UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

ECOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE

THESE

présentée par

**Raphaël TIEULENT**

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

(SPECIALITE PHYSIQUE)

# Violation de parité et contenu étrange du nucléon : expériences $G^0$ et SAMPLE

Thèse soutenue le 17 Mai 2002 devant le jury composé de :

| | |
|---|---|
| **Pr. Elizabeth Beise** | |
| **Dr. Christian Cavata** | **Rapporteur** |
| **Pr. Robert Frascaria** | **Rapporteur** |
| **Dr. Jean-Yves Grossiord** | |
| **Dr. Serge Kox** | **Directeur de thèse** |
| **Pr. Gérard Sajot** | |

# Table des matières

# Introduction

L'objectif de la physique hadronique est l'étude des constituants de la matière nucléaire et de leurs interactions. Cette discipline porte le nom de la famille des objets qu'elle étudie, les hadrons. Ces derniers sont sensibles à l'interaction forte car ils sont constitués de quarks : particules élémentaires porteurs de "charges" de couleur[a]. Les quarks sont au nombre de six (on parle de six saveurs de quarks) : *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* et *top*. Ils sont sensibles à toutes les interactions, portent une charge électrique fractionnaire et ont un spin 1/2. L'interaction forte entre les quarks formant les hadrons est la force responsable de leur cohésion.

La famille des hadrons comprend les baryons, formés de trois quarks dits de valence, et les mésons, constitués d'un quark et d'un anti-quark. Les hadrons sont neutres de couleur. Deux hadrons sont particulièrement intéressants car ils composent la matière nucléaire ordinaire : le proton et le neutron appelés aussi nucléons.

L'interaction forte est décrite par une théorie fondamentale, la Chromodynamique Quantique (QCD). Les quarks interagissent en échangeant leur couleur, via un boson[b] nommé gluon. Il existe huit gluons de charges de couleur différentes (des combinaisons d'une couleur et d'une anti-couleur) et de masse nulle. Seules les particules neutres de couleur peuvent exister à l'état libre, ce qui explique pourquoi les quarks ne sont pas observables à l'état libre. Malgré la masse nulle des gluons, l'interaction forte n'a pas une portée infinie. La constante de couplage $\alpha_s$ qui caractérise la force de l'interaction forte est proche de l'unité pour les interactions entre quarks constituants le nucléon. Cette constante dépend de l'énergie mise en jeu, et décroit lorsque l'énergie transférée augmente et tend vers zéro pour des énergies infinies. Cette propriété est nommée liberté asymptotique [1]. Elle permet dans le domaine des hautes énergies de faire des calculs en utilisant un traitement perturbatif de QCD. A l'inverse, les énergies mises en jeu dans les interactions entre quarks constituant le nucléon sont faibles (inférieures à 1 GeV), de telle sorte que dans ce domaine la constante de couplage $\alpha_s$ est de l'ordre de l'unité rendant impossible les calculs perturbatifs. De plus, le fait que les gluons portent une charge de couleur, les autorisent à se coupler entre eux, ce qui n'est pas le cas pour le photon qui est de charge électrique nulle. Les gluons peuvent également se matérialiser en paires quark-antiquark de n'importe quelle saveur. Ainsi le nombre de quarks, d'antiquarks et de gluons, portant

[a] Equivalent pour l'interaction forte de la charge électrique pour l'interaction électromagnétique. La charge de couleur peut prendre trois "valeurs" : elle peut être rouge, verte ou bleue.

[b] Les bosons sont des particules de spin entier ($0\hbar$, $\hbar$, $2\hbar$,...) qui obéissent à la statistique de Bose-Einstein. Par opposition, les fermions sont des particules de spin demi-entier qui obéissent au principe d'exclusion de Pauli.

une part d'impulsion de plus en plus petite, augmente à l'intérieur du nucléon. Toutes ces particules, créées en plus des trois quarks de valence, constituent la "mer" de quarks et de gluons. Le nucléon devient donc un objet composite de structure interne très complexe.

L'étude de la contribution du quark étrange à la structure interne du nucléon, qui est le sujet de cette thèse, est une voie très intéressante pour améliorer notre connaissance du nucléon. En effet, le quark $s$, à l'inverse des quarks $u$ et $d$, n'est pas un quark de valence. De plus, il est le plus léger des quarks présentant cette particularité. Ainsi, une détermination de sa contribution à la structure du nucléon est une information directe sur la contribution de la mer de quark-antiquark[c]. Du fait de leurs masses plus élevées, les quarks $c$, $b$ et $t$ doivent avoir une contribution beaucoup plus faible à la structure interne du nucléon.

Dans les années 1970, les accélérateurs d'électrons de hautes énergies, comme le SLAC (l'accélérateur linéaire à Stanford), ont donné la possibilité de mettre en évidence la présence de quarks à l'intérieur du nucléon en effectuant des expériences de diffusion profondément inélastique électron-proton. Malheureusement ces mesures ne permettent pas de déterminer les contributions individuelles des différentes saveurs de quarks aux propriétés statiques du nucléon telles que la masse, le moment magnétique ou le spin. Il a fallu attendre la fin des années 1980, et les résultats de l'expérience EMC [2, 3] qui a montré que les quarks étranges contribuaient au spin du proton, pour que le rôle des paires de quark-antiquark étranges soit pris en compte et étudié. En effet, l'utilisation de faisceaux de leptons polarisés (électrons au SLAC, muons au CERN) donne accès à de nouvelles observables, les fonctions de structure polarisées $g_1^p$ et $g_1^n$ du proton et du neutron respectivement. En utilisant le modèle des partons, il est possible de les relier aux contributions des différentes saveurs de quarks au spin du nucléon, notées $\Delta q(x) = q^{\uparrow}(x) - q^{\downarrow}(x)$, où $q^{\uparrow\downarrow}(x)$ représentent la fraction de quarks de saveur $q$ ayant leur spin parallèle ou antiparallèle au spin du nucléon [d] . En mesurant expérimentalement $g_1^p$ et $g_1^n$ sur un grand domaine en $x$ et en combinant ces mesures à celles des taux de décroissance $\beta$ des hypérons, il est possible de séparer les contributions des différentes saveurs de quarks au spin du nucléon. En utilisant les résultats les plus récents obtenus pour $g_1^p$ et $g_1^n$ on trouve notamment pour la contribution étrange : $\Delta s + \Delta\bar{s} = -0.06 \pm 0.05$ [4]. Ce résultat montre que la part de spin portée par le quark étrange est significativement différente de zéro. Mais des précautions doivent être prises quant à l'interprétation de ces résultats [5]. Ainsi, les effets de la violation de la symétrie SU(3) de saveur ont été estimés être faibles sur les erreurs de $\Delta u$ et $\Delta d$ mais peuvent multiplier l'erreur sur $\Delta s$ par un facteur deux à trois [6]. Il faut également noter que l'extraction de la part de spin portée par les différentes saveurs de quarks a été faite en supposant que la part de spin $\Delta G$ portée par les gluons est nulle. L'expérience HERMES [7] à HERA a publié, courant 2000, la première mesure de la contribution des gluons au spin du nucléon. A une valeur moyenne $\langle x_G \rangle = 0.17$, ils donnent $\Delta G(x_G)/G(x_G) = 0.41 \pm 0.18 \pm 0.03$, où $G(x_G)$ représente le nombre de gluons portant la fraction d'impulsion $x_G$. Cette mesure suppose donc que les gluons ont une

[c]Les contributions totales des quarks $u$ et $d$ à la structure du nucléon étant la somme des contributions des quarks de valence et des quarks de la mer.

[d]$x = Q^2/2M\nu$ est la variable de Bjorken.

contribution au spin du nucléon positive. Ce résultat peut changer de façon significative les résultats sur $\Delta s$. Mais de nouveau des précautions doivent être prises car l'extraction de cette contribution gluonique au spin dépend du modèle utilisé. L'expérience COMPASS [8] au CERN qui utilisera un faisceau de muons polarisés de haute énergie (de l'ordre de 200 GeV) se propose de mesurer $\Delta G(x)/G(x)$ avec une précision de l'ordre de 0.1 à $x \simeq 0.1$. Cette expérience utilise la production de charme à grande impulsion transverse afin de signer des événements de "fusion" photon-gluon.

Il est également possible de déterminer la contribution des quarks étranges à la masse du nucléon. Une quantité nommée "sigma term", notée $\sigma_N$ ou $\Sigma_N$, mesure la contribution des quarks à la masse du nucléon. $\sigma_N$ peut être déduite grâce à une extrapolation des mesures des amplitudes de diffusion pion-nucléon à faible énergie [9]. L'analyse de la référence [9] donne une valeur pour la contribution des quarks étrange à la masse du nucléon de l'ordre de 130 MeV. De nouveau, des ambiguités théoriques persistent quant aux interprétations de ces mesures. En effet, afin d'extraire $\sigma_N$, une extrapolation dans une région non physique est nécessaire, et il faut également prendre en compte les effets de la brisure de symétrie SU(3) de saveur qui peuvent induire des corrections de l'ordre de 100 % [10, 11].

Les mises en évidence de contributions non nulles du quark étrange au spin et à la masse du nucléon restent donc sujettes à discussion. Ces deux quantités sont les observables reliées respectivement aux éléments de matrice axial $\langle N|\bar{s}\gamma^\mu\gamma^5 s|N\rangle$ et scalaire $\langle N|\bar{s}s|N\rangle$ du nucléon. Le dernier domaine dans lequel peut être sondé le nucléon est le domaine vectoriel, qui est relié au moment magnétique et au rayon de charge du nucléon. L'extraction de la contribution $\langle N|\bar{s}\gamma^\mu s|N\rangle$ du quark étrange à cet élément de matrice a été suggérée par Kaplan et Manohar [12]. Ils ont été les premiers à présenter la possibilité d'extraire la contribution du quark étrange au moment magnétique du proton en mesurant le facteur de forme magnétique faible neutre $G_M^{Z,p}$ du proton. En effet, les facteurs de forme électromagnétiques et faibles neutres qui sont reliés aux distributions de charges et de courants à l'intérieur du nucléon, peuvent s'écrire sans approximation en terme des contributions de chacun des quarks [13]. Comme nous le verrons au paragraphe 1.3, la combinaison des mesures des facteurs de forme électromagnétiques et faibles neutres du nucléon permet d'extraire les contributions individuelles de chacun des quarks, et en particulier celle du quark étrange. Une extrapolation à la limite statique[e] permet ensuite de déterminer les contributions du quark étrange au rayon de charge et au moment magnétique du nucléon. Expérimentalement, les facteurs de forme faibles neutres du proton seront mesurés grâce à l'étude de la diffusion élastique électron-proton. Cette diffusion est caractérisée par l'échange d'un photon ou d'un $Z^0$. Aux énergies auxquelles nous travaillons (quelques GeV) l'amplitude pour l'échange d'un $Z^0$ est beaucoup plus faible que celle correspondant à l'échange d'un photon. Il nous est alors impossible de séparer expérimentalement ces deux processus en faisant une mesure de section efficace absolue, celle-ci étant proportionnelle au carré de la somme des deux amplitudes. Toute-

[e]Les facteurs de forme sont reliés à la dynamique des quarks constituant le nucléon et dépendent de l'impulsion transférée au système qui détermine l'échelle à laquelle le nucléon est sondé. La limite à laquelle cette impulsion tend vers zéro (échelle infinie) est appelée limite statique.

fois, contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible ne conserve pas la symétrie de parité. Cette violation de la parité va se traduire par une différence de section efficace entre la diffusion d'électrons de polarisation longitudinale parallèle et la diffusion d'électrons de polarisation longitudinale anti-parallèle sur une cible de protons. Cette différence contient la contribution provenant de l'interaction faible, ce qui nous offre expérimentalement la possibilité d'extraire les facteurs de forme faibles neutres du proton. La différence absolue sur la section efficace est néanmoins petite et demande un niveau de précision de $10^{-7}$ pour l'extraction des facteurs de forme faibles neutres. Comme ce niveau de précision est inaccessible par une mesure de la section efficace absolue, la stratégie est donc d'éliminer les facteurs de normalisation (charge totale, densité de cible, énergie du faisceau, ...) en mesurant le rapport de la différence des sections efficaces sur leur somme. Cette quantité, une asymétrie, peut-être écrite comme :

$$A = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \tag{1}$$

où $\sigma^+$ et $\sigma^-$ représentent respectivement les sections efficaces totales de diffusion élastique d'électrons d'hélicité positive (spin de l'électron parallèle à son impulsion) et négative (spin de l'électron anti-parallèle à son impulsion) sur une cible de protons non polarisés. Cette asymétrie est différente de zéro même s'il n'y a aucun effet dû au quark étrange. Cela montre que l'expérience doit mesurer la déviation de cette asymétrie de violation de parité par rapport aux prédictions où il n'y a pas de contribution étrange. Pour cela, l'expérience doit donc mesurer cette asymétrie avec une erreur absolue inférieure à $10^{-7}$. Une très forte luminosité et une haute polarisation du faisceau incident sont nécessaires. De plus les contributions systématiques à la mesure de l'asymétrie doivent être éliminées.

Le chapitre 1 présentera en détail la sonde électro-faible utilisée pour sonder les composantes vectorielles de la structure du nucléon. Nous développerons également dans ce chapitre la méthode expérimentale spécifique aux expériences de violation de parité : la mesure de l'asymétrie. Les formalismes physiques présentés dans ce paragraphe sont ceux nécessaires à l'extraction des facteurs de forme faibles neutres et de la contribution du quark étrange aux facteurs de forme du nucléon. Vue la petitesse de l'effet recherché, les expériences de ce type nécessitent un faisceau d'électrons libre de tout effet systématique. Le chapitre 2 présentera le faisceau d'électrons polarisés de utilisé, avec les effets systématiques qu'il peut induire dans une mesure d'asymétrie de violation de parité. Dans le chapitre 3 nous présenterons le dispositif expérimental de l'expérience $G^0$ à laquelle j'ai participé durant la période de construction. Ce chapitre détaillera également les simulations et mesures effectuées pour étudier le bruit de fond attendu par cette expérience. Le chapitre 4 présentera le dispositif expérimental de l'expérience SAMPLE qui constitue la deuxième partie de mon travail de thèse. L'analyse des données prise durant cette expérience sera détaillée au chapitre 5. Le chapitre 6 donnera une description non exhaustive des différents modèles théoriques décrivant la contribution du quark étrange aux distributions de charge et de courant du nucléon. Nous les confronterons au résultat obtenu par l'expérience SAMPLE et mettrons en perspective les résultats attendus par l'expérience $G^0$. Finalement, avant de conclure, nous terminerons cette thèse par une présentation des différentes expériences, présentes et futures, de violation de parité cherchant à déterminer la contribution du quark étrange aux courants électro-faibles du nucléon.

# Chapitre 1

# Sonde électro-faible et violation de parité

Le sujet de notre étude est le nucléon, et en particulier la détermination de sa structure interne. Comme nous l'avons dit précédemment, il est constitué de quarks et de gluons. Ce travail a donc pour objectif de déterminer la façon dont s'organisent ces particules élémentaires pour former l'objet composite qu'est le nucléon. La première preuve expérimentale indiquant que cet objet est composite provient de la mesure du moment magnétique du proton. En effet, en supposant que le proton est une particule ponctuelle, les théoriciens ont prédit que celui-ci devait être exactement un magnéton nucléaire[a]. La première preuve  a été apportée en 1933 par une mesure du moment magnétique du proton de l'ordre de 2 à 3 magnétons nucléaire [15]. Il a fallu attendre le milieu des années 1950 et les premières expériences mesurant les sections efficaces de diffusion élastique électron-proton pour étudier la structure interne du nucléon [16]. Comme nous le verrons au paragraphe 1.2, l'information sur sa structure électromagnétique est contenue dans des termes appelés facteurs de forme électromagnétiques. Ils peuvent être reliés aux distributions de charge électrique et de courant de charge à l'intérieur du nucléon.

Expérimentalement, l'étude de la structure interne du nucléon utilise généralement des faisceaux de leptons (électrons, muons ou neutrinos) de hautes énergies[b]. Ils interagissent par interaction electro-faible avec les quarks par l'échange de bosons ($\gamma^*$, $Z^0$, $W^\pm$) qui se comportent comme une sonde. Ceci nous donne la possibilité "d'observer" la structure en quarks du nucléon (les gluons ne sont pas sensibles aux interactions électromagnétique et faible). Ces interactions sont exactement décrites par l'électrodynamique quantique (QED). La particule incidente, le lepton, est une particule ponctuelle sans structure interne. Ainsi, les résultats permettent d'extraire la seule structure de la particule cible.

Dans ce chapitre, nous discuterons du formalisme décrivant l'outil utilisé pour cette

[a]Magnéton nucléaire : $\mu_N = \frac{e\hbar}{2M_p} \simeq 3.152\ 10^{-14}\ MeV.T^{-1}$ [14]

[b]Cette étude peut également être menée en utilisant des faisceaux de hadrons (protons ou pions), mais les résultats de ces expériences sont plus difficiles à interpréter du fait que d'une part, la particule incidente possède elle-même une structure et d'autre part que l'interaction forte intervient dans le processus de diffusion rendant ainsi les calculs très difficiles.

étude qu'est l'interaction électro-faible électron-nucléon. Nous décrirons en particulier la méthode expérimentale qui utilise la violation de parité par cette interaction pour l'extraction des effets dus à la contribution des quarks étranges.

Ce chapitre présente les éléments des formalismes physiques nécessaires à l'interprétation de l'asymétrie mesurée par les expériences de violation de parité en diffusion électron-nucléon. Dans le paragraphe 1.1 nous présenterons brièvement les interactions électromagnétique et faible qui constituent l'outil utilisé pour sonder le nucléon. Nous verrons en particulier comment ces deux processus, a priori différents, sont en fait les manifestations d'une seule et unique interaction. Ceci aura pour effet de nous permettre de traiter ces deux processus en parallèle. Le paragraphe 1.2 introduira le concept de facteurs de forme du nucléon qui paramétrisent sa structure. Nous verrons ensuite dans le paragraphe 1.3 comment s'expriment les contributions des différentes saveurs de quarks à ces facteurs de forme. Les paragraphes 1.4 et 1.5 seront dédiés au développement du formalisme permettant de prendre en compte les processus d'ordre supérieurs intervenant dans la diffusion élastique électron-nucléon. Le paragraphe 1.6 introduira le concept de symétrie de Parité. Les paragraphes 1.7 et 1.8 montreront la relation entre l'asymétrie de violation de parité mesurée expérimentalement et les facteurs de forme électromagnétiques et faibles neutres du nucléon que nous cherchons à extraire. Finalement, nous terminerons ce chapitre par une présentation des résultats expérimentaux obtenus dans ce domaine par deux expériences antérieures auxquelles j'ai participé.

## 1.1 Interaction électro-faible

### 1.1.1 L'interaction électromagnétique

L'interaction électromagnétique étant bien connue théoriquement, elle a été pendant longtemps "l'outil" privilégié pour sonder le nucléon. L'interaction électromagnétique est liée à la charge électrique des particules. Elle est entre autre responsable de l'existence des atomes et des molécules, fournissant la force de liaison nécessaire. En théorie des champs [17], elle est associée à un boson de jauge, le photon, de masse nulle et de spin 1. L'intensité de cette interaction est caractérisée par la constante de structure fine $\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0\hbar c) \simeq 1/137$. Toutes les particules élémentaires chargées (leptons et quarks) sont sensibles à l'interaction électromagnétique.

### 1.1.2 L'interaction faible

L'interaction faible a dû attendre les années 1970 pour être également utilisée l'étude de la structure hadronique.

La découverte de l'interaction faible provient de l'étude de la désintégration $\beta$. C'est une interaction à courte distance, de l'ordre de $10^{-17}$ m. La façon la plus simple d'expliquer cette très courte distance est de supposer que le boson d'échange a une masse très élevée[c]. Afin d'expliquer les décroissances connues du neutron et du muon ($\mu^- \longrightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$), le boson d'échange (appelé W) doit exister sous deux états, l'un de charge électrique positive

[c]Utilisation du principe d'incertitude de Heisenberg $\Delta E \Delta t \geq \hbar \Rightarrow M_W \geq 20\ GeV$

($W^+$) et l'autre de charge négative ($W^-$). Il a fallu attendre le début des années 1970 pour mettre en évidence l'existence d'un courant faible neutre (boson $Z^0$) grâce à la détection expérimentale d'événements de diffusions élastiques $\nu_\mu$-électron [18]. Les bosons faibles chargés et neutre furent détectés en 1983 au CERN [19] et la mise en activité du LEP (usine à $W^\pm$ et $Z^0$) au CERN a permis leur étude complète. L'intensité de l'interaction faible est donnée par la constante de Fermi $G_F$ :

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{g^2}{M_W^2 c^4} \simeq 1.166 \ 10^{-5} \ GeV^{-2} \tag{1.1}$$

où $g$ est la constante de couplage faible[d], sans dimension, des bosons W. Une propriété importante de l'interaction faible est de ne pas conserver la symétrie de parité[e]. Ceci fut démontré par la célèbre expérience de Wu [20] en 1957, d'après une idée de Lee et Yang [21], prix Nobel en 1957 [22].

### 1.1.3 Unification électro-faible

Bien qu'ayant des caractéristiques très différentes, les interactions électromagnétique et faible sont en fait les manifestations d'une seule et unique interaction, électro-faible, dont le formalisme a été développé en 1967 par Weinberg, Salam et Glashow [23, 24] ce qui leur vaudra le prix Nobel en 1979. L'unification de ces deux interactions, que nous allons décrire dans la suite de ce paragraphe, est importante dans le formalisme décrivant l'interaction électron-nucléon. Comme nous le verrons par la suite, cette unification nous permettra de traiter en parallèle les interactions électromagnétique et faible neutre électron-nucléon de manière équivalente.

L'interaction électro-faible peut être formalisée [25] en introduisant un nouveau nombre quantique, l'isopin faible noté T. Les leptons et les quarks sont rangés en trois familles formant ainsi des doublets d'isospin faible (($\nu_e, e$),($\nu_\mu, \mu$),($\nu_\tau, \tau$) et ($u, d$),($c, s$),($t, b$)). Ces fermions ont donc un isospin $T = 1/2$, avec la troisième composante qui doit être conservée, $T_3 = \pm 1/2$ (voir tableau 1.1). L'observation de réactions du type $\mu^-(T_3 = -\frac{1}{2}) \longrightarrow \nu_\mu(T_3 = \frac{1}{2})W^-$ impose alors que $T_3(W^-) = -1$ et par conséquent que $T_3(W^+) = +1$. Les bosons $W^\pm$ font donc partie d'un triplet d'isospin faible (T=1), le troisième état, noté $W^0$, correspondant à $T_3 = 0$. Le $W^0$ ne peut cependant être identifié au $Z^0$, le boson d'échange de l'interaction faible neutre. En effet, supposons que le $Z^0$ soit le $W^0$, il devrait alors se coupler avec la même intensité à toutes les paires fermion-antifermion ce qui correspond au principe d'universalité vérifié pour les bosons $W^\pm$. Les expériences du LEP ont montré que les taux de branchement pour la décroissance du $Z^0$ en fermion-antifermion chargés sont de l'ordre de 3.4% [14] alors que ceux en fermion-antifermion neutres sont de l'ordre 20%. On voit donc que l'intensité du couplage dépend de la charge des fermions créés, le $Z^0$ ne peut donc pas être identifié au $W^0$.

---

[d]Il est à noter que $g \simeq 0.65 > \alpha$. Ce qui rend l'interaction faible plus faible que l'interaction électromagnétique c'est le caractère massif ($M_W \simeq 80 \ GeV/c^2$) des bosons d'échange faibles.

[e]Symétrie qui inverse l'espace, voir paragraphe 1.6

Supposons maintenant l'existence d'un nouvel état, noté $B^0$, singulet d'isospin faible qui correspond à un état d'isospin $T = 0$ et $T_3 = 0$. La constante de couplage $g'$ de ce boson n'est pas obligatoirement la même que celle des bosons W. On observe expérimentalement deux bosons neutres, le photon et le $Z^0$. L'idée fondamentale de Weinberg, Salam et Glashow, qui a abouti à l'unification des interactions électromagnétique et faible, est que le photon et le $Z^0$ sont des états orthogonaux correspondant à des combinaisons linéaires des bosons $W^0$ et $B^0$. Le mélange des états $W^0$ et $B^0$ est caractérisé par l'angle de Weinberg dit électro-faible et noté $\theta_W$. On peut donc écrire les champs $A_\mu$ et $Z_\mu$ respectivement du photon et du $Z^0$ comme

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^0 \tag{1.2}$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^0 \tag{1.3}$$

où $W_\mu^0$ et $B_\mu$ représentent respectivement les champs correspondants au $W^0$ et au $B^0$. Il est possible de relier l'angle de Weinberg, les constantes de couplage faible g et g' et la charge électrique $e$ en imposant que le photon ne puisse se coupler qu'aux fermions chargés avec l'intensité $e$ [25]. Cette théorie est en fait un modèle car il n'explique pas les masses des fermions et des bosons, et l'angle de Weinberg $\theta_W$ reste un paramètre libre du modèle. Il sera plus tard généralisé afin de rendre compte de l'interaction forte, il s'agit du modèle standard. Le LEP à partir de 1989 a fortement contribué à la mesure des différents paramètres tels que les masses des bosons $W^\pm$ et $Z^0$ ou l'angle de Weinberg [14].

$$M_W = 80.419 \quad GeV/c^2 \tag{1.4}$$

$$M_Z = 91.1882 \; GeV/c^2 \tag{1.5}$$

$$\sin^2\theta_W = 0.23117 \tag{1.6}$$

Malgré le succès de l'unification électro-faible que nous venons de présenter, il est important de noter que le mélange décrit par les équations 1.2 et 1.3 ne peut se faire qu'entre états de même masse. Les équations 1.4 et 1.5 montrent que les masses des bosons faibles sont grandes alors que celle du photon est nulle. Il est toutefois possible d'expliquer ce phénomène par une brisure spontanée de symétrie. Ce modèle a été proposé par Higgs [26] qui postule que pour un système d'énergie élevée, les bosons faibles sont de masse nulle et qu'il existe quatre champs scalaires dits champs de Higgs. Lorsque l'énergie du système diminue et passe en dessous d'une certaine énergie de transition de phase, trois des quatres champs de Higgs sont absorbés par les bosons faibles, ce qui a pour effet de générer leur masse. Ceci est connu sous le nom de phénomène de Higgs. Puisque le photon n'a pas de masse, le quatrième champ de Higgs doit être libre. Toutes les prédictions du modèle standard ont été confirmées par l'expérience, à l'exception d'une seule, l'existence du boson de Higgs, une particule qui sera recherchée au LHC.

## 1.2 Facteurs de forme électro-faible

Le calcul, en utilisant l'électrodynamique quantique (QED), des amplitudes de diffusion liées à l'interaction électro-faible électron-nucléon nécessite l'écriture des courants électromagnétiques et faibles neutres de l'électron et du nucléon. Dans le cas de l'électron, ces courants prennent une forme simple car il s'agit d'une particule élémentaire (sans structure interne). La QED nous donne ces courants dans le cas d'un fermion $f$ élémentaire (lepton ou quark), objet ponctuel de spin $\frac{1}{2}$ [27] :

$$\begin{aligned} \text{Couplage au photon :} \quad & \langle e|\hat{\mathcal{J}}_\mu^{(\gamma,e)}|e\rangle = \bar{u}_e\,\gamma_\mu\,u_e \\ \text{et couplage au } Z^0 \text{ :} \quad & \langle e|\hat{\mathcal{J}}_\mu^{(Z,e)}|e\rangle = \bar{u}_e\,\gamma_\mu(C_V^f - \gamma_5 C_A^f)\,u_e \end{aligned} \tag{1.7}$$

où $\gamma_\mu$ représente les quatre matrices $(\gamma_0,\ \gamma_1,\ \gamma_2,\ \gamma_3)$ de Dirac et $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. $u_e$ représente le bispineur de l'électron. En suivant la notation de la référence [28], les couplages vectoriels $C_V^f$ et axiaux $C_A^f$ de l'interaction faible neutre sont donnés par :

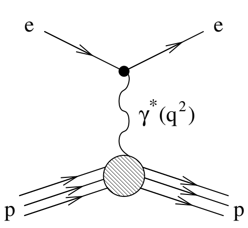
$$C_V^f = 2T_3^f - 4Q_f\ \sin^2\theta_W \quad \text{et} \quad C_A^f = -2T_3^f \tag{1.8}$$

où $T_3^f$ représente la troisième composante de l'isospin faible du fermion considéré et $Q_f$ sa charge. Le tableau 1.1 donne les valeurs de ces couplages pour les différents fermions élémentaires. Les courants définis par les équations 1.7 sont donc applicables au cas de l'électron et sont ainsi ceux que nous utiliserons pour le cacul des amplitudes de diffusion.

| Fermions | $Q_f$ | $T_3^f$ | $C_V^f$ | $C_A^f$ |
|---|---|---|---|---|
| $\begin{pmatrix}\nu_e\\ e\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}$ | 0 | $\frac{1}{2}$ | 1 | -1 |
| | -1 | $-\frac{1}{2}$ | $-1+4\sin^2\theta_W$ | 1 |
| $\begin{pmatrix}u\\ d\end{pmatrix}\begin{pmatrix}c\\ s\end{pmatrix}\begin{pmatrix}t\\ b\end{pmatrix}$ | $\frac{2}{3}$ | $\frac{1}{2}$ | $1-\frac{8}{3}\sin^2\theta_W$ | -1 |
| | $-\frac{1}{3}$ | $-\frac{1}{2}$ | $-1+\frac{4}{3}\sin^2\theta_W$ | 1 |

TAB. 1.1 – *Charge électrique, troisième composante de l'isospin faible et constantes de couplages vectoriel et axiaux des différents fermions [28].*

Le nucléon, en revanche, n'est pas une particule ponctuelle. Dans ce cas, il faut introduire un certain nombre de facteurs paramétrisant sa structure interne vis à vis de l'interaction électro-faible. Ces facteurs sont nommés facteurs de forme qui, comme ce nom l'indique, traduisent la "forme" électro-faible du nucléon. Afin d'écrire les courants associés à un tel objet, il est nécessaire de généraliser les équations 1.7.




Prenons tout d'abord le cas de l'interaction électromagnétique. Dans ce cas, l'expression la plus générale du courant d'un objet de spin $\frac{1}{2}$ et qui respecte la conservation du courant et l'invariance par parité de l'interaction électromagnétique est :

$$\langle N|\hat{\mathcal{J}}_\mu^{(\gamma,N)}|N\rangle = \bar{\mathcal{U}}\left[\gamma_\mu F_1^{(\gamma,N)}(q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N}F_2^{(\gamma,N)}(q^2)\right]\mathcal{U} \tag{1.9}$$

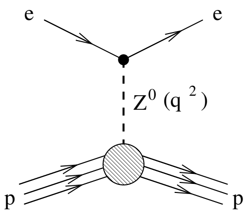
où N= p ou n selon que le nucléon considéré est un proton ou un neutron[f], $q^\nu$ est la quadri-impulsion transférée, $M_N$ la masse du nucléon et $F_1^{(\gamma,N)}(q^2)$ et $F_2^{(\gamma,N)}(q^2)$ les facteurs de forme électromagnétiques de Dirac et Pauli. Ces facteurs de forme dépendent uniquement du module carré, noté $q^2$, de la quadri-impulsion transférée au nucléon lors de l'interaction[g]. On utilise souvent les facteurs de forme dits de Sachs [29] qui sont des combinaisons linéaires des facteurs de forme de Dirac et Pauli.

$$G_E^{(\gamma,N)} = F_1^{(\gamma,N)} - \tau F_2^{(\gamma,N)} \tag{1.10}$$
$$G_M^{(\gamma,N)} = F_1^{(\gamma,N)} + F_2^{(\gamma,N)} \tag{1.11}$$

avec $\tau = \frac{-q^2}{4M_N^2}$. L'intérêt des facteurs de forme de Sachs électrique $G_E^{(\gamma,N)}$ et magnétique $G_M^{(\gamma,N)}$ est que dans le référentiel de Breit[h], ils peuvent être interprétés comme étant les transformées de Fourier des densités de charge et de courant à l'intérieur du nucléon. Leur normalisation à $q^2 = 0$ est donc reliée aux propriétés statiques du nucléon :

$$G_E^{(\gamma,N)}(q^2 = 0) = Q_N \qquad G_M^{(\gamma,N)}(q^2 = 0) = \mu_N \tag{1.12}$$

où $Q_N$ est la charge électrique et $\mu_N$ le moment magnétique de la particule étudiée.




Dans le cas de l'interaction faible neutre, l'expression la plus générale du courant faible neutre du nucléon respectant la conservation du courant est donnée par :

$$\begin{aligned}\langle N|\hat{\mathcal{J}}_\mu^{(Z,N)}|N\rangle &= \bar{\mathcal{U}}\left[\gamma_\mu F_1^{(Z,N)} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N}F_2^{(Z,N)}\right. \\ &\left. \quad +\gamma_\mu\gamma_5 G_A^{(Z,N)} + \frac{q_\mu}{M_N}\gamma_5 G_P\right]\mathcal{U}\end{aligned} \tag{1.13}$$

$F_1^{(Z,N)}$ et $F_2^{(Z,N)}$ sont les facteurs de forme faibles neutres de Pauli Dirac du nucléon. Il apparaît dans l'expression du courant faible neutre des éléments de matrice axiaux qui traduisent la non-conservation de la parité par l'interaction faible. Ils sont paramétrisés par le facteur de forme axial $G_A^{(Z,N)}$ et le facteur de forme pseudoscalaire induit[i] $G_P$ .

Comme dans le cas des facteurs de forme électromagnétiques, il est possible de définir les facteurs de forme faibles neutres de Sachs

$$\begin{aligned}G_E^{(Z,N)} &= F_1^{(Z,N)} - \tau F_2^{(Z,N)} \\ G_M^{(Z,N)} &= F_1^{(Z,N)} + F_2^{(Z,N)}\end{aligned} \tag{1.14}$$

[f]Cette forme pour le courant est valable pour tout objet mais le sujet de notre étude étant le nucléon, nous ne parlerons ici que du proton et du neutron.

[g]Il est à noter que les facteurs de forme présentent une dépendance en fonction de $q^2$, mais pour ne pas surcharger les équations nous n'indiquerons plus explicitement cette dépendance dans la suite (voir annexe A).

[h]Référentiel dans lequel le photon échangé possède une impulsion $\vec{q}$ et une énergie nulle. Dans le cas de la diffusion élastique électron-nucléon, le référentiel de Breit coïncide avec le référentiel du centre de masse du système électron-nucléon.

[i]Dans la suite, nous ne tiendrons plus compte du facteur de forme pseudoscalaire induit $G_P$ car celui-ci disparait dans l'expression de l'asymétrie de violation de parité.

## 1.3 Contribution des quarks aux facteurs de forme

Dans les nucléons, seuls les quarks sont sensibles à l'interaction électro-faible, car ni le photon ni le $Z^0$ ne se couplent aux gluons. Il est alors possible de décomposer les courants électromagnétique et faible neutre du nucléon en fonction des opérateurs courants électromagnétique et faible neutre des quarks.

En considérant que les quarks sont des particules élémentaires ponctuelles, leurs opérateurs courant vectoriel et courant axial sont donnés par :

$$\hat{J}^V_{\mu,q} = \bar{u}_q \gamma_\mu u_q \qquad \hat{J}^A_{\mu,q} = \bar{u}_q \gamma_\mu \gamma_5 u_q \qquad \text{avec} \quad q = u,\ d,\ s,\ c,\ b,\ t \tag{1.15}$$

avec $u_q$ les bispineurs de Dirac associés aux quarks de saveur $q$. Les courants vectoriel et axial des quarks à l'intérieur du nucléon peuvent alors s'écrire :

$$J^V_{\mu,q,N} \equiv \langle N|\hat{J}^V_{\mu,q}|N\rangle = \langle N|\bar{u}_q \gamma_\mu u_q|N\rangle \tag{1.16}$$

$$J^A_{\mu,q,N} \equiv \langle N|\hat{J}^A_{\mu,q}|N\rangle = \langle N|\bar{u}_q \gamma_\mu \gamma_5 u_q|N\rangle \tag{1.17}$$

Il est possible d'écrire ces courants de quarks en fonction de facteurs vectoriels $F_1^{q,N}$, $F_2^{q,N}$ et axiaux $G_A^{q,N}$ comme :

$$J^V_{\mu,q,N} = \bar{\mathcal{U}} \left[\gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N} F_2^{q,N}\right] \mathcal{U} \tag{1.18}$$

$$J^A_{\mu,q,N} = \bar{\mathcal{U}} \left[\gamma_\mu \gamma_5 G_A^{q,N}\right] \mathcal{U} \tag{1.19}$$

où les facteurs introduits représentent les contributions du quark de saveur $q$ aux facteurs de forme vectoriels et axial du nucléon.

Il est ainsi possible d'exprimer les courants électromagnétique et faible-neutre du nucléon donnés par les équations 1.9 et 1.13 sous la forme d'une somme des courants individuels de chacune des saveurs de quarks [13] :

$$\mathcal{J}^{(\gamma,N)}_\mu \equiv \langle N|\hat{\mathcal{J}}^{(\gamma,N)}_\mu|N\rangle = \sum_q Q_q J^V_{\mu,q,N} \tag{1.20}$$

$$\mathcal{J}^{(Z,N)}_\mu \equiv \langle N|\hat{\mathcal{J}}^{(Z,N)}_\mu|N\rangle = \sum_q \left[C_V^q J^V_{\mu,q,N} + C_A^q J^A_{\mu,q,N}\right] \tag{1.21}$$

où $C_V^q$ et $C_A^q$ sont respectivement les constantes de couplages vectoriel et axial du quark de saveur $q$ données dans le tableau 1.1 et $Q_q$ sa charge électrique. Il en découle que :

$$\mathcal{J}^{(\gamma,N)}_\mu = \bar{\mathcal{U}} \sum_q Q_q \left[\gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N} F_2^{q,N}\right] \mathcal{U} \tag{1.22}$$

$$\mathcal{J}^{(Z,N)}_\mu = \bar{\mathcal{U}} \sum_q \left[C_V^q \left(\gamma_\mu F_1^{q,N} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_p} F_2^{q,N}\right) + C_A^q \left(\gamma_\mu \gamma_5 G_A^{q,N}\right)\right] \mathcal{U} \tag{1.23}$$

En identifiant les expressions 1.9 et 1.22 pour le courant électromagnétique d'une part, et les expressions 1.13 et 1.23 pour le courant faibles neutres d'autre part, on peut exprimer les facteurs de forme électromagnétiques et faible-neutre des nucléons en fonction des contributions de chacune des saveurs de quarks.

$$\begin{aligned} F_{1,2}^{(\gamma,N)} &= \sum_q Q_q F_{1,2}^{(q,N)} && (1.24) \\ F_{1,2}^{(Z,N)} &= \sum_q C_V^q F_{1,2}^{(q,N)} && (1.25) \\ G_A^{(Z,N)} &= \sum_q C_A^q G_A^{(q,N)} && (1.26) \end{aligned}$$

Dans la suite, nous supposerons que seuls les quarks les plus légers contribuent de manière significative à la structure du nucléon et nous limiterons les sommes sur les saveurs des quarks $u$, $d$ et $s$. L'erreur introduite en négligeant les quarks les plus lourds ($c$, $b$ et $t$) est de l'ordre de $10^{-4}$ pour le courant vectoriel, et de $10^{-2}$ pour le courant axial [28]. En effet, les masses de ces trois quarks sont plus grandes que la masse des nucléons, ce qui implique une forte supression de leurs contributions. C'est *la première des deux approximations* que nous aurons à faire pour extraire la contribution étrange.

Nous allons maintenant nous concentrer sur le formalisme concernant la partie vectorielle, celui de la partie axiale sera fait au sous paragraphe suivant.

### 1.3.1 Facteurs de forme vectoriels

En ne prenant en compte que les trois quarks les plus légers, les équations 1.24 et 1.25 concernant la décomposition des facteurs de forme électro-faibles de Pauli-Dirac s'écrivent :

$$\begin{aligned} F_{1,2}^{(\gamma,N)} &= \frac{2}{3}F_{1,2}^{(u,N)} - \frac{1}{3}F_{1,2}^{(d,N)} - \frac{1}{3}F_{1,2}^{(s,N)} && (1.27) \\ F_{1,2}^{(Z,N)} &= \left(1 - \frac{8}{3}sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(u,N)} + \left(-1 + \frac{4}{3}sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(d,N)} \\ &+ \left(-1 + \frac{4}{3}sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(s,N)} && (1.28) \end{aligned}$$

Il est généralement admis que le proton et le neutron forment, avec une très bonne approximation, un doublet d'isospin fort [13]. Par une application de la symétrie d'isospin, on suppose que la contribution des quarks $u$ et $d$ aux facteurs de forme sont symétriques dans le proton et le neutron et que le quark $s$ contribue de façon équivalente aux facteurs de forme du proton ou du neutron. Cette *seconde approximation* équivaut à écrire :

$$\begin{aligned} F_{1,2}^{(u,p)} &= F_{1,2}^{(d,n)} &\equiv F_{1,2}^{u} \\ F_{1,2}^{(d,p)} &= F_{1,2}^{(u,n)} &\equiv F_{1,2}^{d} \\ F_{1,2}^{(s,p)} &= F_{1,2}^{(s,n)} &\equiv F_{1,2}^{s} \end{aligned} \qquad (1.29)$$

Les équations 1.27 et 1.28 peuvent donc se réécrire en spécifiant le nucléon auquel s'applique la décomposition comme :

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

$$
\begin{aligned}
F_{1,2}^{(\gamma,n)} &= -\frac{1}{3}F_{1,2}^{u} + \frac{2}{3}F_{1,2}^{d} - \frac{1}{3}F_{1,2}^{s} \qquad (1.30)\\
F_{1,2}^{(Z,p)} &= \left(1-\frac{8}{3}sin^2\theta_W\right)F_{1,2}^{u} + \left(-1+\frac{4}{3}sin^2\theta_W\right)F_{1,2}^{d} + \left(-1+\frac{4}{3}sin^2\theta_W\right)F_{1,2}^{s}\\
F_{1,2}^{(Z,n)} &= \left(-1+\frac{4}{3}sin^2\theta_W\right)F_{1,2}^{u} + \left(1-\frac{8}{3}sin^2\theta_W\right)F_{1,2}^{d} + \left(-1+\frac{4}{3}sin^2\theta_W\right)F_{1,2}^{s}
\end{aligned}
$$

Il faut noter que les mêmes décompositions s'appliquent aux facteurs de forme de Sachs. Les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron donnent ainsi deux combinaisons linéaires des contributions des différentes saveurs de quarks. La mesure des facteurs de forme faibles neutres du proton apporte une troisième combinaison ce qui permet d'extraire l'élément de matrice vectoriel $\langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$ directement relié aux contribution $G_{E,M}^s$. Les contributions des trois saveurs de quarks aux facteurs de forme du nucléon sont alors données, en utilisant les facteurs de forme de Sachs, par :

$$
\begin{aligned}
G_{E,M}^{u} &= \left(3-4sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(Z,p)} \qquad (1.31)\\
G_{E,M}^{d} &= \left(2-4sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{(\gamma,p)} + G_{E,M}^{(\gamma,n)} - G_{E,M}^{(Z,p)} \qquad (1.32)\\
G_{E,M}^{s} &= \left(1-4sin^2\theta_W\right)G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)} - G_{E,M}^{(Z,p)} \qquad (1.33)
\end{aligned}
$$

### 1.3.2 Facteur de forme axial

Comme dans le cas de la partie vectorielle, nous supposons que seuls les trois quarks les plus légers contribuent au facteur de forme axial. Nous appliquons également la symétrie d'isospin entre le proton et le neutron. Ainsi, les mêmes relations que celles données pour les facteurs de forme vectoriels (voir équations 1.29) peuvent être écrites pour les contributions aux facteurs de forme axial $G_A^{(Z,N)}$. L'équation 1.26 devient donc :

$$
\begin{aligned}
G_A^{(Z,p)} &= -G_A^u + G_A^d + G_A^s \qquad (1.34)\\
G_A^{(Z,n)} &= G_A^u - G_A^d + G_A^s
\end{aligned}
$$

On introduit généralement le facteur $G_A = G_A^u - G_A^d$ ce qui permet d'écrire les équations précédentes sous la forme :

$$G_A^{(Z,N)} = -\tau_3 G_A + G_A^s \qquad (1.35)$$

où $\tau_3$ vaut $+1$ pour le proton et $-1$ pour le neutron. $G_A$ est connu à[j] $Q^2 = 0$ grâce à la désintégration $\beta$ du neutron [30] ($G_A(0) = 1.2670 \pm 0.0035$). La dépendance en $Q^2$ de $G_A$ est aussi connue par des mesures de la diffusion quasi-élastique neutrino-proton. Il est supposé que $G_A$ suit un modèle dipôlaire de la forme $G_A(0)/(1+Q^2/M_A^2)^2$ avec $M_A = 1.069 \pm 0.016$ $(GeV/c^2)$ [31]. En ce qui concerne $G_A^s$, qui est directement relié à l'élément de matrice axial du quark étrange, sa valeur à $Q^2 = 0$ est simplement la fraction de spin $\Delta s$ portée par le quark étrange, et est mesurée en diffusion profondément inélastique $G_A^s(Q^2=0) \equiv \Delta s = -0.06 \pm 0.05$ [4].

[j] On pose $Q^2 \equiv -q^2 > 0$, voir annexe A

Nous n'avons présenté jusqu'ici que le premier ordre de la diffusion élastique, c'est-à-dire que cette diffusion n'implique l'échange que d'un seul photon ou $Z^0$. Afin d'interpréter correctement les résultats expérimentaux, il est nécessaire de connaître les modifications apportées au premier ordre de l'amplitude de diffusion par les corrections radiatives électro-faibles. Afin d'introduire plus facilement les facteurs de correction, nous allons utiliser un formalisme différent pour l'écriture des courants électromagnétique et faible neutre. Cette nouvelle notation est celle utilisée dans la littérature pour les calculs des corrections radiatives électro-faibles. Nous ferons le lien avec le formalisme décrit précédemment au cours du paragraphe 1.5.

## 1.4 Développements sur SU(3)

Ce nouveau formalisme [28] décompose les parties vectorielles et axiales des opérateurs courants donnés par les équations 1.20 et 1.21 sur la base définie par les générateurs du groupe de symétrie SU(3).

$$\hat{V}_\mu^{(a)} \equiv \bar{q}\frac{\lambda^a}{2}\gamma_\mu q \tag{1.36}$$

$$\hat{A}_\mu^{(a)} \equiv \bar{q}\frac{\lambda^a}{2}\gamma_\mu\gamma_5 q \tag{1.37}$$

où $q$ représente le triplet de quarks $u$, $d$ et $s$, $\lambda^0 = \frac{2}{3}\mathbf{I}$ ($\mathbf{I}$ représente la matrice unité) et $\lambda^a$ ($a = 1$ à 8) sont les matrices de Gell-Mann génératrices de SU(3)[k].

Seuls les six matrices diagonales des opérateurs courants vecteur et axial sont nécessaires à l'écriture des courants électromagnétique et faible neutre donnés par les équations 1.20 et 1.21.

$$\hat{V}_\mu^{(0)} = \frac{1}{3}\left(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s\right) \tag{1.38}$$

$$\hat{V}_\mu^{(3)} = \frac{1}{2}\left(\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d\right) \tag{1.39}$$

$$\hat{V}_\mu^{(8)} = \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d - 2\bar{s}\gamma_\mu s\right) \tag{1.40}$$

$$\hat{A}_\mu^{(0)} = \frac{1}{3}\left(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d + \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s\right) \tag{1.41}$$

$$\hat{A}_\mu^{(3)} = \frac{1}{2}\left(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u - \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d\right) \tag{1.42}$$

$$\hat{A}_\mu^{(8)} = \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 d - 2\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s\right) \tag{1.43}$$

A partir des équations 1.20 et 1.38 à 1.43, on déduit que le courant électromagnétique

[k]Notons qu'aucune supposition quant à la symétrie de saveur de SU(3) n'est impliquée dans cette décomposition des facteurs de forme. En effet, SU(3) de saveur est une symétrie brisée due à la différence de masse entre les quarks $u$, $d$ et $s$. Nous n'utilisons ici le groupe SU(3) que comme une base de décomposition.

$\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)}$ s'écrit comme :

$$\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)} = \frac{1}{\sqrt{3}}\mathcal{V}_\mu^{(8)} + \mathcal{V}_\mu^{(3)} \tag{1.44}$$

où $\mathcal{V}_\mu^{(a)}$ est le courant associé à l'opérateur courant $\hat{V}_\mu^{(a)}$ ($\mathcal{V}_\mu^{(a)} \equiv \langle N|\hat{V}_\mu^{(a)}|N\rangle$). Il est maintenant possible de décomposer le courant électromagnétique $\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)}$ en une partie isoscalaire $\mathcal{J}_\mu^\gamma(T=0)$ et une partie isovecteur $\mathcal{J}_\mu^\gamma(T=1)$ :

$$\mathcal{J}_\mu^\gamma = \mathcal{J}_\mu^\gamma(T=0) + \mathcal{J}_\mu^\gamma(T=1) = \frac{1}{\sqrt{3}}\mathcal{V}_\mu^{(8)} + \mathcal{V}_\mu^{(3)} \tag{1.45}$$

De même, les parties vectorielle $\mathcal{J}_\mu^Z$ et axiale $\mathcal{J}_{\mu5}^Z$ du courant faible neutre de l'équation 1.21 peuvent être écrites en fonction des courants de SU(3) donnés par les équations 1.38 à 1.43. Il vient [28] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{J}_\mu^Z &= \xi_V^{T=1}\mathcal{V}_\mu^{(3)} + \xi_V^{T=0}\mathcal{V}_\mu^{(8)} + \xi_V^{(0)}\mathcal{V}_\mu^{(s)} \\
&\equiv \xi_V^{T=1}\mathcal{J}_\mu^\gamma(T=1) + \sqrt{3}\,\xi_V^{T=0}\mathcal{J}_\mu^\gamma(T=0) + \xi_V^{(0)}\mathcal{V}_\mu^{(s)} && (1.46)\\
\mathcal{J}_{\mu5}^Z &= \xi_A^{T=1}\mathcal{A}_\mu^{(3)} + \xi_A^{T=0}\mathcal{A}_\mu^{(8)} + \xi_A^{(0)}\mathcal{A}_\mu^{(s)} && (1.47)
\end{aligned}$$

avec

$$\begin{array}{ll}
\xi_V^{T=1} = C_V^u - C_V^d & \xi_A^{T=1} = C_A^u - C_A^d \\
\xi_V^{T=0} = \sqrt{3}(C_V^u + C_V^d) & \xi_A^{T=0} = \sqrt{3}(C_A^u + C_A^d) \\
\xi_V^{(0)} = C_V^u + C_V^d + C_V^s & \xi_A^{(0)} = C_A^u + C_A^d + C_A^s
\end{array} \tag{1.48}$$

où $\mathcal{V}_\mu^{(s)} \equiv \langle N|\bar{s}\gamma_\mu s|N\rangle$ et $\mathcal{A}_\mu^{(s)} \equiv \langle N|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|N\rangle$.

Le tableau 1.2 donne les valeurs que prennent ces constantes de couplage dans le cas où seul le premier ordre est pris en compte, puis en tenant compte des termes d'ordre supérieur. Les couplages au premier ordre sont calculés en utilisant les équations 1.48 et les valeurs définies dans le tableau 1.1 pour $C_V^q$ et $C_A^q$. Nous pouvons voir dans ce tableau que les ordres supérieurs agissent comme une déviation proportionnelle à l'ordre premier, excepté pour le terme isoscalaire axial ($\xi_A^{T=0}$) qui n'existe que dans le cas où nous prenons en compte les ordres supérieurs.

En utilisant les équations 1.46 et 1.47, il est possible d'exprimer les facteurs de forme faibles neutres intervenant dans l'expression du courant faible neutre (voir équation 1.13) comme :

$$\begin{aligned}
F_{1,2}^{(Z,N)} &= \tau_3\xi_V^{T=1}F_{1,2}^{T=1} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0}F_{1,2}^{T=0} + \xi_V^{(0)}F_{1,2}^{(s)} && (1.49)\\
G_A^{eN} &= \tau_3\xi_A^{T=1}G_A^{(3)} + \xi_A^{T=0}G_A^{(8)} + \xi_A^{(0)}G_A^{(s)} && (1.50)
\end{aligned}$$

où $\tau_3 = +1$ pour le proton et $-1$ pour le neutron. Cette notation utilise le fait que le proton et le neutron forment un doublet d'isospin fort. Ainsi, $\tau_3$ représente la troisième composante de cet isospin. $F_{1,2}^{T=0,1}$ sont les facteurs de forme isoscalaire et isovecteur électromagnétiques de Dirac et Pauli. Ils sont donnés par :

$$F_{1,2}^{T=0} = \frac{1}{2}\left(F_{1,2}^{(\gamma,p)} + F_{1,2}^{(\gamma,n)}\right) \quad \text{et} \quad F_{1,2}^{T=1} = \frac{1}{2}\left(F_{1,2}^{(\gamma,p)} - F_{1,2}^{(\gamma,n)}\right) \tag{1.51}$$

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

TAB. 1.2 – *Couplages vectoriels et axiaux pour le premier ordre et les ordres supérieurs donnés par le modèle standard dans le cadre d'une décomposition du type SU(3).*

$G_A^{(3,8)}$ sont les facteurs de forme axiaux de SU(3), et $F_{1,2}^{(s)}$ et $G_A^{(s)}$ représentent respectivement les contributions vectorielle et axiale du quark étrange aux facteurs de forme. L'exposant $e$ du facteur de forme axial $G_A^{eN}$, indique qu'il s'agit du facteur de forme axial mesuré en diffusion électron-nucléon, afin de le différencier de $G_A^{\nu N}$, mesuré en diffusion neutrino-nucléon. Au premier ordre ces deux facteurs de forme sont identiques. La prise en compte des processus d'ordre supérieur introduit une différence entre eux. La formulation des facteurs de forme faibles neutres du proton donnée par les équations 1.49 et 1.50 fait apparaître les contributions des processus d'ordres supérieurs par l'intermédiaire des facteurs de couplage $\xi_{V,A}$ (voir tableau 1.2).

## 1.5 Processus d'ordres supérieurs

Les corrections radiatives électro-faibles sont généralement divisées en deux classes [28]. Les corrections de la première classe (classe A), dites corrections à un quark, sont des corrections purement électrofaibles où le couplage implique seulement un des quarks du proton, les autres étant considérés comme spectateurs. La figure 1.1 montre des exemples de processus d'ordre supérieurs de classe A. Les corrections de la seconde classe (classe B), dites corrections à plusieurs quarks, font intervenir des processus dans lesquels deux quarks ou plus interagissent avec le boson d'échange, ce qui donne naissance à des états intermédiaires impliquant d'autres états hadroniques que le nucléon (création de boucles mésoniques). Il est important de noter que seuls quelques uns des processus à plusieurs quarks sont représentés sur la figure 1.2, le nombre très important de diagrammes à plusieurs quarks rend l'estimation de la contribution de ces processus très difficile. C'est donc de cette classe que provient la plus grande partie des erreurs sur les facteurs de correction.

