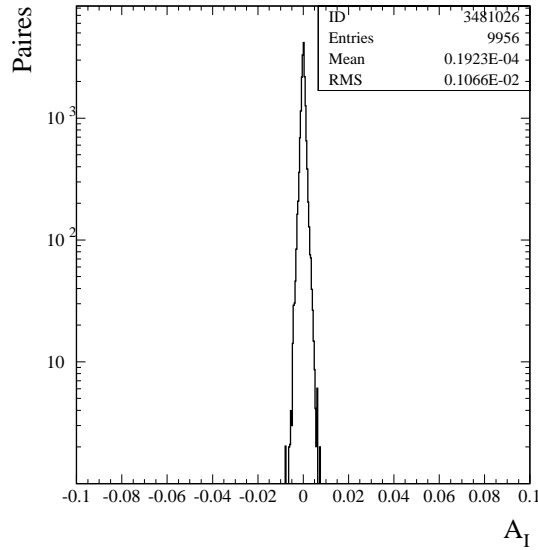
Nous allons d'abord définir l'asymétrie brute de taux de comptage normalisés au courant et son erreur statistique pour une paire de pulses de polarisation, puis calculer la valeur moyenne de cette quantité pour chaque polarisation du faisceau de photons et enfin, la valeur moyenne pour l'ensemble d'un run. Nous présentons volontairement les données prises en mai et juillet même si nous ne pourrions pas donner une mesure de l'asymétrie expérimentale pour le premier mois du fait de la non-connaissance des fausses asymétries en position.

Nous rappelons que la polarisation du faisceau d'électrons est retournée à la source tous les 30 Hz. A un instant  $t_0$ , la source délivre un pulse d'électrons dont par exemple, le spin est aligné suivant le sens de propagation. A  $t_0 + 33\text{ ms}$ , la polarisation des électrons est retournée et devient anti-alignée avec le sens de propagation. Nous regroupons donc les données, comme l'expérience HAPPEX, par paire de pulses de polarisation. Pour limiter les effets systématiques liés à la polarisation des électrons, le signe (aligné ou anti-aligné) du premier pulse de la paire est tiré de façon aléatoire. Le signe du second pulse est toujours l'opposé du premier. La séquence de la polarisation du faisceau d'électrons peut donc être du genre  $+-$ ,  $-+$ ,  $-+$ ,  $+-$ , ...

Dans la suite, nous utiliserons la notation  $N^\pm$  pour désigner les taux de comptage, c'est-à-dire les nombres d'événements détectés par unité de temps par le calorimètre électromagnétique pour la paire  $i$  lorsque les électrons ont un spin aligné (+) ou anti-aligné (-) avec le sens de propagation et  $I^\pm$  les valeurs moyennes des intensités du courant correspondantes à ces périodes. Nous construisons l'asymétrie brute  $A_{brute}^i$  pour une paire  $i$  de deux états de polarisation consécutifs des taux de comptage normalisés au courant  $I_i^+$  et  $I_i^-$  à 30 Hz. Elle est donnée par :

$$A_{brute}^i = \frac{\frac{N_i^+}{I_i^+} - \frac{N_i^-}{I_i^-}}{\frac{N_i^+}{I_i^+} + \frac{N_i^-}{I_i^-}} \quad (4.10)$$

Dans notre électronique d'acquisition (cf. 3.2.6.5), des compteurs (échelles) fournissent les nombres d'événements enregistrés par le cristal central et les moniteurs de courant (resp. *scaler(central)* et *scaler(bcm2)*) et une horloge (*clock*), comptant à 40 MHz, permet de déterminer la durée de la porte d'acquisition

FIG. 4.5 – *Asymétrie en intensité pour un run.*

Pour chaque paire, les taux de comptage et l'intensité sont donnés par :

$$N_i = \frac{scaler(central) \times 40 MHz}{clock(MHz)} \quad \text{et} \quad I_i = \frac{1}{cal} \frac{scaler(bcm2) \times 40 MHz}{clock(MHz)} \quad (4.11)$$

où  $cal$  est un facteur de calibration des moniteurs de courant. Si l'on introduit l'asymétrie en intensité  $A_I$  définie par  $I^\pm = I_0(1 \pm A_I)$  alors l'erreur statistique sur  $A_{brute}^i$  s'écrit au second ordre en  $A_I$  :

$$\frac{\sigma(A_{brute}^i)}{A_{brute}^i} = \frac{2}{(N^+)^2(1 - 2A_I^2) - (N^-)^2} \sqrt{(N^+ \sigma(N^-))^2 + (N^- \sigma(N^+))^2} \quad (4.12)$$

où  $\sigma(N^\pm) = \sqrt{N^\pm}$  représente l'erreur statistique sur les nombres d'événements détectés. Nous allons utiliser ici une des spécificités de l'expérience HAPPEX. En effet, comme nous l'avons montré dans la présentation de cette expérience, l'asymétrie de violation de parité étant très faible ( $\simeq 15 ppm$ ), un travail conséquent a dû être entrepris avant la prise de données pour réduire au maximum les sources d'erreurs systématiques et de fausses asymétries. L'asymétrie du courant délivré par JLab a fait l'objet de nombreuses études pour la réduire au minimum et même l'annuler grâce au système de rétro-action sur la cellule de Pockels de la source. La figure 4.5 illustre l'asymétrie en intensité durant la prise de données d'HAPPEX pour un run d'une heure environ. L'asymétrie est compatible avec zéro à 100 ppm près.

Nous allons donc simplifier l'équation précédente définissant l'erreur sur l'asymétrie brute en négligeant la fausse asymétrie en intensité. Dans ce cas, l'erreur relative sur l'asymétrie brute est égale à l'erreur relative sur l'asymétrie des taux de comptage non-normalisés au courant (cf

Eq. 4.10). La figure 4.6 présente les distributions de ces deux asymétries. On peut constater que la différence des valeurs moyennes et de leurs erreurs permet de vérifier la validité de cette hypothèse à mieux que  $1ppm$ . Nous utiliserons donc dans les calculs de toutes les valeurs moyennes la pondération  $\omega_i$  définie par  $\omega_i = \frac{1}{\sigma^2(A_i^N)}$ .

Nous rappellons qu'au cours d'un run, nous renversons plusieurs fois la polarisation du faisceau de photons intracavité. A ce stade de l'analyse, l'objectif est de vérifier que l'asymétrie brute change de signe lorsque l'on renverse la polarisation du faisceau de photons.

Pour cela, nous allons calculer la valeur moyenne de l'asymétrie brute de taux de comptage normalisés au courant en pondérant par  $\omega$  pour les deux états de polarisations du faisceau de photons (R,L). Nous obtenons :

$$A_{brute}^{(R,L)} = \frac{\sum_i \omega^{i,(R,L)} A_{brute}^{i,(R,L)}}{\sum_i \omega^{i,(R,L)}} \quad \text{avec} \quad \sigma(A_{brute}^{(R,L)}) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \omega^{i,(R,L)}}} \quad (4.13)$$

La figure 4.7 représente la distribution des asymétries normalisées pour un run lorsque le faisceau de photons intracavité est polarisé circulairement droit (a) et gauche (b). Le renversement de la polarisation de la lumière a donc bien pour effet d'inverser le signe de l'asymétrie brute de taux de comptage. Chaque entrée est pondérée par  $\omega_i$ .

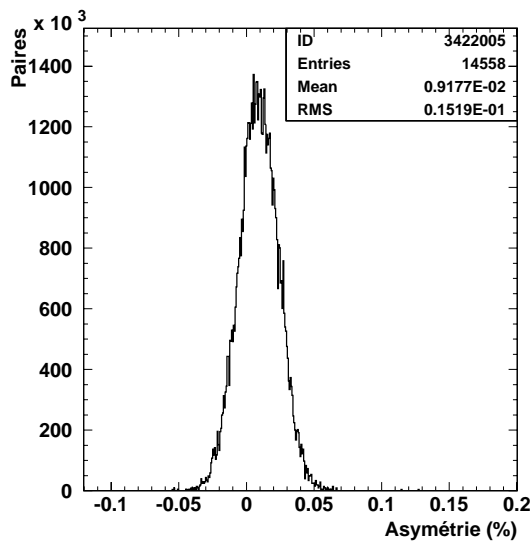
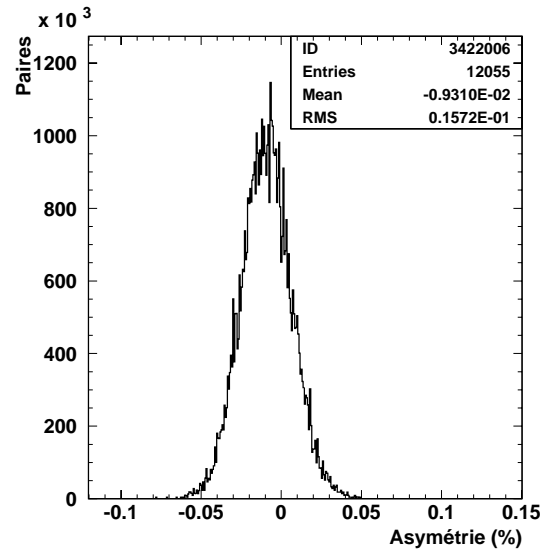
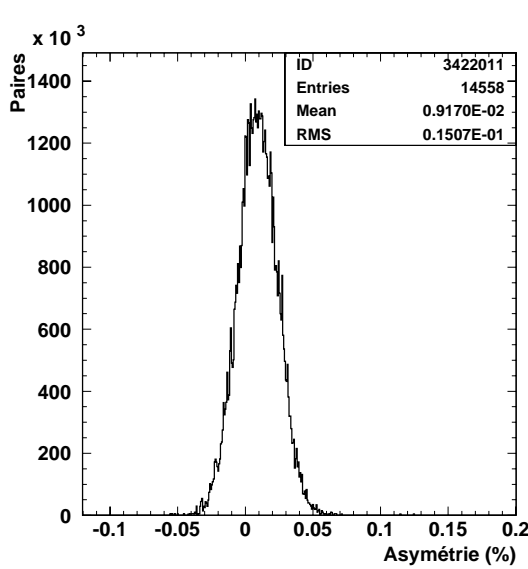
La figure 4.8 montre les asymétries obtenues pour chaque run pour les deux états de polarisation du faisceau de photons intracavité. Les changements de signe de l'asymétrie pour une même polarisation du faisceau de photons sont dus à l'insertion ou la suppression de la lame demi-onde sur le transport optique de la source ayant pour effet de renverser le signe de notre asymétrie des taux de comptage (suivant l'état de la lame demi-onde, la polarisation positive du faisceau d'électrons est définie pour des spins d'électrons alignés ou anti-alignés avec leur sens de propagation). Pour chacune des polarisations de la lumière, l'erreur statistique obtenue sur l'asymétrie est de l'ordre 1.5 % relatif par run. Ceci correspond bien à l'ordre de grandeur attendu que nous avons calculé au début de ce chapitre.

On remarque sur la figure 4.9 que l'asymétrie brute est plus petite pour les données de juillet que pour celles de mai. Cette différence s'explique par le changement pendant le mois de juin où l'accélérateur ne fonctionnait pas, des lignes de base et des gains d'amplification des cartes électroniques et par l'augmentation du bruit de fond dans le détecteur de photons au redémarrage de l'expérience en juillet sur lequel nous reviendrons. Nous remarquons en outre qu'en juillet, trois runs présentent une asymétrie significativement plus faible que leurs voisins (runs 3515, 3667 et 3668) dont nous discuterons plus tard la raison.

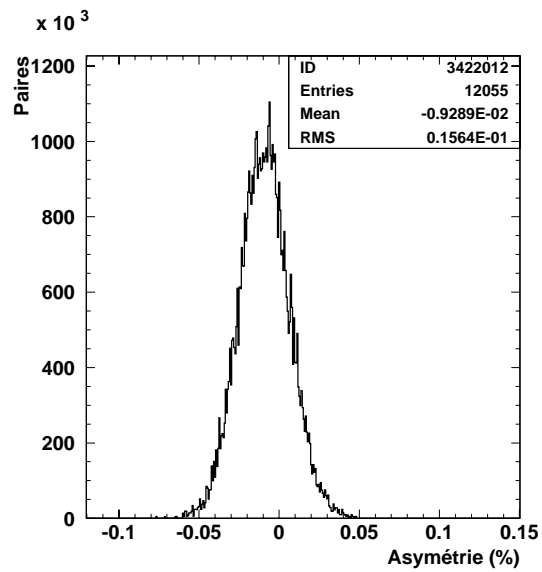
La dernière étape consiste à regrouper ces données pour calculer pour un run la valeur moyenne des asymétries brutes pour les deux états de la polarisation du faisceau de photons intracavité pondérée par leurs erreurs statistiques et définie par :

$$\langle A_{brute} \rangle = \frac{\omega^R A_{brute}^R - \omega^L A_{brute}^L}{\omega^R + \omega^L} \quad \text{avec} \quad \sigma(\langle A_{brute} \rangle) = \frac{1}{\sqrt{\omega^R + \omega^L}},$$



(a) Asymétrie brute des taux non-normalisés  $A_i^N$ .(b) Asymétrie brute des taux normalisés à l'intensité  $A_{brute}^i$ .FIG. 4.6 – *Asymétrie de taux de comptage pour un run.*

(a) Pour une polarisation droite de photons.



(b) Pour une polarisation gauche de photons.

FIG. 4.7 – *Asymétrie brute de taux de comptage normalisés pour un run pour les deux polarisation du faisceau de photons intracavité*

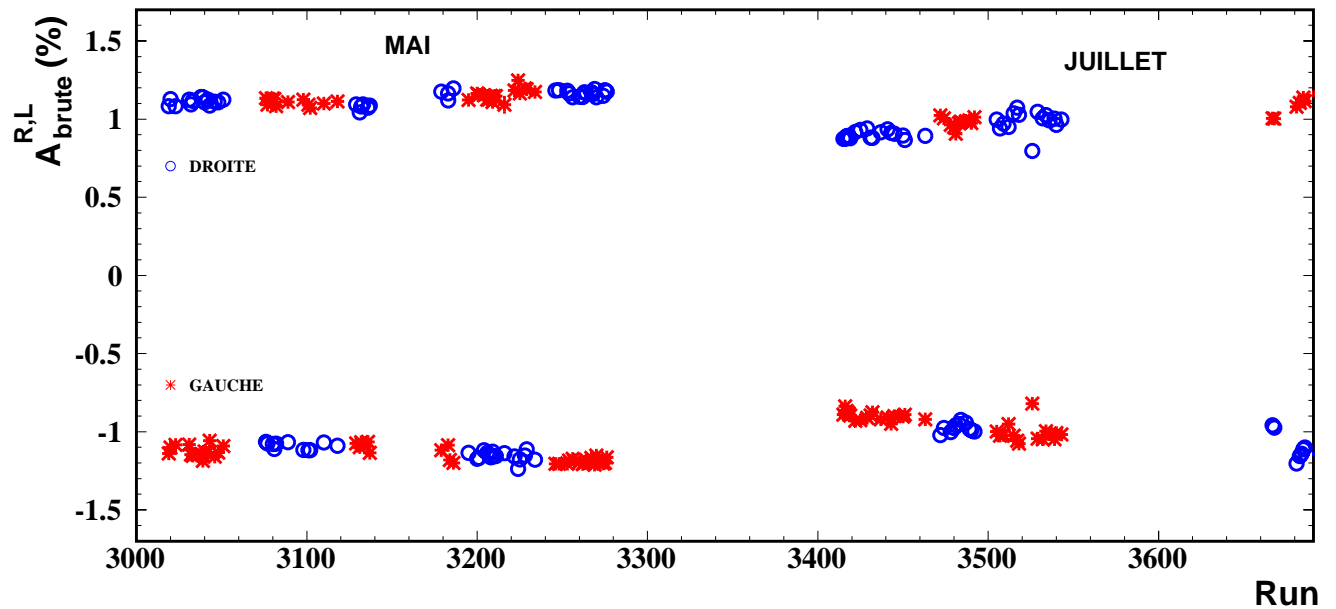


FIG. 4.8 – Asymétrie expérimentale brute de taux de comptage normalisés à l'intensité du faisceau d'électrons et au temps de mesure en fonction du numéro de run pour une polarisation droite (cercle) et gauche (étoile) du faisceau de photons intracavité. Toutes les données (mai et juillet sont représentées)

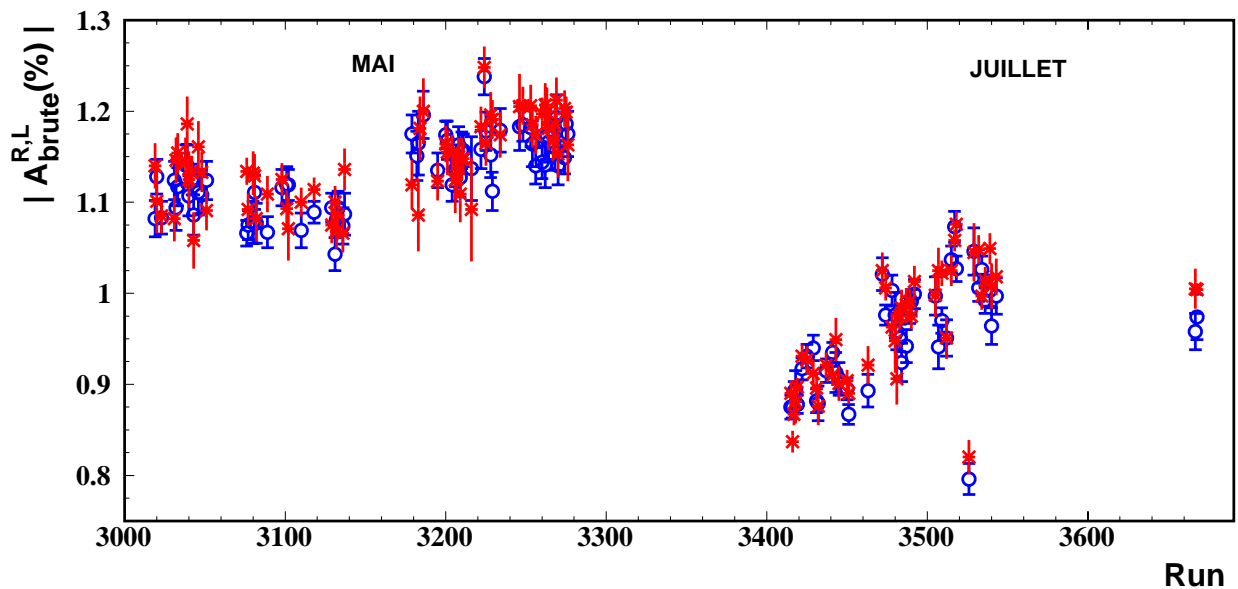


FIG. 4.9 – Valeur absolue de l'asymétrie brute de taux de comptage normalisés en fonction du numéro de run pour une polarisation droite (cercle) et gauche (étoile) du faisceau Laser.

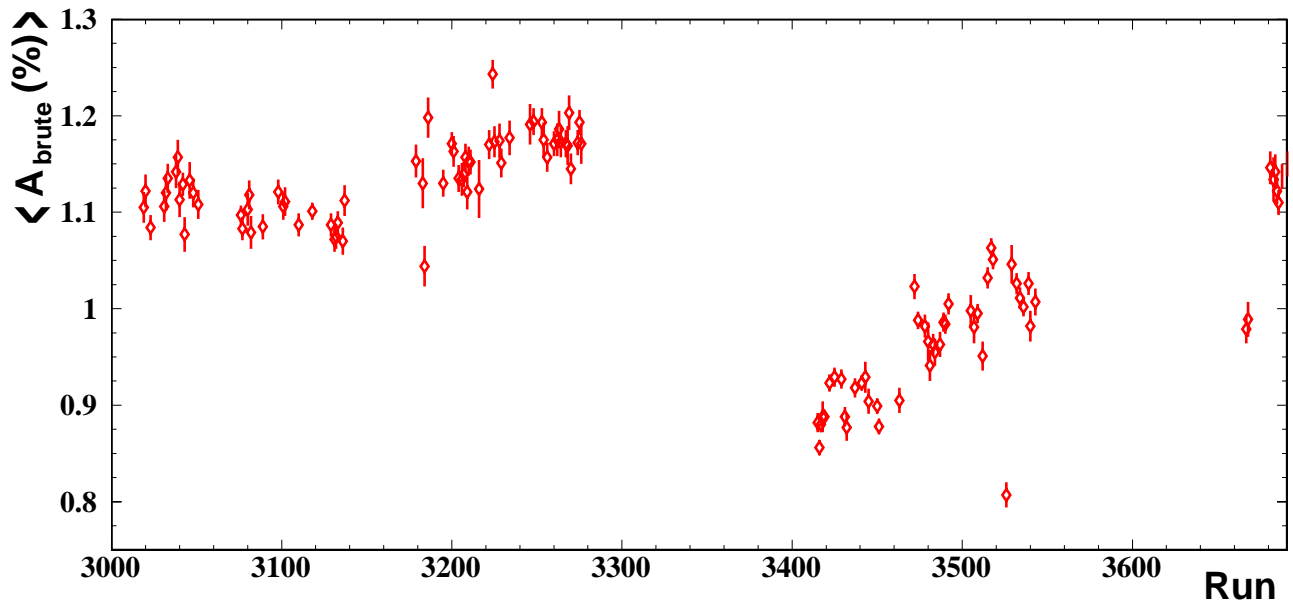


FIG. 4.10 – Asymétrie brute  $A^{brute}$  de taux de comptage normalisés pour les deux polarisations de photons combinées en fonction du numéro de run.

La figure 4.10 illustre pour les mois de mai et juillet la distribution des valeurs moyennes des asymétries brutes de taux de comptage normalisés au courant avec leurs erreurs statistiques. La raison du décrochage entre mai et juillet a déjà été donnée.

La valeur moyenne de l'asymétrie brute de taux de comptage est le principal ingrédient pour la mesure de l'asymétrie expérimentale définie par l'équation 4.9. Nous allons voir maintenant le second qui est la détermination du rapport bruit/signal et la systématique que sa méconnaissance va engendrer.

## 4.5 Correction due à la dilution du bruit

Nous allons maintenant présenter la mesure du rapport bruit/signal  $\frac{\overline{B}}{S}$  qui intervient dans l'expression de l'asymétrie expérimentale (cf. equation 4.5). La principale difficulté de ce calcul réside dans le fait que lorsque la cavité résonne, nous mesurons dans le détecteur de photons à la fois les contributions de la diffusion Compton et des processus de bruit de fond  $\tau_1$  sans que nous ne puissions les différencier l'un de l'autre. La seule façon de déterminer un rapport bruit/signal est donc de décrocher volontairement la cavité en arrêtant l'asservissement de la fréquence du laser sur la fréquence de résonance de la cavité. Cette opération a pour effet de ne plus introduire de photons dans la cavité. La transmission des miroirs, même faible puisqu'égalée à 100 ppm, permet alors de vider la cavité de ses photons en  $20 \mu s$ . Sans faisceau de photons et avec le faisceau d'électrons traversant la chicane nous pouvons alors mesurer la contribution du bruit de fond  $\tau_0$ . Nous définissons alors le rapport bruit/signal pour un run par l'équation

suivante :

$$\frac{\overline{B}}{S} = \frac{\tau_0}{\tau_1 - \tau_0} \quad (4.14)$$

où  $\tau_0$  est la valeur moyenne des taux de comptage normalisés au courant lorsque la cavité est décrochée et  $\tau_1$  est la valeur moyenne des taux de comptage normalisés lorsque la cavité est accrochée. Nous allons voir maintenant comment nous mesurons ces deux paramètres  $\tau_0$  et  $\tau_1$ .

Considérons que nous sommes dans une période où la cavité est accrochée avec un faisceau de photons polarisés circulairement droite ou gauche. Pour alléger les notations, nous ne signalerons pas (R,L) dans les calculs suivants. Nous ne présenterons que le calcul de la valeur moyenne de  $\tau_1$  sachant que le calcul de la valeur moyenne de  $\tau_0$  est identique. Pour chaque fenêtre de polarisation, c'est-à-dire lorsque les électrons sont alignés ou anti-alignés avec le sens de propagation, nous enregistrons les taux d'événements dans le calorimètre (figure 4.3(a)). La valeur moyenne des taux d'événements pondérée par l'erreur statistique de l'asymétrie brute  $\omega_i$  pour la paire  $i$  est donnée par la formule :

$$\tau_1 = \frac{\sum_i \frac{1}{2} \left( \frac{N_i^+}{I_i^+} + \frac{N_i^-}{I_i^-} \right) \omega_i}{\sum_i \omega_i} \quad \text{avec} \quad \sigma(\tau_1) = \frac{1}{\sqrt{\sum_i \omega_i}}$$

Les distributions pour les mois de mai et juillet des valeurs moyennes des taux de signal + bruit lorsque la cavité résonne est illustrée par la figure 4.11 et des valeurs moyennes des taux de bruit par la figure 4.12

Lorsque la cavité résonne (signal+bruit), les taux ont variés entre 0.6 et 2.2 kHz/ $\mu$ A. Lorsque la cavité ne résonne pas, les taux normalisés d'événements de bruit ont varié entre 0.05 et 0.7 kHz/ $\mu$ A. On peut remarquer la corrélation au cours du temps qui existe entre les variations de taux de comptage lorsque la cavité résonne et lorsqu'elle est décrochée. En fait, lorsque la seconde prise de données a redémarré en juillet, nous n'avons pas pu obtenir les taux de bruit de fond que nous avions en mai. La source d'électrons polarisés avait subi de profonds changements (nouvelle définition du transport optique à la source) et les ingénieurs de la machine n'ont pas eu le temps nécessaire à son optimisation au niveau que nous désirions. Des optimisations de la forme du faisceau à la source ont eu lieu au fur et à mesure du temps (ce qui explique la légère décroissance de notre niveau de bruit) sans jamais atteindre avant la fin de l'expérience le niveau de réglage du mois de mai.

Nous rappelons que l'asymétrie expérimentale est définie à partir de l'asymétrie brute des taux de comptage et d'un facteur de dilution par :

$$A_{exp} = \frac{\omega^R + \omega^L}{\left( \omega^R \frac{\tau_1^R - \tau_0^R}{\tau_1^R} + \omega^L \frac{\tau_1^L - \tau_0^L}{\tau_1^L} \right)} \langle A_{brute} \rangle \quad (4.15)$$

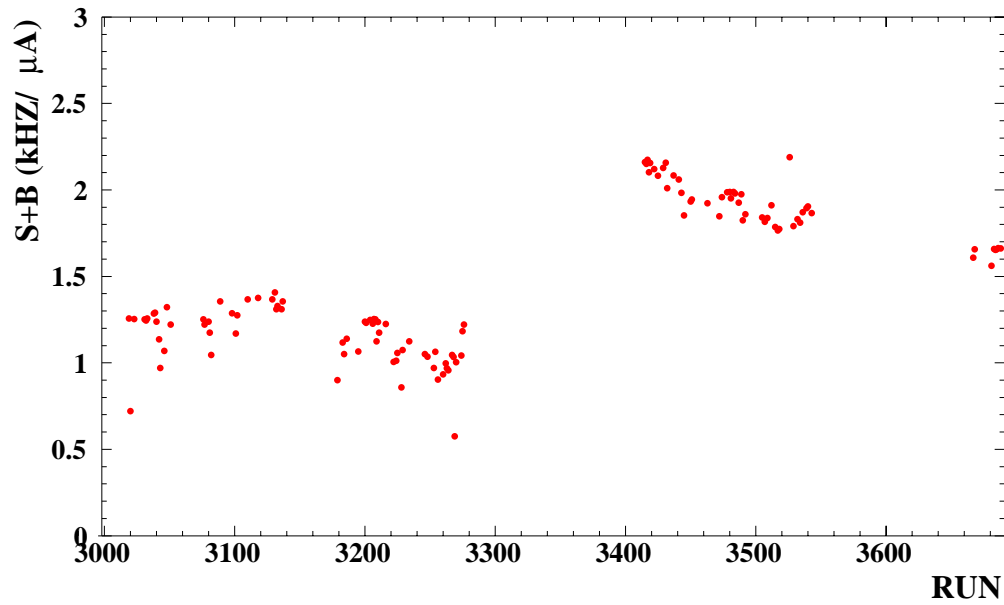


FIG. 4.11 – Valeur moyenne des taux de comptage normalisés au courant (en kHz/ $\mu A$ ) de signal et de bruit lorsque la cavité résonne pour les données prises en mai et juillet.

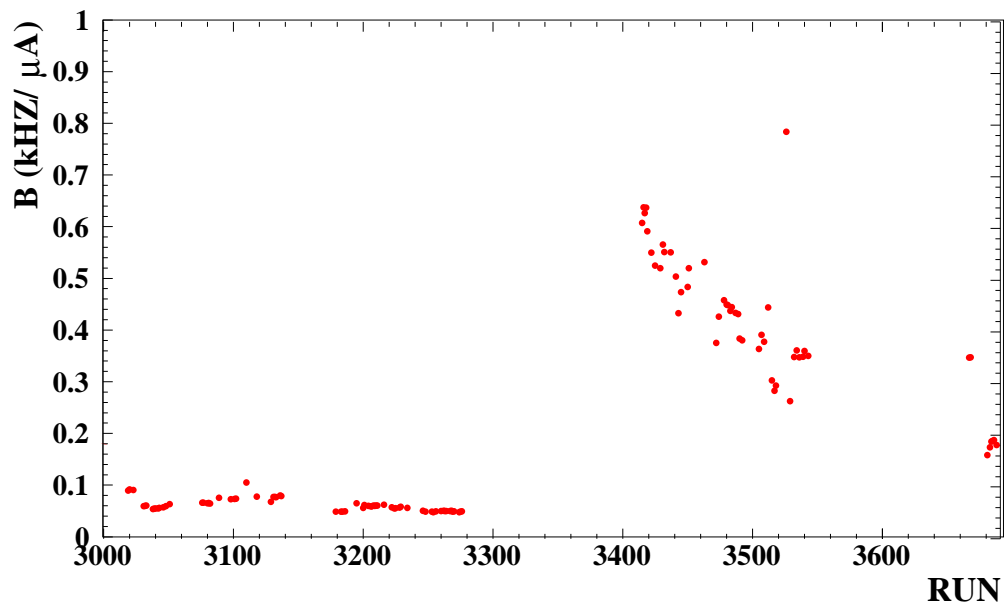


FIG. 4.12 – Valeur moyenne des taux de bruit normalisés au courant (kHz/ $\mu A$ ), lorsque la cavité ne résonne pas pour les données prises en mai et juillet.

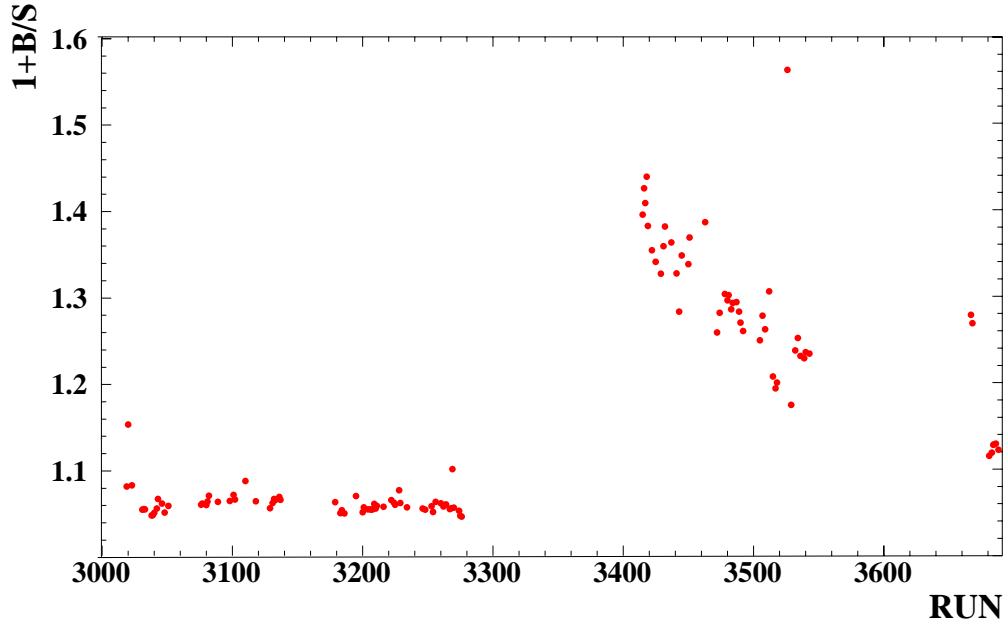


FIG. 4.13 – Valeur moyenne du facteur de dilution (sans unité) de l'asymétrie brute en fonction du numéro de run.

Nous avons mesuré le facteur de dilution entre 1.05 et 1.5 environ pendant la prise de données HAPPEX (mai et juillet). Son évolution est dominée par le comportement du bruit de fond (cf. figure 4.12), comme l'illustre la figure 4.13. Cette mesure nous permet donc d'extraire l'asymétrie expérimentale (cf. figure 4.14).

Dans l'équation (4.15), les taux de bruit de fond  $\tau_0^{R,L}$  sont supposés être mesurés en même temps que les taux de signal  $\tau_1^{R,L}$ . Or ce n'est pas le cas. Pour estimer l'erreur systématique découlant de cette hypothèse, nous considérons que les valeurs moyennes du bruit de fond pour les deux états de polarisation du faisceau de photons s'écrivent :

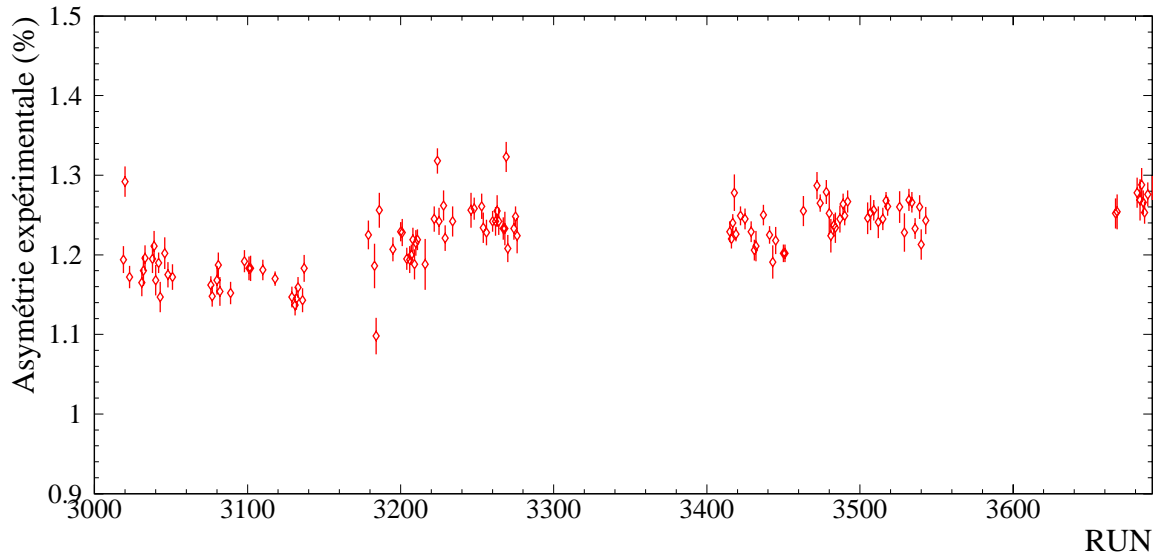
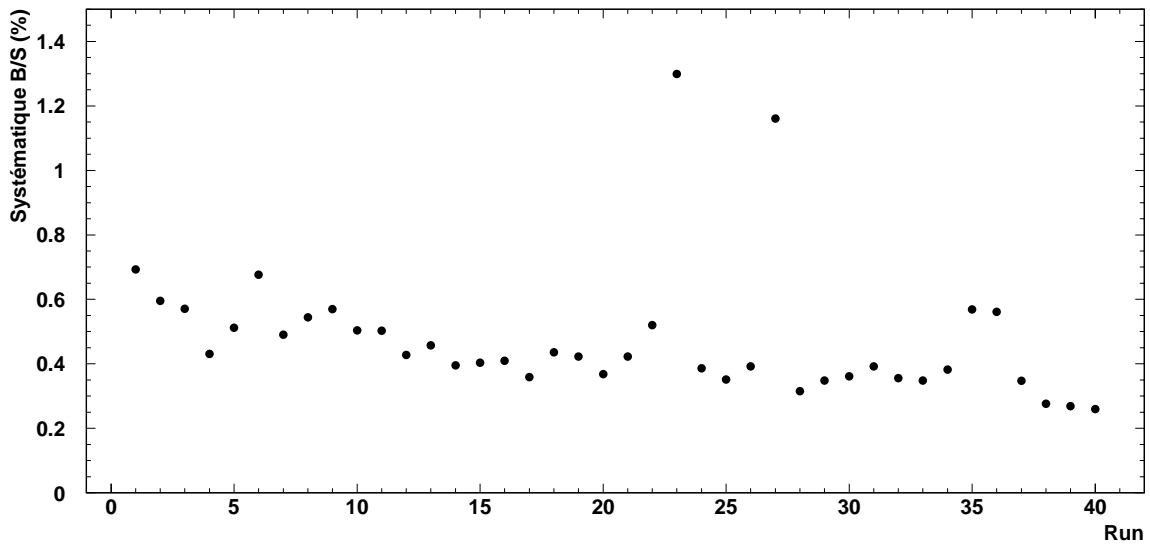
$$\tau_0^R = \tau_0 + \delta\tau_0^R \quad \text{et} \quad \tau_0^L = \tau_0 + \delta\tau_0^L. \quad (4.16)$$

La différence systématique relative entre notre mesure  $A_{exp}^m$  et la vraie valeur  $A_{exp}$  est alors :

$$\frac{A_{exp}^m - A_{exp}}{A_{exp}^m} = \frac{\omega_R \frac{\delta\tau_0^R}{\tau_1^R} + \omega_L \frac{\delta\tau_0^L}{\tau_1^L}}{\omega_R \frac{\tau_1^R - \tau_0}{\tau_1^R} + \omega_L \frac{\tau_1^L - \tau_0}{\tau_1^L}} \simeq \frac{\omega_R \delta\tau_0^R + \omega_L \delta\tau_0^L}{(\omega_R + \omega_L) (\tau_1 - \tau_0)}. \quad (4.17)$$

L'erreur relative due au fait que les taux de bruit de fond pour les périodes de polarisation de photons droite ( $R$ ) ou gauche ( $L$ ) soient différents de ceux que nous avons mesurés quand la cavité était décrochée est donc :

$$\frac{\sigma(A_{exp}^m)}{A_{exp}^m} \simeq \frac{\sigma(\tau_0)}{\sqrt{2} (\tau_1 - \tau_0)}, \quad (4.18)$$

FIG. 4.14 – *Asymétrie expérimentale en fonction du numéro de run.*FIG. 4.15 – *Erreur systématique relative (%) due au facteur de dilution sur l'asymétrie expérimentale*

où nous avons pris comme estimateur de la différence de bruit

$$\Delta\tau_0^R = \Delta\tau_0^L = \sigma(\tau_0)/\sqrt{N_r},$$

le RMS de la distribution mesurée du bruit pour chaque run divisée par la racine du nombre de renversement de polarisation  $N_r$  (typiquement 4) dans le run. La figure 4.15 présente l'erreur systématique ainsi calculée pour les 40 runs de juillet (nous expliquons dans la prochaine section pourquoi nous sommes passés de 50 à 40 runs). Pour ces 40 runs, la valeur moyenne de l'erreur systématique relative due au facteur de dilution est de 0.48%.

Dans le futur, cette erreur sera réduite en calculant une asymétrie expérimentale pour chaque période  $k$  pendant laquelle la cavité est dans un état défini (par exemple en polarisation droite,  $A_{brute}^{R,k}$ ) puis en prenant la valeur moyenne de toutes ces  $N_r$  mesures au cours du run

$$\overline{A}_{brute}^R = \sum_{k=1}^{N_r} \omega_R^k A_{brute}^{R,k}.$$

Alors le RMS du bruit qu'il conviendra de prendre dans le calcul de l'erreur systématique (Eq. 4.18) sera celui correspondant à une durée d'un renversement de polarisation des photons, et non comme c'est le cas actuellement, le RMS sur tout le run. Encore une fois, des renversements fréquents de la polarisation des photons permettront une réduction de l'erreur systématique.

## 4.6 Erreur systématique due à l'asymétrie du bruit

Nous estimons maintenant l'erreur systématique due à la non prise en compte de l'asymétrie de bruit dans notre définition (Eq. 4.9) de l'asymétrie expérimentale. La contribution de l'asymétrie de bruit qu'il aurait fallu prendre en compte est donnée par (cf eq. 4.9)

$$A_B^F = \frac{\left( \frac{\omega^R \tau_0^R}{\tau_1^R} A_B^R - \frac{\omega^L \tau_0^L}{\tau_1^L} A_B^L \right)}{(\omega^R + \omega^L) \left( \omega^R \frac{\tau_1^R - \tau_0^R}{\tau_1^R} + \omega^L \frac{\tau_1^L - \tau_0^L}{\tau_1^L} \right)} \simeq \frac{\tau_0}{\tau_1 - \tau_0} A_B [\Delta\tau_0 + \Delta A_B], \quad (4.19)$$

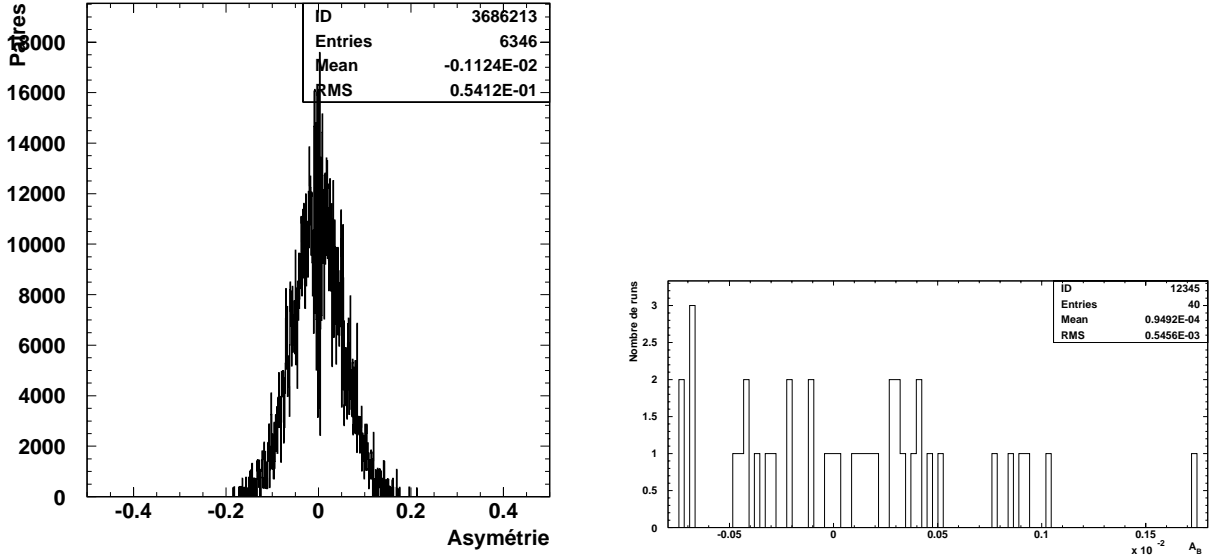
où nous avons introduit les différences relatives pour le bruit  $\delta\tau_0$  et son asymétrie  $\delta A_B$  entre les deux états de polarisation des photons.

$$\tau_0^{R,L} = \tau_0 (1 \pm \Delta\tau_0) \quad \text{et} \quad A_B^{R,L} = A_B (1 \pm \Delta A_B).$$

Pour la différence relative du bruit,  $\Delta\tau_0$  nous pouvons à nouveau utiliser le RMS de la distribution des taux de bruit, divisé par la racine du nombre de renversement, comme estimateur

$$\Delta\tau_0 = \frac{\sigma(\tau_0)}{\tau_0 \sqrt{N_r}}.$$





(a) Distribution de l'asymétrie de bruit pour un run.

(b) Distribution des asymétries de bruit pour tous les runs.

FIG. 4.16 – *Asymétrie de bruit pour un run et pour tous les runs*

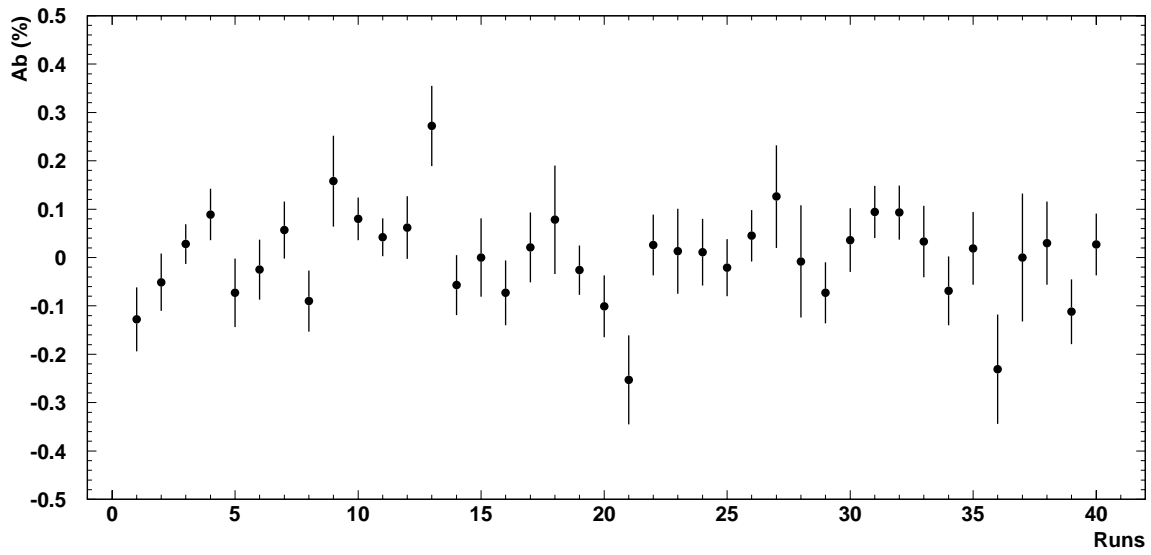
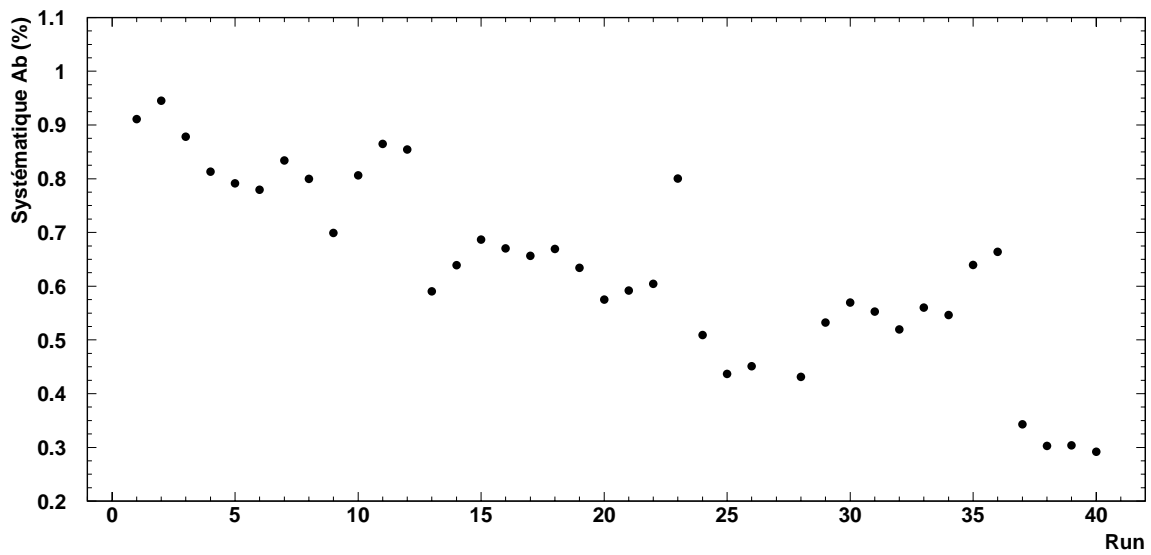
En revanche, pour l'asymétrie de bruit, les taux de bruit étant faibles, la distribution de cette asymétrie pour un run (cf 4.16-a) est largement dominée par la statistique. Pour le run présenté sur la figure 4.16(a), le taux de bruit était de  $\tau_0 = 8.7 \text{ kHz}$ , soit en moyenne 290 événements par fenêtre d'hélicité, on s'attend donc à un RMS de l'asymétrie de bruit purement statistique de  $\simeq 4.1 \cdot 10^{-2}$ , à comparer avec le  $5.4 \cdot 10^{-2}$  mesuré. Il n'est donc pas possible d'utiliser cette distribution. Nous étudions alors l'évolution en fonction du run de l'asymétrie de bruit (cf fig. 4.17). Elle correspond à une distribution dont le RMS vaut  $\sigma(A_B)^{run} \simeq 5.5 \cdot 10^{-4}$  (cf fig. 4.16(b)). Nous utilisons alors comme estimateur de la différence relative d'asymétrie de bruit

$$\Delta A_B = \frac{\sigma(A_B)^{run}}{A_B \sqrt{N_r}}$$

L'erreur systématique associée à l'asymétrie de bruit sera donc

$$\sigma(A_B^F) \simeq \frac{\tau_0}{\tau_1 - \tau_0} A_B \left[ \frac{\sigma(\tau_0)}{\tau_0 \sqrt{N_r}} \oplus \frac{\sigma(A_B)}{A_B \sqrt{N_r}} \right] \simeq \frac{\tau_0}{\tau_1 - \tau_0} \frac{\sigma(A_B)}{\sqrt{N_r}}. \quad (4.20)$$

C'est cette erreur systématique (relative à l'asymétrie expérimentale) qui est représentée sur la figure 4.18. Typiquement, le rapport signal sur bruit  $\frac{\tau_0}{\tau_1 - \tau_0}$  vaut 0.2, et il y a  $N_r = 4$  renversements de polarisation photons par run, soit une systématique absolue de l'ordre de  $5.5 \cdot 10^{-5}$ , égale à 0.5% de l'asymétrie expérimentale.

FIG. 4.17 – *Asymétrie de bruit en fonction du run*FIG. 4.18 – *Erreur systématique due à l'asymétrie de bruit en fonction du run*

## 4.7 L'erreur systématique due aux asymétries de positions

Nous avons vu qu'une corrélation des paramètres de faisceau (position et/ou angle) avec la polarisation des électrons engendre une fausse asymétrie qui s'ajoute à l'asymétrie expérimentale. Cette asymétrie peut être générée par une différence systématique de position et/ou d'angle entre les électrons droits et les électrons gauches du faisceau. En toute rigueur, c'est-à-dire si les caractéristiques sont parfaitement stables tout au long d'un même run, le renversement de la polarisation des photons annule cette fausse asymétrie. Dans le cas contraire, les effets ne seront par totalement compensés. L'objet de ce paragraphe est de déterminer la fausse asymétrie résiduelle pour chaque run.

### 4.7.1 Fausses asymétries

Nous calculons cette asymétrie pour chaque paire d'état de polarisation des électrons avant de la moyenner sur chaque état de polarisation du faisceau de photons, puis de calculer sa valeur moyenne sur l'ensemble d'un run.

La fausse asymétrie d'un des quatre paramètres  $p$  pour une paire de polarisations du faisceau d'électrons est donnée par:

$$A_p^i = \frac{1}{\tau_1^i(p = p^i)} \left. \frac{\partial \tau_1^i}{\partial p} \right|_{p=p^i} \Delta p^i \quad (4.21)$$

où

- $p^i$ , représente la valeur moyenne du paramètre  $p$  pour la paire  $p^i = \frac{p^{i,+} + p^{i,-}}{2}$
- $\Delta p^i$ , représente la différence systématique du paramètre  $p$  entre les deux états de polarisation de l'électrons définie par  $\Delta p^i = \frac{p^{i,+} - p^{i,-}}{2}$ ,
- $\tau_1^{R,L}(p = p^i)$ , le taux d'événements détectés pour la valeur moyenne de  $p$ ,
- $\left. \frac{\partial \tau_1^{R,L}}{\partial p} \right|_{p=p^i}$ , la sensibilité des taux de comptage en fonction du paramètre  $p$  à la valeur  $p = p^i$ .

Nous verrons que nous serons amenés à introduire de nouvelles coupures sur les événements pour minimiser cette fausse asymétrie. Il est bien sur évident que nous devons alors recalculer l'asymétrie brute de taux de comptage pour rendre compte du rejet d'une partie de notre statistique. Pour calculer les fausses asymétries, le traitement des données doit être entrepris deux fois pour :

1. construire les distributions des paramètres pour calculer leurs valeurs moyennes sur un run ( $\langle x \rangle, \langle y \rangle, \langle \theta_x \rangle, \langle \theta_y \rangle$ ) et les distributions des taux de comptage normalisés au courant en fonction de chaque paramètre  $(\frac{\partial \tau_1}{\partial x}, \frac{\partial \tau_1}{\partial y}, \frac{\partial \tau_1}{\partial \theta_x}, \frac{\partial \tau_1}{\partial \theta_y})$ .

2. calculer en vol les fausses asymétries de chaque paramètre pour une paire de fenêtres de polarisation du faisceau d'électrons ( $A_x, A_y, A_{\theta_x}, A_{\theta_y}$ ).

Nous devons immédiatement mentionner que pour les données acquises en mai, la fréquence d'acquisition des signaux de position a été réglée à 80 Hz par erreur. Or nous voulons mesurer les valeurs moyennes sur une fenêtre de polarisation des différences systématiques entre les paramètres du faisceau d'électrons corrélés au renversement de la polarisation, donc au 30 Hz. Un enregistrement de la position effectuée à 80 Hz ne permet d'obtenir que deux ou trois mesures par fenêtre d'hélicité. Ceci n'est pas suffisant pour déterminer une valeur moyenne représentative de la position pour chaque fenêtre de polarisation du faisceau. Les positions (et différences systématiques) enregistrées ne reflèteront donc pas les paramètres moyens du faisceau. Les corrections déterminées à partir de ces mesures ne seront donc pas les asymétries qui ont véritablement affecté notre mesure.

Ce problème a été décelé et corrigé pour la prise de données du mois de juillet qui s'est déroulée avec un échantillonnage de la position du faisceau à 600 Hz (environ 20 mesures par fenêtre). Nous ne pouvons donc estimer les asymétries induites par des variations de positions et d'angles du faisceau que pour les données prises en juillet. Ceci correspond à un ensemble de 50 runs.

Nous allons présenter le principe de calcul pour la position verticale  $y$ . Les autres fausses asymétries seront traitées de la même façon. Nous avons choisi ce paramètre car il est susceptible de générer les fausses asymétries les plus importantes. En effet, selon la valeur de ce paramètre, la luminosité Compton varie de zéro (pas de recouvrement des faisceaux) à son maximum (recouvrement total). Nous nous servons d'ailleurs de ce fait pour optimiser le croisement des faisceaux. L'angle de croisement des deux faisceaux étant dans le plan horizontal, un déplacement du faisceau dans ce plan induira une variation faible du recouvrement des faisceaux (leurs sections transverses sont de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ ) donc une variation faible de la luminosité.

Nous présenterons donc le principe de calcul sur le paramètre  $y$ . La première étape consiste à calculer les valeurs moyennes des positions et des angles au CIP pour une paire  $i$  d'état d'hélicité. Nous disposons des mesures de la position du faisceau d'électrons fournies par les deux moniteurs situés de part et d'autre de la cavité (BPM1 et BPM2).

Pour chaque fenêtre de polarisation ( $\pm$ ), nous utilisons les quatre signaux  $x_1^\pm, x_2^\pm, y_1^\pm$  et  $y_2^\pm$  qui sont respectivement les positions horizontales et verticales du centroïde du faisceau enregistrées par les moniteurs BPM1 et BPM2.

Nous construisons les positions du faisceau au centre de la cavité  $x^\pm, y^\pm$  pour chaque fenêtre selon :

$$x^\pm = \frac{x_1^\pm + x_2^\pm}{2}, \quad y^\pm = \frac{y_1^\pm + y_2^\pm}{2}. \quad (4.22)$$

Les angles  $\theta_x^\pm, \theta_y^\pm$  au point d'interaction sont donnés par :

$$\tan \theta_x^\pm \simeq \theta_x^\pm \simeq \frac{x_2^\pm - x_1^\pm}{d} \quad \tan \theta_y^\pm \simeq \theta_y^\pm \simeq \frac{y_2^\pm - y_1^\pm}{d}, \quad (4.23)$$

où la distance entre les deux moniteurs est  $d = 1.476\text{m}$ .

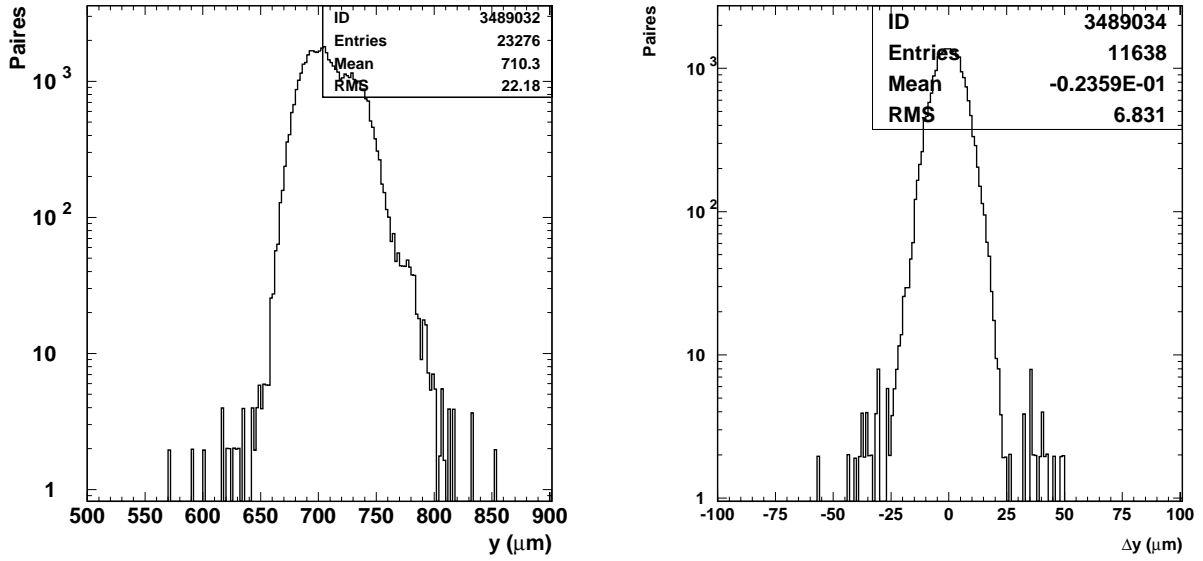


FIG. 4.19 – Distribution de la position verticale  $y$  et de la différence systématique  $\Delta y$  au CIP.

Les valeurs moyennes des paramètres et leurs différences systématiques corrélées à l'hélicité pour une paire  $i$  sont données par :

$$p_i = \frac{p^{i,+} + p^{i,-}}{2} \quad \Delta p_i = \frac{p^{i,+} - p^{i,-}}{2} \quad (4.24)$$

La figure 4.19 illustre sur un run les distributions de la position verticale  $y$  et la différence systématique  $\Delta y$ .

Pour chaque paire  $i$ , nous déterminons la valeur  $\tau_1^i$  du taux de comptage normalisé au courant du faisceau d'électrons. Nous construisons alors la distribution de ces taux en fonction des positions et angles du faisceau d'électrons  $\tau_1^i(p = p^i)$ . Chaque entrée de l'histogramme  $\tau_1^i(p^i)$  est pondérée par la statistique de l'asymétrie brute de taux de comptage pour cette paire.

L'amplitude de l'asymétrie de position verticale est déterminée par les deux paramètres que sont la sensibilité normalisée  $\frac{1}{\tau_1^i(y = \langle y \rangle^i)} \left. \frac{\partial \tau_1^i}{\partial y} \right|_{y = \langle y \rangle^i}$  et la différence systématique  $\Delta p^i$ .

Les différences  $\Delta p^i$  sont pour la plupart des paires  $\lesssim 25 \mu\text{m}$  (figure 4.19). Néanmoins, il existe un petit nombre de paires pour lesquelles les différences systématiques sont plus importantes (jusqu'à  $60 \mu\text{m}$ ). Ces paires posent un problème pour le calcul de l'asymétrie expérimentale. En effet, compte tenu de l'amplitude des sensibilités des taux de comptage (que nous présenterons par la suite), elles peuvent engendrer une asymétrie de position importante. Si la position du faisceau est stable au cours du run, la différence corrélée à l'hélicité est de l'ordre de  $100 \text{ nm}$ . En revanche, si la position du faisceau varie brusquement, alors certaines paires pourront voir leur  $\Delta y$  artificiellement amplifié si le déplacement a eu lieu pendant la durée d'une fenêtre. Aussi allons-nous effectuer une sélection sur la position du faisceau et non sur la différence de position

elle-même. Nous imposons que la position du faisceau pour chaque état de polarisation (soit  $y^+$  et  $y^-$ ), se trouve à moins de trois écarts standards de la position moyenne du run. Le nombre de paires rejetées est de l'ordre de 10 % et cette sélection coupe bien les paires possédant une grande différence systématique (figure 4.20). Cette coupure permet en outre de minimiser les corrélations entre les variables de position et d'angle du faisceau pour la détermination des sensibilités. Nous construirons la distribution des taux de comptage  $\tau_1^i(p = p^i)$  en imposant la coupure sur les trois autres variables.

La seconde coupure concerne les sensibilités normalisées. Une fois que nous avons construit la distribution des taux de comptage en fonction de  $y$ , nous pouvons déterminer la position nominale  $y_{nom}$  pour laquelle nous maximisons les taux de comptage et que nous avons symbolisée sur la figure 4.20 par une flèche. Cette position,  $y_{nom} \simeq 720 \mu m$ , correspond au recouvrement des deux faisceaux pour lequel la luminosité au point d'interaction est maximale. Dans un monde idéal (sans mouvement du faisceau d'électrons au cours du temps), nous devrions rester en permanence sur cette position puisqu'à cet endroit la sensibilité des taux de comptage en fonction de la position verticale est nulle ( $\frac{\partial \tau_1^i}{\partial y} = 0$ ). Tout écart par rapport à cette position crée une pente non nulle et par conséquent une fausse asymétrie. Par exemple, pour les évènements éloignés de  $100 \mu m$  de la position optimale, la sensibilité est de l'ordre de  $0.5\%/\mu m$ . Pour un  $\Delta y \sim 100 nm$ , la fausse asymétrie est de l'ordre de  $0.05\%$ , soit  $4\%$  de l'asymétrie expérimentale. Nous allons donc imposer pour les données utilisées dans la mesure de l'asymétrie de signal, que la position  $y$  du faisceau pour chaque polarisation soit telle que  $720 - 50 < y^\pm (\mu m) < 720 + 50$ . Dans cet intervalle, les sensibilités sont  $\sim 0.2\%/\mu m$ . Pour un  $\Delta y \sim 100 nm$ , la fausse asymétrie est alors de l'ordre de  $1.5\%$  de l'asymétrie de taux de comptage.

Comme nous l'avons mentionné au début de ce paragraphe, les taux varient peu en fonction des paramètres  $x$ ,  $\theta x$  et  $\theta y$ . Leurs sensibilités (cf. fig. 4.21) sont faibles et en moyenne  $\lesssim 0.1\%/\mu$  (ou  $0.1\%/\mu rad$ ). Ceci signifie qu'une différence systématique de position de  $100 nm$  génère une fausse asymétrie de  $0.01\%$ , soit moins de  $1\%$  de l'asymétrie expérimentale Compton.

Nous pouvons maintenant construire les distributions des fausses asymétries pour chaque paramètre et pour chaque paire en pondérant les entrées par la statistique de l'asymétrie brute de taux de comptage et ceci pour une polarisation de photons droite et pour une polarisation gauche. Les quatre premières distributions de la figure 4.22 illustrent la fausse asymétrie pour  $x$ ,  $y$ ,  $\theta_x$  et  $\theta_y$  pour une polarisation droite de photons. Nous estimons l'erreur sur cette asymétrie par l'écart standard de la distribution rapporté à la somme des poids.

Puis, nous estimons la fausse asymétrie résiduelle qui demeure malgré le renversement de la polarisation de la lumière selon :

$$A_F = \frac{\frac{\omega^R}{\tau_1^R}(\tau_1^R - \tau_0^R) \sum_{p=1,4} A_p^R - \frac{\omega^L}{\tau_1^L}(\tau_1^L - \tau_0^L) \sum_{p=1,4} A_p^L}{\left( \frac{\omega^R}{\tau_1^R}(\tau_1^R - \tau_0^R) + \frac{\omega^L}{\tau_1^L}(\tau_1^L - \tau_0^L) \right)} \quad (4.25)$$

ainsi que son erreur. L'asymétrie résiduelle du run représenté sur la figure 4.22 est de  $-0.0100$

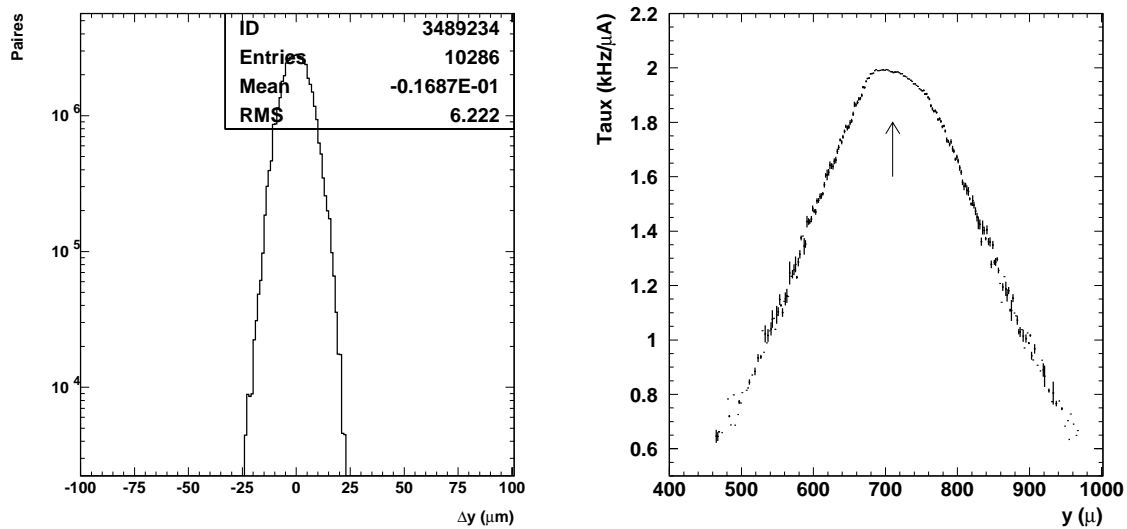


FIG. 4.20 – Distribution des taux de comptage en fonction de  $y$  après les coupures à trois déviations standards de la valeur moyenne sur les autres paramètres. La flèche symbolise la position où la luminosité est maximale.

$\pm 0.005$  %, soit moins de 1 % de l'asymétrie expérimentale.

Au cours de cette étude, nous avons supprimé de notre échantillon statistique la totalité de quelques runs :

- deux runs au cours desquels la cavité n'était pas dans une configuration stable,
- trois runs pendant lesquels la position du faisceau s'est déplacée ponctuellement de plus de  $100 \mu\text{m}$ ,
- cinq runs au cours desquels la position verticale était décentrée de plus de  $50 \mu$  par rapport à la position optimale pour l'une des polarisations de photons (nous avons jusqu'alors rejeté les runs dont le  $y$  moyen pour le run était excentré).

Notre échantillon statistique pour le mois de juillet se réduit donc à 40 runs. La distribution des fausses asymétries résiduelles pour ces runs est décrite sur la figure 4.23.

Nous vérifions qu'elle est compatible avec zéro à mieux que 10 ppm près pour l'ensemble des données. Cependant, quelques runs présentent une asymétrie significativement non nulle. Ils correspondent pour la plupart à des prises de données au cours desquelles la position verticale du faisceau d'électrons a lentement dérivé, ou bien les positions verticales étaient différentes pour les deux polarisations des photons.

Par exemple, pour le run 3 de la figure 4.23, les positions  $y$  moyennes diffèrent de plus de 20 microns entre les périodes de photons droites et gauches. Pour une polarisation droite, le faisceau est centré sur la valeur optimale du croisement ( $\sim 720 \mu$ ) mais il est décalé pour la polarisation gauche (figure 4.24). Les asymétries de position  $A_R^F$  et  $A_L^F$  seront donc différentes puisque les sensibilités des taux seront différentes. Leur différence ne sera donc pas compensée.

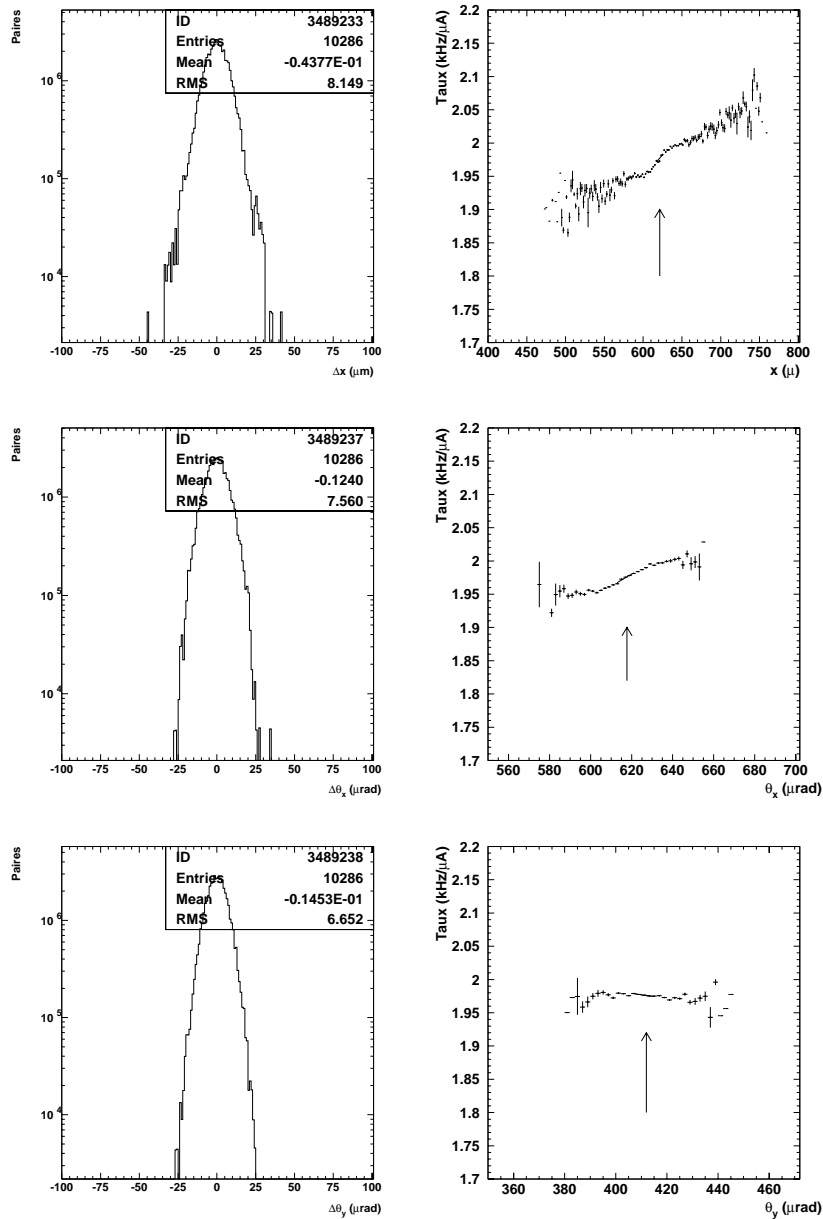


FIG. 4.21 – Différence de position et taux de comptage normalisés à l'intensité (kHz/ $\mu A$ ) en fonction de  $x, \theta_x, \theta_y$  avec les coupures à trois écarts standards et la coupure sur  $y$ . La flèche indique la position optimale pour  $y$ .



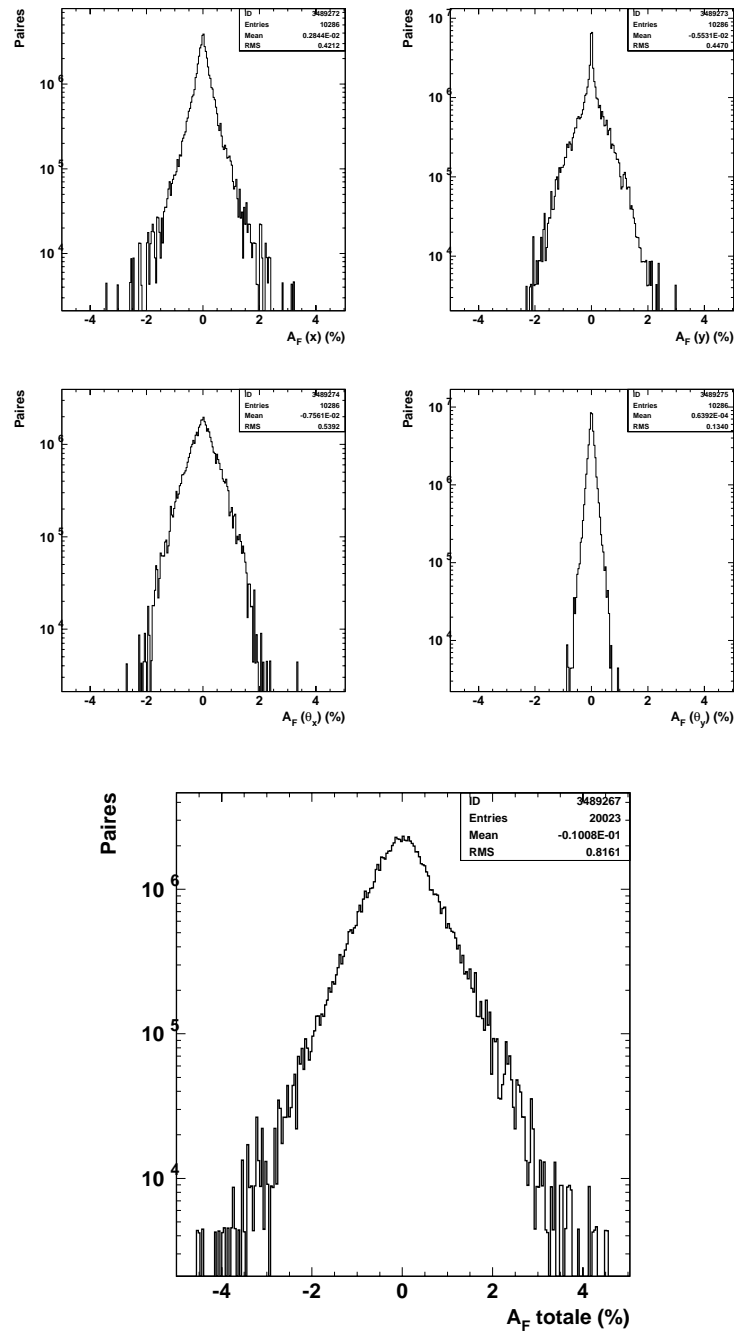


FIG. 4.22 – *Fausse asymétries de position et d'angle corrélées à l'hélicité pour une polarisation droite de photon. Contribution totale.*

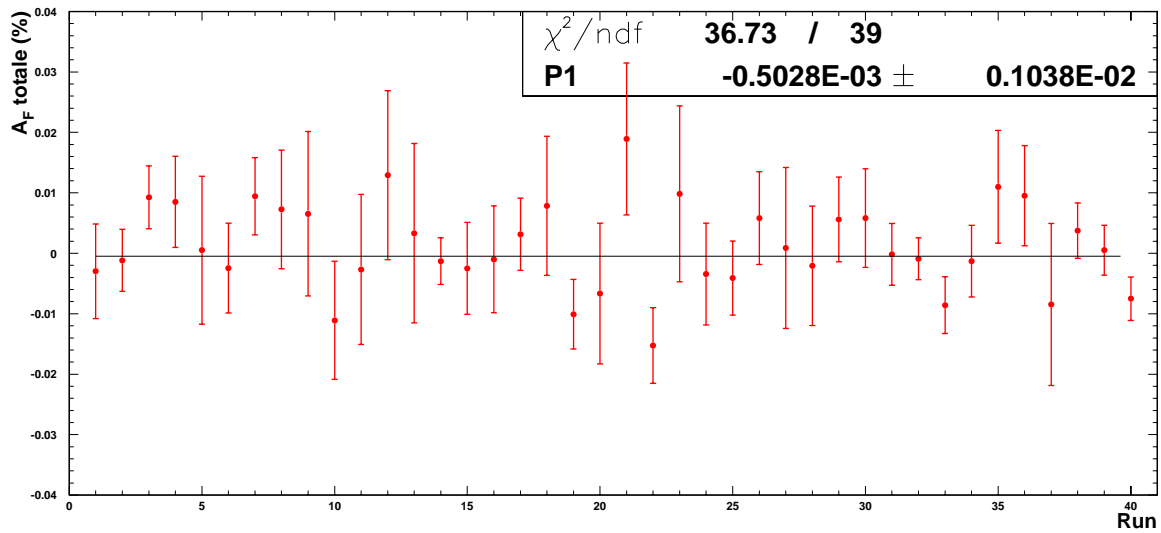


FIG. 4.23 – *Asymétrie de position/angle résiduelle pour les runs de juillet.*

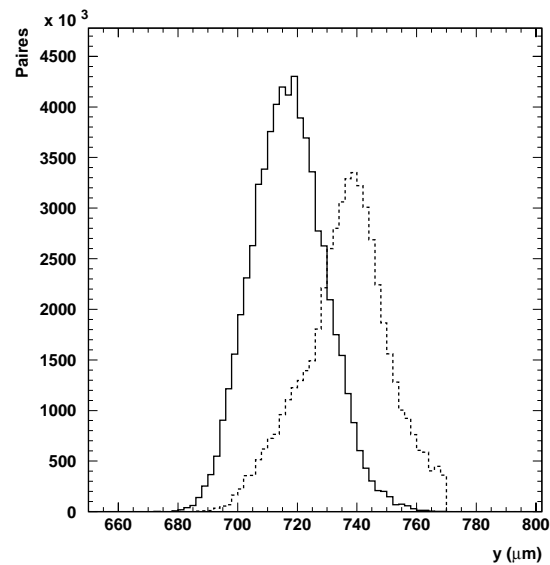


FIG. 4.24 – *Position verticale du faisceau d'électrons pour une polarisation des photons droite (traits pleins) et gauche (traits pointillés).*

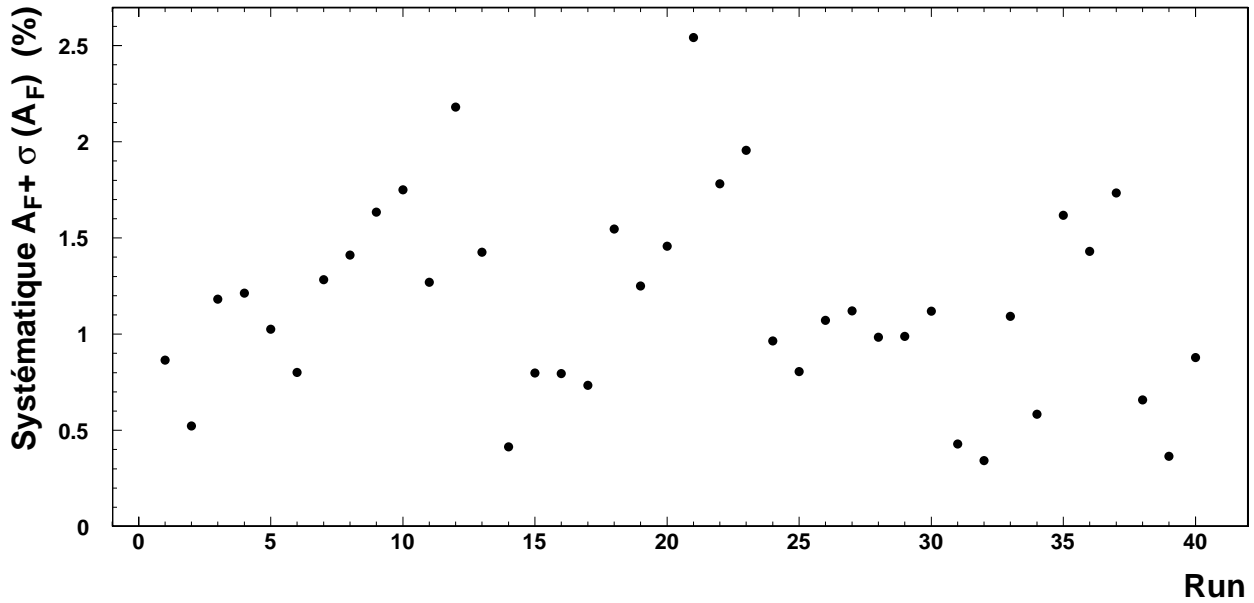


FIG. 4.25 – Erreur systématique due aux corrélations des paramètres du faisceau d'électrons avec l'hélicité pour les runs de juillet.

Dans le cas d'une dérive lente, compte tenu du fait que le renversement de la polarisation n'est pas aléatoire, il demeurera une différence systématique de position entre les périodes droite et gauche. Les asymétries de position ne seront donc pas totalement compensées en faisant la moyenne sur les deux polarisations de photons.

Cette fausse asymétrie est inférieure à 1 % pour la plupart des runs. C'est donc un effet relativement faible sur l'asymétrie expérimentale. Nous décidons alors de ne pas corriger l'asymétrie expérimentale de cet effet, mais de le considérer comme une source d'effet systématique sur la mesure.

#### 4.7.2 Effets systématiques

Nous assignons à chaque run un erreur systématique correspondant à l'amplitude de la fausse asymétrie ajoutée de son erreur, soit :

$$\left( \frac{\sigma(P_e)}{P_e} \right)_{\text{sys}} = \frac{|A_F + \sigma(A_F)|}{|A_{\text{exp}}|} \quad (4.26)$$

La figure 4.25 montre que ces effets varient entre 0.4 et 2.6 % selon les runs. Ils dépendent principalement de la position verticale du faisceau au cours du run. En moyenne pour tous les runs, l'erreur systématique est de 1.15 %.

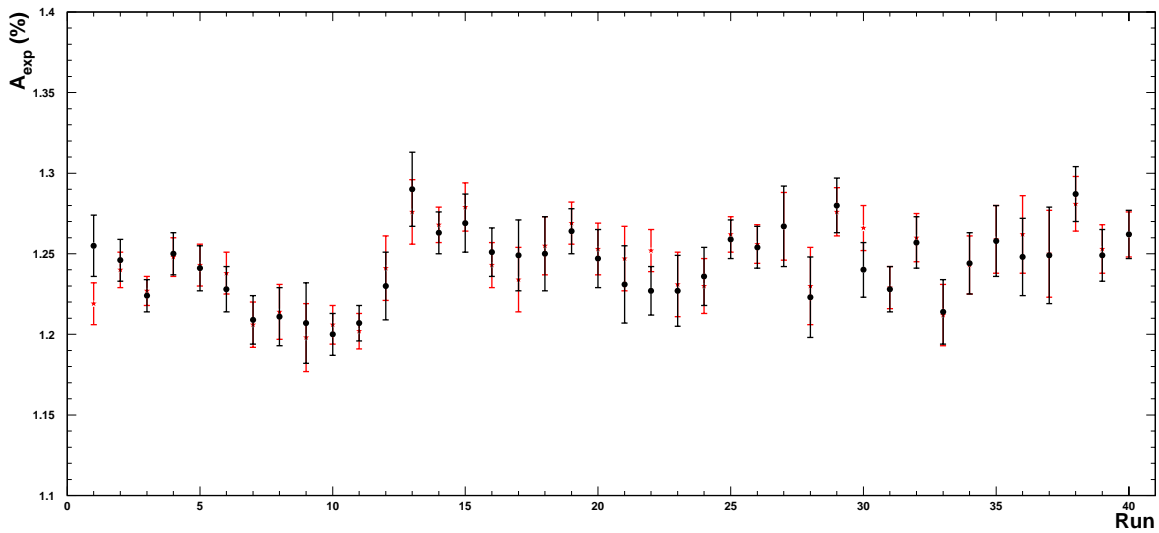


FIG. 4.26 – *Asymétrie expérimentale avant (étoiles) et après (ronds) les coupures en position pour les runs de juillet.*

### 4.7.3 Effet sur l'asymétrie expérimentale

Au vu de la sensibilité des taux aux paramètres du faisceau, nous avons ajouté des coupures supplémentaires par rapport à la préselection des événements présentée auparavant. Nous devons donc réévaluer les valeurs des asymétries expérimentales avec ces nouvelles coupures. La figure 4.26 présente les mesures de l'asymétrie expérimentale pour les 40 runs du mois de juillet avant et après coupures.

Ces coupures affectent principalement les runs pour lesquels la fausse asymétrie de position est importante. Elles se traduisent par une augmentation de l'erreur statistique d'environ 10 %.

Les valeurs après coupures représentent donc les mesures finales de l'asymétrie expérimentale qui seront utilisées pour déterminer la polarisation du faisceau d'électrons.

Nous avons présenté dans ce chapitre la mesure de l'asymétrie expérimentale de taux de comptage liée au renversement de la polarisation des électrons. Cette asymétrie, corrigée des effets de dilution due au bruit de fond, est de l'ordre de 1.3 %. Elle est déterminée avec une précision statistique de 1.4 % en moyenne pour des prises de données d'une heure. La principale source d'erreur systématique est due aux fausses asymétries induites par la corrélation entre les positions du faisceau d'électrons et l'état de polarisation (1.2 % en moyenne). Ces mesures d'asymétrie seront utilisées pour déterminer la polarisation du faisceau d'électrons. L'objet du chapitre suivant est la mesure du pouvoir d'analyse du polarimètre.

# Chapitre 5

## Pouvoir d'analyse

### 5.1 Introduction

Nous avons présenté au cours des deux chapitres précédents les déterminations de l'asymétrie expérimentale de taux de comptage et de la polarisation du faisceau de photons dans la cavité. Il nous faut maintenant obtenir le dernier ingrédient nécessaire à la mesure de la polarisation du faisceau d'électrons : le pouvoir d'analyse de notre instrument.

Nous avons vu que le pouvoir d'analyse est donné par la valeur moyenne de l'asymétrie théorique longitudinale de section efficace Compton  $\mathcal{A}_{th}$  pondérée par la section efficace (équation 3.13):

$$\langle \mathcal{A}_{th} \rangle = \frac{\int_0^{k_{max}} \epsilon(k') \frac{d\sigma_0}{dk'}(k') \mathcal{A}_{th}(k') dk'}{\int_0^{k_{max}} \epsilon(k') \frac{d\sigma_0}{dk'} dk'} \quad (5.1)$$

où

- $k'$  représente l'énergie du photon rétro-diffusé,
- $\epsilon(k')$  représente l'efficacité de détection du calorimètre,

En pratique nous ne mesurons pas l'énergie  $k'$  du photon rétro-diffusé, mais uniquement une valeur  $ADC$ . Il faudra donc calculer le pouvoir d'analyse en utilisant cette dernière variable. Cela nécessite de modéliser les diverses étapes qui conduisent de l'énergie  $k'$  du photon (non mesurée, mais pour laquelle les fonctionnelles, section efficace  $\frac{d\sigma_0}{dk'}$  et asymétrie  $\mathcal{A}_{th}$ , sont connues) à la valeur  $ADC$  (mesurée, mais pour laquelle ces mêmes fonctionnelles sont inconnues). Le passage de l'énergie  $k'$  à la valeur  $ADC$  se décompose en trois étapes (cf fig. 5.1):

1. Dans la première étape, le photon dépose dans le calorimètre une énergie  $\Delta E$  qui donne naissance à un nombre  $n_{\gamma_s}$  de photons de scintillation. Une partie de ces photons de scintillation est collectée sur la photo-cathode du photo-multiplicateur (PM) pour produire un nombre de photo-électrons  $n_{pe}$ . En sortie du PM un courant  $i(t)$  est récupéré. Ce

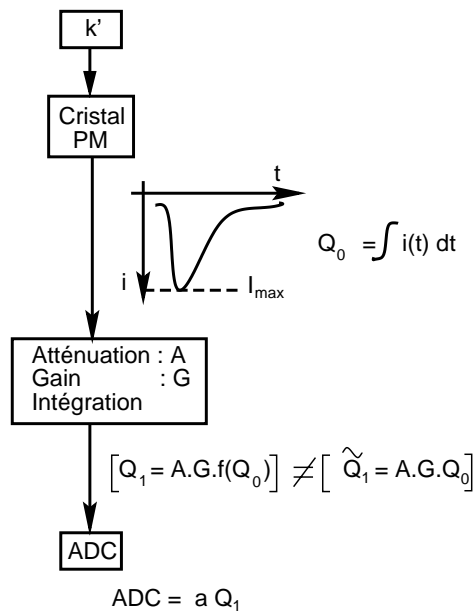


FIG. 5.1 – Les trois étapes qui conduisent de l'énergie du photon à la valeur ADC

courant correspondrait à une charge  $Q_0 = \int_0^{\tau=100ns} i(t)dt$ , qui a pour valeur maximale  $I_{max}$ .

2. Ce signal est ensuite atténué d'un facteur  $A$ , amplifié d'un facteur  $G$  et enfin intégré sur une porte de 100 ns pour donner une charge  $Q_1$ .
3. Enfin cette charge  $Q_1$  est codée par l'ADC.

Plusieurs effets sont à prendre en compte au cours de ces trois étapes:

- Pour un ensemble d'événements avec une même énergie de photon  $k'$ , en raison de la résolution de chacun des trois étages précédents, nous reconstruisons une distribution de valeurs ADC.
- Un discriminateur rejette entre le premier et le deuxième étage les événements pour lesquels  $V_{max} = I_{max}/R < V_{seuil}$ .
- L'étage d'intégration est malheureusement non-linéaire.  $Q_1 = AGf(Q_0) \neq AGQ_0 = \tilde{Q}_1$ .  
Après étude, ce problème provient d'une saturation du circuit d'intégration des signaux. N'ayant pu être corrigé pendant la prise de données HAPPEX, il affecte l'ensemble de nos données.

Il s'agit dès lors de modéliser ces trois effets : résolution, seuil et non-linéarité, afin de pouvoir calculer le pouvoir d'analyse.

Pour des raisons pratiques, nous traiterons en premier lieu la correction de non-linéarité. Ceci nous permettra en partant du spectre expérimental  $\frac{d\sigma}{dADC}$  d'aboutir à une section efficace

en fonction d'une variable  $\tilde{E} \propto A.G.Q_0$  qui, en moyenne, est proportionnelle à l'énergie du photon  $k'$ .

En utilisant le front Compton, ces spectres seront re-calibrés en énergie  $\tilde{E} = \alpha^{-1}k'_r$ . Nous obtiendrons alors la section efficace en fonction de l'énergie reconstruite  $k'_r$ .

Cette section efficace sera ensuite modélisée comme le résultat d'un produit entre

- une convolution entre la section efficace théorique  $\frac{d\sigma}{dk'}$  et une fonction de résolution  $g_{(a,b,c)}(k')$ ,
- une fonction de seuil  $p_{(k'_r{}^s, \sigma_r^s)}(k'_r)$ , soit

$$\frac{d\sigma}{dk'_r} = p_{(k'_r{}^s, \sigma_r^s)}(k'_r) \left[ \frac{d\sigma}{dk'} \otimes g_{(a,b,c)}(k') \right]. \quad (5.2)$$

En pratique, les paramètres décrivant la calibration ( $\alpha$ ), la résolution ( $a, b, c$ ) et le seuil ( $k'_r{}^s, \sigma_r^s$ ) ont été ajustés globalement sur l'ensemble du spectre  $\frac{dN}{d\tilde{E}}$ . Par souci pédagogique, nous présenterons séparément la calibration, puis la résolution et enfin le seuil. Le plan de cette section est donc le suivant :

1. Correction de non-linéarité: obtention du spectre  $\frac{d\sigma}{d\tilde{E}}$  à partir de  $\frac{d\sigma}{dADC}$ .
2. Soustraction du bruit sur le spectre  $\frac{d\sigma}{d\tilde{E}}$ . Il est important de soustraire ce dernier pour vraiment déterminer un pouvoir d'analyse pour des événements de signal.
3. Calibration  $\tilde{E} = \alpha^{-1}k'_r$ , et obtention du spectre  $\frac{d\sigma}{dk'_r}$
4. Détermination de la fonction de résolution  $g_{(a,b,c)}(k')$
5. Détermination de la fonction de seuil  $p_{(k'_r{}^s, \sigma_r^s)}(k'_r)$
6. Calcul du pouvoir d'analyse

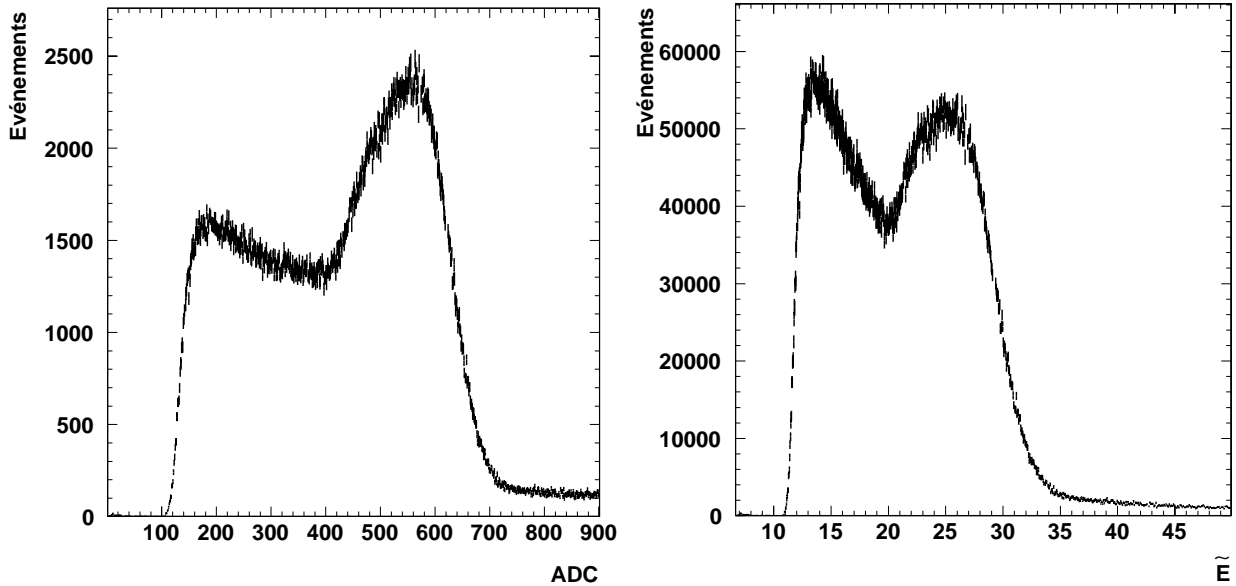
$$\langle \mathcal{A}_{th} \rangle = \frac{\int_0^\infty \left[ \left( \frac{d\sigma}{dk'_r} \right)^+ - \left( \frac{d\sigma}{dk'_R} \right)^- \right] dk'_r}{\int_0^\infty \left[ \left( \frac{d\sigma}{dk'_r} \right)^+ + \left( \frac{d\sigma}{dk'_r} \right)^- \right] dk'_r} \quad (5.3)$$

où les sections efficaces spin-dépendantes en fonction de l'énergie reconstruite  $k'_r$  seront calculées via

$$\frac{d\sigma^\pm}{dk'_r} = p_{(k'_r{}^s, \sigma_r^s)}(k'_r) \left[ \frac{d\sigma^\pm}{dk'} \otimes g_{(a,b,c)}(k') \right] \quad (5.4)$$

avec les sections efficaces spin-dépendantes en fonction de  $k'$  introduites au chapitre 3

$$\frac{d\sigma^\pm}{dk'} = \frac{d\sigma_0}{dk'} (1 \pm A_{th}(k')).$$



(a) Spectre ADC brut.

(b) Spectre versus  $\tilde{E}$ , i.e., corrigé des non-linéarités.FIG. 5.2 – *Distribution expérimentale des événements.*

## 5.2 Effets non-linéaires dus à l'électronique

Pendant la prise de données d'HAPPEX, à la vue des spectres ADC (cf fig. 5.2 (a)), nous avons émis l'hypothèse que l'électronique d'acquisition présentait une réponse non-linéaire pour les signaux de grande amplitude. Cet effet fut effectivement mis en évidence et nous devons corriger les mesures fournies par les *ADC* pour tenir compte de ces non-linéarités.

### 5.2.1 Fonction de réponse de l'étage intégrateur

Le système électronique d'acquisition du polarimètre a été modifié pendant le mois de juin. Le réglage des intégrateurs a notamment été changé. Nous avons réalisé des mesures de non-linéarités pour les données prises au cours du mois de juillet. Nous n'avons malheureusement pas les données correspondantes pour la période antérieure. Nous ne pourrions donc corriger de ces effets que les données les plus récentes. Nous présentons maintenant le traitement effectué sur les 40 runs du mois de juillet pour tenir compte de la saturation des cartes d'intégration.

Pour mesurer la courbe de non-linéarité, nous utilisons les pulseurs situés sur chaque carte d'atténuation qui envoient dans les cartes d'intégration, un signal créneau d'amplitude déterminée (cf. 3.2.6.1) et d'une durée de 50 ns. Nous pouvons modifier l'amplitude de ce signal grâce à un générateur de tension, ou *Digital to Analogic Converter* (DAC). Ceci nous permet de simuler les signaux sortant des photomultiplicateurs. On peut remarquer que la forme du



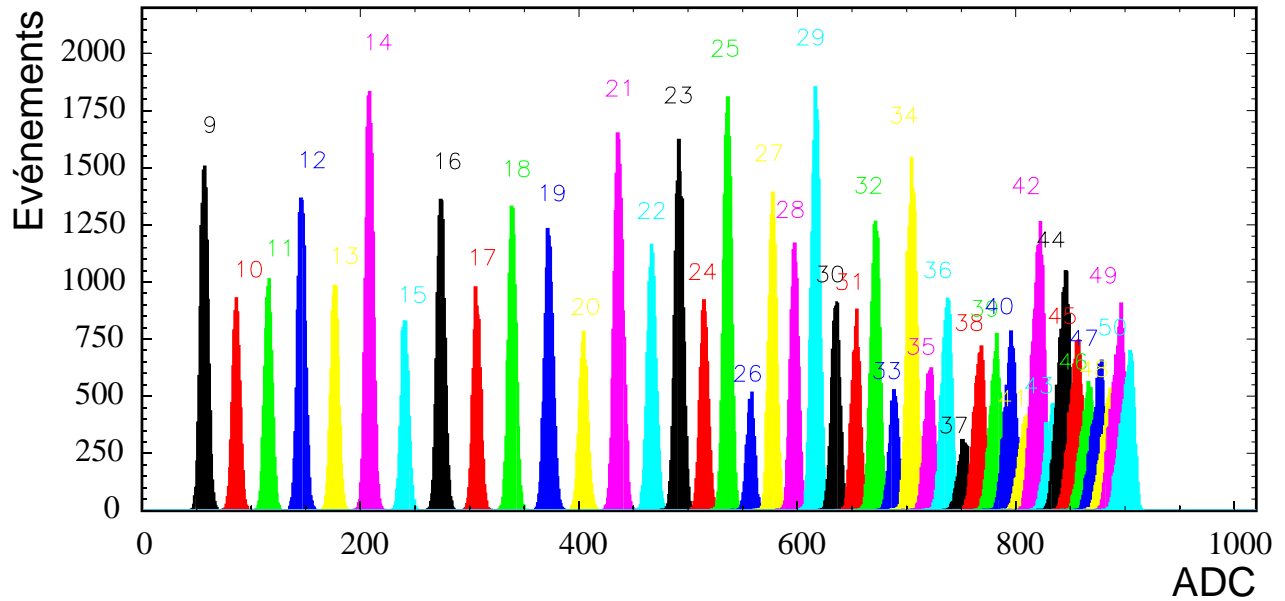


FIG. 5.3 – Réponse des cartes ADC pour les cinquante valeurs du pulseur.

signal n'est pas importante puisque seule son intégrale joue. Nous mesurons alors l'évolution de la réponse de notre intégrateur lorsque l'amplitude du signal d'entrée varie.