Les facteurs de correction $R_i^j$ apparaissent dans l'expression des facteurs de couplage que nous allons détailler dans la suite de ce paragraphe (voir tableau 1.2), et correspondent à la somme des contributions des processus de classe A (one-q) et de classe B (many-q).

$$R_i^j = R_i^j(\text{one-q}) + R_i^j(\text{many-q}) \tag{1.52}$$

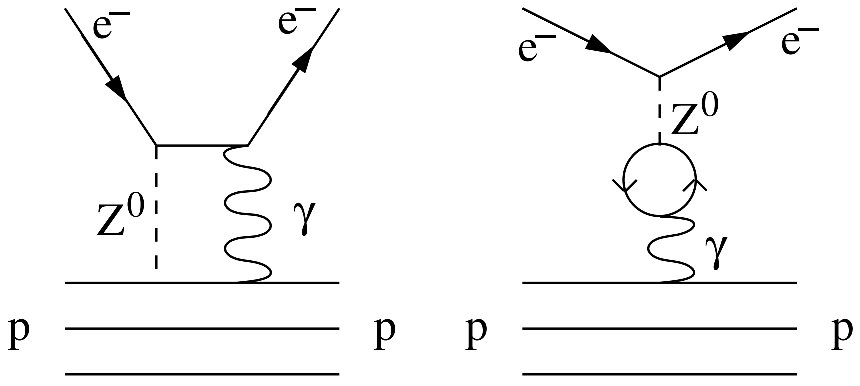



FIG. 1.1 – *Exemples de processus d'ordre supérieur de classe A (processus à un quark) induisant des corrections radiatives.*

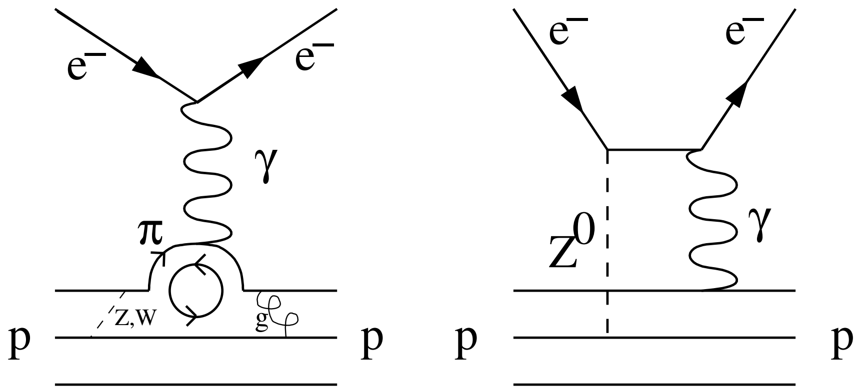



FIG. 1.2 – *Exemples de processus d'ordre supérieur de classe B (processus à plusieurs quarks) induisant des corrections radiatives.*

## 1.5.1 Les facteurs de forme vectoriels faibles neutres

En utilisant les facteurs de forme de Sachs, l'équation 1.49 peut être réécrite comme

$$G_{E,M}^{(Z,N)} = \tau_3 \xi_V^{T=1} G_{E,M}^{T=1} + \sqrt{3}\xi_V^{T=0} G_{E,M}^{T=0} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \tag{1.53}$$

En supposant que le nucléon est un état propre d'isospin fort [32], il vient que :

$$G_{E,M}^{T=0} = \frac{1}{2}\left(G_{E,M}^{(\gamma,p)} + G_{E,M}^{(\gamma,n)}\right) \qquad \text{et} \qquad G_{E,M}^{T=1} = \frac{1}{2}\left(G_{E,M}^{(\gamma,p)} - G_{E,M}^{(\gamma,n)}\right) \tag{1.54}$$

En utilisant ces relations, l'équation 1.53 devient :

$$G_{E,M}^{(Z,N)} = \frac{1}{2}\left(\sqrt{3}\xi_V^{T=0} + \tau_3 \xi_V^{T=1}\right) G_{E,M}^{(\gamma,p)} + \frac{1}{2}\left(\sqrt{3}\xi_V^{T=0} - \tau_3 \xi_V^{T=1}\right) G_{E,M}^{(\gamma,n)} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \tag{1.55}$$

On définit alors de nouveaux facteurs de couplage $\xi_V^p$ et $\xi_V^n$, et de nouveaux facteurs de corrections $R_V^p$ et $R_V^n$ tels que :

$$G_{E,M}^{(Z,N)} = \xi_V^p G_{E,M}^{(\gamma,p)} + \xi_V^n G_{E,M}^{(\gamma,n)} + \xi_V^{(0)} G_{E,M}^s \tag{1.56}$$

avec

$$\xi_V^p = \left[\tau_3 - 2(1+\tau_3)\sin^2\theta_W\right](1+R_V^p) \tag{1.57}$$

$$\xi_V^n = -\left[\tau_3 + 2(1-\tau_3)\sin^2\theta_W\right](1+R_V^n) \tag{1.58}$$

et

$$R_V^p = \frac{\tau_3\left(1-2\sin^2\theta_W\right)R_V^{T=1} - 2\sin^2\theta_W R_V^{T=0}}{\tau_3 - 2(1+\tau_3)\sin^2\theta_W} \tag{1.59}$$

$$R_V^n = \frac{\tau_3\left(1-2\sin^2\theta_W\right)R_V^{T=1} + 2\sin^2\theta_W R_V^{T=0}}{\tau_3 + 2(1-\tau_3)\sin^2\theta_W} \tag{1.60}$$

Il est finalement possible d'exprimer les facteurs de forme faible neutre du proton en tenant compte des processus d'ordres supérieurs,

$$G_{E,M}^{(Z,p)} = \left(1 - 4sin^2\theta_W\right)(1+R_V^p)\,G_{E,M}^{(\gamma,p)} - (1+R_V^n)\,G_{E,M}^{(\gamma,n)} - (1+R_V^s)\,G_{E,M}^s \tag{1.61}$$

où, par souci de clarification, nous notons $R_V^s \equiv R_V^{(0)}$. Notons que si l'on pose $R_V^p = R_V^n = R_V^s = 0$, afin de ne prendre en compte que les processus du premier ordre, on retrouve bien l'expression de $G_{E,M}^{(Z,p)}$ donnée par l'équation 1.33.

### 1.5.2 Le facteur de forme axial

Nous venons de voir comment les facteurs de forme vectoriels faibles neutres sont modifiés par la prise en compte des processus d'ordre supérieurs. Nous allons maintenant nous intéresser à la partie axiale qui, depuis plusieurs années, fait l'objet de nombreuses recherches théoriques [28, 33, 34].

Le facteur de forme axial effectif $G_A^{eN}$ est séparé en deux contributions, une isoscalaire $G_A^{eN}(T=0)$ et une isovecteur $G_A^{eN}(T=1)$ :

$$G_A^{eN} = G_A^{eN}(T=0) + G_A^{eN}(T=1) \tag{1.62}$$

D'après l'équation 1.50, il découle que ces deux termes sont donnés par :

$$G_A^{eN}(T=0) = \sqrt{3}R_A^{T=0}G_A^{(8)} + (1+R_A^s)\,G_A^s \tag{1.63}$$

$$G_A^{eN}(T=1) = -\tau_3\left(1+R_A^{T=1}\right)G_A^{(3)} \tag{1.64}$$

En posant :

$$R_A^0 \equiv \sqrt{3}R_A^{T=0}G_A^{(8)} \tag{1.65}$$

$$R_A^1 \equiv R_A^{T=1} \tag{1.66}$$

$$R_A^s \equiv R_A^{(0)} \tag{1.67}$$

$$G_A \equiv G_A^u - G_A^d \tag{1.68}$$

on en déduit que :

$$\begin{aligned} G_A^{eN}(T=0) &= R_A^0 + (1+R_A^s)G_A^s \quad (1.69)\\ G_A^{eN}(T=1) &= -\tau_3\left(1+R_A^1\right)G_A \quad (1.70)\end{aligned}$$

Le facteur de forme axial effectif $G_A^{eN}$ est ainsi donné par :

$$G_A^{eN} = -\tau_3\left(1+R_A^1\right)G_A + R_A^0 + (1+R_A^s)G_A^s \quad (1.71)$$

Il est à nouveau possible de retrouver l'expression de $G_A^{(Z,N)}$ au premier ordre (voir équation 1.35) en posant $R_A^0 = R_A^1 = R_A^s = 0$.

Afin de pouvoir comparer nos résultats aux prédictions du modèle standard, il est préférable d'exprimer le facteur de forme isovecteur $G_A^{eN}(T=1)$ en fonction de paramètres d'un Lagrangien général de violation de parité $\mathcal{L}_{PV}^{eN}$ [14].

$$\mathcal{L}_{PV}^{eN} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \times \sum_{i=u,d,s}\left[C_{1i}\left(\bar{e}\gamma_\mu\gamma^5 e\right)\left(\bar{q}_i\gamma^\mu q_i\right) + C_{2i}\left(\bar{e}\gamma_\mu e\right)\left(\bar{q}_i\gamma^\mu\gamma^5 q_i\right)\right] \quad (1.72)$$

Le facteur de forme $G_A^{eN}(T=1)$ peut alors être relié à la combinaison $C_{2u} - C_{2d}$ par [35] :

$$G_A^{eN}(T=1) = G_A(Q^2) \times \frac{C_{2u} - C_{2d}}{1 - 4sin^2\theta_W} \quad (1.73)$$

### 1.5.3 Le facteur de forme anapolaire du nucléon

Le facteur de forme anapolaire du nucléon caractérise une interaction électromagnétique entre un électron et un nucléon qui ne conserve pas la parité. L'existence d'un couplage d'un photon avec un courant axial a été proposée pour la première fois par Zel'dovich à la fin des années 50 [36]. Un mécanisme pouvant générer un tel couplage axial nécessite l'échange de bosons faibles entre les quarks constituant le nucléon. Les processus participant à l'apparition du facteur de forme anapolaire sont donc du type du diagramme de gauche de la figure 1.2.

Le facteur de forme anapolaire, qui caractérise le fait que l'interaction électromagnétique entre un électron et un nucléon n'est pas strictement conservée par opération de parité, apparaît comme un terme axial supplémentaire dans l'expression du courant électromagnétique du nucléon (équation 1.9) qui devient [28] :

$$\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)} = \bar{\mathcal{U}}\left\{\gamma_\mu F_1^{(\gamma,N)} + \frac{i\sigma_{\mu\nu}q^\nu}{2M_N}F_2^{(\gamma,N)} + F_A\left[G_F(q^2\gamma_\mu - q_\nu\gamma^\nu q_\mu)\gamma_5\right]\right\}\mathcal{U} \quad (1.74)$$

L'amplitude de diffusion qui ne conserve pas la symétrie de parité est obligatoirement constituée d'un couplage de type vecteur à l'un des deux vertex (leptonique ou hadronique) et de type axial à l'autre vertex. De fait, cette amplitude que nous noterons $\mathcal{M}^{PV}$ est donnée par :

$$\mathcal{M}^{PV} = \mathcal{M}_{AV}^{PV} + \mathcal{M}_{VA}^{PV} \quad (1.75)$$

où $\mathcal{M}_{AV}^{PV}$ représente l'amplitude de diffusion où le couplage est de type axial au vertex leptonique et de type vecteur au vertex hadronique. L'amplitude $\mathcal{M}_{VA}^{PV}$ représente le cas opposé. Au premier ordre de la diffusion électron-nucléon, ces deux amplitudes proviennent uniquement de l'échange d'un $Z^0$, il vient alors :

$$\mathcal{M}_{AV}^{PV} = \mathcal{M}_{AV}^{Z^0} \tag{1.76}$$

$$\mathcal{M}_{VA}^{PV} = \mathcal{M}_{VA}^{Z^0} \tag{1.77}$$

L'ajout du facteur de forme anapolaire $F_A$ dans l'expression du courant électromagnétique du nucléon (équation 1.74) génère une contribution supplémentaire à l'amplitude $\mathcal{M}_{VA}^{PV}$ que nous noterons $\mathcal{M}_{Anapole}^{PV}$. L'amplitude $\mathcal{M}_{VA}^{PV}$ est alors donnée par :

$$\mathcal{M}_{VA}^{PV} = \mathcal{M}_{VA}^{Z^0} + \mathcal{M}_{Anapole}^{PV} \tag{1.78}$$

Les amplitudes de diffusion $\mathcal{M}_{VA}^{Z^0}$ et $\mathcal{M}_{Anapole}^{PV}$ s'écrivent en fonction des courants de l'électron et du proton. Il vient alors :

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_{VA}^{Z^0} &= \left(\frac{ig}{4\cos\theta_W}\right)^2 \langle e|(-1+4\sin^2\theta_W)\gamma_\mu|e\rangle \\ &\qquad \left(\frac{-i\left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2}\right)}{q^2 - M_Z^2}\right)\langle N|G_A^{(Z,N)}\gamma_\nu\gamma_5|N\rangle \qquad (1.79)\\ \mathcal{M}_{Anapole}^{PV} &= (ie)^2\langle e|\gamma_\mu|e\rangle\left(\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2}\right)\langle N|G_F F_A q^2\gamma_\nu\gamma_5|N\rangle \qquad (1.80)\end{aligned}$$

Il est important de noter que le terme de couplage $\frac{ig}{4\cos\theta_W}$ diffère d'un facteur 4 par rapport à la référence [27] afin de tenir compte du facteur 4 introduit dans l'expression des couplages $C_V^i$ et $C_A^i$ donnés par l'équation 1.8. Le propagateur du $Z^0$ dans l'équation 1.79 peut-être simplifiée dans notre cas. Avec des impulsions transférées inférieures à 1.0 $(GeV/c)^2$ alors que la masse au carré $M_Z^2$ du $Z^0$ est de l'ordre de 8315 $GeV^2$, il est possible de négliger la dépendance en $q^2$ de ce propagateur. Les amplitudes sont alors données par :

$$\mathcal{M}_{VA}^{Z^0} = -i\frac{G_F}{2\sqrt{2}}(1-4\sin^2\theta_W)G_A^{(Z,N)}\ \langle e|\gamma_\mu|e\rangle\ \langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle \tag{1.81}$$

$$\mathcal{M}_{Anapole}^{PV} = -i(4\pi\alpha)G_F F_A\ \langle e|\gamma_\mu|e\rangle\ \langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle \tag{1.82}$$

où nous avons utilisé $G_F = \frac{1}{4\sqrt{2}}\frac{g^2}{M_Z^2\cos^2\theta_W}$ et $e^2 = 4\pi\alpha$ [14]. L'amplitude $\mathcal{M}_{VA}^{PV}$ s'écrit alors comme :

$$\mathcal{M}_{VA}^{PV} = -i\frac{G_F}{2\sqrt{2}}(1-4\sin^2\theta_W)\left[G_A^{(Z,N)} + \frac{8\pi\sqrt{2}\alpha}{1-4\sin^2\theta_W}F_A\right]\ \langle e|\gamma_\mu|e\rangle\ \langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle \tag{1.83}$$

Nous voyons donc à partir de cette équation que le facteur de forme axial qui sera "effectivement" mesuré en diffusion d'électrons prend la forme :

$$G_A^{eN} = G_A^{(Z,N)} + \eta F_A \tag{1.84}$$

où $\eta$ est une constante sans dimension donnée par $\frac{8\pi\sqrt{2}\alpha}{1-4\sin^2\theta_W}$ et vaut environ 3.44. L'ajout des corrections radiatives provenant de tous les autres processus ne contribuant pas à $F_A$ introduit un terme supplémentaire $R_e$ au facteur de forme axial effectif qui s'écrit alors :

$$G_A^{eN} = G_A^{(Z,N)} + \eta F_A + R_e \tag{1.85}$$

Cette nouvelle notation de $G_A^{eN}$ est équivalente à celle donnée par l'équation 1.71. La différence vient de la façon de réarranger les différents processus d'ordre supérieur par rapport aux classes A et B précédemment citées.

Dans la littérature, on parle plus fréquemment de moment anapolaire du nucléon. Ce moment anapolaire est en fait la valeur que prend le facteur de forme anapolaire pour une quadri-impulsion transférée nulle ($Q^2 = 0$). Afin d'interpréter les résultats des expériences qui se font à une quadri-impulsion transférée non nulle, un calcul de la dépendance en $Q^2$ du facteur de forme anapolaire est nécessaire. Nous verrons au chapitre 6 les différents calculs théoriques développés jusqu'à lors.

L'amplitude des corrections radiatives électro-faibles et en particulier la contribution du moment anapolaire du nucléon à ces corrections reste un problème auquel théoriciens et expérimentateurs tentent actuellement d'apporter une réponse.

### 1.5.4 Estimations des facteurs de correction

Le tableau 1.3 donne les dernières estimations théoriques des différents facteurs de correction. Une mesure expérimentale précise des termes de couplage $\xi_i^j$ et donc des facteurs de corrections $R_i^j$, est un excellent test du modèle standard. Le tableau 1.3 montre que les facteurs de correction axiaux ($R_A^{0,1}$) sont très mal connus. Dans les deux cas, l'erreur provient essentiellement du calcul des processus de classe B. Ceci est dû à la présence d'interactions fortes de basse impulsion et difficilement calculables. De plus pour obtenir une bonne estimation des processus à plusieurs quarks (classe B) il est important de bien connaître la structure de la cible (ici le proton), alors que les processus de classe A ne font intervenir que des interactions électron-quark et donc pas la structure hadronique de la cible. Enfin, toutes les estimations des facteurs de correction sont données à quadri-impulsion transférée nulle. Il est donc nécessaire d'utiliser ces corrections avec prudence pour des $Q^2$ différents de zéro.

Nous venons donc de montrer comment les différentes saveurs de quarks contribuent à la structure interne du nucléon accessible expérimentalement par la mesure de facteurs de forme. Nous avons aussi montré la nécessité de mesurer les facteurs de forme faibles neutres du proton en plus des facteurs de forme électromagnétiques expérimentalement bien connus. Le paragraphe suivant présente la méthode expérimentale permettant la mesure de ces facteurs de forme faibles neutres.

## 1.6 Définition de la parité

On appelle Parité $\mathcal{P}$ la symétrie par rapport à un point. Cela correspond à une symétrie "miroir" suivie d'une rotation de 180° autour de l'axe perpendiculaire au miroir : les

| Correction | Classe A | Classe B | Total | Ref. |
|---|---|---|---|---|
| $R_V^p$ | $-0.054 \pm 0.033$ | | $-0.054 \pm 0.033$ | [28] |
| $R_V^n$ | $-0.0143 \pm 0.0004$ | | $-0.0143 \pm 0.0004$ | [28] |
| $R_V^s$ | | | $\sim 10^{-4}$ | [12] |
| $R_A^0$ | $+0.010$ | $+0.002 \pm 0.050$ | $+0.012 \pm 0.050$ | [34] |
| $R_A^1$ | $-0.20$ | $-0.03 \pm 0.24$ | $-0.23 \pm 0.24$ | [34] |
| $R_A^s$ | | | $\sim 10^{-2}$ | [12] |

TAB. 1.3 – *Estimations des facteurs de corrections $R_{V,A}$.*

coordonnées ($x$, $y$, $z$) de l'espace sont ainsi transformées en leurs opposés (-$x$, -$y$, -$z$). Les grandeurs scalaires, comme la charge électrique ou la masse, restent inchangées sous l'action de l'opération de parité. Par contre les grandeurs vectorielles, comme la vitesse, sont transformées en leurs inverses ($\mathcal{P}(\vec{V}) = -\vec{V}$).

Il existe aussi une famille de vecteur invariant par opération de parité, qui sont définis comme étant des pseudo-vecteurs $\vec{C} = \vec{A} \times \vec{B}$ (on trouve également le terme de vecteur axial). C'est le cas du moment orbital $\vec{L}$ d'une particule défini par $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$ où $\vec{r}$ est la position de la particule et $\vec{p}$ son impulsion, de même que pour le moment orbital intrinsèque $\vec{S}$ d'une particule (le spin).

Définissons maintenant l'hélicité d'une particule, quantité très usitée pour les expériences de violation de parité. L'hélicité $h$ est définie comme étant la projection du spin d'une particule selon sa direction de propagation [25] :

$$h = \frac{\vec{p}.\vec{S}}{|\vec{p}|} \tag{1.86}$$

L'hélicité est un invariant relativiste pour les particules de masse nulle (mais pas pour les particules massives). Dans le cas de l'électron, du fait de sa masse très faible, l'hélicité peut être considérée comme étant un invariant relativiste.

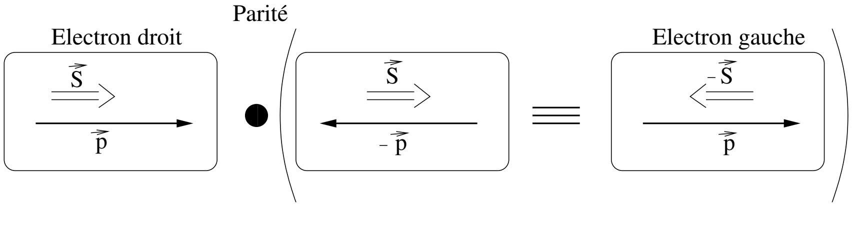



FIG. 1.3 – *Transformation d'électrons droit en électrons gauche par opération de parité.*

Considérons maintenant le cas d'électrons "droit" (hélicité = +1/2). Comme le montre la figure 1.3, par opération de parité ces électrons se transforment en électrons "gauche" (hélicité $=-1/2$). On voit donc que deux électrons se propageant dans la même direction avec l'un de spin parallèle à l'impulsion, l'autre anti-parallèle à l'impulsion, sont l'image l'un de l'autre par opération de parité.

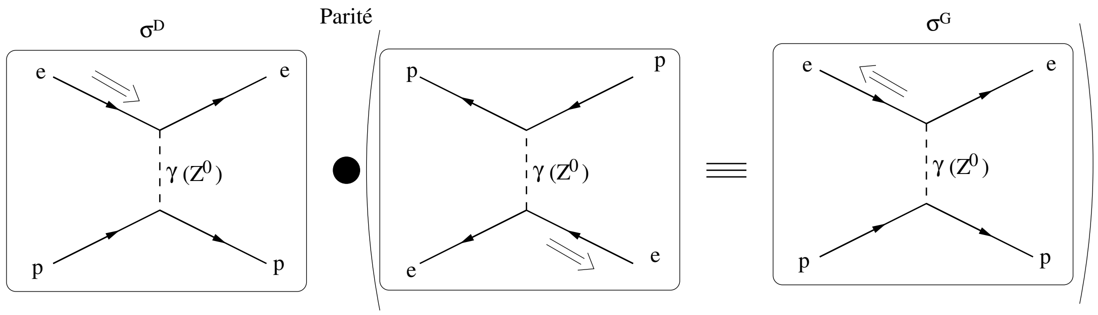



FIG. 1.4 – *Deux diffusions élastique électron-proton images l'une de l'autre par opération de parité.*

Comme nous le verrons au paragraphe 1.7, l'asymétrie de violation de parité est définie par le rapport $(\sigma^D - \sigma^G)/(\sigma^D + \sigma^G)$ où $\sigma^D$ et $\sigma^G$ sont les sections efficaces de deux diffusions élastique électron-proton images l'une de l'autre par opération de parité. Expérimentalement, pour mesurer l'asymétrie entre les sections efficaces de diffusion élastique, il suffit de créer un faisceau d'électrons avec un spin parallèle et anti-parallèle et de les faire diffuser (voir figure 1.4).

## 1.7 Diffusion élastique électron-proton

Dans ce paragraphe, nous discutons le formalisme général d'une mesure d'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-nucléon. Nous supposerons pour l'instant disposer d'un faisceau d'électrons polarisés à 100 %, ainsi que d'un système de détection d'une efficacité parfaite. La diffusion élastique électron-proton est décrite au premier ordre par

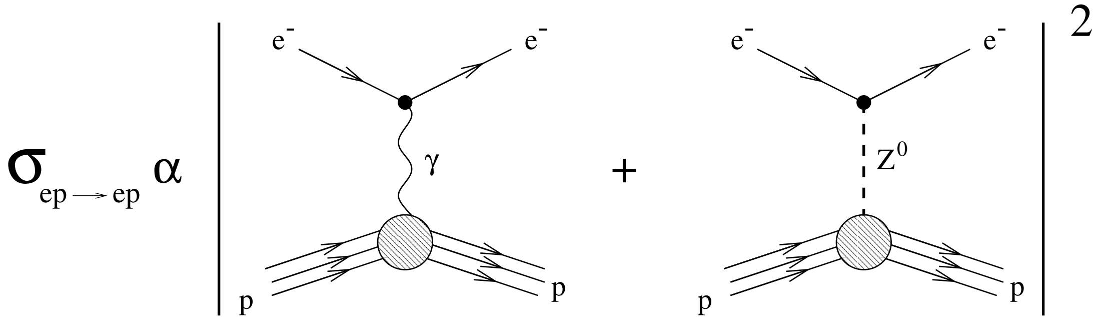



FIG. 1.5 – *Diagramme de Feynman représentant la section efficace de diffusion élastique électron-proton au premier ordre.*

la somme cohérente des amplitudes $\mathcal{M}_\gamma$ et $\mathcal{M}_Z$ correspondant à l'échange d'un photon ou d'un $Z^0$.

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z \tag{1.87}$$

La section efficace de diffusion élastique est alors proportionnelle au module carré de l'amplitude $\mathcal{M}$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}|^2 = |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*) + |\mathcal{M}_Z|^2 \tag{1.88}$$

Les expériences de violation de parité sur le nucléon sont réalisées à des quadri-impulsions $Q^2$ inférieures au $(GeV/c)^2$ afin d'avoir un taux de comptage provenant de la diffusion élastique suffisant (voir chapitre 7). Dans cette gamme d'énergie, qui est très faible par rapport à la masse du $Z^0$, l'amplitude $\mathcal{M}_Z$ est $10^{-5}$ fois plus petite que $\mathcal{M}_\gamma$. Il est donc possible de négliger $|\mathcal{M}_Z|^2$. L'effet de l'interaction faible neutre est donc principalement contenu dans le terme d'interférence. Comme nous l'avons dit en introduction, une mesure absolue de la section efficace ne serait pas assez précise pour l'extraction de la composante faible neutre. En effet, l'extraction d'une section efficace absolue nécessite la mesure de facteurs de normalisation tels que la charge intégrée, la densité de la cible ou l'angle solide du détecteur qui induisent des erreurs systématiques. Il est ainsi difficile d'extraire une section efficace absolue à mieux que 1% d'erreur relative. Ce niveau de précision est loin de celui nécessaire pour la mise en évidence de la contribution faible neutre qui est de l'ordre de $10^{-5}$.

Puisque l'interaction faible ne conserve pas la parité, alors que l'interaction électromagnétique la conserve, la stratégie des expériences de violation de parité sera de mesurer l'asymétrie de violation de parité de la diffusion élastique définie par :

$$A_{PV} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^+ + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^-} \tag{1.89}$$

où $(d\sigma/d\Omega)^+$ et $(d\sigma/d\Omega)^-$ sont les sections efficaces de deux diffusions élastiques électron-proton images l'une de l'autre par opération de parité et correspondant à des hélicités du faisceau incident (+) et (-). Les facteurs d'espace de phase, qui correspondent aux facteurs de normalisation cités précédemment, pouvant être égalisés pour $(d\sigma/d\Omega)^+$ et $(d\sigma/d\Omega)^-$, ils s'éliminent dans le rapport. Il est ainsi possible d'exprimer l'asymétrie en fonction des amplitudes de diffusion $\mathcal{M}^+$ et $\mathcal{M}^-$ relatives à la diffusion d'électrons d'hélicité positive et négative.

$$A_{PV} = \frac{|\mathcal{M}^+|^2 - |\mathcal{M}^-|^2}{|\mathcal{M}^+|^2 + |\mathcal{M}^-|^2} \tag{1.90}$$

L'invariance par parité de l'interaction électromagnétique implique que

$$|\mathcal{M}_\gamma^+|^2 = |\mathcal{M}_\gamma^-|^2 \equiv |\mathcal{M}_\gamma|^2 \tag{1.91}$$

Au contraire, l'interaction faible neutre n'étant pas conservée sous l'opération de parité

$$\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^+ \neq \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^- \tag{1.92}$$

Il en résulte, pour l'asymétrie de violation de parité, que :

$$
\begin{aligned}
A_{PV} &\simeq \frac{\left(|\mathcal{M}_\gamma^+|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^+\right) - \left(|\mathcal{M}_\gamma^-|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^-\right)}{\left(|\mathcal{M}_\gamma^+|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^+\right) + \left(|\mathcal{M}_\gamma^-|^2 + \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^-\right)} && (1.93)\\
&\simeq \frac{\mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^+ - \mathcal{R}e(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^*)^-}{2\,|\mathcal{M}_\gamma|^2} && (1.94)
\end{aligned}
$$

Les amplitudes de diffusion $\mathcal{M}_\gamma$ et $\mathcal{M}_Z$ s'écrivent en fonction des courants électromagnétique et faible neutre de l'électron et du proton que nous avons développés au paragraphe 1.2. Il apparaît également un terme, le propagateur [27], lié à l'échange d'un boson entre ces deux particules. Les amplitudes de diffusion sont alors données par :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{M}_\gamma &= (ie)^2 \langle e(k')|\gamma_\mu|e(k)\rangle \left(\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2}\right) \langle p(P')|\hat{\mathcal{J}}_\nu^{(\gamma,p)}|p(P)\rangle && (1.95)\\
\mathcal{M}_Z &= \left(\frac{ig}{4\cos\theta_W}\right)^2 \langle e(k')|\gamma_\mu(C_V^e - \gamma_5 C_A^e)|e(k)\rangle \\
&\qquad \left(\frac{-i\left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{M_Z^2}\right)}{q^2 - M_Z^2}\right) \langle p(P')|\hat{\mathcal{J}}_\nu^{(Z,p)}|p(P)\rangle && (1.96)
\end{aligned}
$$

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.5.3, le propagateur du $Z^0$ dans l'équation 1.96 peut-être simplifiée dans le cas où $q^2 << M_Z^2$. L'amplitude $\mathcal{M}_Z$ peut alors être réécrite comme étant :

$$
\mathcal{M}_Z = \left(\frac{ig}{4cos\theta_W}\right)^2 \langle e(k')|\gamma_\mu(C_V^e - \gamma_5 C_A^e)|e(k)\rangle \left(\frac{ig^{\mu\nu}}{M_Z^2}\right) \langle p(P')|\hat{\mathcal{J}}_\nu^{(Z,p)}|p(P)\rangle \qquad (1.97)
$$

En remplaçant les amplitudes $\mathcal{M}_\gamma$ et $\mathcal{M}_Z$ dans l'équation 1.94 par leurs expressions 1.95 et 1.97 et en faisant quelques pages de calculs, il vient que l'asymétrie de violation de parité est donnée par [28] :

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

où $\tau$, $\epsilon$ et $\epsilon'$ sont des facteurs cinématiques donnés par :

$$
\begin{aligned}
\tau &= \frac{Q^2}{4\,M_p^2}\\
\epsilon &= \frac{1}{1 + 2(1+\tau)\tan^2\frac{\theta_e}{2}} && (1.99)\\
\epsilon' &= \sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)}
\end{aligned}
$$

où $\theta_e$ est l'angle de diffusion de l'électron et $M_p$ la masse du proton.

Cette expression de l'asymétrie de violation de parité donnée par l'équation 1.98 comporte trois inconnues (en supposant les facteurs de forme électromagnétiques $G_{E,M}^{p,n}$ connus). Il s'agit de $G_E^s$, $G_M^s$ (contenues dans $G_E^{(Z,p)}$ et $G_M^{(Z,p)}$, voir équation 1.33), mais aussi de $G_A^{ep}$. Afin de séparer les trois contributions (électrique, magnétique et axiale), une mesure de type "séparation de Rosenbluth" est nécessaire. C'est une méthode générale qui consiste à mesurer une quantité à une même quadri-impulsion $Q^2$, mais à des angles de diffusion de l'électron différents. Ceci permet de faire varier les termes cinématiques donnés par les relations de l'équation 1.99 et ainsi d'obtenir des combinaisons linéaires différentes des trois inconnues $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}$.

Lors d'une diffusion où les électrons sont diffusés à un angle proche de 0 degré (angle avant), on voit dans les équations 1.99 que le facteur cinématique $\epsilon$ multipliant le facteur électrique tend vers 1 alors que le facteur $\epsilon'$ multipliant le facteur axial tend vers 0. A l'inverse lors d'une diffusion où les électrons sont diffusés à un angle proche de 180 degrés (angle arrière), le facteur cinématique $\epsilon$ tend vers 0 alors que le facteur $\epsilon'$ reste fini. Ces deux diffusions extrêmes permettent d'obtenir deux combinaisons linéaires différentes des trois facteurs de forme $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}$. Afin de pouvoir les séparer complétement, trois stratégies peuvent être envisagées :

- La première, par défaut pour l'expérimentateur, est de faire confiance à la prédiction théorique du facteur de forme axial $G_A^{ep}$ donnée par Zhu *et al.* [34]. Cette prédiction est un calcul en théorie des perturbations chirales que nous détaillerons au chapitre 6. Comme nous le verrons au paragraphe 1.9, l'expérience SAMPLE a mesuré ce facteur de forme axial et le résultat obtenu est en désaccord avec la prédiction théorique. Ceci conduit les expérimentateurs à effectuer une troisième mesure permettant de séparer les trois facteurs de forme.
- On pourrait imaginer faire une troisième mesure sur le proton à un angle de diffusion de l'ordre de 90 degrés. Mais cette solution n'offre pas une assez grande variation des facteurs $\epsilon$ et $\epsilon'$ par rapport aux deux combinaisons précédentes et entrainerait une assez grande erreur dans l'extraction de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}$. Nous avons effectué une étude de ce type [40] pour l'expérience $G^0$.
- La troisième stratégie (choisie par SAMPLE), et la plus adéquate pour $G^0$, est de mesurer la violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton.

## 1.8 Diffusion quasi-élastique électron-deuton

La diffusion quasi-élastique d'électron sur le deuton consiste en une diffusion élastique de l'électron sur l'un des deux nucléons (un proton et un neutron) de ce noyau atomique.

L'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton peut être estimée en faisant l'approximation que le deuton est constitué d'un neutron et d'un proton qui n'intéragissent pas entre eux, ce qui justifié par la faible énergie de liaison de ce noyau. Dans ce cas particulier, la section efficace de diffusion quasi-élastique peut être décrite comme étant la somme cohérente des sections efficaces de diffusion élastique électron-proton et électron-neutron, $\sigma_{QE} = \sigma_p + \sigma_n$, et l'asymétrie est alors donnée par :

$$A_{QE} = \frac{\sigma_p A_p + \sigma_n A_n}{\sigma_{QE}} \tag{1.100}$$

La validité de cette approximation, appelée approximation "statique", a été déterminée dans la référence [41] en étudiant les variations de l'asymétrie avec différents modèles du deuton et qui ont été trouvées de l'ordre de 1 à 2 %.

Dans le rapport des sections efficaces apparaissant dans l'équation 1.100, les termes ne dépendant pas du nucléon diffuseur (section efficace de Mott) disparaissent. Ainsi, nous pouvons utiliser pour $\sigma_p$ et $\sigma_n$ les sections efficaces réduites données par :

$$\sigma_p = \epsilon \left(G_E^{(\gamma,p)}\right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,p)}\right)^2 \tag{1.101}$$

$$\sigma_n = \epsilon \left(G_E^{(\gamma,n)}\right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,n)}\right)^2 \tag{1.102}$$

Les asymétries apparaissant dans l'équation 1.100 sont données pour $A_p$ par l'équation 1.98 du paragraphe précédent, et pour $A_n$ par :

$$A_n = -\left(\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\right) \frac{\epsilon\ G_E^{(\gamma,n)} G_E^{(Z,n)} + \tau\ G_M^{(\gamma,n)} G_M^{(Z,n)} - (1-4sin^2\theta_W)\epsilon'\ G_M^{(\gamma,n)} G_A^{en}}{\epsilon \left(G_E^{(\gamma,n)}\right)^2 + \tau \left(G_M^{(\gamma,n)}\right)^2} \tag{1.103}$$

où $G_E^{(Z,n)}$, $G_M^{(Z,n)}$ et $G_A^{en}$, au regard des équations 1.61 et 1.71, sont donnés par :

$$\begin{aligned} G_{E,M}^{(Z,n)} &= \left(1 - 4sin^2\theta_W\right)(1+R_V^n)\, G_{E,M}^{(\gamma,n)} - (1+R_V^p)\, G_{E,M}^{(\gamma,p)} \\ &\quad - (1+R_V^s)\, G_{E,M}^s \end{aligned} \tag{1.104}$$

$$G_A^{en} = \left(1 + R_A^1\right) G_A + R_A^0 + (1+R_A^s)\, G_A^s \tag{1.105}$$

Il apparaît alors qu'en mesurant une troisième asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton à la même quadri-impulsion transférée $Q^2$, on obtient trois combinaisons linéaires différentes de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}(T=1)$. Nous rappelons que $G_A^{ep}(T=1)$ est la partie isovecteur du facteur de forme axial du proton et vaut :
$G_A^{ep}(T=1) = -(1+R_A^1)\, G_A$. Il est important de noter que puisque le proton et le neutron forme un doublet d'isospin fort, la partie isovecteur $G_A^{en}(T=1)$ du facteur de forme axial du neutron est donnée par la relation : $G_A^{en}(T=1) = -G_A^{ep}(T=1)$. Dans la littérature, on trouve généralement le terme $G_A^e(T=1) \equiv G_A^{ep}(T=1)$ Afin de mettre en évidence les combinaisons linéaires des trois facteurs de forme inconnus, nous écrivons l'asymétrie sous la forme :

$$A_{PV} = A_0 + A_E\ G_E^s + A_M\ G_M^s + A_A\ G_A^e(T=1) \tag{1.106}$$

où $A_0$, $A_E$, $A_M$ et $A_A$ sont fonction des facteurs cinématiques de l'équation 1.99, et des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. Il vient pour ces facteurs dans le cas de la diffusion quasi-élastique :

$$A_0 = -\frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{1}{\sigma_{QE}} \left[(1 - 4\sin^2\theta_W)\left(\sigma_p(1+R_V^p) + \sigma_n(1+R_V^n)\right)\right.$$

$$
\begin{aligned}
& - \left(\epsilon G_E^{(\gamma,p)} G_E^{(\gamma,n)} + \tau G_M^{(\gamma,p)} G_M^{(\gamma,n)}\right)(2 + R_V^p + R_V^n) \\
& -(1 - 4\sin^2\theta_W)\epsilon' G_A^e(T=0)\left(G_M^{(\gamma,p)} + G_M^{(\gamma,n)}\right)\Big] \qquad (1.107)
\end{aligned}
$$

$$
A_E = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\frac{\epsilon}{\sigma_{QE}}(1 + R_V^s)\left(G_E^{(\gamma,p)} + G_E^{(\gamma,n)}\right) \qquad (1.108)
$$

$$
A_M = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\frac{\tau}{\sigma_{QE}}(1 + R_V^s)\left(G_M^{(\gamma,p)} + G_M^{(\gamma,n)}\right) \qquad (1.109)
$$

$$
A_A = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}}\frac{\epsilon'}{\sigma_{QE}}(1 - 4\sin^2\theta_W)\left(G_M^{(\gamma,p)} - G_M^{(\gamma,n)}\right) \qquad (1.110)
$$

Notons que la partie isoscalaire $G_A^{eN}(T=0) = R_A^0 + (1 + R_A^s)\, G_A^s$, qui est petite et que nous avons supposée constante en fonction de $Q^2$, a été incluse dans le terme $A_0$ [35].

## 1.9 Situation expérimentale

L'étude de la contribution du quark étrange à la structure électromagnétique du nucléon n'a été rendue accessible expérimentalement qu'à la fin des années 1990. Deux expériences pionnières auxquelles j'ai participé, HAPPEX [42] au TJNAF (Virginie, USA) et SAMPLE [43] au MIT-Bates (Massachusetts, USA), ont publié des résultats.

### 1.9.1 Expérience SAMPLE

Dans une première phase [35, 44, 45], l'expérience SAMPLE en 1998 et 1999, a déterminé la contribution du quark étrange aux facteurs de forme magnétique $G_M^s$ et la partie isovectorielle du facteur de forme axial $G_A^e(T=1)$. Durant cette phase, les asymétries de violation de parité en diffusion élastique sur le proton et quasi-élastique sur le deuton ont été mesurées à une quadri-impulsion transférée $Q^2$ de 0.1 $(GeV/c)^2$. Ces mesures ont été faites aux angles arrières ($130^o < \theta_e < 170^o$). Dans cette configuration, l'asymétrie pour la diffusion élastique électron-proton peut être écrite comme [35] :

$$
\begin{aligned}
A_p &= \left[\frac{0.026}{\sigma_p}\right]\left[\frac{-G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}}\right][1 - 0.61\ G_M^s - 0.27\ G_A^e(T=1)] \\
&= -5.72 + 3.49\ G_M^s + 1.55\ G_A^e(T=1) \quad (\text{ppm}) \qquad (1.111)
\end{aligned}
$$

et l'asymétrie pour la diffusion quasi-élastique électron-deuton comme :

$$
\begin{aligned}
A_d &= \left[\frac{0.049}{\sigma_{QE}}\right]\left[\frac{-G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}}\right][1 - 0.10\ G_M^s - 0.24\ G_A^e(T=1)] \\
&= -7.27 + 0.75\ G_M^s + 1.78\ G_A^e(T=1) \quad (\text{ppm}) \qquad (1.112)
\end{aligned}
$$

Les résultats d'asymétrie sont donnés en partie par million (1 ppm $\equiv 10^{-6}$). La partie isoscalaire du facteur de forme axial $G_A^e(T=0) \simeq 0.06 \pm 0.05$ (voir équation 1.69) étant très faible, elle a été incluse dans le terme constant des équations 1.111 et 1.112. Il est important de noter qu'il y a une forte suppression de $G_M^s$ dans la mesure en diffusion électron-deuton.

Les références [35] et [45] rapportent respectivement les asymétries de violation de parité en diffusion élastique électron-proton $A_p$ et en diffusion quasi-élastique électron-deuton $A_d$ à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$.

$$A_p = -4.92 \pm 0.61\ (stat.) \pm 0.73\ (sys.)\ \ (\mathrm{ppm}) \tag{1.113}$$
$$A_d = -6.79 \pm 0.64\ (stat.) \pm 0.55\ (sys.)\ \ (\mathrm{ppm}) \tag{1.114}$$

En combinant les résultats de ces deux mesures, il est possible d'extraire $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$

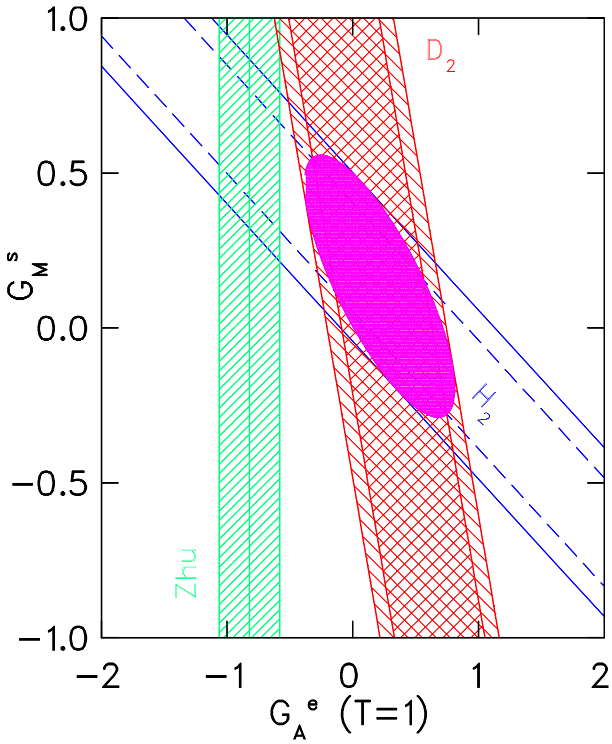



FIG. 1.6 – *Résultats combinés de l'expérience SAMPLE à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$ comparés à la prédiction de Zhu et al. [34] pour $G_A^e(T=1)$. La mesure de l'asymétrie permet d'obtenir une combinaison linéaire de $G_M^s$ et $G_A^e$. Cette combinaison (avec son erreur) est représentée en hachuré pour le résultat provenant de la mesure sur le deutérium et en trait plein pour celle sur l'hydrogène. Le recouvrement des deux donne la région physique possible pour $G_M^s$ et $G_A^e$. Le calcul de Zhu et al. prédit une valeur pour $G_A^e$ uniquement, d'où la représentation par une bande verticale.*

à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$ en utilisant les équations 1.111 et 1.112.

$$G_M^s = 0.14 \pm 0.29 \pm 0.31 \tag{1.115}$$
$$G_A^e(T=1) = 0.22 \pm 0.45 \pm 0.39 \tag{1.116}$$

La figure 1.6 montre sous forme graphique la combinaison de ces deux résultats expérimentaux et la compare à la valeur théorique de $G_A^e$ prédite par Zhu [34]

($G_A^e(T=1) = -0.83 \pm 0.26$). Comme le montre cette figure, le résultat pour le facteur de forme axial est très important. En effet, en combinant la prédiction de Zhu avec le résultat de l'expérience sur le proton, la contribution étrange au facteur de forme magnétique serait différente de zéro ($G_M^s = 0.61 \pm 0.33$ [45]) et donc du résultat expérimental donné par l'équation 1.115. Le résultat de SAMPLE pour $G_A^e(T=1)$ est en désaccord avec la prédiction théorique donnée par Zhu. Cette différence peut être l'indication d'une sous-estimation théorique du facteur de forme anapolaire.

Afin de confirmer ou d'infirmer ce résultat, la collaboration SAMPLE a effectué une nouvelle mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton aux angles arrières à un $Q^2$ de 0.04 $(GeV/c)^2$. Cette troisième phase de l'expérience SAMPLE constitue une partie de ce travail de thèse.

### 1.9.2 Expérience HAPPEX

L'expérience HAPPEX [46, 47] a mesuré l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton à un angle de diffusion des électrons de 12.3°. Cette mesure a utilisé un faisceau d'électrons polarisés d'une énergie de 3.4 GeV, ce qui place donc cette mesure à un $Q^2$ de 0.48 $(GeV/c)^2$. Cette expérience s'est déroulée dans le hall A du TJNAF [42], utilisant les deux spectromètres de haute résolution (HRS) de ce hall. Les électrons diffusés furent détectés à l'aide d'un calorimètre, constitué d'une alternance de couches de plomb et de lucite, et placé au plan focal du spectromètre au niveau du pic élastique.

L'asymétrie de violation de parité mesurée par HAPPEX [47] est de :

$$A_p = -15.05 \pm 0.98\ (stat.) \pm 0.56\ (sys.)\ ppm \tag{1.117}$$

En mesurant l'asymétrie de violation de parité à un angle de diffusion très avant, HAPPEX est très peu sensible au facteur de forme axial $G_A^e$. La contribution de ce facteur de forme (le facteur $\gamma\ G_A^e$ de l'équation 1.106) à l'asymétrie a été estimée être de $0.56 \pm 0.23$ *ppm* [47] en utilisant la prédiction de Zhu [34] pour la valeur du facteur de forme axial. La combinaison linéaire mesurée par HAPPEX est donc :

$$G_E^s + 0.392 G_M^s = 0.025 \pm 0.020 \pm 0.014 \tag{1.118}$$

où la première incertitude représente la combinaison quadratique des erreurs statistique et systématique dues à la mesure de l'asymétrie et la deuxième erreur celle provenant de l'incertitude sur les facteurs de forme électromagnétiques du neutron.

Si on prend en compte le résultat de l'expérience SAMPLE pour le facteur de forme axial $G_A^e$ afin de déterminer la contribution de ce facteur de forme à l'asymétrie, on trouve 1.12 *ppm* [48]. En utilisant ce résultat on trouve pour la contribution mesurée par HAPPEX : $G_E^s + 0.392 G_M^s = 0.0033$. Dans les deux cas, on trouve une valeur compatible avec zéro pour la combinaison linéaire mesurée par HAPPEX, ce qui laisserait penser que la contribution des paires de quark-antiquark étranges à l'intérieur du nucléon est très faible. Cependant, ce résultat ne permet pas d'affirmer que les contributions électrique et magnétique sont toutes les deux compatibles avec zéro. En effet, $G_E^s$ et $G_M^s$ peuvent avoir des valeurs non nulles mais de signes opposés entrainant ainsi une valeur nulle pour la combinaison [49].

La stratégie proposée par l'expérience $G^0$ pour lever cette ambiguité est de mesurer l'asymétrie de violation de parité sur le proton aux angles avant et arrière, ainsi que l'asymétrie de la violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton aux angles arrières. La préparation de cette expérience qui débutera fin 2002 constitue la seconde partie de mon sujet de thèse.

### 1.9.3 Stratégies de $G^0$ et SAMPLE

Dans un premier temps, l'expérience $G^0$ avait prévu d'utiliser les prédictions théoriques concernant le facteur de forme axial $G_A^e$. Les résultats de l'expérience SAMPLE vis à vis de ce facteur de forme axial ont montré une déviation significative par rapport à la prédiction théorique. A la vue de ce résultat, la collaboration $G^0$ a proposé d'ajouter à son programme une série de mesures en diffusion quasi-élastique électron-deuton aux angles arrière afin d'extraire, de façon indépendante de toutes prédictions théoriques, les trois facteurs $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}(T=1)$. Ces mesures seront faites à trois moments tranférées différents ($Q^2 = 0.3,\ 0.5$ et $0.8\ (GeV/c)^2$).

L'expérience SAMPLE, dans sa troisième phase, a mesuré l'asymétrie de violation de parité uniquement en diffusion quasi-élastique sur le deuton. Le tableau 1.4 donne les différentes combinaisons linéaires de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}(T=1)$ qui seront mesurées par ces deux expériences. Le chapitre 7 présentera les projets de mesure des autres expériences de violation de parité en cours ou à venir.

| Expérience | Cible | $Q^2(GeV/c)^2$ | $\theta_e(deg.)$ | $A_0$ (ppm) | $A_E$ (ppm) | $A_M$ (ppm) | $A_A$ (ppm) |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $G^0$ | $^1$H | 0.3 | 11 | -7.7 | 32.6 | 7.9 | 0.4 |
| | $^1$H | - | 110 | -15.9 | 11.9 | 15.3 | 4.0 |
| | $^2$H | - | 110 | -22.2 | 9.6 | 3.5 | 5.0 |
| | $^1$H | 0.5 | 13 | -16.7 | 60.8 | 25.0 | 1.4 |
| | $^1$H | - | 110 | -29.0 | 18.0 | 40.3 | 8.5 |
| | $^2$H | - | 110 | -39.8 | 14.7 | 9.0 | 10.1 |
| | $^1$H | 0.8 | 16 | -32.9 | 112.7 | 76.2 | 4.6 |
| | $^1$H | - | 110 | -49.3 | 28.0 | 106.5 | 18.4 |
| | $^2$H | - | 110 | -66.7 | 23.3 | 23.4 | 21.6 |
| SAMPLE | $^2$H | 0.04 | 146. | -2.57 | 1.00 | 0.22 | 0.84 |

TAB. 1.4 – *Combinaisons linéaires de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^{ep}(T=1)$ mesurée par l'expérience SAMPLE-2001 et prévues pour $G^0$.*

Nous avons développé dans ce chapitre le formalisme décrivant la diffusion élastique électron-nucléon.

Dans le chapitre suivant, nous allons commencer la description du dispositif expérimental en nous focalisant sur la partie qui est commune à toute les expériences de violation de parité : le faisceau d'électrons polarisés. Cette partie du dispositif est une des sources principales d'erreurs systématiques dans la mesure d'asymétrie.

# Chapitre 2

# Le faisceau d'électrons polarisés

Dans ce chapitre, nous allons détailler les différents éléments nécessaires à la création et au contrôle du faisceau d'électrons utilisé pour une expérience de violation de parité. En effet, dans ce type d'expérience, le faisceau d'électrons est une des sources d'erreurs systématiques les plus importante. Un contrôle optimal de ce faisceau est donc la clef pour la réussite d'une expérience de violation de parité. La figure 2.1 montre de façon schématique le dispositif expérimental dans son ensemble. Dans ce chapitre nous décrirons la partie de "faisceaulogie" commune à toutes les expériences mesurant une asymétrie de violation de parité. Les éléments spécifiques (cible, détecteurs, etc) aux expériences $G^0$ et SAMPLE, sur lesquelles j'ai travaillé durant ma thèse, seront développés dans les chapitres suivants.

Nous commencerons ce chapitre en introduisant le concept de polarisation et nous ferons le lien entre l'asymétrie de violation de parité physique et l'asymétrie mesurée expérimentalement.

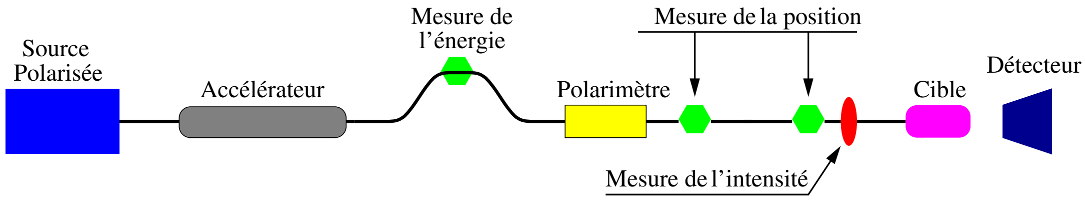



FIG. 2.1 – *Schéma représentant le dispositif type d'une expérience de violation de parité.*

Nous continuerons par la description des différents éléments agissant sur le faisceau d'électrons polarisés et schématisés sur la figure 2.1. Dans le paragraphe 2.2, nous commencerons naturellement par la description du principe de fonctionnement de la source d'électrons polarisés. Les électrons ainsi produits doivent ensuite être accélérés. Nous avons également vu précédemment que les expériences de violation de parité nécessitent un faisceau d'électrons de polarisation longitudinale. Il sera ainsi nécessaire de manipuler le spin des électrons. Cette partie accélération et manipulation du spin sera décrite au paragraphe 2.3.

La polarisation du faisceau d'électrons est mesurée grâce à des polarimètres qui peuvent être de différentes natures. Le paragraphe 2.4 présentera les principaux types de polarimètres actuellement utilisés.

Des moniteurs de courant et de position, décrits au paragraphe 2.5, permettent un contrôle constant du faisceau d'électrons. En effet, l'asymétrie de violation de parité qui est mesurée est très faible, il est donc important que les caractéristiques du faisceau d'électrons, la position, l'intensité ou l'énergie, ne varient pas en fonction de son état de polarisation. Dans le paragraphe 2.6 nous montrerons quelles sont les sources de ces effets systématiques et quels sont les moyens mis en place pour les minimiser.

## 2.1 La mesure expérimentale

### 2.1.1 La polarisation

Dans ce paragraphe, nous allons introduire le concept de polarisation d'un ensemble de particules. Dans le cas général, le spin d'une particule peut être décrit comme étant la valeur propre des équations [50] :

$$\vec{S}^2|s,m\rangle = s(s+1)\hbar^2\,|s,m\rangle \tag{2.1}$$

$$S_z|s,m\rangle = m\,\hbar\,|s,m\rangle \tag{2.2}$$

où $S$ est l'opérateur de spin et $S_z$ sa troisième composante. $|s,m\rangle$ représente l'ensemble des états propres commun à $\mathbf{S}^2$ et $S_z$. Dans le cas de l'électron, particule de spin égal à $\frac{1}{2}$, l'espace des états de spin possible est à deux dimensions. Les deux états propres possibles sont alors représentés par $|+\rangle$ et $|-\rangle$ avec les valeurs propres $m=+\frac{1}{2}$ et $m=-\frac{1}{2}$.

L'opérateur de spin $S$ peut être représenté sur la base formée par $|+\rangle$ et $|-\rangle$ par une matrice $2\times 2$ :

$$\vec{S} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma} \tag{2.3}$$

avec

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{2.4}$$

Les matrices $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli.