Nous envoyons ces signaux à l'intégrateur en faisant varier l'amplitude par pas d'une unité du générateur. Dans la suite, nous appellerons  $\tilde{E}$  l'unité du générateur. Chaque unité correspond à une charge d'environ 2 nC.

L'intégrale du signal envoyé par le pulseur étant proportionnelle à l'amplitude délivrée par le générateur (donc connue), la courbe de réponse du circuit intégrateur ( $ADC$  pour chaque valeur de  $\tilde{E}$ ) est déterminée et illustrée par la figure 5.3.

Cependant, nous ne pouvons déterminer la relation entre la valeur  $\tilde{E}$  et le canal  $ADC$  que pour des valeurs entières du  $\tilde{E}$  (pas d'une unité). Par conséquent, si nous voulons corriger l'ensemble du spectre  $ADC$  (1024 canaux) à partir des 50 mesures, nous devons obtenir une expression analytique de la courbe de non-linéarité. Pour ce faire, nous ajustons les 50 points par une fonction polynomiale de degré élevé (six, valeur arbitraire optimale par rapport à la courbe), représentée sur la figure 5.4.

Nous avons ainsi obtenu une fonction  $g(ADC)$  qui nous permet de traduire une valeur codée par notre carte  $ADC$  en une valeur  $\tilde{E}$ , exprimée en unité du pulseur :  $\tilde{E} = g(ADC)$ .

La déviation par rapport à une droite pour les hauts canaux ( $ADC > 500$ ) reflète la saturation du circuit intégrateur pour les signaux de grande amplitude. Ceci signifie que si un événement dépose une énergie élevée dans le détecteur, alors l' $ADC$  fournira un signal inférieur à la véritable intégrale du signal. Par exemple, si un signal est codé dans l' $ADC$  au canal 700, sa véritable intégrale correspond aux alentours du canal 800 de l' $ADC$ . Nous commettons donc un erreur de plus de 10 % sur l'énergie déposée dans le calorimètre en utilisant le spectre  $ADC$  brut.

La valeur calculée du  $\tilde{E}$  correspond à l'amplitude réelle du signal corrigée des effets de saturation des cartes. Possédant cette fonction, nous allons pouvoir corriger le spectre expérimental Compton pour chaque bin d' $ADC$ .

### 5.2.2 Correction des non-linéarités de la chaîne électronique sur le spectre expérimental

Nous disposons du spectre  $\langle \frac{dN}{dADC} \rangle$  en fonction des valeurs  $ADC$  qui ne sont pas proportionnelles à l'énergie déposée dans les cristaux (figure 5.2). Pour obtenir le spectre Compton corrigé des non-linéarités, nous devons donc calculer la quantité suivante :

$$\left( \frac{dN(Q)}{d\tilde{E}} \right)_i = \left( \frac{dN(Q)}{dADC} \right)_i \left( \frac{dADC}{d\tilde{E}} \right)_i \quad (5.5)$$

Nous calculons donc pour chaque canal  $ADC_i$  le canal  $\tilde{E}_i$  correspondant grâce à la fonction de réponse que nous avons déterminée. Nous obtenons ainsi la valeur corrigée de la valeur  $ADC$ . La distribution des mesures des cartes  $ADC$  est construite sur 1024 canaux. Il est important de remarquer que la largeur d'un canal en  $\tilde{E}$  n'est pas constante puisque la correspondance entre les valeurs  $ADC$  et les valeurs  $\tilde{E}$  n'est pas linéaire. De part la forme de la courbe de saturation (figure 5.4), les canaux seront plus larges à haute énergie qu'à basse énergie.

Les nombres d'événements  $N_i$  de la distribution en fonction des valeurs  $ADC$  représentent les nombres des signaux issus des photo-multiplicateurs dont la charge intégrée est comprise entre  $ADC_i$  et  $ADC_{i+1}$  :

$$N_i = \int_{ADC(i)}^{ADC(i+1)} \frac{dN}{dADC} dADC \simeq \langle \frac{dN}{dADC} \rangle_i \Delta ADC = \langle \frac{dN}{dADC} \rangle_i$$

où  $\langle \frac{dN}{dADC} \rangle_i$  représente la valeur moyenne de la fonction  $\frac{dN}{dADC}$  à l'intérieur du canal  $i$  et  $ADC_{i+1} - ADC_i = 1$ .

Ces nombres d'événements correspondent donc aux nombres de signaux de charge comprise entre  $g(ADC_i)$  et  $g(ADC_{i+1})$  :

$$N_i = \int_{g(ADC_i)}^{g(ADC_{i+1})} \frac{dN}{d\tilde{E}} d\tilde{E} \simeq \langle \frac{dN}{d\tilde{E}} \rangle_i \Delta \tilde{E}.$$

Nous pouvons donc obtenir la distribution des  $\langle \frac{dN}{d\tilde{E}} \rangle_i$  en fonction de  $\tilde{E}$  à partir du spectre  $ADC$  en normalisant le nombre d'événements de chaque canal  $ADC$  par la largeur du canal en  $\tilde{E}$  (figure 5.5) :

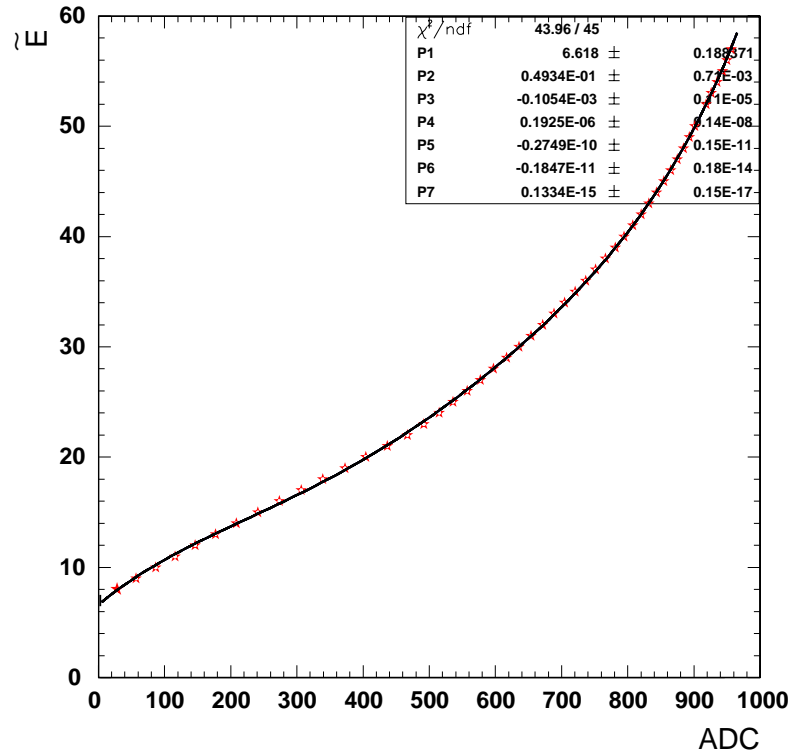


FIG. 5.4 – Modélisation des effets non-linéaires dus à l'électronique par une fonction polynomiale.

$$\left\langle \frac{dN}{d\tilde{E}} \right\rangle_i = \frac{N_i}{g(ADC_{i+1}) - g(ADC_i)}. \quad (5.6)$$

Nous construisons ainsi le spectre  $\left\langle \frac{dN}{d\tilde{E}} \right\rangle$  en fonction de l'unité du pulseur  $\tilde{E}$  qui est proportionnelle à l'énergie déposée par les photons dans le calorimètre. La figure 5.2 (b) illustre la distribution obtenue à partir du spectre  $ADC$  de la figure 5.2 (a).

Nous remarquons sur cette figure que le nombre d'événements par canal n'est pas conservé à cause de la normalisation par la largeur du canal ( $< 1$ ). En revanche, l'intégrale totale est conservée. Nous assignons à chaque nombre d'événements du spectre en  $\tilde{E}$  une erreur donnée par l'erreur statistique sur le nombre du spectre  $ADC$  normalisée par la largeur du canal. Maintenant que nous avons corrigé les spectres bruts d' $ADC$ , nous allons devoir soustraire le bruit de fond de ces spectres avant de les ajuster.

### 5.3 Soustraction du bruit

Les énergies déposées dans le détecteur de photons sont issues à la fois d'événements de diffusion Compton et d'événements de bruit de fond. Or nous cherchons à extraire le pouvoir

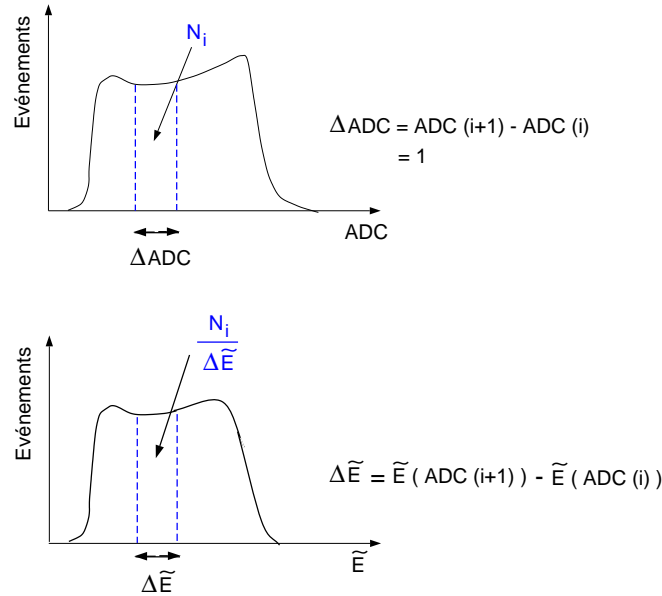
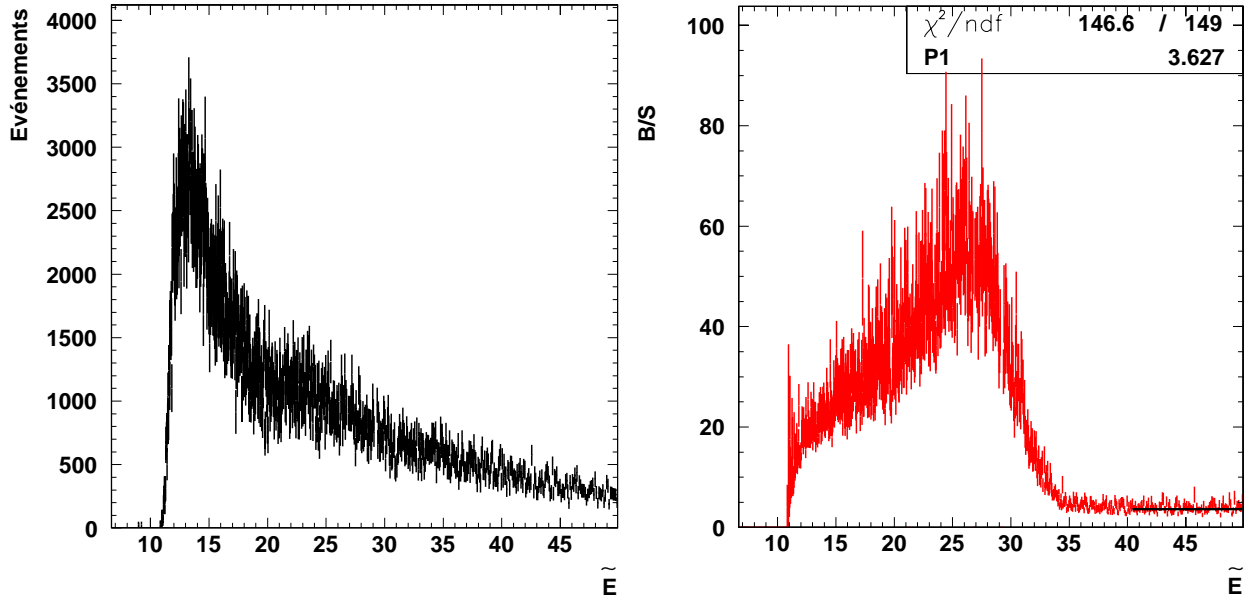


FIG. 5.5 – Schéma de la construction du spectre linéarisé en énergie  $\frac{dN}{d\tilde{E}}$  à partir de la distribution des mesures ADC.

d'analyse de notre instrument pour les événements de diffusion Compton. Nous devons donc, tout comme pour le calcul de l'asymétrie expérimentale de taux de comptage, soustraire du spectre expérimental la contribution des événements de bruit de fond.

Nous avons vu précédemment que lorsque la cavité résonne, nous détectons des photons Compton et des photons créés par nos différentes sources de bruit (synchrotron, bremsstrahlung et interaction du halo du faisceau avec les supports mécaniques de la cavité). Nous obtenons alors le spectre Compton expérimental illustré par la figure 5.2 (b). La seule façon que nous possédons pour clairement identifier et mesurer la contribution du bruit de fond est de décrocher la cavité régulièrement pendant la prise de données. On peut alors obtenir un spectre expérimental du bruit de fond dans le détecteur de photons comme illustré par la figure 5.6 (a) (ce spectre est déjà corrigé de la non-linéarité de la chaîne d'électronique).

L'énergie emportée par les photons issus de diffusion Compton est limitée par les paramètres cinématiques de la réaction. Au maximum, elle vaut  $k'_{max} = 190$  MeV pour l'expérience HAPPEX ( $E = 3.355$  GeV et  $k = 1.165$  eV). La figure 5.2 (b) montre le front Compton aux environs du canal 30. Ceci signifie que les photons ayant déposé dans le calorimètre une énergie supérieure à  $k'_{max}$  ne peuvent être issus de diffusion Compton. La partie du spectre qui correspond aux événements de haute énergie fournit donc une mesure de la contribution du bruit de fond. En pratique, les événements Compton de haute énergie  $E \simeq k'_{max}$  peuvent être reconstruits à une énergie supérieure à  $k'_{max}$  en raison des effets de résolution du calorimètre. Pour une résolution de 15%, un photon de 190 MeV peut être étiqueté avec une énergie de 220 MeV par



(a) Bruit.

(b) Rapport signal et bruit sur le bruit.

FIG. 5.6 – Spectre reconstruit en unité du pulseur pour un run (non soustrait du piédestal).

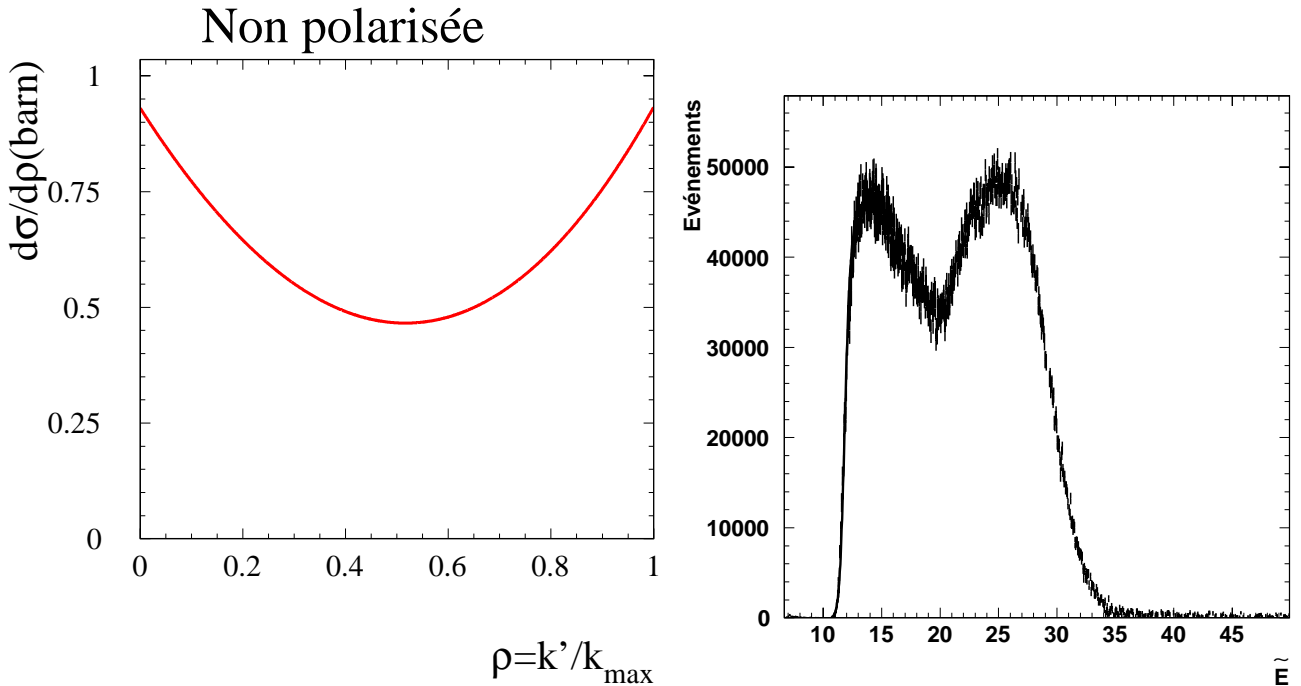
le calorimètre. Aussi allons-nous sélectionner les événements de bruit en imposant que le signal déposé soit supérieur au front Compton de plus de cinq fois environ la résolution au front (cf paragraphe 5.4). Ceci nous permet de déterminer la contribution du bruit lorsque la cavité est accrochée  $B_1(\tilde{E})$ . Cependant, cette mesure est limitée aux événements de haute énergie.

D'autre part, nous mesurons le signal déposé par les événements de bruit lors des périodes spécifiques  $B_2(\tilde{E})$ . En effectuant le rapport de ces distributions, nous obtenons le facteur de normalisation entre le bruit ayant effectivement pollué la mesure Compton ( $B_1(\tilde{E})$ ) et le bruit mesuré sur tout le domaine en énergie lorsque la cavité est décrochée ( $B_2(\tilde{E})$ ).

La figure 5.6 (b) représente le rapport du spectre de signal et de bruit sur le spectre de bruit pur. L'augmentation du rapport avec l'énergie reflète la diminution du bruit illustré sur la figure 5.6 (a). Le rapport est maximum au niveau du front Compton. Il est constant pour les signaux correspondant aux hautes énergies déposées traduisant la proportionnalité entre le bruit mesuré (cavité OFF) et le bruit ayant dilué la mesure Compton (cavité ON).

Nous ajustons la partie correspondant aux hautes énergies avec une constante afin d'extraire le facteur de normalisation du bruit. Nous obtenons ainsi le facteur  $\beta = \frac{B_1(\tilde{E})}{B_2(\tilde{E})}$ .

Nous pouvons alors soustraire la contribution normalisée du bruit de fond  $\beta B_2(\tilde{E})$  au signal enregistré lorsque la cavité résonne. Nous avons donc construit le spectre de signal Compton en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre, exprimée en unité du pulseur ( $\tilde{E}$ ). La figure



(a) Section efficace Compton non polarisée en fonction de l'énergie du photon diffusé dans les conditions cinématiques d'HAPPEX

(b) Spectre reconstruit en unité du pulseur pour le signal Compton (non soustrait du piédestal).

FIG. 5.7 – *Section efficace et spectre Compton expérimental*

5.7 (b) représente cette distribution pour un run.

Cette distribution moyenne les événements issus de diffusion Compton sur des électrons droits et gauches. Nous pouvons donc comparer le spectre obtenu expérimentalement avec la section efficace de diffusion Compton non polarisée (cf figure 5.7 (a)). Deux effets, dont nous avons parlé dont l'introduction de cette section, viennent modifier la forme du spectre théorique. La résolution du calorimètre induit une erreur sur la détermination de l'amplitude du signal déposé. Par exemple, les photons correspondant au maximum d'énergie disponible ( $k'_{max}$ ) peuvent être reconstruits avec une énergie différente (supérieure, ou inférieure). Ceci se traduit par exemple par un élargissement de la coupure nette attendue théoriquement au front Compton (canal  $\sim 30$ ). En outre, la perte des événements de basse énergie (canal  $\lesssim 12$ ) reflète la sélection imposée par le seuil de notre électronique.

Pour déterminer le pouvoir d'analyse, nous devons convertir le signal que nous avons obtenu en unité d'énergie. C'est l'objet de la calibration.

## 5.4 Calibration

Afin de calibrer les signaux que nous avons obtenus expérimentalement en unité du pulseur ( $\tilde{E}$ ), nous allons à nouveau mettre à profit la cinématique de la diffusion Compton.

L'énergie maximale disponible pour les photons rétro-diffusés par effet Compton est alors de  $185.4 \pm 0.1$  MeV. Nous allons utiliser cette valeur maximale de l'énergie des photons pour calibrer notre spectre expérimental. Pour cela, nous modélisons le front Compton en tenant compte des effets de résolution du calorimètre. Ceci fournit la valeur en unité du pulseur du front Compton, qui correspond à l'énergie  $k'_{max}$ . Nous obtenons ainsi le facteur de calibration entre l'unité du pulseur et l'énergie déposée par les photons.

Nous voulons modéliser le front descendant à haute énergie du spectre expérimental soustrait du bruit. Pour cela, nous choisissons une fonction de type Fermi-Dirac de la forme :

$$F(x) = \frac{N_0}{1 + \exp\left(\frac{x - \mu}{T}\right)}, \quad (5.7)$$

où  $\mu$  représente la valeur du front,  $N_0$  est un facteur de normalisation et la température équivalente  $T$  paramétrise la résolution du calorimètre au front Compton. Pour une résolution nulle,  $F(x)$  se réduit à une fonction de Heaviside (fonction saut). Lorsque la résolution augmente, la fonction décroît sur un intervalle de quelques  $T$ . Le point d'inflexion de  $F(x)$  correspond à  $x = \mu$ .

Pour chaque run, nous ajustons le spectre expérimental soustrait du bruit avec une fonction de Fermi-Dirac  $F(\tilde{E})$ . L'intervalle d'ajustement s'étend du maximum de la distribution à haute énergie jusqu'à quatre fois la résolution au front au-delà du front Compton. La figure 5.8 illustre le résultat d'un ajustement pour un run. Le front Compton  $\tilde{E}(F_C)$  est obtenu à  $29.53 \pm 0.02$  en unité du pulseur.

Le paramètre de température  $T$  caractérise la résolution du détecteur. Nous pouvons en obtenir une estimation au niveau du front Compton en supposant une résolution de type gaussienne :

$$g(\tilde{E}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(\frac{-(\tilde{E} - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) d\tilde{E} \quad (5.8)$$

Au front Compton, soit pour  $\tilde{E} = \mu$ , le paramètre de température et la résolution sont reliés par  $\sigma = \frac{4T}{\sqrt{2\pi}}$ .

Pour le run représenté sur la figure 5.8, une température de  $1.3 \tilde{E}$  correspond à une résolution  $\frac{\sigma(\tilde{E})}{\tilde{E}}$  de l'ordre de 7 % au front Compton.

Cet ajustement est réalisé pour les 40 runs pris en juillet. La figure 5.9 représente la distribution des canaux  $\tilde{E}$  correspondant au front Compton.

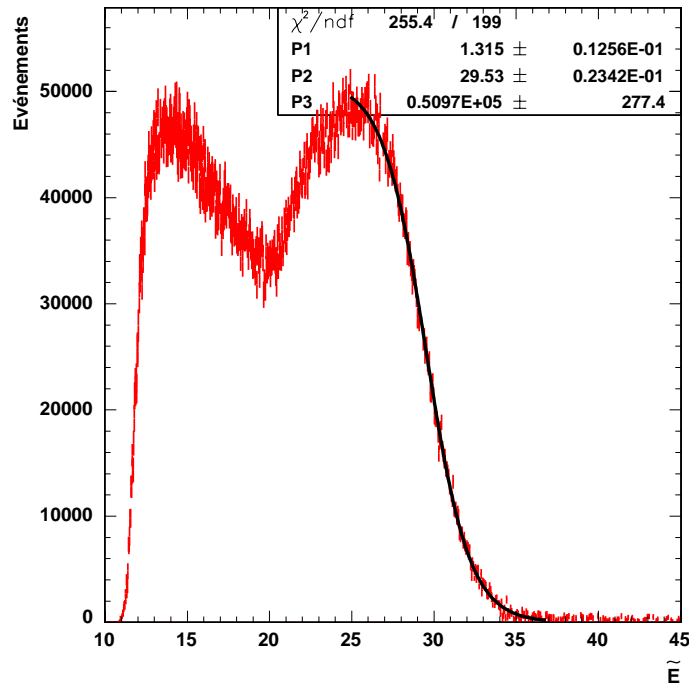


FIG. 5.8 – Ajustement du front Compton par une fonction de type Fermi-Dirac (non soustrait du piédestal).

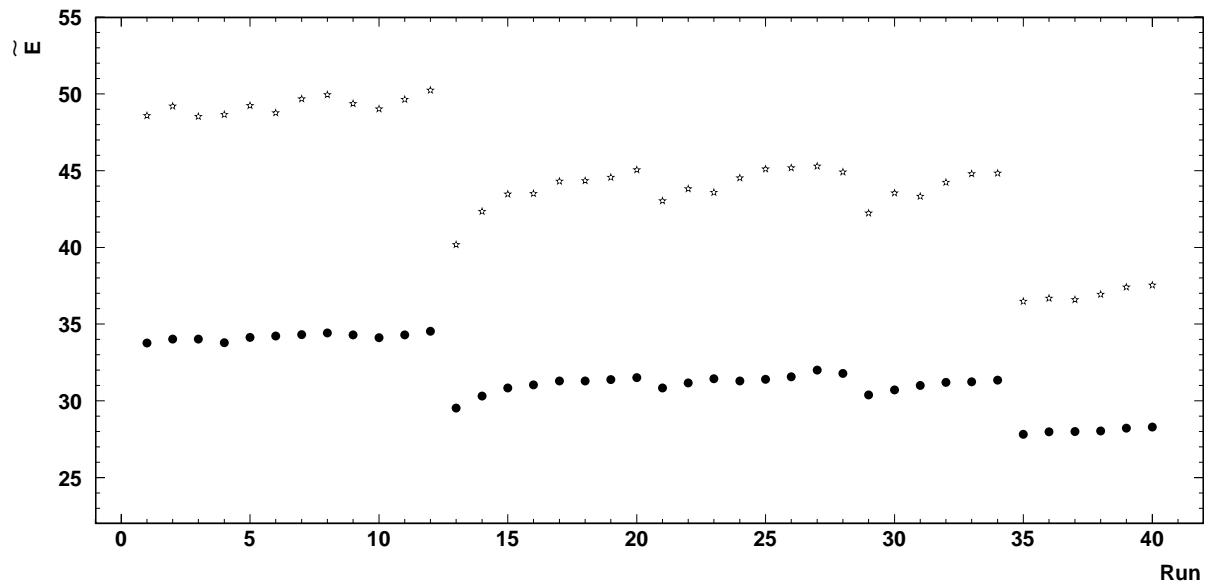


FIG. 5.9 – Front Compton déterminé avec une fonction de Fermi (ronds) et signal déposé par la diode de contrôle (étoiles) en fonction du run (non soustrait du piédestal).



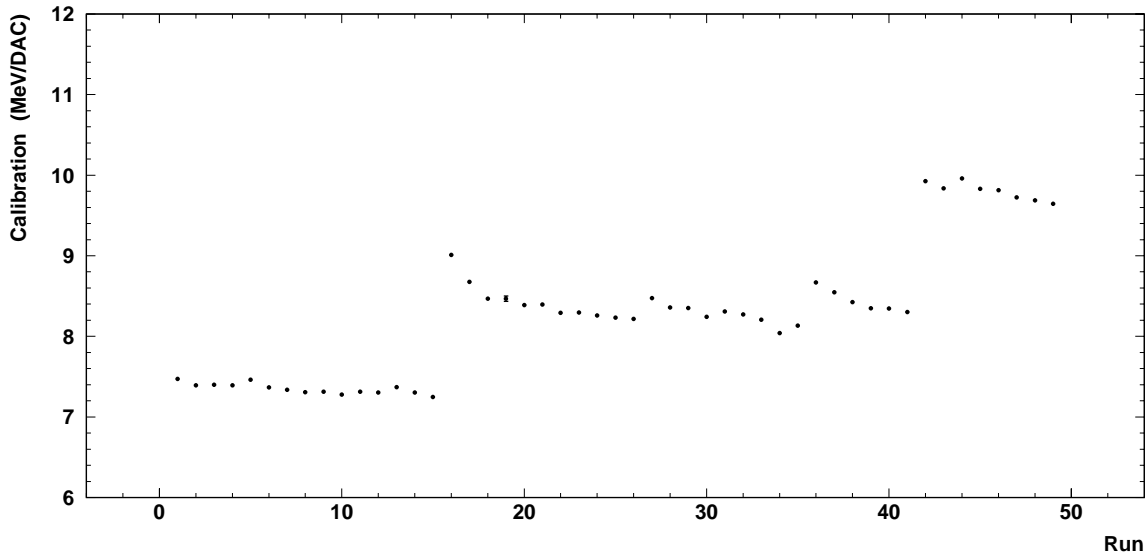


FIG. 5.10 – Evolution du facteur de calibration  $\alpha(\text{MeV}/\tilde{E})$  au cours de la prise de données.

Les variations du front aux environ des runs 13 et 35 sont induites par des modifications des réglages de notre électronique. Nous vérifions que la diode de contrôle qui envoie aléatoirement un signal d'amplitude fixe est soumise aux mêmes fluctuations que celles observées pour le front Compton (figure 5.9).

Nous avons déterminé la valeur exprimée en unité du pulseur du front Compton  $\tilde{E}(k'_{max})$ . Cette valeur doit être corrigée du piédestal des cartes *ADC* qui correspond à la valeur codée par les cartes pour un signal d'amplitude nulle. Pour déterminer le piédestal, nous imposons un déclenchement aléatoire du système acquisition et mesurons ainsi la réponse des *ADC* la plupart du temps en l'absence de signal issu des photo-multiplicateurs. Pour chaque run, nous déterminons la valeur moyenne du piédestal  $\tilde{E}(P)$  ainsi que son erreur. L'amplitude du signal codée au canal  $\tilde{E}$  est alors donnée par  $\tilde{E} - \tilde{E}(P)$ .

Nous pouvons alors déterminer le facteur de conversion entre les valeurs des signaux intégrés exprimés en unité de  $\tilde{E}$  et l'énergie des photons incidents sur le calorimètre selon :

$$\alpha = \frac{k'_{max}}{\tilde{E}(F_C) - \tilde{E}(P)}. \quad (5.9)$$

Pour le run représenté sur la figure 5.8, nous obtenons un facteur de calibration de  $\alpha = 9.01 \pm 0.01 (\text{MeV}/\tilde{E})$ . Cette erreur tient compte des incertitudes sur  $k'_{max}$ , la détermination du pied et du front. L'évolution du facteur de calibration au cours du mois de juillet est représentée sur la figure 5.10.

Le facteur de calibration nous permet enfin de traduire la distribution des nombres d'événements Compton détectés en fonction de l'énergie reconstruite  $k'_r$  des photons rétro-diffusés.

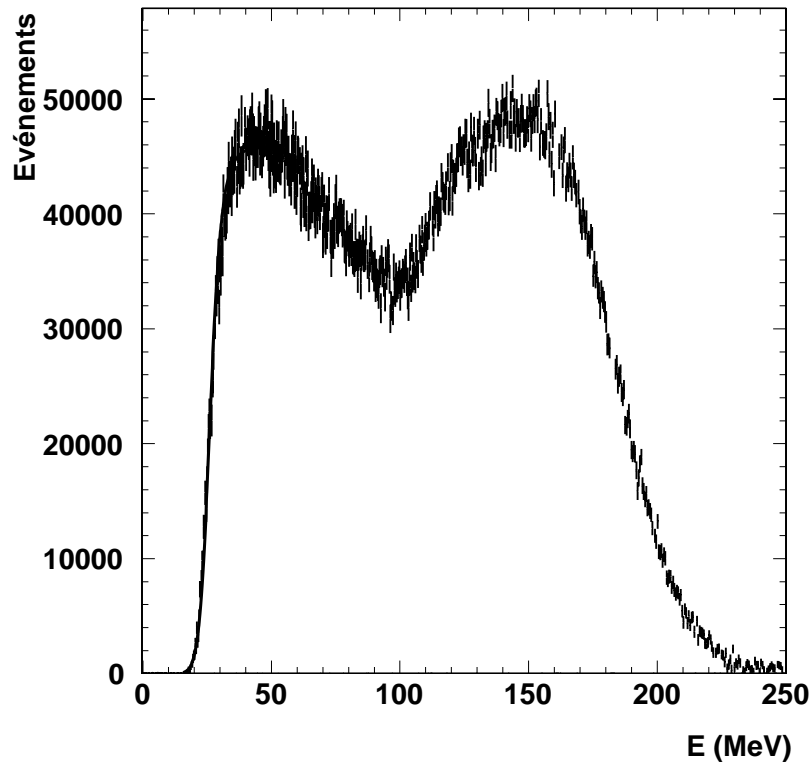


FIG. 5.11 – Section efficace en énergie reconstruite  $k'_r$  des photons Compton rétro-diffusés pour un run.

Chaque canal  $\tilde{E}_i$  est pour cela exprimé en énergie par  $k'_r = \alpha(\tilde{E}_i - \tilde{E}(P))$ . La figure 5.11 illustre la distribution des événements Compton détectés en fonction de l'énergie pour un run.

A partir des nombre d'événements détectés en fonction des valeurs codées par les cartes *ADC*, nous avons déterminé les nombres de photons rétro-diffusés par effet Compton en fonction de leur énergie. Nous avons donc construit la distribution des  $\langle \frac{dN}{dk'} \rangle$  en fonction de  $k'$  correspondant à la courbe de section efficace Compton non polarisée  $\frac{d\sigma_C}{dk'}$ . Nous allons maintenant utiliser ce spectre pour déterminer le pouvoir d'analyse du polarimètre. Pour cela, il faut déterminer la réponse de notre détecteur, i.e. sa résolution et la fonction de réponse de seuil.

## 5.5 Modélisation de la résolution du calorimètre

Nous modélisons la résolution de notre détecteur par une gaussienne dont le  $\sigma$  prend la forme classique

$$\sigma(E) = aE \oplus b\sqrt{E} \oplus c. \quad (5.10)$$

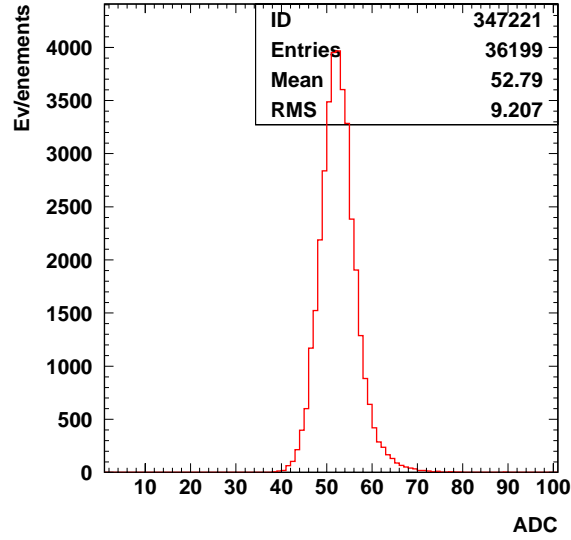


FIG. 5.12 – Piédestal des cartes ADC.

La contribution proportionnelle à l'énergie reflète principalement les fluctuations du gain du photo-multiplicateur. Le terme  $b$  rend compte des fluctuations statistiques des nombres de photons de scintillations et de photo-électrons de l'ensemble formé par le cristal et le photo-multiplicateur. Le terme  $c$ , indépendant de l'énergie, reflète les fluctuations de la ligne de base de notre électronique.

Pour les événements dont l'énergie reconstruite est très supérieure au seuil, la fonction de seuil se réduit à l'identité. L'ajustement du spectre expérimental  $\frac{dN}{dk'_r}$  par la fonction

$$\frac{d\sigma}{dk'} = \left[ \frac{d\sigma}{dk'} \otimes g_{(a,b,c)}(k') \right] = \int_0^\infty \frac{d\sigma}{dk'_r} g_{\sigma(k')} (k' - k'_r) dk' \quad (5.11)$$

avec  $\sigma(k')$  donné par l'équation 5.10, donnera alors accès aux paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$ . En outre, pour tenir compte d'une erreur systématique éventuelle due à notre procédure de calibration, nous introduisons un paramètre supplémentaire de sorte que l'ajustement soit effectué sur la mesure de l'énergie à un facteur multiplicatif près. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous aborderons les systématiques.

Contrairement aux deux premiers termes de l'équation 5.10, le terme indépendant de l'énergie peut être estimé indépendamment de la distribution des événements Compton. En effet, nous pouvons estimer les fluctuations de la ligne de base à partir des mesures du piédestal des cartes ADC (figure 5.12). La largeur du piédestal  $RMS_{ped}$  traduit la dispersion des mesures d'une valeur déterminée (en l'occurrence, zéro). Nous estimons la valeur de  $c$  comme l'énergie correspondant à  $RMS_{ped}$ , c'est-à-dire  $c = \alpha g(RMS_{ped}) \simeq 4 MeV$ , soit  $c = 0.4 \%/GeV$ .

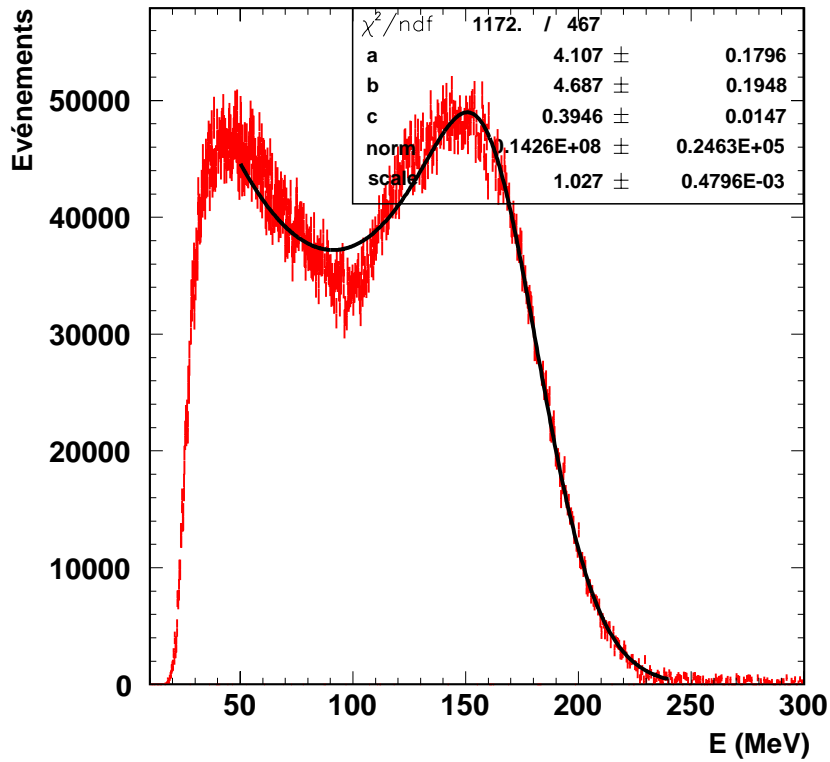


FIG. 5.13 – Ajustement de la résolution du calorimètre.

La valeur de  $c$  étant fixée, nous ajustons la distribution expérimentale avec la fonction de la section efficace Compton non polarisée convoluée des effets de la résolution (équation 5.11). La convolution est évaluée numériquement. L'ajustement est réalisé à haute énergie pour s'affranchir de l'effet de seuil ( $k'_r > k'_r{}^s + 5\sigma_S$ , où  $k'_r{}^s$  et  $\sigma_S$  représentent respectivement le seuil et sa résolution, cf section suivante).

Le résultat de cet ajustement donne une résolution de (figure 5.13) :

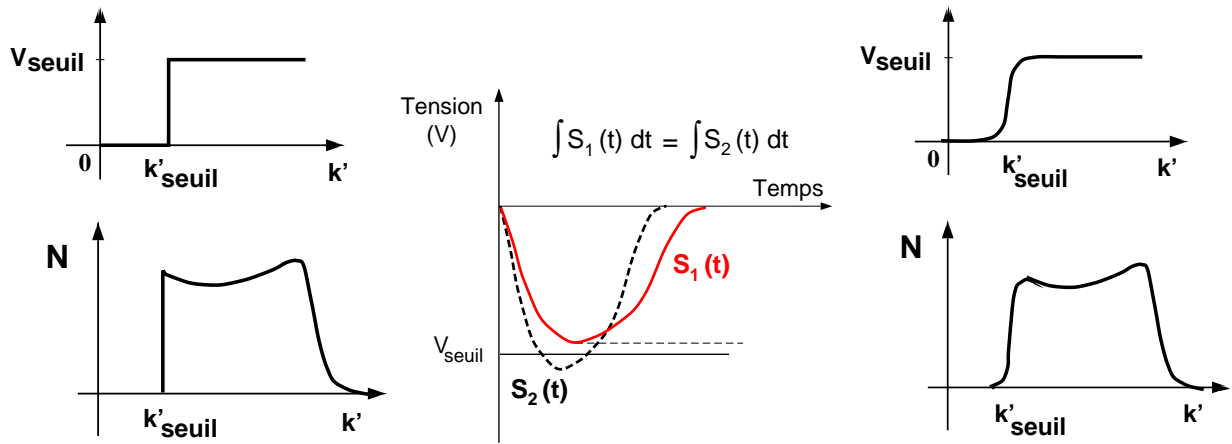
$$a = 4.1 \pm 0.2, \quad b = 4.7 \pm 0.2, \quad c = 0.4 \pm 0.015 \quad (5.12)$$

soit,

$$\frac{\sigma(k')}{k'} \simeq 4.1 \oplus \frac{4.7}{\sqrt{k'}} \oplus \frac{0.4}{k'} \% / GeV. \quad (5.13)$$

Le facteur correctif de la calibration est de  $1.027 \pm 5.10^{-4}$ , soit une différence de près de 3% par rapport à notre calibration.

Cependant, il apparait clairement sur la figure 5.13 que la paramétrisation que nous avons choisie reproduit mal la zone centrale du spectre. Une hypothèse pour expliquer ce désaccord peut être une mauvaise correction des non-linéarités de l'électronique (cf paragraphe 1.1). En effet, le désaccord s'accroît pour des énergies  $\sim 110$  MeV, ce qui correspond à 21 unités



(a) Effet d'un seuil en intégrale sur la distribution expérimentale.

(b) Signaux de mêmes intégrales mais d'amplitudes maximales différentes.

(c) Effet d'un seuil en amplitude sur la distribution expérimentale.

FIG. 5.14 – *Effet d'un seuil de détection (considéré sans fluctuation).*

de pulseur environ. Or, la fonction de réponse de la carte *ADC* paraît linéaire jusqu'à cette valeur, puis saturer pour les énergies supérieures (figure 5.4). Les énergies proches de 100 MeV se situent donc autour de la rupture de pente de la fonction de réponse. Nous avons essayé d'autres types de paramétrisations mais aucune n'a permis d'améliorer la modélisation de la fonction de réponse.

Malheureusement, l'origine de ce désaccord n'a pas pu être clairement identifiée à l'heure actuelle. Compte tenu de la méconnaissance sur la résolution du détecteur, nous serons contraints d'assigner aux paramètres  $a$ ,  $b$  et  $c$  des erreurs suffisamment importantes pour rendre compte des données. Ce point sera traité ultérieurement.

## 5.6 Modélisation du seuil de détection

La fonction de probabilité  $p(k'_r)$  doit reproduire l'effet de la sélection des événements due au seuil de notre électronique.

L'intégrale du signal électrique issu des photo-multiplicateurs couplés au calorimètre est proportionnelle (après correction de non-linéarité...) à l'énergie déposée par les photons. Pour des raisons pratiques (de rapidité principalement), les discriminateurs ne rejettent pas les événements en fonction de leur charge, mais par rapport à une amplitude maximale. Si le monde était simple, une charge totale correspondrait toujours à la même amplitude maximale. Dans ce cas, le discriminateur aurait pour conséquence une coupure franche dans la distribution des événements en fonction de  $k'_r$  à basse énergie (figure 5.14 a).

En pratique, en raison de la nature statistique de la scintillation, deux événements de même énergie  $k'$  vont donner naissance à des signaux qui, bien que pouvant avoir la même charge to-

tale, auront des amplitudes maximales différentes (figure 5.14 b). De sorte que pour une même charge, et donc une même énergie reconstruite  $k'_r$ , les événements seront tantôt au dessus du seuil (et donc détectés), tantôt en dessous du seuil et donc rejetés. Ceci signifie que l'utilisation d'un seuil sur l'amplitude du signal (par opposition à l'intégrale) engendre un étalement de la distribution des intégrales des signaux de basse amplitude (figure 5.14 c). Nous allons maintenant modéliser cette distribution.

La fonction de seuil en fonction de l'amplitude  $V_{max}$  est triviale, c'est une fonction de Heaviside ( $H(V_{max} - V_{seuil})$ ). Nous modélisons la distribution de l'énergie  $k'_r$  qui aurait été reconstruite en fonction de l'amplitude maximale par une gaussienne. La fonction de réponse correspondante est donc la convolution d'une Heaviside par une gaussienne, à savoir la fonction d'erreur, "erf", définie par :

$$p_{(k'_r{}^s, \sigma_S)}(k'_r) = erf\left(\frac{k'_r - k'_r{}^s}{\sigma_S}\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{k'_r} e^{-t^2} dt \quad (5.14)$$

où  $k'_r{}^s$  représente la valeur du seuil et  $\sigma_S$  la résolution au niveau du seuil. C'est la paramétrisation que nous choisissons pour la fonction de réponse du seuil  $p(k'_r)$ .

Avec les paramètres de résolution que nous avons déterminés à haute énergie, nous ajustons l'intégralité du spectre par la fonctionnelle (5.2) pour extraire les valeurs du seuil  $k'_r{}^s$  et la résolution du seuil  $\sigma_S$ .

Pour le run représenté sur la figure 5.15, nous mesurons un seuil de 28.5 MeV avec une résolution  $\sim 4.2$  MeV. Cependant, la fonction de paramétrisation reproduit mal la partie haute du front ascendant. Nous devons tenir compte de ce désaccord dans l'estimation des erreurs systématiques sur la détermination du seuil.

L'évolution de la valeur du seuil de détection au cours de la prise de données est représentée en fonction du run sur la figure 5.16. Les variations du seuil reflètent le comportement du coefficient de calibration (figure 5.10).

Ces variations peuvent atteindre près de 7 MeV. Il est donc primordial de mesurer ce seuil pour chaque run puisque, comme nous le verrons au paragraphe 5.8, une variation de 1 MeV sur le seuil de détection induit une variation de la polarisation du faisceau de l'ordre de 1 % relatif.

## 5.7 Calcul du pouvoir d'analyse

Connaissant la résolution du détecteur et la fonction de réponse en seuil, nous déterminons le pouvoir d'analyse grâce aux équations 5.3 et 5.4.

L'intégration est effectuée numériquement avec la méthode de Gauss. Nous vérifions la compatibilité de notre résultat avec d'autres méthodes d'intégration (rectangles et trapèzes). Pour une précision de  $10^{-3}$  avec la méthode de Gauss, notre résultat est compatible à mieux que 0.2 % avec les autres techniques.

La figure 5.17 représente la distribution des pouvoirs d'analyse pour chacun des runs du mois de juillet. Les variations du pouvoir d'analyse au cours de la prise de données atteignent

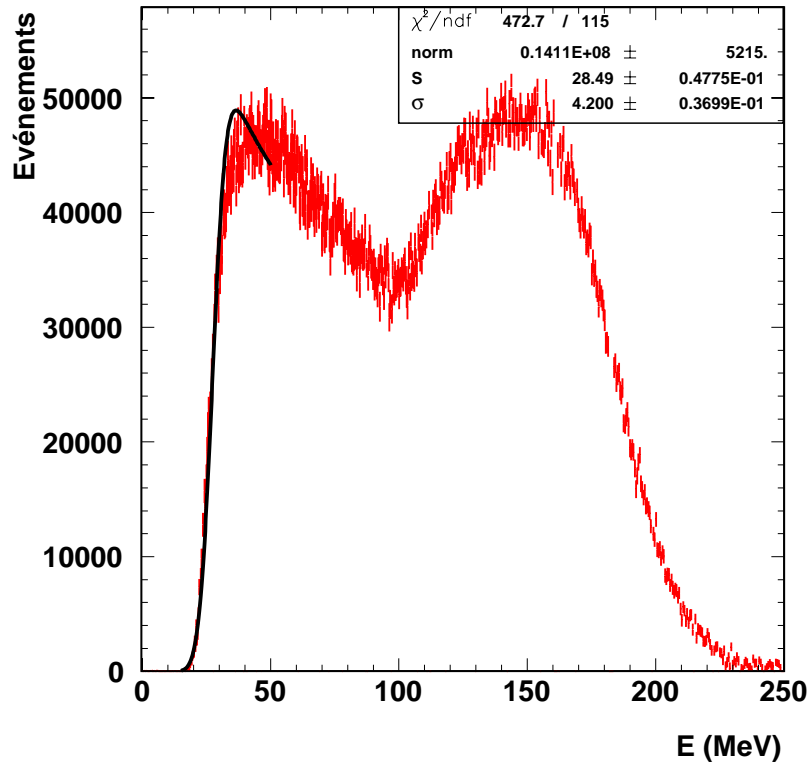


FIG. 5.15 – Fonction de réponse du seuil de détection.

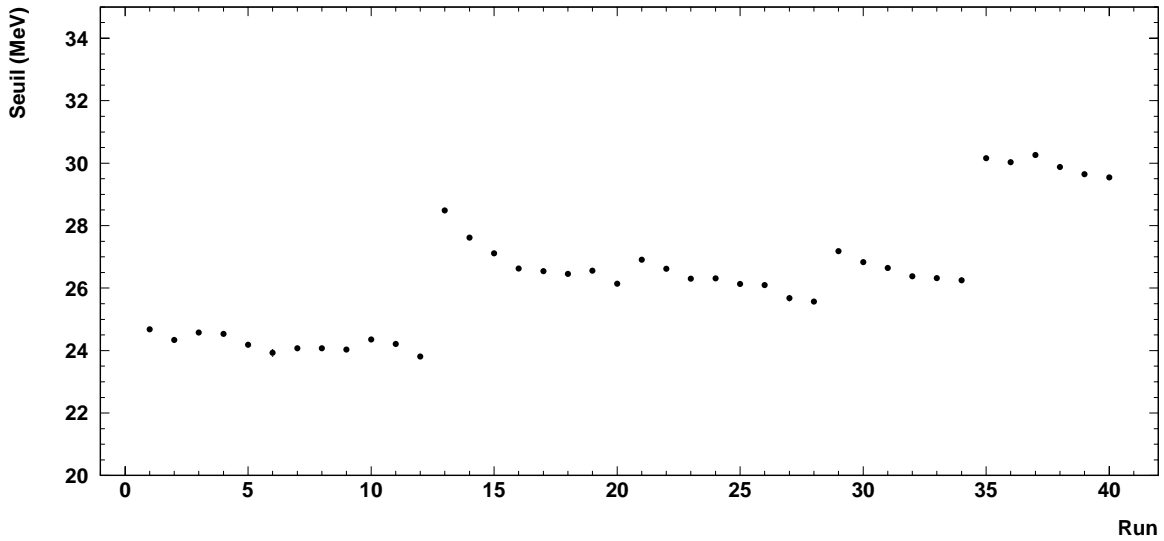


FIG. 5.16 – Seuil de détection (MeV) en fonction du run.

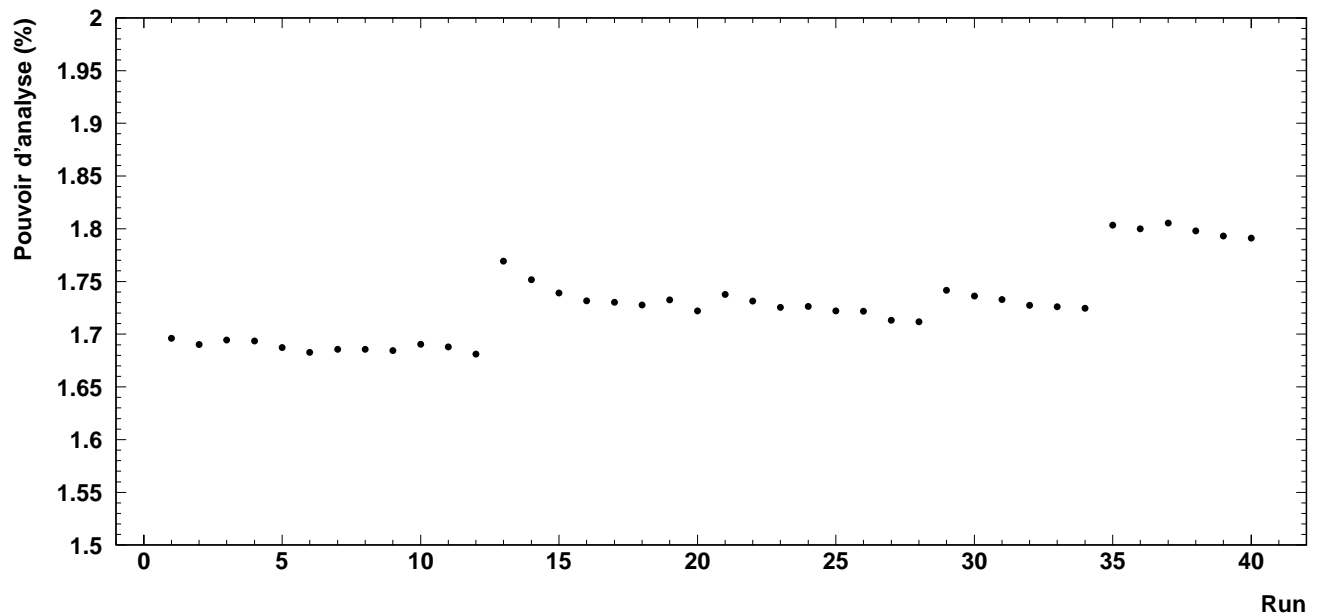


FIG. 5.17 – *Pouvoir d'analyse en fonction du run.*

près de 7% relatif. Ces variations se répercutent directement sur la valeur de la polarisation du faisceau puisqu'elle lui est proportionnelle.

## 5.8 Estimations des erreurs systématiques

### 5.8.1 Effets non-linéaires

L'origine des non-linéarités de notre électronique est encore aujourd'hui mal connue. Qualitativement, nous pouvons dire que les valeurs codées par les cartes *ADC* pour les signaux de grande amplitude sont inférieures à l'intégrale du signal effectivement déposé. Ceci signifie que la valeur du front Compton mesurée sur le spectre *ADC* sera inférieure à celle issue du spectre corrigé. La valeur du seuil en énergie, inversement proportionnelle à la valeur du front, sera donc surestimée si l'on ne corrige pas le spectre. La différence entre les seuils déterminés à partir des distributions brute et corrigée est d'environ 1 MeV.

Il nous est difficile d'estimer l'erreur systématique due à cet effet, aussi allons-nous majorer cette erreur en l'estimant par la différence entre les polarisations déterminées avec le spectre *ADC* brute et les polarisations déterminées à partir du spectre corrigé.

La différence systématique entre les deux valeurs de seuil induit une différence de polarisation de 1% en moyenne (figure 5.18). Nous assignons donc une erreur systématique de 1% à notre mesure pour prendre en compte les effets non-linéaires de l'électronique.



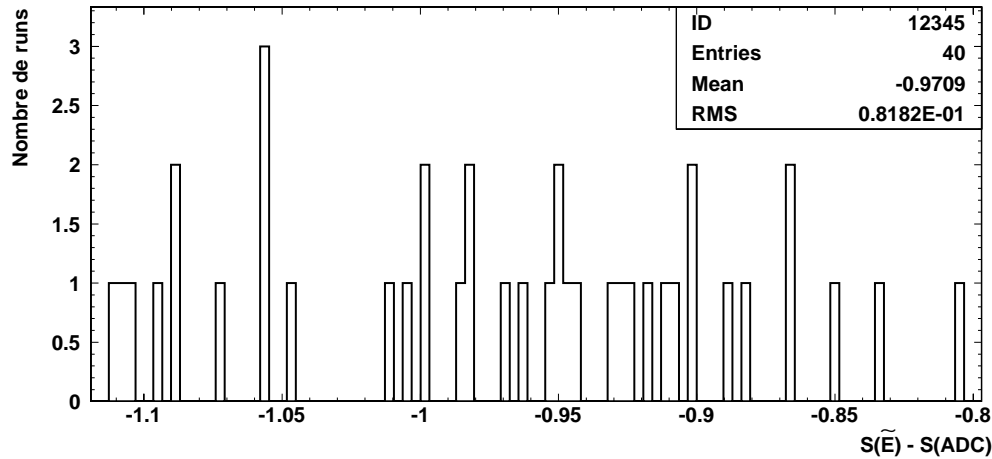


FIG. 5.18 – Différence des seuils (en MeV) déterminés à partir de la distribution des ADC et de la distribution corrigée des effets non-linéaires.

### 5.8.2 Soustraction du bruit

Pour construire la distribution des événements Compton, nous avons soustrait le bruit de fond au spectre expérimental. Cette procédure est également susceptible d'induire une erreur sur les valeurs que nous déterminons à partir du spectre soustrait. Pour évaluer l'effet dû à cette correction, nous comparons les valeurs du front Compton que nous avons déterminées avec celles extraites du spectre non soustrait du bruit. Pour cela, nous ajustons le spectre de signal et de bruit avec une fonction de type Fermi (cf paragraphe 5.4) et un fond constant.

Ces différences entre les valeurs du front se traduisent par une différence sur le facteur de calibration  $\alpha \lesssim 0.3\%$ . Les deux méthodes permettent donc de déterminer la valeur du seuil à mieux que  $0.3\%$  près. Nous verrons que c'est une contribution négligeable dans le bilan des erreurs totales.

### 5.8.3 Calibration

Nous avons étudié par simulation Monte-Carlo l'erreur systématique introduite par la modélisation du front Compton via une distribution de Fermi. Le front Compton reconstruit par ajustement avec une fonction de Fermi,  $k_{max}^F$ , diffère systématiquement d'environ  $3\%$  par rapport à l'énergie maximale  $k_{max}$ . Bien que cet effet soit partiellement pris en compte en introduisant un paramètre d'échelle  $\lambda$  dans l'ajustement de la section efficace expérimentale via l'équation 5.2, nous assignons une erreur systématique de  $3\%$  sur la détermination du front Compton. Elle se traduit par une erreur de  $\simeq 1\text{MeV}$  sur la détermination du seuil  $k_r'^s$ , et donc de  $\simeq 1\%$  sur la détermination du pouvoir d'analyse.

### 5.8.4 Modélisation de la résolution et du seuil

Pour déterminer la valeur du seuil de détection, nous avons paramétrisé la résolution en énergie du détecteur ainsi que la fonction de réponse du seuil de notre électronique. Cependant, nous avons vu que les résultats de l'ajustement par cette fonction reproduisent mal les données. Nous allons donc évaluer l'erreur commise sur la détermination du pouvoir d'analyse en fonction d'une erreur sur les paramètres de résolution et de seuil.

Pour cela, nous faisons varier les paramètres de l'ajustement que sont

- les paramètres de résolution,  $a$ ,  $b$  et  $c$ ,
- les paramètres de la fonction  $p(k'_r)$ ,  $k'_r{}^s$  et  $\sigma_S$

autour de leur valeur extraite de l'ajustement (valeur nominale). Nous calculons le pouvoir d'analyse  $\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle$  (équation 5.3) avec ces valeurs. Nous étudions ainsi comment une erreur sur les paramètres de la modélisation de la résolution ou du seuil influe sur le pouvoir d'analyse.

Nous imposons des variations importantes sur ces paramètres pour pouvoir rendre compte de la distribution expérimentale. Plus précisément, nous effectuons cette étude pour des paramètres :

- $0. < a < 5.4$  %/GeV,
- $3.2 < b < 6.2$  %/GeV,
- $0. < c < 1.6$  %/GeV,

et nous autorisons des variations

- du seuil de  $\pm 3$  % ( $\sim 1.7$  MeV),
- de la résolution au seuil de  $\pm 30$  % ( $\sim 2.2$  MeV).

Nous imposons que chacun de ces cinq paramètres prenne sa valeur nominale, minimale et maximale. Nous effectuons toutes les combinaisons possibles pour chacune des trois valeurs pour chaque paramètre. Et nous calculons la valeur  $(\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle)_i$  du pouvoir d'analyse pour chaque combinaison.

La figure 5.19 montre le résultat de cette étude pour un run. Les données sont représentées, ainsi que l'ajustement (valeurs nominales). Les courbes sombres sont les fonctions de modélisation  $\frac{d\sigma}{dk'_r}$  (équation 5.2 pour les différentes combinaisons des paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $k'_r{}^s$  et  $\sigma_S$ ).

L'écart maximum  $(\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle)_{max}$  des pouvoirs d'analyse par rapport à la valeur nominale  $(\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle)_0$  nous permet d'estimer l'effet systématique sur la détermination du pouvoir d'analyse selon :

$$\frac{\sigma \langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle}{\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle} = \frac{(\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle)_{max} - (\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle)_0}{(\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle)_0} \simeq 1.9\%. \quad (5.15)$$

L'effet dominant dans cette estimation est dû au seuil de détection. La figure 5.20 représente l'évolution du pouvoir d'analyse en fonction de la valeur du seuil, alors que les quatre autres paramètres sont à leurs valeurs nominales. La sensibilité du pouvoir d'analyse à la valeur du seuil est proche 1 %/MeV pour un seuil  $\sim 30$  MeV. Une erreur de 1 MeV sur le seuil se traduit donc directement par une erreur de 1 % sur la mesure de la polarisation.

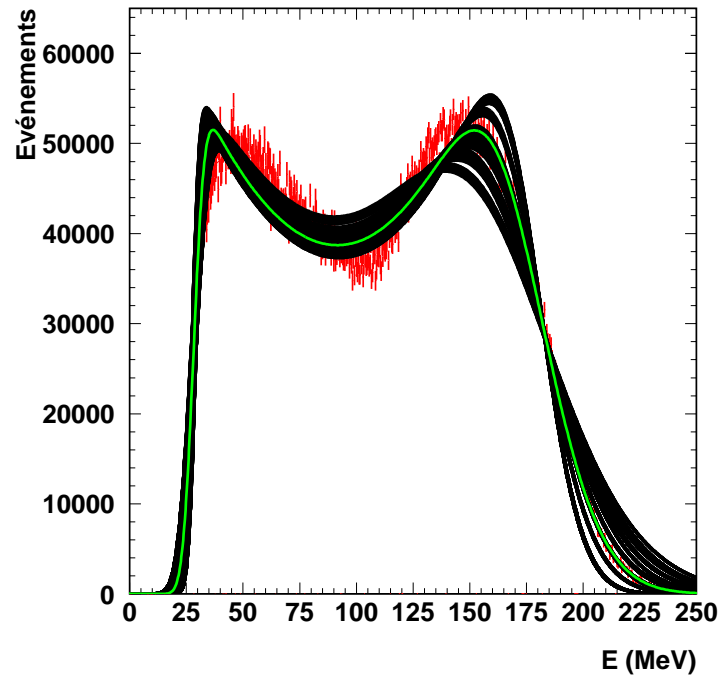


FIG. 5.19 – Effets des variations des paramètres de la résolution et de la fonction de réponse du seuil en regard de la distribution expérimentale et de son ajustement nominal.

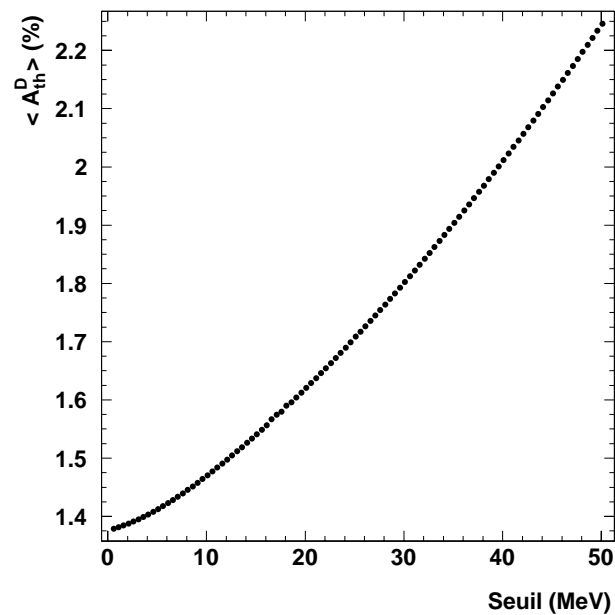


FIG. 5.20 – Pouvoir d'analyse en fonction du seuil de détection pour  $a$ ,  $b$ ,  $c$  et  $\sigma_S$  fixés.

Source	Contribution à $\frac{\sigma(P_e)}{P_e}$
Non-linéarité	1.0 %
Calibration	1.0 %
Seuil/Résolution	1.9 %
Total	2.4 %

TAB. 5.1 – *Bilan des erreurs systématiques sur le pouvoir d'analyse*

### 5.8.5 Bilan des erreurs systématiques sur le pouvoir d'analyse

Le bilan est présenté dans le tableau 5.8.5. L'effet dominant est la connaissance de la fonction de seuil et de la résolution du détecteur. Au total, on aboutit à une erreur systématique de 2.4 %.

# Chapitre 6

## Résultats et conclusions

Dans ce chapitre nous présentons dans un premier temps nos mesures de polarisation pour l'expérience HAPPEX. Nous discuterons nos erreurs systématiques et les perspectives pour les réduire dans le futur. Nous montrerons qu'il y a compatibilité entre nos mesures et celles du polarimètre Møller. Nous détaillons ensuite les résultats de l'expérience HAPPEX en suivant pas à pas les trois étapes pour extraire les facteurs de formes étranges : mesure de l'asymétrie expérimentale, mesure de la polarisation et mesure de la cinématique. Nous commentons alors l'impact des résultats de notre expérience, et les perspectives des futures expériences de violation de parité

### 6.1 Polarisation du faisceau d'électrons

Nous présentons dans ce sous-chapitre nos mesures de polarisation pour l'expérience HAPPEX. Nous donnons pour chaque run le détail des erreurs statistiques et systématiques. Nous discutons l'importance relative des sources d'erreurs systématiques, et présentons quelques éléments afin de réduire ces erreurs pour les prises de données futures. Nous comparons enfin nos résultats avec ceux du polarimètre Møller du Hall A.

#### 6.1.1 Les résultats

A partir de la mesure :

- de la polarisation du faisceau de photons (cf paragraphe 3.2.4.5)
- de l'asymétrie expérimentale des nombres de diffusions Compton (cf chapitre 4)
- du pouvoir d'analyse du polarimètre (cf paragraphe 5.7),

nous déterminons la polarisation du faisceau d'électrons selon :

$$P_e = \frac{A_{exp}}{P_\gamma \langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle}. \quad (6.1)$$

La figure 6.1 et la table 6.1 présentent les mesures de la polarisation du faisceau d'électrons pendant la prise de données du mois de juillet. Nous avons déterminé 40 mesures de polarisation



Jour	$P_e$ (%)	$\frac{\sigma(P_e)}{P_e}$ (%)	Contributions à l'erreur relative				
			$P_\gamma$	$\langle A_C \rangle$	$B/S$	$A_B$	$A_F^p$
101.58	$74.5 \pm 1.1 \pm 2.2$	3.3	1.1	2.4	0.6	0.9	0.9
101.67	$74.2 \pm 0.8 \pm 2.1$	3.1	1.1	2.4	0.5	0.9	0.5
101.74	$72.7 \pm 0.6 \pm 2.2$	3.2	1.1	2.4	0.5	0.8	1.2
101.89	$74.3 \pm 0.8 \pm 2.2$	3.2	1.1	2.4	0.4	0.8	1.2
102.01	$74.1 \pm 0.8 \pm 2.2$	3.2	1.1	2.4	0.5	0.7	1.0
102.14	$73.5 \pm 0.8 \pm 2.1$	3.1	1.1	2.4	0.6	0.7	0.8
102.21	$72.2 \pm 0.9 \pm 2.2$	3.3	1.1	2.4	0.4	0.8	1.3
102.37	$72.3 \pm 1.1 \pm 2.3$	3.5	1.1	2.4	0.5	0.8	1.4
102.48	$72.2 \pm 1.5 \pm 2.3$	3.8	1.1	2.4	0.5	0.6	1.6
102.75	$71.5 \pm 0.8 \pm 2.3$	3.5	1.1	2.4	0.5	0.8	1.8
102.80	$72.0 \pm 0.7 \pm 2.2$	3.2	1.1	2.4	0.5	0.8	1.3
102.93	$73.7 \pm 1.3 \pm 2.6$	3.9	1.1	2.4	0.4	0.8	2.2
103.95	$73.4 \pm 1.3 \pm 2.3$	3.5	1.1	2.4	0.4	0.5	1.4
104.02	$72.6 \pm 0.7 \pm 2.0$	2.9	1.1	2.4	0.3	0.6	0.4
104.12	$73.5 \pm 1.0 \pm 2.1$	3.2	1.1	2.4	0.4	0.6	0.8
104.24	$72.8 \pm 0.9 \pm 2.1$	3.1	1.1	2.4	0.4	0.6	0.8
104.27	$72.7 \pm 1.3 \pm 2.0$	3.3	1.1	2.4	0.3	0.6	0.7
104.30	$72.9 \pm 1.3 \pm 2.3$	3.6	1.1	2.4	0.4	0.6	1.5
104.32	$73.5 \pm 0.8 \pm 2.2$	3.2	1.1	2.4	0.4	0.6	1.3
104.45	$72.9 \pm 1.1 \pm 2.2$	3.4	1.1	2.4	0.3	0.5	1.5
105.09	$71.3 \pm 1.4 \pm 2.7$	4.2	1.1	2.4	0.4	0.5	2.5
105.15	$71.4 \pm 0.9 \pm 2.3$	3.5	1.1	2.4	0.5	0.6	1.8
105.21	$71.6 \pm 1.3 \pm 2.6$	4.0	1.1	2.4	1.2	0.8	2.0
105.38	$72.1 \pm 1.1 \pm 2.1$	3.2	1.1	2.4	0.3	0.5	1.0
105.43	$73.6 \pm 0.7 \pm 2.1$	2.9	1.1	2.4	0.3	0.4	0.8
105.49	$73.3 \pm 0.8 \pm 2.1$	3.1	1.1	2.4	0.3	0.4	1.1
106.43	$74.5 \pm 1.5 \pm 2.5$	3.9	1.1	2.4	1.1	1.3	1.1
106.55	$72.0 \pm 1.5 \pm 2.0$	3.5	1.1	2.4	0.3	0.4	1.0
107.06	$74.0 \pm 1.0 \pm 2.1$	3.2	1.1	2.4	0.3	0.5	1.0
107.11	$71.9 \pm 1.0 \pm 2.1$	3.2	1.1	2.4	0.3	0.5	1.1
107.16	$71.4 \pm 0.8 \pm 2.0$	3.0	1.1	2.4	0.3	0.5	0.4
107.26	$73.3 \pm 0.9 \pm 2.0$	3.0	1.1	2.4	0.3	0.5	0.3
107.30	$70.8 \pm 1.2 \pm 2.1$	3.3	1.1	2.4	0.3	0.5	1.1
107.35	$72.6 \pm 1.1 \pm 2.0$	3.2	1.1	2.4	0.3	0.5	0.6
113.26	$70.2 \pm 1.2 \pm 2.2$	3.6	1.1	2.4	0.5	0.6	1.6
113.29	$69.8 \pm 1.3 \pm 2.2$	3.7	1.1	2.4	0.5	0.6	1.4
113.96	$69.7 \pm 1.7 \pm 2.2$	4.0	1.1	2.4	0.3	0.3	1.7
114.01	$72.1 \pm 1.0 \pm 2.0$	3.0	1.1	2.4	0.2	0.3	0.7
114.18	$70.1 \pm 0.9 \pm 1.9$	3.0	1.1	2.4	0.2	0.3	0.4
114.19	$71.0 \pm 0.8 \pm 2.0$	3.0	1.1	2.4	0.2	0.2	0.9

TAB. 6.1 – L'ensemble de nos mesures pour l'expérience HAPPEX.

Source			Syst.	Stat.
$P_\gamma$	Modèle	0.5 %	1.1 %	
	Fonction transfert	0.70 %		
	RMS d'un run	0.10 %		
	RMS des runs	0.50 %		
$A_{exp}$	Statistique			1.4 %
	$B/S$	0.5 %	1.4 %	
	$A_B$	0.5 %		
	$A^F$	1.2 %		
$\langle \mathcal{A}_{th}^D \rangle$	Non-linéarités	1 %	2.4 %	
	Seuil/Résolution	1.9 %		
	Calibration	1 %		
<b>Total syst./stat.</b>			<b>3.0 %</b>	<b>1.4 %</b>
<b>Total</b>			<b>3.3 %</b>	

TAB. 6.2 – Bilan des erreurs liées à la mesure de polarisation. Les erreurs statistiques et les fausses asymétries de position correspondent à la valeur moyenne sur les 40 runs.



rétrodiffusé soit de celle de l'électron final devrait permettre de mesurer la polarisation avec une sensibilité à la connaissance du seuil et de la résolution des détecteurs différente. Dans mon travail de thèse, je n'ai pas pu mener cette étude avec le détecteur de photon (pour HAPPEX le détecteur d'électrons n'était pas opérationnel) en raison de l'urgence qu'il y avait à fournir des résultats pour l'expérience HAPPEX. Ces études sont cependant en cours au sein de notre groupe pour des données acquises en 2000 pour l'expérience  $N - \Delta$ [153]. Elles laissent entrevoir que, effectivement, la sensibilité au seuil et à la résolution serait moindre que dans le cas de notre méthode des taux intégrés.

Notre étude a mis en évidence que les fausses asymétries de position peuvent représenter une source d'erreur systématique importante selon les réglages du faisceau. En 2000, un système de rétro-action sur la position verticale du faisceau a été mis en place. Il assure la stabilité de la position  $y$  à  $5 \mu\text{m}$  près autour de la valeur optimale et a été utilisé avec succès tout au long de la prise de donnée de l'expérience  $N - \Delta$ [153]. D'autre part, des convertisseurs voltage-fréquence (VTOF) ont remplacé notre système de mesure des positions du faisceau. Ils mesurent la position moyenne dans une fenêtre de polarisation à partir de l'intégrale du signal. Ils reflètent donc de manière plus significative les positions du faisceau qu'un échantillonnage discret du signal.

En outre, la mise en place d'un renversement plus rapide et aléatoire de la polarisation des photons minimiserait les effets systématiques dus à des dérives lentes des paramètres du faisceau. L'utilisation d'une cellule de Pockels à la place de la lame quart d'onde permettrait un renversement de la polarisation en une centaine de  $\mu\text{s}$ , annulant ainsi toutes fausses asymétries corrélés au 30 Hz. Il serait également possible de mesurer la polarisation des électrons pour chaque hélicité.

Nous avons utilisé une valeur unique de la polarisation des photons pour déterminer la polarisation du faisceau d'électrons. L'utilisation de la valeur mesurée pour chaque run permettrait de réduire l'erreur sur  $P_\gamma$  de 0.5 %. Mais la plus importante source d'erreur sur la polarisation des photons traduit l'indétermination de l'orientation de l'ellipse de polarisation dans la cavité. Il serait donc intéressant de mesurer cette orientation avec le dispositif optique en ligne plus régulièrement que nous ne l'avons fait pour HAPPEX.

### 6.1.3 Comparaison avec les résultats du polarimètre Møller

La figure 6.2 montre nos mesures en regard de celles du polarimètre Møller en fonction des jours de prise de données HAPPEX. Nous voyons que, à la précision de mesure près, les mesures de la polarisation délivrées par les deux instruments sont compatibles. D'autre part, notre erreur de mesure est comparable avec l'erreur des mesures Møller, qui sont de 3.2 % relatif pour les données HAPPEX. Alors que le polarimètre Møller a effectué 8 mesures pendant ces 13 jours de prise de données, nous avons fourni 40 mesures pendant la même période.

Ces premiers résultats de polarimétrie Compton sont très encourageants. En effet, les données recueillies 6 mois à peine après l'installation de cavité optique, nous ont permis d'obtenir des mesures d'un niveau comparable à celles d'un polarimètre totalement indépendant, en

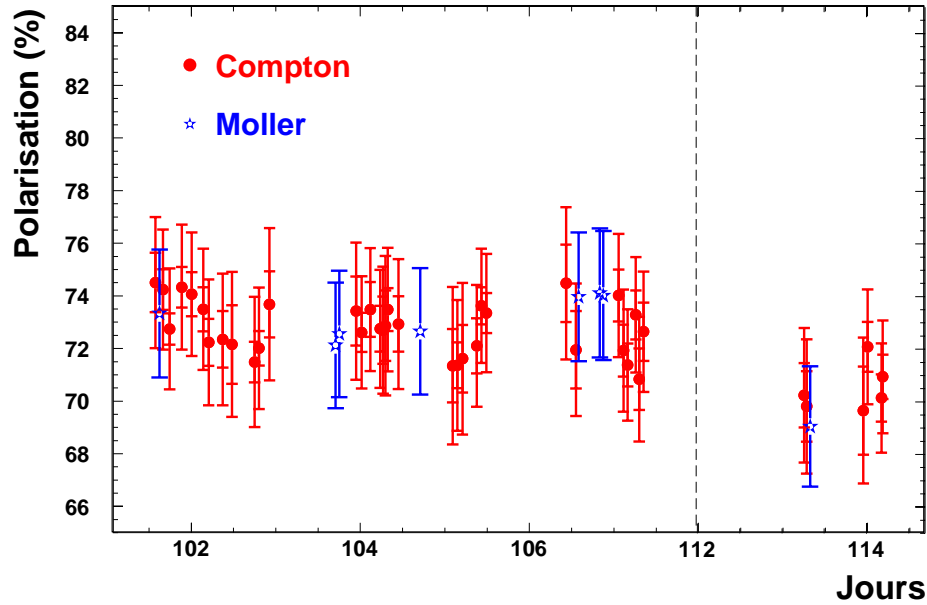


FIG. 6.2 – Polarisation du faisceau d'électrons mesurée par le polarimètre Compton (ronds) et par le polarimètre Møller (étoiles) en fonction du temps.

fonction depuis plusieurs années. Notre instrument est en outre le seul à pouvoir mesurer la polarisation simultanément à l'expérience en aval. Les mesures Møller nécessitent l'interruption de l'expérience pour des prises de données spécifiques. D'autre part, le polarimètre Møller fonctionne à un courant de l'ordre de  $0.5 \mu\text{A}$ . Ceci signifie que l'utilisation des mesures Møller sous-entend une extrapolation au courant nominal de l'expérience. Cette procédure a induit un effet systématique sur certaines des mesures Møller effectuées en mai pendant l'expérience HAPPEX. Les réglages de l'injecteur effectués pour la réduction du courant dans le hall (cf paragraphe 2.1.7) ont modifié les caractéristiques du faisceau délivré pour les mesures Møller par rapport à la prise de données HAPPEX. La polarisation mesurée dans ces conditions par le Møller était alors près de 5 % inférieure à la polarisation du faisceau de l'expérience [129]. Ce problème a été depuis identifié et corrigé.

Cependant, il apparaît sur la figure 6.2 un décalage systématique entre les deux méthodes de mesures d'environ 1 à 2% relatif. Cette différence n'est toujours pas expliquée à l'heure actuelle. Or, nous savons que, tout comme notre mesure dépend de la valeur de seuil de détection, la mesure Møller est fortement sensible à la polarisation de la cible.

En revanche, les deux polarimètres semblent suivre les mêmes variations au cours du temps. Pour nous en assurer, nous étudions les variations relatives de polarisation d'un run à l'autre. Dans le cas d'une mesure relative, l'incertitude systématique se réduit puisque la plupart des effets systématiques sont communs à tous les runs. L'erreur induite par notre procédure de calibration sur le front Compton par exemple, est identique pour tous les runs. Seules les erreurs dépendant du run subsistent dans le cas d'une mesure relative, c'est-à-dire :

- l'erreur statistique ( $\sim 1.4 \%$ ),

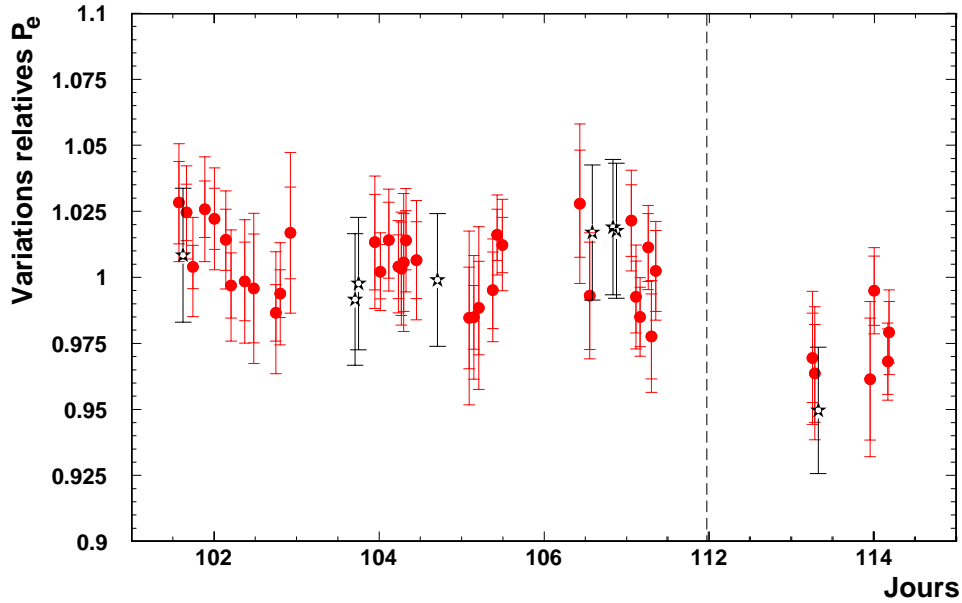


FIG. 6.3 – Polarisation mesurée par le polarimètre Compton (ronds) et par le polarimètre Møller rapportée à leur valeur moyenne respective en fonction du temps.

- les fluctuations de la polarisation des photons (0.1 et 0.5 %),
- les erreurs dues au bruit et à l’asymétrie de bruit (0.1 et 0.4 %),
- les fausses asymétries de position ( $\sim 1.2$  %).

Nous pouvons donc suivre les variations relatives de la polarisation au cours du temps avec une erreur totale de l’ordre de 2 %. La figure 6.3 illustre les fluctuations de la polarisation au cours du temps rapportée à la polarisation moyenne pour l’ensemble des données. Précisément, nous considérons les variations de :

$$- \frac{P_e^C(t)}{\langle P_e^C \rangle} \text{ et } \frac{P_e^M(t)}{\langle P_e^M \rangle}$$

où  $P_e^{C,M}$  représentent les mesures des polarimètres Compton et Møller et  $\langle P_e^{C,M} \rangle$  sont leurs valeurs moyennes au cours du mois de juillet. Il apparaît que les deux méthodes de mesures reproduisent les mêmes variations au cours du temps. (En outre, les mesures Compton permettent d’évaluer la limite des variations de la polarisation entre deux mesures consécutives du polarimètre Møller).

Le polarimètre Compton assure que la polarisation du faisceau n’a pas varié de plus de 5 % environ entre deux mesures successives du polarimètre Møller. Nous verrons par la suite que ceci va permettre de minimiser les effets systématiques liés à la mesure de la polarisation du faisceau pour HAPPEX.

Nous venons donc de présenter la première mesure de la polarisation d’un faisceau d’électrons à l’aide d’une cavité optique résonante couplée à un accélérateur. Une mesure par effet Compton

pour des énergies de quelques GeV et 100  $\mu\text{A}$  de courant d'électrons n'avait en effet jamais été réalisée.

Contrairement aux autres polarimètres, le polarimètre Compton est l'unique instrument capable de caractériser le faisceau pendant l'expérience de physique. Il permet de suivre les variations de la polarisation au cours du temps à  $\sim 3\%$  près sur une échelle de temps de quelques heures. En outre, il est le seul polarimètre à avoir délivré des mesures à l'énergie et l'intensité de l'expérience HAPPEX.

Ces résultats sont en bon accord avec les valeurs du polarimètre Møller. Nous avons d'autre part atteint pour ces premières mesures un niveau de précision équivalent à celui des mesures Møller.

## 6.2 Les étapes de la mesure des facteurs de forme étranges par l'expérience HAPPEX

La mesure des facteurs de formes étranges se décompose en 3 étapes :

1. Mesure de l'asymétrie expérimentale  $A_{exp}$ . Elle correspond à l'asymétrie brute de taux de comptage des diffusions élastiques  $\vec{e}p$ ,  $A_{raw}$ , corrigée des fausses asymétries corrélées à l'hélicité du faisceau  $A_F^{x,y}$  et de la contamination du bruit de fond.
2. Mesure de la polarisation  $P_e$ . Les mesures de  $A_{exp}$  et  $P_e$  permettent d'obtenir l'asymétrie de violation de parité  $A_{PV} = A_{exp}/P_e$ .
3. Mesure du quadri-transfert moyen de notre expérience  $\langle Q^2 \rangle$ . Ceci permet alors, via l'équation 1.23 et en utilisant les mesures des facteurs de formes électromagnétiques du nucléon, d'extraire les facteurs de forme étranges de  $A_{PV}$ .

Ce sous-chapitre traite des résultats de l'expérience HAPPEX. Nous présentons tout d'abord la mesure de l'asymétrie de violation de parité. Nous utilisons pour cela les mesures de la polarisation présentées au chapitre précédent, ainsi que celles délivrées par le polarimètre Møller du hall A. Nous estimons les effets systématiques liés à la mesure de  $A_{PV}$ , ainsi que la cinématique de la réaction. Nous déterminons alors la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon à partir de l'asymétrie de violation de parité. Enfin, nous discutons notre résultat et présentons les différentes campagnes de mesures prévues dans plusieurs laboratoires pour apporter une réponse sur la contribution des quarks étranges à la densité de charge et d'aimantation du nucléon.

La prise de données pour l'expérience HAPPEX s'est effectuée sur deux périodes :

- 1 mois en 1998, avec un courant de 100  $\mu\text{A}$  et une polarisation de 40 %
- 3 mois en 1999, avec un courant de 35  $\mu\text{A}$  et une polarisation de 70 %.

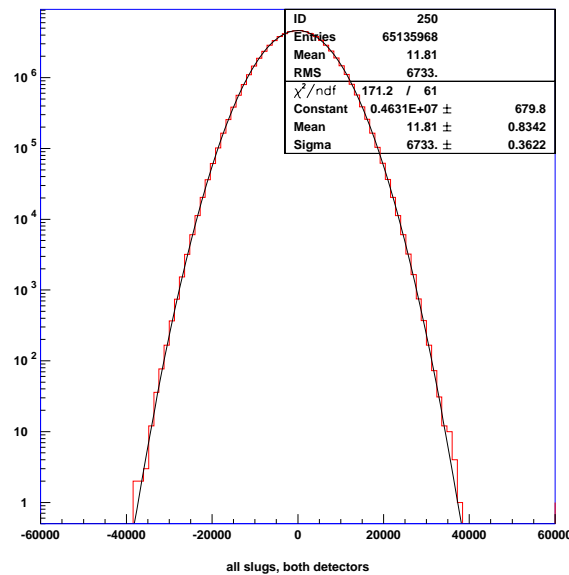


FIG. 6.4 – *Distribution des asymétries brutes (ppm) "à 30 Hz" pour les données de 1999.*

La prise de données de 1998 a déjà fait l'objet d'une publication [60]. Comme les mesures de polarimétries décrites dans cette thèse concernent uniquement la prise de données de 1999, nous décrivons principalement la seconde partie de l'expérience. Nous présenterons les résultats avec la statistique cumulée (1998 et 1999).

## 6.3 Mesure de l'asymétrie de violation de parité

### 6.3.1 Mesure de l'asymétrie brute

La figure 6.4 présente la distribution des asymétries de charge mesurées par les deux détecteurs à absorption totale pour l'ensemble des données de 1999. Chaque entrée de cet histogramme est donnée par l'asymétrie de charge  $Q_i$ , normalisée à l'intensité du faisceau  $I_i$ , mesurée pendant deux fenêtres successives d'hélicités opposées :

$$A_{raw}^{(i)} = \frac{Q_i^+/I_i^+ - Q_i^-/I_i^-}{Q_i^+/I_i^+ + Q_i^-/I_i^-}. \quad (6.2)$$

La distribution est compatible avec une gaussienne sur plus de six ordres de grandeur. La valeur moyenne est de  $A_{raw} = 11.81 \pm 0.83$  ppm. L'erreur statistique correspond à la mesure de  $1.45 \times 10^{12}$  diffusions élastiques  $\vec{e}p$ .

Comme nous l'avons expliqué au paragraphe 2.1.4, une lame demi-onde peut être insérée sur le trajet optique de la lumière Laser éclairant la photo-cathode de la source d'électrons. Ceci permet de renverser le signe de la polarisation des électrons, en laissant tous les autres

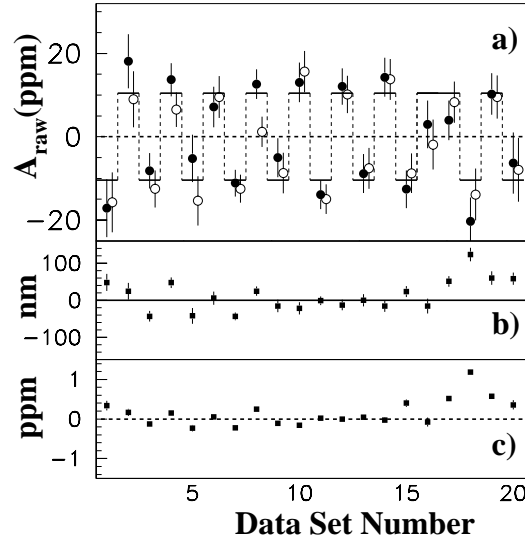


FIG. 6.5 – a) Asymétries brutes (ppm) pour chaque état (In/Out) de la lame  $\lambda/2$ . Les deux symboles correspondent aux deux détecteurs. b). Différences de position horizontale du faisceau sur la cible d'Hydrogène pour les deux hélicités d'électrons. c). Corrections (fausses asymétries) pour le détecteur gauche dues aux différences de positions et d'énergie pour les deux états d'hélicité.

paramètres inchangés. L'asymétrie expérimentale  $A_{exp} = P_e A_{PV}$  changeant de signe au cours de cette opération, ceci permet de réduire l'effet de certaines fausses asymétries, qui elles, gardent le même signe quel que soit l'état de la lame  $\lambda/2$  ("In/Out"). Les données sont donc prises par périodes (Slug) de quelques jours au cours desquelles la lame est successivement insérée puis rétractée. L'évolution de l'asymétrie en fonction du numéro de "slug" pour les données de 1999 (cf fig. 6.5-a) montre qu'une fois ce changement de signe pris en compte, les asymétries mesurées lors des 20 périodes sont compatibles avec une constante.

## 6.3.2 Évaluation des fausses asymétries corrélées à l'hélicité

### 6.3.2.1 Intensité du faisceau

Le fait d'utiliser la charge normalisée à l'intensité du faisceau d'électrons permet de s'affranchir de la fausse asymétrie en intensité  $A_I = \frac{I_i^+ - I_i^-}{I_i^+ + I_i^-}$  pour la détermination de l'asymétrie expérimentale. En revanche, il demeure important de minimiser la fausse asymétrie d'intensité pour garantir que l'effet d'une éventuelle non-linéarité de nos instruments de mesure reste négligeable. Afin d'illustrer ce point, considérons que les moniteurs de courant (BCM) (cf. 2.6.2.2) soient non-linéaires, de sorte que le courant mesuré par le BCM,  $I_{BCM}$ , s'exprime en fonction du vrai courant  $I$  comme :

$$I_{BCM}(I) - I_{BCM}(I_0) = \left( \frac{\partial I_{BCM}}{\partial I} \right)_{I=I_0} (I - I_0) \left[ 1 + \frac{1}{2} \frac{\left( \frac{\partial^2 I_{BCM}}{\partial I^2} \right)_{I=I_0}}{\left( \frac{\partial I_{BCM}}{\partial I} \right)_{I=I_0}} |I - I_0| \right] \quad (6.3)$$

L'asymétrie de courant mesurée pour des hélicités opposées correspondant à une asymétrie de courant  $A_I = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$  pour un courant moyen  $I_0 = \frac{1}{2}(I^+ + I^-)$  sera alors :

$$A_{I_{BCM}} = \frac{A_I}{1 + \frac{1}{2} \frac{\left( \frac{\partial^2 I_{BCM}}{\partial I^2} \right)_{I=I_0}}{\frac{1}{I_0} \left( \frac{\partial I_{BCM}}{\partial I} \right)_{I=I_0}} A_I^2}. \quad (6.4)$$

Ceci entraîne donc une erreur systématique relative de

$$\frac{\Delta A_{I_{BCM}}}{A_I} = \frac{1}{2} \frac{\left( \frac{\partial^2 I_{BCM}}{\partial I^2} \right)_{I=I_0}}{\frac{1}{I_0} \left( \frac{\partial I_{BCM}}{\partial I} \right)_{I=I_0}} A_I^2. \quad (6.5)$$

Il reste donc important de minimiser autant que possible l'asymétrie en intensité du faisceau. Grâce au système de rétroaction sur la cellule de Pockels de la source d'électrons (cf paragraphe 2.6.4), cette fausse asymétrie pour l'ensemble de données de 1999 est compatible avec zéro à 0.1 ppm près :  $A_I = 0.0 \pm 0.1 ppm$ .

### 6.3.2.2 Fausses asymétries de positions et d'énergie

Au cours du paragraphe 2.6, nous avons vu qu'une différence systématique de position ou d'énergie du faisceau  $\Delta p = p_i^+ - p_i^-$  pour les deux états d'hélicités génère une fausse asymétrie donnée par (équation 2.12) :

$$A_F^p = \sum_{j=1}^5 \frac{\partial Q}{\partial p_i} (p_i^+ - p_i^-) = \sum_{i=1}^{10} \frac{1}{2Q} \left( \sum_{j=1}^5 \frac{\partial Q}{\partial C_j} \frac{\partial C_j}{\partial p_i} \right) (p_i^+ - p_i^-) \quad (6.6)$$

Nous avons expliqué dans ce même paragraphe comment nous mesurons en ligne la sensibilité des signaux de nos détecteurs  $\frac{\partial Q}{\partial p_i}$  aux variations des paramètres du faisceau via un système de modulation lente des positions et de l'énergie du faisceau. La figure 6.6 montre la

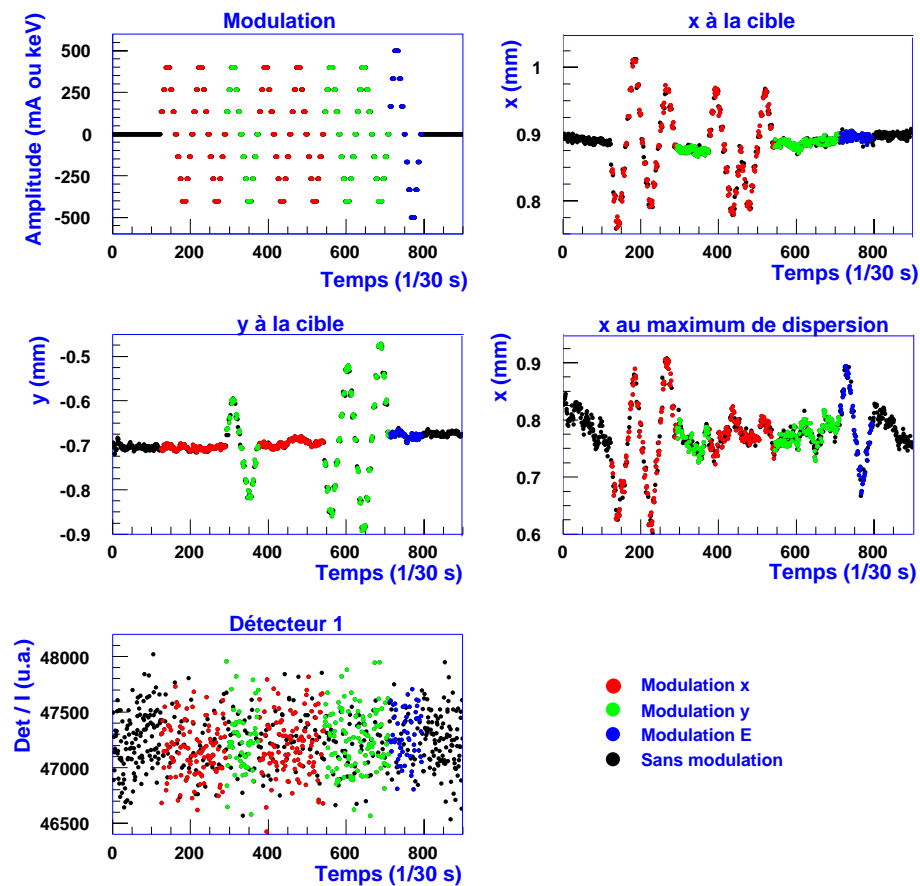


FIG. 6.6 – a) Amplitude de la modulation. b) et c) Positions horizontale et verticale du faisceau à la cible. d) Dispersion en énergie . e) Réponse d'un détecteur.

modulation appliquée au faisceau, les variations de position et d'énergie induites ainsi que la réponse d'un détecteur.

Les différences de position pour chaque slug restent  $\leq 100$  nm (cf fig. 6.5-b) et les corrections correspondantes inférieures au ppm (cf fig. 6.5-c). La moyenne de la fausse asymétrie pour 1999 est de  $A_F^p = 0.02 \pm 0.02 \text{ ppm}$ .

### 6.3.3 Estimation des fausses asymétries dues au bruit de fond

Les sources de bruit les plus importantes sont la diffusion inélastique avec rediffusion et la diffusion quasi-élastique sur les parois de la cible.



### 6.3.3.1 Diffusion inélastique

Notre source principale de bruit est la diffusion inélastique, l'électron final rediffusant pour être détecté par notre calorimètre situé sur le pic élastique. Pour une masse invariante finale  $W$ , le rapport bruit sur signal est donné par le rapport des sections efficaces inélastique et élastique  $\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dW}\right)_{in.}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el.}}$  multiplié par la probabilité de rediffusion  $\mathcal{P}_{rs}(W)$  pondéré par l'énergie  $\Delta E$  de l'électron déposée dans le calorimètre, de sorte que ce rapport s'exprime par :

$$\frac{B}{S} = \int dW \Delta E \mathcal{P}_{rs}(W) \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega dW}\right)_{in.}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el.}} \quad (6.7)$$

Afin de mesurer la probabilité de rediffusion des électrons issus de diffusion inélastique, nous avons utilisé des données acquises à basse intensité, pour lesquelles :

- une seule diffusion est acquise par événement,
- il est possible d'utiliser les détecteurs standards du hall A permettant une trajectographie complète des événements.