Pour un état de spin $|\psi\rangle$ quelconque, il est possible de trouver un axe $\hat{e}$ défini par : $\hat{e} = (\sin\theta\cos\phi,\ \sin\theta\sin\phi,\ \cos\theta)$, où $\theta$ et $\phi$ sont les angles polaires définis dans l'espace réel, tel que $|\psi\rangle$ soit le vecteur propre associé à la valeur propre $+\frac{\hbar}{2}$ de la projection de l'opérateur de spin sur l'axe $\hat{e}$.

$$\left(\vec{S}.\hat{e}\right)|\psi\rangle = +\frac{\hbar}{2}|\psi\rangle \tag{2.5}$$

L'état de spin $|\psi\rangle$ s'écrit alors :

$$|\psi\rangle = e^{-i\phi/2}\cos\frac{\theta}{2}|+\rangle + e^{i\phi/2}\sin\frac{\theta}{2}|-\rangle \tag{2.6}$$

La direction $\vec{P}$ du spin de l'état $|\psi\rangle$ dans l'espace réel, définie comme $\vec{P} = \langle\psi|\vec{\sigma}|\psi\rangle$ vaut :

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin\theta\cos\phi \\ \sin\theta\sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

Ceci est valable pour un électron unique dans un état de spin donné. On retrouve bien d'ailleurs que le degré de polarisation défini par $|\vec{P}| = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$ est égal à 1.

Un faisceau d'électrons est par définition constitué d'un grand nombre d'électrons. La polarisation moyenne du faisceau est donc un mélange statistique des états de spin individuels des particules constituant le faisceau. Le vecteur polarisation du faisceau d'électrons est alors donné par la moyenne pondérée des polarisations individuelles $\vec{P_n}$ des $n$ états pur de spin :

$$\vec{P} = \sum_n w_n \vec{P_n} \equiv \sum_n w_n \langle\psi_n|\vec{\sigma}|\psi_n\rangle \tag{2.8}$$

où $w_n$, la contribution du n$^{ième}$ état pur de spin au système, est donnée par :

$$w_n = \frac{N_n}{\sum_n N_n} \tag{2.9}$$

où $N_n$ est le nombre d'électrons dans l'état de spin $|\psi_n\rangle$. On peut également décrire la polarisation de l'ensemble des électrons par l'introduction de l'opérateur densité $\rho$ du système donné par :

$$\rho = \sum_n w_n |\psi_n\rangle\langle\psi_n| \tag{2.10}$$

L'opérateur $\rho$ est représenté par une matrice densité dont les éléments sont donnés par :

$$\rho_{ij} = \langle u_i|\rho|u_j\rangle \tag{2.11}$$

où $|u_i\rangle$ et $|u_j\rangle$ forment une base orthonormée. Dans le cas du spin, cette matrice est donc une matrice carrée de dimension 2. Il est alors commode de la décomposer sur la base formée par les matrices de Pauli et la matrice unité $I$ :

$$\rho = \frac{1}{2}\mathbf{I} + \frac{1}{\hbar}\langle\vec{S}\rangle.\vec{\sigma} \tag{2.12}$$

où $\langle\vec{S}\rangle$ est la valeur moyenne du spin que nous pouvons identifier au vecteur polarisation $\vec{P}$ :

$$\langle\vec{S}\rangle = \mathrm{Tr}\left(\rho\vec{S}\right) \equiv \vec{P} \tag{2.13}$$

La matrice densité s'écrit alors simplement comme :

$$\rho = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1+P_z & P_x - iP_y \\ P_x + iP_y & 1-P_z \end{pmatrix} \tag{2.14}$$

En utilisant la convention que l'axe de quantification est selon l'axe $\hat{z}$, la probabilité de mesurer les états de spin avec la valeur $+\frac{\hbar}{2}$ (correspondant à $\uparrow$) est : $\frac{1}{2}(1+P)$. Ceci correspond physiquement à compter le nombre total d'états de spin $N_\uparrow$ dans la direction $\hat{z}$ sur le nombre total des états donné par : $N_\uparrow + N_\downarrow$. De même, la probabilité de mesurer les $N_\downarrow$ électrons dans l'état de spin $-\frac{\hbar}{2}$ est : $\frac{1}{2}(1-P)$. On a donc :

$$\frac{N_\uparrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1}{2}(1+P) \tag{2.15}$$

$$\frac{N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{1}{2}(1-P) \tag{2.16}$$

et en combinant ces deux équations, on peut définir le degré de polarisation du faisceau d'électrons dans la direction $\hat{z}$ comme étant :

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \tag{2.17}$$

Cette polarisation est donc une quantité physique mesurable qui peut prendre des valeurs réelles comprises entre -1 et +1.

### 2.1.2 Lien asymétrie physique - asymétrie mesurée

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent l'asymétrie de violation de parité de sections efficaces, entre la diffusion d'électrons "droit" et "gauche" est donnée par :

$$A_{PV} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^D - \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^G}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^D + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^G} \tag{2.18}$$

Expérimentalement, nous avons accès aux taux de comptage de diffusion élastique lorsque le faisceau d'électrons est d'hélicité positive et négative. Toutefois, nous montrerons au paragraphe 2.2 qu'il est à l'heure actuelle impossible d'obtenir des faisceaux d'électrons polarisés à 100%. Le faisceau est donc, dans l'état d'hélicité (+) par exemple, composé d'un nombre $N^+_{électron,D}$ d'électrons droits (spin égal à $+\frac{\hbar}{2}$) et d'un nombre $N^+_{électron,G}$ d'électrons gauches (spin égal à $-\frac{\hbar}{2}$). Les mêmes nombres peuvent être définis pour un faisceau d'hélicité (-). Comme précédemment on peut définir le degré de polarisation $P_e^\pm$ du faisceau d'électrons d'hélicité (+) ou (-) dans la direction de propagation comme :

$$P_e^\pm = \frac{N^\pm_{électron,D} - N^\pm_{électron,G}}{N^\pm_{électron,D} + N^\pm_{électron,G}} \tag{2.19}$$

Ainsi les événements de diffusion élastiques détectés lorsque l'hélicité du faisceau est positive par exemple ne proviennent pas tous d'électrons droits. Le taux de comptage dans ce cas est donc donné par :

$$N^+_{évènements} = \frac{\rho L}{A}\mathcal{N}_A \left[N^+_{électron,D}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^D + N^+_{électron,G}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^G\right]\Delta\Omega \tag{2.20}$$

où $\rho$, $L$ et $A$ sont respectivement la densité, la longueur et la masse atomique de la cible, $\Delta\Omega$ l'angle solide de détection des électrons et $\mathcal{N}_A$ le nombre d'Avogadro. L'asymétrie mesurée expérimentalement est une asymétrie de taux de comptage et non de sections efficaces. Elle est donnée par :

$$A_{exp} = \frac{N^+_{évènements} - N^-_{évènements}}{N^+_{évènements} + N^-_{évènements}} \tag{2.21}$$

En faisant l'approximation que la valeur absolue de la polarisation du faisceau d'électrons dans les deux états d'hélicité est la même ($|P_e^+| = |P_e^-| = P_e$), il est facile de montrer [51] que l'asymétrie expérimentale $A_{exp}$ et l'asymétrie de violation de parité $A_{PV}$ sont reliées simplement par la relation :

$$A_{exp} = P_e A_{PV} \tag{2.22}$$

La polarisation du faisceau d'électrons est ainsi un paramètre important : plus la polarisation est faible et plus l'asymétrie expérimentale mesurée sera petite.

A ce titre il est important de mentionner que dans nos expériences l'orientation préférentielle du spin des électrons doit être alignée avec l'axe de propagation des électrons (polarisation longitudinale). Le spin de l'électron précesse autour dans un champ électromagnétique (voir équation 2.37). Ainsi, comme nous le verrons au paragraphe 2.3, les différents champs magnétiques utilisés pour le transport des électrons jusqu'au hall expérimental induisent une précession du spin des électrons. Toutefois, les intégrales de champ le long de l'accélérateur sont bien connues. Un système de manipulation de spin situé avant l'accélérateur, que nous décrirons dans le paragraphe 2.3, permet d'aligner le vecteur de polarisation $\vec{P}$ avec la direction de propagation au niveau de la cible. Ce vecteur de polarisation est défini comme étant la direction privilégiée pour l'orientation des spins d'un ensemble d'électrons, ce qui équivaut à l'axe pour lequel la polarisation $P_e$ est maximale. Dans l'équation 2.19, nous avons implicitement posé ce vecteur aligné avec la direction de propagation. Supposons maintenant que ce vecteur possède une orientation légèrement différente comme indiqué sur la figure 2.2. Dans ce cas, la polarisation longitudinale effective $P_e^z$ du faisceau d'électrons est donnée par :

$$P_e^z = P_e \cos\theta \tag{2.23}$$

et la polarisation perpendiculaire effective par :

$$P_e^\perp = P_e \sin\theta \tag{2.24}$$

Ceci a deux effets génants pour l'expérimentateur. Le premier est que la polarisation longitudinale au niveau de la cible $P_e^z$ est diminuée par rapport à sa valeur absolue $P_e$. Ainsi l'asymétrie expérimentale mesurée $A_{exp}$ devient : $A_{exp} = P_e^z A_{PV}$ qui sera plus faible que l'asymétrie donnée par l'équation 2.22. Mesurer des asymétries de plus en plus faibles est une chose délicate, car les effets systématiques restent les mêmes et prennent donc une importance relative de plus en plus grande. Il est nécessaire d'avoir la polarisation la plus grande possible pour diminuer ce facteur de dilution de l'asymétrie. Le deuxième effet génant provenant d'un mauvais alignement de la polarisation au niveau de la cible est que

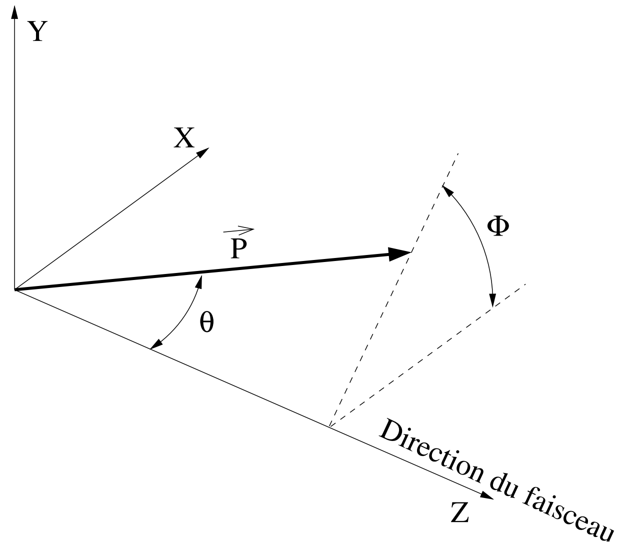



FIG. 2.2 – *Schéma représentant le système de coordonnées utilisé pour décrire l'orientation du vecteur polarisation $\vec{P}$.*

la composante perpendiculaire $P_e^{\perp}$ donne la possibilité à un autre processus dépendant de l'orientation de la polarisation de contribuer à l'asymétrie : la diffusion Mott électron-noyau. Nous décrirons en détail ce processus dans le paragraphe 2.4.1. En résumé, ce processus est sensible à la polarisation perpendiculaire du faisceau d'électrons et induit une asymétrie gauche-droite dans le détecteur si par exemple la polarisation transverse est orientée selon l'axe $Y$. Cette asymétrie, que nous noterons $A_{Mott}$ est assez grande (quelques $10^{-5}$). Il est donc important de maintenir la composante transverse de la polarisation la plus faible possible ($\sin\theta \to 0$) afin que la contribution ($A_{Mott}^{exp} = A_{Mott} P_e \sin\theta$) de l'asymétrie Mott à l'asymétrie expérimentale mesurée $A_{exp}$ soit la plus faible possible. La mesure de la composante $P_e^{\perp}$ de la polarisation ainsi que la sensibilité du détecteur à la diffusion Mott est nécessaire pour pouvoir extraire cette contribution de l'asymétrie expérimentale mesurée. Ces mesures ont été faites durant l'expérience SAMPLE et seront détaillées au chapitre 5.

### 2.1.3 Temps de mesure

L'équation 2.22 nous montre également qu'il est nécessaire de connaître la polarisation du faisceau d'électron avec précision car l'erreur sur cette polarisation contribue quadratiquement à l'erreur sur l'asymétrie de violation de parité extraite.

Il est aussi intéressant pour un expérimentateur de connaitre avec quelle précision une mesure sera faite dans un temps donné. L'erreur statistique sur la détermination de l'asymétrie expérimentale est définie par :

$$\delta(A_{exp}) = \sqrt{\left(\frac{\partial A_{exp}}{\partial N^{+}_{évènements}}\right)^2 \delta^2(N^{+}_{évènements}) + \left(\frac{\partial A_{exp}}{\partial N^{-}_{évènements}}\right)^2 \delta^2(N^{-}_{évènements})} \quad (2.25)$$

Les erreurs sur les nombres d'évènements étant purement statistiques[a] il vient que :

$$\delta(A_{exp}) = \sqrt{\frac{1 - A_{exp}^2}{N_{total}}} \tag{2.26}$$

où $N_{total}$ est la somme des évènements détectés pour les hélicités positive et négative.

L'erreur statistique provient seulement de la mesure de $A_{exp}$, donc si on ne prend on compte que l'erreur statistique, il vient

$$\frac{\delta(A_{PV})}{A_{PV}} = \frac{\delta(A_{exp})}{A_{exp}} = \frac{1}{A_{exp}}\sqrt{\frac{1 - A_{exp}^2}{N_{total}}} \simeq \frac{1}{P_e A_{PV}} \frac{1}{\sqrt{N_{total}}} \tag{2.27}$$

puisque $A_{exp}^2 << 1$. Il est possible d'estimer le nombre total ($N_{total}$) d'événements détectés expérimentalement en fonction de l'intensité du faisceau d'électrons ($I_e$), des paramètres de la cible et de l'angle solide du détecteur par ($\Delta\Omega$) :

$$N_{total} = \left(\frac{\rho L}{A}\mathcal{N}_A\right)\left(\frac{I_e.t}{e}\right)\frac{d\sigma}{d\Omega}\Delta\Omega \tag{2.28}$$

où $e$ la charge de l'électron et $t$ la durée de l'expérience. En injectant cette expression du nombre total d'événements dans l'équation 2.27, on peut estimer l'erreur statistique que nous obtiendrons pour une durée donnée de l'expérience :

$$\left[\frac{\delta(A_{PV})}{A_{PV}}\right]^2 = \frac{1}{P_e^2 I_e}\frac{1}{t}\frac{1}{A_{PV}^2}\frac{1}{\frac{d\sigma}{d\Omega}\Delta\Omega}\frac{1}{\rho L\mathcal{N}_A/(A.e)} \tag{2.29}$$

Le but de cette expression est de pouvoir optimiser les paramètres de l'expérience pour obtenir l'erreur statistique relative la plus faible possible pour un temps de mesure donné. Notamment, $A_{PV}$ est inversement proportionnelle à la polarisation et à la racine carrée de l'intensité du faisceau incident. Dans une certaine mesure, il est donc préférable de privilégier un faisceau de haute polarisation (utilisation d'un cristal de GaAs contraint) plutôt qu'un faisceau de plus forte intensité mais de polarisation moindre. Le paragraphe suivant décrira les dispositifs expérimentaux mis en place pour produire des faisceaux d'électrons polarisés et mesurer leur polarisation.

## 2.2 La source d'électrons polarisés

Dans ce paragraphe nous présentons le principe de fonctionnement d'une source d'électrons permettant de créer un faisceau d'électrons polarisés, du type de ceux utilisés pour les mesures d'asymétrie de violation de parité.

### 2.2.1 Le principe de photo-émission sur le GaAs

La photo-émission d'électrons de cristal d'Arséniure de Gallium (GaAs) est le principe de base de la plupart des sources d'électrons polarisés actuellement en fonctionnement (SLAC, TJNAF, MIT-Bates, Mainz ...). Cette photo-émission est décrite par un processus à trois étapes [53, 54] :

[a] $\delta(N^{\pm}_{évènements}) = \sqrt{N^{\pm}_{évènements}}$

- un électron absorbe un photon, et il est excité de la bande de valence vers la bande de conduction
- l'électron diffuse vers la surface du cristal
- l'électron s'échappe dans le vide.

Le GaAs est un cristal à gap direct, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se trouvent au point Γ de la zone de Brillouin [55]. La figure 2.3 montre le diagramme en énergie au point Γ d'un cristal de GaAs. A cet endroit, le moment orbital $l$ de l'électron est bien défini. Il est égal à 0 sur la bande de conduction, ce qui correspond à un état S, et égal à 1 sur la bande de valence correspondant à un état P. La bande de valence est divisée du fait de l'interaction spin-orbite en une

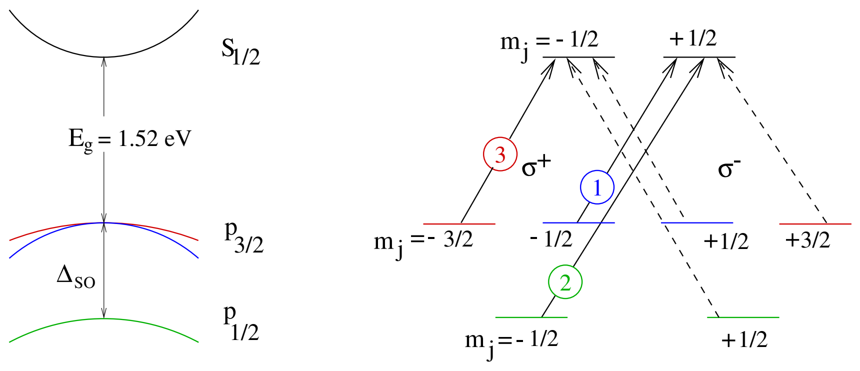



FIG. 2.3 – *Structure en bande d'un crystal de GaAs.*

bande $P_{3/2}$ dégénée quatre fois, et une bande $P_{1/2}$ dégénérée deux fois. Ces dégénérescenses sont montrées sur le schéma de droite de la figure 2.3. Si des électrons sont excités de la bande de valence vers la bande de conduction par un faisceau laser polarisé circulairement (portant un moment angulaire égal à $\pm 1$) gauche (respectivement droit), la règle de sélection $\Delta m_j = +1$ $(-1)$ s'applique. Les transitions obéissant à cette règle de sélection sont indiquées par les lignes solides pour $\Delta m_j = +1$ (pointillées pour $\Delta m_j = -1$) sur le schéma de droite de la figure 2.3. Les chiffres entourés sur ce schéma sont les probabilités relatives des transitions, ils sont valable également pour les transitions utilisant un faisceau laser portant un moment angulaire -1 (transition en pointillés). Les amplitudes de ces transitions sont proportionnelles au module carré de l'élément de matrice correspondant à la transition électromagnétique [56, 57]. Lorsque seules les transitions du niveau $P_{3/2}$ vers le niveau $S_{1/2}$ sont excitées par un faisceau laser de polarisation circulaire gauche, il résulte que trois fois plus d'électrons dans l'état $m_j = -1/2$ sont présents dans la bande de conduction que d'électrons dans l'état $m_j = +1/2$.

En utilisant l'équation 2.19, il découle que la polarisation des électrons arrivant dans la bande de conduction est donnée par $P_e = (1 - 3)/(1 + 3) = -0.5 \equiv$ 50% pour des photons polarisés circulairement gauche. De façon similaire, nous pouvons montrer que l'utilisation d'un faisceau laser polarisé circulairement droit induit une polarisation des électrons dans la bande de conduction de $P_e = +0.5$. Il est important de noter que si les transitions du niveau $P_{1/2}$ vers le niveau $S_{1/2}$ sont également excitées, la polarisation des électrons dans la bande de conduction sera alors nulle. Il est ainsi nécessaire de choisir correctement la longueur d'onde du laser utilisé.

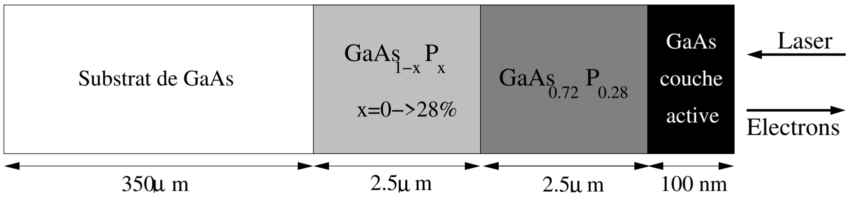



FIG. 2.4 – *Structure d'un cristal d'arséniure de gallium contraint (la figure n'est pas à l'échelle).*

Nous venons de montrer que la polarisation des électrons en utilisant un cristal de GaAs est au maximum de 50 % du fait de la dégénérescence de la couche $P_{3/2}$. Il est toutefois possible d'obtenir une polarisation théorique maximale de 100 %, ceci en utilisant ce qui est communément nommé un cristal d'Arséniure de Gallium contraint. Ce cristal est en fait un cristal de GaAs (noté "GaAs couche active" sur la figure 2.4) qui a "poussé" sur un substrat de GaAs dopé au phosphore ($GaAs_{0.72}P_{0.28}$) (voir figure 2.4). En effet, la dégénérescense du niveau $P_{3/2}$ de la bande de valence est due à la symétrie cubique du cristal de GaAs. Briser cette symétrie sépare donc les niveaux $m_j = \pm 3/2$ de ceux avec $m_j = \pm 1/2$ [56]. La séparation en énergie $\delta$ obtenue (voir figure 2.5) est de 65 $meV$, ce qui permet de sélectionner grâce à un faisceau laser d'énergie bien ajustée les transitions d'électrons des seuls niveaux $|\frac{3}{2}, \pm\frac{3}{2}\rangle$ vers les niveaux $|\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle$. Avec un tel cristal il est théoriquement possible d'obtenir un faisceau d'électrons polarisé à 100 % ($P_e = 3/3 = 1$). Il est important que l'énergie des photons soit supérieure à l'énergie du gap $E_g$ et strictement inférieure à $E_g + \delta$. Si l'énergie des photons est supérieure à $E_g + \delta$, les transitions $|\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle \longrightarrow |\frac{1}{2}, \pm\frac{1}{2}\rangle$ deviennent autorisées ce qui a pour effet de retomber sur une polarisation maximale de 50 % (cas du cristal non contraint).

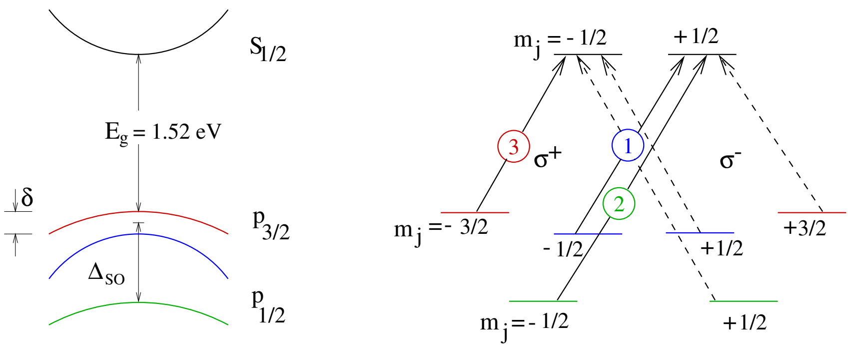



FIG. 2.5 – *Structure en bande d'un crystal d'Arséniure de Gallium contraint.*

Pour leur utilisation, après avoir été émis dans la bande de conduction, les électrons doivent migrer vers la surface. Il s'agit de la deuxième étape du processus de photo-émission. Durant cette diffusion, un électron a la possibilité de se dépolariser par de multiples mécanismes, le plus important étant l'interaction d'échange entre cet électron et les trous du cristal [58].

Il reste enfin aux électrons à s'échapper dans le vide afin d'être injectés dans l'accélérateur. Pour cela, l'électron, qui a atteint la surface du cristal, doit encore franchir une

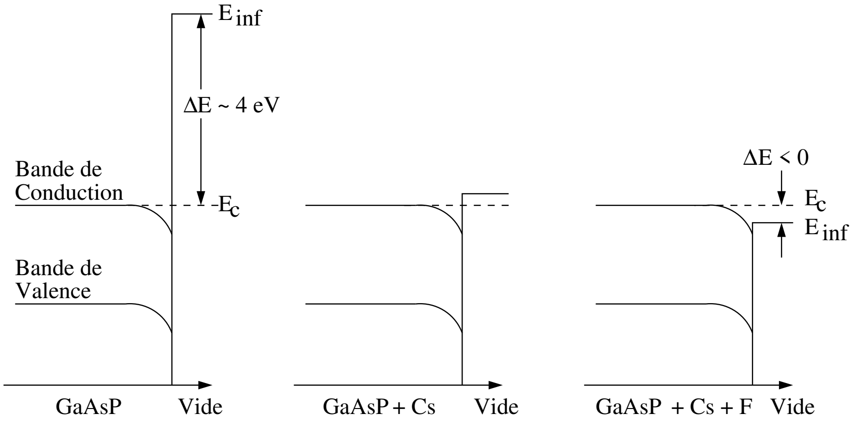



FIG. 2.6 – *Structure en bande d'un cristal de GaAsP au voisinage de sa surface. Trois cas sont présentés : sans traitement, surface traitée au césium ,et surface traitée au césium et fluor.*

barrière de potentiel d'environ 4 eV. Il est possible d'augmenter l'efficacité d'extraction des électrons du cristal en abaissant le niveau du vide. C'est ce qui est appelé créer une affinité électronique négative (NEA pour Negative Electronic Affinity), l'affinité électronique étant la différence entre l'énergie du vide et l'énergie de la bande de conduction. La NEA est obtenue par un processus appelé *activation*, qui consiste à déposer des mono-couches de césium et de fluor à la surface du cristal de GaAsP. Avec un dépôt de césium sur la surface, l'affinité électronique est abaissée à quelques dixième d'eV mais reste positive (voir figure 2.6). Lorsque du césium et du fluor sont déposés ensemble sur la surface du cristal, l'affinité électronique devient négative, permettant ainsi à un électron thermique de s'échapper dans le vide. Ce processus augmente donc considérablement l'efficacité de la source.

Les deux paramètres importants d'une source d'électrons polarisés pour l'expérimentateur sont la polarisation et le courant du faisceau d'électrons (voir paragraphe 2.1, équation 2.29). Nous avons vu précédemment comment maximiser la polarisation. L'intensité s'exprime alors comme [59] :

$$I_e(\mu A) = 8.065.10^{-3}\ P(\mathrm{mW})\lambda(\mathrm{nm})QE(\%) \tag{2.30}$$

avec $P$ la puissance du faisceau laser incident et $\lambda$ sa longueur d'onde. L'efficacité quantique de la source (QE) est donnée par le rapport du nombre d'électrons émis par la source sur le nombre de photons incidents. Prenons par exemple le cas de la source de CEBAF où $\lambda = 850$ nm, $P = 130$ mW et $QE = 0.2\%$, l'intensité délivrée est de l'ordre de 180 $\mu A$. Afin de garder un temps de vie raisonnable, la source n'est utilisée qu'à une intensité maximale de l'ordre de 100 $\mu A$. L'efficacité quantique du cristal et la longueur d'onde du laser sont deux paramètres fixés. Ainsi, le seul moyen de faire varier l'intensité du faisceau d'électrons est de changer la puissance du laser utilisé. Il est également important de noter que les électrons émis sont polarisés longitudinalement [59].

### 2.2.2 Le système optique - Renversement de la polarisation

Le principe de fonctionnement des sources polarisées des accélérateurs du TJNAF et du MIT-Bates étant le même, dans la suite de ce chapitre nous allons détailler celle du TJNAF, sur laquelle j'ai travaillé durant une année. Une description technique de la source de l'accélérateur du MIT-Bates sera faite au paragraphe 4.1.1.

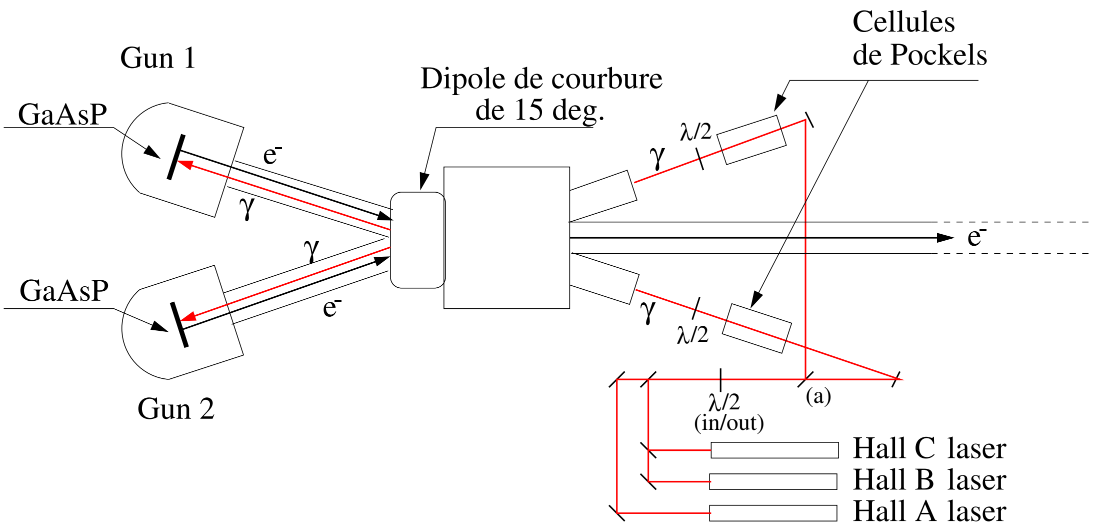



FIG. 2.7 – *Vue schématique de la source polarisée de CEBAF (vue de dessus).*

La source polarisée du TJNAF, représentée par la figure 2.7, est constituée de deux canons[b] à électrons (Gun 1 & 2). Ils ne fonctionnent pas tous les deux en même temps, ce qui permet lorsque l'un des deux est en maintenance de produire le faisceau d'électrons à partir du second. Ceci permet en particulier de diminuer le temps mort de l'accélérateur dû à la réactivation[c] du cristal de GaAs qui a lieu environ toutes les 24 heures. Le miroir repéré par (a) sur la figure 2.7 peut ainsi être inséré ou non dans le faisceau laser selon que l'on souhaite utiliser le "Gun 2" ou le "Gun 1". Le système optique de la source de CEBAF est principalement constitué de trois lasers infra-rouge continus identiques (un pour chaque hall) d'une longueur d'onde de 850 nm, d'une lame demi-onde (notée $\lambda/2$) et de deux cellules de Pockels.

Les photons du faisceau laser sont polarisés linéairement. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.1, les photons incidents sur la photo-cathode ont besoin d'être polarisés circulairement afin de sélectionner la bonne transition électronique. La polarisation circulaire est obtenue grâce à l'action d'une cellule de Pockels, du nom de F. Pockels qui décrivit le premier en 1893 l'effet electro-optique qui induit un retard de phase à la lumière traversant un cristal auquel on applique un champ électrique. Le cristal utilisé dans les

[b]Nom générique donné à une source d'électrons qui comprend le matériau d'extraction (cristal de GaAs dans le cas d'une source d'électrons polarisés ou filament chauffé dans le cas d'une source d'électron non polarisés) ainsi que l'appareillage permettant d'extraire les électrons (cathode et dinode).

[c]Processus de dépôt de couche de Césium et de Fluor (voir paragraphe précédent).

cellules de Pockels du TJNAF est un cristal de $KD^*P$ ($KD_2PO_4$). Le retard de phase $\phi$ est directement proportionnel à l'amplitude du champ électrique appliqué au cristal :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} V \tag{2.31}$$

où $\lambda$ est la longueur d'onde, $n_0$ l'indice ordinaire de réfraction du cristal, $r_{63}$ un coefficient electro-optique dépendant du matériau ($r_{63} = 26.4 \pm 0.7.10^{-12}\ m/V$ [60] pour le $KD^*P$) et V la tension appliquée au cristal. Le signe du retard de phase dépend du signe de la tension appliquée. Pour un cristal de $KD^*P$, la tension $V_\pm$ à appliquer pour obtenir une lame quart d'onde ($|\phi| = \frac{\pi}{2}$) est de l'ordre de $\pm 2.6\ kV$.

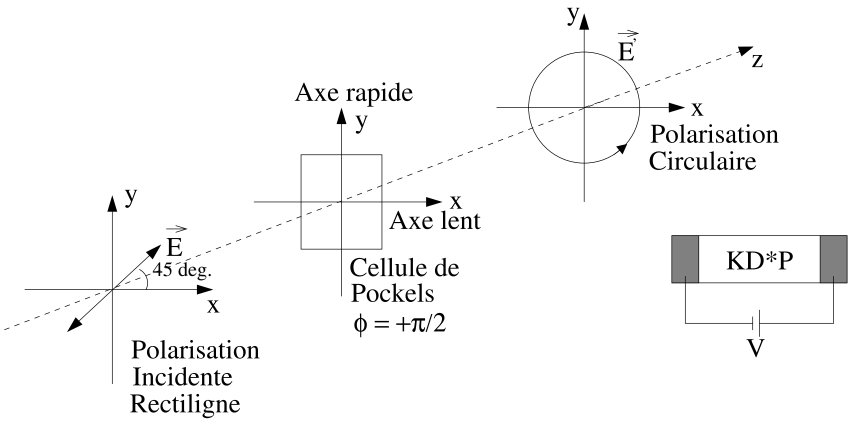



FIG. 2.8 – *Action de la cellule de Pockels sur une onde électromagnétique de polarisation linéaire.*

La figure 2.8 présente le cas où une tension $V_+$ est appliquée à la cellule de Pockels. La différence de phase entre l'axe lent (Ox) et l'axe rapide (Oy) du cristal est alors de $\phi = +\pi/2$. On envoie une onde électromagnétique de polarisation rectiligne orientée à $45^o$ par rapport à l'axe lent de la cellule de pockels[d]. Cette onde se décompose en $E_x$ et $E_y$, projections de $\vec{E}$ sur les axes lent et rapide respectivement.

$$E_x = E_y = E_0 e^{i\omega t} \tag{2.32}$$

Après son passage à travers la cellule de Pockels, la composante $E_y$, s'étant propagée le long de l'axe rapide, est en avance de $\pi/2$ par rapport à la composante $E_x$.

$$E'_x = E_0 e^{i\omega t}, \qquad E'_y = E_0 e^{i(\omega t + \frac{\pi}{2})} \tag{2.33}$$

L'onde résultante $\vec{E'}$ est donc une onde de polarisation circulaire droite. Dans le cas où une tension $V_-$ est appliquée à la cellule de Pockels, les axes lent et rapide du cristal sont tournés de 90 degrés par rapport au cas précédent. Ceci implique que la composante $E_y$

[d]Une polarisation linéaire peut être orientée à un angle donné par l'utilisation d'une lame demi-onde (retard de phase égale à $\pi$).

de l'onde électromagnétique incidente se propage cette fois le long de l'axe lent, elle est donc en retard de $-\pi/2$ par rapport à la composante $E_x$.

$$E'_x = E_0 e^{i\omega t}, \qquad E'_y = E_0 e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \tag{2.34}$$

Il en résulte donc que l'onde électromagnétique sortante est de polarisation circulaire gauche.

Ainsi, l'hélicité des électrons et donc du faisceau accéléré est déterminée par la tension appliquée à la cellule de Pockels, aux tensions $V_+$ et $V_-$ correspondent donc un faisceau d'électrons de polarisation $+|P_e|$ et $-|P_e|$.

Afin de minimiser les effets systématiques dûs à des variations lentes des caractéristiques du faisceau d'électrons, la tension appliquée à la cellule de Pockels et donc la polarisation est changée fréquemment. Au TJNAF ce changement de polarisation est fait à une fréquence de 30 Hz. Elle est de 600 Hz au MIT-Bates.

La lame demi onde denommée "$\lambda/2$ (in/out)" sur la figure 2.7 est une lame pouvant être insérée ou non dans le faisceau laser. A ce niveau, le faisceau laser est polarisé linéairement. Après le passage à travers cette lame demi onde, les projections de l'onde électromagnétique deviennent :

$$E_x = E_0 e^{i\omega t}, \qquad E_y = E_0 e^{i(\omega t + \pi)} \tag{2.35}$$

Le passage de cette onde à travers la cellule de Pockels à laquelle on applique une tension positive (retard de $+\pi/2$) nous donne :

$$E'_x = E_0 e^{i\omega t}, \qquad E'_y = E_0 e^{i(\omega t + \frac{3\pi}{2})} \equiv E_0 e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \tag{2.36}$$

On voit donc que l'on obtient la même onde électromagnétique que dans le cas où une tension négative est appliquée à la cellule de Pockels et où il n'y a pas la lame demi onde (voir équation 2.34). L'insertion de la lame demi onde avant la cellule de Pockels permet donc de renverser l'hélicité des électrons. Durant les expériences de violation de parité, des séries de mesures de quelques jours chacune sont effectuées alternativement avec ou sans cette lame demi onde. Puisque l'hélicité des électrons est inversée sans aucun autre changement de paramètres (en particulier ceux de l'électronique), l'asymétrie mesurée par l'expérience doit changer de signe mais garder la même amplitude. Un changement dans l'amplitude sera le signe d'effets systématiques (voir chapitre 5).

## 2.3 Manipulation du spin et accélération

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.6, les expériences de violation de parité nécessitent un faisceau d'électrons de polarisation longitudinale. La source polarisée, basée sur le principe de photo-émission d'électrons, génère des électrons de polarisation longitudinale, mais le transport du faisceau d'électrons à travers les différents éléments magnétiques de l'accélérateur a pour effet d'induire une précession du spin des électrons. Par conséquent, lorsqu'ils atteignent la cible, le spin des électrons n'est plus forcément aligné avec leur direction de propagation. Il est donc nécessaire de compenser la précession de spin induite par l'accélérateur en manipulant le spin des électrons grâce à l'utilisation de champ électro-magnétique. Ceci peut être fait à n'importe quel endroit de l'accélérateur, mais la manipulation est plus facile juste après la source car l'énergie des électrons est alors faible.

La technique la plus fréquemment utilisée pour changer l'orientation du spin des électrons est l'utilisation d'un filtre de Wien [61]. Il s'agit d'un dispositif produisant un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ statiques, perpendiculaires entre eux et contenus dans le plan transverse à la direction de propagation des électrons. Le spin de l'électron précesse autour du champ magnétique selon l'équation [52] :

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \frac{e}{m_e c}\vec{S} \times \left[\left(\frac{g}{2} - 1 + \frac{1}{\gamma}\right)\vec{B} - \left(\frac{g}{2} - 1\right)\frac{\gamma}{\gamma+1}\left(\vec{\beta}.\vec{B}\right)\vec{\beta} - \left(\frac{g}{2} - \frac{\gamma}{\gamma+1}\right)\vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c}\right] \tag{2.37}$$

où $\vec{S}$ est le spin de l'électron, $g/2$ le moment magnétique de l'électron, $\vec{\beta} = \vec{v}/c$, et $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. La rotation de spin appliquée par un filtre de Wien de longueur $L$ est donc donnée par :

$$\theta = \frac{L}{c\beta}\frac{e|\vec{B}|}{m_e c}\left[\frac{g}{2}(1+\beta^2) - 2\right] \tag{2.38}$$

Le champ électrique $\vec{E}$ est alors choisi de telle sorte que l'électron passant à travers le filtre de Wien conserve sa direction.

## 2.4 Les polarimètres

Comme le montre l'équation 2.22, l'extraction de l'asymétrie de violation de parité nécessite une mesure précise de la polarisation du faisceau d'électrons. Trois types de polarimètres sont généralement utilisés pour mesurer la polarisation d'un faisceau d'électrons. Ils se rangent en deux classes. D'une part le polarimètre Mott et le polarimètre à transmission, qui permettent de mesurer la polarisation à basse énergie et d'autre part, les polarimètres Møller et Compton, capables de mesurer la polarisation à haute énergie. Dans ce paragraphe nous allons décrire le polarimètre Mott utilisé par l'expérience $G^0$, et le polarimètre Møller utilisé par $G^0$ et SAMPLE. Nous décrirons aussi brièvement le polarimètre Compton utilisé par l'expérience HAPPEX.

### 2.4.1 Le polarimètre Mott

Le polarimètre Mott porte le nom du physicien Nevill Mott [62] qui a été le premier à suggérer que des effets dus au spin des électrons devaient être directement observables dans la diffusion à grands angles d'électrons sur les noyaux des atomes.

Un noyau de charge $Ze$ crée un champ électrique $\vec{E} = (Ze/r^3)\vec{r}$. Un électron voyageant à la vitesse $\vec{v}$ induit, lors de son passage à travers ce champ électrique un champ magnétique $\vec{B} = -\vec{v} \times \vec{E}/c$. L'interaction du moment magnétique de l'électron avec ce champ magnétique introduit un terme spin-orbite dans le potentiel de diffusion. Ceci se manifeste dans l'expression de la section efficace de diffusion par un terme dépendant du spin de l'électron incident :

$$\sigma(\theta_e) = I(\theta_e)\left[1 + S(\theta_e)\vec{P}_e.\vec{n}\right] \tag{2.39}$$

où $\theta_e$ est l'angle de diffusion de l'électron, $I(\theta_e)$ la section efficace non polarisée, $\vec{P}_e$ la polarisation des électrons incidents et $\vec{n}$ représente le vecteur unitaire perpendiculaire au plan de la réaction. La fonction $S(\theta_e)$ est la fonction dite de Sherman qui traduit la dépendance de la section efficace avec la polarisation des électrons. Elle est calculable dans le cas où la cible n'est constituée que d'un seul atome en prenant en compte l'effet d'écrantage de charge dû aux électrons atomiques. Dans la réalité, la cible est constituée d'un grand nombre d'atome, il faut alors prendre en compte les effets de diffusions multiples [63]. D'après l'équation 2.39, on peut voir que les polarimètres utilisant la diffusion Mott ne sont sensibles qu'à la partie transversale de la polarisation des électrons. Ce polarimètre est utilisé pour mesurer le degré de polarisation du faisceau. Pour ce faire, le vecteur de polarisation (voir paragraphe 2.1) doit être placé dans le plan transverse à l'aide du même filtre de Wien utilisé pour la manipulation de spin.

Supposons que le plan de la réaction soit horizontal, et le faisceau d'électrons polarisé verticalement vers le haut. Le nombre $N_D$ d'électrons diffusés à un angle $\theta_e$ vers la droite et le nombre $N_G$ d'électrons diffusés vers la gauche, sont respectivement proportionnels à $1 + P_eS(\theta_e)$ et $1 - P_eS(\theta_e)$. Ainsi la mesure expérimentale de l'asymétrie définie par :

$$A \equiv \frac{N_D(\theta_e) - N_G(\theta_e)}{N_D(\theta_e) + N_G(\theta_e)} = P_eS(\theta_e) \tag{2.40}$$

permet une mesure de la polarisation du faisceau d'électrons incidents.

Un polarimètre Mott est en fonctionnement au laboratoire Thomas Jefferson [64]. Il est installé au niveau de l'injecteur, dans une section où l'énergie des électrons est de 5 MeV. A cette énergie, la fonction de Sherman est maximale à un angle de diffusion des électrons de 173 degrés. La figure 2.9 montre une vue schématique du polarimètre du TJNAF. Les électrons diffusés à un angle de 173 degrés par une cible d'or de 0.1 $\mu m$ d'épaisseur, sont détectés par quatre détecteurs, chacun constitué d'un scintillateur d'une épaisseur de 3 cm couplé à un photo-multiplicateur. Deux d'entre eux détectent les électrons diffusés dans le plan horizontal et les deux autres ceux diffusés dans le plan vertical. Ceci permet une mesure simultanée des polarisations transverses horizontale et verticale. Une erreur statistique de l'ordre de 0.5 % peut être obtenue en 5 minutes.

### 2.4.2 Le polarimètre à transmission

Un polarimètre à transmission détermine la polarisation d'un faisceau d'électrons en mesurant l'asymétrie d'absorption de photons de Bremsstrahlung polarisés traversant un bloc de fer magnétisé. Ce dispositif, facile à mettre en place, remplace le polarimètre Mott au MIT-Bates.

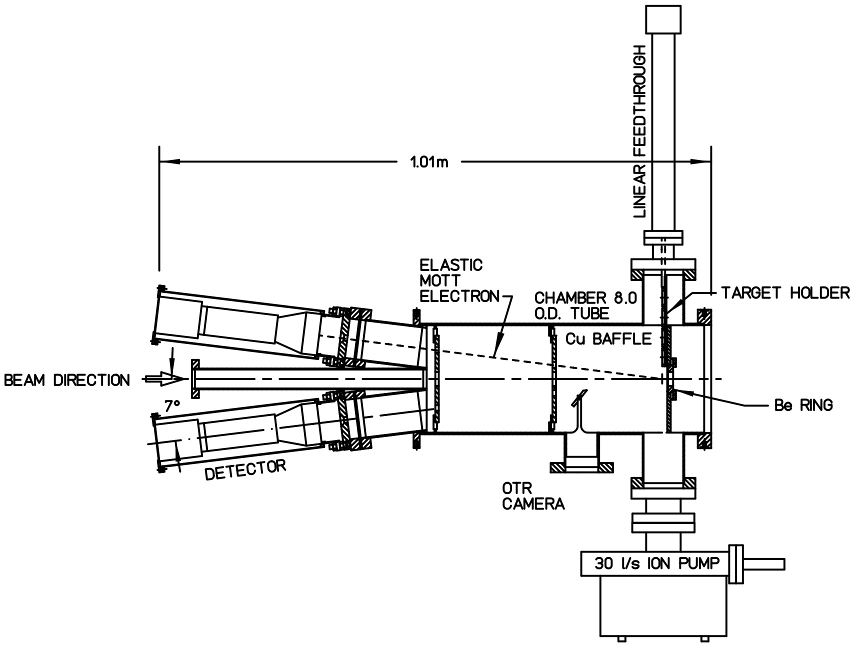



Fig. 2.9 – *Schéma du polarimètre Mott du TJNAF.*

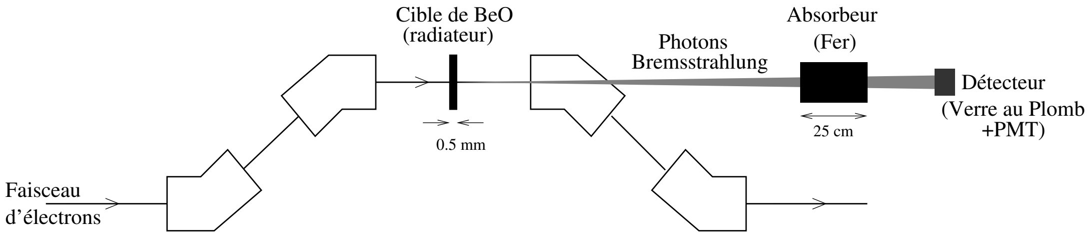



Fig. 2.10 – *Schéma du polarimètre à transmission du MIT-Bates.*

La figure 2.10 présente le polarimètre à transmission du MIT-Bates [65], qui est situé au niveau de l'injecteur. Un faisceau de photons polarisés circulairement est créé lorsqu'un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement traverse une cible (radiateur). La polarisation du faisceau de photons créés est donnée par :

$$P_\gamma(y) = P_e \frac{y(4-y)}{1+2y+3(1-y)^2} \tag{2.41}$$

où $y$ est le rapport entre l'énergie du photon créé et celle de l'électron incident : $y = E_\gamma/E_e$. Un aimant permet de séparer le faisceau de photons et le faisceau primaire d'électrons. Le faisceau de photons traverse alors un absorbeur, constitué d'un bloc de fer placé dans un champ magnétique longitudinal, et interagit par différents processus (diffusion Compton, création de paires, etc...). Le processus qui nous intéresse ici est la diffusion Compton des photons sur les électrons du cortège électronique. Le fer étant placé dans un champ magnétique, il en résulte qu'une fraction des électrons du cortège électronique sont polarisés selon la direction du champ magnétique. La section efficace totale peut être écrite comme la somme d'une section efficace $\sigma_0$ ne dépendant pas de la polarisation incidente du faisceau et d'une section efficace $\sigma_p$ qui en dépend :

$$\sigma_{tot} = \sigma_0 + P_{cible}\ P_\gamma\ \sigma_p \tag{2.42}$$

où $P_{cible}$ est la polarisation des électrons du cortège qui vaut environ 8 %. L'intensité du faisceau de photons va donc être atténuée de telle sorte que l'intensité après le bloc de fer est donnée par :

$$I_{final} = I_0 \exp\left[-\sigma_0\ nL\right] \exp\left[-P_{cible}\ P_\gamma\ \sigma_p\ nL\right] \tag{2.43}$$

où $n$ est le nombre de noyaux de fer par $cm^3$ et $L$ la longueur de l'absorbeur. La mesure de l'asymétrie de l'intensité du faisceau de photons permet alors de remonter à la polarisation du faisceau d'électrons. :

$$\begin{aligned} A &= \frac{I^+_{final} - I^-_{final}}{I^+_{final} + I^-_{final}} && (2.44)\\ &= \tanh\left[P_{cible}\ P_\gamma\ \sigma_p\ nL\right] && (2.45)\\ &\simeq P_{cible}\ P_\gamma\ \sigma_p\ nL && (2.46)\\ &\propto P_e && (2.47) \end{aligned}$$

L'asymétrie obtenue durant l'expérience SAMPLE était de l'ordre de $7.10^{-3}$. Deux mesures combinées d'environ 5 minutes chacune avec le champ magnétique orienté parallèlement puis anti-parallèlement au faisceau donnent une erreur statistique de l'ordre de $6.10^{-5}$. Ceci correspond à une erreur statistique de l'ordre de 0.3 % sur la polarisation du faisceau d'électrons.

Le polarimètre du MIT-Bates est utilisé comme une mesure relative de la polarisation du faisceau d'électrons incident. En effet, une mesure absolue avec une erreur raisonnable demande de connaitre parfaitement la distribution en énergie du faisceau Bremstrahlung à l'entrée de l'absorbeur. Une mesure utilisant un polarimètre donnant une valeur absolue de la polarisation est donc nécessaire pour calibrer le polarimètre à transmission. Durant l'expérience SAMPLE, cette calibration a été faite en utilisant le polarimètre Møller du MIT-Bates. L'avantage du polarimètre à transmission est de fournir une mesure beaucoup plus rapide que celle obtenue par le polarimètre Møller. Ceci a permis durant l'expérience SAMPLE de mesurer la polarisation du faisceau d'électrons quotidiennement avec un minimum de temps mort.

### 2.4.3 Le polarimètre Møller

Dans le hall C de CEBAF et au MIT-Bates, la polarisation du faisceau d'électron est déterminée par un polarimètre basé sur la diffusion électron-électron (diffusion Møller). Les électrons du faisceau polarisés longitudinalement diffusent sur les électrons de la cible polarisés longitudinalement. La polarisation des électrons cibles est obtenue par l'utilisation d'une feuille de matériaux ferromagnétiques (fine feuille de fer) magnétisée à saturation par un champ extérieur ($\sim 10^{-2}$ Tesla). La mesure d'une asymétrie entre les sections efficaces de diffusion d'électrons d'hélicité (+) et (-), permet d'extraire la polarisation du faisceau d'électrons incidents.

#### 2.4.3.1 La diffusion Møller

Le polarimètre Møller est donc basé sur la diffusion $\vec{e}+\vec{e} \rightarrow e+e$ qui est un processus décrit exactement par QED. La section efficace de diffusion élastique s'écrit dans le centre de masse de la réaction comme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left[1+\sum_{i,j} P_i^C P_j^F A_{ij}(\theta_{cm})\right] \qquad i,\ j=x,\ y,\ z \tag{2.48}$$

La somme est faite sur neuf termes, correspondant aux trois composantes de la polarisation $P_i^C$ des électrons cibles et $P_j^F$ des électrons du faisceau incident. $d\sigma_0/d\Omega$ représente la section efficace de diffusion élastique électron-électron non polarisée qui est calculable exactement [66] :

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha\,(1+cos\theta_{cm})\,(3+cos^2\theta_{cm})}{2m_e sin^2\theta_{cm}}\right)^2 \tag{2.49}$$

avec $\alpha \sim 1/137$ la constante de structure fine et $m_e \sim 0.511\ MeV$ la masse de l'électron. Dans le cas où les électrons incidents et les électrons cibles sont polarisés longitudinalement le long de l'axe z du faisceau, seul le terme $A_{zz}$ intervient dans le calcul de la section efficace.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega}\left[1+P_z^C P_z^F A_{zz}(\theta_{cm})\right] \tag{2.50}$$

L'extraction de la polarisation $P_z^F$ du faisceau d'électrons incidents est possible via la mesure de l'asymétrie, en renversant le spin de l'électron incident, et donnée par :

$$A = \frac{\frac{d\sigma^{\rightrightarrows}}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{\leftrightarrows}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^{\rightrightarrows}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{\leftrightarrows}}{d\Omega}} = A_{zz}(\theta_{cm})P_z^C P_z^F \tag{2.51}$$

où $d\sigma^{\rightrightarrows}/d\Omega$ et $d\sigma^{\leftrightarrows}/d\Omega$ représentent respectivement les section efficaces de diffusion avec le spin des électrons du faisceau parallèle et anti-parallèle à celui des électrons cibles. Le pouvoir d'analyse de cette réaction est le plus grand à un angle de diffusion $\theta_{cm}$ de 90 degrés dans le centre de masse. A cet angle de diffusion on a $A_{zz} = -7/9$ et $d\sigma_0/d\Omega = 179\ mb.sr^{-1}$.

Expérimentalement, les électrons Møller sont identifiés grâce à des considérations cinématiques. En effet, l'angle $\theta_{cm}$ et l'impulsion $p'_{lab}$ de l'électron diffusé obéissent à la relation :

$$p'_{lab} = \frac{p_{lab}}{2}(1+\cos\theta_{cm}) \tag{2.52}$$

avec $p_{lab}$ l'impulsion de l'électron incident dans le laboratoire. L'angle de diffusion $\theta_{lab}$ dans le laboratoire est donné, en faisant l'approximation des petits angles, par :

$$\theta_{lab} = \sqrt{2m_e\left(\frac{1}{p'_{lab}} - \frac{1}{p_{lab}}\right)} \tag{2.53}$$

Un effet dû au mouvement atomique des électrons cible, dit effet Levchuk [67], affecte le pouvoir d'analyse effectif d'un polarimètre Møller. En effet, la distribution $\vec{p}_c$ de l'impulsion des électrons cible modifie l'angle de diffusion dans le système du laboratoire et élargit la distribution angulaire des électrons diffusés. L'angle de diffusion moyen $\theta_{cor}$ corrigé de cet effet est donné par :

$$\theta_{cor} = \theta_{lab}\sqrt{1 + \frac{\vec{p}_c.\hat{z}}{m_e}} \tag{2.54}$$

Dans la cible Møller, qui est une cible de fer, les électrons des couches internes (K et L), qui sont non polarisés, ont une impulsion $p_c$ allant de 30 à 90 keV/c alors que les électrons des couches externes (M et N), qui sont polarisés, ont des impulsions plus faibles, de l'ordre de 10 keV/c. Ceci a donc pour effet, comme le montre l'équation 2.54, d'élargir de façon plus importante la distribution angulaire des électrons provenant de diffusions sur les couches internes. Ainsi un détecteur avec une acceptance angulaire limitée autour du pic élastique, verra un taux relatif plus faible d'électrons ayant diffusés sur un électron des couches internes. Il en résultera que la polarisation apparente de cible sera plus grande qu'elle ne l'est en réalité.

Pour remédier à ce problème, deux solutions sont envisageables. La première est de déterminer la correction à apporter à la mesure de polarisation afin de prendre en compte l'effet Levchuk. Cette solution est celle utilisée par l'expérience SAMPLE. En effet, le spectromètre n'accepte que les électrons diffusés d'un angle de diffusion dans le centre de masse $\theta_{cm} = 90^o \pm 0.30^o$. Une simulation Monte-Carlo du polarimètre a été effectuée afin de calculer le pouvoir d'analyse effectif du polarimètre. La correction sur la polarisation due à l'effet Levchuk est d'environ 2% [68] dans ce cas.

L'autre solution est d'augmenter l'acceptance angulaire du polarimètre. Ceci a malheureusement pour effet d'augmenter également le bruit de fond. Il est alors nécessaire de détecter en coïncidence l'électron diffusé et l'électron de recul. Cette solution est celle utilisée pour le polarimètre Møller du Hall C [69] qui sera utilisé par l'expérience $G^0$.

#### 2.4.3.2 Description du détecteur Møller du MIT-Bates

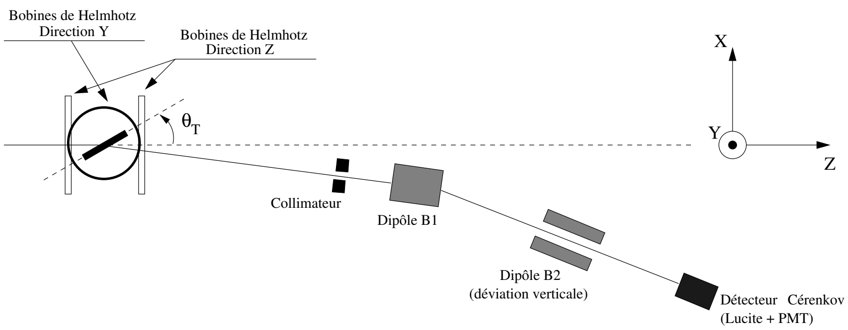



FIG. 2.11 – *Schéma du polarimètre Møller du MIT-Bates (les dimensions ne sont pas à l'échelle).*

Le polarimètre Møller du MIT-Bates est schématisé par la figure 2.11. La fine feuille de fer joue le rôle de cible et est magnétisée à saturation dans un champ magnétique créé par deux paires de bobines de Helmholtz. La première sert à polariser les électrons du fer dans la direction de propagation du faisceau d'électrons (Z) et l'autre permet de les polariser dans la direction verticale (Y). Un collimateur permet de sélectionner les électrons diffusés à un angle de $90^o$ dans le centre de masse. Deux dipôles dévient les électrons diffusés vers un détecteur Čerenkov (lucite+PMT). Le signal de ce détecteur est intégré sur la durée d'un paquet d'électron (15 $\mu s$). Ce polarimètre permet une mesure de la polarisation du faisceau d'électrons avec une précision statistique d'environ 0.5 % en une heure.

#### 2.4.3.3 Description du détecteur Møller du hall C

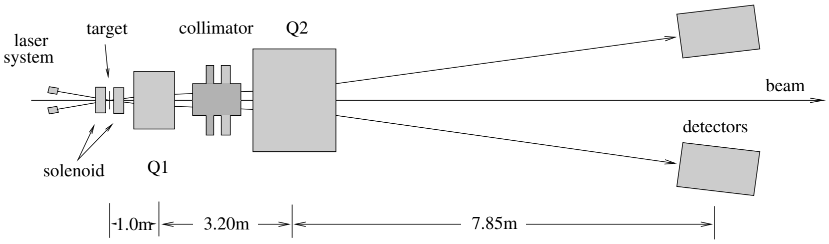



FIG. 2.12 – *Schéma du polarimètre Møller du hall C.*

Le polarimètre Møller du hall C est schématisé par la figure 2.12. Il consiste en une chambre à vide dans laquelle une fine feuille de fer joue le rôle de cible. Elle est magnétisée à saturation dans un champ magnétique crée par une paire de bobines de Helmholtz supraconductrices. La polarisation des électrons du fer est mesurée par un système laser grâce à l'effet Kerr [69]. En aval de cette cible, on trouve deux quadrupoles séparés par un collimateur. Ceci forme un spectromètre magnétique permettant d'augmenter l'acceptance en angle des électrons diffusés et des électrons de recul. Grâce à ces deux quadrupoles, les électrons Møller peuvent être focalisés sur les détecteurs dans toute la gamme en énergie de CEBAF (2 à 6 GeV) sans modification de la géométrie du polarimètre. Ce polarimètre permet une mesure de la polarisation du faisceau avec une erreur de l'ordre de 1% en quelques minutes [69]. Il est situé à l'entrée du hall expérimental. Afin d'effectuer cette mesure, il est nécessaire de diminuer l'intensité du faisceau d'électrons pour deux raisons : avoir un taux de comptage raisonnable au niveau des détecteurs et diminuer les doses de radiation émises dans le hall.

Les trois types de polarimètres que nous venons de présenter mesurent la polarisation du faisceau d'électrons de façon destructive en introduisant une cible dans le faisceau. Afin d'effectuer ces mesures, l'expérience en cours doit être arrêtée. Dans le paragraphe suivant, nous allons présenter le principe de fonctionnement d'un polarimètre Compton qui effectue une mesure non destructive de la polarisation, ce qui permet de l'effectuer tout en continuant l'expérience.

### 2.4.4 Le polarimètre Compton

Un polarimètre Compton est basé sur la diffusion Compton d'électrons polarisés longitudinalement sur des photons polarisés circulairement. La section efficace de cette réaction est donnée par [48] :

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + A_{th}\ P_e\ P_\gamma\right] \tag{2.55}$$

où $\sigma_0$ est la section efficace de diffusion Compton non polarisée, $P_\gamma$ le degré de polarisation circulaire des photons et $P_e$ la polarisation des électrons. $A_{th}$ représente l'asymétrie de section efficace qui serait mesurée dans le cas où les polarisations des électrons et des photons seraient toutes deux de 100 % et elle est exactement calculable en utilisant QED. L'asymétrie de section efficace est définie par :

$$A_{exp} \equiv \frac{\sigma_\rightarrow - \sigma_\leftarrow}{\sigma_\rightarrow + \sigma_\leftarrow} = A_{th}\ P_e\ P_\gamma \tag{2.56}$$

où $\sigma_\rightarrow$ et $\sigma_\leftarrow$ représentent respectivement les sections efficace de diffusion avec le spin des électrons incidents parallèle et antiparallèle à leur impulsion. La mesure simultanée de l'asymétrie $A_{exp}$ et de la polarisation du faisceau laser $P_\gamma$ permet d'extraire la polarisation $P_e$ du faisceau d'électrons incidents.

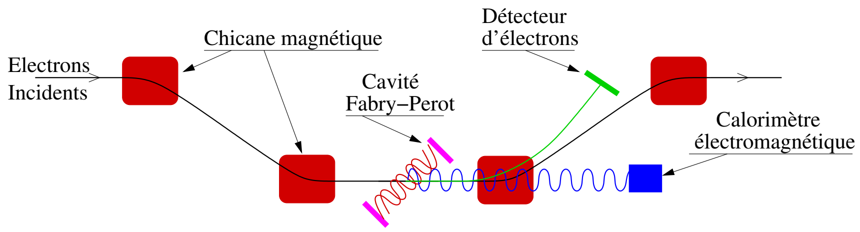



FIG. 2.13 – *Schéma représentant le polarimètre Compton du TJNAF.*

Un polarimètre Compton a été installé dans le Hall A du laboratoire Thomas Jefferson [48] et la figure 2.13 en montre un schéma. Le faisceau d'électrons est dévié dans une chicane magnétique au centre de laquelle se trouve une cavité optique Fabry-Pérot. Le but de cette cavité est d'amplifier la lumière laser d'une puissance initiale de 235 mW à une puissance de 400 W. Ceci est nécessaire afin d'augmenter la densité photonique traversée par le faisceau d'électrons et permet ainsi une meilleur statistique[e]. L'angle que fait la cavité par rapport au faisceau d'électrons est très faible (20 mrad) afin d'optimiser le recouvrement des deux faisceaux. Les photons diffusés sont détectés par un calorimètre électromagnétique qui mesure leur énergie. Un détecteur constitué de micro-piste de silicium permet la détection des électrons diffusés qui sont extraits du faisceau primaire par le troisième dipôle de la chicane magnétique. Ce polarimètre permet une mesure de la polarisation du faisceau d'électrons avec une précision statistique d'environ 1 % en une heure, cela dépend des paramètres du faisceau d'électron (énergie et intensité).

[e] L'intensité du faisceau d'électrons n'étant que de 100 $\mu$A, il est nécessaire d'amplifier la puissance laser afin d'avoir un taux de comptage raisonnable.

De l'ensemble des polarimètres que nous venons de décrire, le polarimètre Compton est le seul pouvant mesurer la polarisation du faisceau d'électrons de manière non destructive. En effet, dans ceux décrit précédemment, il est nécessaire d'introduire une cible dans le faisceau primaire d'électrons, ce qui a pour effet de détériorer voir de détruire ce faisceau rendant la conduite d'expériences en aval du polarimètre impossible. Le faisceau laser que traverse le faisceau d'électrons dans le cas du polarimètre Compton perturbe très peu celui-ci et les particules secondaires créées ne sont pas transportés vers le hall expérimental grâce à la chicane magnétique.

## 2.5 Moniteurs de faisceau

Il est important de pouvoir mesurer les propriétés du faisceau d'électrons afin d'être en mesure de détecter de possibles effets systématiques. Nous venons de voir comment mesurer la polarisation du faisceau d'électrons, dans ce paragraphe nous décrivons les moniteurs de faisceau (position et intensité) utilisés au TJNAF.

### 2.5.1 Moniteur de position

La position du faisceau d'électrons est mesurée en utilisant des BPM (Beam Position Monitor). Un BPM est une cavité résonante placée au niveau du tube de faisceau de telle sorte que son axe coïncide avec l'axe du faisceau. La taille, la forme et le matériau de la cavité déterminent les fréquences de résonances des modes transversaux (modes TM) électromagnétiques de la cavité [70]. Il est donc possible de choisir les paramètres du BPM de telle sorte qu'une fréquence de résonance de la cavité coïncide avec la fréquence de l'accélérateur.

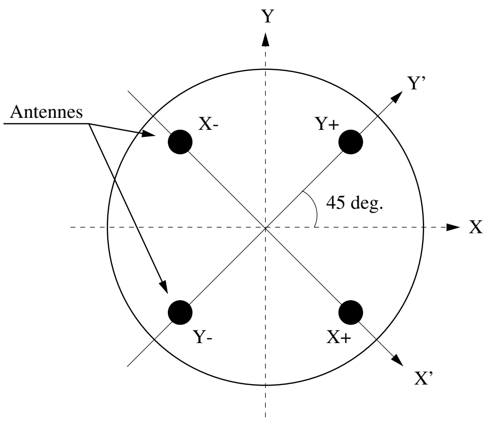



FIG. 2.14 – *Schéma représentant un moniteur de position (BPM) du TJNAF.*

Ceci assure que le faisceau d'électrons, en traversant la cavité, excitera un des modes TM. Ces modes de résonance sont sensibles à la distance du faisceau d'électrons par rapport à l'axe de la cavité. Il est possible de détecter le signal de résonance en plaçant 4 antennes symétriquement autour de l'axe du faisceau à l'intérieur de la cavité (voir figure 2.14). Ces antennes sont ainsi placées dans deux plans perpendiculaires entre eux, à 45 degrés du plan horizontal. Ceci évite que les électrodes soient atteintes par le rayonnement synchrotron associé au faisceau d'électrons. Le centroïde du faisceau d'électrons est alors mesuré en comparant les signaux provenant des 4 électrodes en utilisant les équations suivantes :

$$X'_{pos} = \frac{X'_+ - X'_-}{X'_+ + X'_-} \tag{2.57}$$

$$Y'_{pos} = \frac{Y'_+ - Y'_-}{Y'_+ + Y'_-} \tag{2.58}$$

Ce type de moniteur permet une mesure de la position du faisceau avec une précision de l'ordre de 100 $\mu$m dans un domaine de $\pm 5$ mm autour du centre de la cavité. Une description plus détaillée du principe de fonctionnement des BPMs du TJNAF peut être trouvée dans la référence [71].

### 2.5.2 Moniteur de courant

L'intensité du faisceau d'électrons est mesurée au TJNAF grâce à des cavité résonantes cylindriques (BCM). Le principe de fonctionnement d'un BCM est similaire à celui d'un BPM. La différence est qu'il est maintenant nécessaire de se coupler au mode transversal de résonance de la cavité qui est sensible à l'intensité du faisceau, mais pas à la position du faisceau dans la cavité (le mode $TM_{010}$ [70]). Dans le cas du BCM, une seule électrode, faite d'une boucle de fil, se couple à la partie magnétique de la résonance. Une normalisation de ces BCM est nécessaire afin d'obtenir une mesure absolue de la charge. Elle est effectuée grâce à un moniteur de courant du même type que ceux utilisé au MIT-Bates et qui ont un principe de fonctionnement différents qui sera décrit au paragraphe 4.1.3. Les BCM du TJNAF permettent de mesurer l'intensité du faisceau d'électrons sur un grand domaine d'intensité (de 0.5 à 150 $\mu$A).

## 2.6 Contrôle des effets systématiques

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les expériences SAMPLE et $G^0$ mesurent des asymétries de l'ordre de quelques ppm ($10^{-6}$). Afin de mesurer ces asymétries avec de faibles erreurs systématiques, le faisceau d'électrons incident ne doit pas présenter de changements systématiques (charge, position, énergie) avec le renversement de l'hélicité. La source principale de ces effets systématiques est le faisceau laser utilisé pour illuminer le cristal d'arséniure de gallium. Les effets systématiques induits par le laser sont une asymétrie de charge et une différence en position au niveau de la cible de l'expérience.

Ces changements systématiques vont induire au niveau de l'expérience des fausses asymétries (asymétries ne provenant pas de la diffusion élastique). L'effet d'une asymétrie en charge est évident, un nombre différent d'électrons arrivera au niveau de la cible entre les deux états d'hélicité. Ceci aura pour effet de changer les taux de comptage dans les détecteurs avec l'hélicité. L'ordre de grandeur de l'asymétrie de charge sans correction est d'environ $10^{-5}$ à $10^{-4}$. Durant les expériences HAPPEX et SAMPLE, l'utilisation d'un système de correction a permis de la réduire au niveau de $10^{-6}$ à quelques $10^{-7}$.

L'effet d'une différence en position est moins évidente. Une variation en position du faisceau d'électrons au niveau de la cible aura pour effet de changer légèrement l'angle de diffusion ce qui se traduit par un changement de la quadri-impulsion transférée et donc du taux de comptage. L'ordre de grandeur des différences en position sans correction est d'environ 100 nm. Durant l'expérience SAMPLE, l'utilisation d'un système de correction a permit de les réduire au niveau de quelques nm.

### 2.6.1 Asymétrie de charge - effet PITA

L'effet PITA (Polarization Induced Transport Asymmetry) résulte du fait que, pour une onde polarisée linéairement, le transport optique à l'intérieur du cristal d'arséniure de gallium contraint a une efficacité qui est fonction de l'orientation relative des axes du cristal vis à vis de la polarisation linéaire.

Prenons le cas d'un système optique simplifié ne contenant qu'une cellule de Pockels et un cristal d'arséniure de gallium contraint. Comme précédemment, définissons la lumière laser incidente polarisée linéairement par :

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} \tag{2.59}$$

où $E_x$ et $E_y$ représentent respectivement les amplitudes du champ électrique le long des axes lent et rapide de la cellule de Pockels. Dans cette configuration, décrite par la figure 2.15, le retard de phase $\delta$ induit par la cellule de Pockels s'écrit sous forme matricielle :

$$\text{Pockels} = \begin{pmatrix} e^{i\delta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.60}$$

Supposons maintenant que le cristal d'arséniure de gallium contraint transporte la lumière le long d'un axe $x'$ de façon plus efficace que le long d'un axe $y'$ orthogonal à $x'$. En définissant $\theta$ comme étant l'angle entre les axes $x$ et $x'$ (voir figure 2.15), et $T_{x'}$ et $T_{y'}$ comme étant les efficacités respectives de transport le long des axes $x'$ et $y'$, nous pouvons décrire l'effet du cristal de GaAsP par :

$$\text{Trans} = \begin{pmatrix} T + \frac{\epsilon}{2}cos(2\theta) & \frac{\epsilon}{2}sin(2\theta) \\ \frac{\epsilon}{2}sin(2\theta) & T - \frac{\epsilon}{2}cos(2\theta) \end{pmatrix} \tag{2.61}$$

où $T = \frac{1}{2}(T_{x'} + T_{y'})$ et $\epsilon = T_{x'} - T_{y'}$. Il est alors simple de calculer le champ électrique final $\vec{E'}$, associé au photon lors de son absorption dans le cristal, vu par l'électron :

$$\vec{E'} = (\text{Trans}).(\text{Pockels}).\vec{E} \tag{2.62}$$

puis l'intensité lumineuse en prenant le module carré du vecteur champ électrique final :

$$I \equiv E'^2 = 2E^2 \left( \epsilon.T.\sin(2\theta).\cos\delta + T^2 + \frac{\epsilon^2}{4} \right) \tag{2.63}$$

On définit l'asymétrie du faisceau laser comme étant :

$$A = \frac{I_D - I_G}{I_D + I_G} \tag{2.64}$$

où $I_D$ et $I_G$ représentent respectivement les intensités du faisceau laser lorsque la lumière est polarisée circulairement droite et gauche. Comme nous l'avons vu précédemment, dans

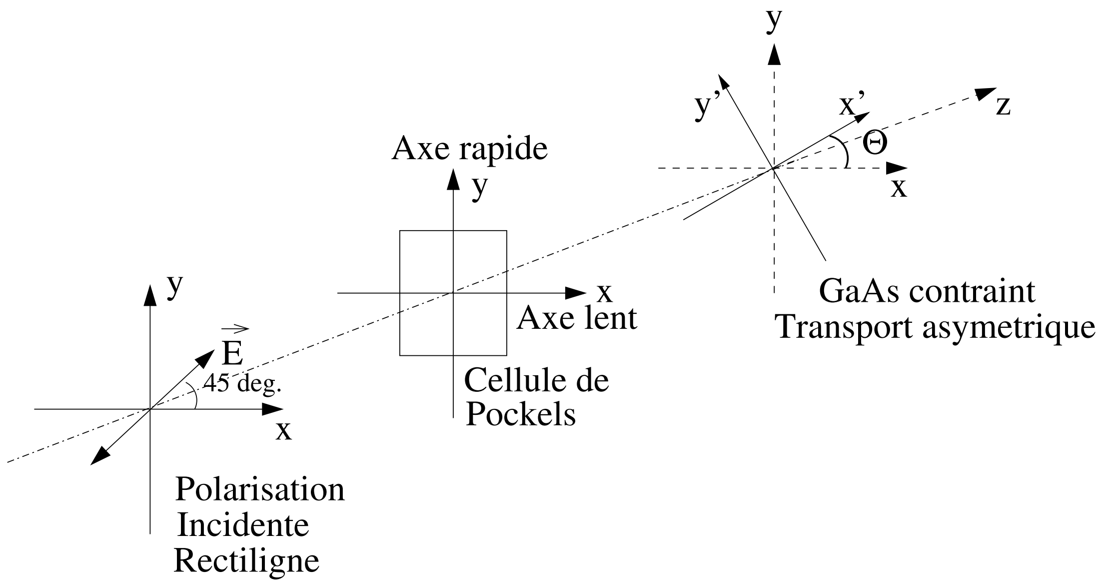



FIG. 2.15 – *Schéma représentant l'effet PITA.*

le cas idéal la cellule de Pockels est réglée pour induire un déphasage de $\delta_{D,G} = \pm\pi/2$. Dans ce cas $I_D = I_G$ et l'asymétrie du faisceau laser vue par le cristal d'arséniure de gallium contraint est nulle.

Malheureusement, la situation la plus réaliste est que le déphasage induit par la cellule de Pockels soit légérement différent de $\pm\pi/2$. Considérons donc les déphasages induits pouvant être représentés par :

$$\delta_D = +(\pi/2 + \alpha) - \Delta \tag{2.65}$$
$$\delta_G = -(\pi/2 + \alpha) - \Delta \tag{2.66}$$

où $\alpha$ est une correction au déphasage qui est symétrique entre les deux états de polarisation et $\Delta$ une correction au déphasage qui est antisymétrique. La polarisation circulaire obtenue grâce à une cellule de Pockels est de l'ordre de 99.9%. Ceci nous permet d'affirmer que $\alpha$ et $\Delta$ sont de petites corrections au déphasage et d'écrire l'asymétrie du faisceau laser vue par le cristal d'arséniure de gallium comme :

$$A = \Delta \frac{\epsilon}{T} \sin(2\theta) \tag{2.67}$$

Le rapport $\frac{\epsilon}{T}$ est appelé pouvoir d'analyse du cristal, et peut être mesuré expérimentalement. On voit donc grâce à l'équation 2.67 que seule l'erreur antisymétrique de déphasage $\Delta$, et l'angle $\theta$ entre les axes de la cellule de Pockels et ceux de l'analyseur optique qu'est le cristal d'arséniure de gallium, entrent dans l'expression de l'asymétrie en intensité lumineuse vue par le cristal. Le nombre d'électrons extraits du cristal est directement proportionel au nombre de photons incidents (ou intensité du faisceau laser incident). Ainsi une asymétrie d'intensité du faisceau laser se traduira directement en asymétrie de charge du faisceau d'électrons. Il est donc indispensable de réduire voire d'éliminer cette asymétrie d'intensité lumineuse.

$\epsilon$ et T étant des paramètres physiques du cristal, nous n'avons aucun moyen d'agir sur ces paramètres. Par contre, $\Delta$ et $\theta$ sont deux paramètres sur lesquels nous pouvons agir afin de réduire l'asymétrie d'intensité. La figure 2.16 montre l'asymétrie de charge

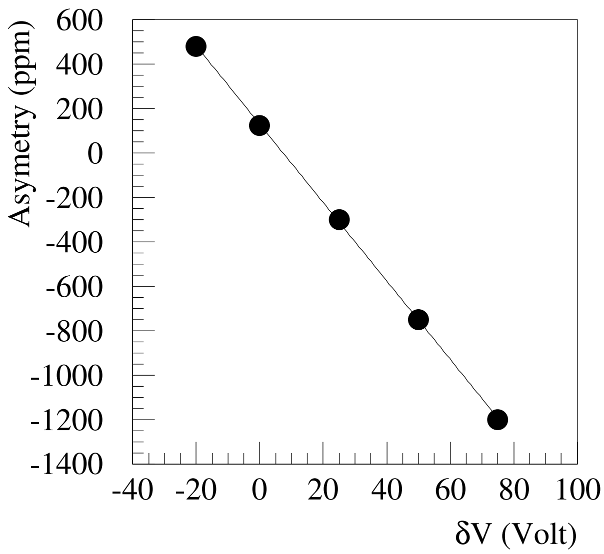



FIG. 2.16 – *Asymétrie de charge du faisceau d'électron en fonction de la modulation de tension appliquée à la cellule de Pockels.*

du faisceau d'électrons en fonction de la modulation de tension $\delta V$ appliquée à la cellule de Pockels. Ainsi les tension $V_+$ et $V_-$ appliquées sont données par $V_\pm = V_{1/4} \pm \delta V$, où $V_{1/4}$ est la tension à appliquer pour obtenir une lame quart d'onde. Comme le montre l'équation 2.31, le déphasage induit par la cellule de Pockels est directement proportionnel à la tension qui lui est appliquée. Faire varier la tension correspond donc à varier la correction $\Delta$ intervenant dans les équations 2.65 et 2.66.

Nous venons de voir comment apparaît une asymétrie de charge par effet PITA. Comme le montre la figure 2.7, le système optique utilisé dans l'injecteur de l'accélérateur CEBAF est plus compliqué que celui dont nous venons de discuter. En particulier, deux nouveaux éléments peuvent agir sur la polarisation du faisceau laser. En aval de la cellule de Pockels nous avons installé une lame demi-onde qui est un élément optique induisant un déphasage de $\pi$. Appliquée à une onde polarisée elliptiquement, elle permet d'orienter l'ellipse à un angle désiré. Entre cette lame demi-onde et le cristal d'arséniure de gallium contraint on trouve la fenêtre d'entrée du vide. Malgré un traitement spécifique, cette fenêtre d'entrée a une petite biréfringence[f].

$$\lambda/2 = \begin{pmatrix} \cos^2\phi + e^{i(\pi+\gamma)}\sin^2\phi & \sin\phi\cos\phi(1-e^{i(\pi+\gamma)}) \\ \sin\phi\cos\phi(1-e^{i(\pi+\gamma)}) & \sin^2\phi + e^{i(\pi+\gamma)}\cos^2\phi \end{pmatrix} \tag{2.68}$$

où $\phi$ est l'angle entre l'axe rapide de la lame demi-onde et l'axe x du système (voir figure 2.15), et $\gamma$ caractérise l'imperfection de la lame demi-onde qui induit un déphasage légèrement différent de $\pi$. Enfin l'action de la fenêtre d'entrée du vide peut être écrite comme :

$$\text{Fenêtre} = \begin{pmatrix} \cos^2\xi + e^{i\beta}\sin^2\xi & \sin\xi\cos\xi(1-e^{i\beta}) \\ \sin\xi\cos\xi(1-e^{i\beta}) & \sin^2\xi + e^{i\beta}\cos^2\xi \end{pmatrix} \tag{2.69}$$

où $\xi$ est l'angle entre l'axe rapide de la fenêtre d'entrée et l'axe x du système, et $\beta$ le déphasage induit. On calcule le champ électrique final vu par le cristal d'arséniure de gallium comme précédemment :

$$\vec{E'} = (\text{Trans}).(\text{Fenêtre}).(\lambda/2).(\text{Pockels}).\vec{E} \tag{2.70}$$

Puis, en utilisant les équations 2.65 et 2.66 pour définir les valeurs prises par le déphasage $\delta$ induit par la cellule de Pockels pour les deux états d'hélicité, et en faisant l'approximation que les angles $\Delta$, $\alpha$, $\beta$ et $\gamma$ sont petits, nous arrivons à l'expression suivante pour l'asymétrie de charge[g] :

$$A = \frac{\epsilon}{T}\left[\Delta\sin(4\phi - 2\theta) + \gamma\sin(2\phi - 2\theta) + \beta\sin(2\xi - 2\theta)\right] \tag{2.71}$$

Cette expression contient trois termes, les deux premiers dépendent de l'orientation de la lame demi-onde et le troisième est dû à la biréfringence résiduelle de la fenêtre d'entrée du vide. Le terme en $\Delta$ est clairement associé à l'effet PITA mais modulé maintenant par l'orientation de la lame demi-onde. En effet, en variant l'orientation de la lame demi-onde, nous varions l'orientation de l'ellipse de polarisation par rapport aux angles de transport de la photocathode. La dépendance en $4\phi$ plutôt qu'en $2\phi$ s'explique en considérant que nous pouvons décomposer la polarisation elliptique produite par la cellule de Pockels en deux composantes : une polarisation purement circulaire et une polarisation purement linéaire. L'effet de la lame demi-onde sur la composante circulaire est de changer une polarisation circulaire gauche en circulaire droite et vice-versa. Par contre, la lame demi-onde a pour effet de changer l'orientation de la polarisation linéaire, et il suffit de faire tourner la lame demi-onde de $90^\circ$ pour obtenir une rotation de $180^\circ$ pour la composante linéaire. Puisque le sens de la polarisation linéaire n'a pas d'effet sur notre résultat, deux systèmes où les polarisations linéaires font un angle de $180^\circ$ entre elles sont identiques. Donc par une rotation d'un angle de $90^\circ$ de la lame demi-onde, nous obtenons un système équivalent, d'où l'apparition du terme en $4\phi$.

[f] La lame demi-onde, repérée par (in/out) sur la figure 2.7 peut être introduite ou non dans le faisceau laser. Nous la supposons extraite du chemin optique afin de simplifier les calculs.

[g] Nous ne parlons plus d'asymétrie d'intensité du faisceau laser, mais d'asymétrie de charge du faisceau d'électrons créé (qui lui est proportionnelle) et qui est celle que nous mesurons expérimentalement.

Le terme en $\gamma$ provient de l'imperfection du déphasage induit par la lame demi-onde. Cette imperfection n'a pas la dégénérescense accidentelle de la polarisation linéaire et donc obéit à une dépendance en $2\phi$ typique d'une lame demi-onde.

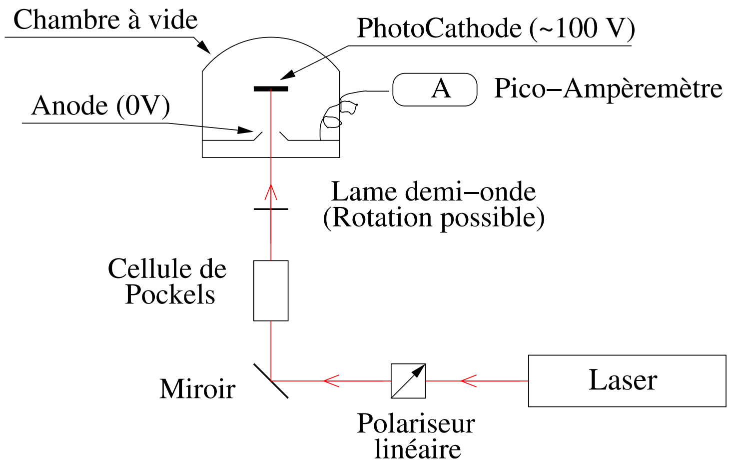



FIG. 2.17 – *Schéma du système test utilisé.*

Une série de mesures faites sur un système test en laboratoire a permis de vérifier l'exactitude de cette modélisation du système optique. La figure 2.17 montre le système utilisé pour cette étude. Le canon à électron (orienté verticalement) a été utilisé dans un régime basse tension (environ 100 Volts appliqué à la photocathode contre 100 kV pour le système installé dans l'injecteur). Le courant créé par les électrons émis par la photocathode était mesuré grâce à un pico-Ampèremètre relié à l'anode. La puissance du laser de longueur d'onde de 770 nm était de 1 mW. Le courant produit par ce système était de 1.25 $\mu A$, ce qui en utilisant la formule 2.30 donne une efficacité quantique de l'ordre de 0.2% pour le cristal d'arséniure de gallium contraint utilisé, l'ordre de grandeur attendu. La cellule de Pockels a été réglée pour donner la polarisation circulaire la plus propre possible, cette polarisation a été mesurée être de 99.988% pour les deux états de polarisation. La figure 2.18 montre un ajustement des asymétries de charge mesurées durant ce test, par une fonction à 5 paramètres de la forme suivante :

$$A = p1 + p2 \sin(2\phi + p4) + p3 \sin(4\phi + p5) \tag{2.72}$$

On voit donc qu'en orientant l'ellipse de façon convenable, il est possible de minimiser l'asymétrie de charge. Le point de fonctionnement optimal correspond à l'asymétrie la plus faible : $140^o$ pour la figure 2.18.

Le résultat de l'ajustement est donné dans le tableau 2.1. La valeur mesurée du pouvoir d'analyse $\frac{\epsilon}{T}$ du cristal utilisé était de $1.7.10^{-3}$. En combinant cette mesure avec les valeurs obtenues pour les paramètres p2 et p3, on peut en déduire l'imperfection $\gamma$ de la lame demi-onde et la correction antisymétrique de déphasage $\Delta$ de la cellule de Pockels. On obtient alors $\gamma = 0.013 \pm 0.001$ et $\Delta = 0.015 \pm 0.001$. La lame demi-onde utilisée est du type "Zero-Order Quartz waveplate" de marque Newport [72]. Le constructeur donne

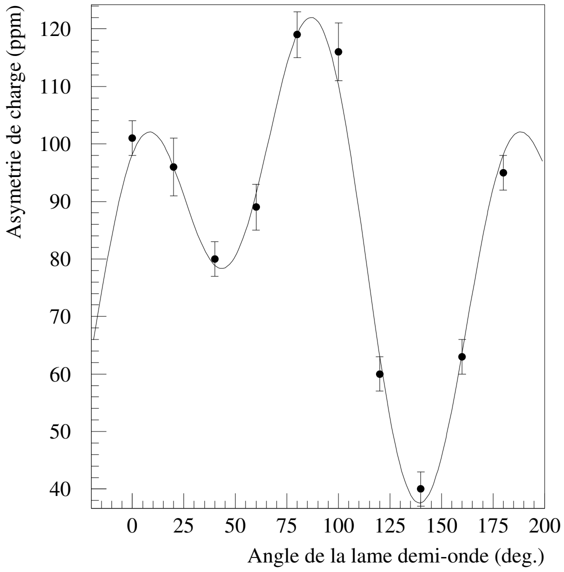



FIG. 2.18 – *Asymétrie de charge en fonction de l'angle de la lame demi-onde*

| p1 $\equiv \frac{\epsilon}{T}\beta\sin(2\xi-2\theta)$ | p2 $\equiv \frac{\epsilon}{T}\gamma$ | p3 $\equiv \frac{\epsilon}{T}\Delta$ | p4 $\equiv -2\theta$ | p5 $\equiv -2\theta$ |
|---|---|---|---|---|
| 1234.2 $\pm$ 1.1 | 22.9 $\pm$ 1.6 | 25.8 $\pm$ 1.5 | -30.3 $\pm$ 4.2 | 82.2 $\pm$ 3.8 |

TAB. 2.1 – *Résultat de l'adjustement des données de la figure 2.18 par la fonction paramétrisée par l'équation 2.72. Les paramètres p1, p2 et p3 sont exprimés en partie par million (ppm) et les paramètres p4 et p5 en degrés.*

comme déphasage induit par ce type de lame $\pi \pm \pi/150 = \pi \pm 0.021$, ce qui est l'ordre de grandeur de l'imperfection mesurée ($\gamma = 0.013 \pm 0.001$). En utilisant l'équation 2.31, on peut calculer que pour obtenir $\Delta = 0.015$, il faut changer la tension appliquée à la cellule de Pockels de l'ordre de 25 Volts à comparer aux 2600 Volts nécessaires pour obtenir une lame quart-onde.

En comparant les équations 2.71 et 2.72, il apparaît que notre modèle suppose que les paramètres p4 et p5 de l'ajustement soient les mêmes. Or les résultats obtenus (voir tableau 2.1) montrent que p4 et p5 sont différents. Nous n'avons pas pu expliquer cette différence, mais ceci suggère que d'autres paramètres ou d'autres éléments optique doivent être pris en compte.

Malgré tout, le modèle utilisé pour l'asymétrie de charge est très satisfaisant, nous verrons plus loin comment utiliser ces caractéristiques et l'effet PITA pour effectuer une rétro-action permettant de réduire l'asymétrie de charge du faisceau d'électron.

Ce travail a été utilisé par l'expérience HAPPEX et sera utilisé pour l'expérience $G^0$. La technique utilisée par HAPPEX a été d'effectuer une mesure de l'asymétrie de charge pour différentes orientation de la lame demi-onde (reproduire une figure du type de la figure 2.18) après chaque changement des caractéristiques du faisceau (changement d'état de la lame demi-onde, changement du réglage du faisceau,...). En reproduisant une figure du type de la figure 2.18, l'expérience HAPPEX a ainsi pu se placer au point le plus favorable (asymétrie de charge la plus faible possible). A cette position de la lame demi-onde a été donné le nom de "sweet point".

### 2.6.2 Différences en position

Nous venons de voir comment apparaît une asymétrie de charge du faisceau d'électrons. Un changement systématique de la position du faisceau d'électrons avec l'hélicité a aussi des conséquences importantes pour une expérience de violation de parité. Les origines de ce phénomène sont bien moins connues que pour l'asymétrie de charge. L'élément responsable est quant à lui bien identifié, car il s'agit de nouveau de la cellule de Pockels.

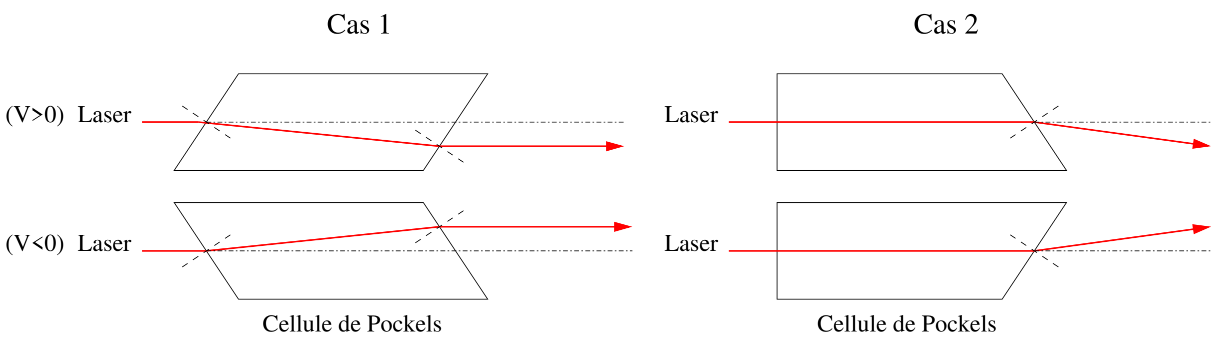



FIG. 2.19 – *Représentation des déformations du cristal de la cellule de Pockels pouvant induire une différence en position du faisceau laser.*

En effet, l'élément actif d'une cellule de Pockels est un cristal de type KD*P auquel est appliqué une tension de +2600 Volts et -2600 Volts pour créer une onde polarisée circulairement droite et gauche. Comme tout diélectrique, le cristal de la cellule de Pockels est soumis au phénomène d'électrostriction qui se caractérise par une contraction ou une extension élastique sous l'action d'un champ électrique. Lors de sa contraction ou extension, l'orientation des faces d'entrée et de sortie du cristal par rapport à l'axe d'incidence du faisceau laser peut changer légèrement (voir figure 2.19, où l'effet a été accentué). Deux cas de figure peuvent alors apparaître. Premièrement, les faces d'entrée et de sortie restent parallèles dans les deux états de polarisation, mais ont leurs orientations par rapport à l'axe du faisceau incident modifiées. Dans ce cas (cas n°1 de la figure 2.19), le faisceau laser est décalé par rapport à son axe initial. La différence en position du faisceau laser sera la même quelque soit la distance à laquelle nous la mesurons. Dans un deuxième cas, les faces d'entrée et de sortie ne restent pas parallèles entre elles entre les deux états de polarisation (dans le cas n°2 de la figure 2.19, nous avons laissé la face d'entrée fixe afin de simplifier la figure, mais le résultat reste le même). Dans ce cas, le faisceau laser est dévié, et par conséquent la différence en position du faisceau laser est proportionnelle à la distance à laquelle la mesure est faite.


FIG. 2.20 – *Schéma du dispositif expérimental mis en œuvre pour tester l'influence de la cellule de Pockels sur la déviation du faisceau laser.*

La figure 2.20 représente le dispositif expérimental mis en œuvre pour mettre en évidence l'apparition d'une différence en position du faisceau laser créée par la cellule de Pockels. Le détecteur utilisé est une photodiode à quatre cadrans permettant de mesurer le centroïde du faisceau laser. Le diamètre du spot du faisceau sur la photodiode est de l'ordre de 3 mm et celui de la photodiode de 1.5 cm. La figure 2.21 montre la variation

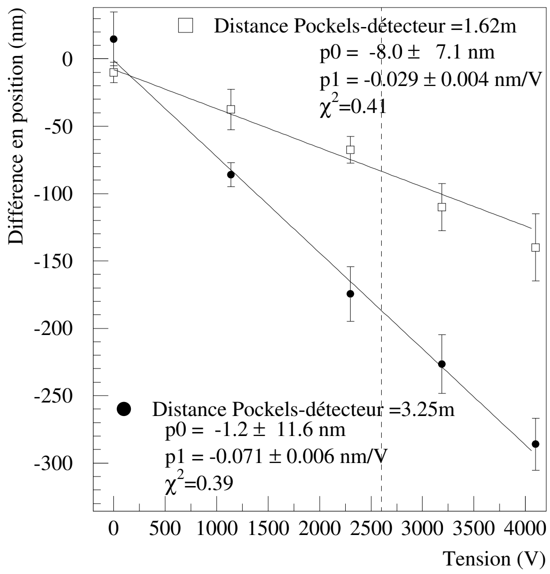



FIG. 2.21 – *Différence en position en fonction de la tension appliquée à la cellule de Pockels. La ligne tiretée verticale représente la tension nominale pour obtenir une lame quart d'onde (V=2600 Volt).*

de la différence en position avec la tension appliquée à la cellule de Pockels, pour deux distances entre la cellule de Pockels et le détecteur. On voit clairement que celle-ci induit une différence de position du faisceau laser qui illumine le cristal d'arséniure de gallium. On voit également que pour une distance entre la cellule de Pockels et la photodiode deux fois plus faible on obtient une pente deux fois plus faible également, résultat attendu dans le cas n°2 de la figure 2.19. Cette étude prouve donc qu'en appliquant une forte tension à la cellule de Pockels, celle-ci se déforme et induit une déviation du faisceau laser. Ainsi les régions du cristal d'arséniure de gallium qui sont illuminées par le faisceau laser et donc desquelles les électrons vont être extraits, sont légèrement différentes entre

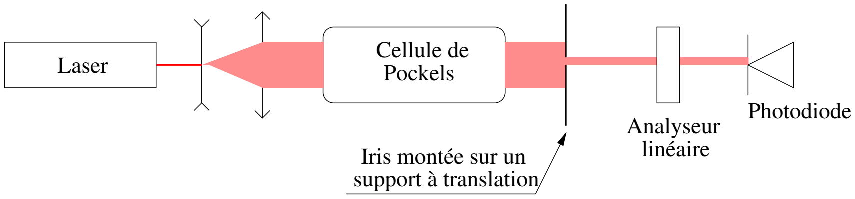



FIG. 2.22 – *Représentation du dispositif expérimental permettant de tester les variations de la polarisation circulaire en fonction de la distance à l'axe de la cellule de Pockels*

les deux états d'hélicité. Ainsi deux effets vont apparaître : une différence en position du faisceau d'électrons et une asymétrie en charge si l'efficacité quantique n'est pas uniforme.

Nous avons pu mettre en évidence un autre phénomène lié à la cellule de Pockels [73] et permettant également d'expliquer des différences en position du faisceau d'électrons au niveau de la cible. Cet effet provient de la non-uniformité de la polarisation circulaire créée par la cellule de Pockels en fonction de la position transverse dans le faisceau laser. La figure 2.22 montre le dispositif expérimental mis œuvre pour cette étude. La cellule

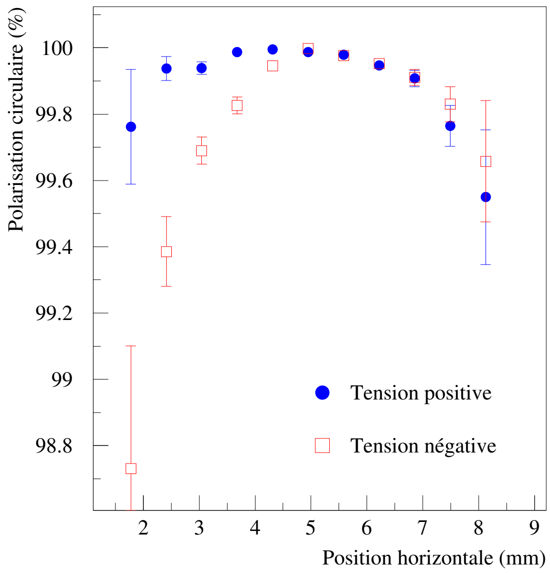



FIG. 2.23 – *Pourcentage de polarisation circulaire du faisceau laser après passage dans la cellule de Pockels en fonction de la position transverse. La position de 5 mm correspond au centre de la cellule.*

de Pockels utilisée a un diamètre de 1 cm. Après avoir aligné la cellule de Pockels afin d'obtenir une polarisation circulaire proche de 100% en son centre, nous avons agrandi la taille du faisceau laser à l'aide d'un système de lentilles pour couvrir la totalité de la cellule. Un diaphragme d'un diamètre d'ouverture de 0.8 mm montée sur un support à translation micrométrique nous a permis de sélectionner différentes parties du faisceau laser pour lesquelles nous avons mesuré la polarisation circulaire pour les deux états de polarisation. La figure 2.23 montre les résultats obtenus pour cette étude. On peut y voir d'une part que la polarisation circulaire n'est pas uniforme en fonction de la position transverse, et d'autre part qu'il y a une asymétrie entre les deux états de polarisation. C'est ce deuxième résultat qui peut expliquer une différence en position du faisceau d'électron. En effet, nous avons montré précédemment qu'une asymétrie de charge est créée à cause d'une imperfection de la polarisation circulaire du faisceau laser incident. A la vue des résultats de la figure 2.23, on peut dire que sur la partie gauche du faisceau laser, le cristal d'arséniure de gallium "verra" moins de photons incidents pour une tension négative appliquée à la cellule de Pockels que pour une tension positive. Il en résulte donc une translation apparente du centroïde du laser vers la gauche pour une tension positive et vers la droite pour une tension négative, et donc induisant de nouveau une différence en position du faisceau d'électrons extrait.

L'influence de ce dernier phénomène est plus difficile à quantifier. Il dépend en grande partie de l'alignement de la cellule de Pockels, du pouvoir d'analyse du cristal d'arséniure de gallium et de la taille du faisceau laser.

### 2.6.3 Systèmes de correction

Nous venons de voir les deux effets systématiques induits par la source d'électrons polarisés. Connaissant les phénomènes qui régissent ces effets, il faut maintenant développer des systèmes permettant de les réduire à un niveau tolérable pour les expériences de violation de parité. La figure 2.24 est le schéma de l'implémentation des systèmes de correction au sein de la source polarisée et de leur interaction avec les systèmes de mesure du hall expérimental.

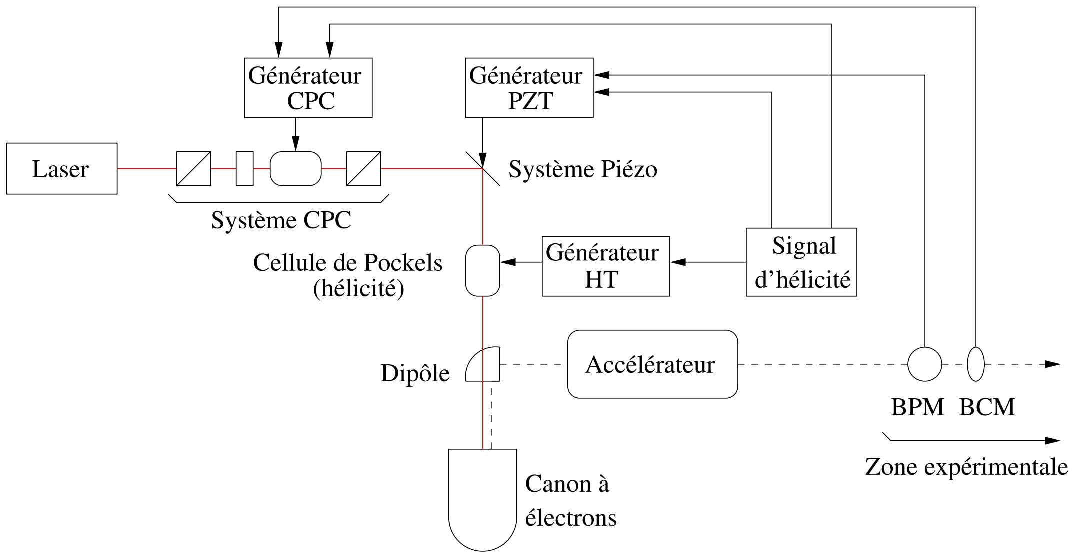



FIG. 2.24 – *Schéma des systèmes de correction et de leur interaction avec les systèmes de mesures du hall expérimental.*

#### 2.6.3.1 Asymétrie de charge

Le principe utilisé pour éliminer l'asymétrie de charge du faisceau d'électron est que le nombre d'électrons extraits du cristal est proportionnel au nombre de photons incidents (voir équation 2.30). Ainsi, en modulant l'intensité du laser en corrélation avec l'hélicité, il est possible d'éliminer l'asymétrie de charge du faisceau d'électron créée par effet PITA.

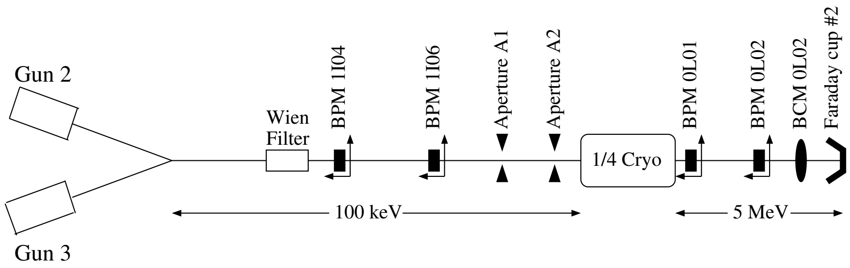



FIG. 2.25 – *Schéma de la ligne de faisceau de l'injecteur.*

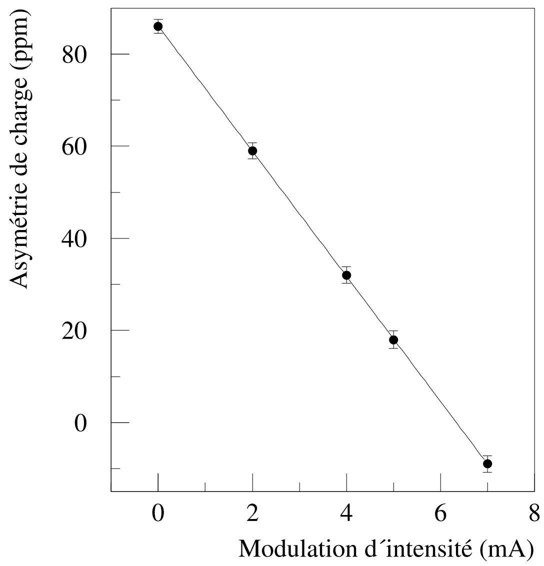



FIG. 2.26 – *Asymétrie de charge mesurée par le BCM 0L02 (voir figure 2.25) en fonction de la modulation appliquée à l'amplificateur du laser.*

Le premier système que nous avons testé (nommé TACO) consistait à changer la puissance laser émise en modulant l'intensité de l'amplification du laser. Une série de mesure [74] a été effectuée en janvier 2000 sur l'injecteur de l'accélérateur CEBAF. La figure 2.25 montre les différents éléments constituant la ligne de faisceau utilisée, et la figure 2.26 l'asymétrie de charge mesurée au niveau du BCM 0L02 (Beam Current Monitor) en fonction de la modulation appliquée à l'amplificateur du laser. Le système TACO fonctionne

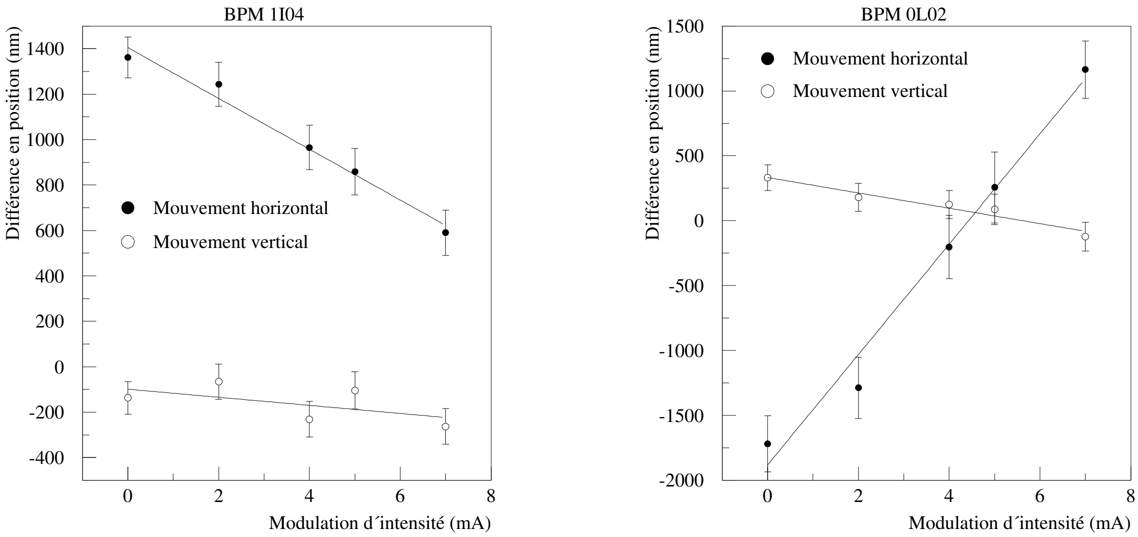



FIG. 2.27 – *Différences en position en nm mesurées à l'aide des BPMs 1I04 et 0L02 en fonction de la modulation en intensité appliquée à l'amplificateur du laser.*

comme prévu et il est possible, en ajustant la modulation appliquée à l'amplificateur, de réduire l'asymétrie de charge du faisceau d'électrons. Malheureusement un effet non attendu de système est que la modulation de l'intensité du laser induit une différence en position du faisceau d'électrons. La figure 2.27 montre les différences en position mesurées à l'aide de deux BPMs (Beam Position Monitor) différents en fonction de la modulation en intensité. Les différences de pentes entre les deux BPMs peuvent être expliquées par le fait qu'il y a de nombreux éléments d'optique magnétiques entre ces deux BPMs qui couplent les directions X et Y de façon différentes (voir paragraphe suivant).

A la vue de ces résultats surprenants, nous avons fait des tests en laboratoire sur le faisceau laser lui même. Nous avons mesuré la position et le diamètre du spot laser en fonction de la modulation appliquée à l'amplificateur et trouvé que le faisceau laser se déplaçait avec une pente de 0.23 $\mu m/mA$ dans le plan horizontal et de 0.25 $\mu m/mA$ dans le plan vertical. Nous avons également trouvé que le diamètre du faisceau laser augmente linéairement avec le courant appliquée à l'amplificateur avec une pente de 0.3 $\mu m/mA$. Ceci montre que le système TACO n'est pas adapté à notre situation car il engendre de grandes différences en position.

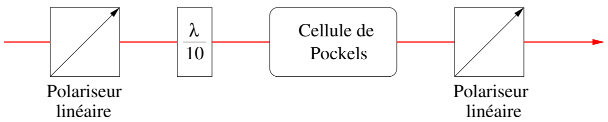



FIG. 2.28 – *Schéma du système CPC induisant une modulation de l'intensité du faisceau laser.*

Le système qui sera en définitive utilisé pour l'expérience $G^0$ sera similaire à celui mis en œuvre au MIT-Bates par la collaboration SAMPLE. Le système CPC (Correction Pockels Cell) [75], schématisé figure 2.28, est constitué d'un polariseur linéaire, d'une lame induisant un déphasage de $\pi/5$, d'une deuxième cellule de Pockels et d'un deuxième polariseur linéaire de même orientation que le premier. L'idée de base est de rendre légèrement elliptique, grâce à la lame $\lambda/10$ et à la cellule de Pockels, la polarisation du laser qui est originellement linéaire. Un deuxième polariseur linéaire est alors utilisé pour "couper" une partie de la lumière incidente. La lame $\lambda/10$ est utilisée pour pouvoir opérer la cellule de Pockels du système CPC à très basse tension (typiquement entre 0 et 10 Volts). Ceci permet de réduire les effets de déviation du laser induit par la cellule de Pockels, utilisée pour induire un déphasage supplémentaire modulé par l'hélicité. Ce système permet donc de moduler l'intensité lumineuse transmise.

La correction de l'asymétrie de charge aurait également pû être obtenue en modulant la tension appliquée à l'autre cellule de Pockels, celle créant la polarisation circulaire. Mais comme le montre la figure 2.16, une tension assez importante est nécessaire afin de corriger l'asymétrie de charge. Utiliser un tel système induirait alors des différences en position du faisceau laser. Le système CPC pour sa part, permet de faire cette correction sans induire de nouvelles variations de la position du faisceau laser. La figure 2.29 montre l'asymétrie de charge mesurée au MIT-Bates en fonction du numéro du temps. La première partie de la figure (à gauche de la ligne tiretée) montre l'asymétrie de charge avec le système CPC éteint, la partie de droite lorsque l'on met en marche ce système de rétroaction. Les barres d'erreurs sont plus grandes pour la partie de gauche car la durée d'un run était de l'ordre de 5 à 10 minutes alors que les runs avec le système ON étaient long d'une heure environ (runs de production).