Les mesures de la figure 6.7 (a), ont été effectuées avec neuf réglages des spectromètres pour une impulsion centrale  $p$  variant par rapport à l'impulsion nominale de diffusion élastique  $p_0 = 3.09 \text{ GeV}$  de  $(p_0 - p)/p_0 = 0$  à 20 %.

Chaque valeur du signal des détecteurs a été normalisée par le signal mesuré dans la configuration élastique  $(p_0 - p)/p_0 = 0$  (donc de  $W = M_p$ ). Les mesures ont été réalisées avec d'une part les détecteurs HAPPEX intégrés sur une fenêtre de polarisation, et d'autre part les taux de comptage mesurés par les scintillateurs des détecteurs standards du hall A pondérés par la valeur ADC des calorimètres HAPPEX lue pour chaque événement.

Les deux méthodes sont en bon accord et montrent une probabilité de rediffusion  $\leq 1$  % par événement.

En utilisant la paramétrisation des données mondiales de diffusion inélastique de la figure 6.7 b, nous obtenons un rapport bruit sur signal de  $\frac{B}{S} = 0.2 \pm 0.05\%$ .

Afin de tester notre méthode pour estimer le rapport bruit sur signal, nous utilisons la distribution des angles de diffusion. En effet, pour des particules ayant subi une rediffusion, ces angles seront mal reconstruits par le programme de rétro-trajectographie (figure 6.8, a). Il nous suffit alors de comparer le nombre d'événements de rediffusion mesuré via ce critère à celui prédit par notre méthode.

Pour des  $Q^2 \leq 2 \text{ GeV}^2/c^2$ , l'accord entre les deux méthodes est excellent. Pour des transferts plus élevés, notre méthode sous estime le niveau de bruit. Notre  $Q^2$  étant de  $\simeq 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ , nous pouvons utiliser notre estimation du rapport  $B/S$ .

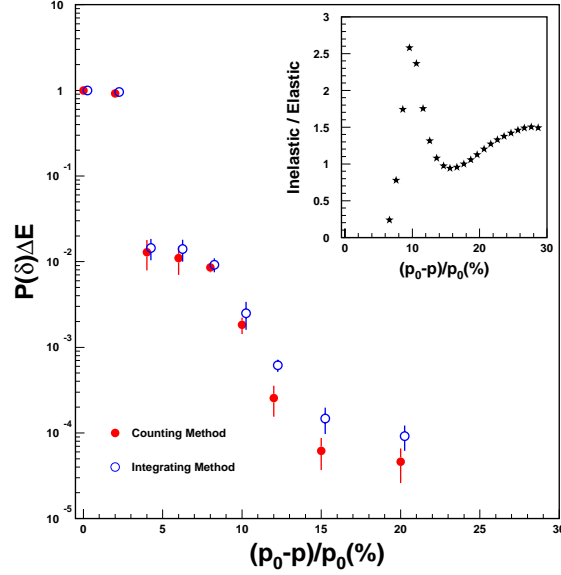


FIG. 6.7 – a) Probabilité de rediffusion des électrons inélastiques pondéré par la perte d'énergie dans le calorimètre :  $\Delta E \mathcal{P}_{rs}(W)$ ; b) Paramétrisation de la section efficace inélastique, en fonction de  $(p_0 - p)/p_0 = 0$  (donc de  $W$ ).

Outre la dilution de l'asymétrie expérimentale, le bruit de fond peut également fausser notre mesure s'il est corrélé à l'hélicité des électrons. Nous devons estimer l'asymétrie entre les bruits de fond pour les deux états de polarisation du faisceau. Pour cela, nous utilisons une prédiction théorique de Musolf de l'asymétrie de violation de parité pour la production de  $\Delta$  :

$$A_{PV}^{\Delta} \simeq \frac{-G_F Q^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} (1 - 4\sin^2 \theta_W) \simeq -47 \pm 10 \text{ ppm}. \quad (6.8)$$

Ceci implique que  $A_B^{\Delta} = 0.06 \pm 0.02 \text{ ppm}$ .

### 6.3.3.2 Diffusion quasi-élastique

Les diffusions quasi-élastiques sur les parois de la cible sont une autre source potentielle de fausse asymétrie. Pour mesurer les taux de diffusion quasi-élastique sur les parois en aluminium de la cible, nous avons effectué des mesures à l'aide d'une cible vide (cf. 2.3) à faible intensité avec la trajectographie standard du hall A. Ceci permet de reconstruire la distribution de ces événements et de la comparer avec la distribution obtenue avec la cible d'Hydrogène (cf fig 6.3.3.2).

Ceci conduit à un rapport bruit sur signal pour la diffusion quasi-élastique de  $\frac{B}{S} = 1.4 \pm 0.1\%$ . Pour déterminer l'asymétrie de violation de parité associée à une diffusion quasi-élastique, nous utilisons l'expression :

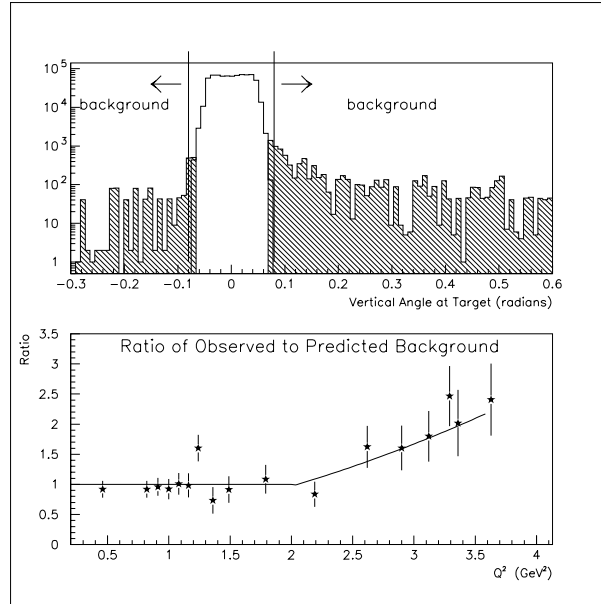


FIG. 6.8 – a) Distribution de l'angle vertical des électrons sur la cible. Le bruit est identifié par des angles supérieurs à 80 mrad. b) Rapport entre le taux de bruit défini par le critère de l'angle vertical, et le taux de bruit prédit par notre méthode.

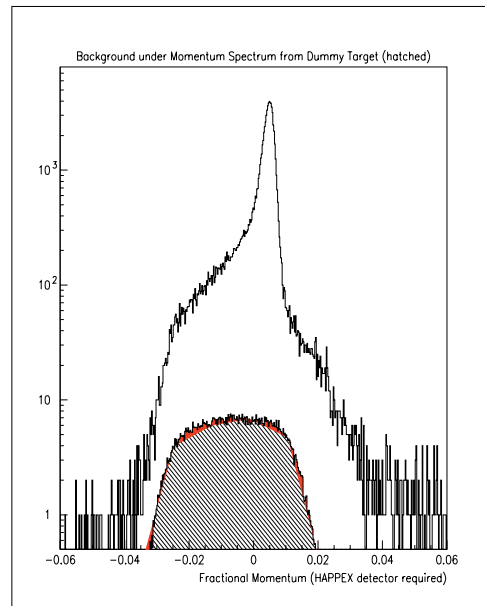


FIG. 6.9 – Distribution de l'impulsion des électrons  $(p_0 - p)/p_0$  en cible vide (hachurée) et en cible pleine.

$$A_{PV}^{QE} \simeq \frac{-G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{\epsilon [Z(G_E^p)^2 + N(G_E^n)^2] + \tau [Z(G_M^p)^2 + N(G_M^n)^2]}{\epsilon [ZG_E^p \tilde{G}_E^p + NG_E^n \tilde{G}_E^n] + \tau [ZG_M^p \tilde{G}_M^p + NG_M^n \tilde{G}_M^n]} \quad (6.9)$$

A notre cinématique, pour de l'aluminium, ceci correspond à  $A_{PV}^{QE} \simeq -24 \pm 7 \text{ ppm}$ . Finalement, la fausse asymétrie associée à la diffusion quasi-élastique se réduit pour notre mesure à  $A_B^{QE} = 0.12 \pm 0.04 \text{ ppm}$ .

## 6.4 Polarisation du faisceau d'électrons

En 1998, la mesure de la polarisation du faisceau, réalisée par les polarimètres Mott et Møller, représentait la plus importante source d'erreur systématique pour l'expérience HAPPEX. Elle contribuait en effet pour 7 % de l'asymétrie de violation de parité [60].

En 1999, la polarisation du faisceau a été déterminée en utilisant le polarimètre Møller et le polarimètre Compton. Les deux dispositifs donnent une erreur totale de l'ordre de 3%. Le polarimètre Møller a fourni en moyenne une mesure pour chaque Slug, soit environ une mesure tous les deux jours. Le polarimètre Compton a quant à lui délivré près de quatre mesures par jour. Cependant, ces mesures se limitent à la prise de données du mois de juillet.

La possibilité de mesurer "en continu" la polarisation par effet Compton a exclu une source d'erreur systématique potentielle liée aux variations de la polarisation entre deux mesures Møller (figure 6.10). En effet, nous avons vu que les fluctuations de la polarisation mesurées par le polarimètre Compton restent inférieures à 5 % environ entre deux mesures consécutives du polarimètre Møller.

Par rapport aux données de 1998, pour lesquelles l'erreur systématique sur la polarisation était de 7% (absence du Compton, premières mesures du Møller), les données de 1999 avec une erreur systématique de 3.2% sur la polarisation représente une amélioration considérable.

En utilisant ces mesures de polarisation, nous obtenons pour la mesure de violation de parité sur toute la statistique (1998-99) :

$$A_{PV} = -14.60 \pm 0.94 (\text{stat}) \pm 0.54 (\text{syst.}) \text{ ppm}. \quad (6.10)$$

## 6.5 Mesure de la cinématique

La variation fractionnelle d'asymétrie de violation de parité en fonction de  $Q^2$  est  $\frac{1}{A_{PV}} \frac{\Delta A_{PV}}{\Delta Q^2} = 1.5\%/%$ . Ceci fixe le niveau de précision requis sur la détermination de la cinématique.

Le  $Q^2$  dépend de l'énergie  $E$  du faisceau, de l'énergie  $E'$  et de l'angle  $\theta$  de l'électron diffusé selon  $Q^2 = 2EE'(1 - \cos \theta)$ .

L'énergie du faisceau est mesurée par le dispositif magnétique arc et la chambre  $ep$  présentés au chapitre 2.6.2.3. Nous attribuons à cette mesure une erreur systématique de 10 MeV.

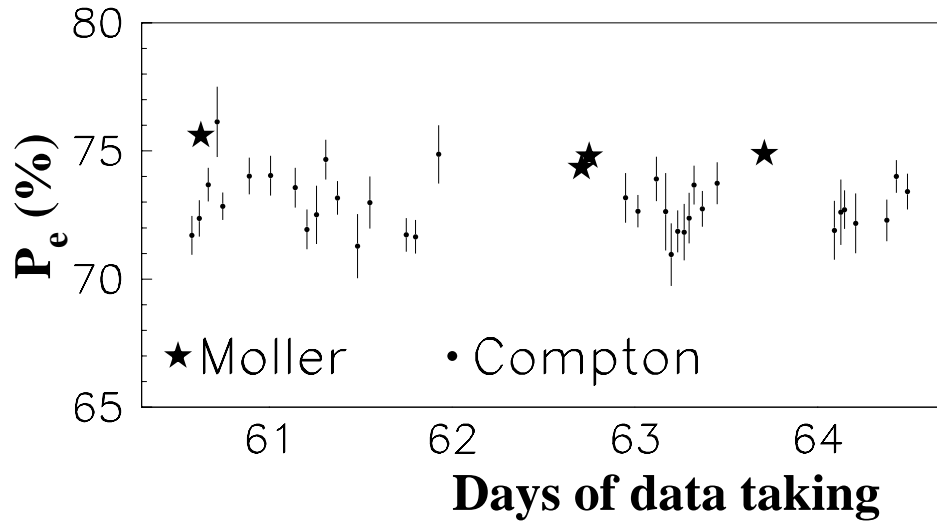


FIG. 6.10 – Polarisation mesurée par les polarimètres Compton et Møller au cours du temps pour les données de juillet. Les erreurs représentées sont statistiques uniquement.

L'impulsion de l'électron diffusé est mesurée par les spectromètres à haute résolution avec une précision de 0.1%. C'est finalement l'angle de diffusion, très dépendant des alignements réalisés par les géomètres, qui contribue le plus à l'erreur systématique sur le  $Q^2$ . Le tableau 6.5 résume les contributions de chacune des mesures à l'erreur sur la détermination du transfert. Au total, l'erreur systématique sur le  $Q^2$  est de 1.2 %.

Source	Erreur	$\frac{\Delta Q^2}{Q^2}$
$E$	10 MeV	0.3%
$E'$	0.1%	0.1%
$\theta$	1 mrad	1.2%
<b>Total</b>		1.2%

En pratique notre  $Q^2$  moyen est calculé en utilisant des mesures à faible intensité avec la trajectographie standard, en pondérant par l'énergie déposée dans les calorimètres (figure 6.11):  $\langle Q^2 \rangle = (\sum_i Q_i^2 \Delta E_i) / (\sum_i \Delta E_i)$ . Le transfert ainsi mesuré est de  $\langle Q^2 \rangle = 0.477 \pm 0.006 \text{ GeV}^2/c^2$ .

Notons enfin qu'une simulation Monte-Carlo de l'acceptance des spectromètres a montré que l'asymétrie moyenne  $\langle A_{PV} \rangle$  est supérieure de 0.7% à l'asymétrie  $A_{PV}$  déterminée au  $\langle Q^2 \rangle$ .

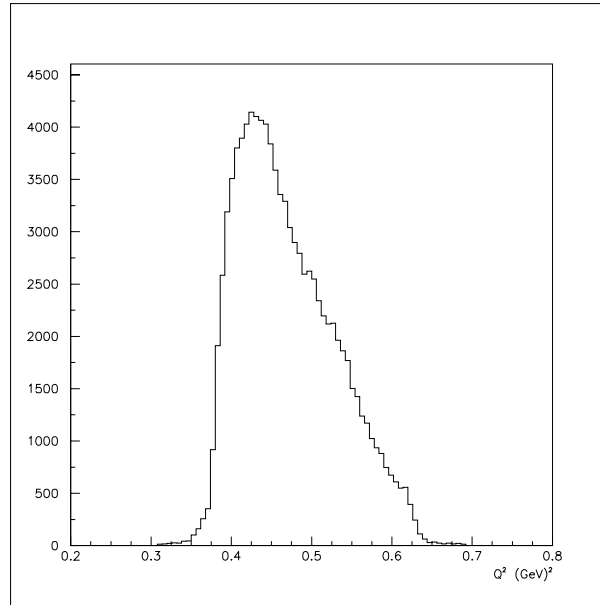


FIG. 6.11 – *Distribution du transfert  $Q^2$  mesuré.*

Nous venons de déterminer l'asymétrie de violation de parité  $A_{PV}$ . Nous pouvons donc maintenant extraire la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon.

## 6.6 Résultats sur les facteurs de formes

En utilisant l'équation :

$$A_{PV} = \frac{A_0 \tau \rho'_{eq} 4\epsilon \eta_p}{\epsilon \eta_p^2 + \tau \mu_p^2} \left( \frac{G_E^Z + \frac{\tau \mu_p}{\epsilon \eta_p} G_M^Z}{\left( \frac{G_M^p}{\mu_p} \right)} \right) - A_A, \quad (6.11)$$

avec

$$A_0 = -\frac{G_F M_p^2}{\sqrt{2} \pi \alpha} \quad \text{et} \quad \eta_p = \frac{G_E^p}{\left( \frac{G_M^p}{\mu_p} \right)}$$

et

$$\begin{aligned}
G_{E,M}^Z &= \frac{1}{4} ((2 - 4\hat{s}_W^2)G_{E,M}^p - G_{E,M}^0) \\
G_{E,M}^0 &= \frac{1}{3} (G_{E,M}^u + G_{E,M}^d + G_{E,M}^s) \\
G_{E,M}^s &= G_{E,M}^0 - G_{E,M}^p - G_{E,M}^n,
\end{aligned}$$

nous pouvons extraire de notre mesure les facteurs de formes "singlets" et les facteurs de formes étranges. Pour alléger la notation, nous avons omis l'indice  $\gamma$  pour les facteurs de forme électromagnétiques et nous désignons par  $G_{E,M}^p$  les facteurs de forme  $G_{E,M}^{(\gamma,p)}$ . D'autre part, nous notons  $G_{E,M}^Z$  les facteurs de forme faibles du proton.

### 6.6.1 Influence de l'asymétrie "axiale"

Il nous faut dans un premier temps soustraire de l'asymétrie de violation de parité la contribution axiale  $A_A$  avant de pouvoir extraire les facteurs de forme de quarks.

L'expression explicite de  $A_A$  est  $A_A = \frac{A_0\tau}{4} \frac{1}{G_M^p} \frac{e'\mu_p^2}{\epsilon\eta_p^2 + \tau\mu_p^2} \mathcal{A}$ .

A l'ordre le plus bas, le terme  $\mathcal{A}$  est donné par  $\mathcal{A}^{tree} = (1 - 4\sin^2\theta_W)G_A^D (-g_a + \Delta s)$ .

Les corrections radiatives à cette expression ont été estimées dans un article récent de Zhu, Puglia, Holstein et Musolf [152] dans le schéma de renormalisation "on-shell" :

$$\begin{aligned}
\mathcal{A}^{OS} = & \quad (1 - 4\sin^2\theta_W) G_A^D \\
& \quad (-g_a [1 + R_A^1 + R_A^0] + \Delta s)
\end{aligned} \tag{6.12}$$

Le groupe de Musolf sépare ces corrections radiatives en deux parties :

- Les corrections ne faisant intervenir qu'un seul quark (SM)
- Les corrections faisant intervenir plusieurs quarks (anapole). Ces dernières sont difficiles à estimer, ce qui explique les barres d'erreurs importantes dans le calcul des théoriciens (tableau 6.6.1).

On shell	$R_A^1$	$R_A^0$
1 quark (SM)	-0.35	+0.05
Anapole	$-0.06 \pm 0.24$	$0.01 \pm 0.14$
Total	$-0.41 \pm 0.24$	$0.06 \pm 0.14$

Notre groupe a préféré utiliser le schéma de renormalisation  $\overline{MS}$ , qui est le plus utilisé en physique des particules et en particulier par le "Particle Data Group". Ceci permet d'obtenir

tous les deux ans, les dernières valeurs de l'angle de Weinberg, de la constante de Fermi, etc ... Il faut donc traduire les corrections radiatives du schéma "On-Shell" au schéma  $\overline{MS}$ .

Pour cela, nous utilisons :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{\overline{MS}} &= (C_{2d} - C_{2u}) G_A^D \left( -g_a \left[ 1 + (R_{an}^1 + R_{an}^0) \frac{(1 - 4 \sin^2 \theta_W)}{(C_{2d} - C_{2u})} \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{(C_{2d} + C_{2u})}{(C_{2d} - C_{2u})} (\Delta u + \Delta d) + \frac{C_{2d} \Delta s}{(C_{2d} - C_{2u})} \right) \end{aligned} \quad (6.13)$$

Avec les valeurs

$$C_{2u} = \rho_{eq} \left( -\frac{1}{2} + 2\hat{\kappa} \hat{s}_W^2 \right) + \lambda_{2u} = -0.0359$$

$$C_{2d} = \rho_{eq} \left( +\frac{1}{2} - 2\hat{\kappa} \hat{s}_W^2 \right) + \lambda_{2u} = +0.0263$$

$$\Delta u = 0.82, \quad \Delta d = -0.44, \quad \Delta s = -0.10$$

$$G_A^D = (1 + 3.32\tau)^{-2}$$

$$\rho_{eq} = 1.0009, \quad \kappa_{eq} = 1.0304$$

$$\lambda_{2u} = -0.0121, \quad \lambda_{2d} = +0.026$$

$$\hat{s}_W^2 = 0.23124, \quad \sin^2 \theta_W = 0.2230$$

Ceci implique que :

$$A_A = 0.56 \pm 0.23 \text{ppm}. \quad (6.14)$$

### 6.6.2 Facteurs de forme "singlets"

Hormis leur intérêt intrinsèque, ces facteurs de formes présentent l'avantage de pouvoir être extraits de notre mesure en utilisant uniquement les facteurs de forme électromagnétiques du proton mieux connus que ceux du neutrons. Nous avons utilisé les mesures récentes du groupe Perdrisat à Jlab [50] (cf fig. 1.3.2) :



$$\frac{G_E^p}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 0.99 \pm 0.02 \quad (6.15)$$

ce qui donne pour la combinaison singlet :

$$\frac{G_E^0 + 0.39G_M^0}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 1.550 \pm 0.046 \pm 0.026 \pm 0.011(A_A) \quad (6.16)$$

### 6.6.3 Facteurs de forme étranges

En utilisant les facteurs de forme électromagnétiques du neutron il est possible d'extraire les facteurs de forme étranges :

$$G_{E,M}^s = G_{E,M}^0 - G_{E,M}^p - G_{E,M}^n \quad (6.17)$$

Pour le facteur de forme magnétique du neutron, nous utilisons les résultats de Mainz [36] :

$$\frac{\left(\frac{G_M^n}{\mu_n}\right)}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 1.05 \pm 0.02 \quad (6.18)$$

Nous obtenons alors pour les facteurs de forme étranges :

$$\frac{G_E^s + 0.39G_M^s}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 0.091 \pm 0.054 \pm 0.039(G_{E,M}^n). \quad (6.19)$$

Avant de commenter ce résultat, notons que si la mesure de Bonn avait été utilisée pour le facteur de forme magnétique du neutron (ce que nous ne recommandons pas) :

$$\frac{\left(\frac{G_M^n}{\mu_n}\right)}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 1.12 \pm 0.04 \quad (6.20)$$

alors le résultat sur les facteurs de forme étranges aurait été

$$\frac{G_E^s + 0.39G_M^s}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 0.143 \pm 0.054 \pm 0.047 (G_{E,M}^n). \quad (6.21)$$

Ceci impliquerait donc une contribution significativement non nulle des facteurs de forme étranges.

#### 6.6.4 Discussion de notre résultat

Notre mesure,

$$\frac{G_E^s + 0.39G_M^s}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 0.091 \pm 0.054 \pm 0.039 (G_{E,M}^n),$$

plaide pour une faible contribution des quarks étranges à la distribution de charge et d'aimantation du proton. Cependant, il se pourrait que ceci soit dû à une annulation de la combinaison  $G_E^s + 0.39G_M^s$ , avec des valeurs significatives pour  $G_E^s$  et  $G_M^s$  mais de signes opposés. Ceci explique que les futures expériences de violation de parité ont pour objectif principal de séparer les contributions électrique et magnétique. Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 6.7.

Nous voulons maintenant comparer notre résultat aux prédictions des divers modèles théoriques. La majorité des théoriciens ne calculent pas l'évolution des facteurs de forme étranges en fonction du  $Q^2$ , mais se limite aux premiers moments  $\rho_s = \frac{dG_E^s}{d\tau}$  et  $\mu_s = G_M^s(Q^2 = 0)$ .

Si nous supposons que les valeurs des facteurs de forme étranges à notre cinématique  $\tau = 0.14$  sont peu différentes de celles à la limite  $\tau \rightarrow 0$ , alors notre mesure correspond à

$$\rho_s + 2.9\mu_s = 0.67 \pm 0.41 \pm 0.30 (G_{E,M}^n). \quad (6.22)$$

Dans un diagramme  $\rho_s$  en fonction  $\mu_s$ , ce résultat délimite une bande qui permet d'exclure beaucoup de prédictions théoriques (cf fig. 6.12).

Une hypothèse plus raisonnable sur l'évolution des facteurs de forme étranges en fonction du  $Q^2$  pourrait être donnée par une paramétrisation de type Galster

$$G_E^s / (G_M^p / \mu_p) = \tau \rho_s / (1 + \lambda_E^s G_M^s) \quad (6.23)$$

avec  $\lambda_E^s \simeq 5.6$ . Dans ce cas, notre sensibilité à  $\rho_s$  serait réduite d'un facteur deux.

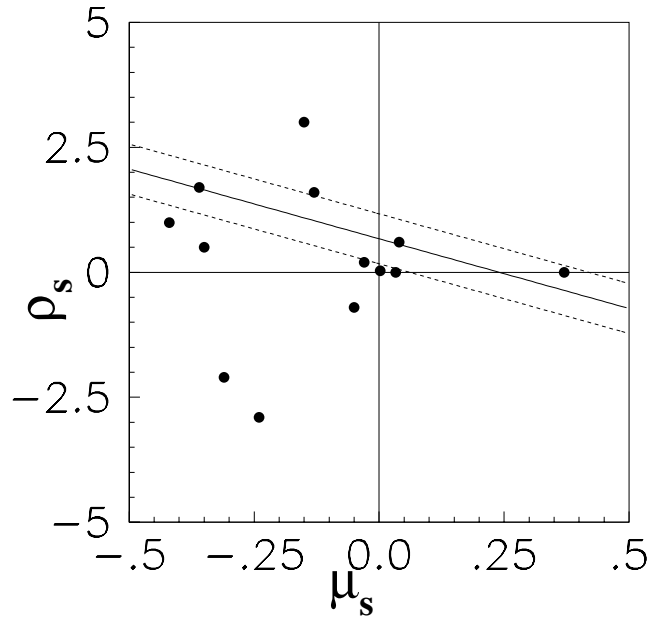


FIG. 6.12 – Prédictions théoriques ( $\rho_s, \mu_s$ ) et notre résultat.

### 6.6.5 Influence des résultats de SAMPLE

L'expérience SAMPLE au MIT a publié ses mesures de violation de parité à faible  $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2$  à angle arrière (cf. paragraphe 1.11.2)

$$G_M^s = -0.45 G_A^Z + 0.20 \pm 0.17 \pm 0.21$$

Ce résultat aboutit, en utilisant le calcul des corrections radiatives de Musolf de 1994, à une valeur significativement non nulle de

$$G_M^s = 0.61 \pm 0.17 \pm 0.21.$$

Comme ce résultat dépend fortement du facteur de forme axial, la collaboration SAMPLE a lancé une campagne de mesures sur le deutérium, dont l'asymétrie de violation de parité est sensible (presque) uniquement au facteur de forme axial. Les résultats, non publiés à l'heure actuelle, mais présentés dans diverses conférences et cités dans l'article de Musolf de 2000, impliqueraient d'une part une valeur de  $G_M^s$  compatible avec zéro, et d'autre part une influence des corrections radiatives au terme axial bien supérieure à celle déterminée par le groupe de Musolf en 2000. Plus précisément, l'expérience de Sample sur le deutérium correspondrait à

$$R_A^1 \simeq -1.00 \quad \Rightarrow \quad R_{an}^1 = -0.65$$

alors que la prédiction théorique est de

$$R_A^1 \simeq -0.41 \quad \Rightarrow \quad R_{an}^1 = -0.06$$

Il est alors légitime de se demander quel serait l'impact de ce résultat sur notre mesure. Un calcul similaire que celui présenté dans la section 6.6 donne pour l'asymétrie axiale  $A_A = 1.12ppm$  (l'erreur sur cette asymétrie n'est pas estimée du fait que les résultats ne sont pas publiés). Les facteurs de forme étranges extraits de notre mesure seraient alors :

$$\frac{G_E^s + 0.39G_M^s}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 0.120 \pm 0.054 \pm 0.039(G_{E,M}^n). \quad (6.24)$$

## 6.7 Le futur des expériences de violation de parité

L'expérience HAPPEX a mesuré une faible contribution de  $G_E^{(s)} + 0.39G_M^{(s)}$  aux facteurs de forme du nucléon. Ce résultat ne permet cependant pas de trancher sur la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme électrique et magnétique du nucléon puisqu'il s'agit d'une combinaison linéaire de deux termes d'une part, et d'une mesure à un  $Q^2$  unique.

Outre la mesure de SAMPLE, trois expériences prévues vont apporter des mesures supplémentaires de  $G_E^{(s)}$  et/ou  $G_M^{(s)}$  à différents  $Q^2$ .

### 6.7.1 HAPPEX 2

L'expérience HAPPEX que nous avons présentée dans cette thèse, sera étendue en 2002. Elle se déroulera toujours dans le hall A de JLab, mais à un  $Q^2$  plus faible [65]. L'installation d'un *septum* magnétique permettra de détecter dans les spectromètres des électrons émis avec un angle de  $6^\circ$ . L'expérience mesurera la combinaison  $G_E^s + 0.08G_M^s$  pour un transfert  $Q^2 = 0.1GeV^2/c^2$ .

La comparaison des résultats d'HAPPEX 2 et de SAMPLE donnera une meilleure contrainte sur  $\rho_S$  (figure 6.13).

### 6.7.2 Hélium 4

Les propriétés du noyau d' $^4\text{He}$  (spin=0, isospin=0) font que dans la diffusion d'électrons, seul le facteur de forme de charge apparaît. L'expression de l'asymétrie de violation de parité sur ce noyau prend la forme [154]:

$$A_{PV} = A_0\tau \left( 4\sin^2\theta_W + \frac{2G_E^{(s)}}{G_E^{(\gamma,p)} + G_E^{(\gamma,n)}} \right) \quad (6.25)$$

avec  $A_0 \simeq 316.7 ppm$ .

L'expérience E00-114 prévue dans le hall A en 2002, va mesurer cette asymétrie pour  $Q^2 = 0.1GeV^2/c^2$ . Cette faible valeur du transfert est obtenue, tout comme pour HAPPEX 2, à l'aide de l'aimant septum. La mesure de  $A_{PV}$ , donc de  $G_E^{(s)}$ , donnera alors accès au rayon de

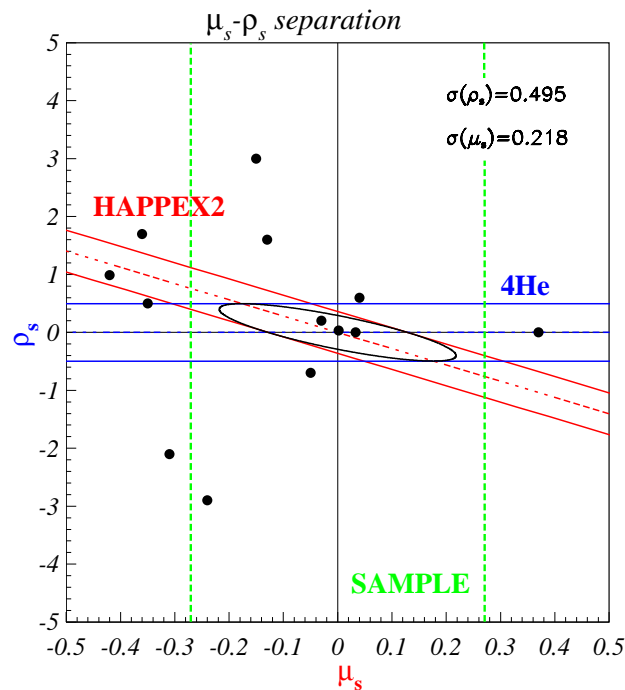


FIG. 6.13 – Contraintes imposées sur le rayon de charge  $\rho_s$  et le moment magnétique portés par les quarks  $\mu_s$ .

charge étrange  $\rho_s$ . Cette expérience est tout particulièrement intéressante puisqu'elle fournit une mesure indépendante de la partie magnétique.

En revanche, elle nécessite la maîtrise des erreurs systématiques à un niveau plus poussé qu'HAPPEX 2. La collaboration prévoit la mesure de l'asymétrie avec une erreur statistique de 2.2 %. Les incertitudes systématiques devront être maintenues à un niveau inférieur. Ceci se traduit notamment par une mesure de la polarisation du faisceau avec une erreur de 2 %.

### 6.7.3 PVA4

L'expérience PVA4 [61] est en cours de construction à Mayence. Tout comme l'expérience HAPPEX, A4 a opté pour une mesure axée sur la partie électrique donc pour une cinématique avant. Elle doit utiliser l'énergie maximale produite à MAMI (855 MeV), ce qui correspond pour un angle de  $35^\circ$  à un moment transféré de  $0.225 \text{ GeV}^2/c^2$ . La combinaison de facteurs de forme étranges sera alors de  $G_E^{(s)} + 0.22G_M^{(s)}$ . L'objectif est d'obtenir une précision statistique de 3 % et systématique de 4 %.

Après interaction avec la cible d'Hydrogène liquide, les électrons sont détectés dans un calorimètre couvrant un angle solide de 0.8 sr. Ce calorimètre est formé de 6 couronnes de 128 cristaux de  $\text{PbF}_2$  couplés à des photo-multiplieurs (figure 6.14). Le matériau choisi offre un bon compromis entre la rapidité de la réponse, nécessaire pour une mesure événement par événement et la résolution en énergie.

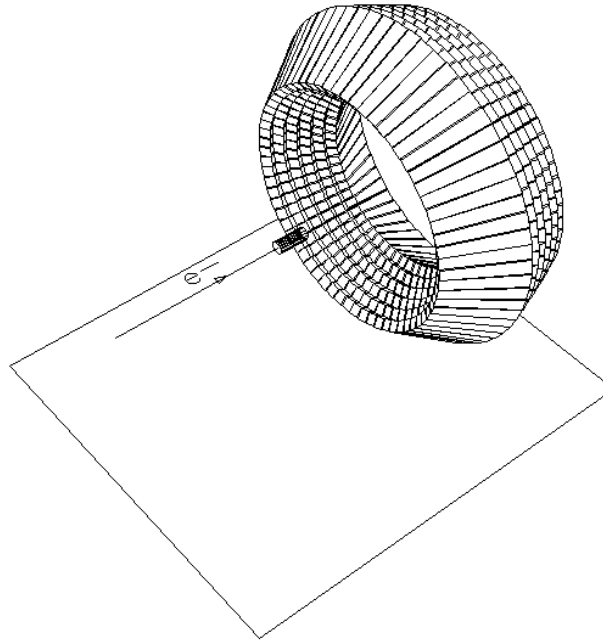


FIG. 6.14 – *Vue schématique du dispositif expérimental de PVA4 à Mayence. Le faisceau d'électrons interagit avec la cible d'Hydrogène avant d'être détecté par le calorimètre de  $PbF_2$ .*

L'expérience A4 devrait effectuer sa première prise de données au printemps 2001 avec une moitié seulement du détecteur.

#### 6.7.4 G0

Enfin, le programme de détermination des facteurs de forme étranges le plus ambitieux sera réalisé par l'expérience G0 [62] dans le hall C de JLab. Elle est basée sur l'utilisation d'un spectromètre pensé et construit pour la mesure des facteurs de forme du quark étrange. Il s'agira de la première expérience capable de séparer directement les contributions électrique et magnétique. En outre, des mesures sont prévues sur un large domaine cinématique  $0.1 < Q^2 < 1 \text{ GeV}^2/c^2$ .

Pour permettre une mesure indépendante de la partie électrique et de la partie magnétique, le détecteur doit être capable de déterminer l'asymétrie expérimentale à l'avant ( $\epsilon \simeq 1$ ) et à l'arrière ( $\epsilon \ll 1$ ). Pour extraire la partie électrique, il est nécessaire de maximiser  $\epsilon$  et donc de détecter les électrons émis à un angle très faible ( $\theta_e \simeq 5^\circ$ ). Cette mesure étant difficile à cause du bruit important aux petits angles, la solution choisie pour G0 est la détection des protons (émis à un angle d'environ  $70^\circ$ ) plutôt que celle des électrons pour la cinématique avant.

Le spectromètre de G0 est basé sur l'utilisation d'un champ magnétique toroïdal fourni par 8 bobines supra-conductrices. Il va focaliser les protons (cinématique avant,  $7^\circ < \theta_e < 12^\circ$ ) ou les électrons (cinématique arrière,  $\theta_e = 110^\circ$ ) issus de diffusion sur la cible d'Hydrogène (ou

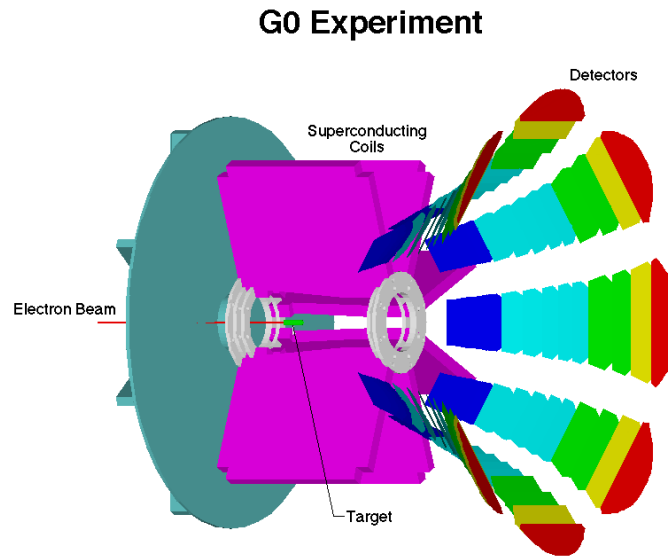


FIG. 6.15 – Vue schématique du dispositif expérimental de G0 dans le hall C de JLab.

de Deutérium) liquide sur un ensemble de paires de scintillateurs plastiques (figure 6.15). Ces scintillateurs rapides seront suffisamment segmentés pour permettre une acquisition événement par événement. Les protons issus de diffusions élastiques seront identifiés par une mesure de temps de vol. Le temps de vol des protons étant de l'ordre de 20 ns, l'expérience G0 utilisera le faisceau de CEBAF dans une configuration non standard : seul un paquet d'électrons sur 15 sera délivré dans le hall, c'est-à-dire un paquet toutes les 30 ns.

La figure 6.16 représente la précision attendue sur la mesure de  $G_E^{(s)}$  et  $G_M^{(s)}$  par G0. Cette expérience fournira donc sur un grand domaine de  $Q^2$  les mesures les plus précises jamais obtenues. La première prise de données est prévue début 2002.

Ces campagnes expérimentales à JLab et Mayence fourniront donc des mesures indépendantes de  $G_E^s$  et  $G_M^s$  sur un large domaine en  $Q^2$ . Ceci permettra alors de conclure sur la contribution des quarks étranges à la densité de charge et d'aimantation du nucléon.

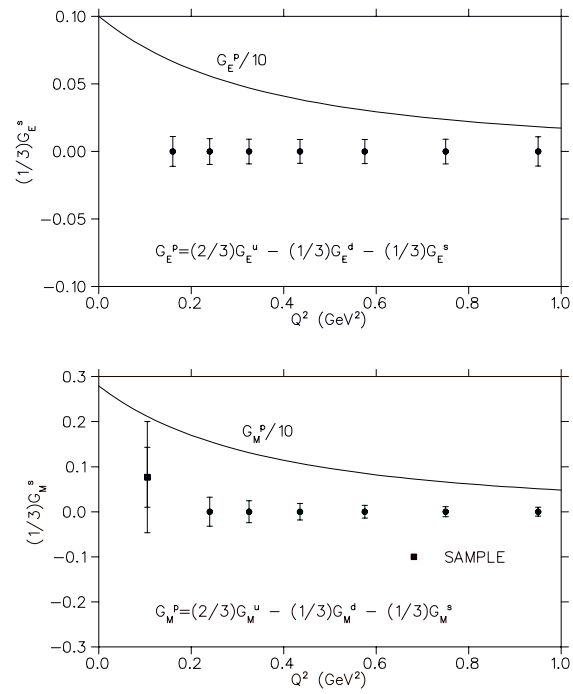


FIG. 6.16 – Précision expérimentale attendue sur la mesure de  $G_E^{(s)}$  et  $G_M^{(s)}$  par  $G_0$ .



# Conclusion

Ce travail de thèse a permis d'obtenir les premières mesures de la polarisation d'un faisceau d'électrons par effet Compton à l'aide d'une cavité optique résonante couplée à un accélérateur. J'ai débuté ma thèse pendant la phase de développement du projet. J'ai participé à l'installation, aux premiers tests sous faisceau et à l'exploitation du polarimètre sur site qui a commencée en février 1999. J'ai donc eu l'opportunité de participer à ce projet depuis ses débuts à CEBAF jusqu'aux premières mesures présentées dans cette thèse.

HAPPEX est la première expérience qui a utilisé le polarimètre Compton pendant sa prise de données d'avril à juillet 1999. La première partie de cette prise de données (avril et mai) fut consacrée à l'optimisation du dispositif et des paramètres indispensables à la mesure d'une polarisation du faisceau d'électrons au niveau de précision du polarimètre Møller déjà existant. Seules les données du mois de juillet permettent d'atteindre cet objectif. J'ai mis ensuite au point une méthode d'analyse originale qui a été présentée dans cette thèse et qui a permis de mesurer la polarisation du faisceau d'électrons avec une précision totale de 3.3 % en moyenne, compatible et comparable à celle des mesures Møller. Ces mesures ont cependant un intérêt supplémentaire puisqu'elles sont entreprises plus fréquemment, dans les conditions cinématiques d'HAPPEX et simultanément à l'expérience.

La polarisation du faisceau d'électrons est déterminée en fonction de l'asymétrie expérimentale des diffusions Compton  $A_{exp}$ , de la polarisation des photons  $P_\gamma$  et du pouvoir d'analyse  $\mathcal{A}_{th}$  selon  $P_e = \frac{A_{exp}}{\mathcal{A}_{th} P_\gamma}$ .

Nous avons montré que nous sommes capables de mesurer l'asymétrie expérimentale de l'ordre de 1 % avec une précision statistique relative  $\lesssim 1.4$  % en une heure dans les conditions cinématiques d'HAPPEX. Pour l'expérience  $N - \Delta$  qui s'est déroulée en 2000 avec une énergie de faisceau de plus de 4 GeV et un courant  $\sim 100 \mu A$  [153], une erreur statistique similaire a été obtenue en 30 minutes environ.

L'effet systématique sur la mesure de la polarisation est dominée par l'erreur sur la détermination du pouvoir d'analyse de l'instrument. Elle vaut 2.4 % pour les données de l'expérience HAPPEX. Cette incertitude est principalement due à la forte sensibilité du pouvoir d'analyse à la valeur du seuil de détection des événements (1%/MeV) et à la méconnaissance de la résolution du détecteur.

Depuis, des études menées très récemment dans le cadre d'une mesure intégrée en énergie tendent à montrer que l'augmentation du seuil de détection permette de réduire notablement l'erreur systématique sur la détermination du seuil et donc du pouvoir d'analyse. Cependant, la

valeur optimale de ce seuil dépend de la résolution et de la calibration du calorimètre. L'analyse poussée de ces effets est en cours d'étude. D'autre part, la mesure de l'asymétrie expérimentale en fonction de l'énergie des photons (ou des électrons) rétro-diffusés, fournira une autre mesure de polarisation du faisceau. Cette méthode qui n'a pas été considérée pour HAPPEX, est actuellement utilisée pour les données de l'expérience  $N - \Delta$ . Les premiers résultats laissent entrevoir une sensibilité plus faible du pouvoir d'analyse à la valeur du seuil et de la résolution. L'analyse complète de ces données fait l'objet de la thèse de Mlle S. Escoffier. A l'avenir, le détecteur d'électrons qui n'était pas disponible pour HAPPEX, sera également utilisé. La résolution et la calibration du calorimètre pourront être mesurées plus précisément grâce à la fine segmentation de ce détecteur. En outre, l'intercalibration des cristaux du calorimètre, qui n'a pu être réalisée en 1999, permettra d'utiliser les 9 ou 25 cristaux de la matrice. Ceci assurera une meilleure résolution en énergie que celle obtenue à partir d'un cristal unique.

Toutes ces études devraient permettre d'améliorer significativement l'erreur sur la mesure du seuil de détection, de la résolution et de la calibration nous permettant de réduire sensiblement la principale source d'erreur systématique qui domine actuellement notre mesure.

La seconde contribution la plus importante à notre erreur de mesure provient des fausses asymétries induites par la corrélation de la position du faisceau d'électrons avec l'état de polarisation. Le renversement séquentiel de la polarisation des photons à l'intérieur de la cavité permet de réduire ces fausses asymétries. Cependant, nous avons montré qu'il demeure un effet systématique résiduel de l'ordre de 1.2 % en moyenne en raison de la grande sensibilité de la luminosité Compton à la position verticale du faisceau d'électrons.

Les études menées dans cette thèse ont conduit à l'installation en 2000 d'un système d'asservissement automatique de la position verticale du faisceau dans la cavité assurant sa stabilité à  $5 \mu\text{m}$  de la position optimale de croisement des faisceaux. Ce système a été validé au cours de l'expérience  $N - \Delta$ . Il devrait permettre de réduire les fausses asymétries de position à un niveau de l'ordre de 0.1 %.

Pour mesurer la contribution du bruit de fond dans le détecteur de photons, nous avons mis en place des procédures de décrochage volontaire de la résonance de la cavité. Le facteur de dilution de l'asymétrie des taux de comptage induit par le bruit est de l'ordre de 30 % pour les données HAPPEX, mais il n'induit qu'une faible erreur systématique sur la mesure de l'asymétrie expérimentale Compton.

L'erreur systématique sur la mesure de la polarisation du faisceau lumineux est de 1.1 % à l'heure actuelle. Elle est dominée par la méconnaissance de l'orientation de l'ellipse de polarisation dans la cavité. Pour réduire cette erreur, il serait intéressant à l'avenir de mesurer régulièrement cette orientation au cours des prises de données. En outre, l'utilisation d'une cellule de Pockels en remplacement de la lame quart d'onde actuelle assurerait un renversement rapide de la polarisation ( $\sim 100 \mu\text{s}$ ), annulant ainsi les fausses asymétries corrélées à l'hélicité des électrons. Un renversement aussi rapide apporterait en outre une information supplémentaire puisqu'il serait alors possible de mesurer la polarisation des électrons à l'intérieur d'une même fenêtre d'hélicité.

Ce travail de thèse a permis de mesurer la polarisation du faisceau d'électrons délivré dans le hall A avec une erreur totale  $\sim 3.3$  %. Les améliorations apportées au système depuis ces

résultats, ainsi que les études menées dans ce manuscrit et en cours, laissent espérer la réduction de cette erreur. Ayant minimisé les systématiques de position et de calibration, il paraît possible d'obtenir une erreur systématique de l'ordre de 2 %, en utilisant une valeur de seuil optimisée ou une mesure en fonction de l'énergie des particules diffusées. Cette précision est nécessaire pour de prochaines expériences de violation de parité [154].

L'expérience E99-012 qui a pour but de mesurer le rayon de matière des neutrons représentera un nouveau défi en terme de mesure de la polarisation [66]. Il s'agira de mesurer la polarisation du faisceau à une énergie de 850 MeV et avec une erreur totale de 1 %. Une mesure au niveau de 1 % nécessite une diminution très importante de notre erreur systématique actuelle (on peut déjà prévoir une contribution importante de la résolution du détecteur de photons à cette énergie). De plus, une mesure à 850 MeV nécessitera environ 4 fois plus de temps que pour HAPPEX pour une même précision statistique dans le cadre d'une mesure intégrée en énergie.

Mais la mesure de la polarisation du faisceau simultanément à l'expérience en cours avec une erreur totale de l'ordre de quelques % en une heure est d'ores et déjà un atout considérable pour toute expérience utilisant un faisceau polarisé dans le hall A. Les résultats obtenus au cours de cette thèse ont permis de fournir près de quatre mesures par jour pendant la prise de données de l'expérience HAPPEX. Ces résultats sont compatibles, à la précision de mesure près, avec les mesures délivrées tous les deux jours en moyenne par le polarimètre Møller installé en aval. En outre, nous avons atteint pour ces premières mesures par effet Compton un niveau de systématique comparable à celui des mesures du polarimètre Møller utilisé depuis plusieurs années.

Les mesures des polarimètres Compton et Møller ont permis de réduire de moitié entre la prise de données de 1998 et celle de 1999 l'erreur sur la détermination de la polarisation pour l'expérience HAPPEX. C'est un apport considérable puisque la mesure de la polarisation est la plus importante source d'incertitude systématique pour la mesure d'HAPPEX.

L'expérience HAPPEX a mesuré une combinaison linéaire des facteurs de forme des quarks étranges  $G_E^{(s)}$  et  $G_M^{(s)}$  au sein de proton à  $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ . Les résultats sont :

$$\frac{G_E^s + 0.39G_M^s}{\left(\frac{G_M^p}{\mu_p}\right)} = 0.091 \pm 0.054 \pm 0.039(G_{E,M}^n), \quad (6.26)$$

où nous avons isolé les erreurs induites par les mesures des facteurs de forme électromagnétiques du neutron. Celles-ci doivent en effet se réduire grâce aux nouvelles campagnes de mesure prévues (par exemple, [43]).

Cette mesure plaide pour une faible contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon. Cependant, elle peut également signifier que les contributions électriques et magnétiques s'annulent dans notre mesure. Par ailleurs, les facteurs de forme étranges peuvent être significatifs au voisinage de  $Q^2 = 0$ , puis décroître rapidement.

Une campagne expérimentale en cours doit permettre de trancher parmi ces trois scénarii possibles. L'expérience HAPPEX sera étendue à un transfert de  $0.1 \text{ GeV}^2/c^2$  [65]. La combinaison de ces résultats et de ceux de l'expérience SAMPLE [59] permettra de contraindre le

premier moment du facteur de forme électrique des quarks étranges. D'autre part, l'expérience de diffusion d'électrons sur une cible d' $^4\text{He}$  [154] dans le hall A fournira une mesure indépendante du rayon de charge étrange  $\rho_s$  pour la même valeur de  $Q^2$ . Parallèlement, l'expérience PVA4 mesurera à Mayence une autre combinaison linéaire des facteurs de forme  $G_E^{(s)}$  et  $G_M^{(s)}$  pour un transfert plus élevé ( $Q^2 = 0.225 \text{ GeV}^2/c^2$ ). L'expérience G0 [62] prévue dans le hall C permettra d'ici quelques années de mesurer les facteurs de forme  $G_E^{(s)}$  et  $G_M^{(s)}$  séparément pour des transferts entre 0.1 et 1  $\text{GeV}^2/c^2$ .