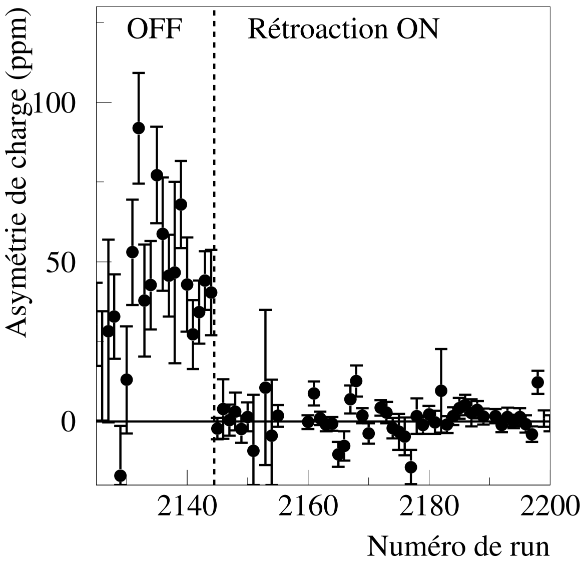



FIG. 2.29 – *Asymétrie de charge mesurée au MIT-Bates en fonction du numéro de run (temps). La première partie de la figure montre l'asymétrie avec le système CPC éteint puis allumé.*

#### 2.6.3.2 Différence en position

Le système de correction des différences en position du faisceau laser est basé sur un changement d'orientation du dernier miroir du chemin optique (voir figure 2.7) corrélé avec l'hélicité. Ce miroir est monté sur un support dont l'orientation peut être changée grâce à des cristaux piézo-électriques. Ce système a été testé dans l'injecteur en janvier 2000 [74]. Le tableau 2.2 donne les résultats de ce test durant lequel la tension appliquée aux cristaux piézo a été changée afin d'induire des différences en position du faisceau laser. Ces résultats correspondent aux réponses des différents BPMs en $\mu m/V$ pour des mouvements du faisceau laser dans le plan horizontal et vertical. Ceci nous permet de calibrer les réponses des différents moniteurs de position (voir figure 2.25 pour l'emplacement des différents BPM) en fonction de la tension appliquée aux piézos. Les différences en position au niveau de chacun des BPMs peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} \Delta X \\ \Delta Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial X}{\partial V_x} & \frac{\partial X}{\partial V_y} \\ \frac{\partial Y}{\partial V_x} & \frac{\partial Y}{\partial V_y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_x \\ V_y \end{pmatrix} \tag{2.73}$$

Les mesures de calibration reportées dans le tableau 2.2 permettent de déterminer les dérivées partielles intervenant dans l'équation 2.73, où $\Delta X$ et $\Delta Y$ sont les différences en position du faisceau d'électrons et $V_x$ et $V_y$ les tensions appliquées aux cristaux piézo-électriques.

| | BPM 1I04 | | BPM 1I06 | | BPM 0L01 | | BPM 0L02 | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | X | Y | X | Y | X | Y | X | Y |
| Déplacement horizontal | -1.20 | 4.92 | 0.03 | -1.71 | 3.50 | -2.42 | 7.70 | -3.64 |
| Déplacement vertical | 7.62 | 0.47 | -1.71 | -0.74 | -1.09 | -2.99 | -2.30 | -3.14 |

TAB. 2.2 – *Réponses des différents BPMs en $\mu m/V$ pour des déplacements horizontaux et verticaux induits par le système piézo de CEBAF.*

Le système piézo-électrique utilisé au MIT-Bates est légèrement différent de celui mis en œuvre à CEBAF. La déviation du faisceau laser n'est pas induite par un miroir, mais par une lame de verre [76]. Le faisceau laser est déplacé d'une distance $d$ après le passage à travers une lame de verre de largeur $t$ orientée à un angle $\theta$ par rapport à l'axe du faisceau :

$$d = \theta t \left(1 - \frac{n_{air}}{n_{verre}}\right) \tag{2.74}$$

où $n_{air}$ et $n_{verre}$ sont respectivement les indices de réfraction de l'air et du verre. L'angle $\theta$ de la lame de verre est alors changée en fonction de l'hélicité afin de compenser les différences en position induites par la cellule de Pockels. La lame de verre peut être basculée autour des axes horizontal et vertical grâce à l'action de deux cristaux piézo-électriques, ce qui permet d'induire des déplacements au faisceau laser dans tout le plan transverse. La figure 2.30 montre le résultat d'une calibration de ce système. Nous verrons au chapitre 5 que la sensiblité de l'asymétrie mesurée par les détecteurs SAMPLE aux différences en position est de l'ordre de $1.6\,10^{-3}$ ppm/nm. L'asymétrie mesurée est de l'ordre de 0.6 ppm. De fait, si l'on veut une contribution de fausses asymétries provenant de différences en position inférieure à 5 % il est nécessaire d'avoir des différences en position inférieures à 20 nm en moyenne. Nous verrons au chapitre 5 que ces spécifications ont été obtenues.

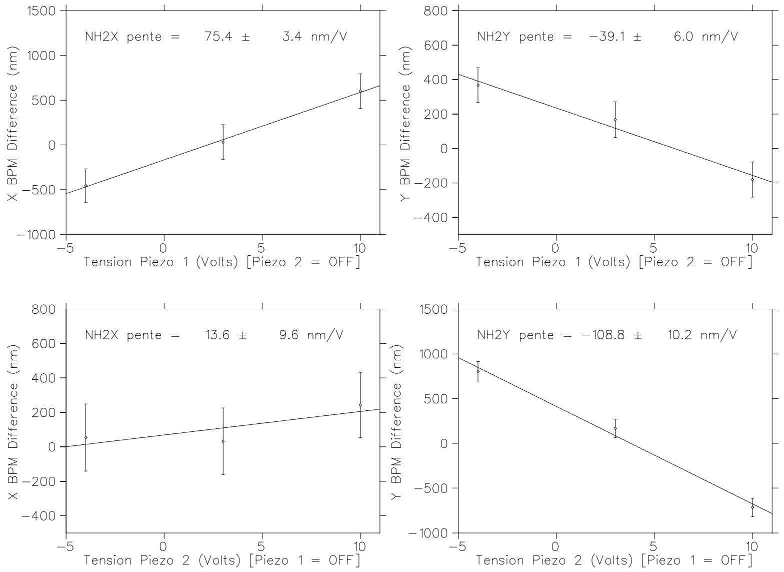



FIG. 2.30 – *Résultat d'une calibration du système piézo du MIT-Bates. Le BPM NH2(X-Y) est le dernier moniteur de position avant la cible de l'expérience SAMPLE.*

# Chapitre 3

# L'expérience $G^0$

Nous venons de discuter en détail la source d'électrons polarisés ainsi que des effets systématiques qu'elle peut engendrer dans les propriétés du faisceau d'électrons. J'ai effectué ce travail au laboratoire Thomas Jefferson, que nous décrirons dans le prochain paragraphe, pour le compte de l'expérience $G^0$. Cette expérience va mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant et arrière de diffusion ainsi que l'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton. Ces mesures seront faites sur un large domaine en impulsion transférée $Q^2$ et permettront ainsi de séparer les contributions électrique et magnétique $G_E^s$ et $G_M^s$ du quark étrange aux facteurs de forme du nucléon. Ces mesures donneront également la possibilité d'extraire le facteur de forme axial $G_A^e$. Dans ce chapitre, nous présenterons le principe de la mesure adoptée par l'expérience $G^0$, ainsi que le dispositif expérimental mis en oeuvre. Nous détaillerons également l'étude du bruit de fond faite parallèlement via des simulations et des mesures physiques effectuées au laboratoire Thomas Jefferson, deux domaines auxquels j'ai activement participé.

## 3.1 Thomas Jefferson National Accelerator Facility

Le Thomas Jefferson National Accelerator Facility (TJNAF) [77], situé à Newport News dans l'état de Virginie aux Etats-Unis, est un laboratoire de recherche fondamentale construit pour étudier la structure en quarks de la matière. Il possède un accélérateur d'électrons appelé CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) capable de fournir un faisceau d'électrons avec des propriétés remarquables (100 % de cycle utile, 70 % à 80 % de polarisation, énergie comprise entre 1 et 6 GeV, intensité maximale de 200 $\mu$A).

L'accélérateur CEBAF est constitué de deux accélérateurs linéaires (linac), chacun composé de 160 cavités radiofréquences supraconductrices. A chaque passage, un linac peut fournir une énergie maximale de 550 MeV aux électrons. La source d'électrons génère trois faisceaux, correspondant chacun à un hall expérimental, à une fréquence de 499 MHz. Ces trois faisceaux sont synchronisés avec la fréquence du champ accélérateur qui est de 1497 MHz (voir figure 3.2). Ainsi les paquets d'électrons sont séparés les uns des autres de 667 *ps*. Deux paquets consécutifs d'électrons destinés au même hall expérimental sont séparés de 2 *ns*. Cette différence de temps entre les deux paquets d'électrons étant diffi-

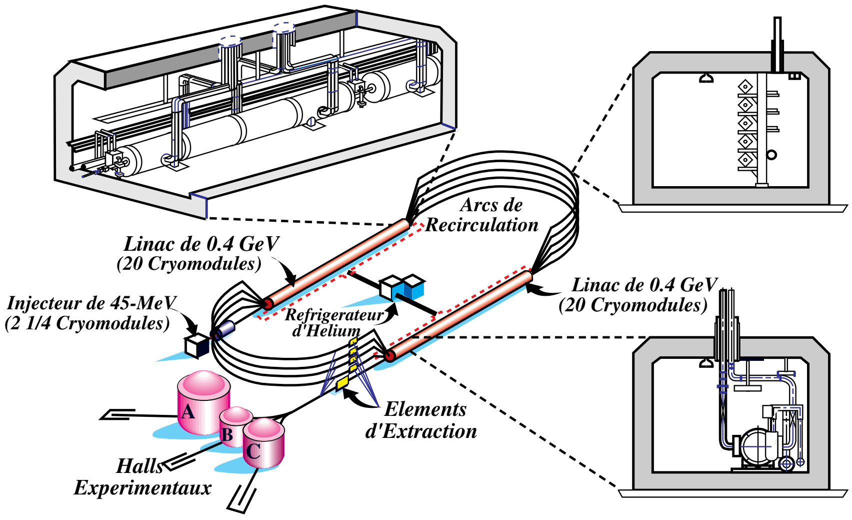



FIG. 3.1 – *Plan schématique de l'accélérateur.*

cilement résolvable par les détecteurs couramment utilisés, le faisceau d'électrons semble être, du point de vue de l'expérimentateur, un faisceau continu.

Les électrons créés par la source, sont accélérés jusqu'à une énergie de 45 MeV par les 18 cavités de l'injecteur. Cette énergie est nécessaire car CEBAF est un accélérateur à recirculation, et les électrons injectés dans l'accélérateur doivent se propager à la même vitesse que ceux qui s'y trouvent déjà. A une énergie de 45 MeV, les électrons sont déjà ultra-relativistes, leur vitesse est donc la même que les électrons d'une énergie de quelques GeV ayant déjà effectués un ou plusieurs tours dans l'accélérateur.

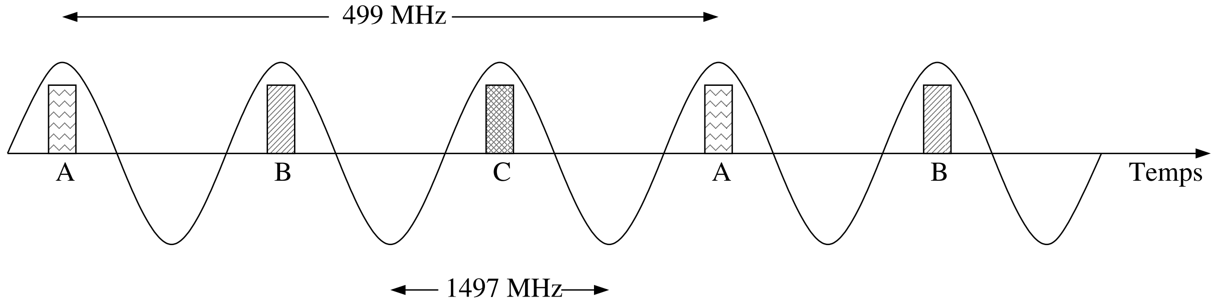



FIG. 3.2 – *Faisceaux générés par la source d'électrons à destination des halls expérimentaux A, B et C. Les trois faisceaux sont synchronisés avec la fréquence du champ accélérateur.*

Le passage d'un linac à l'autre est assuré par les arcs de recirculation. Ils sont au nombre de neuf (5 pour passer du linac 1 au linac 2, et 4 pour passer du linac 2 au linac 1). Dans chaque partie courbe, les arcs de recirculation sont placés les uns au dessus des autres, chacun correspondant à une énergie (à un nombre de tours) bien définie. En effet, à la fin de chaque linac, un champ magnétique courbe le faisceau d'électrons pour l'envoyer dans les arcs de recirculation. Ce champ étant constant, la courbure qu'il induit est fonction de l'énergie des électrons. Plus énergétique sera le faisceau et moins grande sera cette courbure, et le faisceau passera alors dans un arc situé de plus en plus bas.

A la fin du second linac, une cavité radio fréquence de 499 MHz extrait les électrons en direction des halls expérimentaux (voir figure 3.1 "éléments d'extraction"). Enfin une dernière cavité RF au niveau du "beam switchyard" permet d'aiguiller les faisceaux vers leurs halls respectifs. L'extraction est possible à la fin de chaque tour d'accélérateur, ainsi chaque hall expérimental peut utiliser une énergie différente, multiple de l'énergie de celle correspondant à un tour d'accélérateur. Les électrons peuvent effectuer au maximum cinq tours d'accélérateur à partir de l'injecteur et acquérir ainsi une énergie maximale qui atteint aujourd'hui 6 $GeV$. Une étude est actuellement en cours pour fournir une énergie de 12 $GeV$ d'ici à cinq ans avec un objectif futur à 24 $GeV$ [78].

Une centrale de liquéfaction fournit de l'hélium liquide à très basse température (2 $K$) qui permet aux 338 cavités radiofréquences de fonctionner en régime supraconducteur. Cette centrale est également utilisée pour fournir la puissance cryogénique nécessaire au refroidissement des spectromètres supraconducteurs, et des cibles cryogéniques situées dans les halls expérimentaux.

Grâce à la structure spécifique du faisceau, trois expériences peuvent donc se dérouler simultanément, à une énergie et une intensité différente dans les trois différents halls expérimentaux nommés A, B et C.

Le hall A [79, 80] comprend deux spectromètres identiques de haute résolution HRS (High Resolution Spectrometer). Un des deux spectromètres est doté d'un polarimètre proton. Ce hall est plus particulièrement destiné aux expériences demandant une très grande précision dans la détection de l'électron diffusé et du hadron de recul.

Le hall B [81, 82] possède un détecteur de grande acceptance (proche de $4\pi$) CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer) et d'un radiateur permettant la production d'un faisceau de photons réels. Il ne peut travailler qu'avec des faisceaux d'intensité très faible (de l'ordre du $nA$) afin de limiter le taux de comptage dans CLAS. Ce hall est destiné aux expériences nécessitant la détection en coïncidence de plusieurs particules dans l'état final.

L'appareillage du hall C [83, 84] est constitué de deux spectromètres. Le HMS (High Momentum Spectrometer) est un spectromètre capable de détecter des particules de grande impulsion. Le SOS (Short Orbit Spectrometer) est un spectromètre "court" permettant la détection de particules de faible temps de vie. Ce hall est également destiné à accueillir des expériences nécessitant un appareillage spécifique telles que les expériences $t_{20}$ [84, 85], $G_E^n$ [86, 87] et bien sûr l'expérience $G^0$.

## 3.2 Vue Générale

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.9.3, l'expérience $G^0$ se propose de mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles de diffusion avant et arrière sur une grande gamme en impulsion transférée. La collaboration $G^0$ a donc conçu un appareillage de détection spécifique permettant d'effectuer ces deux mesures [88].

Afin de mesurer l'asymétrie de violation de parité avec une bonne précision statistique dans un temps de faisceau donné, il est nécessaire d'avoir une forte luminosité et une grande couverture de l'angle solide par le détecteur (voir équation 2.29). La grande luminosité est obtenue en utilisant un faisceau de forte intensité ($G^0$ utilisera un faisceau de 40 $\mu A$), et une cible d'hydrogène liquide étendue (20 cm de longueur). Une description de la cible cryogénique utilisée par $G^0$ sera faite au paragraphe 3.4. Le spectromètre conçu par la collaboration $G^0$ couvre un large angle solide et est symétrique autour de l'axe du faisceau. Ceci permet notamment de diminuer l'influence d'effets systématiques. La figure 3.3 montre une vue schématique du spectromètre $G^0$. Un aimant permet la focalisation des particules sur des détecteurs placés dans le plan focal. Comme on peut le voir sur la figure 3.3, le spectromètre est découpé en huit secteurs identiques, appelés octants.

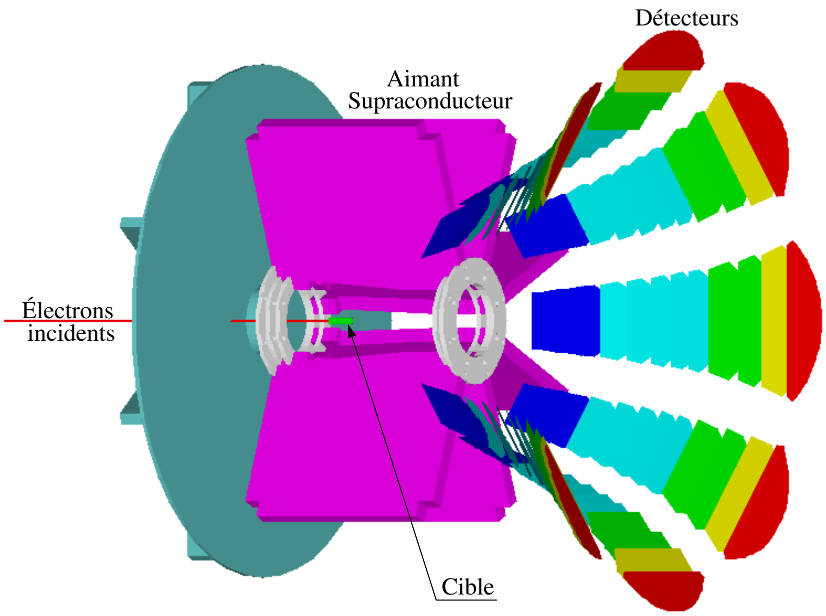



FIG. 3.3 – *Vue schématique du spectromètre $G^0$.*

## 3.3 Le spectromètre $G^0$

Le spectromètre $G^0$ a été conçu pour permettre la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant et arrière.

Dans la phase "angles avant", les électrons sont diffusés à des angles de quelques degrés. Pour contourner la difficulté expérimentale associée (trop fort taux de comptage provenant du bruit de fond), la mesure sera faite en détectant les protons de recul. En effet, la diffusion élastique électron-proton étant un processus à deux corps, la détection de l'un ou l'autre des produits de réaction suffit à contraindre la cinématique de la réaction. Le tableau 3.1 donne la cinématique aux angles avant pour différents $Q^2$. Il faut noter qu'aux angles avant, l'asymétrie est mesurée pour tous les $Q^2$ de 0.1 à 0.9 $(GeV/c)^2$.

| $Q^2$ $(GeV/c)^2$ | $E'_e$ $(GeV)$ | $\theta_e$ $(deg.)$ | $\theta_p$ $(deg.)$ | $p_p$ $(MeV/c)$ |
|---|---|---|---|---|
| 0.1 | 2.95 | 6.1 | 78.0 | 320 |
| 0.3 | 2.84 | 10.8 | 68.5 | 572 |
| 0.5 | 2.73 | 14.2 | 62.2 | 757 |
| 0.8 | 2.57 | 18.5 | 55.3 | 991 |

TAB. 3.1 – *Cinématique des réactions aux angles avants. L'énergie des électrons incidents est de 3 GeV.*

| $Q^2$ $(GeV/c)^2$ | $E_0$ $(MeV)$ | $E'_e$ $(MeV)$ | $\theta_e$ $(deg.)$ |
|---|---|---|---|
| 0.3 | 424 | 264 | 110 |
| 0.5 | 576 | 309 | 110 |
| 0.8 | 799 | 373 | 110 |

TAB. 3.2 – *Cinématique des réactions aux angles arrière.*

La cinématique pour les mesures "angles arrière" peut alors être choisie de telle sorte que l'angle de diffusion des électrons soit de 110° ce qui correspond au symétrique par rapport à 90° de l'angle moyen des protons de recul aux angles avant (voir tableau 3.2). Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.9.3, l'expérience $G^0$ mesure l'asymétrie aux angles arrière à trois $Q^2$ différent sur cible d'hydrogène et de deutérium. Le choix de ne pas faire de mesures en dessous de $Q^2 = 0.3$ $(GeV/c)^2$ aux angles arrière a été motivé par le fait qu'une mesure expérimentale (celle de SAMPLE) existe déjà à 0.1 $(GeV/c)^2$ et qu'une mesure à un tel $Q^2$ nécessiterait une énergie du faisceau de 222 MeV. Ceci est une énergie difficile à délivrer au TJNAF car elle correspond à seulement un quart de l'accélération donnée par tour.

Le même spectromètre (en particulier le système de collimation) peut être utilisé pour les deux phases de l'expérience, le passage de la mesure "angles avant" à la mesure "angles arrière" se faisant en retournant l'ensemble expérimental. Cette double utilisation du spectromètre pour les deux séries de mesures est la première exigence concernant ses caractéristiques.

D'autres caractéristiques concernant le spectromètre résultent de la nécessité d'optimiser les taux de comptage, de réduire la contamination du bruit de fond ainsi que les erreurs systématiques. Ainsi, afin d'augmenter la statistique, le spectromètre doit être capable de focaliser les particules sur les détecteurs quelque soit la position de l'interaction dans une cible étendue et doit également avoir la plus grande acceptance azimutale possible. La réduction du bruit de fond impose une courbure des particules chargées couplée à des collimateurs qui cachent les détecteurs d'une vue directe de la cible (voir figure 3.5), les protégeant ainsi des particules neutres (neutron, $\gamma$).

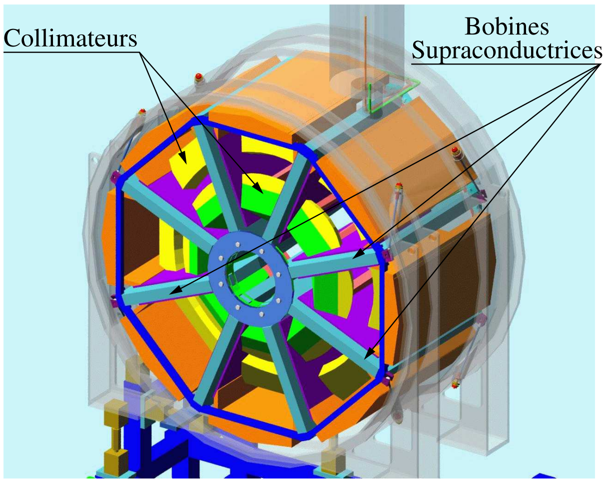



FIG. 3.4 – *Schéma représentant le spectromètre $G^0$.*

Pour sa part, la réduction des erreurs systématiques impose une résolution en $Q^2$ de l'ordre du %. En effet, une erreur de 1 % sur $Q^2$ induit une contribution à l'erreur finale sur $G_E^s$ et $G_M^s$ de l'ordre de 5 % (voir annexe C). Le passage à une erreur relative de 2 % sur $Q^2$ multiplie par un facteur 4 la contribution à l'erreur sur $G_E^s$ et $G_M^s$.

Une détection symétrique par rapport à l'axe du faisceau permet de minimiser les effets dus à des changements systématiques de la position transversale du faisceau d'électrons au niveau de la cible. Le champ magnétique doit être nul au niveau de la cible afin de ne pas dévier les électrons incidents et éviter des problèmes au niveau de la pompe utilisée pour la circulation du liquide cryogénique dans la cible. Enfin, l'environnement ne doit pas contenir d'éléments ferro-magnétiques afin de permettre un calcul exacte du champ par la loi de Biot et Savart [52] qui a permis de déterminer exactement la forme des détecteurs et des collimateurs.

Toutes ces caractéristiques ont été satisfaites avec le spectromètre $G^0$. Ce spectromètre toroïdal, est composé de huit secteurs identiques. L'aimant est composé de huits bobines supraconductrices disposées symétriquement par rapport à l'axe du faisceau d'électrons. Deux bobines adjacentes délimitent une ouverture angulaire de 45° ce qui correspond à un octant. La figure 3.4 montre un schéma du spectromètre $G^0$. Chaque bobine est composée de 144 spires d'un ruban de cuivre de 20 $mm^2$ de section. Les bobines supraconductrices sont refroidies par un flot d'hélium-4 liquide d'une température de 2 K fourni par la centrale de réfrigération de l'accélérateur CEBAF. Le spectromètre dans son ensemble est placé dans un cryostat permettant de le maintenir à la température de 4 K, permettant aux bobines d'opérer en mode supraconducteur. Le courant dans les bobines aux angles avant sera de 5000 A. Aux angles arrière, le champ sera changé pour chaque énergie incidente du faisceau d'électrons, et sera de 2700 A pour la mesure utilisant une énergie de 424 MeV et de 3800 A à 799 Mev. L'intégrale du champ ($Bdl$) aux angles avant est de l'ordre de 1.6 T.m.

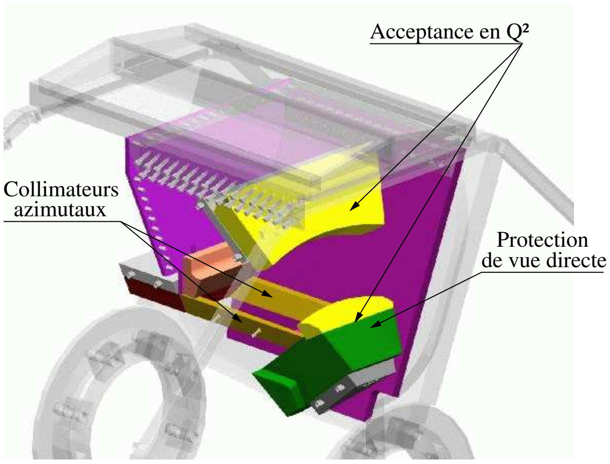



FIG. 3.5 – *Vue détaillée du système de collimation du spectromètre $G^0$.*

Les collimateurs sont une part importante du spectromètre. En effet, ils permettent la réduction du bruit de fond lié à la détection de particules de charge nulle (neutron, $\gamma$) ainsi que la définition de l'acceptance en $Q^2$ du spectromètre. La figure 3.5 montre une vue détaillée de la partie collimation d'un octant. Les collimateurs étant dans le cryostat, ces éléments doivent être dans un matériau non ferromagnétique. Ils sont fait exclusivement en plomb, moulés à la forme désirée. L'ensemble collimateur est principalement constitué de deux parties. La première permet de délimiter l'acceptance azimutale pour un octant. La résolution en $Q^2$ se dégradant pour de grandes valeurs de l'angle azimutal $\phi$ [89], cette acceptance a été limitée à $\Delta\phi = \pm 10^o$ par octant (soit $20^o$ contre $45^o$ possible).

La deuxième partie du collimateur, appelée collimateur $C$ joue deux différents rôles. Tout d'abord il définit l'acceptance en $Q^2$ des particules élastiques (protons aux angles avant et électrons aux angles arrière) et rejette une partie des particules chargées ($\pi^+$ , $\mu^+$, protons inélastiques) avec une même impulsion. Le second rôle du collimateur $C$ est de masquer les détecteurs d'une vue directe de la cible (voir figure 3.8), les protègeant ainsi des particules neutres provenant de la cible, dont les trajectoires ne sont pas courbées par le champ magnétique.

## 3.4 La cible cryogénique

L'expérience $G^0$ utilise une cible cryogénique d'hydrogène ou de deutérium liquide. L'avantage de l'utilisation d'une cible liquide par rapport à une cible gazeuse est que la densité de matière y est plus importante et permet donc d'obtenir un taux de réactions plus important. Toujours dans ce souci d'augmenter la luminosité, la cible utilisée est une cible étendue de 20 cm. avec un faisceau d'électrons de 40 $\mu A$, la luminosité obtenue est alors de l'ordre de 2 $10^{38}$ $g.cm^{-2}.s^{-1}$.

Il est nécessaire que la cible n'introduise pas d'erreur systématique dans la mesure de l'asymétrie, en particulier vis-à-vis des changements de position du faisceau. Pour cela,

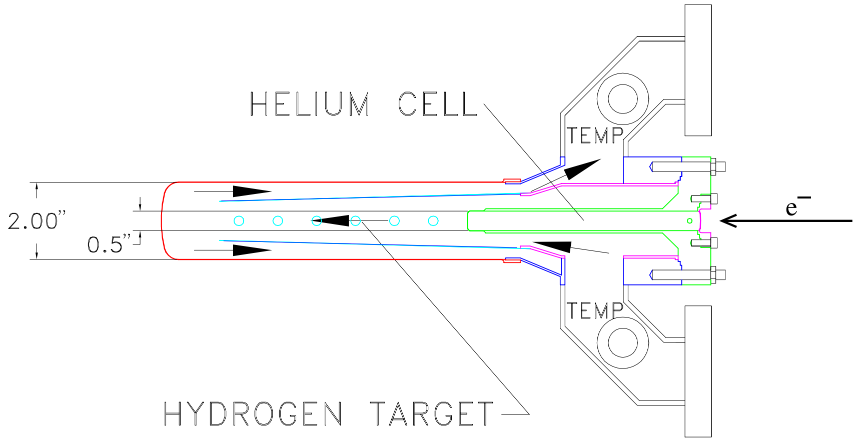



FIG. 3.6 – *Schéma de la cible cryogénique. Les flèches noires représentent le flux du liquide cryogénique (hydrogène ou deutérium) à l'intérieur de la cible.*

une cellule d'hélium gazeux est placée à l'avant de la cible d'hydrogène et permet d'avoir les mêmes rayons de courbure des fenêtres d'entrée et de sortie de la cible cryogénique. Cette configuration élimine au premier ordre les variations de la longueur de la cible en fonction de la position transverse du faisceau (voir figure 3.6). Comme le montre la figure 3.7, cette cellule permet également de décaler la cible d'hydrogène (ou de deutérium) en aval du système de refroidissement et d'éviter ainsi aux particules issues de la cible de traverser de la matière associée au système de recirculation, quelque soit leur angle azimutal de diffusion.

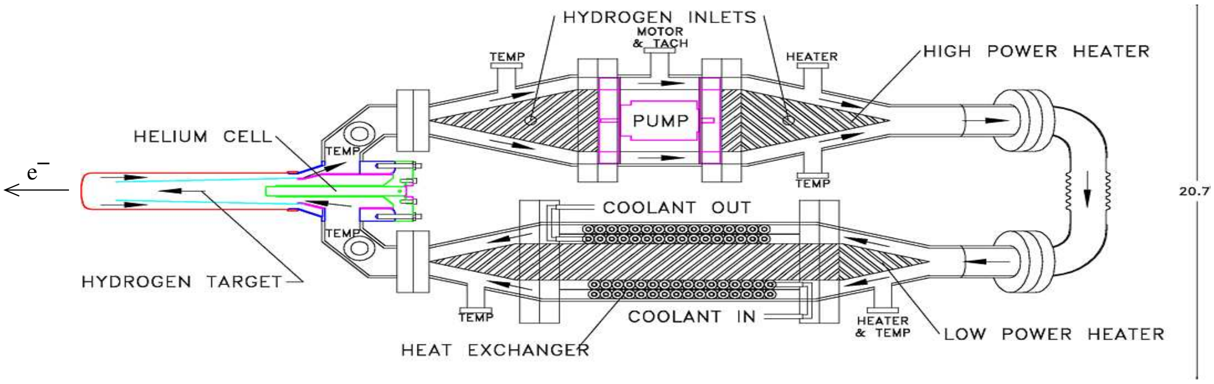



FIG. 3.7 – *Vue d'ensemble du système cryogénique.*

Il est également important de minimiser les fluctuations de densité (ébullition locale du liquide cryogénique) qui peuvent introduire des fluctuations statistiques dans la mesure d'asymétrie pouvant être plus grandes que l'asymétrie de violation de parité que nous cherchons à mesurer. Un système dit de "fast raster", permet de balayer rapidement sur une surface de l'ordre de quelques $mm^2$ le faisceau d'électrons, d'un diamètre de l'ordre de 100 $\mu m$. Le faisceau d'électrons traversant les 20 cm de la cible d'hydrogène liquide dépose une puissance d'environ 250 W. Il est donc nécessaire de refroidir le liquide cryogénique afin de le maintenir à une température constante (20 K pour l'hydrogène, 22 K pour le deutérium). La figure 3.7 montre un schéma du système permettant cette régulation de la température du liquide cryogénique. Le réfrigérant est de l'hélium-4 gazeux à une température de 15 K, refroidi par l'hélium-4 liquide à 2 K fourni par le réfrigérateur d'hélium de l'accélérateur CEBAF (voir figure 3.1).

Un système de rétroaction, nommé "High Power Heater" (voir figure 3.7), constitué d'une résistance immergée dans le liquide cryogénique permet de réguler la quantité d'énergie déposée dans la cible. En effet, un arrêt du faisceau d'électrons fait brusquement passer la puissance déposée dans la cible de 250 W à 0 W. Le flot d'hélium réfrigérant étant continu, il en résulterait une chute brutale de la température du liquide cryogénique, pouvant induire une solidification de l'hydrogène (à 14 K) ou du deutérium (à 18.7 K) qui créerait de gros dommages au niveau du système de refroidissement. Le système "High Power Heater" lit un signal qui est proportionnel à l'intensité du faisceau, calcule la puissance déposée par celui-ci et change la puissance déposée par la résistance chauffante afin de garder constante la puissance totale déposée dans le liquide cryogénique.

Le système développé pour la cible cryogénique de $G^0$ est fortement inspiré de celui utilisé pour l'expérience SAMPLE. Une description plus détaillée de la cible de $G^0$ peut être trouvée dans la référence [90].

## 3.5 Mesure aux angles avant

### 3.5.1 Principe

Durant la phase "angles avant", l'expérience $G^0$ utilisera un faisceau d'électrons polarisés d'une énergie de 3 GeV. A cette énergie, les protons de recul issus de diffusions élastiques électron-proton correspondant à des $Q^2$ de 0.12 à 0.94 $(GeV/c)^2$ sont émis à des angles $\theta_p$ compris entre 76 et 53 degrés avec une impulsion allant de 340 MeV/c à 1.1 GeV/c. Seize détecteurs par octant, situés au plan focal du champ magnétique, permettent la détection de ces protons.

Le champ toroïdal produit par les huits bobines supraconductrices fait converger les particules issues de la cible avec une même impulsion et un même angle de diffusion en un même point, quel que soit le point d'interaction dans la cible (voir figure 3.8). Avec le champ magnétique, des particules chargées positivement ($\pi^+$ et des protons inélastiques) provenant de diffusions inélastiques électron-proton peuvent aussi passer dans l'acceptance déterminée par les collimateurs. Afin de séparer ces événements inélastiques des événements élastiques, une mesure de temps de vol des particules détectées est effectuée. Pour permettre cette mesure, le faisceau du CEBAF sera pulsé à une fréquence de 31.2 MHz (voir paragraphe 3.7.1) au lieu de la fréquence nominale de 499 MHz (voir figure 3.2). Les paquets d'électrons arriveront alors toutes les 32 ns au lieu de toutes les 2 ns. Le temps de départ $T_0$ de la mesure de temps de vol sera donné par un signal à une fréquence de 31.2 MHz associé à l'arrivée d'un paquet d'électrons au niveau de la cible. Une électronique spécifique (décrite au paragraphe 3.8.1) permet de remplir, pour chaque événement, un spectre de temps de vol pour chacun des détecteurs FPD. Les spectres seront ensuite analysés pour chaque état d'hélicité afin d'extraire les taux de comptage

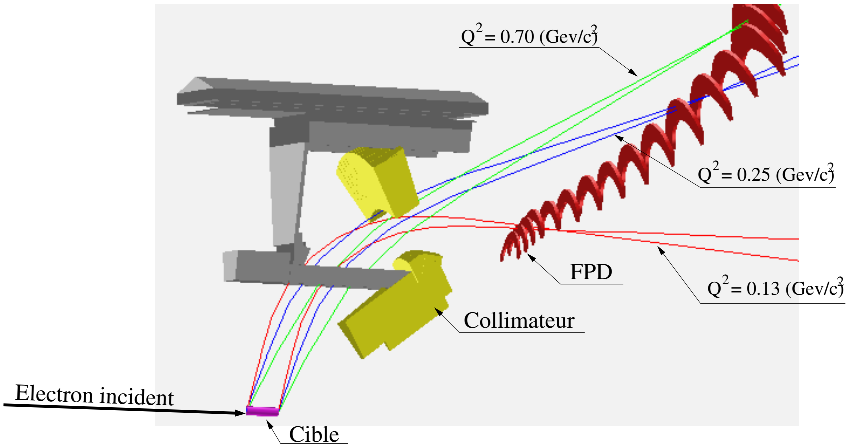



FIG. 3.8 – *Trajectoires suivies par des protons provenant de diffusions élastiques à $Q^2 = 0.13$, $Q^2 = 0.25$ et $Q^2 = 0.7$ $(GeV/c)^2$. Il est a noter que quelque soit le point de départ dans la cible, les protons de même quadri-impulsion sont détectés par le même détecteur.*

élastique et ainsi déterminer l'asymétrie de violation de parité. Une étude détaillée du bruit de fond a été conduite en utilisant le progiciel de simulation GEANT, cette étude sera exposée au paragraphe 3.5.3.

Le paragraphe suivant présentera plus en détail les détecteurs nommés FPD (Focal Plan Detector).

### 3.5.2 Focal Plan Detectors (FPD)

Les protons de recul sont détectés par des scintillateurs couplés à des photo-multiplicateurs (PMT). Aux angles avant, la partie détection contient uniquement les détecteurs dits de plan focal (FPD). Nous décrirons le système complet de détection pour un octant, mais il est à noter que le détecteur $G^0$ est constitué de huit parties identiques. Quatre des huit systèmes FPD ont été développés et construits par l'ISN-Grenoble et l'IPN-Orsay alors que les autres ont été construits par la partie nord-américaine de la collaboration. Toutefois, seules des différences mineures existent entre les deux types de FPDs.

Un secteur de FPDs est constitué de seize paires de scintillateurs. La forme des scintillateurs est spécifique afin d'épouser les courbes d'iso-$Q^2$ définies par le champ magnétique pour les particules élastiques. Ces formes d'iso-$Q^2$ ont été obtenues par simulation en utilisant un programme permettant le calcul précis des trajectoires des protons élastiques dans le spectromètre [91]. Ce programme, dit de "fast tracking", utilise des cartes de champ calculée grâce à un programme nommé TOSCA [92], permettant un calcul exact du champ magnétique créé par les bobines supraconductrices. Le résultat de cette simulation est montré par la figure 3.9-B. Les différents détecteurs correspondent donc à différentes fenêtres en $Q^2$, choisies de telle sorte que le taux de comptage soit sensiblement le même pour chaque détecteur. Ceci permet un traitement identique de chacun des détecteurs vis à vis du temps mort. La figure 3.9-A montre les distributions en $Q^2$ en fonction du numéro de détecteur touché. On peut voir sur cette figure que les protons

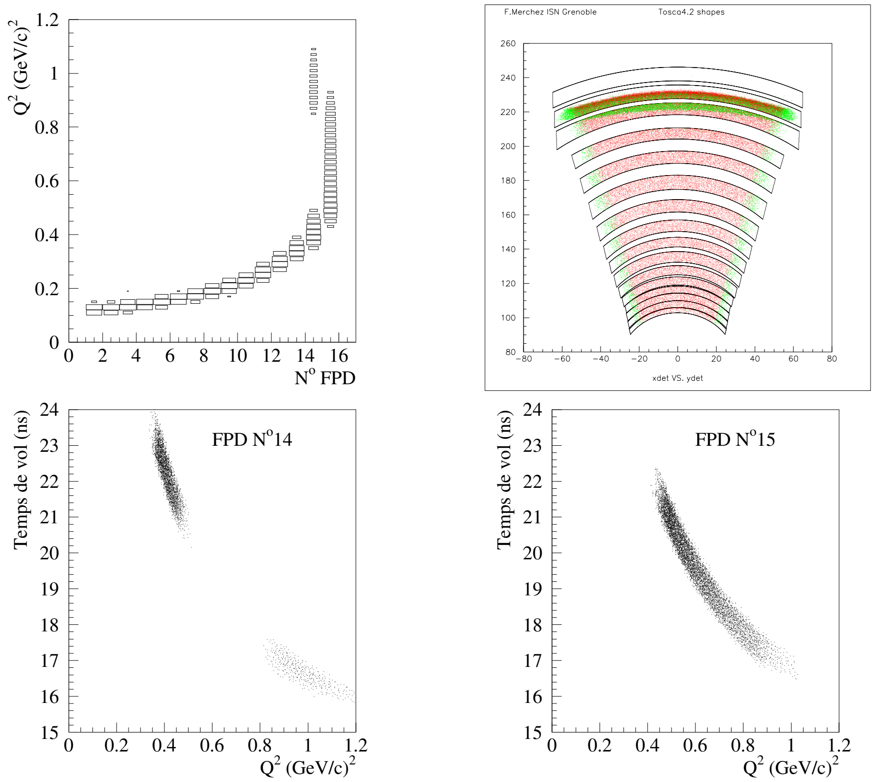



FIG. 3.9 – **En haut à gauche :** $Q^2$ *en fonction du numéro du FPD touché (angle avant),* **en haut à droite :** *position d'impact des protons élastiques sur le plan focal,* **en bas à gauche :** *temps de vol des protons de recul élastique détectés par le FPD n$^o$ 14 en fonction du* $Q^2$ *de la réaction,* **en bas à droite :** *temps de vol des protons de recul élastique détectés par le FPD n$^o$ 15 en fonction du* $Q^2$ *de la réaction.*

de recul issus d'une diffusion élastique pour des $Q^2$ compris entre 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$ sont tous détectés par le FPD numéro 15. Ceci est dû au champ magnétique qui n'est plus assez puissant pour courber les protons de haute énergie. Les trajectoires sont alors de plus en plus rectilignes avec des angles de diffusion de plus en plus faibles. Cet effet engendre également une détection dans le détecteur numéro 14 de protons correspondant à des $Q^2$ supérieurs à 0.8 $(GeV/c)^2$. La séparation des différents $Q^2$ pour les détecteurs 14 et 15 se fait donc par coupure sur le spectre de temps de vol des protons. En effet, comme le montrent les figures 3.9-C et 3.9-D, il existe une nette corrélation entre le $Q^2$ de la réaction (qui est aussi relié à l'impulsion du proton de recul) et le temps de vol des protons de recul détectés.

Chaque détecteur FPD est constitué de deux scintillateurs identiques placés l'un derrière l'autre, nommés scintillateurs "Front" et "Back". Une coïncidence entre ces deux scintillateurs sera demandée afin de réduire le bruit de fond de particules faiblement énergétiques et neutres ($\gamma$ et neutrons en particulier). Les scintillateurs sont du BC408, d'une épaisseur de 5 mm pour les FPD 1 à 3 et d'une épaisseur de 1 cm pour les FPD 4 à 16. Une plaque de 3 mm d'aluminium est insérée entre les deux scintillateurs constituant

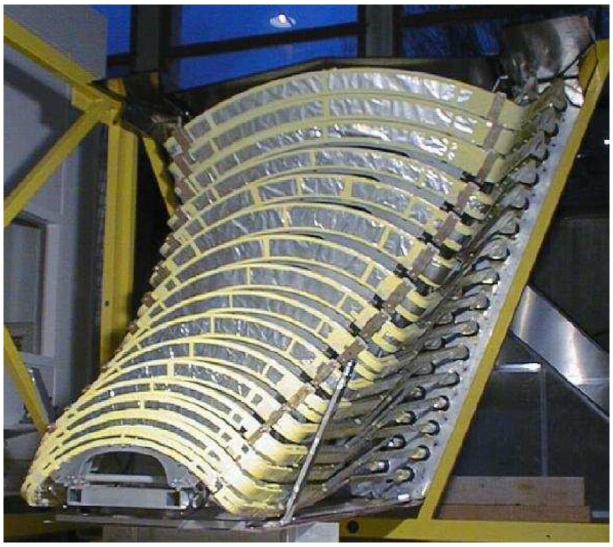


FIG. 3.10 – *Photo d'un secteur du système de détection FPD.*

chacune des paires afin d'augmenter la rigidité de l'ensemble et de diminuer les "cross talk" (particules chargées éjectées d'un scintillateur et détectées dans l'autre). Chaque paire de FPD est orientée de telle sorte que les protons élastiques entrent perpendiculairement dans chacun des FPDs. Ceci permet d'avoir la même couverture en angle solide pour les scintillateurs "Front" et "Back". L'épaisseur des scintillateurs a été réduite pour les FPD 1 à 3 pour plusieurs raisons :

- les protons détectés par ces FPD ont de petites impulsions, l'énergie déposée est donc importante et 0.5 cm de scintillateur sont alors suffisant à leur détection,
- l'impulsion de ces protons étant faible, il est nécessaire de réduire l'épaisseur des scintillateur afin de permettre une détection des protons dans le second scintillateur,
- finalement, la réduction de l'épaisseur des scintillateurs permet de diminuer l'efficacité de détection liée aux particules neutres.

Les photons créés dans chaque scintillateur se propagent jusqu'à deux photomultiplicateurs (PMT) via deux guides de lumière placés à chaque extrémité du scintillateur (voir figure 3.10). Il y a donc 4 PMTs par paire de FPD, ce qui donne un total de 64 PMTs par secteur. La longueur des guides de lumière varie d'un FPD à l'autre, d'environ 2 m pour le FPD 1 à environ 30 cm pour le FPD 16. Ces longueurs permettent de placer les PMTs assez loin de l'aimant, dans une zone de champ faible. Ainsi, seul un blindage léger est nécessaire contre le champ magnétique.

Les photomultiplicateurs utilisés sont du type XP2282 de la compagnie Photonis [93]. Une base de photomultiplicateur a été développée à l'ISN-Grenoble avec un amplificateur à gain 10 intégré afin de réduire le courant émis par l'anode, ceci en vue d'augmenter la durée de vie des photomultiplicateurs [94].

Les quatre secteurs de détection français ont été testés à l'ISN-Grenoble avant leur transport aux Etats-Unis en utilisant les muons de haute énergie créés par le rayonnement cosmique lors de son interaction dans l'atmosphère. Ces muons étant au minimum d'ionisation, la mesure du signal qu'ils déposent dans les détecteurs nous permet de calibrer leurs réponses et ainsi de connaître le signal qui sera créé par les électrons diffusés ou les protons de recul (en recalculant la perte d'énergie en fonction de l'énergie des protons). Une description de ces mesures est faite en annexe B. Le nombre de photo-électrons attendus pour les mesures aux angles avant, est toujours supérieur à 100. Ceci assure une bonne résolution de la mesure en temps. Dans le cas des angles arrière, le nombre de photons est plus faible (détection d'électrons) mais le nombre final de photo-électrons reste largement supérieur à 50 ce qui assure un signal d'une amplitude assez grande pour être facilement extrait du bruit de fond.

### 3.5.3 Etude du bruit de fond

Il est important de connaître précisément le bruit de fond aussi bien en terme de taux de comptage qu'en terme de distribution en temps de vol. Un fort taux de comptage provenant du bruit de fond aura pour effet d'augmenter le temps mort de l'électronique ce qui engendrera une baisse de la statistique voir de déteriorer les performances des détecteurs (scintillateurs et PMTs). Le bruit de fond a également un effet sur l'asymétrie mesurée. Tout d'abord, s'il ne possède pas d'asymétrie il aura pour effet de diluer l'asymétrie physique en apparaissant au dénominateur dans l'expression de l'asymétrie. De plus, si le bruit de fond possède une asymétrie alors l'asymétrie physique sera biaisée par cette contribution du bruit de fond.

Cette étude du bruit de fond a été faite avec une simulation du dispositif expérimental utilisant le progiciel de simulation GEANT. Afin de valider les générateurs de particules utilisés dans la simulation, une série de mesure s'est déroulée dans le hall C du TJNAF en utilisant le spectromètre SOS (Short Orbit Spectrometer).

#### 3.5.3.1 Expérience dans le hall C

Le but de cette mesure était de déterminer les taux de comptage en particules chargées ($\pi^+$ et protons) dans la gamme cinématique de $G^0$ aux angles avant. Un faisceau d'électrons d'une énergie de 3.245 GeV a été utilisé en combinaison avec une cible d'hydrogène liquide de 4 cm. Les particules chargée positivement ont été détectées avec SOS à un angle compris entre 58.2 et 75.0 degrés pour une impulsion comprise entre 360 et 916 MeV/c.

Le spectromètre SOS a été spécialement conçu pour la détection de particules à temps de vie courte grâce à sa faible longueur. Sa partie magnétique est constituée d'un quadrupôle suivi de deux dipôles (voir schéma de gauche de la figure 3.11). Une paire de chambres à dérive (DC1 et DC2) fournit les informations nécessaires à la reconstruction de la trajectoire de la particule détectée. Une série de quatre plans de scintillateur (S1X, S1Y, S2X et S2Y) permettent le déclenchement l'acquisition, ainsi que la mesure du temps de vol des particules, ce qui nous permet de déterminer leur vitesse. Le déclenchement de l'acquisition se fait en demandant que 3 des 4 plans de scintillateurs soient touchés. Ces deux éléments de détection sont les seuls que nous avons utilisés durant nos mesures (pour des détails sur le spectromètre SOS, voir la référence [95]).

L'identification des particules détectées est faite en utilisant la vitesse réduite

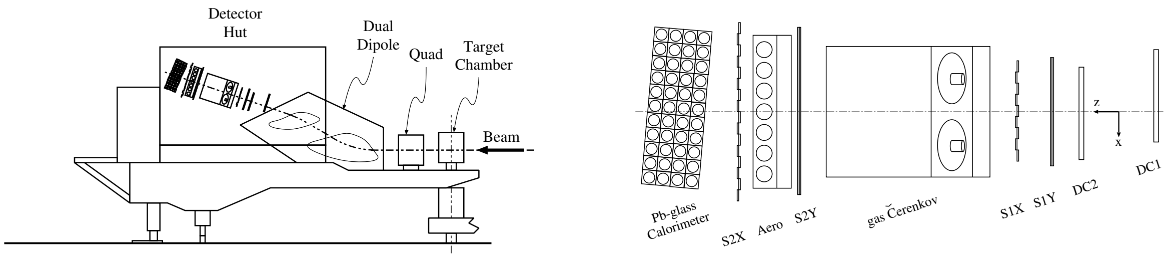



FIG. 3.11 – **A gauche :** *Vue schématique du spectromètre SOS.* **A droite :** *partie détection du spectromètre SOS constituée de deux chambres à dérive (DC1 et DC2), de quatre plans d'hodoscope (S1X, S1Y, S2X et S2Y), de deux Čerenkov, un à gaz l'autre à aérogel et d'un calorimètre de verre au plomb.*

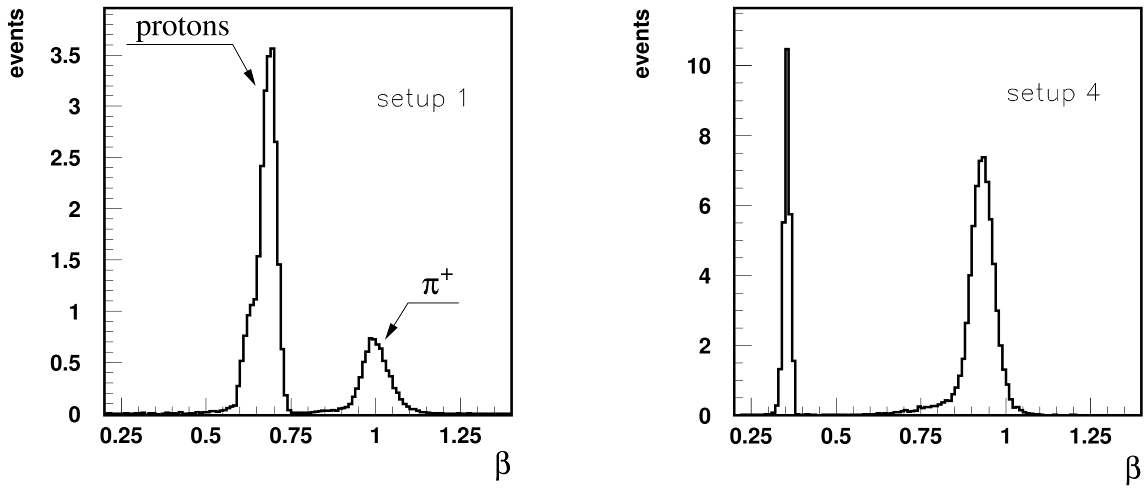



FIG. 3.12 – *$\beta$ des particules détectées pour deux des réglages en impulsion du spectromètre SOS (916 à gauche et 360 MeV/c à droite).*

($\beta = v/c$) reconstruite grâce à la mesure de temps de vol. Comme le montre la figure 3.12, cette information nous donne une nette séparation entre les $\pi^+$ et les protons. Une coupure $\beta > 0.8$ commune à tous les réglages en impulsion a été faite afin d'identifier les $\pi^+$ . Le pion étant une particule instable ($\tau = 2.603\ 10^{-8}s, \tau c = 7.804$ m), il est nécessaire de corriger le nombre de $\pi^+$ détectés dans SOS ($N_{SOS}$), afin d'obtenir le nombre de $\pi^+$ , créés à la cible ($N_0$). Ces deux nombres sont reliés par :

$$N_{SOS} = N_0\ exp\left[-\frac{d_{SOS} M_{\pi^+}}{\tau c\ p_{\pi^+}}\right] \equiv N_0\ \mathcal{C}_{SOS} \tag{3.1}$$

où $d_{SOS} = 9.5 \pm 0.5m$ est la longueur de la trajectoire centrale du centre de la cible au troisième plan de scintillateurs (point final de la trajectoire car une coïncidence de 3 des 4 plans de scintillateur est demandée pour le déclenchement de l'acquisition). Il suffit donc à un $\pi^+$ de "vivre" jusqu'au troisième plan de scintillateur pour être détecté. $\tau$ est le temps de vie moyen du $\pi^+$ , $M_{\pi^+}$ sa masse et $p_{\pi^+}$ son impulsion.

| Impulsion (MeV/c) | $\mathcal{C}_{SOS}^{-1}$ | $[\mathcal{C}_{SOS} + \mathcal{D}_\mu(1 - \mathcal{C}_{SOS})]^{-1}$ |
|---|---|---|
| 360 | $1.60 \pm 0.04$ | $1.29 \pm 0.06$ |
| 459 | $1.45 \pm 0.03$ | $1.23 \pm 0.04$ |
| 667 | $1.29 \pm 0.02$ | $1.15 \pm 0.03$ |
| 916 | $1.20 \pm 0.01$ | $1.11 \pm 0.02$ |

TAB. 3.3 – *Correction due à la décroissance des $\pi^+$ dans SOS. La seconde colonne est la correction sans tenir compte de la détection de $\mu^+$. La troisième colonne donne la correction appliquée aux données qui prend en compte la détection des $\mu^+$.*

Avant de faire cette correction, il faut tenir compte du fait que le $\pi^+$ décroit à 99.99% en $\mu^+\nu_\mu$ [14]. Lorsque le muon reçoit la majeure partie de l'impulsion du $\pi^+$ , il peut l'imiter, du point de vue de sa détection. La correction de l'équation 3.1 doit alors être réduite. On peut trouver, en utilisant le programme SIMC [83] simulant les spectromètres du hall C, que 40% des muons produit par la décroissance de $\pi^+$ sont détectés par SOS. Le nombre de $\pi^+$ produits à la cible est donc donné par :

$$N_0 = \frac{N_{SOS}}{\mathcal{C}_{SOS} + \mathcal{D}_\mu(1 - \mathcal{C}_{SOS})} \tag{3.2}$$

où $\mathcal{D}_\mu$ est la fraction de muons produit par la décroissance de $\pi^+$ détectés par SOS. Le tableau 3.3 donne les facteurs de correction pour les quatre différents réglages en impulsion. Afin de travailler dans une région où l'acceptance du spectromètre SOS ne varie pas, nous avons effectué une coupure de $\pm 2.98^o$ sur les angles $\theta$ et $\phi$ d'émission des particules. N'étant pas limité par la statistique, nous avons limité l'acceptance sur la longueur de la cible à $\pm$ 0.5 cm par rapport au centre. Une série de mesure utilisant une cible vide (seulement les parois d'aluminium) nous a permis de soustraire les événements provenant de la diffusion sur les fenêtres d'entrée et de sortie de la cible.

La figure 3.13 montre les taux de comptage obtenus pour chaque angle de diffusion en fonction de l'impulsion des $\pi^+$. Seule l'erreur statistique, qui est de l'ordre de 1% pour chacun des points, est montrée sur cette figure. L'erreur systématique est essentiellement gouvernée par l'erreur sur la correction due à la décroissance des pions (voir tableau 3.3).

Les taux de production de protons inélastiques ont également été mesurés durant cette prise de données. La figure 3.14 montre les résultats obtenus. Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'acquisition est déclenchée si 3 des 4 plans de scintillateurs sont touchés. Cette condition a pour effet de rejeter les protons qui n'ont pas assez d'énergie pour être détectés par le troisième plan de scintillateurs. Ceci correspond à une coupure en impulsion de 410 MeV/c dans nos données.

Une description complète de l'analyse de ces données expérimentales peut être trouvée dans la référence [96]. L'ensemble des résultats ont été comparés à des générateurs des processus élastiques et inélastiques. Cette comparaison est l'objet du paragraphe suivant.

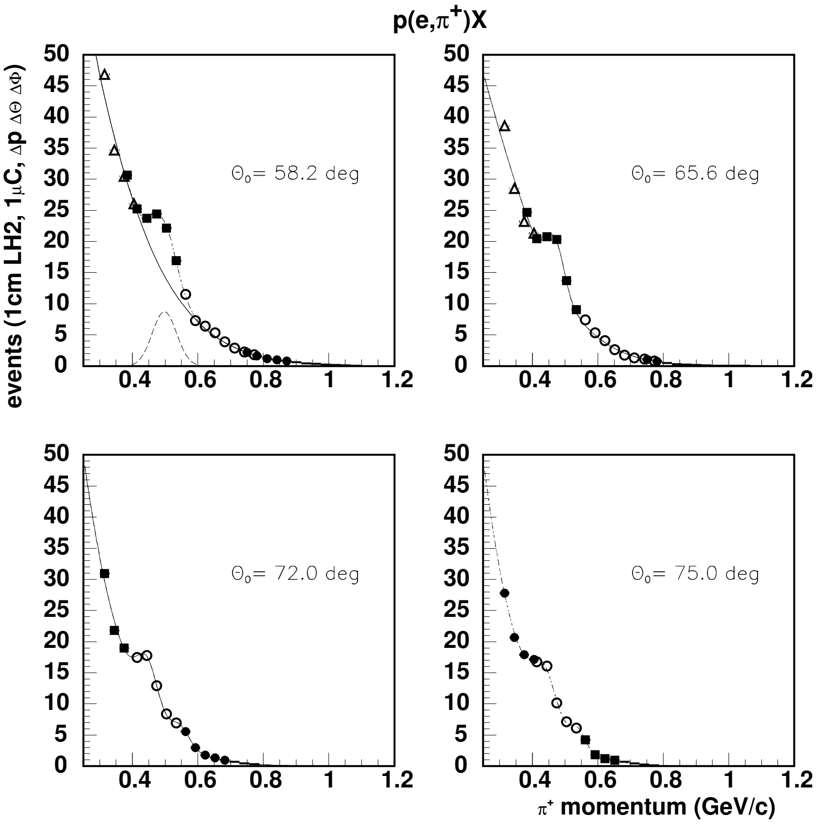



FIG. 3.13 – *Taux de production de $\pi^+$ à quatre angles différents en fonction de l'impulsion. Pour chaque angle, les différents symboles réfèrent aux différents réglages en impulsion utilisés. La largeur des bins est de 30 MeV/c en impulsion et de 2.98 degrés pour les angles $\theta$ et $\phi$ d'émission des $\pi^+$ .*

#### 3.5.3.2 Comparaison avec les générateurs

Comme nous l'avons mentionné précédemment, le but des mesures expérimentales effectuées dans le hall C est de valider les générateurs d'événements inélastiques utilisés dans la simulation de l'expérience.

La génération d'événements inélastiques doit prendre en compte deux contributions. La première correspondant à l'électroproduction de mésons sur le proton, il s'agit de réactions du type $e^-p \to e^-pX$ ou $e^-p \to e^-nX$, où X représente les mésons produits durant cette réaction. La deuxième composante correspond à la photoproduction de mésons sur le proton, il s'agit cette fois de réactions du type $\gamma p \to pX$ ou $\gamma p \to nX$. Les photons incidents dans ces réactions sont des photons réels, créés par rayonnement de freinage (aussi connu sous le nom de rayonnement Bremsstrahlung) des électrons du faisceau traversant la cible. Le flux de photons ainsi créés peut-être calculé en utilisant les références [97, 98].

Nous avons comparé la contribution des deux processus en utilisant le programme

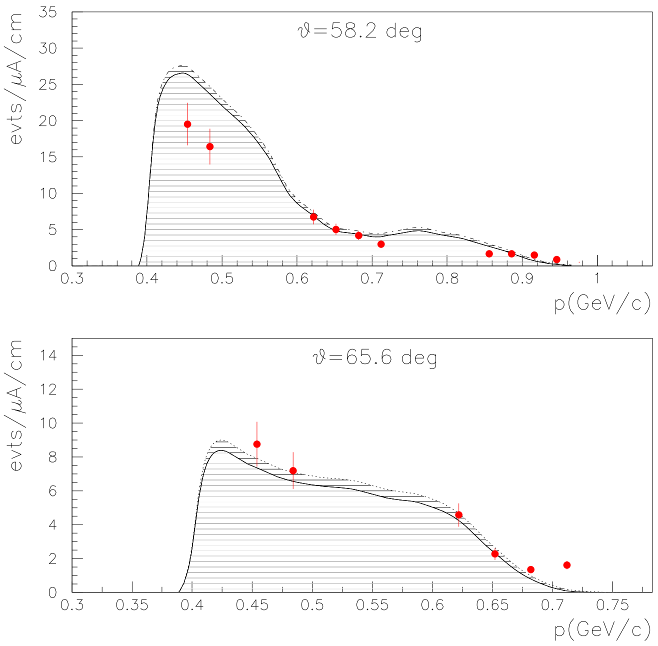



FIG. 3.14 – *Taux de détection de protons inélastique à deux angles différents en fonction de l'impulsion (points). La largeur des bins est de 30 MeV/c en impulsion et de 2.98 degrés pour les angles $\theta$ et $\phi$ d'émission des protons. La zone hachurée représente la valeur obtenue par la simulation. La coupure à 410 MeV/c sur chacun des diagrammes correspond à la chute d'efficacité que nous avons également appliquée à la simulation.*

"EPC" écrit par J. O'Connell et J. Lightbody [99] pour l'électroproduction inclusive de pions et pour la photoproduction un programme "GRAAL" [100] développé initialement pour l'expérience du même nom se déroulant à l'ESRF de Grenoble. Une modification de ce programme a été nécessaire afin de calculer le flux de photons incidents et leur distribution en énergie. A partir de ce flux de photons, il est alors possible de calculer le nombre de réactions de photoproduction générées par électron incident :

$$Y = \frac{\mathcal{N}_{Av} X_0}{A} \int_0^T \left[ \int_{m_{\pi^0}}^{E_0} I_\gamma(t,k) \sigma_{\gamma p \to X}(k)\ dk \right] dt \tag{3.3}$$

où $E_0$ est l'énergie de l'électron incident, $T$ la longueur de la cible, $X_0$ la longueur de radiation du matériau de la cible, $A$ son numéro atomique et $k$ l'énergie du photon réel créé. $I_\gamma(t,k)$ représente la probabilité pour un électron qui a traversé une longueur de cible $t$ de créer un photon réel d'énergie $k$. Ce facteur correspond donc à la distribution en énergie du flux de photons qui est fonction de la position dans la cible. $\sigma_{\gamma p \to X}(k)$ est la section efficace totale $\gamma p \to X$ pour un photon d'énergie $k$ [101]. Nous avons montré [100] qu'à la cinématique de $G^0$ aux angles avant, la contribution de l'électroproduction est négligeable par rapport à la contribution de la photoproduction. Au vu de ces résultats, il a été décidé de comparer les données expérimentales obtenues avec SOS uniquement avec les résultats du générateur "GRAAL".

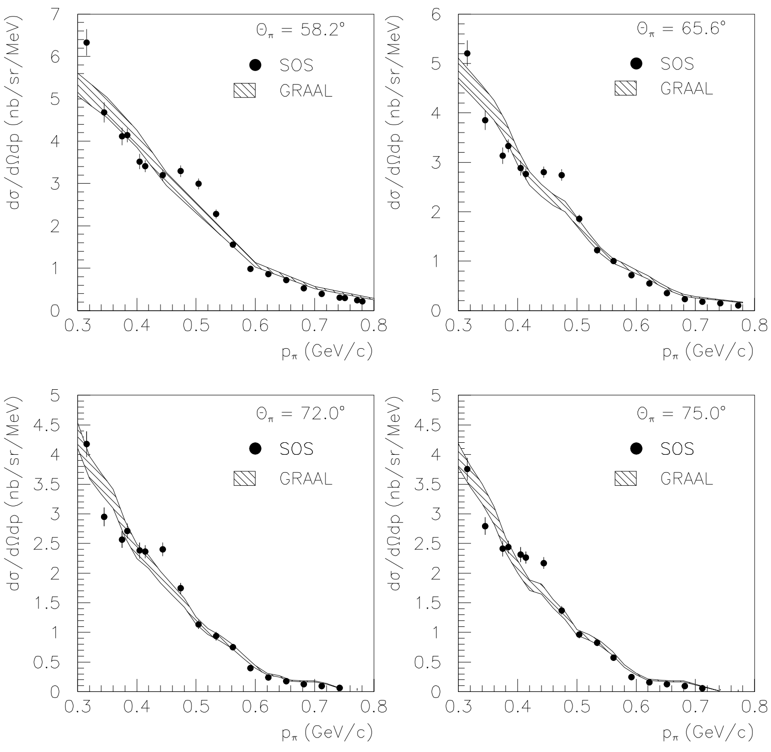



FIG. 3.15 – *Comparaison des sections efficaces de production de $\pi^+$ obtenues expérimentalement (données SOS) avec celles simulées par le générateur GRAAL.*

La figure 3.15 montre les sections efficaces inclusives de production de $\pi^+$ obtenues en utilisant le générateur "GRAAL", comparées aux résultats des mesures expérimentales. Nous voyons que la simulation reproduit l'amplitude et la forme générale des données, ce qui est suffisant pour déterminer les taux de comptage dans les détecteurs $G^0$. En effet, l'important est de déterminer la forme du bruit de fond dans les spectres en temps de vol afin de pouvoir le soustraire des événements élastiques. Comme nous le verrons dans le prochain paragraphe, l'amplitude du bruit de fond provenant de la simulation sera ajustée en utilisant les données expérimentales des spectres en temps de vol.

#### 3.5.3.3 G0-GEANT

La simulation du dispositif expérimental de $G^0$ utilise le progiciel de simulation GEANT [102], développé au CERN. GEANT permet de simuler le passage de particules à travers la matière. Notre programme de simulation contient quatre grandes parties :

- la description du dispositif expérimental à l'aide de volumes géométriques simples tels que des cubes, des cylindres, des sphères, etc.
- la génération aléatoire des particules.
- le transport des particules à travers le dispositif expérimental en prenant en compte

les différents volumes, les processus physiques caractéristiques de chaque particule et de leurs interactions avec la matière et le champ magnétique.

- l'enregistrement de la réponse des détecteurs lorsqu'une particule les traverse.

Les deux premières parties sont celles développées par la collaboration $G^0$ à laquelle j'ai activement participé, les deux suivantes étant incluses dans le progiciel GEANT.

Afin de simuler le bruit de fond physique (particules provenant de la cible seulement[a]), nous avons utilisé le programme G0-GEANT en association avec le générateur GRAAL. Les particules provenant de photoproduction de mésons sur le proton ont été générées dans les $4\pi$ de l'angle solide. 1.5 millions de réactions de photoproduction ont été simulées ce qui correspond approximativement à une charge cumulée incidente de 13.1 nC. Les résultats des huit octants ont été combinés afin de diminuer l'erreur statistique qui est de l'ordre de 5 % [103].

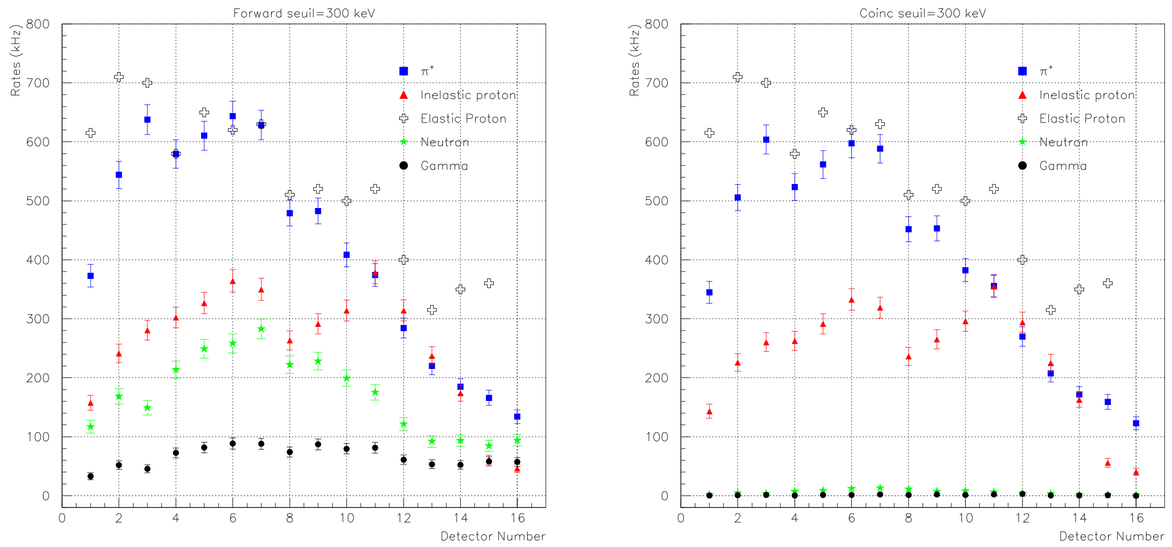



FIG. 3.16 – *Taux de comptage en kHz provenant de la détection de $\pi^+$ , de protons élastiques et inélastiques, de neutron et de $\gamma$ pour les 16 FPDs. Un seuil de 300 keV en énergie déposée a été appliqué.* **A gauche :** *dans les scintillateurs "Front" des 16 FPDs.* **A droite :** *en demandant la coïncidence des deux scintillateurs "Front" et "Back".*

Les résultats de la simulation ont été analysés afin d'extraire les taux de comptage pour chaque type de particules dans chacun des détecteurs. Un seuil de 300 keV a été appliqué sur l'énergie déposée par les particules dans les scintillateurs afin de simuler le seuil du discriminateur qui sera de l'ordre d'un dixième du signal élastique. Pour les particules neutres (neutron et $\gamma$), nous avons dû simuler l'efficacité de détection de ces particules par les scintillateurs. Le programme MENATE [104] a été utilisé pour simuler l'efficacité des scintillateurs de $G^0$ pour des neutrons et des $\gamma$ d'une énergie comprise entre

[a]Nous n'avons pas simulé les particules provenant du "beam dump".

0 et 100 MeV. MENATE permet de calculer l'efficacité de détection pour des scintillateurs plastiques tels que le BC408 utilisé par $G^0$. La géométrie utilisée pour cette simulation est un sandwich fait de deux scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur, avec une plaque de 3 mm d'aluminium entre les deux. Pour les détecteurs ayant une épaisseur de 0.5 cm, nous avons utilisé une efficacité de détection moitié de celle calculée pour les scintillateurs de 1 cm d'épaisseur. Les graphiques de la figure 3.16 montrent les taux de comptage pour chacun des scintillateurs "Front" des 16 FPDs, ainsi que les taux de comptage par FPD en demandant la coïncidence avec le scintillateur "Back". Il est intéressant de voir que la coïncidence des deux scintillateurs réduit effectivement les taux de comptage provenant de la détection de neutrons et de $\gamma$, contrairement aux protons inélastiques et aux $\pi^+$ . Cette simulation montre que la somme des taux de comptage par détecteur ne dépassent pas 2 MHz ce qui est en dessous de la limite (4 MHz) imposée par l'électronique.

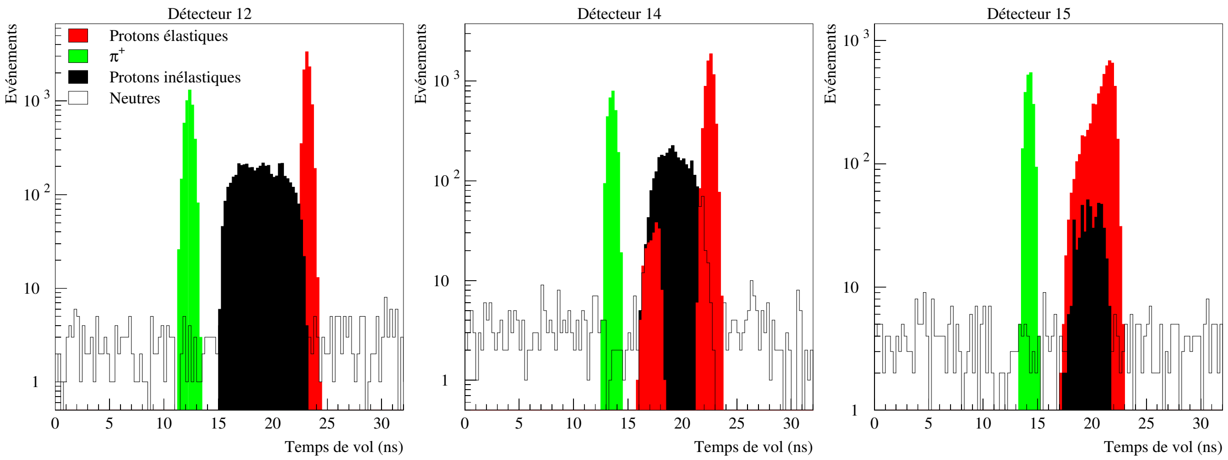



FIG. 3.17 – *Spectres en temps de vol simulés pour les FPD 12 , FPD 14 et FPD 15. Les spectres correspondant aux différentes particules ont été superposés. Afin de déterminer le taux de comptage total, il faut sommer les taux des différentes particules.*

Une information importante pour l'expérience $G^0$ est la distribution des temps de vol des particules détectées, cette information étant nécessaire pour séparer les événements de diffusion élastique du bruit de fond chargé. La simulation G0-GEANT donne les temps d'arrivée des particules au niveau des détecteurs, mais afin d'obtenir une information plus précise et réaliste, il est nécessaire de simuler les effets induits d'une part par la propagation des photons dans le scintillateur et le guide de lumière et d'autre part par la propagation du signal électrique dans l'électronique. Le rapport de la référence [105] décrit en détail cette simulation. La figure 3.17 montre le spectre en temps de vol obtenu pour les FPD 12, 14 et 15 par cette simulation (les spectres des FPD 1 à 12 ont typiquement la même forme).

Dans le cas du détecteur 12, les pics correspondant aux différentes particules chargées seront bien séparés. La contamination dans le pic élastique de protons inélastiques sera faible, mais il est nécessaire de la connaître avec précision afin de déterminer le facteur de dilution qu'elle engendre. Comme nous l'avons mentionné précédemment, ce bruit de fond peut porter une asymétrie. Comme on peut le voir sur la figure 3.17, il sera possible de mesurer l'asymétrie des différentes contributions du bruit de fond ($\pi^+$, protons inélastiques et neutre) en sélectionnant différentes fenêtres en temps de vol.

La situation est plus délicate pour les détecteurs 14 et 15. On voit apparaître sur le spectre en temps de vol du FPD 14 (le spectre du FPD 13 est similaire) deux pics correspondant à la détection de protons élastiques à deux $Q^2$ différents (voir figure 3.9-C). Dans le cas du FPD 15, il n'y a pas de séparation franche entre protons élastiques et protons inélastiques. Dans ce cas, comme aucune mesure directe de la contribution du bruit de fond inélastique ni de son asymétrie ne sera possible, il faudra utiliser les simulations.

Les mesures directes des taux de comptage et des asymétries du bruit de fond faites pour les détecteurs 1 à 12 permettront une comparaison avec les spectres simulés. Ainsi, si la simulation reproduit correctement les spectres en temps de vol des FPD 1 à 12, elle pourra être utilisée avec confiance pour déterminer la contribution du bruit de fond pour les détecteurs 13 à 15.

## 3.6 Mesure aux angles arrière

### 3.6.1 Principe

Le dispositif expérimental que nous venons de décrire sera aussi utilisé pour les mesures aux angles arrière. Durant cette phase, le spectromètre $G^0$ sera retourné (voir figure 3.18) afin de permettre la détection des électrons diffusés élastiquement à un angle de 110 degrés. Dans cette configuration, le $Q^2$ de la réaction varie très lentement avec l'angle de diffusion des électrons. Il n'est donc plus possible, comme dans la configuration précédente, de mesurer simultanément l'asymétrie de violation de parité sur toute la gamme en quadri-impulsion. L'angle de diffusion des électrons étant fixe (donné par le champ et les collimateurs), le changement du domaine en $Q^2$ sera fait en modifiant l'énergie du faisceau d'électrons incidents. La mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton et quasi-élastique électron-deuton sera faite à trois différents $Q^2$ (0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$) correspondant à des énergies du faisceau incident de 424, 576 et 799 MeV.

Comme dans le cas précédent, il est nécessaire de pouvoir isoler le signal élastique du bruit de fond, cette fois principalement composé de $\pi^-$ et d'électrons ayant diffusés inélastiquement sur le nucléon cible.

La séparation entre électrons élastiques et électrons inélastiques est délicate à faire. En effet, tous ces électrons, qui ont une impulsion supérieure à 200 MeV/c, ont approximativement la même vitesse. Il est donc désormais impossible d'utiliser une mesure de temps de vol des différentes particules pour éliminer le bruit de fond. Un deuxième hodoscope appelé CED (Cryostat Exit Detectors), constitué de neuf scintillateurs par octant, sera installé au niveau de la fenêtre de sortie du cryostat afin d'effectuer cette séparation. Les électrons élastiques et inélastiques émis à un même angle de diffusion n'ont pas la même impulsion et donc ne suivent pas les mêmes trajectoires dans le champ magnétique. Les électrons inélastiques ayant une impulsion plus faible ont une trajectoire plus courbée que celle des électrons élastiques. La construction d'une matrice de coïncidence entre les

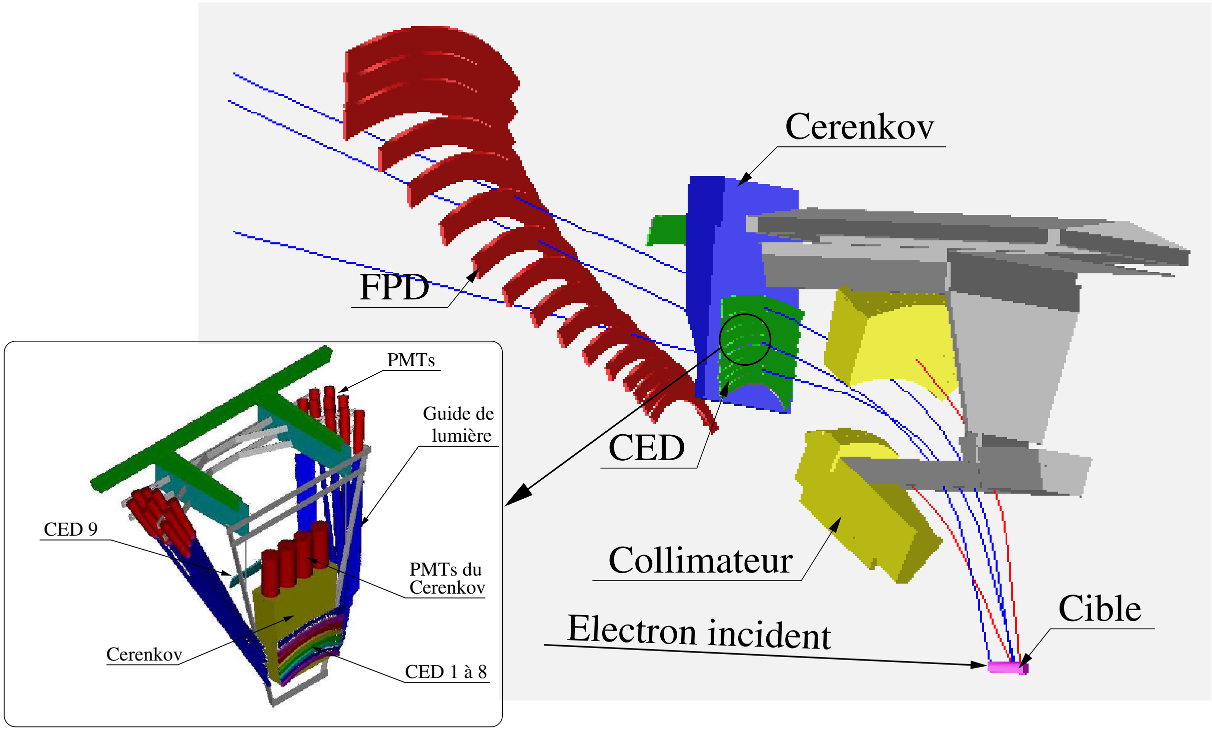



FIG. 3.18 – *Trajectoires suivies par des électrons provenant de diffusions élastiques.*

numéros du CED et du FPD touchés permet de mesurer cette différence en trajectoire et de séparer les électrons élastiques des inélastiques (voir figure 3.19). La matrice de coïncidence sera faite entre les neuf CEDs et quatorze des seize FPDs. Les FPD numéro 1 et 2 seront enlevés du dispositif parce qu'il ne détecteraient pas d'événements provenant de la diffusion élastique. Une électronique spécifique, décrite au paragraphe 3.8.2, permet la construction des matrices de coïncidence.

### 3.6.2 Cryostat Exit Detectors (CED)

La forme des CEDs a été choisie afin de correspondre au domaine cinématique couvert par les FPDs. La qualité de la séparation entre les électrons élastiques et les électrons inélastiques est fonction de la distance entre les détecteurs FPDs et CEDs. Les CEDs sont donc situés au niveau de la fenêtre de sortie du cryostat.

Le système CED est formé de neuf scintillateurs par secteur, d'une épaisseur de 1 cm. Comme dans le cas des FPDs, les photons créés dans les scintillateurs sont conduits par de longs guides de lumière placés à chaque extrémité vers des photomultiplicateurs. Le dernier CED (le plus éloigné de l'axe du faisceau) est reculé de 31 cm par rapport aux autres, afin de le protéger de la vue directe de la cible. La figure 3.18 montre la disposition des détecteurs CEDs par rapport aux détecteurs FPDs. Il est à noter que durant la mesure aux angles arrière seul le premier scintillateur (scintillateur "Front") de chaque paire de FPD sera utilisé, la coïncidence étant faite avec les détecteurs CEDs. Une description complète des CEDs peut être trouvée dans la référence [106]. Durant le test

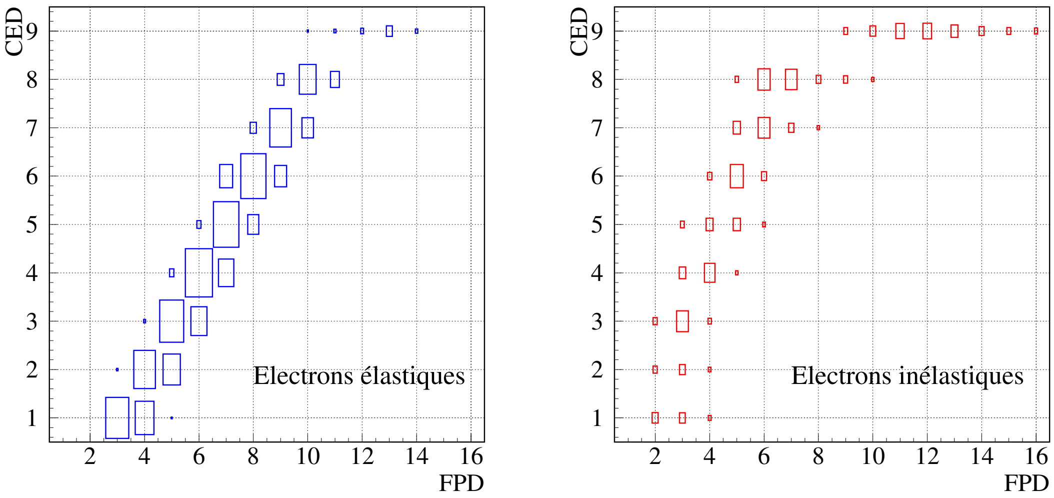



FIG. 3.19 – *Matrice de coïncidence CED versus FPD à $Q^2 = 0.3$ $(GeV/c)^2$ ($E_0 = 424$ $MeV$) sur cible d'hydrogène. La taille des rectangles est proportionnelle aux taux de comptage.*

d'un prototype [107], le nombre de photons générés a été mesuré être de l'ordre de 200 photo-électrons pour des muons d'origine cosmique au minimum d'ionisation, ce qui est suffisant pour une bonne détection des électrons.

La détection des électrons de diffusions inélastiques permettra également de mesurer l'asymétrie de violation de parité dans la transition $N \to \Delta$ [108] . Cette information, accessible dans la matrice de coïncidence CED-FPD (voir figure 3.19), permet d'extraire la masse axiale de la transition N-$\Delta$ caractérisant la dépendance dipôlaire du facteur de forme axial (voir paragraphe 1.5.3).

### 3.6.3 Etude du bruit de fond

Comme dans le cas des angles avant, une mesure expérimentale des sections efficaces inclusives de production de $\pi^-$ a permis de valider les générateurs utilisés par la simulation, permettant ainsi une étude détaillée du bruit de fond. L'expérience a été réalisée dans le hall C du TJNAF avec le spectromètre SOS.

#### 3.6.3.1 Mesure dans le hall C

Le cas le plus défavorable pour l'expérience $G^0$ aux angles arrière correspond à la mesure utilisant le faisceau d'électrons d'énergie la plus élevée ($E_0 = 799$ $MeV$ et $\theta = 110^o$). Les conditions expérimentales de l'expérience E-93-038 ($E_0 = 824$ $MeV$ et $\theta = 136.5^o$) étaient assez proches pour que cette mesure permette de valider les générateurs à cette cinématique, et les généraliser pour les autres cinématiques de $G^0$. Le tableau 3.4 donne les différentes cinématiques et cibles utilisées pour ces mesures. Les sections efficaces ont été mesurées en utilisant des cibles d'hydrogène et de deutérium liquide afin de déterminer

| Energie du faisceau = 824 MeV<br>angle du SOS =136.5 deg | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Impulsion | Cible | | | | |
| (MeV/c) | LH2 (4cm) | LD2 (4cm) | LH2 (15cm) | LD2 (15cm) | Dummy AL |
| 150 | X | X | X | X | X |
| 200 | X | X | X | X | X |
| 270 | X | X | | | X |
| 300 | X | X | | | X |

TAB. 3.4 – *Conditions expérimentales des mesures de section efficace inclusive de production de $\pi^-$ en utilisant SOS.*

les taux de comptage pour les deux mesures de $G^0$ aux angles arrière. De plus, les mesures ont été faites en utilisant deux longueurs de cible différentes (4 cm et 15 cm) afin de mesurer les contributions des processus de photoproduction et d'électroproduction à la section efficace inclusive de production de $\pi^-$. En effet, en augmentant la longueur de la cible, on augmente le flux de photons réels créés par Bremsstrahlung et donc le taux de production provenant de la photoproduction.

Comme pour l'analyse décrite dans le paragraphe 3.5.3.1, des coupures sur la position de l'interaction dans la cible reconstruite par SOS et sur les angles de production des particules ont été faites afin de travailler dans une région ou l'acceptance du spectromètre est constante.

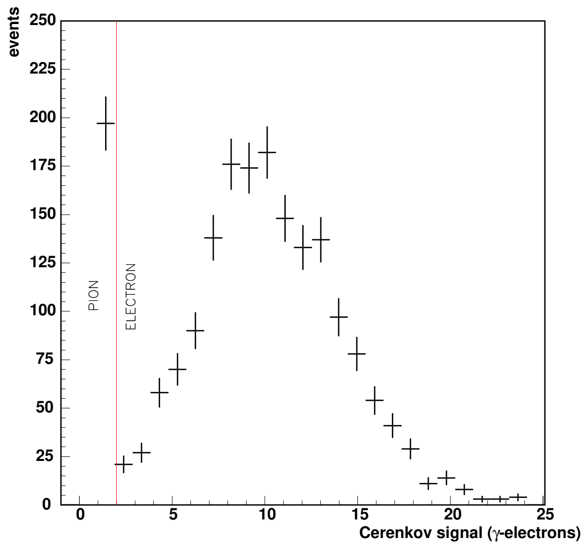



FIG. 3.20 – *Spectre d'identification typique provenant du Čerenkov à gaz du SOS.*

La différenciation entre $\pi^-$ et électrons a été réalisée en utilisant le Čerenkov à gaz du

SOS. Le gaz utilisé pour ce détecteur est du fréon qui a un indice de réfraction de 1.00108 dans des conditions normales de température et de pression (1 atmosphère, température ambiante). Ainsi le seuil de détection des pions se situe à une impulsion de 3 GeV/c alors que celui des électrons n'est que de 11 MeV/c. Aux cinématiques auxquelles nous avons fait nos mesures, les électrons produisent un signal dans le Čerenkov ce qui n'est pas le cas des pions. Quatre miroirs réfléchissent les photons Čerenkov sur quatre photomultiplicateurs dont les signaux sont ensuite sommés afin de permettre l'identification de la particule. La figure 3.20 montre un spectre typique représentant cette somme.

| Impulsion (MeV/c) | 150 | 200 | 260 | 320 |
|---|---|---|---|---|
| Correction | $2.27 \pm 0.23$ | $1.78 \pm 0.18$ | $1.53 \pm 0.15$ | $1.41 \pm 0.14$ |

TAB. 3.5 – *Correction appliquée aux taux de détection de $\pi^-$ afin de tenir compte de la décroissance de ces particules.*

L'inefficacité mesurée de détection des électrons par le Čerenkov était inférieure à 1%. La contribution des parois d'aluminium de la cible a été soustraite. La correction apportée aux données pour la cible de deutérium est de l'ordre de 5% mais atteint 50 % pour l'extraction de la section efficace de production de $\pi^-$ sur la cible d'hydrogène, les $\pi^-$ étant dans ce cas principalement créés par électroproduction sur les neutrons de la fenêtre d'aluminium. Comme dans le cas des mesures en $\pi^+$ , une correction due à la décroissance des pions a dû être faite. Elle a été calculée en utilisant le programme de simulation des spectromètres du hall C, SIMC. Le tableau 3.5 donne ce facteur de correction en fonction de l'impulsion centrale sélectionnée par le spectromètre.

Les spectres de la figure 3.21 montrent les sections efficaces mesurées expérimentalement lors de ce test. Comme prévu, on peut voir une augmentation de la section efficace de production de pions lorsque que l'on passe d'une cible de 4 cm à une cible de 15 cm. Cette augmentation est due au fait qu'avec une cible plus longue, le faisceau d'électrons crée plus de photons réels par Bremsstrahlung. En effet, le flux de photons réels en un point donné de la cible dépend de la longueur de matériaux traversé par le faisceau d'électrons avant le point d'interaction. Ces résultats montrent également que la photoproduction de $\pi^-$ à cette cinématique n'est pas le processus dominant contrairement à la production de $\pi^+$ aux angles avant. Pour sa part, la détection d'électrons reste inchangée car seuls les processus de diffusion inélastique contribuent à ce taux de comptage.

#### 3.6.3.2 Comparaison avec les générateurs

A la vue des résultats expérimentaux, il est clair que, contrairement aux cas des angles avant, la photoproduction de pion, décrite par le code GRAAL, n'est plus le processus dominant. L'électroproduction de $\pi^-$ a été simulée en utilisant le générateur MAID [109], qui inclut les processus d'électroproduction de un pion sur le nucléon ($ep \to e'n\pi^+$, $en \to e'p\pi^-$). Ce générateur donne de bons résultats quant à la production de $\pi^-$ sur le

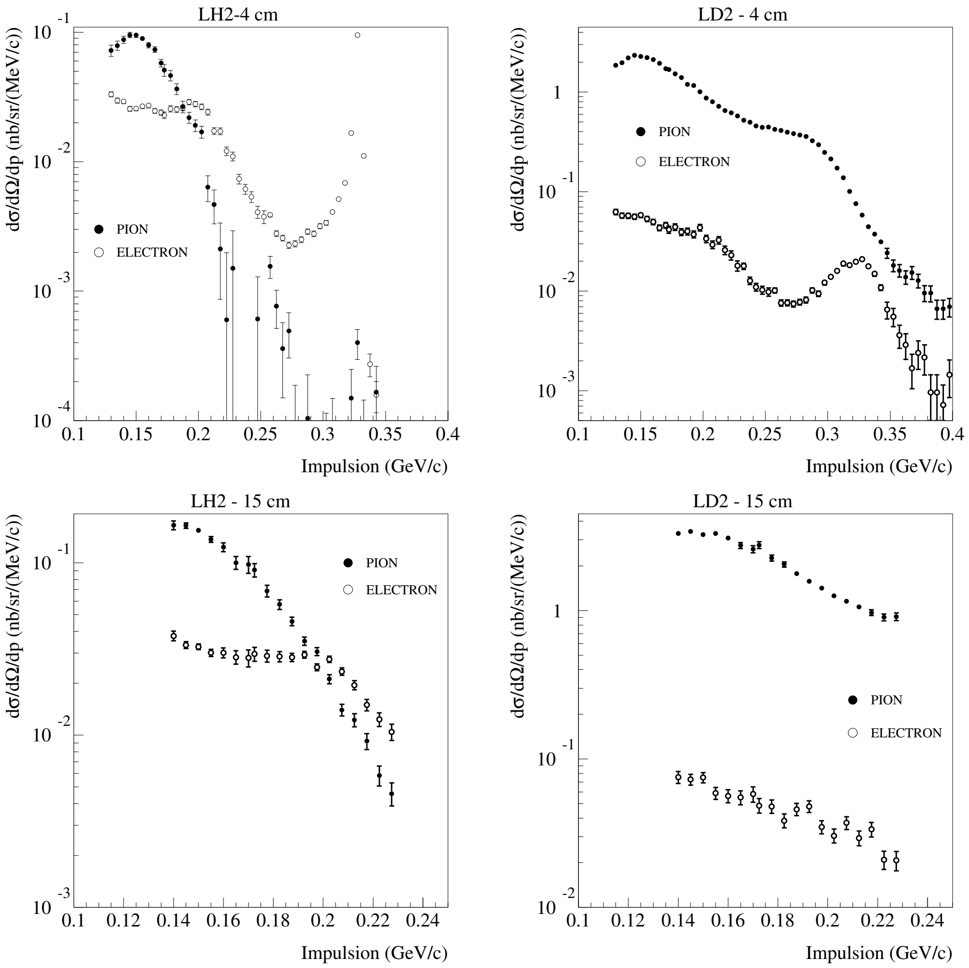



FIG. 3.21 – *Sections efficaces de production inclusive de $\pi^-$ et de détection d'électrons provenat de diffusion inélastique en fonction de l'impulsion des particules détectées mesurées durant l'expérience dans le hall C.*

deutérium pour laquelle le processus majoritaire est $en \to e'p\pi^-$. Pour la production de $\pi^-$ sur le proton, le processus majoritaire $ep \to e'p\pi^+\pi^-$ n'est pas inclus dans ce générateur. Afin d'être en mesure d'évaluer les taux de comptage en $\pi^-$ dans les détecteurs $G^0$ durant les mesures sur le proton, nous avons développé un générateur d'électroproduction de mésons basé sur le générateur GRAAL. En effet, les sections efficaces d'électroproduction peuvent s'écrire en fonction de celles de photoproduction :

$$\sigma_{ep\to X} = \Gamma_t \sigma_{\gamma p\to X} \tag{3.4}$$

où $\Gamma_t$ représente le flux de photons virtuels. Ce nouveau générateur ne donne toutefois pas de très bons résultats. En effet, afin de normaliser nos taux de production pour le générateur d'électroproduction, nous intégrons la section efficace totale de diffusion électron-proton sur tout l'espace de phase accessible. Ceci implique une intégration sur la quadri-impulsion $Q^2$ de zéro à sa valeur maximale. Le problème est qu'à $Q^2$= 0, la paramétrisation que nous utilisons pour les fonctions de structure [110] diverge. Afin

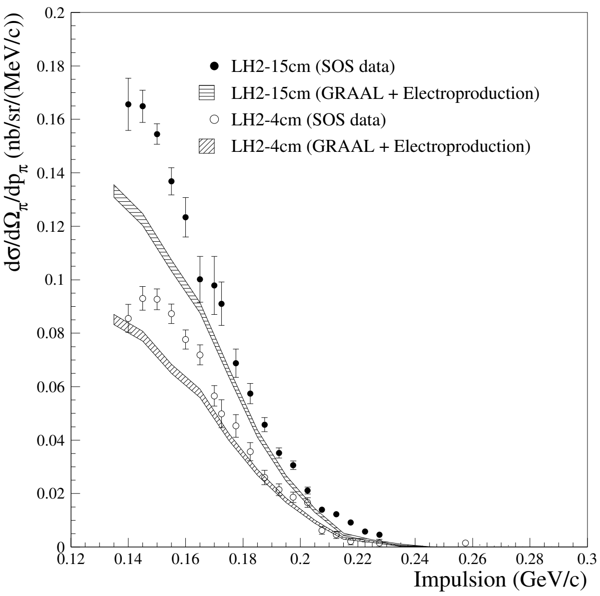



FIG. 3.22 – *Comparaison entre les données obtenues avec SOS et le résultat des simulations pour les sections efficaces de production de $\pi^-$ sur cible d'hydrogène.*

de remédier à ce problème, nous avons commencé l'intégration à $Q^2 = 10^{-6}$ $(GeV/c)^2$. En changeant cette limite inférieure à $Q^2 = 10^{-20}$ $(GeV/c)^2$, les taux de production sont doublés. Un générateur d'électroproduction de mésons sur le proton est en cours de développement à l'IPN-Orsay [111]. Afin d'obtenir un ordre de grandeur des taux de comptage dans les détecteurs, nous avons toutefois utilisé le générateur d'électroproduction développé à l'ISN-Grenoble.

La figure 3.22 montre la comparaison entre les données expérimentales sur cible d'hydrogène et la simulation qui est la somme des sections efficaces obtenues par le générateur GRAAL (photoproduction) et notre générateur d'électroproduction. La contribution de l'électroproduction à la section efficace ne dépend pas de la longueur de la cible utilisée. La variation de section efficace entre une cible de 4 cm et une cible de 15 cm est uniquement due à la variation du flux de photons réels créés par Bremsstrahlung. La simulation n'est pas en très bon accord avec les mesures expérimentales, et donne des sections efficaces de production de $\pi^-$ qui sont de l'ordre de 10 à 15 % plus faible que celles mesurées expérimentalement. Ces générateurs donnent toutefois le bon ordre de grandeur pour les sections efficaces et ceci est suffisant pour obtenir les taux de comptage dans les détecteurs $G^0$.

La figure 3.23 compare les données expérimentales et le résultat des simulations pour les sections efficaces de production de $\pi^-$ sur une cible de deutérium de 4 et 15 cm. La simulation est la somme des sections efficaces obtenues par les générateurs GRAAL et MAID. La simulation est cette fois en très bon accord avec les données expérimentales et est également capable de tenir compte de l'augmentation du taux de comptage avec celle du flux de photons réels.

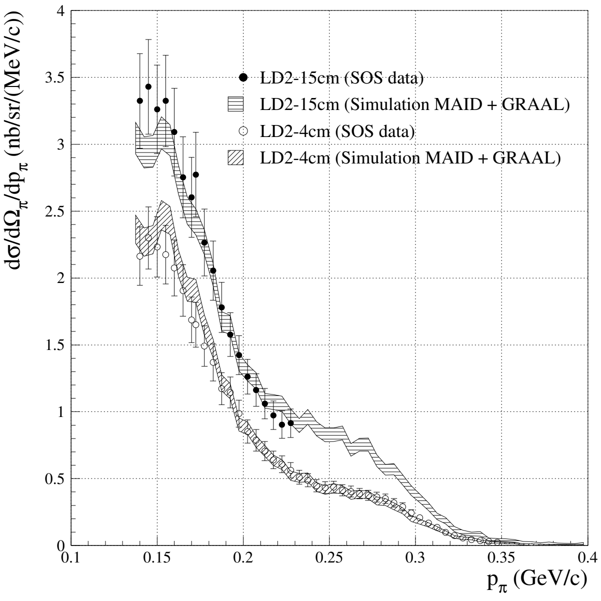



FIG. 3.23 – *Comparaison entre les données obtenues avec SOS et le résultat des simulations pour les sections efficaces de production de $\pi^-$ sur cible de deutérium.*

Ces résultats nous permettent de valider de ces générateurs pour la détermination des taux de comptage dans les détecteurs FPD et CED.

#### 3.6.3.3 Estimation du bruit de fond

Les taux de comptage dans les détecteurs $G^0$ (FPD et CED) ont été calculés en utilisant le programme de simulation G0-GEANT, couplé aux générateurs GRAAL et MAID pour la cible de deutérium et aux générateurs GRAAL (photo et électro-production) pour la cible d'hydrogène. Pour cette étude nous avons supposé un faisceau d'électrons de 40 $\mu A$ incident sur une cible d'hydrogène (ou de deutérium) de 20 cm de long.

Il est important de noter que les cellules où est localisée la diffusion élastique électron-proton est peu contaminé par des électrons provenant de diffusions inélastiques (voir figure 3.19). Ces derniers représentent dans ces cellules, dans le cas de la cible d'hydrogène, environ 1 % du signal total pour une énergie de 424 MeV et 10 % pour une énergie de 799 MeV. Les taux de comptage en électrons inélastiques sur la cible de deutérium ne sont pas disponibles. La simulation des processus d'électroproduction sur le deutérium est faite avec MAID. Ce programme donne uniquement la cinématique du pion créé.

La contamination des pions dans le pic élastique en utilisant la cible d'hydrogène est également assez faible. Cette contamination augmente avec l'énergie du faisceau d'électrons incidents. En effet, en augmentant l'énergie, on augmente le $Q^2$ de la réaction (l'angle de diffusion restant fixe), ce qui a pour effet de diminuer les taux de comptage élastiques. Au contraire, en utilisant une énergie faisceau plus grande, le taux de production de $\pi^-$ augmente car il y a plus d'énergie dans le centre de masse du système disponible. Il en découle que la contamination des $\pi^-$ est de l'ordre de 1 % pour une énergie de 424 MeV et de 17 % pour une énergie de 799 MeV.

Dans le cas de la cible de deutérium, la contamination des $\pi^-$ devient très importante. Dans le cas le plus favorable (une énergie incidente de 424 MeV) les $\pi^-$ représentent 30 % du signal total des cellules de la matrice de coïncidence CED-FPD correspondant au pic de diffusion quasi-élastique électron-deuton (voir figure 3.19). Pour une énergie de 799 MeV ils atteignent environ 90 % du signal total. Le signal provenant de la diffusion quasi-élastique est alors masqué par la détection importante de $\pi^-$.

Cette forte augmentation du taux de comptage en pions entre la cible d'hydrogène et de deutérium s'explique facilement. Dans le cas de l'hydrogène, le processus majoritaire dans la production de $\pi^-$ est $e^-p \rightarrow e^-p\pi^-\pi^+$ qui est un processus à deux pions. Dans le cas de la cible de deutérium le processus majoritaire est $e^-n \rightarrow e^-p\pi^-$ qui est un processus à un pion. La section efficace associée au processus à deux pions est beaucoup plus faible que celle du processus à un pion, ce qui explique les différences de taux de comptage observées.

Une telle contamination de $\pi^-$ est déjà génante dans le cas d'une cible de proton et ne permet plus d'extraire l'asymétrie de violation de parité dans le cas du deuton. Il est donc nécessaire d'éliminer cette contribution. Ceci a conduit à un changement de stratégie expérimentale de l'expérience $G^0$. La discrimination entre les $\pi^-$ et les électrons sera faite par un détecteur Čerenkov non prévu au départ car ces simulations n'avaient pas été menées à terme.

### 3.6.4 Le Čerenkov à aérogel

Ce détecteur est basé sur l'effet Čerenkov, une émission de lumière visible lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu d'indice de réfraction $n$ à une vitesse supérieure à la vitesse $v_0 = c/n$ de la lumière dans ce milieu ($c$ est la vitesse de la lumière dans le vide). Le rayonnement est émis dans un cône de demi-angle au sommet $\theta$ tel que $\cos\theta = v_0/v$, où $v$ est la vitesse de la particule. Le principe du détecteur Čerenkov consiste donc à choisir un milieu transparent d'indice $n$, nommé radiateur, tel que la vitesse des pions soit inférieure à la vitesse seuil $v_0$ de ce milieu et que celle des électrons y soit supérieure. Ainsi le passage d'un électron sera signé par la création de lumière visible, détectable par des photo-multiplicateurs.

Le radiateur choisi pour l'expérience $G^0$ est de l'aérogel [112], matériel classé dans la catégorie des mousses. Il s'agit d'un matériau composite dont l'un des éléments est une phase gazeuse (ici l'air) et le second une phase solide (ici un gel de silice $(SiO_2)_n$). Ce matériau a le grand avantage de créer un nombre important de photons visibles pour une épaisseur traversée par la particule assez faible, et également d'avoir une densité très faible. Le détecteur Čerenkov devant être compact, induire une perte d'énergie la plus faible possible et ne pas générer de gerbes pour les électrons, l'aérogel a donc été retenu comme radiateur.

Il faut maintenant choisir l'indice de l'aérogel. Dans la configuration la plus défavorable (énergie incidente de 799 MeV), l'impulsion maximale des $\pi^-$ est de l'ordre de 400 MeV/c. L'indice maximal du radiateur dans lequel les $\pi^-$ ne créent pas de photon est de 1.06.

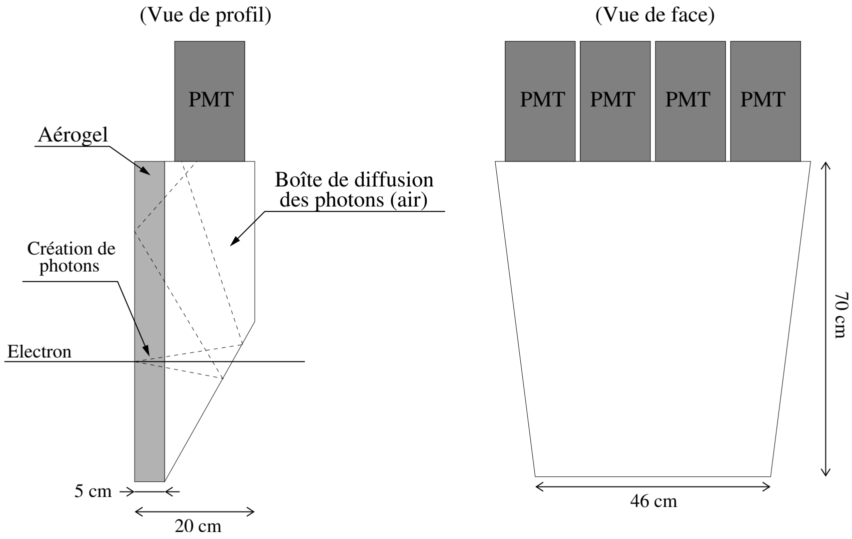



FIG. 3.24 – *Vues schématiques du détecteur Čerenkov pour un secteur.*

Les $\pi^-$ sont des particules instables qui décroissent à 99.99 % en $\mu^-$ [14] ($\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu_\mu}$). Du fait de leur plus faible masse, les $\mu^-$ d'une impulsion de 400 MeV/c peuvent créer de la lumière par effet Čerenkov dans un milieu d'indice supérieur ou égal à 1.035. Ainsi, il faudra choisir un indice de réfraction inférieur à 1.035 afin de limiter les contaminations provenant des $\mu^-$, produits de desintégration des $\pi^-$.

Le détecteur Čerenkov est en cours de développement [113]. Quatre octants sur huit seront construits par l'ISN-Grenoble. Nous donnons ici quelques caractéristiques prévues pour ce détecteur. La figure 3.24 montre schématiquement la géométrie générale d'un détecteur Čerenkov pour un secteur. L'épaisseur de l'aérogel sera de 5 cm afin de réduire le coup du détecteur tout en gardant un nombre de photons créés suffisant. L'indice de réfraction choisi est de 1.035. Les photons Čerenkov créés par l'électron incident se propagent ensuite dans l'air jusqu'à quatre photo-multiplicateurs situés au sommet du détecteur. Les parois internes du détecteur sont recouvertes de papier Millipore [114] qui a la propriété d'avoir une très forte réflectivité diffuse [115]. Les performances d'un tel dispositif ont été simulées en utilisant le programme LITRANI [116] permettant la génération et la propagation de photons à travers un système optique complexe. Le nombre moyen de photons détectés par l'ensemble des quatre PMTs est de l'ordre de 10 pour un électron ayant une impulsion comprise entre 200 et 400 MeV/c. Le détecteur Čerenkov sera placé entre les CEDs 1 à 8 et le CED 9 (voir figure 3.18).