Ces différentes mesures sur un large domaine cinématique permettront certainement de connaître la contribution des quarks étranges aux facteurs de forme du nucléon.

# Annexe A

## Courant électromagnétique du proton

Dans cette annexe, nous calculons l'expression du courant électromagnétique associé à un proton, en appliquant les conditions de symétrie de l'interaction électromagnétique.

Nous considérons un proton de masse  $M$  et de quadri-impulsion initiale  $p$  et finale  $p'$ . Nous notons les fonctions d'onde associées au proton dans l'état initial  $\Phi$  et dans l'état final  $\Phi'$  :

$$\Phi(x) = U(p)e^{-ip \cdot x} \quad (\text{A.1})$$

$$\Phi'(x) = U(p')e^{-ip' \cdot x}. \quad (\text{A.2})$$

Elles satisfont l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\Phi = 0 \quad (\text{A.3})$$

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - M)\Phi' = 0. \quad (\text{A.4})$$

Afin d'assurer la covariance de QED, nous devons construire un courant  $J_{EM,\mu}^{(p)}$  qui soit un vecteur de Lorentz. Pour cela, nous disposons des quadri-vecteurs d'impulsion du proton  $p_\mu$  et  $p'_\mu$  ainsi que des matrices de Dirac  $\gamma_\mu$  dont nous rappelons ici l'expression explicite dans la représentation choisie :

$$\gamma_0 = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & +1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \gamma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & +1 \\ 0 & 0 & +1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

$$\gamma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & +i & 0 \\ 0 & +i & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & +1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & +1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (\text{A.6})$$

Le courant sera donc construit à partir des quadri-impulsions et de toutes les combinaisons des matrices  $\gamma_\mu$ . Il est intéressant de remarquer au vu des équations A.5 et A.6 que:

$$\gamma_0^2 = I \quad (\text{A.7})$$

$$\gamma_1^2 = \gamma_2^2 = \gamma_3^2 = -I \quad (\text{A.8})$$

où  $I$  représente la matrice identité.

Les combinaisons de matrices  $\gamma_\mu$  se réduisent alors à :

- $I$
- $\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2$  et  $\gamma_3$
- $\gamma_0\gamma_1, \gamma_0\gamma_2, \gamma_0\gamma_3, \gamma_1\gamma_2, \gamma_1\gamma_3$  et  $\gamma_2\gamma_3$
- $\gamma_0\gamma_1\gamma_2, \gamma_0\gamma_1\gamma_3, \gamma_0\gamma_2\gamma_3$  et  $\gamma_1\gamma_2\gamma_3$
- $\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$

Parmi ces combinaisons, toutes ne sont pas indépendantes. En effet, en introduisant la matrice  $\gamma_5$  définie par :

$$\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 \quad (\text{A.9})$$

soit

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & +1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & +1 \\ +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & +1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.10})$$

et en utilisant les relations d'anti-commutations:

$$\{\gamma_\mu, \gamma_\nu\} = \gamma_\mu\gamma_\nu + \gamma_\nu\gamma_\mu = 2g_{\mu\nu} \quad (\text{A.11})$$

avec :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

et :

$$\{\gamma_5, \gamma_\mu\} = 0, \quad (\text{A.13})$$

il est rapide de montrer en appliquant les relations A.7 et A.8 que :

$$- \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 = i \gamma_5 \gamma_3$$

$$\begin{aligned} i \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 &= \gamma_5 \\ \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_3 &= -i \gamma_5 \gamma_3 \\ - \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 &= -i \gamma_5 \gamma_3 \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

$$- \gamma_0 \gamma_1 \gamma_3 = -i \gamma_5 \gamma_2$$

$$\begin{aligned} \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 &= i \gamma_5 \gamma_3 \\ \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_2 \gamma_3 &= i \gamma_5 \gamma_3 \gamma_2 \gamma_3 \\ - \gamma_0 \gamma_1 \gamma_3 &= -i \gamma_5 \gamma_3 \gamma_3 \gamma_2 \\ \gamma_0 \gamma_1 \gamma_3 &= -i \gamma_5 \gamma_2 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

$$- \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 = i \gamma_5 \gamma_0$$

$$\begin{aligned} i \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 &= \gamma_5 \\ \gamma_0 \gamma_0 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 &= -i \gamma_0 \gamma_5 \\ \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 &= i \gamma_5 \gamma_0 \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

$$- \gamma_0 \gamma_2 \gamma_3 = i \gamma_5 \gamma_1$$

$$\begin{aligned} \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 &= i \gamma_5 \gamma_0 \\ \gamma_0 \gamma_1 \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 &= i \gamma_0 \gamma_1 \gamma_5 \gamma_0 \\ - \gamma_0 \gamma_2 \gamma_3 &= -i \gamma_1 \gamma_0 \gamma_0 \gamma_5 \\ \gamma_0 \gamma_2 \gamma_3 &= -i \gamma_1 \gamma_5. \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

Nous avons donc montré que les termes  $\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho$  peuvent être exprimés en fonction de  $\gamma_5 \gamma_\sigma$ .

D'autre part, les termes  $\gamma_\mu \gamma_\nu$  sont reliés aux matrices  $\sigma_{\mu\nu}$  définies par :

$$\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2} [\gamma_\mu, \gamma_\nu] = \frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) \quad (\text{A.18})$$

Si l'on applique les relations d'anti-commutations A.11, on obtient :

$$\sigma_{\mu\nu} = i(\gamma_\mu\gamma_\nu - g_{\mu\nu}) \quad (\text{A.19})$$

En outre, nous choisissons d'utiliser plutôt que les quadri-impulsions  $p_\mu$  et  $p'_\mu$  leur somme et leur différence:

$$P_\mu = p_\mu + p'_\mu, \quad (\text{A.20})$$

$$q_\mu = p'_\mu - p_\mu \quad (\text{A.21})$$

En résumé, nous avons montré que, pour construire l'expression du courant électromagnétique, nous devons former un vecteur  $\Gamma_\mu$  à partir de :

- $I$
- $\gamma_5$
- $\gamma_5\gamma_\mu$
- $\gamma_\mu$
- $\sigma_{\mu\nu}$
- $P_\mu$  et  $q_\mu$

c'est-à-dire  $\Gamma_\mu = \gamma_5\gamma_\mu, P_\mu, q_\mu, \sigma_{\mu\nu}P^\nu$ , etc ..

Appliquons maintenant les conditions de symétrie relative au courant électromagnétique. Tout d'abord, nous devons nous assurer que le courant se conserve lors d'une inversion d'une coordonnée d'espace, soit

$$\mathcal{P}^{-1} J_{EM,\mu}^{(p)}(\vec{x})\mathcal{P} = J_{EM,\mu}^{(p)}(-\vec{x}) \quad (\text{A.22})$$

où  $\mathcal{P}$  représente l'opérateur parité.

On peut montrer que la condition d'invariance par parité A.22 équivaut à :

$$\Gamma_\mu(\vec{p}', \vec{p}) = \gamma^0 \Gamma^\mu(-\vec{p}', -\vec{p}) \gamma^0 \quad (\text{A.23})$$

soit:

$$\Gamma_\mu(p'^\nu, p^\nu) = \gamma^0 \Gamma^\mu(p'_\nu, p_\nu) \gamma^0 \quad (\text{A.24})$$

puisque  $p_0 = p^0$  et  $p^i = -p_i$ .

Regardons le comportement du vecteur  $\Gamma_\mu$  sous l'opération de parité :

- $\Gamma_\mu = \gamma_\mu$



$$\begin{aligned} \mu = 0 & \quad \gamma^0 \gamma^0 \gamma^0 = \gamma^0 = \gamma_0 \\ \mu = i = 1, 2, 3 & \quad \gamma^0 \gamma^i \gamma^0 = -\gamma^0 \gamma_i \gamma^0 = \gamma^0 \gamma^0 \gamma_i = \gamma_i \end{aligned}$$

$$\text{donc } \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 = \gamma_\mu. \quad (\text{A.25})$$

$$- \Gamma_\mu = P_\mu$$

$$\begin{aligned} \mu = 0 & \quad \gamma^0 P^0 \gamma^0 = (\gamma^0)^2 P^0 = P^0 = P_0 \\ \mu = i = 1, 2, 3 & \quad \gamma^0 P^i \gamma^0 = (\gamma^i)^2 P^i = -P^i = P_i \end{aligned}$$

$$\text{soit } \gamma^0 P^\mu \gamma^0 = P_\mu. \quad (\text{A.26})$$

De même, on peut montrer que :

$$\gamma^0 q^\mu \gamma^0 = q_\mu. \quad (\text{A.27})$$

$$- \Gamma_\mu = \sigma_{\mu\nu} P^\nu$$

$$\begin{aligned} \gamma^0 \sigma^{\mu\nu} P_\nu \gamma^0 &= i (\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^\nu P_\nu \gamma^0 - \gamma^0 \gamma^\nu \gamma^\mu P_\nu \gamma^0) \\ &= i (\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^0 \gamma^0 P_\nu \gamma^0 - \gamma^0 \gamma^\nu \gamma^\mu \gamma^0 \gamma^0 P_\nu \gamma^0) \\ &= i ((\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^0) (\gamma^0 P_\nu \gamma^0) - (\gamma^0 \gamma^\nu \gamma^\mu \gamma^0) (\gamma^0 P_\nu \gamma^0)) \\ &= i (\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^0 P^\nu - \gamma^0 \gamma^\nu \gamma^\mu \gamma^0 P^\nu) \end{aligned}$$

En utilisant la relation A.25, nous pouvons écrire :

$$\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^0 = \gamma_\mu \gamma_\nu \quad (\text{A.28})$$

donc :

$$\gamma^0 \sigma^{\mu\nu} P_\nu \gamma^0 = i (\gamma_\mu \gamma_\nu P^\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu P^\nu)$$

$$\text{soit } \gamma^0 \sigma^{\mu\nu} P_\nu \gamma^0 = \sigma_{\mu\nu} P^\nu \quad (\text{A.29})$$

On montrera de même que :

$$\gamma^0 \sigma^{\mu\nu} q_\nu \gamma^0 = \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.30})$$

$$- \Gamma_\mu = \gamma_\mu \gamma_5$$

$$\begin{aligned} \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^5 \gamma^0 &= -\gamma^0 \gamma^\mu \gamma^0 \gamma^5 \\ &= -\gamma_\mu \gamma^5 = -\gamma_\mu \gamma_5 \end{aligned}$$

où nous avons utilisé le résultat A.25.

$$\text{Donc } \gamma^0 \gamma^\mu \gamma^5 \gamma^0 = -\gamma_\mu \gamma_5 \quad (\text{A.31})$$

$$- \Gamma_\mu = \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} P^\nu$$

$$\begin{aligned} \gamma^0 \gamma^5 \sigma^{\mu\nu} P_\nu \gamma^0 &= -\gamma^5 \gamma^0 \sigma^{\mu\nu} P_\nu \gamma^0 \\ &= -\gamma^5 \sigma_{\mu\nu} P^\nu \end{aligned}$$

d'après la relation A.30.

$$\text{Donc } \gamma^0 \gamma_5 \sigma^{\mu\nu} P_\nu \gamma^0 = -\gamma_5 \sigma_{\mu\nu} P^\nu \quad (\text{A.32})$$

On pourra également montrer que :

$$\gamma^0 \gamma_5 \sigma^{\mu\nu} q_\nu \gamma^0 = -\gamma_5 \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.33})$$

Au vu des résultats A.25 à A.33, nous pouvons voir que seuls les termes dépendant de  $\gamma_5$  ne sont pas invariants par parité puisqu'ils ne vérifient pas  $\Gamma_\mu = \gamma^0 \Gamma^\mu \gamma^0$ . Nous ne pouvons donc pas les utiliser pour la construction du courant électromagnétique.

La forme la plus générale du courant qui soit invariant sous l'opération de parité est donc :

$$J_{EM,\mu}^{(p)} = a q_\mu + b P_\mu + c \gamma_\mu + d \sigma_{\mu\nu} q^\nu + f \sigma_{\mu\nu} P^\nu \quad (\text{A.34})$$

L'élément de matrice associé au courant pris entre l'état initial  $P(p)$  et l'état final  $P(p')$  vaut donc :

$$\langle P(p') | J_{EM,\mu}^{(p)}(0) | P(p) \rangle = \overline{U(p')} (a q_\mu + b P_\mu + c \gamma_\mu + d \sigma_{\mu\nu} q^\nu + f \sigma_{\mu\nu} P^\nu) U(p) \quad (\text{A.35})$$

Il est alors intéressant de remarquer que tous les termes ne sont pas indépendants. En particulier, calculons explicitement le terme en  $\sigma_{\mu\nu} P^\nu$

$$\begin{aligned}
\overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} P^\nu U(p) &= \frac{i}{2} \overline{U(p')} \left( \gamma_\mu \gamma_\nu p^\nu + \gamma_\mu \gamma_\nu p'^\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu p^\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu p'^\nu \right) U(p) \\
&= \frac{i}{2} \left( \overline{U(p')} \gamma_\mu \gamma_\nu p^\nu U(p) - \overline{U(p')} \gamma_\nu p'^\nu \gamma_\mu U(p) \right. \\
&\quad \left. + \overline{U(p')} \gamma_\mu \gamma_\nu p'^\nu U(p) - \overline{U(p')} \gamma_\nu \gamma_\mu p^\nu U(p) \right)
\end{aligned} \tag{A.36}$$

Or, nous savons d'après l'équation de Dirac, que :

$$\gamma^\mu p_\mu U(p) = MU(p) \tag{A.37}$$

$$\text{et } \overline{U(p')} \gamma^\mu p'_\mu = MU(p') \tag{A.38}$$

$$\overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} P^\nu U(p) = i \overline{U(p')} (2M\gamma_\mu - (p_\mu + p'_\mu)) U(p)$$

Donc :

$$\begin{aligned}
-2i \overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} P^\nu U(p) &= M \overline{U(p')} \gamma_\mu U(p) - M \overline{U(p')} \gamma_\mu U(p) \\
&\quad + \overline{U(p')} (2g_{\mu\nu} - \gamma_\nu \gamma_\mu) p'^\nu U(p) - \overline{U(p')} (2g_{\mu\nu} - \gamma_\mu \gamma_\nu) p^\nu U(p) \\
&= 2 \overline{U(p')} p'_\mu U(p) - \overline{U(p')} \gamma_\nu p'^\nu \gamma_\mu U(p) - 2 \overline{U(p')} p_\mu U(p) + \overline{U(p')} \gamma_\mu \gamma_\nu p^\nu U(p) \\
&= 2 \overline{U(p')} (p'_\mu - p_\mu) U(p) - M \overline{U(p')} \gamma_\mu U(p) + M \overline{U(p')} \gamma_\mu U(p) \\
&= 2 \overline{U(p')} q_\mu U(p)
\end{aligned}$$

$$\text{donc } \overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} P^\nu U(p) = i \overline{U(p')} q_\mu U(p) \tag{A.39}$$

De manière analogue, on montre que :

$$\text{donc } \overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} q^\nu U(p) = i \overline{U(p')} P_\mu U(p) - 2i M \overline{U(p')} \gamma_\mu U(p) \tag{A.40}$$

$$\text{soit } \overline{U(p')} P_\mu U(p) = -i \overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} q^\nu U(p) + 2M \overline{U(p')} \gamma_\mu U(p) \tag{A.41}$$

L'équation A.41 est connue sous le nom de l'identité de Gordon.

Cela signifie que dans l'expression de l'élément de matrice du courant A.35, tous les termes ne sont pas indépendants. D'après les équations A.39 et A.41, nous voyons que nous pouvons choisir un ensemble de vecteurs indépendants formés :

-  $q_\mu$

- $\gamma_\mu$
- $\sigma_{\mu\nu} q^\nu$

Le courant électromagnétique du proton est alors donné par :

$$J_{EM,\mu}^{(p)} = a_1 q_\mu + b_1 \gamma_\mu + d_1 \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.42})$$

Nous devons maintenant nous assurer que le courant  $J_{EM,\mu}^{(p)}$  soit conservé, c'est-à-dire :

$$\partial^\mu J_{EM,\mu}^{(p)} = 0 \quad (\text{A.43})$$

soit :

$$q^\mu J_{EM,\mu}^{(p)} = 0 \quad (\text{A.44})$$

pour chacun des trois termes de l'expression A.42.

Le premier terme doit donc satisfaire :

$$q^\mu a_1 q_\mu = 0 \quad (\text{A.45})$$

Or, nous savons que :

$$q^\mu q_\mu = q^2 \neq 0 \quad (\text{A.46})$$

Ceci implique donc que le coefficient relatif au terme en  $q_\mu$  soit nul :

$$a_1 = 0 \quad (\text{A.47})$$

L'équation de Dirac assure que la conservation du terme en  $\gamma_\mu$  :

$$q^\mu \gamma_\mu = 0 \quad (\text{A.48})$$

Enfin, si l'on remarque que le tenseur  $\sigma_{\mu\nu}$  est anti-symétrique, la conservation du dernier terme du courant est également assurée :

$$q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu = \sum_{\mu \neq \nu} q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.49})$$

$$q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu = \sum_{\alpha < \beta} q^\alpha \sigma_{\alpha\beta} q^\beta + \sum_{\eta > \rho} q^\eta \sigma_{\eta\rho} q^\rho \quad (\text{A.50})$$

$$q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu = \sum_{\alpha < \beta} q^\alpha \sigma_{\alpha\beta} q^\beta - \sum_{\eta > \rho} q^\rho \sigma_{\rho\eta} q^\eta \quad (\text{A.51})$$

$$(\text{A.52})$$

Donc :

$$q^\mu \sigma_{\mu\nu} q^\nu = 0 \quad (\text{A.53})$$

La forme la plus générale du courant électromagnétique qui respecte l'invariance par parité et la conservation du courant est donc :

$$J_{EM,\mu}^{(p)} = b_1 \gamma_\mu + d_1 \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.54})$$

où  $b_1$  et  $c_1$  sont des coefficients complexes qui ne sont fonction que des invariants de Lorentz, c'est-à-dire de  $p^2$ ,  $p'^2$  et  $pp'$ .

Or nous savons que :

$$p^2 = p_\mu p^\mu = M^2 \quad (\text{A.55})$$

$$p'^2 = p'_\mu p'^\mu = M^2 \quad (\text{A.56})$$

$$pp' = -\frac{1}{2} (q^2 - p'^2 - p^2) = -\frac{1}{2} q^2 + M^2 \quad (\text{A.57})$$

Soit, en ommettant la dépendance en  $M$  puisque la diffusion a lieu avec des protons sur leur couche de masse :

$$J_{EM,\mu}^{(p)} = b_1(q^2) \gamma_\mu + d_1(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.58})$$

Le photon, médiateur de l'interaction électromagnétique étant une particule "réelle", nous devons nous assurer que le courant  $J_{EM,\mu}^{(p)}$  soit hermitique, c'est-à-dire :

$$\langle P(p') | J_{EM,\mu}^{(p)} | P(p) \rangle = \langle P(p') | J_{EM,\mu}^{(p)\dagger} | P(p) \rangle \quad (\text{A.59})$$

soit :

$$\langle P(p') | J_{EM,\mu}^{(p)} | P(p) \rangle = \langle P(p) | J_{EM,\mu}^{(p)} | P(p') \rangle^* \quad (\text{A.60})$$

Développons la partie droite de l'expression A.60 :

$$\langle P(p) | J_{EM,\mu}^{(p)} | P(p') \rangle^* = \left( \overline{U(p)} [b_1(q^2)\gamma_\mu + d_1(q^2)\sigma_{\mu\nu}(p_\nu - p'_\nu)] U(p') e^{i(P-P').x} \right)^* \quad (\text{A.61})$$

soit :

$$\langle P(p) | J_{EM,\mu}^{(p)} | P(p') \rangle^* = \left( \overline{U(p)} [b_1(q^2)\gamma_\mu - d_1(q^2)\sigma_{\mu\nu}q^\nu] U(p') \right)^* e^{i(P'-P).x} \quad (\text{A.62})$$

Calculons explicitement le terme fonction de  $\gamma^\mu$  :

$$\left( \overline{U(p)} b_1(q^2)\gamma^\mu U(p') \right)^* = \sum_{\alpha\beta\rho} U(p)_\alpha (\gamma^0)_{\alpha\beta}^* b_1^*(q^2) (\gamma^\mu)_{\beta\rho}^* U'_\rho \quad (\text{A.63})$$

$$= b_1^*(q^2) \sum_{\alpha\beta\rho} U'_\rho (\gamma^\mu)_{\beta\rho}^* (\gamma^0)_{\alpha\beta}^* U(p)_\alpha \quad (\text{A.64})$$

$$= b_1^*(q^2) \sum_{\alpha\beta\rho} U'_\rho (\gamma^\mu)_{\rho\beta}^\dagger (\gamma^0)_{\beta\alpha}^\dagger U(p)_\alpha \quad (\text{A.65})$$

$$(\text{A.66})$$

où nous avons utilisé  $(\gamma^\mu)_{\alpha\beta}^\dagger = (\gamma^\mu)_{\beta\alpha}^*$ .

$$\left( \overline{U(p)} b_1(q^2)\gamma^\mu U(p') \right)^* = b_1^*(q^2) \sum_{\alpha\beta\rho} U'_\rho (\gamma^0)_{\rho\eta} (\gamma^0)_{\eta\sigma} (\gamma^\mu)_{\sigma\beta}^\dagger (\gamma^0)_{\beta\alpha}^\dagger U(p)_\alpha \quad (\text{A.67})$$

$$= b_1^*(q^2) \overline{U(p')} \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^{0\dagger} U(p) \quad (\text{A.68})$$

$$= b_1^*(q^2) \overline{U(p')} \gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 U(p) \quad (\text{A.69})$$

$$= b_1^*(q^2) \overline{U(p')} \gamma^\mu U(p) \quad (\text{A.70})$$

car la matrice  $\gamma^0$  est hermitique et nous avons fait appel à la relation  $\gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^0 = \gamma^\mu$  [8].

Appliquer la condition d'hermiticité sur le terme dépendant de  $\gamma^\mu$  implique que :

$$b_1(q^2) \overline{U(p')} \gamma^\mu U(p) = \left( \overline{U(p)} b_1(q^2)\gamma^\mu U(p') \right)^* \quad (\text{A.71})$$

soit :

$$b_1(q^2) \overline{U(p')} \gamma^\mu U(p) = b_1^*(q^2) \overline{U(p')} \gamma^\mu U(p) \quad (\text{A.72})$$

Le second terme dépend de  $\sigma_{\mu\nu} q^\nu$ . Il peut donc s'exprimer en fonction du produit de deux matrices  $\gamma$ . Nous pouvons alors développer explicitement le terme en  $\sigma_{\mu\nu} q^\nu$  comme nous l'avons fait précédemment. En remarquant que  $\gamma^0 \gamma^{\mu\dagger} \gamma^{\nu\dagger} \gamma^0 = \gamma^\mu \gamma^\nu$ , on peut montrer que :

$$\left( \overline{U(p)} d_1(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu U(p') \right)^* = d_1^*(q^2) \overline{U(p')} \sigma_{\mu\nu} q^\nu U(p) \quad (\text{A.73})$$

Nous pouvons alors exprimer la condition d'hermiticité A.60 à l'aide des expressions A.72 et A.73 :

$$\overline{U(p')} (b_1(q^2) \gamma^\mu + d_1(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu) U(p) = \overline{U(p')} (b_1^*(q^2) \gamma^\mu - d_1^*(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^\nu) U(p) \quad (\text{A.74})$$

Nous voyons donc que :

$$b_1(q^2) = b_1^*(q^2) \quad (\text{A.75})$$

$$d_1(q^2) = -d_1^*(q^2) \quad (\text{A.76})$$

Le coefficient  $b_1(q^2)$  est donc réel et  $d_1(q^2)$  est imaginaire pur.

Le courant peut donc s'écrire :

$$J_{EM,\mu}^{(p)} = F_1^{(\gamma,p)}(q^2) \gamma_\mu + i \frac{F_2^{(\gamma,p)}(q^2)}{2M} \sigma_{\mu\nu} q^\nu \quad (\text{A.77})$$

où  $F_1^{(\gamma,p)}(q^2)$  et  $F_2^{(\gamma,p)}(q^2)$  sont les facteurs de forme électromagnétiques de Pauli-Dirac du proton.





# Annexe B

## Les polarimètres à électrons

La polarisation longitudinale d'un faisceau d'électrons est définie par la relation :

$$\mathcal{P} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (\text{B.1})$$

où  $N_{\uparrow}$  (resp.  $N_{\downarrow}$ ) est le nombre d'électrons du faisceau dont le spin  $+\frac{\hbar}{2}$  (resp.  $-\frac{\hbar}{2}$ ) est aligné dans la direction  $z$  de propagation des particules.

Nous allons maintenant présenter deux méthodes de mesure de la polarisation d'un faisceau d'électrons.

### B.0.5 Polarimètre Mott

Largement utilisé dans différents domaines de physique (atomique, moléculaire, nucléaire, particules), le polarimètre de Mott est le plus ancien des polarimètres pour faisceaux d'électrons.

A la fin des années 20, N.F. Mott calcule la section efficace de diffusion d'électrons de haute énergie sur un noyau de charge élevée [111]. La validation expérimentale fut réalisée en 1942 par C.G. Schull *et al* [112]. D'après T.J. Gayet *al* [125], le premier appareil conçu pour la polarimétrie fut construit pour l'étude de polarisation par désintégration  $\beta$  à la suite de l'expérience de violation de parité (déjà) de Mme Wu en 1957 [6]. Ce type de polarimètre est largement utilisé pour les faisceaux de basses énergies (10 eV à quelques MeV). CEBAF utilise un polarimètre de Mott fonctionnant à 5 MeV et donc installé à l'injecteur. Nécessitant l'utilisation d'une cible, les mesures Mott ne peuvent donc être réalisées en même temps que les expériences en aval.

#### B.0.5.1 Principe

Dans le champ électrique  $\vec{E}_Z$  créé par le noyau, le déplacement de l'électron à la vitesse  $\vec{v}$  induit un champ magnétique  $\vec{B} = \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E}_Z$ . L'interaction entre ce champ magnétique et le moment magnétique de l'électron induit un couplage de type spin-orbite dans le potentiel

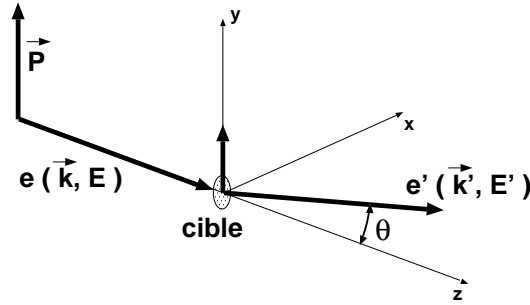


FIG. B.1 – Cinématique de diffusion Mott pour un faisceau incident polarisé transversalement.

d'interaction. Ceci se traduit par l'apparition d'un terme dépendant de l'orientation du spin des électrons incidents dans la section efficace de Mott.

La section efficace de Mott en fonction de la polarisation des électrons s'écrit [113]:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{d\sigma_0}{d\theta} \left[ 1 + S(\theta) \vec{P} \cdot \vec{n} \right] \quad \text{avec} \quad \frac{d\sigma_0}{d\theta} = \frac{4Z^2 r_0^2 E^2}{q^2} \left( 1 - \frac{q^2}{4E^2} \right) \quad (\text{B.2})$$

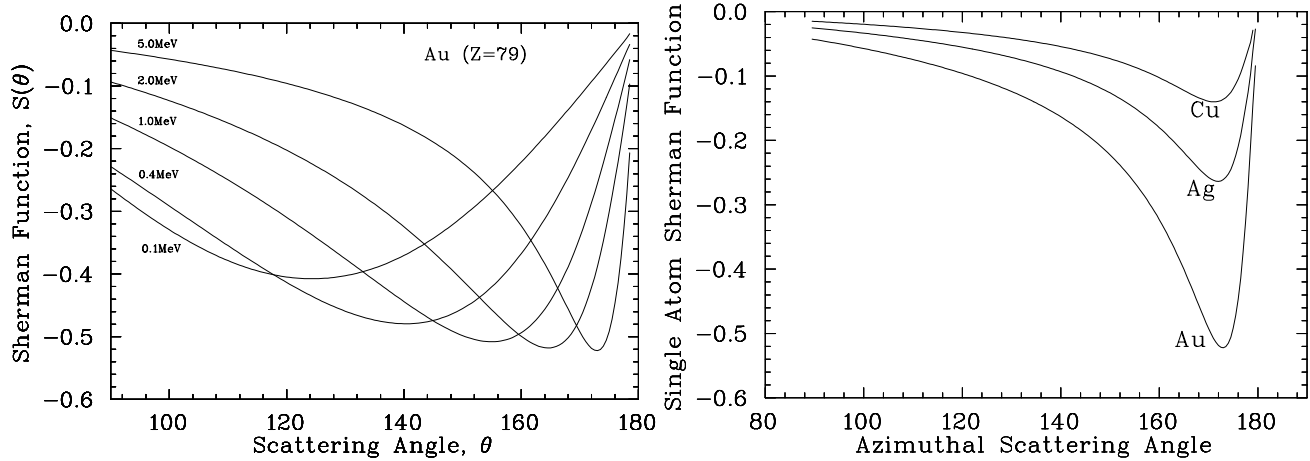
où

- $\vec{n}$  est le vecteur unitaire normal au plan défini par les impulsions incidente et diffusée de l'électron défini par  $\vec{n} = \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{|\vec{k} \times \vec{k}'|}$  (figure B.1)
- $E$  l'énergie des électrons incidents
- $r_0$  le rayon classique de l'électron
- $q$  est le transfert d'impulsion donné par  $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$
- $S(\theta)$  est le pouvoir d'analyse du polarimètre (fonction de Sherman).

On peut remarquer sur l'expression B.2 que seule la composante de la polarisation perpendiculaire au plan de diffusion génère une contribution à la section efficace polarisée. Par conséquent, en considérant un faisceau d'électrons de polarisation  $P$  purement transverse, si l'on détecte les électrons issus de diffusion Mott à deux angles symétriques par rapport à la direction incidente, l'asymétrie expérimentale  $\epsilon$  de ces nombres d'évènements vaut :

$$\epsilon = \frac{N_{+\theta} - N_{-\theta}}{N_{+\theta} + N_{-\theta}} = PS(\theta)$$

La fonction de Sherman détermine donc l'amplitude de l'asymétrie expérimentale, ou pouvoir d'analyse du polarimètre. Elle peut être calculée théoriquement (voir par exemple [114]) ou mesurée. La figure B.2 représente  $S(\theta)$  en fonction de l'angle de diffusion pour différentes énergies incidentes sur une cible d'or (a) et pour différents matériaux cibles (b). Il apparaît donc intéressant pour améliorer le pouvoir d'analyse d'augmenter l'énergie et la charge des noyaux cibles. On travaille généralement avec des cibles d'or ( $Z=79$ ).

(a)  $S(\theta)$  pour différentes énergies incidentes.(b)  $S(\theta)$  pour différents matériaux : cuivre ( $Z=29$ ), argent ( $Z=47$ ) et or ( $Z=79$ ).FIG. B.2 – *Fonction de Sherman en fonction de l'angle de diffusion  $S(\theta)$ .*

L'utilisation de la polarimétrie Mott est cependant limitée à des énergies de quelques MeV. En effet, même si le pouvoir d'analyse augmente, la section efficace chute lorsque l'énergie augmente. En outre, l'angle qui maximise la fonction de Sherman devient trop faible pour pouvoir séparer les électrons diffusés du faisceau incident. L'énergie maximale utilisée pour un polarimètre Mott sur un accélérateur est de 5 MeV à JLab.

### B.0.5.2 Le polarimètre Mott de JLab

Le polarimètre Mott de JLab est installé au niveau de l'injecteur alors que les électrons ont acquis une énergie de 5 MeV. La polarisation du faisceau est renversée transversalement à l'aide du filtre de Wien (cf 2.1.6). Les électrons interagissent avec une cible d'or d'épaisseur  $0.1 \mu\text{m}$  puis sont détectés à l'angle qui maximise la fonction de Sherman (figure B.2 a) :  $\theta \simeq 173^\circ$  ( $S(\theta) \sim -52\%$ ). Chaque détecteur est constitué d'un disque de scintillateur plastique (NE102 a) à absorption totale. Le signal déposé dans le scintillateur est alors lu par un photomultiplicateur. Le dispositif expérimental utilisé à JLab est schématisé en partie sur la figure B.3. En outre, il possède un ensemble de deux détecteurs identiques dans le plan  $xz$ . Ceci permet de mesurer les composantes de la polarisation dans les deux directions transverses.

Une cage de Faraday sert à stopper les électrons passant à travers la cible.

Le dispositif est équipé d'un ensemble de quatre cibles supplémentaires d'épaisseurs différentes ( $0.01$  à  $5 \mu\text{m}$ ) afin d'étudier les effets dus à cette épaisseur de cible. Une cible vide permet également d'évaluer la contribution due au support mécanique.

La cible peut être utilisée avec des courants jusqu'à plusieurs dizaines de  $\mu\text{A}$ . Cependant, l'intensité du courant est limitée à quelques  $\mu\text{A}$  en raison de problèmes de temps mort de l'électronique.

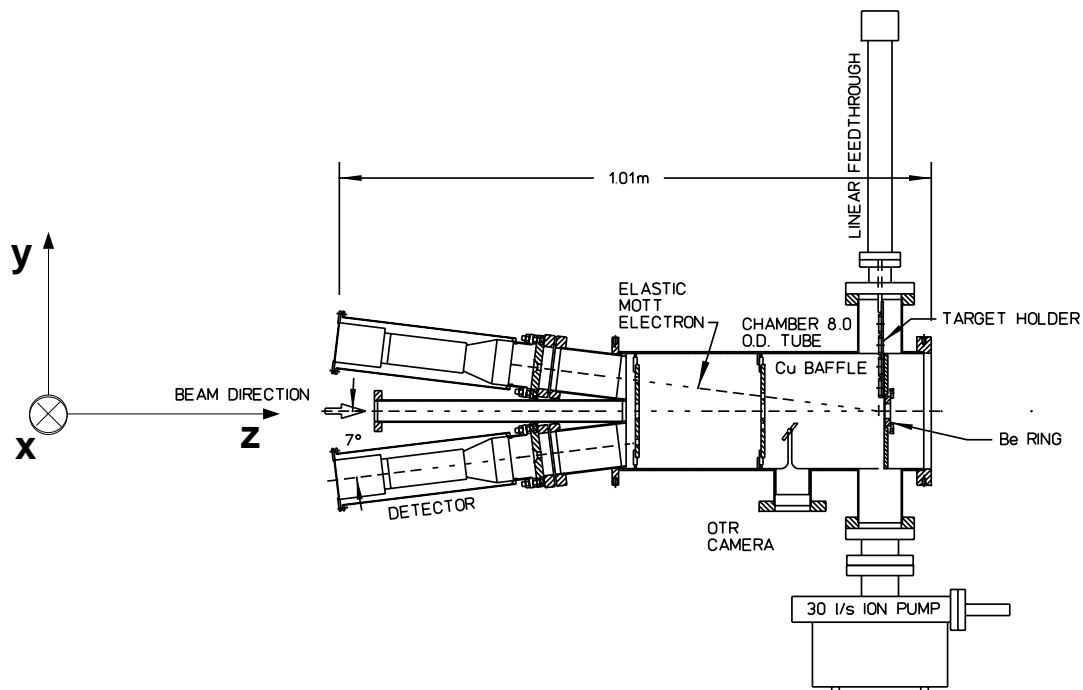


FIG. B.3 – Dispositif expérimental du polarimètre Mott de JLab.

### B.0.5.3 Erreurs liées à la mesure

Compte tenu de l'amplitude de la section efficace  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq 5.10^{-2}$  barn/sr à 5 MeV, la mesure Mott est rapide ; une précision statistique d'environ 1 % est obtenue en 10 minutes avec la cible de  $0.1 \mu\text{m}$ .

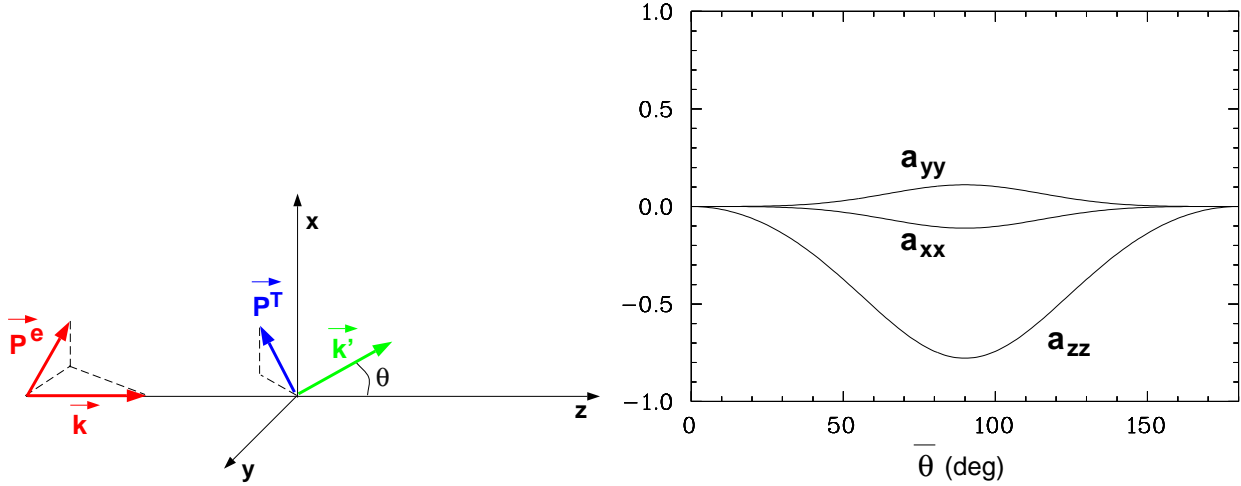
En revanche, la précision systématique demeure importante. La première source d'incertitude systématique est théorique : elle comprend d'une part l'erreur sur la détermination de la fonction de Sherman elle-même et d'autre part, les corrections dues à l'effet d'écrantage du noyau par le cortège électronique et à l'extension spatiale du noyau.

En outre, le formalisme utilisé jusqu'alors décrit la diffusion d'un électron sur un atome unique. En pratique, la diffusion du faisceau a lieu sur une cible physique, donc d'une épaisseur non nulle. Ceci donne donc lieu à des diffusions multiples ainsi qu'à des pertes d'énergie dans la cible. On caractérise ces effets en utilisant une fonction de Sherman effective  $S_{eff}(\theta)$  qui dépend du matériau ( $Z$ ) utilisé ainsi que de l'épaisseur de la cible.

Pendant la prise données HAPPEX, l'incertitude systématique sur la mesure du polarimètre Mott était de l'ordre de 5 %.

### B.0.6 Polarimètre Møller

La polarimétrie Møller est la plus utilisée pour mesurer la polarisation des faisceaux d'électrons dans une gamme d'énergie allant de la dizaine de MeV à la centaine de GeV [117] [126]



(a) Cinématique de la diffusion Møller d'un faisceau d'électrons d'impulsion  $\vec{k}$  et de polarisation  $\vec{P}_e$  sur une cible de polarisation  $\vec{P}_T$ .  $\vec{k}'$  représente l'impulsion des électrons diffusés à un angle  $\theta$ .

(b) Coefficients de la section efficace Møller, dans l'approximation ultra-relativiste, en fonction de l'angle de diffusion exprimé dans le centre de masse.

FIG. B.4 – *Cinématique et pouvoir d'analyse en polarimétrie Compton*

[127] [119].

Le premier polarimètre Møller destiné à la mesure d'un faisceau issu d'un accélérateur a été utilisé à SLAC pour la mesure de la polarisation longitudinale du faisceau produit par la source PEGGY [128].

Cette méthode est basée sur la diffusion des électrons du faisceau sur des électrons polarisés (diffusion Møller). Tout comme la polarimétrie Mott, la polarimétrie de type Møller est une mesure destructive.

### B.0.6.1 Principe

Les paramètres de la réaction considérée sont illustrés sur la figure B.4(a). Les variables cinématiques  $c$  exprimées dans le référentiel du centre de masse sont notées  $\bar{c}$ .

La section efficace de la diffusion Møller d'un faisceau d'électrons de polarisation  $\vec{P}_e$  sur une cible de polarisation  $\vec{P}_T$  s'écrit [117] [119]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \left[ 1 + \sum_{j,k=x,y,z} a_{jk} P_j^e P_k^T \right] \quad (\text{B.3})$$

où  $\sigma_0$  est la section efficace non-polarisée,  $P_j^e$  et  $P_k^T$  sont respectivement les trois composantes des vecteurs polarisations du faisceau et de la cible et  $a_{jk}$  sont les pouvoirs d'analyse.

Dans la limite ultra-relativiste, la section efficace ainsi que les pouvoirs d'analyse sont indépendants de l'énergie incidente et dépendants de l'angle de diffusion dans le référentiel du

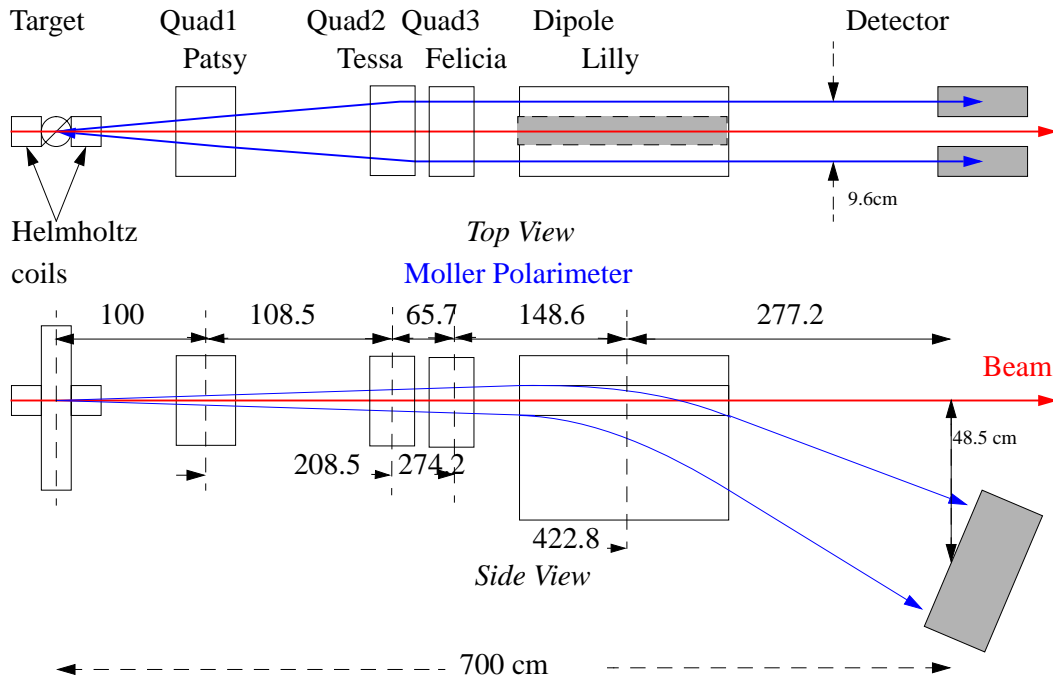


FIG. B.5 – Dispositif expérimental du polarimètre Møller du hall A : vue de dessus (haut) et vue de côté (bas).

centre de masse  $\bar{\theta}$ . Comme on peut le constater sur la figure B.4(b), les pouvoirs d'analyse seront maximum pour  $\bar{\theta} = \bar{\theta}_{sym} = 90^\circ$ . Dans ce cas,  $a_{zz} = -\frac{7}{9}$  et  $a_{yy} = -a_{xx} = \frac{1}{9}$ . Dans le référentiel du laboratoire, cet angle est défini par  $\theta_{sym} = \text{Arctan} \sqrt{\frac{2m}{E+m}}$  où  $E$  est l'énergie des électrons incidents.

Travailler dans les conditions qui maximisent le pouvoir d'analyse implique que les électrons soient diffusés à un angle très faible. Par exemple, pour une énergie de 3.355 GeV, l'angle du diffusion dans le laboratoire est de  $1^\circ$ .

### B.0.6.2 Le polarimètre Møller de JLab (Hall A)

A JLab, chacun des trois halls expérimentaux est équipé d'un polarimètre de type Møller. Nous présentons ici le polarimètre installé dans le hall A [129]. Il est constitué d'une cible magnétisée, d'éléments magnétiques et de détecteurs d'électrons.

La cible utilisée pour l'expérience HAPPEX est composée d'un alliage de Fe (49%) Co (49%) V (2%) appelé Supermendur. Cette feuille de  $6 \mu\text{m}$  d'épaisseur est polarisée à l'aide de deux bobines de Helmholtz produisant un champ de 300 G. L'épaisseur de la cible est un compromis entre la luminosité et les problèmes de diffusions coulombiennes multiples. L'utilisation d'un fort champ magnétique vise à obtenir la saturation magnétique de la feuille.

Les électrons diffusés traversent alors un spectromètre magnétique formé de trois quadru-

Source	Erreur (%)
Polarisation cible	2
Mesure de l'angle cible	0.5
Calcul de $a_{zz}$	0.3
Polarisation transverse	0.2
Bruit de fond	< 1
Temps mort	< 2
Autre	1
Total	3.2

TAB. B.1 – Erreurs systématiques liées à la mesure de la polarisation du faisceau par le polarimètre Møller lors de l'expérience HAPPEX (1999) [129].

pôles et d'un dipôle (figure B.5). Les quadrupôles définissent l'angle solide qui sera couvert par les détecteurs ( $75^\circ < \bar{\theta} < 105^\circ$  et  $-5^\circ < \bar{\phi} < 5^\circ$ ) tandis que le dipôle sépare les particules diffusées à un angle très faible du faisceau primaire [130].

Les électrons sont détectés dans des blocs de verre au Plomb ( $30\text{cm} \times 8\text{cm} \times 8\text{cm}$ ) couplés à des photo-multiplicateurs. Le polarimètre du hall A est équipé de deux bras de détection symétriques par rapport à l'axe du faisceau (figure B.5). Grâce à ce dispositif, les deux électrons issus de la diffusion Møller peuvent être détectés en coïncidence. Ceci permet de discriminer efficacement les événements Møller du bruit de fond (essentiellement de la diffusion Mott). Dans le cas d'un faisceau polarisé longitudinalement, l'asymétrie expérimentale  $A_{exp}$  de taux de comptage pour les deux états de polarisation  $N^\pm$  est reliée à la polarisation du faisceau selon :

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = a_{zz} P^T P^e \quad (\text{B.4})$$

### B.0.6.3 Erreurs liées à la mesure

L'utilisation d'une cible de métal permet d'obtenir une forte luminosité d'interaction. Par exemple, pour le polarimètre du hall A utilisant une cible de Supermendur ( $A=57.2$ ,  $Z=26.4$ ) de  $6 \mu\text{m}$  ( $\rho L = 4.7\text{mg}/\text{cm}^2$ ) pour une intensité  $I_e = 1 \mu\text{A}$ , la luminosité vaut :

$$\mathcal{L} = \frac{I_e}{e} Z(\rho L) \frac{\mathcal{N}_A}{A} \sim 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (\text{B.5})$$

La section efficace intégrée sur l'angle solide couvert par les détecteurs ( $\Delta\Omega = 90\text{msr}$ ) est de  $5.5 \mu\text{barn}$ . Ceci correspond à des taux de comptage proches de 60 kHz pour un courant de  $1 \mu\text{A}$ . Une mesure de la polarisation du faisceau d'électrons ( $P^e \sim 70\%$ ) s'obtient pour une

polarisation de la cible proche de la saturation ( $P^T \sim 8\%$ ), avec une précision statistique de 1% en une dizaine de minutes. En revanche, en raison de la quantité de chaleur déposée dans la cible et en absence de système cryogénique pour la refroidir, l'utilisation de la polarimétrie Møller est limitée à de faibles courants ( $I_e < 10\mu A$ ).

Les principales sources d'erreurs systématiques sont liées à la caractérisation de la cible : erreur sur la mesure de l'orientation mais surtout de la polarisation de la feuille (quelques %). La séparation des événements Møller du bruit de fond entraîne également une erreur qui peut atteindre quelques %. Des effets de temps mort de l'électronique peuvent fausser la mesure du fait de l'importance des taux de comptage. Le tableau B.1 dresse la liste des sources d'erreurs systématiques liées à la mesure du polarimètre Møller du hall A lors de l'expérience HAPPEX.

Afin de diminuer l'erreur systématique liée à la détermination de la polarisation de la cible, le groupe du hall C a choisi une technique originale. Leur cible, constituée de fer pur, est polarisée par un aimant supra-conducteur qui délivre un champ de 4 T. Pour le fer pur, la relation entre la magnétisation et la polarisation des électrons peut être déterminée par calcul avec une bonne précision ( $\sim 0.2\%$ ).



# Annexe C

## Temps de mesure avec la prise en compte du bruit de fond

Nous avons démontré que la détermination de la polarisation du faisceau d'électrons nécessite la mesure de la contribution du bruit de fond à notre système. Ceci implique qu'une partie de la prise de données soit dédiée exclusivement à cette étude.

Dans cette annexe, nous déterminons les temps de mesures nécessaires à l'obtention d'une mesure de polarisation avec une précision statistique donnée avec la cavité résonnante (signal et bruit de fond) et non-résonnante (bruit de fond). Nous nous attachons plus particulièrement à estimer l'effet de la mesure du bruit de fond sur notre temps de mesure.

Les nombres d'événements  $N^\pm$  pour chaque état de polarisation du faisceau sont donnés par :

$$N^\pm = N_s^\pm + N_b^\pm \quad (\text{C.1})$$

où  $N_s$  et  $N_b$  sont respectivement les nombres d'événements de signal (Compton) et de bruit.

L'erreur statistique sur les nombres d'événements Compton vaut donc :

$$\sigma(N_s^\pm) = \sqrt{\sigma^2(N^\pm) + \sigma^2(N_b^\pm)} \quad (\text{C.2})$$

avec une erreur sur les nombres d'événements détectées de  $\sigma(N^\pm) = \sqrt{N^\pm}$

Lorsque la cavité ne résonne pas, nous mesurons la contribution du bruit de fond  $N_b^{OFF}$  pendant un temps  $T_{OFF}$  :

$$N_b^{OFF} = \mathcal{L}_b \sigma_b T_{OFF}$$

Si l'on introduit le taux de bruit par unité de temps défini par  $B = \mathcal{L}_b \sigma_b$ , l'erreur statistique est simplement donnée par :

$$\sigma(B_{OFF}) = \frac{\sqrt{N_b^{OFF}}}{T_{OFF}}$$

Lorsque la cavité résonne, nous détectons la somme des événements issus de diffusion Compton et des événements de bruit pendant un temps  $T_{ON}$ . Nous devons donc obtenir le temps total  $T$  nécessaire à la détermination de l'asymétrie avec une précision donnée.

Si l'on suppose que le bruit a suffisamment peu varié entre les périodes de signal ( $ON$ ) et de bruit ( $OFF$ ) [146], soit  $B_{ON} = B_{OFF}$ , les nombres d'événements de bruit détectés en addition du signal sont donnés par

$$N_b^\pm = B_{OFF} T_{ON}^\pm$$

avec une erreur statistique de

$$\begin{aligned} \sigma(N_b^\pm) &= \sigma(B_{OFF}) T_{ON}^\pm \\ &= \frac{T_{ON}^\pm}{T_{OFF}} \sqrt{N_b^{OFF}} \end{aligned}$$

soit, en utilisant  $B = \frac{N_b^{OFF}}{T_{OFF}} = \frac{N_b^\pm}{T_{ON}^\pm}$ ,

$$\sigma(N_b^\pm) = \sqrt{N_b^\pm} \sqrt{\frac{T_{ON}^\pm}{T_{OFF}}}$$

En substituant cette expression dans l'équation C.2, on obtient

$$\sigma(N_s^\pm) = \sqrt{N_s^\pm} \sqrt{1 + \frac{N_b^\pm}{N_s^\pm} \left(1 + \frac{T_{ON}^\pm}{T_{OFF}}\right)}$$

Or, nous avons introduit avec l'équation C.3 le rapport Bruit/Signal défini par :

$$\frac{B}{S} = \frac{\mathcal{L}_B \sigma_B^0}{\mathcal{L}_S \sigma_S^0}$$

En effet, en supposant que les asymétries de signal et de bruit sont faibles, soit  $N_b^+ \simeq N_b^- \simeq \frac{N_b}{2}$  et  $N_s^+ \simeq N_s^- \simeq \frac{N_s}{2}$ , on peut écrire :

$$\begin{aligned}
\frac{N_b^+}{N_s^+} &\simeq \frac{N_b^-}{N_s^-} \\
&\simeq \frac{N_b}{N_s} \\
&\simeq \frac{\mathcal{L}_B \sigma_B^0 T_{ON}}{\mathcal{L}_S \sigma_S^0 T_{ON}} \\
&\simeq \frac{B}{S}
\end{aligned}$$

La précision statistique sur les nombres d'événements Compton devient :

$$\sigma(N_s^\pm) = \sqrt{N_s^\pm} \sqrt{1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}^\pm}{T_{OFF}}\right)} \quad (\text{C.3})$$

Si l'on suppose que les temps de mesure sont égaux pour les deux états de polarisation du faisceau, soit  $T_{ON}^+ = T_{ON}^- = \frac{T_{ON}}{2}$ , on obtient :

$$\sigma(N_s^\pm) = \sqrt{N_s^\pm} \sqrt{1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}}{2T_{OFF}}\right)} \quad (\text{C.4})$$

Nous pouvons alors exprimer l'erreur sur l'asymétrie expérimental :

$$\begin{aligned}
\sigma(A_{exp}) &= \frac{1}{N_s} \sqrt{N_s^+ \left(1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}}{2T_{OFF}}\right)\right) + N_s^- \left(1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}}{2T_{OFF}}\right)\right)} \\
&= \frac{1}{\sqrt{N_s}} \sqrt{1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}}{2T_{OFF}}\right)}
\end{aligned}$$

donc

$$\begin{aligned}
\frac{\sigma(A_{exp})}{A_{exp}} &= \frac{\sigma(P_e)}{P_e} \\
&= \frac{1}{N_s A_{exp}} \sqrt{1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}}{2T_{OFF}}\right)}
\end{aligned}$$

En introduisant le taux de signal par unité de temps  $S$ , nous pouvons écrire :

$$A_{exp}^2 \left(\frac{\sigma(P_e)}{P_e}\right)^2 = \frac{1}{S T_{ON}} \left(1 + \frac{B}{S} \left(1 + \frac{T_{ON}}{2T_{OFF}}\right)\right)$$

donc

$$T_{ON} = \frac{1}{A_{exp}^2 S \left( \frac{\sigma(P_e)}{P_e} \right)^2} \frac{1 + \frac{B}{S}}{\left[ 1 - \left( \frac{B}{S} \frac{1}{2T_{OFF}} \right) \frac{1}{A_{exp}^2 S \left( \frac{\sigma(P_e)}{P_e} \right)^2} \right]}$$

soit en substituant dans l'expression précédente la définition du temps de mesure  $T_0$  dans le cas d'un signal Compton pur :

$$T_{ON} = T_0 \frac{1 + \frac{B}{S}}{1 - \frac{B}{S} \frac{1}{2T_{OFF}}} \quad (C.5)$$

Nous pouvons enfin calculer le temps total  $T = T_{ON} + T_{OFF}$  qui minimise la durée de la prise de données. Introduisons  $\mathcal{T}$  défini comme :

$$\mathcal{T} = \frac{T_{ON}}{T_0} + \frac{T_{OFF}}{T_0} \quad (C.6)$$

alors,

$$\begin{aligned} \mathcal{T} &= \frac{1 + \frac{B}{S}}{1 - \frac{B}{S} \frac{1}{2T_{OFF}}} + \frac{T_{OFF}}{T_0} \\ &= \frac{1 + \frac{B}{2S} + \frac{T_{OFF}}{T_0}}{1 - \frac{B}{2S} \frac{1}{T_{OFF}}} \end{aligned} \quad (C.7)$$

Nous pouvons alors réécrire l'expression C.7 en définissant  $a = \frac{B}{2S}$  et  $\mathcal{U} = \frac{T_{OFF}}{T_0}$  :

$$\mathcal{T} = \frac{1 + a + \mathcal{U}}{1 - \frac{a}{\mathcal{U}}}$$

Pour obtenir le temps  $\mathcal{T}$  qui minimise la durée de la prise de données, nous devons différencier l'équation précédente, c'est-à-dire :

$$\frac{dT}{\mathcal{T}} = 0$$

soit,

$$\mathcal{U}^2 - 2a\mathcal{U} - a(a+1) = 0$$

La solution positive qui satisfait cette équation est :

$$\mathcal{U} = a + \sqrt{a(2a+1)}$$

Le temps optimal de mesure du bruit de fond, c'est-à-dire cavité décrochée, vaut donc :

$$\left(\frac{T_{OFF}}{T_0}\right)_{min} = \frac{B}{2S} + \sqrt{\frac{B}{2S} \left(\frac{B}{S} + 1\right)} \quad (C.8)$$

Le temps de mesure du signal est quant à lui optimal pour :

$$\begin{aligned} \left(\frac{T_{ON}}{T_0}\right)_{min} &= (\mathcal{T})_{min} - \left(\frac{T_{OFF}}{T_0}\right)_{min} \\ &= \frac{\mathcal{U}(1+2a)}{\mathcal{U}-a} \end{aligned} \quad (C.9)$$

donc,

$$\left(\frac{T_{ON}}{T_0}\right)_{min} = \sqrt{a(2a+1)} + 2a + 1 \quad (C.10)$$

soit

$$\left(\frac{T_{ON}}{T_0}\right)_{min} = \sqrt{\frac{B}{2S} \left(\frac{B}{S} + 1\right)} + \frac{B}{S} + 1 \quad (C.11)$$

En résumé, pour atteindre une précision statistique donnée, la durée de la prise de données minimale est définie par :

$$(T)_{min} = (T_{ON})_{min} + (T_{OFF})_{min} = T_0 \left[ 2\sqrt{\frac{B}{2S} \left(\frac{B}{S} + 1\right)} + \frac{3B}{2S} + 1 \right] \quad (C.12)$$

avec

$$T_0 = \frac{1}{\mathcal{L}_S \sigma_s A_{exp}^2 \left( \frac{\sigma(P_e)}{P_e} \right)^2} \quad (\text{C.13})$$

Il apparaît donc primordial pour réduire le temps de la mesure de minimiser le rapport Bruit/Signal.

# Annexe D

## Etudes du bruit de fond du polarimètre Compton

Les électrons du faisceau peuvent générer la création de photons par d'autres processus que l'effet Compton, notamment par ionisation ou émission de rayonnement électromagnétique. Aux énergies délivrées par CEBAF (quelques GeV), nous devons tenir compte de la perte d'énergie des électrons au niveau du polarimètre Compton par l'émission de radiations [142]. Le rayonnement synchrotron est dû au passage des électrons dans un champs magnétique et le Bremsstrahlung est un rayonnement de freinage du aux interaction entre les électrons et les particules présentes dans le vide résiduel du tube faisceau. Nous présentons ici brièvement ces deux phénomènes qui sont des sources de bruit de fond attendues pour notre mesure. Nous verrons qu'ils ne permettent pas d'expliquer les taux enregistrés par le calorimètre. Nous parlerons alors d'une nouvelle cause de bruit que nous avons mise en évidence à JLab.

### D.1 Le rayonnement synchrotron

Lorsque les électrons traversent les dipôles de la chicane magnétique, ils sont soumis à une accélération centripète (figure D.1 a). Ils vont alors perdre de l'énergie en émettant des photons. Le nombre de photons créés par unité de temps est donné par la relation :

$$\frac{dn_\gamma}{dt} = \frac{5r_0mc^2}{2\sqrt{3}} \frac{2\pi}{he} = \frac{P_0}{\langle \varepsilon \rangle e} \quad (\text{D.1})$$

où  $\langle \varepsilon \rangle$  représente l'énergie moyenne des photons définie par :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{4}{5\sqrt{3}} \frac{hc}{2\pi} \frac{\gamma^3}{R} \quad (\text{D.2})$$

et  $P_0$  est la puissance totale émise définie par :

$$P_0 = \frac{2r_0mc^2}{3} \frac{\beta^4\gamma^4}{R^2} \quad \text{avec} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \beta = \frac{v}{c} \quad (\text{D.3})$$

On définit l'ouverture angulaire du rayonnement synchrotron  $\psi$  dans le plan perpendiculaire au plan de l'orbite du faisceau par (cf. figure D.1) :

$$\psi \simeq \frac{1}{\gamma} \simeq \frac{mc^2}{E} \quad (\text{D.4})$$

Pour une énergie de 4 GeV, l'ouverture angulaire dans le plan perpendiculaire à l'orbite des électrons est de 130  $\mu\text{rad}$ . L'extension spatiale du calorimètre couvrant un angle d'environ 10 mrad, nous considérerons que le rayonnement synchrotron détecté sera l'intégrale pour toutes les valeurs de  $\psi$ .

Notons  $\Delta\theta$  l'angle dans le plan vertical (de l'orbite) couvert par le détecteur (figure D.1 b). Sur le polarimètre Compton, le détecteur de photons sera sensible au rayonnement émis par le faisceau d'électrons au passage des deuxième et troisième aimants.

Pour une énergie de 4 GeV, le taux d'événements de synchrotron attendu est de  $7.91 \cdot 10^{11}$  Hz/ $\mu\text{A}$  caractérisé par une énergie moyenne de 2.5 keV. Pour une énergie de 6 GeV, le taux attendu est de  $9.8 \cdot 10^{11}$  Hz/ $\mu\text{A}$ . Aussi avons-nous choisi d'utiliser un collimateur placé devant le détecteur afin de protéger le calorimètre d'un rayonnement aussi intense.

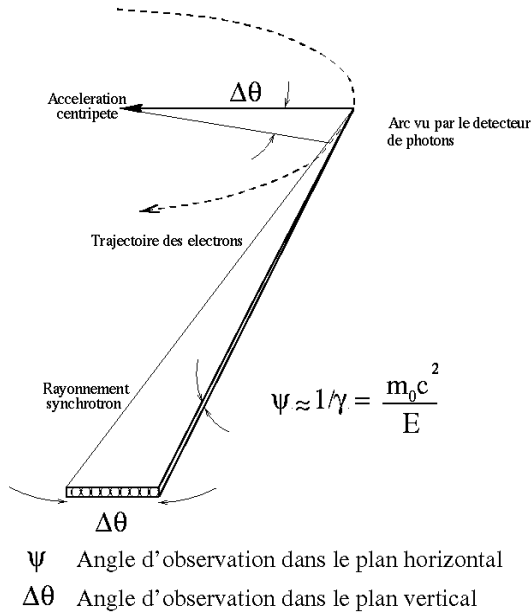
Les études de conception du polarimètre [132] ont montré qu'un collimateur de Plomb de 1cm permet de stopper la quasi-totalité des photons issus d'un rayonnement synchrotron. En effet, pour un faisceau de 4 GeV à 100  $\mu\text{A}$ , le taux attendu après un tel blindage est de 0.01 Hz pour des événements d'énergie moyenne de 0.11 MeV. Ceci correspond à une énergie moyenne déposée de  $0.11 \cdot 10^{-9}$  MeV pendant la durée de la porte d'acquisition de 100 ns. Cette contamination est donc négligeable devant le signal déposé par les photons Compton à 4 GeV dont l'énergie s'étale entre 0 et 265 MeV.

Cette épaisseur est suffisante sur le domaine d'énergie de faisceau acceptable par la chicane magnétique. En effet, pour une énergie de faisceau de 6 GeV à 100  $\mu\text{A}$ , l'énergie moyenne déposée par synchrotron après le blindage en 100 ns est de 0.1 MeV alors que les photons Compton sont compris entre 0 et 580 MeV.

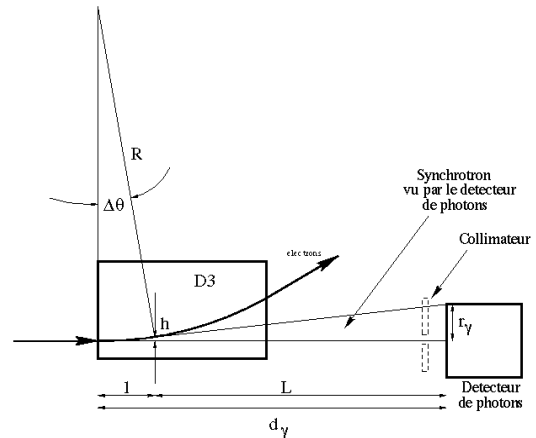
Ce collimateur est muni d'une ouverture circulaire d'un diamètre de 1cm que l'on équipe d'un disque de blindage. L'épaisseur de ce disque en Plomb est accordée en fonction de l'énergie du faisceau d'électrons. Pour un faisceau de 4 GeV à 100  $\mu\text{A}$ , 2.5 mm de Plomb permettent de réduire le taux de synchrotron à 520 kHz pour une énergie moyenne de 82 keV. Ceci signifie que dans une porte de 100 ns, 0.052 photon de 82 keV issu de synchrotron est susceptible d'être détecté dans le calorimètre. Ce dépôt d'énergie de 4 keV est bien négligeable devant le signal de Compton. L'expérience HAPPEX a utilisé une énergie de faisceau de 3.355 GeV, aussi avons-nous utilisé un disque de 2.5 mm devant le calorimètre.

En revanche, pour une énergie de 6 GeV et un courant de 100  $\mu\text{A}$ , un taux de synchrotron de 1.5 GHz subsiste avec un tel blindage. Ceci signifie que 153 photons seront détectés pendant la porte d'acquisition déposant une énergie totale de 25 MeV. Ce signal ne peut alors plus être





(a) Rayonnement synchrotron.



(b) Rayonnement synchrotron dû au dipôle D3 vu par le calorimètre.

négligé devant l'énergie des photons Compton (0-580 MeV). Il sera donc nécessaire d'augmenter l'épaisseur de ce blindage pour une utilisation du polarimètre à haute énergie.

## D.2 Le bremsstrahlung

Lorsque les électrons se déplacent depuis leur extraction à la source jusqu'à leur arrivée à la cible, ils évoluent dans un environnement sous vide. Cependant, ce vide n'est jamais total et il varie entre quelques  $10^{-7}$  et  $10^{-11}$  Torr entre la source et les halls. Aussi les électrons vont-ils interagir avec les particules présentes dans le vide résiduel. Du fait de leur faible masse, les électrons vont subir un processus de perte d'énergie : l'émission d'un rayonnement électromagnétique sous l'effet du champ électrique développé par le noyau des atomes du vide résiduel [140].

Lorsqu'un électron se déplace au voisinage d'un noyau, il subit une accélération due au champ créé par la charge électrique du noyau. Il émet alors un rayonnement se traduisant par une perte d'énergie. On appelle ce mécanisme le rayonnement de freinage, ou "Bremsstrahlung".

La perte par unité de longueur traversée dépend de la quantité de matière présente dans le

vide résiduel et de l'énergie  $E_0$  des électrons selon :

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{\mathcal{N}E_0Z^2}{m^2}$$

où  $\mathcal{N}$  représente le nombre d'atomes par unité de longueur et  $Z$  la charge du noyau.

Nous aurons donc intérêt, pour minimiser les pertes par Bremsstrahlung, à travailler sous un vide aussi poussé que possible.

Le rayonnement de freinage est généré sur toute la distance parcourue. Cependant du fait de la faible ouverture angulaire des photons émis, seuls les rayonnements émis dans la section située entre D2 et D3 seront détectés par le calorimètre. En effet, le cône d'ouverture des photons est caractérisé par l'énergie incidente des électrons selon :

$$\theta = \frac{1}{\gamma} = \frac{mc^2}{E_0}$$

Pour des électrons de l'ordre de 4 GeV, ceci correspond à un angle d'émission de  $\theta \sim 130\mu rad$  tout comme les photons Compton. Les photons issus de Bremsstrahlung seront donc totalement vus par le détecteur.

La figure D.1 représente la section efficace différentielle en fonction de l'énergie du photon émis par Bremsstrahlung pour des noyaux d'Hydrogène et de Carbone. Elle illustre le fait que, contrairement aux photons Compton, l'énergie des photons générés par le rayonnement de freinage d'un électron d'énergie  $E$  s'étend entre 0 et  $E$ . Un électron peut donc perdre totalement son énergie par rayonnement. Cependant cette figure montre également que les électrons sont préférentiellement émis à basse énergie. Il apparaît donc possible de réduire significativement le taux de bruit de fond détecté par le calorimètre en rejetant les événements d'énergie faible. La section efficace Compton variant peu à basse énergie, nous rejeterons plus de bruit que de signal en coupant les photons peu énergiques.

Des simulations effectuées en 1996 ont étudié l'effet d'un blindage de Plomb d'épaisseur variable placé devant le détecteur [132]. Le taux de Bremsstrahlung est calculé à partir de la section efficace du processus décrite par la complexe formule de Tsai [141]. Ces calculs sont basés sur une longueur de 2.5 m d'un vide de  $10^{-8}$  Torr formés d'atomes dont le  $Z$  moyen vaut 6. Plaçons-nous dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire pour une énergie d'électrons la plus élevée. Pour une énergie de 6 GeV, le taux attendu de Bremsstrahlung intégré entre 0.1 MeV et 6 GeV est de 7.3 Hz/ $\mu A$ . Si l'on se restreint au domaine d'énergie défini par les photons Compton (jusqu'à 580 MeV), le taux est alors de 6 Hz/ $\mu A$ .

Si l'on utilise maintenant un blindage de 2.5 mm de Plomb devant le calorimètre, le taux de Bremsstrahlung est de 4.4 Hz/ $\mu A$  intégré entre 0.1 et 580 MeV.

Ceci est faible devant le taux de signal Compton de  $\sim 2$  kHz/ $\mu A$  attendu dans les mêmes conditions.

Dans les conditions de l'expérience HAPPEX ( $E \sim 4$  GeV), et avec le vide tel que nous l'avons défini en 3.2.2, le taux de Bremsstrahlung attendu est de 3.8 Hz/ $\mu A$  sur le domaine d'énergie des photons Compton.

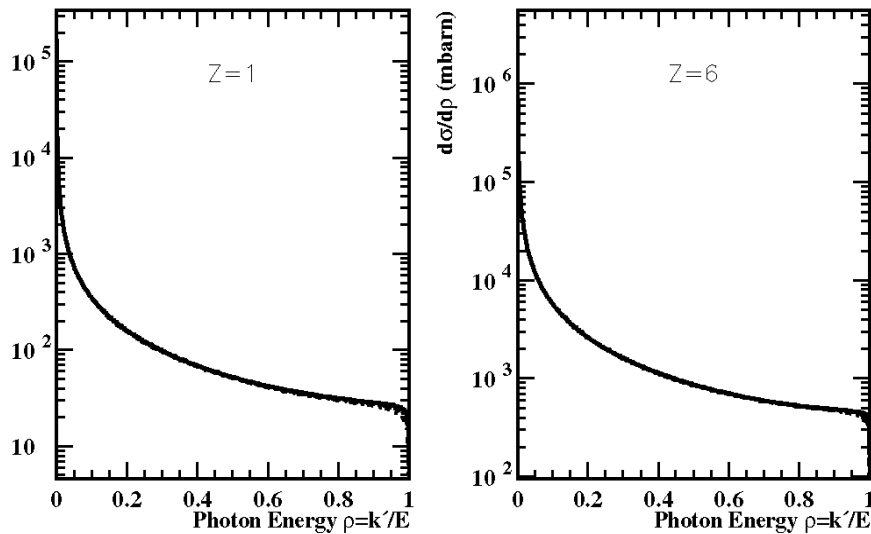


FIG. D.1 – *Section efficace de Bremsstrahlung en fonction de l'énergie du photon émis normalisée à l'énergie de l'électron émetteur pour des atomes d'Hydrogène et de Carbone.*

### D.3 Le halo du faisceau d'électrons

En tenant compte des rayonnements émis par le synchrotron et Bremsstrahlung, le taux de bruit de fond attendu dans le détecteur de photons est de l'ordre de quelques  $\text{Hz}/\mu\text{A}$ . Or nous avons enregistré des taux variant de quelques  $\text{kHz}/\mu\text{A}$  à quelques centaines de  $\text{kHz}/\mu\text{A}$ . En outre, ce bruit très instable pouvait fluctuer d'un facteur 100 en quelques minutes (figure D.2). Nous avons alors réalisé diverses études afin de déterminer la cause de ce bruit anormalement élevé. Nous ne détaillerons pas ici tous ces travaux, nous nous limiterons à la présentation des principaux tests qui ont permis de mettre en évidence la présence d'un halo autour du faisceau d'électrons de CEBAF.

Nous avons observé une forte corrélation entre le taux de bruit de fond et le réglage du faisceau d'électrons. La figure D.3 illustre la corrélation entre le taux de bruit et la position du faisceau d'électrons dans la chicane magnétique. Les courbes du haut décrivent la position horizontale (gauche) et verticale (droite) du faisceau d'électrons au cours de la prise de données. La courbe du bas représente les taux de comptage détectés en l'absence de faisceau de photons en fonction de la position horizontale.

La corrélation entre la position horizontale et les taux enregistrés est nette : un changement de 2mm de la position du faisceau induit une variation d'un facteur 3 des taux de comptage. Le diamètre du faisceau d'électrons a été estimé au niveau du polarimètre de l'ordre d'une centaine de microns par les experts faisceau de CEBAF. L'espace horizontal disponible pour le passage

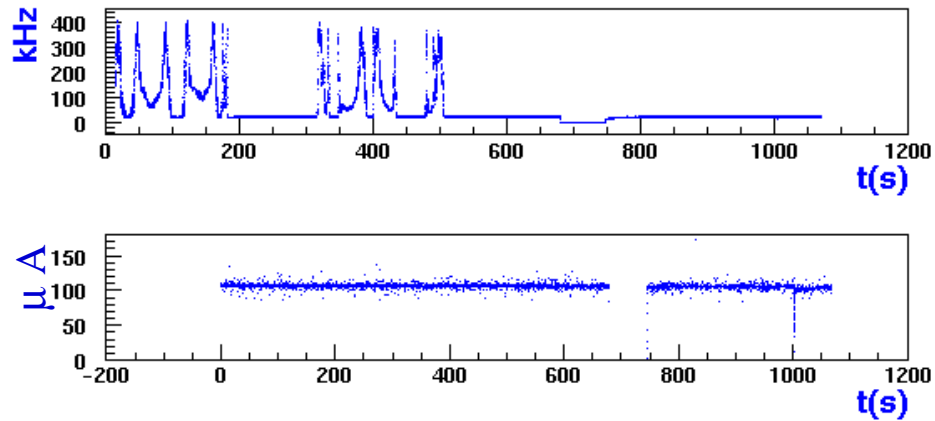


FIG. D.2 – Evolution temporelle du taux de bruit de fond mesuré par le détecteur de photons.

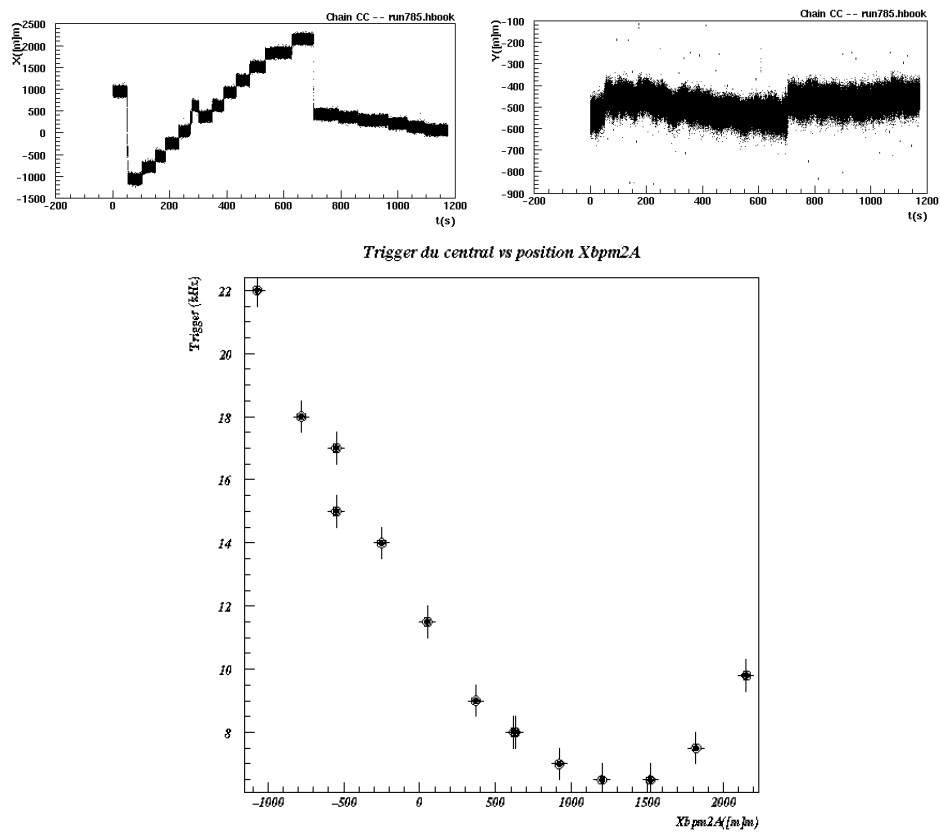


FIG. D.3 – Evolution de la position du faisceau d'électrons horizontale (gauche) et verticale (droite) du faisceau d'électrons dans la chicane; taux de bruit de fond détecté en fonction de la position horizontale du faisceau.

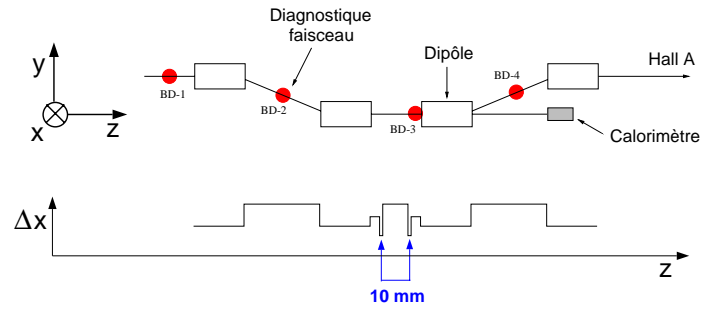


FIG. D.4 – Vue schématique de l'emplacement des scintillateurs servant au diagnostic du faisceau d'électrons le long du polarimètre; en regard, espace disponible pour le passage du faisceau dans le plan horizontal selon  $x$ .

du faisceau  $\Delta x$  varie selon la position longitudinale sur la ligne du polarimètre (figure D.4). La cavité optique et les pièces de renvoi du faisceau Laser se trouvent au centre de la chicane. A cet endroit, l'espace disponible pour le passage du faisceau est minimum: il vaut 10 mm. Le déplacement de 2 mm au niveau du polarimètre d'un faisceau de  $100 \mu\text{m}$  ne peut pas donc pas expliquer des variations du bruit telles que celles qui ont été mesurées.

Nous avons alors montré que le taux de bruit détecté était fonction de la qualité du vide résiduel reigning dans le tube faisceau en amont de la chicane magnétique [143]. La ligne faisceau du hall A est équipée de 11 pompes ioniques sur lesquelles nous avons pu agir. Nous avons progressivement coupé l'alimentation de ces pompes tout en contrôlant les taux de bruit dans le détecteur. Cette étude a été effectuée avec un faisceau de 4 GeV et pour une intensité de  $10 \mu\text{A}$ . La figure D.5 illustre l'augmentation du taux lorsque la pression dans le tube en amont de la chicane s'élève. Cet effet est plus marqué lorsque les pompes les plus proches du polarimètre (14 et 16) sont arrêtées, le taux de bruit varie alors d'un facteur 4. Un comportement similaire a été observé dans les scintillateurs servant de diagnostic du faisceau installés le long du polarimètre (figure D.4). Les taux détectés par le premier ensemble de scintillateurs situé à l'entrée de la chicane accusent également cette variation (figure D.6): le bruit est donc généré en amont de la chicane magnétique. La figure D.7 montre une augmentation du bruit d'un facteur 10 enregistrée par les scintillateurs en entrée du troisième dipôle.

Durant la dernière partie de cette prise de données (environ 30 minutes), nous avons pu enregistrer la pression déterminée par les pompes de la ligne. La figure D.8 exhibe une forte corrélation entre le taux de bruit et la pression déterminée par la pompe 12 située environ 40 m en amont de la chicane après que les dernières pompes (14 et 16) aient été arrêtées.

L'élévation de la pression dans le tube faisceau correspond à une augmentation de la population des atomes présents dans le vide résiduel. La probabilité que les électrons interagissent avec ces atomes est donc plus importante. Si un électron du faisceau interagit par diffusion Coulombienne avec un noyau de charge  $Z$ , il sera dévié à un angle  $\theta$  selon la loi [144]:

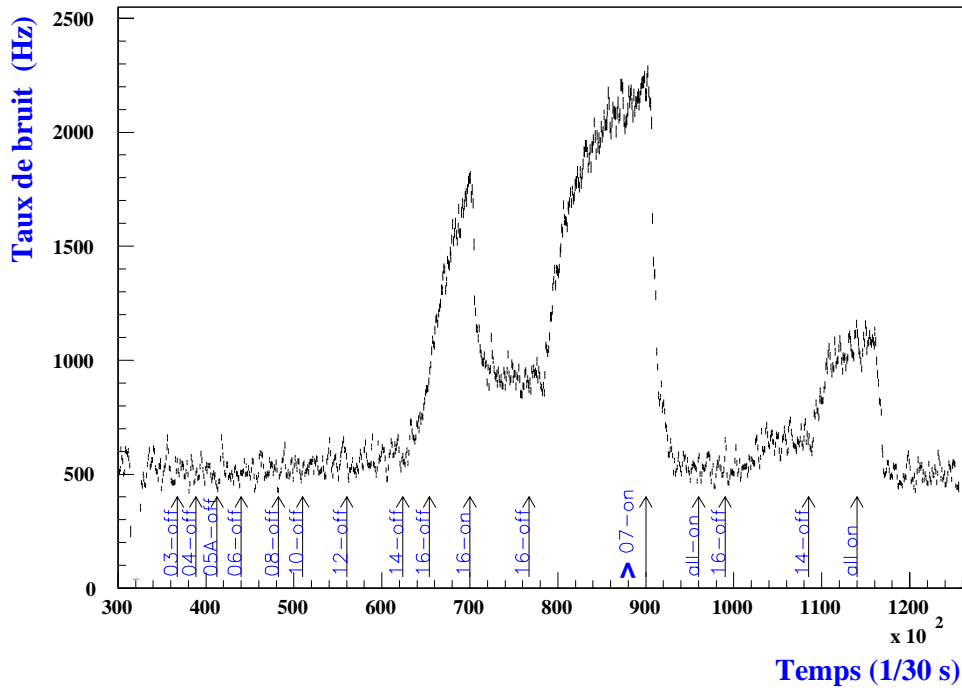


FIG. D.5 – *Taux de comptage enregistrés par le calorimètre lorsque les pompes ioniques sont coupées (ou réalimentées) sur la ligne faisceau du hall A.*

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4r_0^2 Z^2}{\gamma^2 \theta^2}$$

où  $r_0$  est le rayon classique de l'électron,  $\gamma$  le facteur relativiste.

Si l'on considère un faisceau de type gaussien dans la direction transverse à son déplacement, les électrons ayant interagi génèreront une extension spatiale plus importante que le faisceau primaire. La figure D.9 illustre ce principe en montrant la répartition transverse naturelle du faisceau à laquelle s'ajoute la distribution plus épaisse des électrons ayant diffusé (halo).

Nous avons vu qu'au centre de la chicane, le faisceau d'électrons transite à environ 5 mm des pièces mécaniques dans le plan horizontal. Un élargissement de la distribution spatiale transverse peut donc entraîner l'interaction d'une partie du faisceau avec les pièces les plus proches et ainsi une création d'un taux de bruit supplémentaire.

Enfin, une contamination du faisceau destiné au hall A a été observée dans le hall B de JLab [145]. En effet, lors d'un run de calibration de l'étiqueteur de CLAS réalisé à basse intensité (100 pA), les physiciens du hall B ont mis en évidence que des électrons atteignent le hall B 670 ps avant les électrons du faisceau nominal (figure D.10). Ces électrons sont synchronisés sur les paquets destinés au hall A. Ils sont donc mal aiguillés au niveau du séparateur radio-fréquence qui doit diriger chacun des paquets d'électrons vers le hall pour lequel il est destiné

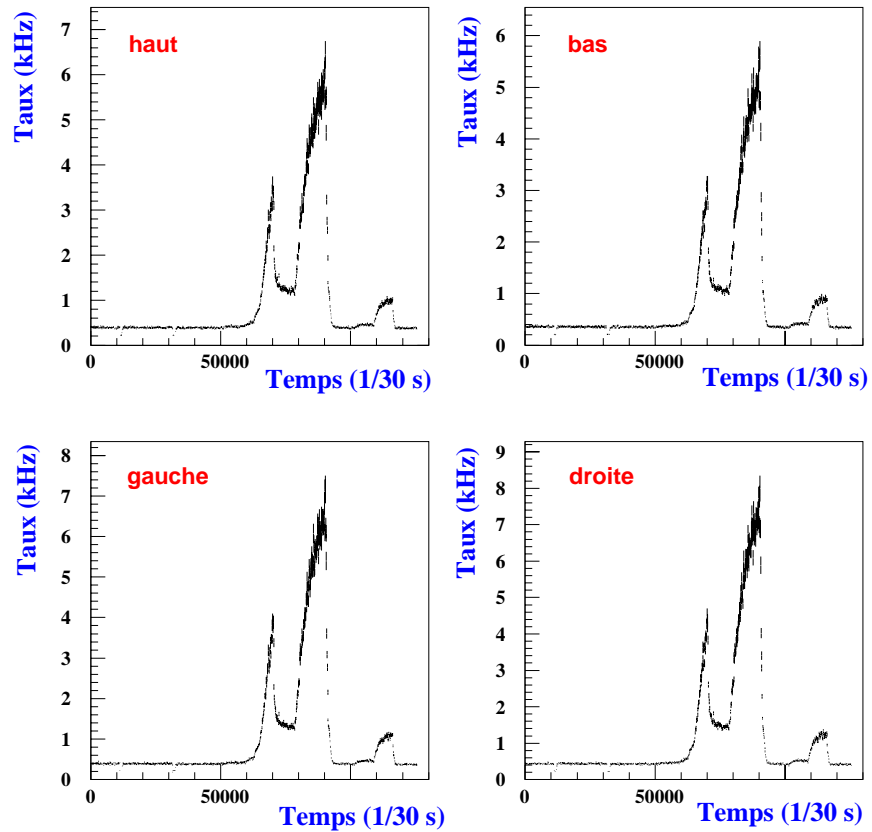


FIG. D.6 – Taux de comptage enregistrés par le premier ensemble de scintillateurs de diagnostic faisceau (en entrée de D1) lorsque les pompes ioniques sont coupées (ou réalimentées) sur la ligne faisceau du hall A.

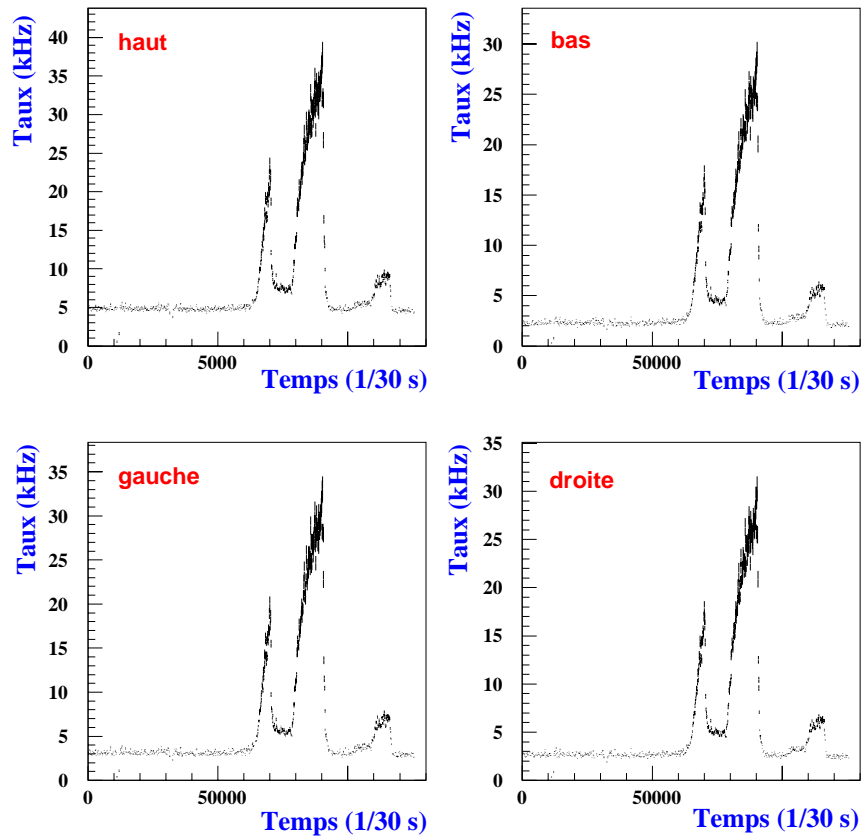


FIG. D.7 – Taux de comptage enregistrés par le troisième ensemble de scintillateurs de diagnostique faisceau (en entrée de  $D3$ ) lorsque les pompes ioniques sont coupées (ou réalimentées) sur la ligne faisceau du hall A.



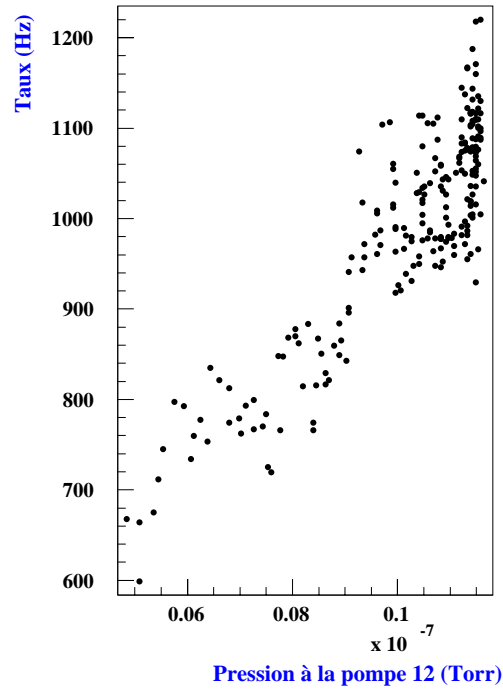


FIG. D.8 – Taux de bruit en fonction de la pression déterminée au niveau de la pompe 12 lorsque les pompes les plus proches du polarimètre (14 et 16) sont coupées.

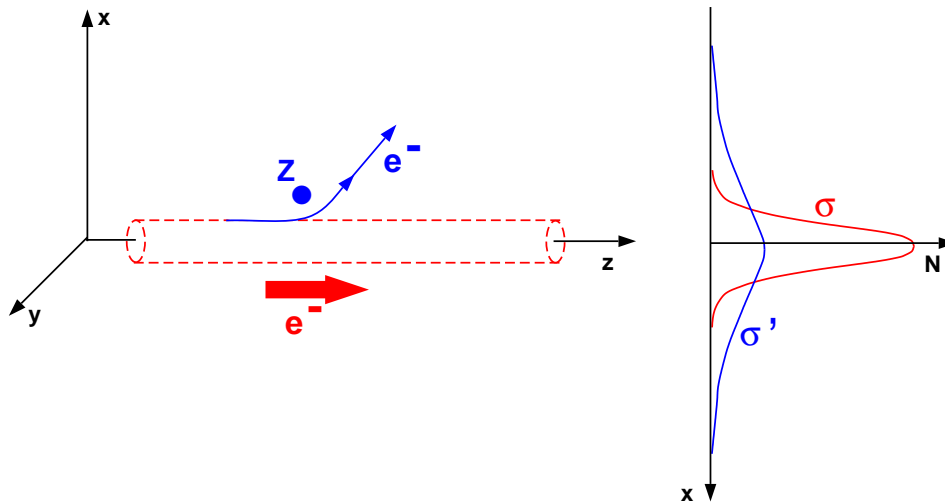


FIG. D.9 – Illustration de la génération d'un halo au faisceau d'électrons par diffusion Coulombienne sur les noyaux du vide résiduel.

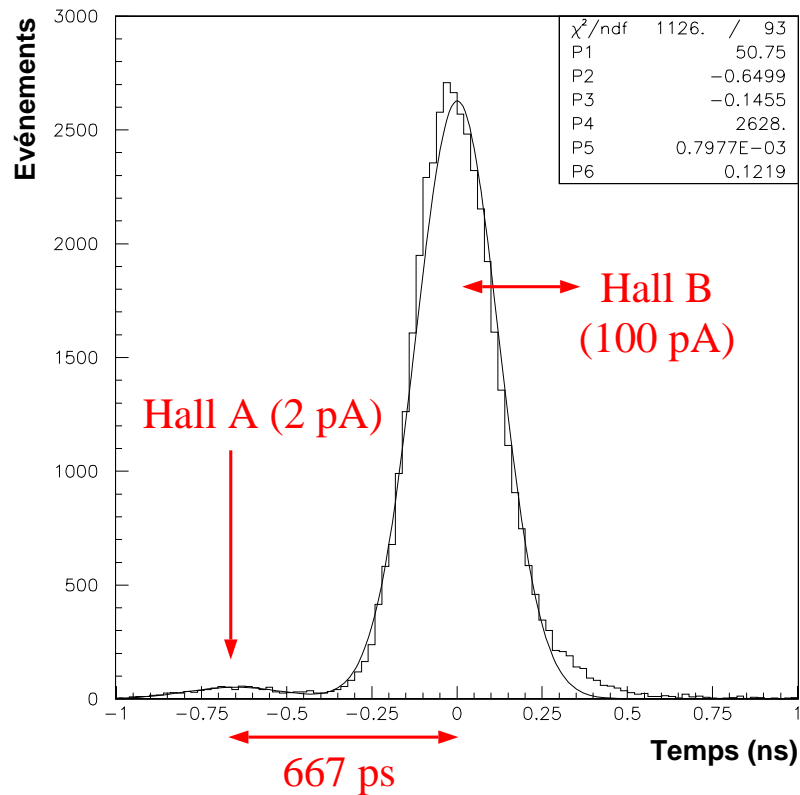


FIG. D.10 – *Distribution temporelle des électrons atteignant le Hall B.*

(voir chapitre 2). Sur la figure D.10, la contamination des électrons du hall A réglé à  $100 \mu\text{A}$  représente environ 2 % de la statistique mesurée dans le hall B à  $100 \mu\text{A}$ .

Ceci peut s'expliquer par une large extension spatiale du faisceau du hall A. En effet, une population d'électrons  $10^8$  fois plus faible que le faisceau primaire ( $100 \mu\text{A}$ ) située à 1 cm de la trajectoire nominale du faisceau sera aiguillée dans le hall B pour y générer 1 pA de courant, soit 1% de l'intensité utilisée pour les runs de calibration.

Le faisceau d'électrons possède donc une extension spatiale bien plus importante que les dimensions attendues ( $\sim 100 \mu\text{m}$ ). Même si les électrons présents à plusieurs millimètres de la trajectoire nominale sont très peu nombreux, ils peuvent interagir avec les supports des miroirs situés à 5 mm du faisceau principal et générer un taux de rayonnement important dans le calorimètre.

Afin de valider cette hypothèse, nous avons cherché à faire varier l'extension spatiale horizontale du faisceau. Pour cela, nous avons utilisé un quadrupôle situé en amont de la chicane magnétique. Nous avons modifié le réglage de cet aimant pour augmenter la focalisation dans le plan horizontal du faisceau. Le résultat a confirmé de manière flagrante l'existence d'un halo du faisceau puisqu'une variation de 30 % du champ a entraîné une diminution brutale des taux d'un facteur supérieur à 1000 (figure D.11, région A). En défocalisant le faisceau dans le plan

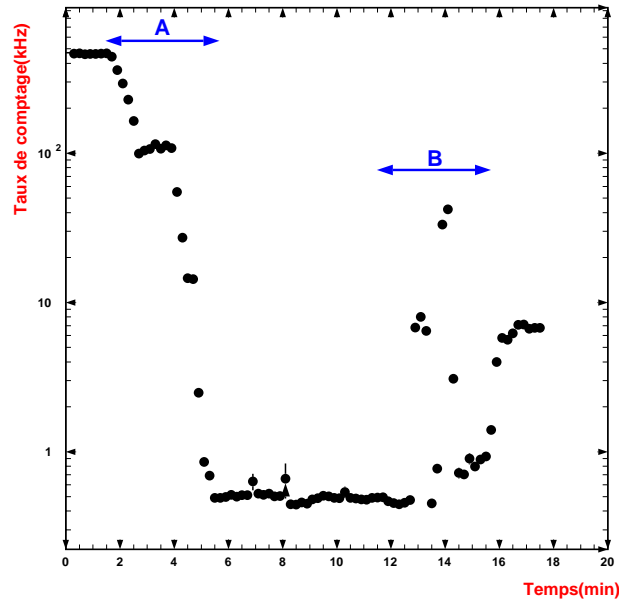


FIG. D.11 – Evolution des taux de comptage en fonction du temps. La focalisation du faisceau à l'entrée de la chicane magnétique est modifiée au cours du run en jouant sur l'alimentation du quadropole situé avant le premier dipôle.

horizontal (région B), les taux de comptage augmentent à nouveau.

Nous avons alors optimisé le réglage de ce quadropole afin de minimiser le taux de bruit de fond détecté. Cependant l'optimisation du bruit de fond sur le polarimètre reste une opération délicate puisqu'il n'est pas fonction uniquement de la focalisation du faisceau en entrée de la chicane. Le halo étant généré en amont de notre instrument, nous serons également sensible au réglage sur la ligne faisceau avant l'arrivée dans le hall A. Dans certaines configurations de la machine, il pourra s'avérer nécessaire d'optimiser le transport du faisceau sur la ligne amont en plus du réglage du dernier quadropole.

Le halo du faisceau demeure la source dominante de bruit de notre système. Les taux de bruit mesurés pendant l'expérience HAPPEX varient entre 0.07 et 0.6 kHz/ $\mu$ A selon le réglage de l'accélérateur.



# Annexe E

## Représentation de l'onde intracavité et mesure des pertes de polarisation circulaire des photons intracavité

### E.1 Généralités

Nous considérons tout d'abord que l'air et le vide dans lesquels l'onde électromagnétique (le laser) se propage sont des milieux isotropes c'est à dire que l'indice de réfraction vu par l'onde ne dépend pas de son axe de propagation. Toute onde électromagnétique est caractérisée en tout point de l'espace et à tout moment par un champ électromagnétique. L'évolution temporelle de ce champ caractérise l'état de polarisation de l'onde (ce qui nous intéresse ici). En optique, pour caractériser ce champs électromagnétique, on utilise le vecteur induction électrique qui dans un milieu isotrope n'est rien d'autre que le champ électrique multiplié par la permittivité électrique du milieu. Par conséquent, nous mènerons toute la discussion en se référant uniquement au vecteur champs électrique  $\vec{\mathcal{E}}$ .