### 3.6.5 Effet du détecteur Čerenkov sur le bruit de fond

Le détecteur Čerenkov a été introduit dans le programme G0-GEANT. Comme nous le verrons au paragraphe 3.8.2, il est prévu que le signal issu du Čerenkov soit utilisé dans l'électronique pour autoriser le codage de l'événement. Afin de mettre en évidence l'effet du détecteur Čerenkov, nous n'avons donc retenu dans la simulation que les événements

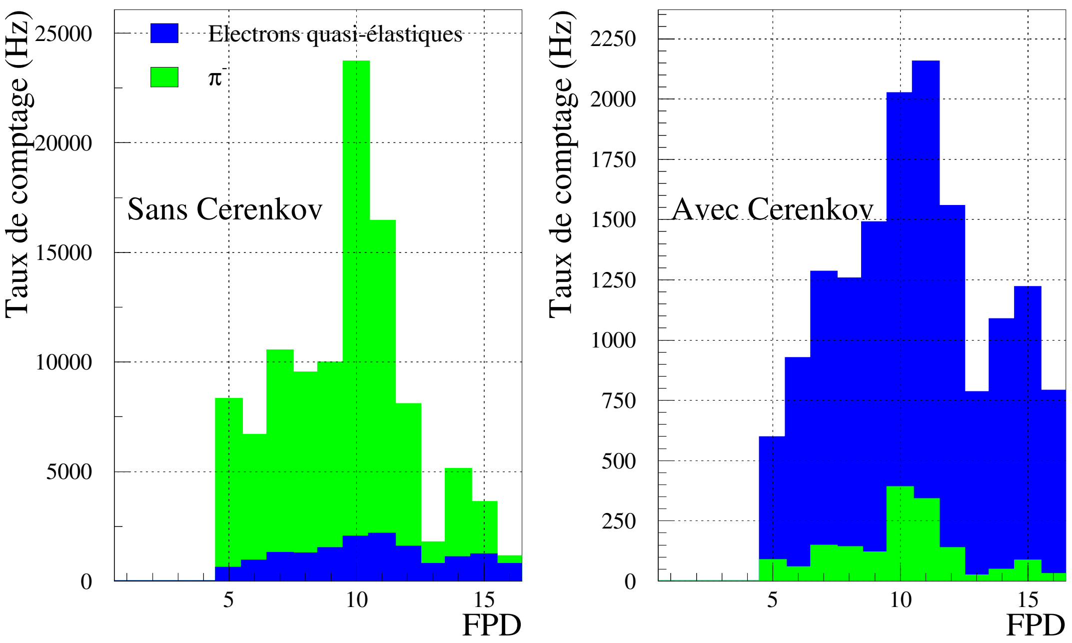



FIG. 3.25 – *Taux de comptage en fonction du FPD touché dans la configuration angles arrière avec une cible de deutérium et une énergie incidente du faisceau de 799 MeV. Ces figures sont les projections des matrices de coïncidence où seules les cellules contribuant significativement au taux de comptage quasi-élastique ont été introduite.*

produisant une coïncidence entre un CED, un FPD et le Čerenkov. L'efficacité de détection des électrons par le Čerenkov obtenue par simulation est de 95 %. La simulation montre que l'utilisation du Čerenkov permet de diminuer la contribution des $\pi^-$ à moins de 20 % du signal total dans les cellules du pic quasi-élastique dans le cas le plus critique (sur cible de deuton, énergie de 799 MeV). Les spectres de la figure 3.25 montre les taux de comptage avec et sans Čerenkov pour chaque FPD touché où seules les cellules contribuant au pic de diffusion quasi-élastique ont été inclues. Nous voyons que le détecteur Čerenkov induit un facteur de réjection de l'ordre de 60 pour les pions dans cette configuration (conditions de la figure 3.25). Ce niveau de contamination est désormais acceptable. Il sera tout de même nécessaire d'estimer le taux de comptage et l'asymétrie des $\pi^-$ en utilisant les cellules où seuls ces derniers sont détectés.

# 3.7 Le faisceau d'électrons

## 3.7.1 Structure en temps

Comme nous l'avons vu, le faisceau d'électrons nécessaire à l'expérience $G^0$ demande une structure spécifique afin de permettre aux angles avant une mesure du temps de vol des particules détectées et pour les angles arrière permettre de réaliser la coïncidence CED-FPD.

Afin de rendre possible ces mesures, un temps d'environ 30 ns est nécessaire entre l'arrivée de deux paquets d'électrons. Ceci donnera le temps aux particules d'arriver jusqu'au niveau des détecteurs FPD ainsi qu'à l'électronique d'enregistrer les signaux provenant des détecteurs. Le réglage initial du CEBAF fournit un faisceau d'électrons pulsé à 499 MHz par hall, ce qui donne une arrivée d'un paquet d'électrons dans le hall expérimental toutes les 2 ns. Pour l'expérience $G^0$, la fréquence de l'accélérateur sera un seizième de la fréquence nominale, soit 31.2 MHz. Un paquet d'électrons arrivera alors au niveau de la cible $G^0$ toutes les 32 ns, ce qui satisfait nos spécifications.

Cette nouvelle structure du faisceau n'est pas sans poser quelques problèmes. En effet, l'expérience $G^0$ souhaite utiliser un faisceau d'une intensité de 40 $\mu A$ (intensité maximale acceptée par la cible). Dans la configuration nominale de l'accélérateur, une telle intensité moyenne est obtenue avec une intensité instantanée (intensité de chaque paquet d'électrons) de 1.45 mA ce qui correspond à $5.10^5$ électrons par paquet. Avec la configuration demandée par la collaboration $G^0$, cette intensité pic est multipliée par 16, soit 23.2 mA. L'augmentation du nombre d'électrons par paquet accroit les effets d'étalement spatial des paquets d'électrons, nécessitant des transformations de la ligne de faisceau de l'injecteur (ajout d'un pré-buncher) [75]. De plus, le laser utilisé à CEBAF pour créer le faisceau standard (100 $\mu A$ à 499 MHz) ne permet pas la création du faisceau "$G^0$" car d'une part la fréquence ne peut être changée à 31.2 MHz, et d'autre part le laser actuel n'est pas assez puissant pour fournir une intensité pic de 23 mA. Le nouveau système sera constitué d'un laser continu d'une puissance de 10 Watts [117], utilisé pour pomper optiquement un cristal laser de saphir de titane dans une configuration appelée "mode-locked". Le "mode-locking" correspond à la mise en phase de tous les modes longitudinaux d'un laser grâce à un modulateur acousto-optique installé à l'intérieur de la cavité laser [118]. Cette mise en phase des différents modes a pour effet de créer une interférence constructive en un point précis de la cavité (là où tous les modes sont à leur maximum), créant ainsi une impulsion laser intense qui se propage dans la cavité à la vitesse de la lumière. On obtient donc un laser pulsé à une fréquence $f$ donnée par :

$$f = \frac{c}{2L} \tag{3.5}$$

où $c$ est la vitesse de la lumière et $L$ la longueur de la cavité optique. Ainsi dans le cas de $G^0$, pour obtenir un laser d'une fréquence de 31.2 MHz il faut utiliser une cavité optique de 4.8 mètres. La longueur de l'impulsion laser obtenue est de l'ordre de 100 ps.

### 3.7.2 Changement de l'hélicité

Un changement fréquent de l'hélicité des électrons incidents est très important pour les expériences de violation de parité. En effet les mesures des taux de comptage dans les deux états d'hélicité doivent être très rapprochées en temps afin d'éliminer des erreurs systématiques dues à des changements lents (de l'ordre de la seconde) des caractéristiques du faisceau, de la cible et/ou des détecteurs.

Durant l'expérience $G^0$, l'hélicité sera changée à une fréquence de 30 Hz synchronisée au 60 Hz (fréquence du courant alternatif délivré aux Etats-Unis). La séquence d'hélicité est constituée de paires, une paire étant composée de deux états d'hélicité opposés. La première hélicité de la paire est déterminée de façon pseudo-aléatoire et la seconde est automatiquement l'opposée de la première (voir figure 3.26). Ce changement aléatoire de l'hélicité du faisceau permet d'éliminer des effets systématiques dus à des variations lentes et monotones des paramètres de l'appareillage. Pour illustrer ce point, supposons par exemple que les seuils des discriminateurs se mettent à diminuer doucement au cours du temps. Avec un faisceau d'électrons ayant une séquence d'hélicité du type "+-+-+-", le taux de comptage vu durant l'état d'hélicité (-) sera en moyenne plus élevé que celui vu durant l'état d'hélicité (+) qui le précède. Il en résulterait donc une fausse asymétrie due à cette variation lente.

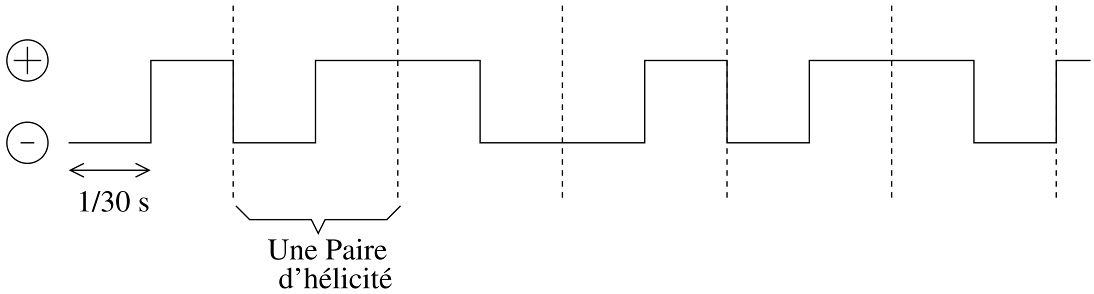



FIG. 3.26 – *Exemple d'une séquence d'hélicité.*

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.2, le renversement de l'hélicité est assuré par la cellule de Pockels. La durée du renversement est d'environ 100 $\mu s$, temps nécessaire pour que la tension aux bornes de la cellule de Pockels se stabilise. L'asymétrie est alors mesurée pour chaque paire d'hélicité en utilisant les taux de comptage de chaque état d'hélicité formant cette paire. L'asymétrie finale mesurée par l'expérience sera ainsi la moyenne des asymétries individuelles mesurées pour chaque paire d'hélicité.

## 3.8 Les électroniques

Mesurer des asymétries très faibles avec une grande précision ($\Delta A \sim 10^{-7}$) nécessite des statistiques importantes ($10^{14}$ événements). Les taux de comptage pour de telles expériences sont typiquement de l'ordre de 10 à 100 MHz. Ceci est bien au delà des capacités des systèmes d'acquisition de données basés sur un codage événement par événement.

Les expériences de violation de parité qui ont déjà eu lieu, comme SAMPLE et HAPPEX, ou en cours de prise de données, comme PVA4, ont choisi deux philosophies différentes pour leur électronique d'acquisition. Les expériences SAMPLE et HAPPEX intègrent la charge des signaux analogiques des détecteurs pendant chaque état d'hélicité. Cette charge est proportionnelle, dans le cas d'HAPPEX, à l'énergie déposée par les particules dans le calorimètre, et dans le cas de SAMPLE, à la quantité de photons Čerenkov créés par les particules dans l'air. Cette technique a pour avantage de ne générer aucun temps mort de l'acquisition. Le plus gros désavantage est qu'en intégrant les signaux, on perd totalement l'information individuelle de chaque événement tel que le point d'impact dans le détecteur ou l'énergie déposée. Ces informations sont importantes pour la soustraction des événements de diffusions inélastiques qui constituent un bruit de fond pour la détection des événements de diffusions élastiques.

Pour sa part, l'expérience PVA4 (voir paragraphe 7.3), a privilégié la connaissance des caractéristiques en énergie de chaque événement au prix d'une perte de taux de comptage due au temps mort de l'électronique d'acquisition. Cette technique permet ensuite d'effectuer des coupures sur cette information afin d'extraire le signal physique recherché du bruit de fond.

La stratégie choisie par l'expérience $G^0$ est proche de celle utilisée par PVA4. En effet, l'électronique $G^0$ permet le traitement rapide pour chaque événement de l'information pour une caractéristique donnée avec un minimum de temps mort. Cette information n'est toutefois collectée, sous la forme d'un spectre, qu'à la fin de chaque état d'hélicité. Il est ainsi possible d'appliquer des coupures globales (sur les spectres de temps de vol pour la mesure aux angles avant et sur les matrices de coïncidence pour les mesures angles arrière) permettant la séparation du signal élastique du bruit de fond.

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe 3.2, il est nécessaire de développer des électroniques spécifiques pour les deux modes de prise de données que nous allons exposer dans les deux paragraphes suivant.

### 3.8.1 Electronique "angles avant"

Deux électroniques ont été développées d'une part par la partie nord-américaine de la collaboration et d'autre part par la partie française. Chaque électronique servira à lire les détecteurs FPD fabriqués par ces deux composantes de la collaboration. Cette double approche permet une comparaison des résultats obtenus par deux électroniques différentes et fournira ainsi la possibilité de mettre en évidence des effets systématiques liés à la détection et/ou à l'électronique. Dans ce paragraphe, nous décrivons principalement l'électronique développée par le groupe d'électronique de l'IPN-Orsay qui est une électronique complètement intégrée, basée sur le développement de la carte DMCH-16X [119]. L'électronique américaine est modulaire, utilisant en grande partie des modules commerciaux ainsi que des ASIC développés à l'ISN-Grenoble [120, 121], mais le concept fondamental est identique.

Nous avons vu au paragraphe 3.5, que l'information permettant la séparation du signal élastique du bruit fond est le temps de vol entre la cible et les détecteurs qui doit être mesuré et enregistré pour chaque événement. Un histogramme des temps de vol des particules détectées par chaque FPD des huit secteurs de détection est ainsi construit. Toutefois si ceux-ci sont remplis en temps réel pour chaque événement détecté, leur enregistrement n'est fait qu'à chaque renversement de l'hélicité afin de ne pas générer de temps mort.

La figure 3.27 montre l'architecture d'une voie d'électronique française permettant le traitement de l'information provenant d'un détecteur FPD (une paire de scintillateurs). Une carte DMCH-16X compte huit voies de ce type permettant le codage en temps d'un demi secteur de détection. Une voie d'électronique reçoit en entrée quatre signaux analo-

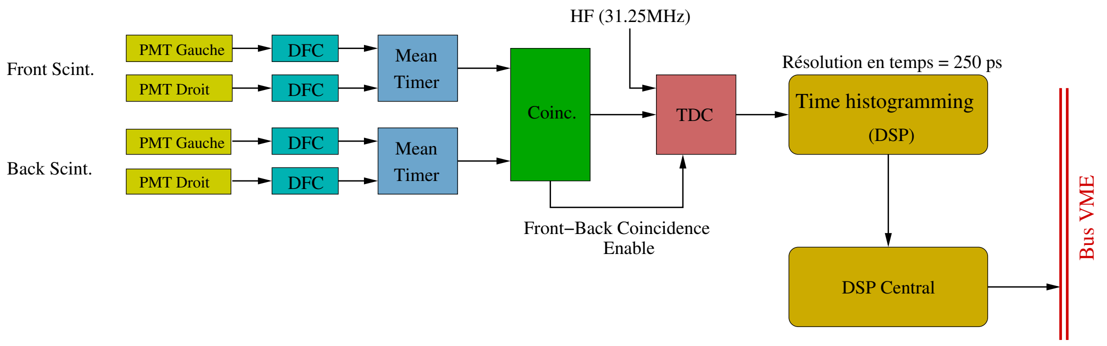



FIG. 3.27 – *Schéma représentant l'architecture d'une voie d'électronique angles avant.*

giques provenant des photo-multiplicateurs d'un détecteur FPD (deux pour le scintillateur "Front" et deux pour le "Back"). Ceux-ci sont envoyés sur un discriminateur à fraction constante (DFC). Les deux signaux logiques associés au détecteur Front d'une part et les deux associés au détecteur Back d'autres part sont alors traités par des "mean-timer", modules qui délivrent un signal dont le temps de sortie est proportionnel à la moyenne des temps d'arrivée des deux signaux d'entrée. Les scintillateurs étant de longueur appréciable, l'amplitude et le temps de sortie du signal analogique des photo-multiplicateurs dépendent du point d'impact de la particule. L'utilisation de DFC et de Mean-Timers permet ainsi d'obtenir un signal de sortie indépendant du point de passage de la particule dans le scintillateur. Les signaux de sortie des Mean-Timers (un pour le scintillateur Front et un pour le Back) sont ensuite envoyés sur un module programmable. Ce module met en coïncidence les signaux Front et Back dans une fenêtre en temps de 7 ns, permettant ainsi la réjection de bruit de fond pour lequel seul un des deux FPDs est touché. Ce module peut travailler dans dix modes différents (fenêtre de coïncidence courte ou longue, Front et/ou Back, avec ou sans coïncidence, etc.), sélectionnés par programmation et permettront différents tests.
Les DFC et Mean-Timer ayant des temps morts $t_{MT}$ d'environ 35 ns, il est nécessaire d'apporter une correction aux taux de comptage mesurés afin d'obtenir les taux de comptage "vrais". La probabilité qu'a l'électronique d'être en temps mort à l'instant $t$ est la somme des probabilités d'avoir eu un événement entre les temps $t - t_{MT}$ et $t$. Ainsi le temps mort de l'électronique pour un bin[b] donné du spectre en temps de vol dépend des taux de comptage dans les bins qui le précèdent ainsi que du temps mort $t_{MT}$ des modules d'électronique. Une mesure précise du temps mort nécessiterait alors une très bonne connaissance de $t_{MT}$ qu'il est difficile d'obtenir.

Afin d'éviter ce problème un temps mort additionnel peut être introduit au niveau du TDC, l'empéchant de coder l'événement. L'option qui a été choisie est de bloquer le codage des événements durant toute la durée du pulse suivant (32 ns). Ainsi, un événement arrivant dans le bin $i$ sera en temps mort si un événement a été enregistré dans les bins 0 à $i - 1$ du pulse considéré mais également si un événement est arrivé durant le pulse précédent. La probabilité que l'électronique soit en temps mort au bin $i$ est la somme de la

[b]Il y a 128 bins de 250 ps chacun (128 * 250 ps = 32 ns).

probabilité d'avoir un événement durant un pulse et de celle d'avoir un événement entre les bins 0 et $i-1$. Le temps mort ne dépend donc plus du temps $t_{MT}$. Ce dispositif est appelé NPN (Next Pulse Neutralisation). Le temps mort du DFC et/ou du mean-timer pouvant être supérieur à 32 ns, il est nécessaire pour les derniers bins du pulse d'appliquer 2 NPN. Une description complète des corrections de temps mort peut être trouvé dans la référence [124].

Un TDC rapide, d'une gamme de 32 ns et d'une résolution de 250 ps (taille d'un bin en temps), mesure alors la différence de temps entre le signal haute fréquence de 31.25 MHz, signalant l'arrivée d'un paquet d'électrons au niveau de la cible, et le signal de coïncidence. L'information issue du TDC est ensuite traitée par un DSP (Digital Signal Processor) qui remplit le spectre en temps avec une résolution de 250 ps. Les données sont transférées à un second DSP pendant le renversement d'hélicité qui dure environ 200 $\mu$s. Ce second DSP est utilisé pour l'envoi des données à l'acquisition à travers le bus VME pendant l'état d'hélicité suivant.

### 3.8.2 Electronique "angles arrière"

Comme dans le cas précédent, les groupes nord-américain et français ont développé deux électroniques identiques dans le principe mais différentes dans la réalisation. Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.6.1, il est nécessaire de développer une électronique permettant la création d'une matrice de coïncidence entre CED et FPD pour chaque état d'hélicité en prenant en compte le signal issu du Čerenkov.

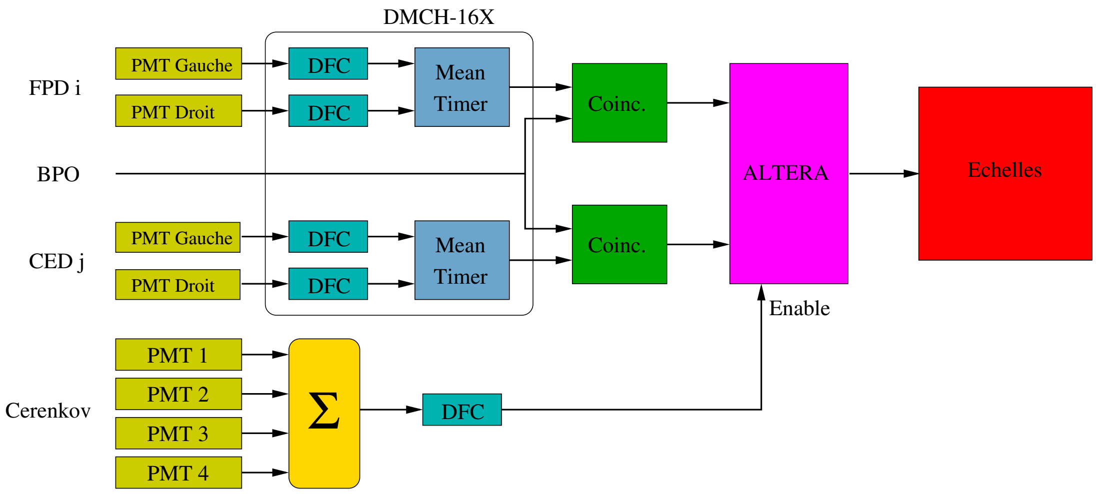



FIG. 3.28 – *Schéma représentant l'architecture d'une voie d'électronique aux angles arrière permettant la coïncidence du FPD i avec le CED j. Il y a un seul module ALTERA par carte d'électronique permettant la création de la matrice de coïncidence de 2 secteurs de détection [122].*

La figure 3.28 représente l'architecture de l'électronique française aux angles arrière. Pour un octant, les signaux des neuf CEDs et des quatorze scintillateurs "Front" des

FPDs sont envoyés en entrée de deux cartes DMCH-16X (une pour les CEDs, et une pour les FPDs). Ces cartes délivrent les signaux logiques issus des Mean-Timers (voir figure 3.27) qui sont envoyés en entrée d'un module de coïncidence CED-FPD. L'utilisation des cartes DMCH-16X nous donne également accès au spectre en temps de chaque détecteur (comme dans le cas des angles avant). Cette fonctionnalité permettra une étude détaillée du bruit de fond.

Les électrons voyageant tous à la même vitesse, ils ont un temps de passage dans chaque CED et FPD bien déterminé avec une très faible dispersion (inférieure à 1 ns). Ainsi, la mise en coïncidence des signaux CED et FPD avec une fenêtre en temps assez étroite (8 ns) comparée aux 32 ns qui séparent l'arrivée de deux paquets d'électrons permet d'éliminer une partie importante du bruit de fond qui n'est pas corrélé en temps. La fenêtre de temps est définie par un détecteur de faisceau (Beam Pick Off). Les signaux CED et FPD, arrivant dans la fenêtre définie par le BPO, sont alors envoyés vers un module programmable de type ALTERA. Ce module fournit les coïncidences de toutes les combinaisons possibles entre les neuf CEDs et les quatorze FPDs. Les cent vingt-six signaux générés sont alors envoyés vers des échelles de comptage développées à l'ISN-Grenoble [121].

Comme nous l'avons vu précédemment, un détecteur Čerenkov sera utilisé pour l'identification de particule (discrimination $e^-/\pi^-$). Les signaux issus des quatre photo-multiplicateurs sont sommés analogiquement et envoyés vers un discriminateur. Ce signal est ensuite utilisé comme un signal de validation pour incrémenter les échelles de comptage.

Les taux de comptage attendus peuvent atteindre 700 kHz par secteur, ce qui est suffisant pour avoir plus d'une particule détectée dans un secteur dans la même fenêtre BPO de 8 ns. Ces événements, nommés "multi-hits", induisent une ambiguïté quant à la reconstruction de la trajectoire des particules et ne sont donc pas inclus dans la matrice de coïncidence. Il est toutefois nécessaire de compter le nombre de ces événements "multi-hits" pour estimer les pertes de taux de comptage qu'il en résulte. Les taux de comptage individuels de chaque détecteur (CED, FPD et Čerenkov) sont également enregistrés pour faire une étude du bruit de fond. Un total de 241 échelles de comptage sont ainsi utilisées pour un secteur de détection.

Une description détaillée de l'électronique angles arrière et de toutes ses fonctionnalités se trouve dans la référence [122].

### 3.8.3 Electronique "de contrôle"

Une électronique "de contrôle" utilise des ADC (Analog to Digital Converter) et TDC (Time to Digital Converter) placés dans un chassis FastBus. Elle permet de mesurer l'amplitude des signaux des PMT et les temps de passage des particules dans les détecteurs. Ce dispositif enregistrera les informations pour un événement tous les 10000. Le but de cette électronique est d'avoir un contrôle en ligne des variations des gains des PMT ainsi que des variations des caractéristiques en temps. Ce dispositif fournira également l'information complète événement par événement. Toujours dans un souci de contrôle en ligne des détecteurs, un système permet un contrôle des gains des PMTs grâce à l'utilisation d'un laser. Ce système nommé GMS (Gain Monitoring System) [123] est constitué d'un faisceau laser pulsé qui est transporté jusqu'aux scintillateurs via une série de fibres optiques. Un signal laser sera émis dans la durée correspondant au renversement de l'hélicité, période durant laquelle l'acquisition standard (mesure de temps de vol) transfert les données. La lecture des événements dits "GMS" sera faite par l'électronique "FastBus".

## 3.9 Le système d'acquisition

Le système d'acquisition utilisé par l'expérience $G^0$ est CODA [125] (CEBAF Online Data Acquisition system), développé par le groupe "acquisition de données" du Thomas Jefferson Laboratory. Ce système permet la lecture des données fournies par l'électronique (histogrammes en temps pour les angles avant, et matrice de coïncidence pour les angles arrière) ainsi que celle des données appelées "slow control" tel que les informations provenant de la cible (température, pression), de l'aimant supraconducteur (température, courant dans les bobines), et du faisceau d'électrons (intensité, position, énergie).

Toutes les données "slow control" sont lues à la fin de chaque état d'hélicité, c'est-à-dire à une fréquence de 30 Hz, durant les 200 $\mu s$ qui sont nécessaires à la cellule de Pockels pour changer de tension. Durant le même temps, les histogrammes, ayant une taille de 1 kbytes, remplis par chaque DSP d'une carte DMCH-16X sont transférés vers un DSP central (un par carte DMCH-16X) via une connection d'un débit de 40 Mbytes par seconde. L'ensemble des quatre secteurs français produit environ 35 kbytes de données par état d'hélicité. L'électronique américaine, qui a une résolution en temps de 1 ns, produit donc quatre fois moins de données que l'électronique française. L'ensemble des données produites est lu par CODA durant l'état d'hélicité suivant via une connexion de 6 MBytes par seconde (pas de temps mort dû au transfert des données).

Les données sont transférées sur disque avant d'être enregistrées sur bandes magnétiques. L'expérience $G^0$ produira environ 110 Giga-bytes de données par jour. Cela correspond à un total de 4.5 Tera-bytes ($10^{12}$) de données pour la phase aux angles avant.

Une acquisition de données à une fréquence de 120 Hz [126] (quatre échantillons de données par état d'hélicité) est envisagée pour l'étude d'éventuels effets systématiques dus à des bruits électroniques d'une fréquence de 30 Hz et/ou 60 Hz. Ce mode d'acquisition nous oblige à stocker dans les DSP les histogrammes correspondant aux quatre échantillons. Ceci impose une réduction de la résolution en temps de 250 ps à 1 ns afin de garder un flot de données identique.

L'expérience $G^0$ sera installée dans le hall C du laboratoire Thomas Jefferson de mars à septembre 2002. La phase test de l'ensemble expérimental aura lieu dès le mois d'octobre 2002. Les prises de données se dérouleront en plusieurs périodes. La première, prévue pour le printemps 2003, consistera en la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant. L'ensemble expérimental sera ensuite retourné pour permettre les mesures aux angles arrière. Celles-ci ne sont pas encore programmées, mais sont prévues pour se dérouler de 2003 à 2005 en plusieurs étapes.

Du fait de ce planning tardif pour la prise de données physique de l'expérience $G^0$, j'ai saisi l'opportunité offerte par l'expérience SAMPLE à laquelle j'avais déjà participé durant les deux premières phases en 1998 et 1999. J'ai ainsi pris part à la dernière phase de cette expérience qui s'est déroulée durant l'hiver 2001-2002 au laboratoire MIT-Bates dans le Massachusetts aux Etats-Unis. J'ai en particulier été chargé de l'analyse des données de cette expérience.

# Chapitre 4

# Expérience SAMPLE - Dispositif expérimental

## 4.1 L'accélérateur du MIT-Bates

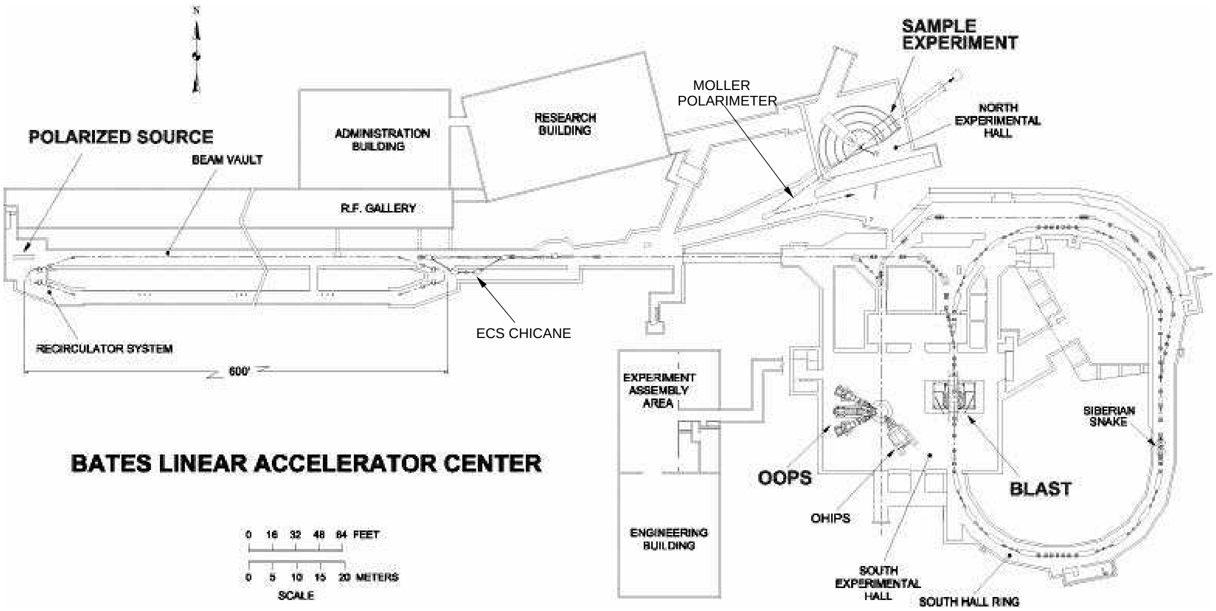



FIG. 4.1 – *Vue de l'accélérateur du MIT-Bates.*

L'accélérateur du MIT-Bates [127] est en activité depuis 1975. La figure 4.1 montre une vue schématique de la machine, qui consiste en un accélérateur linéaire de 160 m pouvant accélérer un faisceau de 100 $\mu A$ jusqu'à une énergie de 540 MeV. Le faisceau créé est un faisceau pulsé à une fréquence de 600 Hz avec un cycle utile de 1%. Ce faible cycle utile est dû au fait que les cavités accélératrices, au contraire de celles du CEBAF, ne sont pas supraconductrices. Le facteur de qualité de ces cavités est beaucoup plus faible que celui de cavités supraconductrices. Ainsi, une grande partie de la puissance est transformée sous forme de chaleur, ce qui limite le taux de répétition de l'accélérateur. Un système de recirculation permet d'obtenir une énergie maximale du faisceau d'électrons de 1080 MeV. La plupart des expériences ne peuvent travailler avec des faisceaux pulsés dont l'intensité pic atteint quelques mA (problèmes de taux de comptage instantanés trop élevés et de taux de fortuits trop importants dans le cas d'expériences détectant des particules en coïncidence). Par contre elles demandent une intensité moyenne élevée afin de d'avoir une grande luminosité. Un anneau de stockage a donc été installé en 1993, permettant "d'étaler" le faisceau pulsé fourni par l'accélérateur afin d'en faire un faisceau continu .

Deux halls expérimentaux, le hall Nord et le hall Sud, sont opérationnels au MIT-Bates. Le hall Nordqui, à l'origine du laboratoire, contenait un spectromètre, est aujourd'hui dédié à l'expérience SAMPLE qui peut travailler avec un faisceau de 1 % de cycle utile. Le hall Sud, qui est le seul pouvant recevoir le faisceau continu de l'anneau de stockage, contient deux dispositifs expérimentaux. D'une part le couple OOPS (Out Of Plan Spectrometer) et OHIPS (One Hundred Inch Proton Spectrometer) et, d'autre part le détecteur BLAST (Bates Large Acceptance Spectrometer Toroid). OOPS permet la détection de particules en dehors du plan horizontal. Ceci en fait un outil performant pour la mesure des fonctions de structure d'interférence pour les réactions exclusives du type $A(e, e'x)$. OOPS est constitué de quatre spectromètres magnétiques indépendants qui peuvent être arrangés symétriquement autour d'un axe situé dans le plan horizontal. Ce système a été conçu pour être utilisé en association avec le spectromètre OHIPS qui détecte l'électron diffusé. BLAST est actuellement en cours d'installation. La grande acceptance de ce détecteur à laquelle s'ajoute la détection en coïncidence de particules impose l'utilisation du faisceau continu disponible dans le hall Sud.

### 4.1.1 La source d'électrons polarisés

La source d'électrons polarisés du MIT-Bates [128] est du même type que celle du laboratoire Thomas Jefferson. Elle utilise la photo-émission d'électrons d'un cristal d'Arséniure de Gallium non-contraint dont la polarisation maximale est de 50% (voir paragraphe 2.2.1). La figure 4.2 montre les principaux éléments du système optique de cette source. Le faisceau de photons incident sur le cristal d'arséniure de gallium est créé par un cristal de saphir de titane pompé optiquement par un laser à argon gazeux. Le faisceau issu du laser à argon passe à travers un disque de métal percé de 10 ouvertures identiques et équidistantes. Ce disque tourne à une vitesse de 60 tours par seconde ce qui a pour effet de créer un faisceau laser pulsé à une fréquence de 600 Hz, correspondant à la fréquence de répétition de l'accélérateur.

Le faisceau laser obtenu est polarisé linéairement dans le plan horizontal. Il passe ensuite à travers une première cellule de Pockels (IPC, Intensity Pockels Cell) qui permet de stabiliser l'intensité du faisceau laser. Elle fait partie d'un système de rétroaction où le premier toroïde de l'accélérateur (AT1) est utilisé pour mesurer l'intensité du faisceau d'électrons. La cellule IPC induit une polarisation légèrement elliptique du faisceau laser. Ainsi, en passant à travers le polariseur linéaire qui se trouve en aval, le faisceau laser perd un peu d'intensité.

A la cellule de Pockels suivante (SPC, Shutter Pockels Cell), qui est insérée entre deux polariseurs linéaires, on applique une tension nulle ou égale à la tension qui permet à la

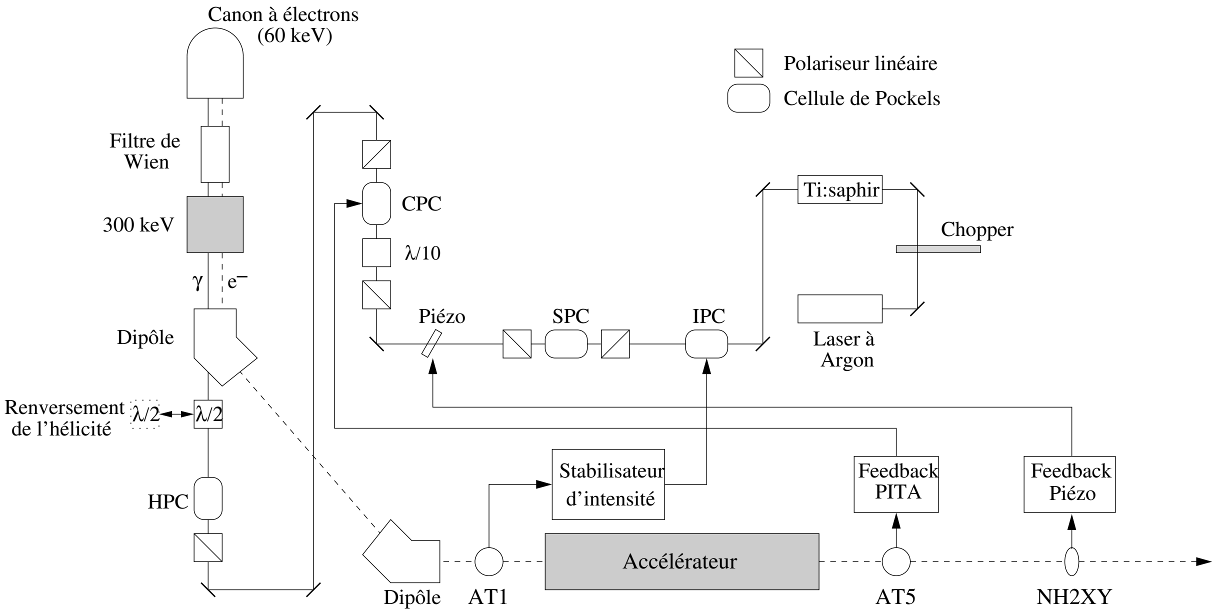



FIG. 4.2 – *Scéma de la source d'électrons polarisés du MIT-Bates incluant les systèmes de rétroaction.*

cellule d'induire un retard de phase de $+\pi$. Lorsque la tension est nulle, le faisceau laser passe à travers ce système sans perte d'intensité. Au contraire, lorsque la cellule SPC applique le retard de phase de $+\pi$, le faisceau laser après la cellule SPC devient polarisé linéairement dans le plan vertical. Le polariseur linéaire placé en aval stoppe alors le faisceau. Le système SPC a deux fonctions. Premièrement, il sert à bloquer 20 pulses sur 600. Ces pulses qui ne contiennent pas d'électrons sont utilisés durant l'expérience SAMPLE pour mesurer les piédestaux des ADCs employés dans le système d'acquisition. Deuxièmement, il sert à réduire la longueur du pulse, le faisant passer de 280 $\mu s$ (longueur donnée par le chopper) à 25 $\mu s$.

Le faisceau passe ensuite à travers les systèmes "piézo" et CPC (Correction Pockels Cell) qui ont été respectivement décrits aux paragraphes 2.6.3.2 et 2.6.3.1. Ces systèmes constituent la partie active des rétro-actions sur la position et la charge du faisceau d'électrons. La dernière cellule de Pockels (HPC, Helicity Pockels Cell) est utilisée pour polariser circulairement le faisceau laser comme décrit au paragraphe 2.2.2. Le signe de la tension appliquée à la cellule HPC, et donc l'hélicité du faisceau d'électrons, est changé pour chacun des pulses à une fréquence de 600 Hz. L'hélicité est choisie pseudo-aléatoirement pour 10 pulses consécutifs. Ceux-ci constituent une séquence d'hélicité. L'hélicité des 10 pulses suivants est choisie de telle sorte qu'elle soit opposée à la séquence précédente (voir figure 4.3). L'asymétrie est alors mesurée entre deux pulses distants l'un de l'autre de 10 pulses ou "time slot".

Un dernier élément optique, une lame demi-onde, peut être inséré ou non dans le faisceau laser. Cela permet de renverser la polarisation du faisceau d'électrons sans changer les signaux logiques d'hélicité envoyés à l'électronique. L'asymétrie de violation de parité change alors de signe ce qui n'est pas le cas des fausses asymétries provenant de l'électronique. Le même système sera utilisé pour l'expérience $G^0$.

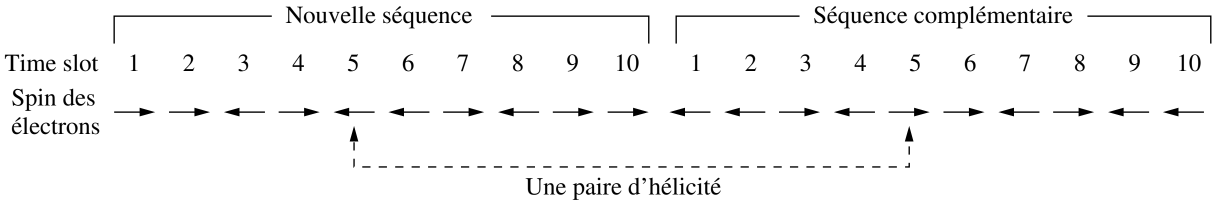



FIG. 4.3 – *Séquence d'hélicité.*

### 4.1.2 Accélérateur

La photocathode est portée à une tension de -60kV. Ainsi, les électrons sont extraits du cristal de GaAs avec une énergie de 60 keV. Le spin des électrons est alors orienté en utilisant un filtre de Wien, de façon à tenir compte de la précession induite par les différents dipôles de l'accélérateur.

Après leur passage dans l'accélérateur linéaire, les électrons passent à travers le système dit de compression en énergie (ECS, Energy Compression System). Ce système est composé d'une chicane magnétique suivie d'une section accélératrice. Le but de ce système est de réduire la dispersion en énergie des électrons à l'intérieur d'un même pulse. La chicane magnétique, constituée de 4 dipôles, fonctionne en mode dispersif. Ceci veut dire que la position des électrons dans le plan horizontal est proportionnelle à leur énergie. Ainsi, les électrons de plus grande énergie étant moins déviés par les champs magnétiques, leur parcours à travers la chicane est plus petit que celui des électrons moins énergétiques. Un collimateur situé au centre de la chicane (là où la position du faisceau d'électrons est proportionnelle à son énergie) permet de définir une acceptance en énergie de plus ou moins 0.5% autour de l'énergie centrale. Un moniteur de position placé en aval de ce collimateur permet une mesure relative de l'énergie du faisceau. Cette information est utilisée par le système de rétro-action sur l'énergie. Il en résulte qu'à la sortie de la chicane, les électrons les plus énergétiques se retrouvent à l'avant du pulse alors que les électrons les moins énergétiques sont à la fin du pulse. Les électrons passent alors dans une dernière section accélératrice, réglée de telle sorte que le champ accélérateur soit nul au centre du pulse. Ainsi, les électrons qui se trouvent à l'avant du pulse sont ralentis alors que ceux de l'arrière sont accélérés. Ce système a pour effet de réduire la dispersion en énergie d'un facteur 10.

Le faisceau d'électrons est ensuite dévié de $36.5^o$ par deux dipôles afin d'être conduit dans la ligne de faisceau du hall Nord. Le polarimètre Møller est situé juste après le second dipôle. Une description de ce polarimètre est faite au paragraphe 2.4.3.2.

### 4.1.3 Contrôle du faisceau d'électrons

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.6, le contrôle des paramètres du faisceau d'électrons est important. Il permet d'estimer et de corriger les effets systématiques qu'ils induisent dans la mesure de l'asymétrie de violation de parité. Durant l'expérience SAMPLE, plusieurs caractéristiques ont été enregistrées.

#### 4.1.3.1 Contrôle de la charge

La charge délivrée pour chaque pulse de faisceau est mesurée grâce à des toroïdes. Un tel dispositif est constitué d'un tore de fer autour duquel est enroulé un fil de cuivre. Le passage du faisceau d'électrons à travers le tore de fer crée à l'intérieur de celui-ci un champ magnétique qui dépend linéairement du courant du faisceau d'électrons. Ceci produit une différence de tension dans le fil entourant le tore. Ainsi, ce système se comporte comme un transformateur, le faisceau d'électrons jouant le rôle d'enroulement primaire et le fil de cuivre celui de l'enroulement secondaire. Une mesure de la tension induite dans le fil de cuivre nous renseigne directement sur l'intensité du faisceau d'électrons. Une calibration de ce système est nécessaire. Elle est effectuée en faisant passer à travers le tore de fer une quantité de charge connue grâce à une boucle de fil reliée à un générateur.

Plusieurs toroïdes sont installés tout le long de l'accélérateur afin de permettre aux opérateurs de vérifier la bonne transmission du faisceau. Les informations de toroïdes spécifiques sont enregistrées par le système d'acquisition afin de permettre une mesure de l'asymétrie de charge et de la transmission du faisceau d'électrons.

#### 4.1.3.2 Contrôle de la position

Le système permettant la mesure de la position du faisceau d'électrons dans le plan transverse à sa direction de propagation est basé sur le même principe que le système précédent. Il est constitué d'un tore de fer autour duquel sont enroulés quatre fils de cuivre (voir figure 4.4). Le champ magnétique créé dans le tore au niveau de chacun

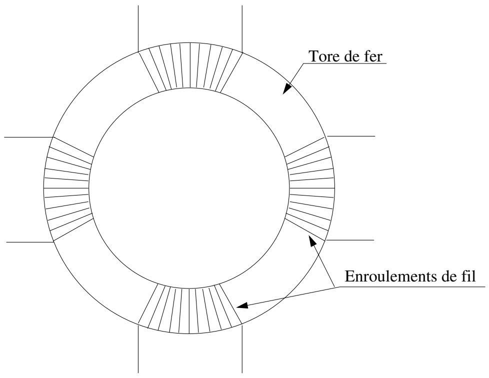



FIG. 4.4 – *Schéma représentant un moniteur de position du MIT-Bates.*

des enroulements est fonction de la position du faisceau d'électrons (plus le faisceau est près d'une portion du tore, plus le champ créé est fort dans cette section). La tension induite dans chacun des quatre enroulements est donc fonction de la position du faisceau d'électrons. Leur mesure permet ainsi une détermination de la position du faisceau dans le plan transverse à la direction de propagation. Les tensions induites dans les enroulements étant, comme dans le cas précédent, proportionnelles à l'intensité du faisceau d'électrons, il est nécessaire de normaliser les signaux des moniteurs de position par la charge mesurée par un moniteur de courant.

Un système nommé "lute" permet une mesure absolue de la position du faisceau d'électrons, qui est aussi utilisé pour la calibration des moniteurs de position précédents. Ce système consiste en une paire de fils d'aluminium tendus, l'un dans le plan horizontal et l'autre dans le plan vertical. Cette paire de fils est insérée à l'intérieur du tube faisceau. Lorsque le faisceau d'électrons touche l'un des deux, le courant induit dans le fil, ainsi que sa position dans le tube faisceau, sont enregistrés. Cette mesure de position est très fiable, mais le passage d'un fil d'aluminium à travers le faisceau a pour effet de le détruire. Ce système n'est donc utilisé que dans les phases de réglages de l'accélérateur et pour la calibration des moniteurs de position qui eux fournissent une mesure non destructive de la position du faisceau. Le système de "lute" est également utilisé pour connaître la taille du faisceau d'électrons.

#### 4.1.3.3 Contrôle du halo

Le faisceau d'électrons traverse des ouvertures étroites dans l'accélérateur (chopper, collimateur en énergie). Si le faisceau d'électrons primaire touche un bord de ces ouvertures, un halo, constitué d'électrons ayant perdu de l'énergie et de particules secondaires, peut alors se former autour du faisceau. Ceci a pour effet d'augmenter le bruit de fond au niveau des détecteurs. Quatre photo-multiplicateurs couplés à des scintillateurs plastiques d'une épaisseur de 2.5 cm forment le système permettant de contrôler le halo. Ces

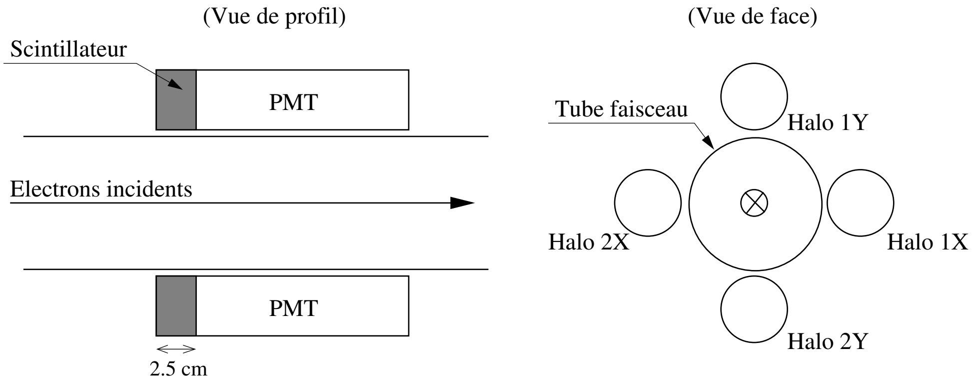



FIG. 4.5 – *Schéma de la disposition des moniteurs de halo.*

quatre PMT sont installés autour du tube faisceau (voir figure 4.5) et leurs signaux ont été enregistrés durant l'expérience. Ils fournissent une mesure de la qualité du réglage de l'accélérateur et du bruit de fond dans les détecteurs. Dans l'analyse, une coupure sur l'amplitude du signal des détecteurs de halo permet d'éliminer les données correspondant à un niveau de bruit de fond trop élevé.

#### 4.1.3.4 Contrôle de la luminosité

En aval de la cible de deutérium, quatre détecteurs permettent une mesure de la luminosité. Ils sont chacun constitués d'une plaque de lucite couplée à un PMT. Ces quatre moniteurs détectent des électrons diffusés à un angle de 7.5 degrés, qui correspond à un $Q^2$ de $2.7.10^{-4}$ $(GeV/c)^2$. L'asymétrie de violation de parité étant proportionnelle au $Q^2$, celle mesurée par les moniteurs de luminosité doit être compatible avec zéro. Dans le cas contraire, ceci nous informe de la présence de fausses asymétries créées par une variation des paramètres du faisceau en fonction de l'état d'hélicité.

Il est intéressant de remarquer que contrairement au faisceau du TJNAF, le faisceau du MIT-Bates, dans le plan transverse à sa direction de propagation, a une dimension de l'ordre de $2 \times 2$ mm$^2$ (nous rappelons que pour le faisceau du CEBAF, la section du faisceau d'électrons est de l'ordre de $0.1 \times 0.1$ mm$)^2$. Ainsi, il n'est pas nécessaire d'utiliser un système équivalent au "fast raster" du CEBAF (voir paragraphe 3.4) pour limiter les effets d'ébullition de la cible.

## 4.2 La cible cryogénique

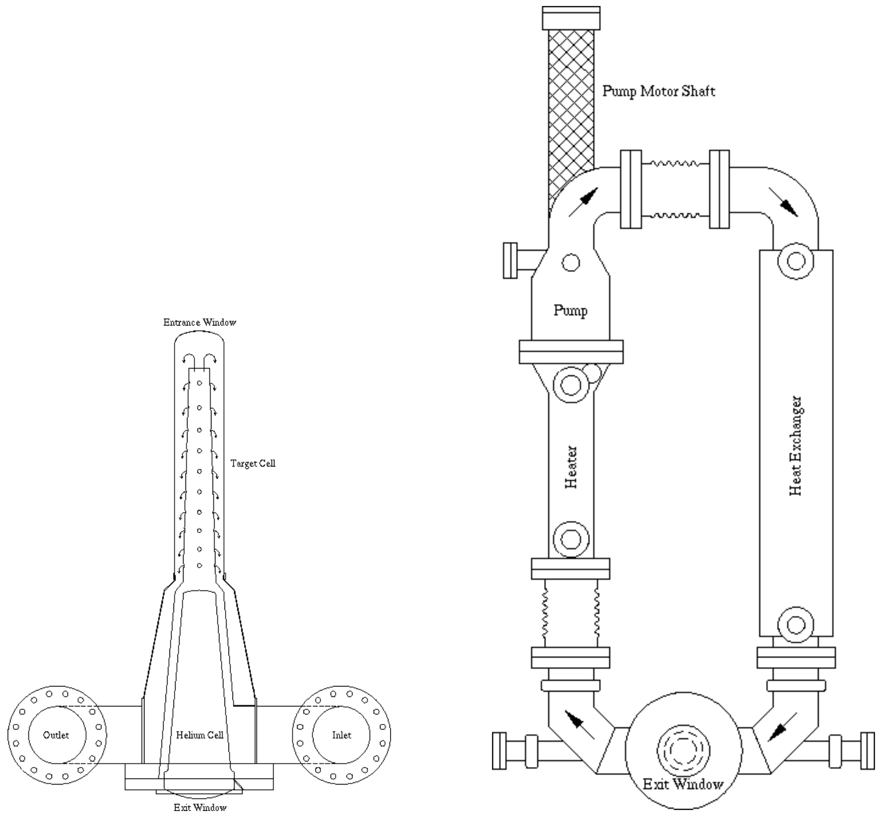



FIG. 4.6 – **A gauche :** *Schéma de la cible de l'expérience SAMPLE (vue de dessus),* **à droite :** *vue arrière.*

La cible cryogénique est constituée d'une cellule d'aluminium de 40 cm de long contenant pour cette expérience du deutérium liquide à une température de 22 K et une pression de l'ordre de 2 atm (voir figure 4.6 de gauche). Le faisceau d'électrons incidents, d'une énergie de 125 MeV et d'une intensité moyenne de 40 $\mu A$, dépose une puissance d'environ 600 W. Afin de garder la température du deutérium liquide constante, un sytème d'échangeur de chaleur élimine la puissance déposée par les électrons (voir figure 4.6 de droite). Une pompe fonctionnant à une fréquence de 30 Hz permet de faire circuler le fluide à travers ce système. Un réfrigérateur d'hélium autonome, installé dans le hall expérimental, fournit de l'hélium-4 gazeux à une température de 13 K. Cet hélium "coule" le long de l'échangeur de chaleur afin de refroidir le deutérium liquide.

Une résistance chauffante est immergée à l'intérieur du système de recirculation. Cette résistance, nommée "fast power heater", est la partie active d'un système de rétro-action permettant de garder la puissance totale déposée (faisceau + heater) constante.

Comme on peut le voir sur le schéma de gauche de la figure 4.6, la fenêtre d'entrée de la cible possède un certain angle de courbure. Afin de minimiser l'influence des effets systématiques sur la mesure de l'asymétrie, il est nécessaire que le faisceau d'électron traverse toujours la même distance de cible quelle que soit sa position transverse. Ainsi, la fenêtre de sortie de la cible doit avoir le même rayon de courbure que la fenêtre d'entrée. Ceci est obtenu grâce à une cellule d'hélium gazeux située en aval de la cellule de deutérium avec une pression légèrement supérieure à la pression du deutérium. C'est aussi le principe qui sera utilisé pour la cible de l'expérience $G^0$.

L'ensemble du système de recirculation et de la cible est contenu dans une enceinte à vide. Une description détaillée de la cible cryogénique se trouve dans la référence [129]. Pour le fonctionnement de la cible avec du deutérium, deux réservoirs ont été installés afin de pouvoir récupérer le deutérium (qui est cher) lors d'évaporations accidentelles de la cible (en cas de coupures de courant par exemple).

## 4.3 Le détecteur

Le détecteur de l'expérience SAMPLE consiste en un détecteur Čerenkov à air de grand angle solide (1.44 sr) détectant les électrons diffusés à un angle compris entre 122 et 177 degrés. Les schémas de la figure 4.7 présentent le système de détection. Comme nous l'avons montré au paragraphe 3.6.4, de la lumière visible est produite par une particule se déplaçant à une vitesse supérieure à celle de la vitesse de la lumière $v_0 = c/n$ dans un milieu d'indice de refraction $n$. L'air dans lequel est plongé le détecteur étant l'air atmosphérique, son indice de refraction est $n_{air} = 1.000273$ [14]. Ainsi, la vitesse seuil $v_0$ est atteinte par des électrons d'une énergie de 21.9 MeV. L'energie moyenne des électrons diffusés quasi-élastiquement sur le deuton est, pour cette cinématique ($E_0 = 125\ MeV$), de l'ordre de 95 MeV, donc largement au dessus du seuil de création de lumière Čerenkov.

Les photons Čerenkov sont émis dans un cône de demi angle au sommet $\theta_\gamma$ donné par :

$$\cos\theta_\gamma = \frac{1}{\beta n} \tag{4.1}$$

où $\beta = v/c$ est la vitesse réduite de la particule et $n$ l'indice de réfraction du milieu tra-

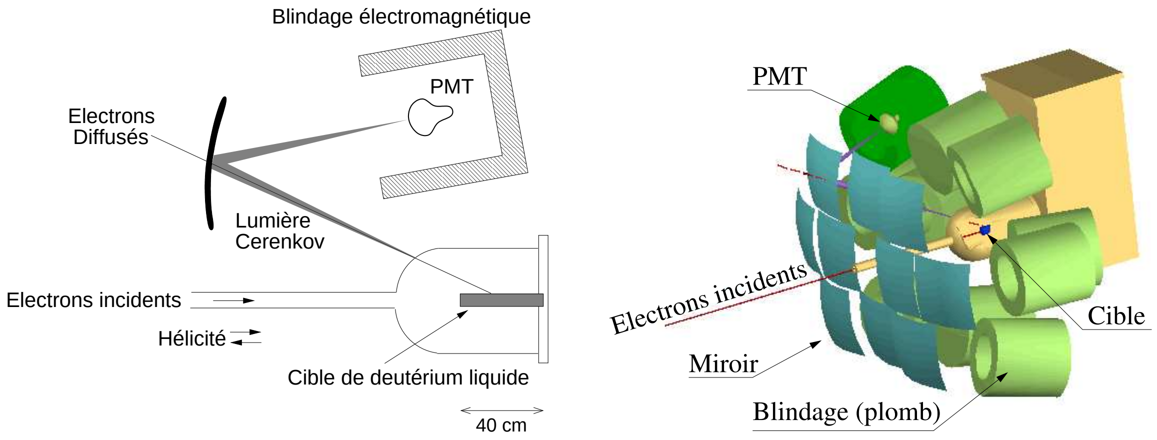



FIG. 4.7 – **A gauche :** *Schéma en deux dimensions du système de détection de l'expérience SAMPLE (seul un détecteur est montré sur cette figure par esprit de simplification).* **A droite :** *Schéma en trois dimensions.*

versé. Pour cette expérience $\theta_\gamma$ est de l'ordre de $1.3^o$. Les photons Čerenkov sont réfléchis par dix miroirs pour être focalisés sur dix photomultiplicateurs du type 9350KB produits par la compagnie Electron-tubes ayant une photocathode de 20 cm de diamètre [130]. Les miroirs sont des portions carrées de 65 cm de côté d'un ellipsoïde de rayon de coubure de l'ordre de 1.2 m. Le tableau 4.1 donne les caractéristiques physiques de chaque miroir. Chaque PMT est placé à l'intérieur d'une enceinte cylindrique en plomb d'une épaisseur de 10 cm. Elle permet de protéger le PMT du bruit de fond électromagnétique provenant de la cible et du "beam dump". L'ensemble du système de détection est placé dans une boîte noire afin de protéger les PMTs de la lumière du hall expérimental.