Pour une onde plane monochromatique (laser) de fréquence angulaire  $\omega$  se propageant avec un vecteur d'onde  $k$  suivant la direction  $Oz$  ( $\vec{k} = k\vec{u}_z$ ), le champ électrique est défini par :

$$\vec{\mathcal{E}}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y)e^{-i(\omega t - kz)} \quad (\text{E.1})$$

$\vec{E}(x, y)$  est un vecteur complexe situé dans le plan de l'onde qui caractérise l'état de polarisation et dont l'expression dans le repère  $Oxy$  de référence (le laboratoire par exemple) de vecteurs unitaires  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$  est :

$$\vec{E}(x, y) = E_x e^{i\delta_x} \vec{x} + E_y e^{i\delta_y} \vec{y}, \quad (\text{E.2})$$

où  $E_{x,y}$  sont les amplitudes réelles et  $\delta_{x,y}$  les phases des composantes du vecteur. Dans le plan de l'onde, les composantes réelles du champ électrique s'écrivent :

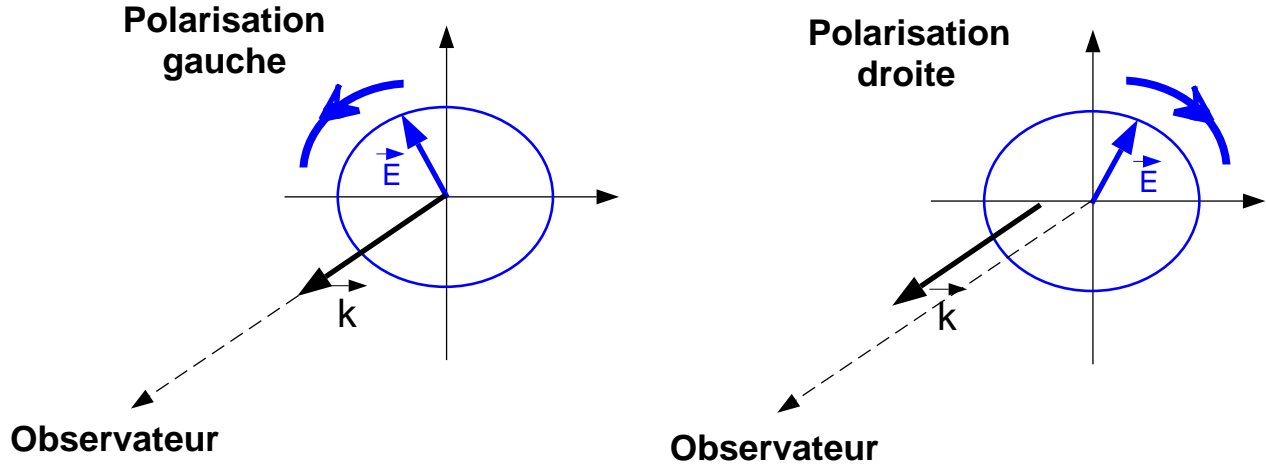


FIG. E.1 – Convention de notation : l'observateur voit tourner le faisceau vers la gauche (droite) lorsque la polarisation est gauche (droite).

$$\vec{\mathcal{E}} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_x \\ \mathcal{E}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_x \cos(\omega t - kz - \delta x) \\ E_y \cos(\omega t - kz - \delta y) \end{pmatrix}. \quad (\text{E.3})$$

Au cours du temps, à  $z$  fixé, la pointe du vecteur  $\vec{\mathcal{E}}$  décrit dans le plan d'onde une ellipse. Par conséquent, l'état de polarisation le plus général d'une onde plane monochromatique dans un milieu homogène est un état de polarisation elliptique. L'équation de cette ellipse peut être déterminée au point  $z = 0$  en résolvant le système précédent de 2 équations pour lequel on définit le déphasage entre les deux composantes  $\delta = \delta x - \delta y$  et on élimine le terme  $\cos(\omega t - \delta x)$ . On obtient :

$$\frac{\mathcal{E}_x^2}{E_x^2} + \frac{\mathcal{E}_y^2}{E_y^2} - 2 \frac{\mathcal{E}_x \mathcal{E}_y}{E_x E_y} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (\text{E.4})$$

Pour les valeurs de déphasage  $\delta = 0$  ou  $\delta = \pi$ , l'ellipse se restreint à un segment de droite et la polarisation est alors dite linéaire. Pour les valeurs de déphasage  $\delta = \pm\pi/2$ , l'ellipse devient un cercle et la polarisation est alors dite circulaire. Par convention, si  $0 < \delta < \pi$ , l'onde est dite circulaire gauche et si  $-\pi < \delta < 0$ , l'onde est dite circulaire droite. En d'autres termes, la polarisation est gauche (droite) si un observateur voit le vecteur champ électrique tourner vers la gauche (droite) lorsque le faisceau se dirige vers lui (figure E.1).

En règle générale, les axes de cette ellipse ne sont pas ceux du référentiel du laboratoire mais forment un angle  $\alpha$  entre eux (figure E.2). Il faut donc appliquer un changement de repère sur l'équation précédente de l'ellipse tel que :

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X' \cos \alpha - Y' \sin \alpha \\ X' \sin \alpha + Y' \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (\text{E.5})$$

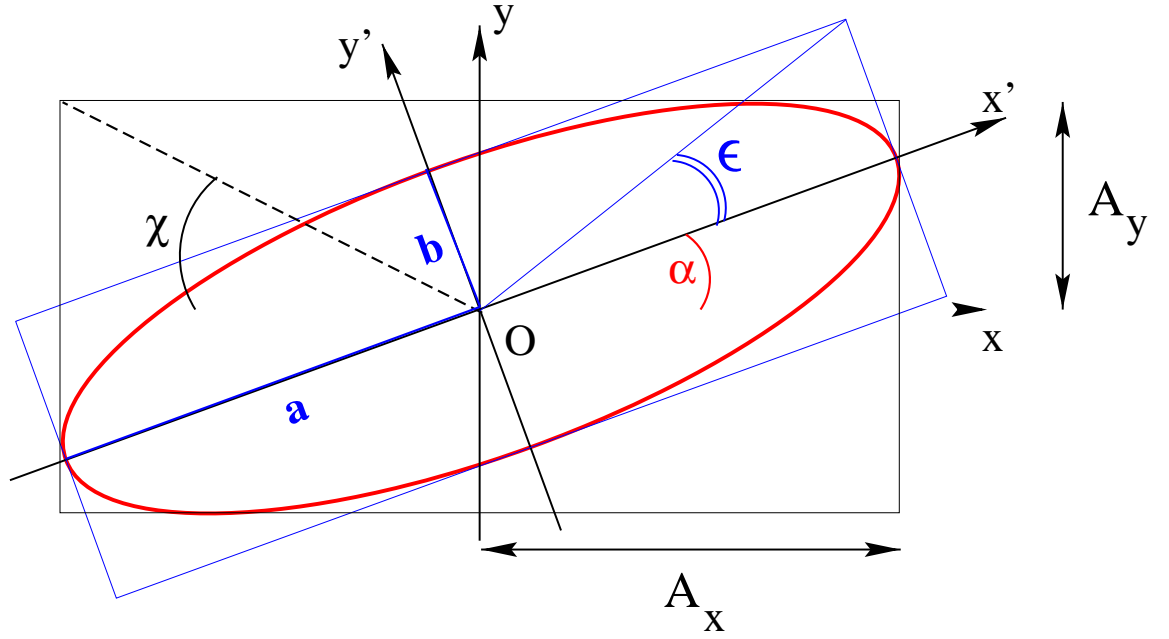


FIG. E.2 – Caractérisation d'un état de polarisation elliptique.

Dans le référentiel des axes de l'ellipse, en effectuant le changement de variables précédent, on doit obtenir l'équation connue d'une ellipse qui prend la forme :

$$\frac{X'^2}{a^2} + \frac{Y'^2}{b^2} = 1 \quad (\text{E.6})$$

avec :

$$a^2 = E_x^2 \cos^2 \alpha + E_y^2 \sin^2 \alpha + 2E_x E_y \cos \alpha \sin \alpha \cos \delta \quad (\text{E.7})$$

$$b^2 = E_x^2 \cos^2 \alpha + E_y^2 \sin^2 \alpha - 2E_x E_y \cos \alpha \sin \alpha \cos \delta \quad (\text{E.8})$$

$$ab = \pm E_x E_y \sin \delta \quad (\text{E.9})$$

où  $a$  et  $b$  sont respectivement les demi grand-axe et demi petit-axe de l'ellipse. Son ellipticité  $\epsilon$  est donnée par  $\epsilon = \tan \frac{b}{a}$ . On détermine aussi son orientation dans le référentiel du laboratoire en annulant le terme croisé en  $X'Y'$  de l'équation E.6 pour obtenir :

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_x E_y}{E_x^2 - E_y^2} \cos \delta. \quad (\text{E.10})$$

Dans l'absolu, nous devrions mesurer la polarisation du faisceau de photons au point d'interaction. Malheureusement, si l'on introduit un instrument de mesure au milieu de la cavité

celle-ci ne résonnera plus. Par conséquent, nous devons mesurer la polarisation du faisceau de photons à l'extérieur de la cavité et par l'intermédiaire d'une fonction de transfert précédemment calibrée, calculer la polarisation des photons au point d'interaction. Ceci suppose donc que nous soyons capable de représenter l'état de polarisation d'une onde optique en un point donné et d'être capable de le transporter en un autre point après le passage d'un certain nombre d'éléments optiques pour la calculer. Ceci nous oblige donc à définir deux représentations mathématiques de l'onde électromagnétique.

### E.1.1 Représentation de Jones

Nous avons traité jusqu'à présent le champ électrique de l'onde comme un vecteur possédant deux composantes sur les axes du référentiel du laboratoire. Cette décomposition trouve immédiatement sa place dans un formalisme matriciel où le champ électrique sera maintenant représenté sous la forme d'un vecteur colonne à deux lignes. C'est la représentation de Jones. Elle devient un outil très puissant lorsque l'on doit modéliser le transport d'un état de polarisation au travers d'éléments optiques caractérisés par un opérateur linéaire de transmission. La propagation de l'état de polarisation se traduit alors par l'action de cet opérateur, qui a une représentation matricielle dans le référentiel du laboratoire, sur le vecteur de Jones de l'onde incidente. On trouvera donc directement une application de cette représentation pour modéliser la fonction de transfert entre le dispositif de mesure de la polarisation à l'extérieur de la cavité et le point d'interaction Compton.

Dans la représentation de Jones, l'état de polarisation est donné par :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x e^{i\delta x} \\ E_y e^{i\delta y} \end{pmatrix} \quad (\text{E.11})$$

On peut remarquer que la multiplication de ce vecteur par une constante complexe quelconque ne modifie pas l'état de la polarisation. Nous utiliserons donc par la suite, des vecteurs de Jones normés que l'on notera  $\hat{E}$ . Le tableau E.1 regroupe les vecteurs de Jones normés dans le référentiel du laboratoire décrivant les principaux  tats de polarisation de la lumière.

Il est aisé dans cette représentation de remarquer qu'un état de polarisation elliptique peut s'exprimer comme la superposition de 2 ondes polarisées circulairement droite et gauche :

$$\hat{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ (\cos \chi - i \sin \chi e^{i\delta}) \hat{G} + (\cos \chi + i \sin \chi e^{i\delta}) \hat{D} \right]. \quad (\text{E.12})$$

$$\text{où} \quad \tan \chi = \frac{A_y}{A_x} \quad (\text{E.13})$$

Dans le cas d'une onde plane uniforme, la puissance transportée par l'onde électromagnétique est proportionnelle à l'intensité I définie par le carré du module du champ électrique. Nous obtenons donc pour les intensités des composantes circulaires droite et gauche les expressions suivantes :



Etat de polarisation	Représentation de Jones	Déphasage et amplitudes
Linéaire selon $Ox$	$\hat{X} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\delta = 0, \pi$
Linéaire selon $Oy$	$\hat{Y} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\delta = 0, \pi$
Linéaire selon angle $\theta / Ox$	$\hat{\Theta} = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix}$	$\delta = 0, \pi$
Elliptique	$\hat{E} = \begin{pmatrix} \cos \chi \\ \sin \chi e^{i\delta} \end{pmatrix}$	$\delta \neq 0, \pi, \pm\pi/2$
Circulaire gauche	$\hat{G} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix}$	$\delta = \pi/2 \quad E_x = E_y$
Circulaire droite	$\hat{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\delta = -\pi/2 \quad E_x = E_y$

TAB. E.1 – Principaux états de polarisation en représentation de Jones dans le référentiel du laboratoire

$$I_G = \frac{1}{2} + \cos \chi \sin \chi \sin \delta \quad (\text{E.14})$$

$$I_D = \frac{1}{2} - \cos \chi \sin \chi \sin \delta \quad (\text{E.15})$$

$$(\text{E.16})$$

L'intensité sur les composantes droite et gauche est donc maximale lorsque le déphasage est nul ( $\delta = 0$ ). Autrement dit, si la polarisation des photons n'est pas exactement circulaire droite (gauche) au point d'interaction Compton ( $P_\gamma = 100\%$ ), une petite contribution de la composante circulaire gauche (droite) sera présente. Dans ce cas, nous aurons une dilution de l'asymétrie expérimentale entraînant un temps de mesure de la polarisation du faisceau d'électrons plus long.

### E.1.2 Représentation de Stokes

La représentation de Jones caractérise l'état de polarisation par des nombres complexes se référant aux amplitudes des composantes du champ électrique. Or, expérimentalement, la seule observable dont nous disposons est l'intensité de l'onde qui est une grandeur réelle. Si nous voulons mesurer l'état de polarisation d'une onde incidente, comme c'est le cas dans le dispositif de mesure de la polarisation en sortie de cavité, nous devons manipuler des grandeurs réelles. C'est le rôle de la représentation de Poincaré avec les paramètres de Stokes que nous dénommerons dans la suite représentation de Stokes.

Contrairement à la représentation de Jones qui utilise les amplitudes complexes du champ, la représentation de Stokes fait appel aux grandeurs mesurables expérimentalement pour caractériser la polarisation de l'onde : les intensités.

Les quatre paramètres de Stokes  $P_i$  associé à un état de polarisation le plus général possible dont le vecteur de Jones serait donné par l'équation E.11 sont définis par :

$$P_0 = E_x^2 + E_y^2 \quad (\text{E.17})$$

$$P_1 = E_x^2 - E_y^2 \quad (\text{E.18})$$

$$P_2 = 2E_x E_y \cos \delta \quad (\text{E.19})$$

$$P_3 = 2E_x E_y \sin \delta. \quad (\text{E.20})$$

Ces quatre paramètres ne sont pas indépendants puisque  $P_0^2 = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2$ .

Le premier paramètre  $P_0$  représente l'intensité de l'onde lumineuse. Il peut être immédiatement calculé puisque l'intensité de l'onde est définie par le produit scalaire hermitien du vecteur de Jones de l'équation E.11 :  $P_0 = I_0 = \vec{E}^\dagger \vec{E} = E_x^2 + E_y^2$ .

Le second paramètre  $P_1$  représente la différence des intensités des composantes rectilignes suivant Ox et Oy soit  $P_1 = I_x - I_y = \vec{E}_x^\dagger \vec{E}_x - \vec{E}_y^\dagger \vec{E}_y = E_x^2 - E_y^2$

Par analogie, les troisième et quatrième paramètres  $P_2, P_3$  représentent les différences des intensités des deux composantes dans respectivement la base des  tats rectilignes   45  des axes Ox et Oy et la base des  tats circulaires droite et gauche :  $P_2 = I_{(45^\circ)} - I_{(-45^\circ)} = 2E_x E_y \cos \delta$  et  $P_3 = I_G - I_D = 2E_x E_y \sin \delta$ .

Les quatre paramètres de Stokes s'expriment donc directement et uniquement en fonction d'intensités  $I_0, I_x, I_y, I_{(45^\circ)}, I_{(-45^\circ)}, I_G, I_D$ . La mesure de ces intensités avec le dispositif adéquat pour mesurer dans chaque base permet donc de connaître l'état de polarisation de l'onde incidente.

Les paramètres de Stokes ayant une connection simple avec les mesures des intensités, il est alors utile de les regrouper au sein d'un vecteur normalisé dit de Stokes défini par :

$$S = \begin{pmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_0 \\ I_x - I_y \\ I_{(45^\circ)} - I_{(-45^\circ)} \\ I_G - I_D \end{pmatrix} \quad (\text{E.21})$$

Le tableau E.2 résume les vecteurs de Stokes normalisés à l'intensité totale pour différents  tats de polarisation.

On retrouve dans la représentation de Stokes les expressions de l'orientation et de l'ellipticité de l'ellipse de polarisation :

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_x E_y}{E_x^2 - E_y^2} \cos \delta = \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{E.22})$$

$$\tan \epsilon = \frac{b}{a} = \frac{P_3}{P_0 + \sqrt{P_1^2 + P_2^2}}. \quad (\text{E.23})$$

Etat de polarisation	Représentation de Stokes	Déphasage et amplitudes
Linéaire selon $Ox$	$\hat{X} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\delta = 0, \pi$
Linéaire selon $Oy$	$\hat{Y} = \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\delta = 0, \pi$
Linéaire selon angle $\theta$ / $Ox$	$\hat{\Theta} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \\ 0 \end{pmatrix}$	$\delta = 0, \pi$
Elliptique	$\hat{E} = \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\epsilon \cos 2\alpha \\ \cos 2\epsilon \sin 2\alpha \\ \sin \epsilon \end{pmatrix}$	$\delta \neq 0, \pi, \pm\pi/2$
Circulaire gauche	$\hat{G} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\delta = \pi/2 \quad E_x = E_y$
Circulaire droite	$\hat{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\delta = -\pi/2 \quad E_x = E_y$

TAB. E.2 – Principaux états de polarisation normalisés dans le référentiel du laboratoire en représentation de Stokes.

Les paramètres  $P_1$  et  $P_2$  étant déterminés à partir des intensités des composantes rectilignes (polarisation linéaire) dans la base  $(Ox,Oy)$  et dans la base à  $45^\circ$  de  $(Ox,Oy)$ , nous allons définir le degré de polarisation linéaire normalisé (*DOLP*) de l'onde électromagnétique par :

$$P_\gamma^L = \text{DOLP} = \frac{\sqrt{P_1^2 + P_2^2}}{P_0}. \quad (\text{E.24})$$

$$(\text{E.25})$$

Le paramètre  $P_3$  étant le seul à dépendre des polarisations circulaires, nous allons définir le degré de polarisation circulaire normalisé (*DOCP*) de l'onde électromagnétique par

$$P_\gamma^C = \text{DOCP} = \frac{P_3}{P_0}. \quad (\text{E.26})$$

Ces deux nombres étant normalisés à l'intensité totale, ils sont compris entre 0 et 1 et représente respectivement la polarisation linéaire des photons  $P_\gamma^L$  (comme ceux du laser par exemple) et la polarisation circulaire des photons  $P_\gamma^C$  (comme ceux circulant dans la cavité). Nous allons voir justement maintenant comment on met en forme la polarisation circulaire des photons à partir des photons polarisés linéairement du laser.

## E.2 Perte de polarisation circulaire durant le transport optique

Comme nous l'avons présenté dans la liste des éléments optiques, la polarisation circulaire des photons est crée après le passage des photons polarisés linéairement du laser dans la première lame quart d'onde. Elle est montée sur un support motorisé commandable à distance qui permet de renverser l'orientation des axes et donc basculer d'une polarisation circulaire droite   une polarisation circulaire gauche et vice-versa (figure E.3). Le renversement de la polarisation s'effectuant en quelques secondes.

Une fois, les photons polarisés circulairement, nos principales tâches sont :

- de les transporter jusqu'au point d'interaction compton sans perdre la circularité de la polarisation
- de mettre au point un système nous permettant de mesurer le degré de polarisation circulaire (le DOCP)

Les pertes de circularité de la polarisation d'une onde électromagnétique sont essentiellement dues aux interactions avec la matière donc à la présence d'éléments optiques sur le transport du faisceau. Par exemple, nous savons [92] qu'un miroir ne réfléchit pas la même quantité de lumière selon qu'elle est polarisée parallèlement (composante  $p$ ) ou perpendiculairement (composante  $s$ ) au plan d'incidence. Le premier souci est de construire des miroirs dont les facteurs de reflexion des composantes  $p$  et  $s$  sont les plus proches possible de 100 %. Les miroirs Tech Optics que nous utilisons pour le transport du faisceau ont été caractérisés par le constructeur avec  $R_p = 99,2\%$  et  $R_s = 99,7\%$ . La deuxième étape consiste à associer les

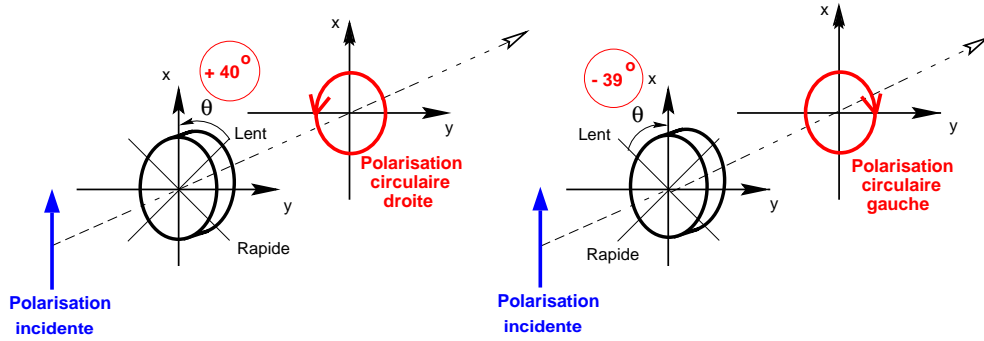


FIG. E.3 – Mise en forme de la polarisation circulaire droite et gauche en entrée de la cavité à l'aide de la lame quart d'onde.

miroirs de transport par paire. Cette technique a été utilisée sur le polarimètre Compton du SLAC [148]. Les deux miroirs sont utilisés au même angle d'incidence mais dans des plans d'incidence perpendiculaires. Ainsi la composante  $p$  du premier plan devient la composante  $s$  du second et vice-versa. Si les miroirs ont des propriétés équivalentes de réflectivité, les deux composantes doivent se compenser après le passage sur les deux miroirs et la polarisation en sortie doit être égale à l'initiale. Cette constatation nous a donc poussé à installer entre la lame quart d'onde et le point d'interaction Compton deux miroirs compensés. Cependant, il est impossible de garantir que les angles d'incidence sur chacun de ces miroirs soient rigoureusement identiques. Nous obtenons donc une dépolarisation résiduelle de la polarisation circulaire des photons après le passage des deux miroirs. Cependant, notre objectif principal reste tout de même d'avoir une polarisation la plus circulaire possible du faisceau de photons au CIP. Pour contourner ce problème de perte de DOCP au cours du transport optique, nous avons optimisé ce transport avant que la cavité ne soit enfermée dans le tube faisceau. Pour ce faire, nous avons donc installé un système de mesure de la DOCP au point d'interaction (cf. fig. E.4) et nous avons réglé les axes de la lame quart d'onde pour maximiser la DOCP. Le dispositif est composé d'un polariseur tournant et d'une sphère intégrante et est relativement proche du système pour mesurer la polarisation des photons en sortie de cavité.

Dans le référentiel des axes de l'ellipse de polarisation, le vecteur de Jones normé s'écrit :

$$\hat{E} = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} \begin{pmatrix} a \\ \pm ib \end{pmatrix}, \quad (\text{E.27})$$

où  $a$  ( $b$ ) représente le demi-grand (petit) axe de l'ellipse de polarisation et le signe  $+$  ( $-$ ) correspond à une polarisation gauche (droite).

Le polariseur dont la direction de sélection fait un angle  $\beta$  avec l'axe  $Ox$  (figure E.4) est caractérisé par une matrice de Jones :

$$P_\beta = \begin{pmatrix} \cos^2 \beta & \sin \beta \cos \beta \\ \sin \beta \cos \beta & \sin^2 \beta \end{pmatrix}. \quad (\text{E.28})$$

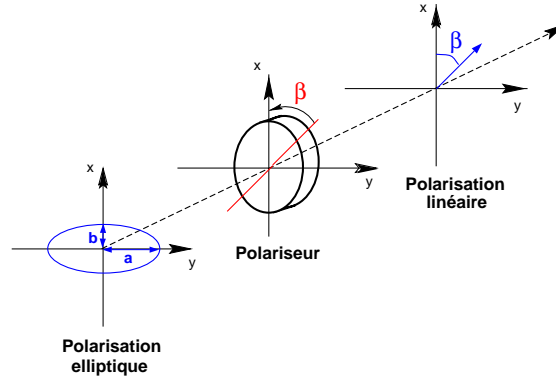


FIG. E.4 – Mesure d'une polarisation elliptique à l'aide d'un polariseur. Le polariseur transforme la polarisation elliptique en une polarisation linéaire orientée selon son axe de sélection.

L'intensité  $I$  de lumière à la sortie du polariseur est donnée par le carré du module du champ transmis  $P_\beta \hat{E}$ , soit :

$$I = \frac{a^2 \cos^2 \beta + b^2 \sin^2 \beta}{a^2 + b^2}. \quad (\text{E.29})$$

Selon la valeur de l'angle  $\beta$ , l'intensité varie entre  $I_{max} = \frac{a^2}{a^2 + b^2}$  et  $I_{min} = \frac{b^2}{a^2 + b^2}$ .

Le degré de polarisation est alors donné par [149] :

$$DOCP = \frac{2ab}{a^2 + b^2} \quad (\text{E.30})$$

$$= \frac{2}{\sqrt{\frac{I_{min}}{I_{max}}} + \sqrt{\frac{I_{max}}{I_{min}}}} \quad (\text{E.31})$$

Pour mesurer la polarisation au CIP, nous allons donc faire tourner l'axe de sélection du polariseur afin de déterminer le minimum et le maximum de l'intensité dans la sphère pour une valeur fixée de l'angle de la lame quart d'onde. Lorsque ce réglage est fait, pour optimiser la polarisation au CIP, nous allons faire tourner les axes de la lame quart d'onde pour maximiser le signal dans la sphère. Nous avons obtenu une polarisation gauche de  $DOCP = -99.7 \pm 0.1$  % pour un angle de la lame  $\theta = -39^\circ$  et une polarisation droite de  $DOCP = 99.6 \pm 0.1$  % pour un angle  $\theta = 40^\circ$ .

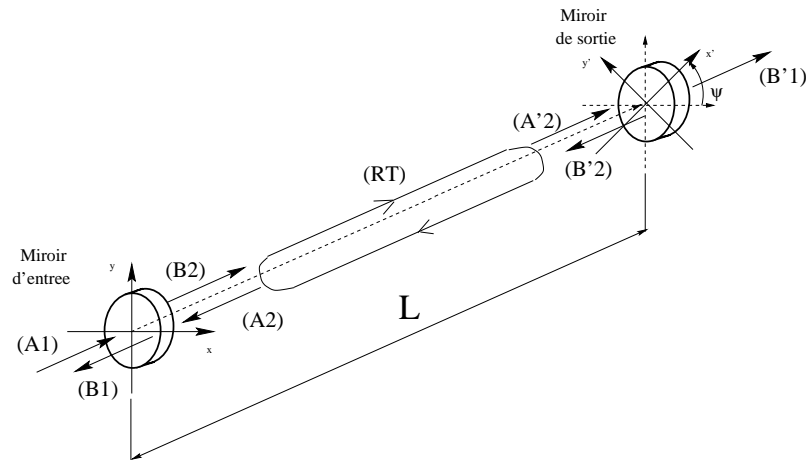


FIG. E.5 – Cavité Fabry-Pérot formée de deux miroirs bir e fringents. Après un aller-retour dans la cavité, le déphasage du champ correspond à la somme des bir e fringences des miroirs  $\Delta_1 + \Delta_2$ .

### E.3 Perte de polarisation circulaire due à la bir e fringence des miroirs de la cavité

Les miroirs de la cavité sont composés d'un substrat de  $\text{SiO}_2$  sur lequel sont déposés 13 couples de couches de pentoxyde de tantale ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) et de silice  $\text{SiO}_2$ . Cet élément optique est alors un milieu anisotrope (milieu pour lequel l'indice de réfraction dépend de l'axe de propagation de l'onde qui se propage). Dans ce cas, un retard de phase entre les deux composantes de l'onde électromagnétique est introduit lors de la réflexion de l'onde sur une des couches. C'est ce que l'on appelle la bir e fringence des miroirs. Comme nous allons le voir, le déphasage introduit à la transmission ou à la réflexion d'un miroir est petit. Dans le cas d'un miroir de transport, le degré de polarisation de l'onde électromagnétique sera donc peu modifié. En revanche, dans la cavité, les ondes sont réfléchies un grand nombre de fois (la valeur du Gain est de 7500). Durant le temps où l'onde est stockée dans la cavité, le déphasage est répété sur les deux miroirs de la cavité 15000 fois. Il devient une source potentielle de perte de circularité de l'onde à l'intérieur de la cavité entrainant ainsi une dilution de l'asymétrie expérimentale et donc un temps de mesure de la polarisation du faisceau d'électrons plus long pour une erreur statistique donnée.

L'étude de la bir e fringence des couches minces de nos miroirs a été traitée en détails dans la référence [149]. Nous n'en rappelons ici que les résultats principaux.

On considère les vecteurs de Jones non-normés du champs incident de la cavité ( $A_1$ ), des champs incidents ( $A_2, A'_2$ ) et réfléchis ( $B_2, B'_2$ ) par chaque miroir dans la cavité et du champ transmis par le miroir de sortie ( $B'_1$ ) (cf. figure E.5). La réponse des miroirs de la cavité est représentée sous forme matricielle en fonction des coefficients de réflexion ( $\rho_x, \rho'_x, \rho_y, \rho'_y$ ), de transmission ( $\tau_x, \tau'_x, \tau_y, \tau'_y$ ) et de leur bir e fringence ( $\Delta, \Delta'$ ). Les axes propres des miroirs faisant un angle  $\Psi$  l'un par rapport à l'autre. On peut par conséquent exprimer le champ intracavité

et le champ transmis par la cavité en fonction du champ incident sous la forme :

$$(B_2) = (II - (RT))^{-1}(\tau_{21})(A_1) \quad (\text{E.32})$$

$$(B'_1) = (\tau'_{21})R(\Psi)e^{-ikL}(B_2) \quad (\text{E.33})$$

où  $II$  est la matrice identité,  $\tau_{21}$ ,  $\tau'_{12}$  sont les matrices de Jones pour la transmission des miroirs de la cavité,  $R(\Psi)$  est la matrice de rotation de l'angle  $\Psi$  et  $RT$  est la matrice aller-retour dans la cavité donnée par :

$$(RT(\Psi)) = e^{-2ikL}(\rho_{22})R(-\Psi)(\rho'_{22})R(\Psi) \quad (\text{E.34})$$

On peut exprimer cette matrice pour deux angles particuliers,  $\Psi = 0$  et  $\Psi = \pi/2$ , qui correspondent respectivement aux cas où les axes propres des deux miroirs sont parallèles ou perpendiculaires. Dans ces cas, la matrice aller-retour prend les formes :

$$RT(0) = e^{-2ikL} \begin{pmatrix} \rho_x \rho'_x & 0 \\ 0 & \rho_y \rho'_y e^{i(\Delta + \Delta')} \end{pmatrix} \quad (\text{E.35})$$

$$RT(\pi/2) = e^{-2ikL} \begin{pmatrix} \rho_x \rho'_y e^{i\Delta'} & 0 \\ 0 & \rho_y \rho'_x e^{i\Delta} \end{pmatrix} \quad (\text{E.36})$$

$$(\text{E.37})$$

On peut remarquer que pour  $RT(0)$  la biréfringence des miroirs s'ajoute alors que pour  $RT(\pi/2)$  on est sensible à la différence de biréfringence. Le premier cas apparaît donc plus défavorable que le second. En calculant l'expression du champ intracavité ( $B_2$ ), on remarque qu'il présente deux conditions de résonance différentes pour chaque direction propre du miroir. Pour deux miroirs identiques de biréfringence  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$  séparés par une distance  $L$  dont les axes propres sont orientés selon les composantes  $Ox$  et  $Oy$ , les conditions de résonance du champ sont :

$$\nu_x = n \frac{c}{2L} \quad \text{et} \quad \nu_y = n \frac{c}{2L} + \nu_\Delta \quad (\text{E.38})$$

où  $n$  est entier,  $\nu_\Delta = \frac{c}{2L\pi}\Delta$  est l'écart entre les deux fréquences de résonance suivant les deux axes propres des miroirs et  $c$  représente la vitesse de la lumière.

Cette différence de fréquence  $\nu_\Delta$  est directement proportionnelle à la biréfringence des miroirs. On remarque donc que si cette biréfringence est grande, l'écart en fréquence sera grand. Dans ce cas, la fréquence de résonance de la cavité sera dédoublée et les deux pics de résonance distant de  $\nu_\Delta$ . C'est un problème potentiel pour l'accrochage de la cavité, puisque l'électronique d'asservissement du laser va corriger sa fréquence pour s'adapter sur une des deux fréquences de résonance. Nous aurons alors dans la cavité une polarisation linéaire suivant un des deux axes ( $Ox$ ) ou ( $Oy$ ) mais en aucun cas une polarisation circulaire. Il faut donc minimiser la biréfringence pour conserver une seule fréquence de résonance de la cavité dans une polarisation circulaire. Cet effet est illustré par la figure E.6.



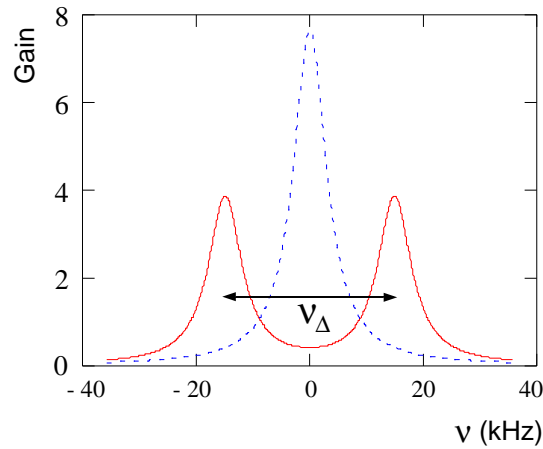


FIG. E.6 – Gain de la cavité Fabry-Pérot constituée de deux miroirs biréfringents. La biréfringence de chaque miroir est de  $3 \times 10^{-4}$  (trait plein) et de  $10^{-6}$  (trait pointille).

A partir des caractéristiques de nos miroirs ( $T=110$  ppm,  $P=10$  ppm), on peut calculer que leur biréfringence est inférieure à  $10^{-6}$ . Dans ce cas, l'écart en fréquence est de l'ordre de 30 Hz ce qui est inférieur à la largeur du pic de résonance (la bande passante de la cavité qui est de 6,8 kHz). Par conséquent, le gain maximum de la cavité sera obtenue pour une polarisation circulaire des photons. Des résolutions numériques de ce cas particulier ont permis de démontrer que la perte de DOCP entre le champ incident sur le miroir d'entrée et le champ intracavité est inférieure à 0,1 %. Il en est de même pour la perte de DOCP entre le champ intracavité et le champ transmis par le miroir de sortie.



# Bibliographie

- [1] I. Rabi *et al*, Phys. Rev. 50, 472 (1936).
- [2] M. Breidenbach, Phys. Rev. Lett. 23, 935 (1969).
- [3] EMC coll., Nucl. Phys B328, 1 (1989).
- [4] A. Salam, Phys. Lett. 13, 168 (1964).
- [5] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci., 231 (1957).
- [6] C.S. Wu *et al*, Phys. Rev. 105, 1413 (1957); C.S. Wu, Rev. Modern Phys. 31, 783 (1959).
- [7] J.P. Jorda , Thèse de doctorat, université Paris 6 (1997).
- [8] F. Halzen et A. Martin, "Quarks and Leptons" (1984), *John Wiley & Sonns, Inc.*
- [9] C. Itzykson et J.B. Zuber, "Quantum Field Theory" (1988) *Mac Graw Hill International Editions*
- [10] M. Rosenbluth, Phys. Rev. 79, 615 (1950).
- [11] R.G. Sachs, Phys. Rev. 6, 126 (1962).
- [12] B. Kaplan, A. Manohar, Nucl. Phys B310, 527 (1988).
- [13] J.T. Londergan, A.W. Thomas, Progress in Particle and Nuclear Physics 41, 49 (1988).
- [14] D. Beck, Phys. Rev D39, 3248 (1989).
- [15] E.D. Commins, "Weak Interactions" (1973), *Mac Graw Hill International Editions.*
- [16] G. Bardin *et al*, Phys. Lett. B104, 320 (1981).
- [17] S. Choi *et al*, Phys. Rev. Lett. 71, 3927 (1993).
- [18] B. Beise *et al*, Phys. Rep. 239, 1 (1994).
- [19] Rev. Part. Phys. C3, 24 (1998).
- [20] F. Close *et al*, Phys. Lett. B316, 165 (1993).

- [21] R. Engelmann *et al*, Phys. Rev. D28, 436 (1983).
- [22] K. Milner *et al*, Phys. Rev. D26, 537 (1982).
- [23] N. Baker *et al*, Phys. Rev. D23, 2499 (1981).
- [24] L. Ahrens *et al*, Phys. Lett. B202, 284 (1988).
- [25] K. De Jager, "Nucleon electromagnetic form factors", publication JLab JLAB-PHY-00-01.
- [26] P.E. Bosted, Phys.Rev.C51, 409 (1995).
- [27] A.I. Akhiezer, M.P. Rekalo, Sov. Journ. Part. Nucl 3, 277 (1974).
- [28] T. Eden *et al*, Phys. Rev. C50, R1749 (1994).
- [29] C.E. Woodward *et al*, Phys. Rev. Lett. 65, 698 (1990).
- [30] C.E. Jones-Woodward *et al*, Phys. Rev. C44, R571 (1991).
- [31] A.K. Thompson *et al*, Phys. Rev. Lett. 68, 2901 (1992).
- [32] H. Gao *et al*, Phys. Rev. C50, R546 (1994).
- [33] P. Markowitz *et al*, Phys. Rev. C48, R5 (1993).
- [34] E.E.W. Bruins *et al*, Phys. Rev. Lett. 75, 21 (1995).
- [35] H. Anklin *et al*, Phys. Lett. B336, 313 (1994).
- [36] H. Anklin *et al*, Phys. Lett. B428, 248 (1998).
- [37] W. Xu *et al*, nucl-ex/0008003 (2000).
- [38] W. Brooks, M.F. Vineyard, expérience JLab E94-017.
- [39] S. Platchkov *et al*, Nucl. Phys. A510, 740 (1990).
- [40] M. Meyerhoff *et al*, Phys. Lett. B327, 201 (1994).
- [41] J.F.J. Van Den Brand, M. Ferro-Luzzi expérience NIKHEF 94-05.
- [42] D. Day, J. Mitchell, expérience JLab E93-026.
- [43] B.D. Anderson, S. Kowalski, R. Madey, expérience JLab E93-038.
- [44] S. Galster *et al*, Nucl. Phys. B32, 221 (1971).
- [45] A.F. Sill *et al*, Phys. Rev. D48, 29 (1993).
- [46] R. Arnold, C. Carlson, F. Gross, Phys. Rev. C23, 363 (1981).

- [47] B. Milbrath *et al*, Phys. Rev. Lett. 80, 452 (1998); erratum Phys. Rev. Lett. 82, 2221 (1999).
- [48] C. Cavata, cours donné à l'Ecole Internationale Joliot-Curie, Maubuisson (1998).
- [49] D.H. Beck, communication orale, *Quark Nuclear Physics Conference 2000*, Adelaide (2000).
- [50] M.K. Jones *et al*, Phys. Rev. Lett. 84, 1398 (2000).
- [51] C. Perdrisat *et al*, expérience JLab E99-007.
- [52] G. Garvey *et al*, Phys. Rev. C48, 761 (1993).
- [53] J.M. Finn, P. Souder, proposition d'expérience JLab, PR 91-010.
- [54] C.K. Sinclair, note interne JLab JLab-TN-97-021 (1997).
- [55] C.Y. Prescott *et al*, Phys. Lett. B77, 347 (1978); Phys. Lett. B84, 524 (1979).
- [56] M. Bouchiat *et al*, Phys. Lett. 117B, 358 (1982).
- [57] W. Heil *et al*, Nucl. Phys. B32, 1 (1989).
- [58] P.A. Souder *et al*, Phys. Rev. Lett. 65, 694 (1990).
- [59] B. Mueller *et al*, Phys. Rev. Lett. 78, 3824 (1997); D.T. Spayde *et al*, Phys. Rev. Lett. 84, 1106 (2000).
- [60] K. Aniol *et al*, Phys. Rev. Lett. 8, 1096 (1999).
- [61] D. Von Harrach, proposition d'expérience Mayence, A4/1-93, [http : //ipnweb.in2p3.fr/ phase/pva4/](http://ipnweb.in2p3.fr/phase/pva4/).
- [62] D.H. Beck, proposition d'expérience JLab, PR 91-017, [http : //www.npl.uiuc.edu/exp/G0/G0Main.html](http://www.npl.uiuc.edu/exp/G0/G0Main.html).
- [63] E.J. Beise, proposition d'expérience JLab, PR 91-004.
- [64] K. Kumar, proposition d'expérience SLAC, E158.
- [65] D. Lhuillier, K. Kumar, proposition d'expérience JLab, PR 99-115.
- [66] R. Michaels, P. Souder, proposition d'expérience JLab, PR 99-012.
- [67] P.A. Souder, "Parity violation I, then and now ", communication orale présentée au 25<sup>ième</sup> symposium de Bates (1999).
- [68] M.J. Musolf, B.R. Holstein, Phys. Lett. B242, 461 (1990); M.J. Musolf *et al*, Phys. Rep. 239, 1 (1994).

- [69] H. Lipkin, M. Karliner, hep-ph/9906321.
- [70] W.B. Atwood *et al*, Phys. Rev. D18, 2223 (1978).
- [71] U. Fano, Phys. Rev. 178, 131 (1969).
- [72] L.G. Gray *et al*, Rev. Sci. Instrum 54, 271 (1983).
- [73] J. Kessler, "Polarized electrons", Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1985.
- [74] D. Pierce, F. Meier, Phys. Rev. B13 (1976) 5484.
- [75] J. Chelikowsky *et al*, Phys. Rev. Lett.32, 674 (1974).
- [76] C.K. Sinclair, "Report on polarized electron source and electron polarimetry workshop", 8th International Symposium on High Energy Spin Physics, AIP Conference Proceedings (1988).
- [77] Particle Physics Booklet (1998).
- [78] S.F. Alvarado *et al*, Z. Phys. B44, 259 (1981).
- [79] T. Maruyama *et al*, Appl. Phys. Lett. 55, 1686 (1989).
- [80] G. Fishman et G. Lampel, Phys. Rev. B16, 820 (1977).
- [81] D. Pierce *et al*, Rev. Sci. Instrum. 51 (478), 1980.
- [82] C.K. Sinclair, *Proc. 6<sup>th</sup> Int. Symp. on High Energy Spin Physics*, Marseille 1984, Journal de Physique 46, C2, 669 (1985).
- [83] C.K. Sinclair, *Proc. 8<sup>th</sup> Int. Symp. on High Energy Spin Physics*, Minneapolis 1988, AIP. Conf. Proc. 187, 1412 (1989).
- [84] E. Reichert, *Proc. 9<sup>th</sup> Int. Symp. on High Energy Spin Physics*, Bonn 1990, In *\*Bonn 1990, Proceedings, High energy spin physics, vol. 1\**, 303-317.
- [85] L.S. Cardman, "Polarized electron sources for the 1990's", Nuclear Physics A 546, 317c-336c (1992).
- [86] J.M. Grames, Ph.D. thesis, University of Illinois (2000).
- [87] K. Aulenbacher *et al*, *Proc. Workshop on Photocathodes for polarized electron sources for accelerators*, SLAC report 432 Rev.
- [88] C.K. Sinclair, "Recent advances in polarized electron sources", [http : //www.jlab.org/accel/inj\\_group/doc1.htm](http://www.jlab.org/accel/inj_group/doc1.htm)
- [89] M. Woods *et al*, "Polarized light sources for photo-cathode electron guns at SLAC", SLAC-PUB-5965, December 1992.

- [90] M. Poelker, communication privée.
- [91] M. Poelker, "High power gain-switched diode laser master oscillator and amplifier", Appl. Phys. Lett. 67 (19), Nov. 1995.
- [92] S. Huard, "Polarisation de la lumière", éditions Masson.
- [93] Cebaf Design Report, May 1986.
- [94] A. Deur, Rapport de stage de DEA, Université Blaise Pascal, LPC Clermont-Ferrand, "La cible cryogénique du hall A du TJNAF".
- [95] Alexa *et al*, Phys. Rev. Lett. 82, 1374 (2000).
- [96] G.W. Miller, note interne HAPPEX (non publiée), 1999.
- [97] J.Jardillier, thèse de doctorat (non publiée), 1999.
- [98] T. Powers *et al*, Proc. 7th Workshop on Beam Instrumentation, AIP Conference Proceedings (1996).
- [99] A. Saha, Status report on Hall A Activities, 1999.
- [100] G. Laveyssiere, Hall A Current Monitor Manual, note interne (non publiée), 1997.
- [101] <http://www.jlab.org/~geraud/unser.html>
- [102] K.B.Unser, Design and preliminary tests of a beam monitor for LEP, CERN/LEP-BI/89-07.
- [103] D. Marchand, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, LPC Clermont-Ferrand, n° d'ordre: DU 1008 (1998).
- [104] O. Ravel, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, LPC Clermont-Ferrand, n° d'ordre: DU 951 (1997).
- [105] A. Messiah, "Mécanique quantique", volume 1, éd. Dunod.
- [106] A.A. Sokolov, I.M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8, 1203 (1964).
- [107] V.N. Baier, V.A. Khoze, Sov. J. Nucl. Phys. 9, 239 (1969).
- [108] D. Potaux, *Proc. 8th Int. Conf. on High Energy Accelerator*, CERN 1971.
- [109] J.G. Learned *et al*, Phys. Rev. Lett. 35, 1688 (1975).
- [110] S.I. Serednyakov *et al*, Sov. Phys. - JETP 44, 1063 (1976).
- [111] N.F. Mott, Proc. Roy. Soc. Soc. (London) A135, 429 (1932); A124, 426 (1929).

- [112] C.G.Schull *et al*, Phys. Rev. 63, 23 (1943).
- [113] G.D. Fletcher *et al*, Phys. Rev. A 24, 911 (1986).
- [114] J.W. Motz *et al*, Rev. Mod. Phys. 36, 881 (1964).
- [115] H.R. Band *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 400, 24 (1997).
- [116] K.B. Beard *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 361, 46 (1995).
- [117] B. Wagner *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 294, 541 (1990).
- [118] G. Levchuck *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 345, 496 (1994).
- [119] M. Swartz *et al*, rapport SLAC, SLAC-PUB-6467 (1994).
- [120] M. Swartz *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 363, 526 (1995).
- [121] M. Woods, Workshop on High Energy polarimeters, NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands, September 1996.
- [122] I. Passchier *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 414, 446 (1998).
- [123] D. Barber *et al*, DESY report 92-136.
- [124] D. Gustavson *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 165, 177 (1979).
- [125] T.J. Gay, Rev. Sci. Instrum. 63 (1992), p 1635.
- [126] J. Arrington *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 311, 39 (1992).
- [127] P. Steiner *et al*, rapport SLAC, SLAC-PUB-6728 (1995).
- [128] P.S. Cooper *et al*, Phys. Rev. Lett. 34, 1589 (1975).
- [129] [http : //www.jlab.org/moller](http://www.jlab.org/moller)
- [130] E. Chudakov, Status Report on Activities in Hall A-1999, rapport JLab (1999).
- [131] A.H. Compton, Phys. Rev, vol. 21, n° 5, May 1923.
- [132] G. Bardin *et al*, Conceptual Design Report of a Compton Polarimeter for Cebaf Hall A, DAPNIA/SPhN-96-14 (1996).
- [133] A. Denner et S. Dittmaier, Nucl. Phys. B 540, 58 (1999).
- [134] C. Prescott, SLAC internal report, SLAC TN 73 1.
- [135] Y. Zhiwen *et al*, Inorganic scintillators and their applications, Shanghai, P.R. China, September 1997, 362.



- [136] M. Baylac, Note DAPNIA/SPhN-97-47 "Mesure du temps de décroissance et de la photoluminescence des cristaux de PbWO<sub>4</sub>."
- [137] D. Neyret, T. Pussieux *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 443, 231 (2000).
- [138] I. Anthony *et al*, Nucl. Instr. Meth. A 301, 230 (1991).
- [139] I. Dafinei *et al*, CERN/PPE report, CMS TN/95-073, "Fast luminescence of PbWO<sub>4</sub> crystals".
- [140] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1987).
- [141] Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys 46, 815 (1974).
- [142] R. Fernow, Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press (1986).
- [143] E. Burtin *et al*, Sources of background in the Compton polarimeter, note interne DAPNIA (non publiée), 1998.
- [144] G. Krafft, Distribution of halo electrons, note interne JLab, CEBAF-TN-0072 (1986).
- [145] E. Anciant, G. Audit, T. Auger, C. Marchand et P. Girard, CLAS note 99-004 (1999).
- [146] T. Pussieux, Beam polarization measurement time versus Background/Signal ratio, note interne DAPNIA (non publiée).
- [147] F. Cleva, "Tests des hublots VERMETAL", note interne 24/04/96.
- [148] M. Woods, A. Lath. SLD-236 (1994).
- [149] N. Falletto, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, n° d'ordre: DU (1999).
- [150] A. Delbart, "Bilan cavité polarimètre Compton au 01/09/98", rapport interne DAPNIA, 6-6112 R 2000 018 (1998).
- [151] A. Delbart, "Polarisation du faisceau de photons au CIP", rapport interne DAPNIA, 6-6112 R 2000 020 (1999).
- [152] Zhu PRD *et al*, Phys. Rev. D62, 033008 (2000).
- [153] A. Sarty (spokeperson), expérience JLab E91-011.
- [154] D. Armstrong, R. Michaels, proposition d'expérience JLab, E00-114 (2000).