Malgré tous nos efforts, le bruit de fond électromagnétique représente entre 20% et 30% du signal total. Afin de mesurer le rapport signal sur bruit, une plaque d'aluminium, nommée "shutter", peut être placée au niveau de l'ouverture de chacun des cylindres en plomb. Ces plaques d'aluminium, dont le mouvement est contrôlé depuis la salle de contrôle, cachent les photomultiplicateurs de la lumière Čerenkov. Le signal obtenue dans cette configuration provient alors uniquement du bruit de fond. Durant la prise de données, une mesure avec les shutters fermés (mesure du bruit de fond) a été effectuée toutes les quatre heures.

## 4.4 Electronique et système d'acquisition

L'expérience SAMPLE cherche à mesurer une asymétrie de l'ordre de grandeur de quelques $10^{-7}$. La grande luminosité nécessaire est obtenue en utilisant une cible de deutérium liquide étendue (40 cm) sur laquelle est envoyé un faisceau d'électrons polarisés d'une intensité moyenne de 40 $\mu A$. Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.1.1, le faisceau d'électrons du MIT-Bates délivre 580 paquets d'électrons par seconde d'une longueur temporelle de 25 $\mu s$. Afin d'obtenir un faisceau d'une intensité moyenne de 40

| Miroir | $\theta$ (deg.) | $\phi$ (deg.) | $L$ (cm) | $L_\gamma$ (cm) | $Q^2$ $(GeV/c)^2$ | $\Delta\Omega$ (sr) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 145.9 | 135.8 | 171.6 | 128.8 | 0.041 | 0.133 |
| 2 | 154.0 | 90.0 | 151.7 | 104.6 | 0.042 | 0.170 |
| 3 | 145.9 | 44.2 | 171.6 | 128.8 | 0.041 | 0.133 |
| 4 | 138.4 | 180.0 | 182.1 | 144.3 | 0.039 | 0.118 |
| 5 | 160.5 | 180.0 | 153.0 | 103.2 | 0.043 | 0.167 |
| 6 | 160.5 | 0.0 | 153.0 | 103.2 | 0.043 | 0.167 |
| 7 | 138.4 | 0.0 | 182.1 | 144.3 | 0.039 | 0.118 |
| 8 | 145.9 | 224.2 | 171.6 | 128.8 | 0.041 | 0.133 |
| 9 | 154.0 | 270.0 | 151.7 | 104.6 | 0.042 | 0.170 |
| 10 | 145.9 | 315.8 | 171.6 | 128.8 | 0.041 | 0.133 |

TAB. 4.1 – *Paramètres de chacun des dix miroirs. $\theta$ et $\phi$ sont les angles polaires du centre de ceux-ci où le centre du référenciel est le centre de la cible. $L$ est la distance du centre du miroir au centre de la cible. $L_\gamma$ est la distance d'air traversée par un électron émis au centre de la cible et arrivant au centre du miroir. $Q^2$ est l'impulsion transférée moyenne, et $\Delta\Omega$ est l'angle solide couvert par chacun des miroirs.*

$\mu A$, il est nécessaire d'avoir une intensité pic dans chacun des paquets d'électrons de 2.8 mA. Ainsi quelques milliers d'électrons diffusés sont détectés par PMT durant la durée d'un paquet d'électrons. Le taux de comptage est alors trop élevé pour permettre un comptage individuel de chacun des électrons diffusés. La stratégie utilisée par l'expérience SAMPLE est donc d'intégrer le signal de chacun des dix PMTs sur la durée d'un pulse de faisceau, c'est-à-dire sur 25 $\mu s$.

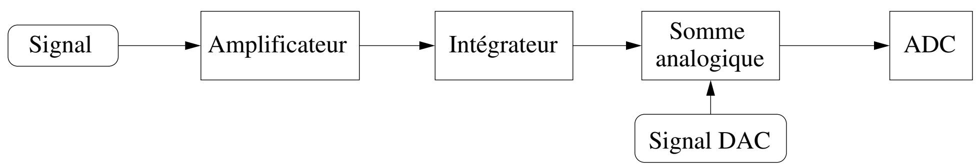



FIG. 4.8 – *Schéma de principe d'une voie d'électronique.*

La figure 4.8 montre le schéma de principe d'une voie d'électronique. Les signaux analogiques provenant des PMTs, des moniteurs de courant et de position, des détecteurs de halo et de luminosité sont intégrés pour chaque pulse faisceau. A ces signaux analogiques intégrés est ajouté un signal analogique aléatoire compris entre 0 et 0.5 Volts dont la valeur est fixée par un DAC (Digital to Analog Converter). Les signaux résultants sont ensuite envoyés dans 40 voies ADC (Analog to Digital Converter) qui codent le signal sur

16 bits.

Le bruit analogique ajouté aux signaux a pour effet d'étaler le signal sur une plus grande gamme de l'ADC. En effet, la non-linéarité différentielle des ADC peut engendrer une fausse asymétrie si par malchance le signal se situe au niveau d'une discontinuité. La valeur du DAC est enregistrée pour chaque pulse afin que le signal ajouté soit ensuite soustrait par le programme d'analyse. Des runs sont dédiés à la mesure de la réponse des 40 ADC en fonction de la valeur du DAC. Ces runs, nommés "DAC fit", sont effectués une fois par jour en l'absence de faisceau.

L'information quant à l'état d'hélicité du pulse est envoyée par le générateur d'hélicité de la source polarisée. Afin de ne pas induire d'effets systématiques dus à des "crosstalk" de l'électronique, deux signaux complémentaires (H+ et H-) sont envoyés simultanément environ 130 $\mu s$ après que les ADC aient fini de digitaliser les signaux analogiques.

Les codeurs ADC sont contenus dans un chassis CAMAC. Le programme d'acquisition utilisé, nommé "Q", a été développé au laboratoire de Los Alamos. Pour chaque pulse, 75 mots de 16 bits forment un événement. Aux 40 mots des ADC sont ajoutés des informations comme l'hélicité, le numéro du slot, un bit permet de savoir si le slot fait partie d'une nouvelle séquence d'hélicité ou d'une séquence complémentaire, les informations de la cible, le type d'événement (piédestal ou donnée), etc. Le flot de données étant relativement faible (90 kBytes/s), le temps mort de l'acquisition est négligeable.

Un signal provenant de l'accélerateur nommé "time-slot trigger" nous renseigne sur l'arrivée d'un paquet d'électrons. La porte en temps utilisée pour l'intégration des signaux physiques est générée à partir de ce signal. Le "time-slot trigger" permet également de déclencher la lecture des ADC par l'acquisition après que l'intégration des signaux et la digitalisation des ADC soient finies.

## 4.5 Acquisition événement par événement

Un système d'acquisition spécifique permettant la détection individuelle des événements a été mis en place afin de faire des études de bruit de fond. Ce système est nommé "pulse counting". Le but premier de ce système est de déterminer la fraction $f_e$ du signal lumineux provenant des photons Čerenkov créés par les électrons diffusés. En effet, le signal lumineux vu par les PMT peut contenir une partie provenant de photons de scintillation créés dans l'air contenu dans le détecteur. Afin d'effectuer cette mesure, un scintillateur plastique a été installé derrière chaque miroir. Ainsi, la coïncidence entre le signal du scintillateur et celui du PMT associé permet de discriminer les événements dits "élastiques" (correspondant à la lumière Čerenkov créée par un électron) des événements de scintillation dans l'air. Les scintillateurs situés derrière les miroirs sont de dimension plus petite que les miroirs (0.39 $m^2$ pour un miroir et 0.06 $m^2$ pour un scintillateur).

Comme nous l'avons dit précédemment, le courant pic de l'accélérateur du MIT-Bates ne permet pas une mesure événement par événement. Afin de rendre possible la mesure "pulse counting", il est donc nécessaire de diminuer l'intensité du faisceau d'électrons à environ 10 nA. Les toroïdes décrits au paragraphe 4.1.3 n'ont pas une sensibilité suffisante pour mesurer de si faible intensité. Nous avons donc utilisé un moniteur de position du type de ceux utilisés au TJNAF (voir paragraphe 2.5.1). En effet, la somme des signaux des quatre antennes d'un moniteur de position de ce type est proportionnelle à la charge qui traverse la cavité. Dans ces conditions, ce moniteur se comporte comme un moniteur de courant. La sensibilité de ces moniteurs est bien meilleure que celle des toroïdes permettant ainsi une mesure précise de la charge incidente sur la cible.

Durant cette prise de données spécifique de quelques jours, les taux de comptage en coïncidence de chaque scintillateur avec son PMT associé ont été mesurés ainsi que les taux de comptage simple de chaque élément. Une description détaillée de la procédure "pulse counting" peut être trouvée dans les références [131, 132, 133].

# Chapitre 5

# Analyse des données SAMPLE

Dans ce chapitre, nous allons présenter en détail l'analyse de la troisième phase de l'expérience SAMPLE. Son objectif consiste à extraire l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-deuton afin de déterminer le facteur de forme axial $G_A^e(T=1)$.

Le passage de l'asymétrie mesurée expérimentalement à l'asymétrie de violation de parité physique nécessite une série d'opérations que nous allons décrire dans ce chapitre. Il faut tout d'abord corriger l'asymétrie des effets systématiques induits par les variations des propriétés du faisceau d'électrons. Nous présenterons la procédure de correction dans le paragraphe 5.2. Cette asymétrie corrigée des effets systématiques doit ensuite être corrigée des facteurs de dilution afin d'obtenir l'asymétrie physique. Ces facteurs de dilution sont de trois types : rapport signal sur bruit, polarisation du faisceau incident et effets des corrections radiatives électromagnétiques. Leur détermination sera détaillée dans le paragraphe 5.3. Dans ce paragraphe nous déterminerons aussi l'asymétrie du bruit de fond qu'il faudra soustraire de l'asymétrie mesurée afin d'extraire l'asymétrie physique. Enfin, nous présenterons dans le paragraphe 5.4 comment, à partir de l'asymétrie physique, déterminer le facteur de forme axial isovecteur $G_A^e(T=1)$.

## 5.1 Mesure de l'asymétrie brute

Comme nous l'avons dit au chapitre précédent, un événement est constitué d'un ensemble de 40 mots ADC de 16 bits chacun. Ces 40 mots ADC sont le résultat de l'intégration des signaux correspondants sur la durée d'un pulse faisceau. Les 40 signaux ADC intégrés proviennent des 10 PMT de SAMPLE, des 4 détecteurs de halo, des 4 détecteurs de luminosité ainsi que de certains moniteurs de charge et de position dans le hall expérimental et l'accélérateur. A cela s'ajoute une série de mots donnant de multiples informations complémentaires (hélicité, time slot, paramètres de la cible, etc...), dont les différents marquages des événements.

L'intégration en charge des signaux issus des PMT durant un pulse faisceau ne permet pas de faire une sélection événement par événement. La série de coupures appliquée aux données ne sont faites que sur les informations intégrées dont nous disposons, ou sur les différents marquages utilisés.

Les premières coupures faites sur les données visent à éliminer les pulses faisceau dont les marquages ne concordent pas avec ce qui est attendu. Dans la majorité des cas, ces erreurs de marquage correspondent au non-enregistrement d'un des éléments constituant une paire d'hélicité, dû au temps mort de l'acquisition. Nous éliminons également le pulse correspondant dans la séquence opposée (voir figure 4.3).

Le second type de coupures agit sur les paramètres du faisceau d'électrons. Les paramètres utilisés sont : la position sur la cible, la charge contenue dans le pulse, la transmission entre l'accélérateur et le hall expérimental, l'énergie du faisceau et la valeur intégrée des signaux provenant des moniteurs de halo. Ces coupures permettent d'éliminer les pulses de faisceau durant lesquels, en moyenne, ces variables vont au delà des limites établies. Comme dans le cas précédent, le pulse de faisceau correspondant dans la séquence d'hélicité opposée est également éliminé.

Le programme d'analyse, écrit en C++, comporte plusieurs étapes. Premièrement, un décodage du fichier de données permet d'obtenir les valeurs enregistrées dans les 40 voies ADC, ainsi que les valeurs des différents marquages. La première série de coupures est alors appliquée. Aux valeurs brutes des ADC, nous soustrayons ensuite le signal aléatoire DAC qui avait été ajouté au signal des 40 voies ADC avant la digitalisation (voir paragraphe 4.4). Le signal physique est alors obtenu en retranchant la valeur du piedestal calculée à partir des pulses qui ne contiennent pas d'électrons.

Les différents paramètres du faisceau sont calculés à partir de ces valeurs corrigées pour chaque pulse. Nous calculons également les taux de comptage normalisés à la charge incidente sur la cible pour chacun des 10 détecteurs. Ce taux normalisé, noté $Y$, est défini comme le rapport du signal intégré $N$ d'un PMT durant un pulse par la charge intégrée $I$ sur le même pulse :

$$Y = \frac{N}{I} \tag{5.1}$$

L'asymétrie est alors construite à partir des taux de comptage normalisés de deux états d'hélicité opposés qui constituent une paire d'hélicité (voir figure 4.3) :

$$A_{\mathrm{brute}} = \frac{Y^+ - Y^-}{Y^+ + Y^-} \equiv \frac{\frac{N^+}{I^+} - \frac{N^-}{I^-}}{\frac{N^+}{I^+} + \frac{N^-}{I^-}} \tag{5.2}$$

Les taux de comptage normalisés et les asymétries de chacune des quantités mesurées sont moyennés pour chaque run. Les résultats sont stockés run par run dans des fichiers afin de combiner en fin d'analyse les résultats provenant de chacun d'eux. L'erreur statistique définie comme [134] :

$$\delta_Y = \sqrt{\frac{1}{N}\left[\langle Y^2\rangle - \langle Y\rangle^2\right]} \tag{5.3}$$

est assignée à chacune des moyennes des différents taux de comptage normalisés et asymétries. $N$ représente le nombre total d'événements entrant dans la mesure de la moyenne pour un run. Pour chaque quantité et pour chaque run, on enregistre la valeur moyenne, l'asymétrie moyenne ainsi que les erreurs sur chacune des quantités.

Durant l'expérience, les prises de données ont été réalisées en plusieurs séries de 3 à 4 jours chacune correspondant à un état avec ou sans l'introduction de la lame demi-onde.

Celle-ci est située dans le chemin optique du faisceau laser (voir figure 4.2). Son rôle est de changer l'hélicité du faisceau d'électrons. Ainsi, l'asymétrie mesurée par l'expérience doit changer de signe et garder la même amplitude. Ceci permet de détecter de possibles effets systématiques. Les données prises durant l'expérience ont été réparties en 17 périodes différentes (9 avec la lame demi-onde extraite et 8 avec la lame demi-onde insérée).

## 5.2 Correction de l'asymétrie

### 5.2.1 Procédure

L'asymétrie calculée par l'équation 5.2 est indexée *brute*. Cette notation a pour but de la différencier de l'asymétrie réelle que nous noterons $A_{\mathrm{corr}}$ pour *asymétrie corrigée*. En effet, malgré tous nos efforts, les paramètres du faisceau d'électrons ne sont pas libres d'effets systématiques entre états d'hélicité opposés. La figure 5.1 montre les valeurs moyennes de l'asymétrie de charge et des différences en position, angle et énergie au niveau de la cible pour chaque état de la lame demi-onde sur l'ensemble de l'expérience. Les différences sont définies comme : $\Delta P = P^{+} - P^{-}$ où $P$ est un paramètre du faisceau (la position (X, Y), l'angle ($\theta_X$, $\theta_Y$), l'énergie (E) ou la charge (I)). Le tableau 5.1 donne les valeurs moyennes de ces différences pour les deux états de la lame demi-onde.

| | $\lambda/2$ = OUT | $\lambda/2$ = IN |
|---|---|---|
| $A_I$ (ppm) | -5.50 ± 0.13 | 0.77 ± 0.12 |
| ΔE ($10^{-9}$) | -2.14 ± 0.11 | 0.10 ± 0.12 |
| ΔX (nm) | -3.91 ± 2.49 | -13.67 ± 2.89 |
| $\Delta\theta_X$ (nr) | -1.72 ± 0.45 | -0.21 ± 0.46 |
| ΔY (nm) | -9.27 ± 1.21 | 0.83 ± 1.25 |
| $\Delta\theta_Y$ (nr) | -0.02 ± 0.44 | 0.21 ± 0.45 |

TAB. 5.1 – *Différences systématiques dans les paramètres du faisceau d'électrons au niveau de la cible et moyennées sur l'ensemble de l'expérience.*

Nous voyons dans le tableau 5.1 que les différents paramètres du faisceau d'électrons changent de façon systématique d'un état d'hélicité à un autre. Ces variations systématiques engendrant une "fausse" asymétrie qui va s'ajouter à l'asymétrie que nous cherchons à extraire, il est donc nécessaire de les corriger.

Le taux de comptage[a] mesuré $Y_{\mathrm{brut}}(\vec{P})$ est une fonction des six paramètres $\vec{P} \equiv (X,\ Y,\ \theta_X,\ \theta_Y,\ E,\ I)$. Les valeurs moyennes de ces six paramètres sont définies comme :

[a] Dans la suite du texte nous utiliserons "taux de comptage" pour le taux de comptage normalisé, le "normalisé" étant sous-entendu.

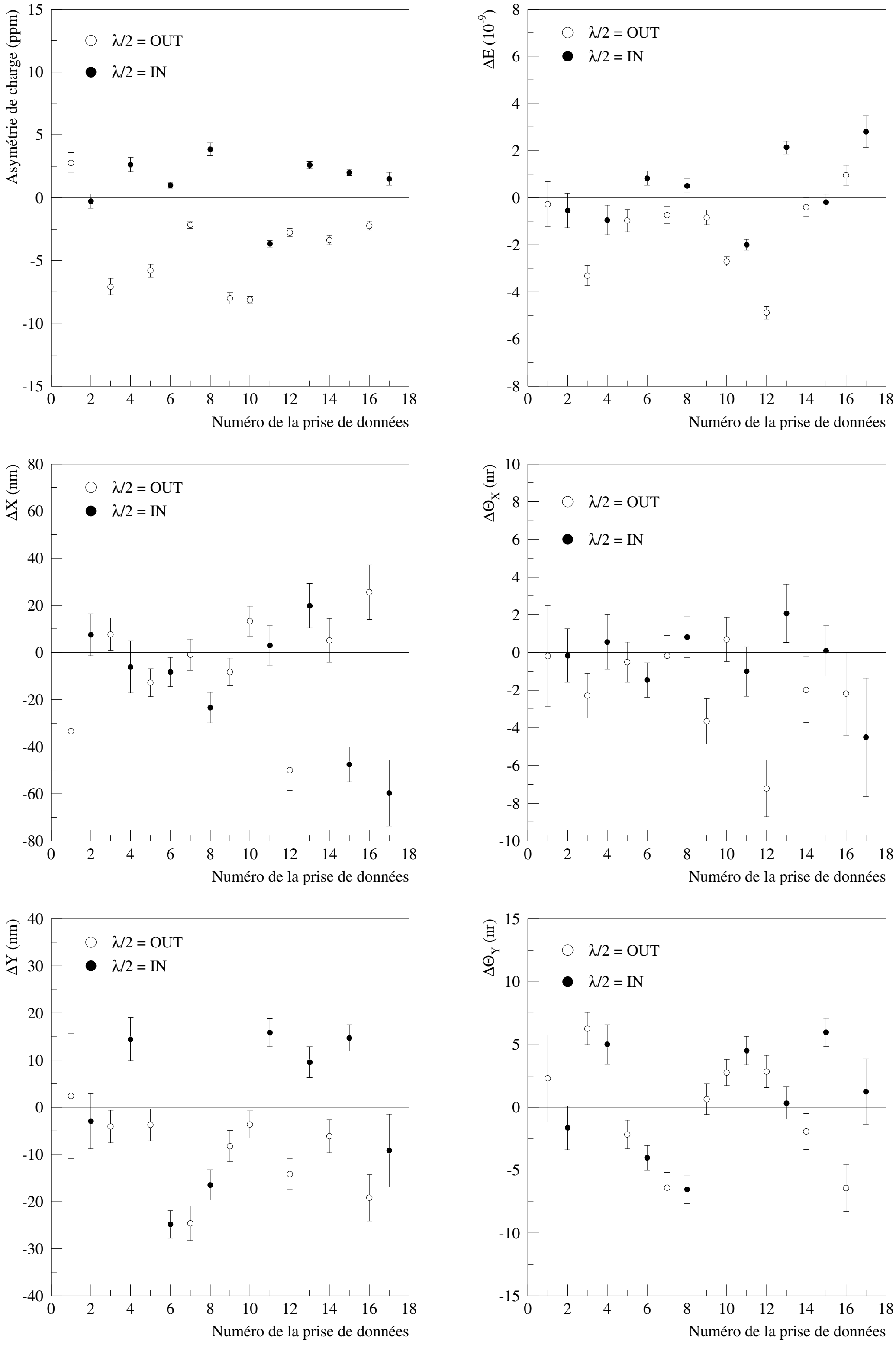



FIG. 5.1 – *Différences systématiques dans les paramètres du faisceau d'électrons au niveau de la cible en fonction de l'état de la lame demi-onde. Les ronds fermés correspondent à la lame demi-onde insérée, et les ronds ouverts à la lame demi-onde extraite. Chaque point correspond à la moyenne d'un ensemble de runs sur un état de lame demi-onde.*

$\vec{\mu} \equiv (\langle X\rangle,\ \langle Y\rangle,\ \langle\theta_X\rangle,\ \langle\theta_Y\rangle,\ \langle E\rangle,\ \langle I\rangle)$. Nous pouvons développer la fonction $Y_{\text{brut}}(\vec{P})$ en série de Taylor au voisinage des valeurs moyennes de $\vec{P} = \vec{\mu}$. Au premier ordre on obtient :

$$Y_{\text{brut}}(\vec{P}) = Y_{\text{brut}}(\vec{\mu}) + \sum_i (P_i - \mu_i) \left.\frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i}\right|_{\vec{P}=\vec{\mu}} \tag{5.4}$$

La valeur du taux brut $Y_{\text{brut}}(\vec{\mu})$ correspondant aux paramètres moyens $\vec{\mu}$ du faisceau est la valeur du taux corrigé $Y_{\text{corr}}$ que nous cherchons à déterminer. Celui-ci est calculé pour chaque pulse de faisceau à partir du taux brut, des valeurs des paramètres du faisceau dans ce pulse, et de la valeur moyenne de ces mêmes paramètres sur l'ensemble du run. La valeur de $Y_{\text{corr}}$ est donnée par :

$$Y_{\text{corr}} = Y_{\text{brut}}(\vec{P}) - \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i}\delta P_i \quad \text{avec} \quad P_i \in \{X,\ Y,\ \theta_X,\ \theta_Y,\ E,\ I\} \tag{5.5}$$

où $\delta P_i$ est la variation pour un pulse faisceau du paramètre $P_i$ par rapport à sa valeur moyenne calculée sur l'ensemble du run : $\delta P_i = P_i - \langle P_i\rangle$. Les termes $\partial Y_{\text{brut}}/\partial P_i$ sont les sensibilités des taux mesurés pour chacun des détecteurs par rapport à chacun des paramètres du faisceau qu'il faudra déterminer. L'asymétrie corrigée sera donc construite à partir de ces taux corrigés :

$$A_{\text{corr}} = \frac{Y^+_{\text{corr}} - Y^-_{\text{corr}}}{Y^+_{\text{corr}} + Y^-_{\text{corr}}} \tag{5.6}$$

Afin de calculer $Y_{\text{corr}}$, il nous faut déterminer pour chacun des runs les sensibilités $\partial Y_{\text{brut}}/\partial P_i$. Il est possible de calculer ces sensibilités en étudiant les corrélations entre les différents paramètres du faisceau et les taux de comptage des détecteurs.

La dépendance entre deux variables $x$ et $y$ est caractérisée par le coefficient de corrélation $q_{xy}$ défini par [134] :

$$q_{xy} = \frac{\langle (x - \langle x\rangle)(y - \langle y\rangle)\rangle}{\sigma_x\sigma_y} \equiv \frac{\text{cov}(x,y)}{\sigma_x\sigma_y} \tag{5.7}$$

où $\text{cov}(x,y)$ est la covariance des variables $x$ et $y$. Il est important de noter le cas particulier de : $\text{cov}(x,x) = \sigma_x^2$. Il faut également noter que toutes ces quantités sont mesurables.

Nous pouvons écrire les corrélations entre le taux de comptage normalisé et les variations de chacun des six paramètres du faisceau comme :

$$q_{Yj} = \frac{\text{cov}(Y_{\text{brut}}(\vec{P}), \delta P_j)}{\sigma_Y \sigma_j} \quad \text{avec} \quad P_j \in \{X,\ Y,\ \theta_X,\ \theta_Y,\ E,\ I\} \tag{5.8}$$

En remplaçant $Y_{\text{brut}}(\vec{P})$ par son expression donnée par l'équation 5.4, il vient :

$$q_{Yj} = \frac{1}{\sigma_Y\sigma_j}\sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i}\text{cov}(\delta P_i, \delta P_j) \tag{5.9}$$

où nous avons supposé nulle la corrélation entre $Y_{\text{brut}}(\vec{\mu})$ et la variation $\delta P_j$ du paramètre $P_j$, c'est-à dire : $\text{cov}(Y_{\text{brut}}(\vec{\mu}), \delta P_j) = 0$. Nous pouvons réécrire l'équation précédente comme :

$$q_{Yj} = \frac{1}{\sigma_Y \sigma_j} \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \sigma_i \sigma_j q_{ij} \tag{5.10}$$

$$= \sum_i \frac{\sigma_i}{\sigma_Y} \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} q_{ij} \tag{5.11}$$

Il existe donc six équations de ce type qu'il faut résoudre simultanément. On peut écrire ce système d'équations sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} q_{Y1} \\ q_{Y2} \\ \vdots \\ q_{Y6} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sigma_Y} \begin{pmatrix} 1 & q_{12} & \cdots & q_{16} \\ q_{21} & 1 & \cdots & q_{26} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ q_{61} & q_{62} & \cdots & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_1} \\ \sigma_2 \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_2} \\ \vdots \\ \sigma_6 \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_6} \end{pmatrix} \tag{5.12}$$

Les différents coefficients de corrélation peuvent être extraits des données, ainsi que les écarts types des différentes variables. On voit donc que les seules inconnues du système ci-dessus sont les sensibilités $\partial Y_{\text{brut}}/\partial P_i$ que nous cherchons à déterminer.

Pour chaque run, l'analyse se déroule en deux temps. Dans une première phase, les coefficients de corrélation et les écarts types permettant l'extraction des sensibilités sont calculés. Le système de l'équation 5.12 est alors inversé afin d'obtenir les sensibilités $\partial Y_{\text{brut}}/\partial P_i$ qui sont sauvegardées dans une série de fichiers. Dans une seconde phase, les taux corrigés $Y^{\pm}_{\text{corr}}$ sont calculés à partir de l'équation 5.5 en utilisant les sensibilités déterminées précédemment. Les valeurs des asymétries corrigées sont alors extraites en utilisant l'équation 5.6. Toutes ces opérations sont effectuées pour chacun des détecteurs, de façon indépendante et pour chaque run.

Le tableau 5.2 présente les valeurs moyennes des sensibilités de la somme des taux de comptage normalisés des dix détecteurs par rapport aux six paramètres du faisceau. La figure 5.2 montre l'effet de la correction sur un run typique. Nous voyons que, dans l'ensemble, la correction effectuée diminue très sensiblement les dépendances du taux de comtage normalisé en fonction des paramètres du faisceau. Il est important de noter que les pentes pour un run donné ne sont pas forcément égales aux moyennes de ces mêmes pentes sur l'ensemble de l'expérience données par le tableau 5.2. En effet, des variations importantes peuvent intervenir dues à des réglages différents de l'accélérateur.

Il est possible d'estimer l'amplitude de la correction en écrivant l'asymétrie corrigée :

$$A_{\text{corr}} = \frac{Y^+_{\text{corr}} - Y^-_{\text{corr}}}{Y^+_{\text{corr}} + Y^-_{\text{corr}}} \tag{5.13}$$

$$= \frac{(Y^+_{\text{brut}} - \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \delta P^+_i) - (Y^-_{\text{brut}} - \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \delta P^-_i)}{(Y^+_{\text{brut}} - \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \delta P^+_i) + (Y^-_{\text{brut}} - \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \delta P^-_i)} \tag{5.14}$$

avec $\delta P^{\pm}_i = P^{\pm}_i - \langle P_i \rangle$. En supposant que $\frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \Delta P_i << 2Y_{\text{brut}}$, avec $\Delta P_i = P^+_i - P^-_i$, il en découle que :

$$A_{\text{corr}} = A_{\text{brute}} - \sum_i \frac{\partial Y_{\text{brut}}}{\partial P_i} \frac{\Delta P_i}{2Y_{\text{brut}}} \tag{5.15}$$

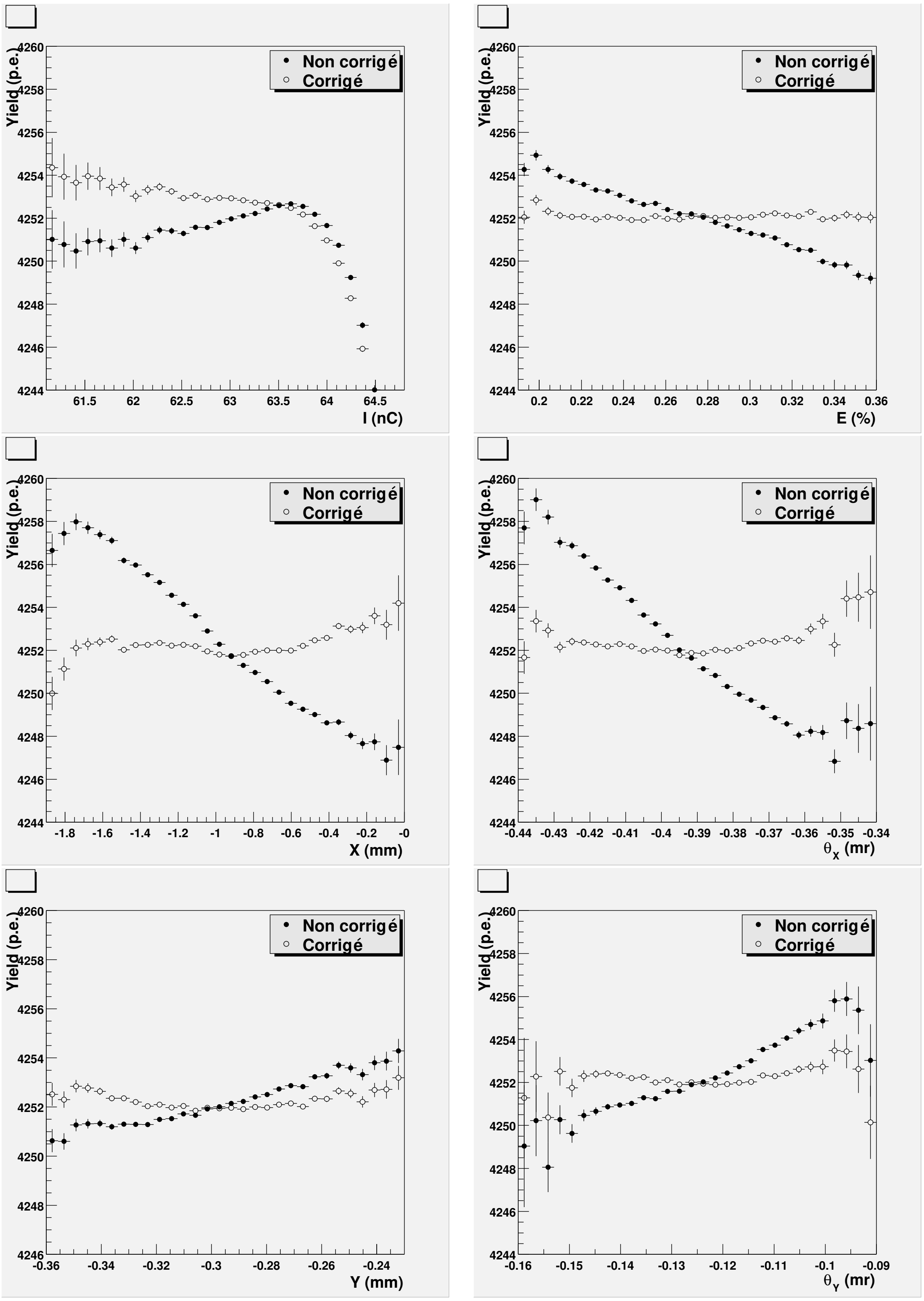



FIG. 5.2 – *Somme des taux de comptage normalisés des dix détecteurs en nombre de photo-électrons en fonction des six paramètres du faisceau pour un run. Les ronds pleins représentent la dépendance du taux de comptage avant la correction ($Y_{brut}$), les ronds ouverts la dépendance du taux de comptage après correction ($Y^{\pm}_{corr}$).*

L'amplitude de la correction peut ainsi être estimée en utilisant les résultats des tableaux 5.1 et 5.2 et en notant que la valeur moyenne du taux de comptage normalisé sommé sur les dix détecteurs est de l'ordre de 4200 photo-électrons. L'amplitude de la correction sur l'ensemble de l'expérience est de l'ordre de quelques $10^{-8}$.

| $P_i$ | $\frac{\partial Y_{\rm brut}}{\partial P_i}$ | $\frac{1}{2\ Y_{\rm brut}}\frac{\partial Y_{\rm brut}}{\partial P_i}$ |
|---|---|---|
| I | -0.041 $\pm$ 0.004 (p.e./nC) | -6.4 $10^{-4}$ $\pm$ 6.3 $10^{-5}$ (ppm/ppm) |
| E | -14.08 $\pm$ 0.02 (p.e./%) | -1.7 $10^{-4}$ $\pm$ 2.4 $10^{-7}$ (ppm/10 $^{-9}$) |
| X | 1.486 $\pm$ 0.005 (p.e./mm) | 1.8 $10^{-4}$ $\pm$ 6.0 $10^{-7}$ (ppm/nm) |
| $\theta_X$ | -47.60 $\pm$ 0.11 (p.e./mr) | -5.7 $10^{-3}$ $\pm$ 1.3 $10^{-5}$ (ppm/nr) |
| Y | 14.10 $\pm$ 0.05 (p.e./mm) | 1.7 $10^{-3}$ $\pm$ 6.0 $10^{-6}$ (ppm/nm) |
| $\theta_Y$ | -29.57 $\pm$ 0.28 (p.e./mr) | -3.5 $10^{-3}$ $\pm$ 3.3 $10^{-5}$ (ppm/nr) |

TAB. 5.2 – *Valeurs moyennes des sensibilités sur la durée de l'expérience. Le taux de comptage normalisé utilisé ici correspond à la somme des dix détecteurs. Note : p.e. signifie nombre de photo-électrons. Les variations d'énergie sont en valeurs relatives ($\Delta E/E$).*

### 5.2.2 Application à nos données

La figure 5.3 montre les asymétries brutes et corrigées pour chaque état de la lame demi-onde. Comme attendu, l'asymétrie mesurée change de signe en insérant la lame demi-onde. Mais cette figure et le tableau 5.3 montrent également que les valeurs moyennes obtenues pour la lame demi-onde IN et OUT sur l'ensemble de l'expérience ne sont pas en accord statistique. Ceci nous renseigne donc sur la présence d'un effet systématique qu'il nous faut comprendre puis éliminer.

| $\lambda/2$ | $A_O^{\rm brute}$ (ppm) | $A_O^{\rm corr}$ (ppm) |
|---|---|---|
| IN | 0.60 $\pm$ 0.18 | 0.61 $\pm$ 0.18 |
| OUT | -1.15 $\pm$ 0.16 | -1.20 $\pm$ 0.16 |

TAB. 5.3 – *Valeurs moyennes de l'asymétrie brute et de l'asymétrie corrigée sur l'ensemble de l'expérience. Seule l'erreur statistique est incluse.*

Comme le montre la figure 5.1, l'asymétrie de charge $A_I$ est grande dans le cas où la lame demi-onde est OUT, alors qu'elle relativement proche de zéro dans le cas IN. Cette grande asymétrie de charge ne provient pas d'un mauvais fonctionnement du système de retro-action sur la charge. En effet, l'asymétrie de charge mesurée par le toroïde AT5

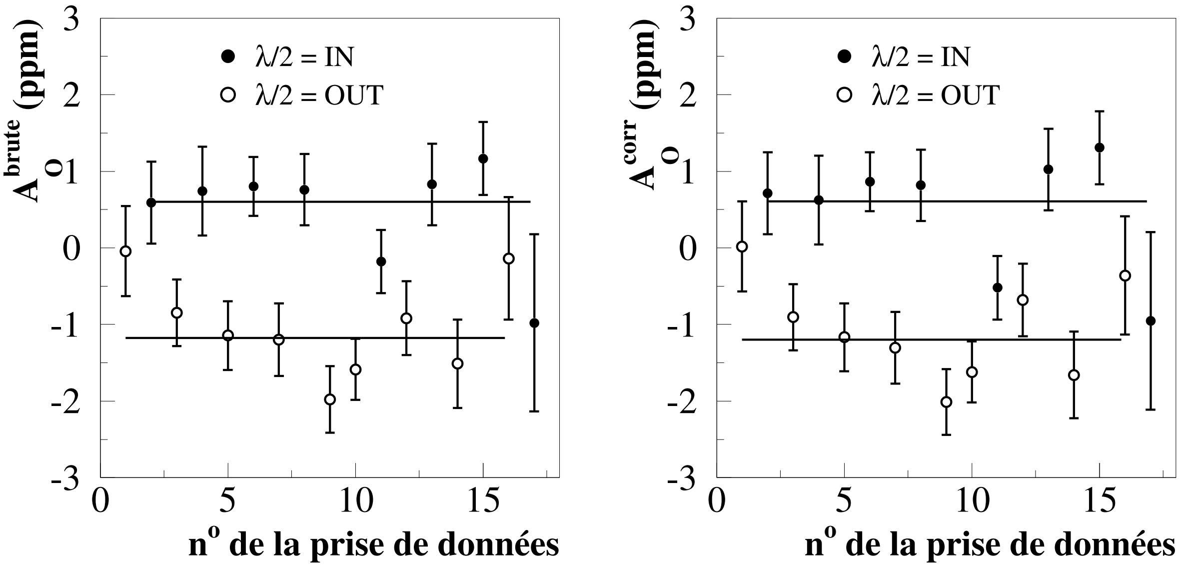



FIG. 5.3 – *Asymétrie "shutters ouverts" brute et corrigée en fonction du numéro de la prise de données. Chaque point correspond à la moyenne sur les runs faisant partie du même état de la lame demi-onde (3 ou 4 jours de données). Nous rappelons que l'asymétrie globale sur le détecteur est la moyenne pondérée des asymétries mesurées par les dix détecteurs.*

(voir figure 5.4) est proche de zéro ($A_{AT5}(IN) = 2.6\,10^{-2} \pm 8.5\,10^{-2}$ ppm et $A_{AT5}(OUT) = -3.3\,10^{-1} \pm 8.5\,10^{-2}$ ppm) dans les deux états de la lame-demi onde. AT5 est le toroïde utilisé pour le feedback sur la charge car il est le premier après l'accélérateur. Il est situé avant la chicane magnétique au niveau de laquelle est effectué le feedback sur l'énergie. Ceci assure de ne pas coupler les corrections sur l'énergie et sur la charge.

Afin de comprendre quel élément du transport du faisceau de la fin de l'accélérateur au hall expérimental pouvait créer une asymétrie de charge de l'ordre de 5 ppm (voir tableau 5.1), nous avons mesuré l'asymétrie de charge au niveau de différents toroïdes. La figure 5.4 montre la position des toroïdes qui ont été utilisés pour cette étude. Trois heures de prise de données ont montré que l'asymétrie de charge était proche de zéro au niveau de AT24 ($A_{AT24} = 2.0 \pm 1.7$ ppm) et significativement négative pour les toroïdes situés en aval de la chicane magnétique ($A_{ET1} = -8.6 \pm 1.6$ ppm, $A_{FT2} = -9.6 \pm 2.0$ ppm et $A_{TTG2} = -9.0 \pm 1.7$ ppm).

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, un collimateur situé au point dispersif de la chicane magnétique définit une acceptance en énergie de ± 0.5 %. Il constitue donc le seul endroit où le faisceau d'électrons peut rencontrer de la matière. Nous avons effectué une série de mesures durant lesquelles nous avons fait varier la durée et la position de la porte d'intégration. Trois réglages ont été effectués : intégration des deux premières micro-secondes du pulse faisceau, intégration de 12.5 $\mu$s centrée dans le pulse faisceau et intégration des dernières 2.5 $\mu$s du pulse. Ces mesures ont montré que l'asymétrie de charge mesurée au niveau de TTG2 était de $-420 \pm 130$ ppm au début du pulse, $19 \pm 6$ ppm au milieu et $46 \pm 12$ ppm à la fin du pulse. Nous avons interprété ces données par le fait que les électrons situés à l'avant du pulse sont soumis à une puissance

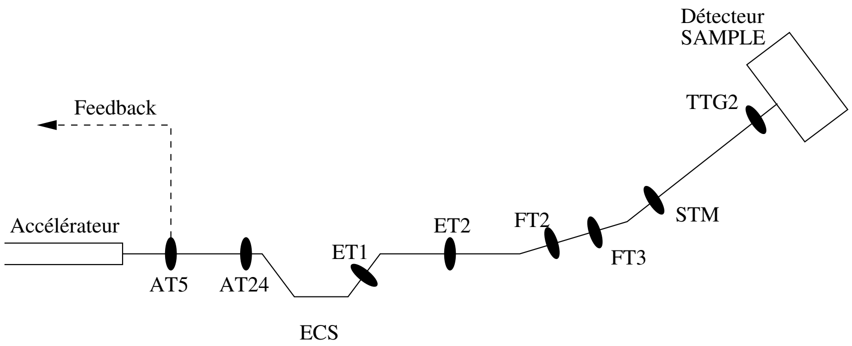



FIG. 5.4 – *Schéma de la position des différents toroïdes entre l'accélérateur et le détecteur SAMPLE.*

accélératrice plus importante que les électrons de la fin du pulse. Ces électrons passent donc plus près du collimateur définissant l'ouverture haute énergie et le touche occasionnellement. Ceci aurait pour effet de créer d'une part une asymétrie en charge et d'autre part un bruit de fond avec une asymétrie.

| $\lambda/2$ | $A_F^{\text{brute}}$ (ppm) | $A_F^{\text{corr}}$ (ppm) |
|---|---|---|
| IN | 1.10 ± 1.26 | 1.24 ± 1.27 |
| OUT | -2.73 ± 1.21 | -2.55 ± 1.22 |

TAB. 5.4 – *Valeurs moyennes de l'asymétrie fermée brute et corrigée sur l'ensemble de l'expérience.*

Ce dernier point peut se justifier par le fait que l'asymétrie du bruit de fond a une valeur non nulle pour l'état OUT. Cette asymétrie est mesurée avec les shutters devant chacun des détecteurs en position fermée, ce qui a pour effet de masquer les détecteurs du signal Čerenkov. Les valeurs moyennes obtenues pour cette asymétrie "fermée" $A_F$ sont données dans le tableau 5.4. Si dans le cas IN les valeurs sont compatibles avec zéro, nous voyons que le bruit de fond possède une asymétrie non nulle dans le cas OUT et que la procédure de correction ne prendre pas en compte.

La figure 5.5 montre l'asymétrie brute mesurée avec les shutters ouverts et fermés en fonction de l'asymétrie de charge mesurée au niveau du toroïde TTG2 (le dernier toroïde avant la cible de SAMPLE). Les droites pleines et tiretées représentent les résultats d'ajustements utilisant une fonction de la forme : $A^{brute} = P_0 + P_1 \times A_{TTG2}$. Cette figure permet de mettre en évidence le problème vu sur les données. Toutefois, elle ne peut être utilisée pour l'extraction de l'asymétrie.

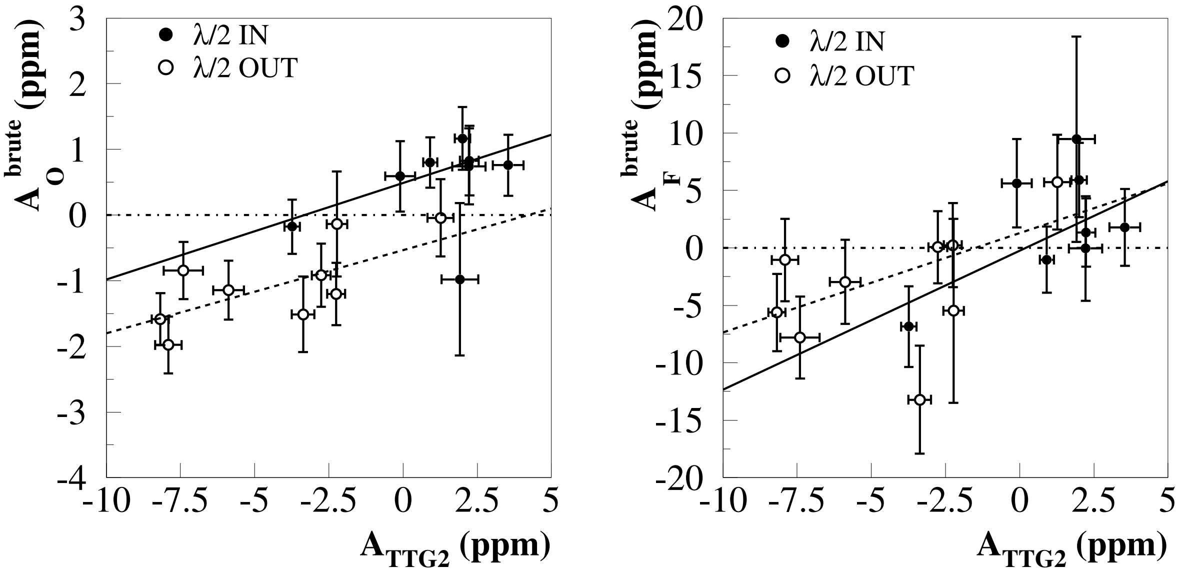



FIG. 5.5 – *Asymétrie brute mesurée shutters ouverts $A^O_{brute}$ (à gauche) et shutters fermés $A^F_{brute}$ (à droite) en fonction de l'asymétrie de charge mesurée au niveau du toroïde TTG2. Les données sont ajustées par une droite. La ligne pleine correspond à l'ajustement des données "IN" et la ligne tiretée aux données "OUT".*

### 5.2.3 Méthodes alternatives de correction

#### Utilisation de la transmission comme sixième paramètre

Nous venons de voir que la méthode standard employée par SAMPLE ne permet pas de corriger l'effet systématique qui apparaît à cause de l'interaction du faisceau avec les collimateurs en énergie. A l'origine, la procédure de correction ne comportait que cinq paramètres du faisceau : les deux positions et deux angles à la cible et l'énergie. La correction sur la charge incidente étant assurée au premier ordre par la normalisation du signal par la charge afin d'obtenir le taux de comptage normalisé (voir équation 5.1). Le sixième paramètre a été introduit par D. Spayde [131], qui a analysé les données de SAMPLE prises en 1998 (sur cible d'hydrogène à 200 MeV), afin de corriger de possibles effets du second ordre par rapport à la charge. En effet, comme on peut le voir sur la figure 5.2, la dépendance du taux de comptage en fonction de la charge n'est pas forcément linéaire.

Nous avons comparé la correction utilisant six paramètres à celle à cinq paramètres. Les différences entre les deux résultats sont minimes, ce qui nous laisse penser que l'effet systématique observé ne provient pas d'un effet du second ordre sur la charge. Il faut donc trouver un paramètre qui soit sensible à notre problème qui est l'interaction du faisceau avec les collimateurs. Nous pouvons définir la transmission $T$ entre l'accélérateur et l'expérience comme étant :

$$T = \frac{C_{TTG2}}{C_{AT5}} \tag{5.16}$$

où $C_{TTG2}$ et $C_{AT5}$ sont respectivement les charges mesurées par les toroïdes TTG2 et AT5.

Nous avons utilisé la transmission comme sixième paramètre. La sensibilité du détecteur à ce paramètre est sur l'ensemble de l'expérience : $\partial Y/\partial T = 2.27 \pm 0.01$ (p.e./%). Ce qui est environ un facteur 100 fois plus grand que la sensibilité du détecteur à la charge.

| $\lambda/2$ | $A_O^{\text{corr}}$ (ppm) | $A_F^{\text{corr}}$ (ppm) |
|---|---|---|
| IN | $0.64 \pm 0.18$ | $0.97 \pm 1.31$ |
| OUT | $-0.85 \pm 0.16$ | $-1.84 \pm 1.24$ |

TAB. 5.5 – *Asymétries shutters ouverts et fermés corrigées en utilisant la transmission à travers la chicane magnétique comme sixième paramètre. Aucun facteur de dilution n'a été appliqué.*

Le tableau 5.5 donne les résultats pour les asymétries shutters ouverts et fermés après correction où la transmission a été utilisée comme sixième paramètre. Deux choses sont importantes à noter. Tout d'abord nous pouvons voir que le résultat pour la lame demi-onde dans l'état IN est insensible au sixième paramètre utilisé. Ceci indique que cette série de données est relativement libre d'effets systématiques. Le deuxième point intéressant est que l'asymétrie mesurée dans l'état OUT avec les shutters fermés a significativement diminuée par rapport aux résultats donnés par le tableau 5.4 et ne se situe plus qu'à environ 1.5 écart standard de zéro. De même l'asymétrie dans l'état OUT mesurée avec les shutters ouverts a également diminuée la plaçant à environ un écart standard de la valeur obtenue dans l'état IN. Ce résultat est encourageant, mais le fait que l'asymétrie du bruit de fond soit toujours différente de zéro dans l'état OUT pose problème.

**Ajustement des coupures**

Dans la méthode standard d'analyse, des coupures sur les différents paramètres du faisceau permettent d'éliminer les événements où de gros changements interviennent, comme dans le cas d'un arrêt du système de feedback en énergie ou lorsque l'intensité chute rapidement. Dans ce cas un signal important est généré dans les détecteurs de halo. La coupure sur la valeur du halo est ainsi placée à 40 photo-électrons pour chacun des quatre détecteurs, le signal étant de l'ordre de 10 photo-électrons avec un sigma de l'ordre de 4 photo-électrons par détecteur.

Etant donné qu'il est clair que notre problème provient du bruit de fond, j'ai entrepris de diminuer la coupure sur les détecteurs de halo au niveau de 2 sigmas, c'est-à-dire environ à 18 photo-électrons. Ceci a pour effet de supprimer environ 20 % des événements. Nous avons effectué cette étude uniquement sur les données prises avec les shutters fermés. Il a été en effet décidé au sein de la collaboration de travailler uniquement sur les données shutters fermés en ce qui concerne les nouveaux développements de l'analyse. Ceci permet ainsi de ne pas biaiser notre jugement vis-à-vis de la méthode définitive qu'il faudra utiliser.

Le tableau 5.6 donne les résultats de cette analyse sur la totalité des données prises avec les shutters fermés. Ces résultats sont à comparer avec les résultats donnés par le tableau 5.4 de l'analyse initiale utilisant une coupure large sur le halo. L'augmentation de l'erreur s'explique par le fait que la statistique a été diminuée par la coupure à 2 sigmas

| $\lambda/2$ | $A_F^{\text{brute}}$ (ppm) | $A_F^{\text{corr}}$ (ppm) |
|---|---|---|
| IN | -0.07 $\pm$ 1.40 | -0.18 $\pm$ 1.40 |
| OUT | -1.56 $\pm$ 1.39 | -0.74 $\pm$ 1.39 |

TAB. 5.6 – *Asymétrie shutters fermés avant et après correction en utilisant la transmission à travers la chicane magnétique comme sixième paramètre. Aucun facteur de dilution n'a été appliqué. Une coupure à deux écarts standards a été appliquée sur les taux de comptage des détecteurs de halo.*

sur le halo. Nous pouvons voir que l'effet de la coupure sur la valeur de l'asymétrie est important. En particulier, $A_F^{\text{brute}}$ pour les données OUT passe d'une déviation de 2.3 écarts standards (voir tableau 5.4) par rapport à zéro à environ un écart standard (voir tableau 5.6). L'asymétrie corrigée est alors compatible avec zéro.

Le résultat de cette étude est prometteur. Une étude plus approfondie de l'effet des coupures sur les différents paramètres est actuellement en cours. Les diagrammes de la

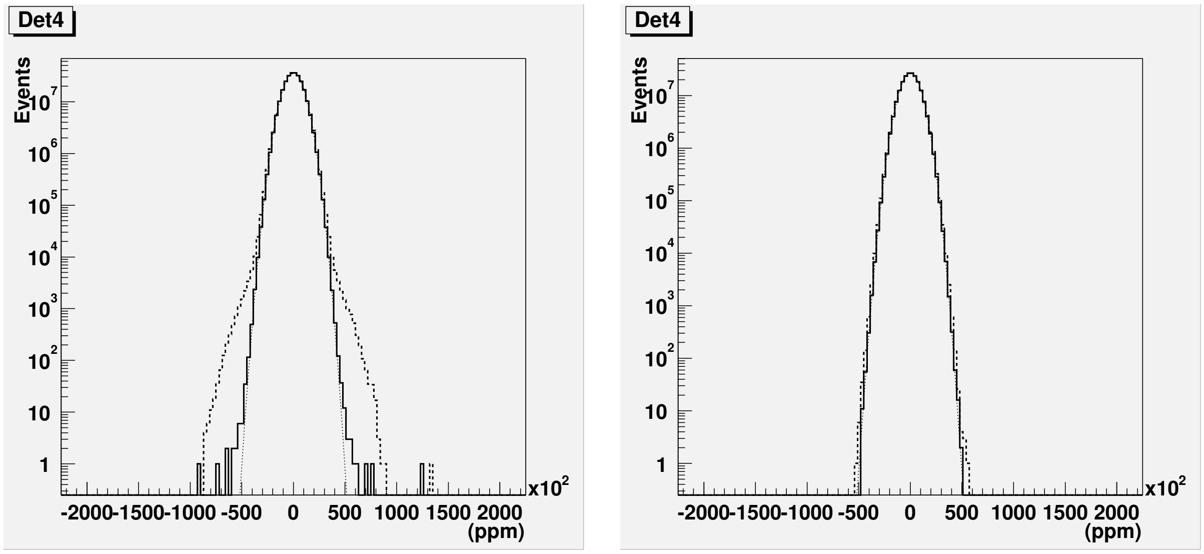



FIG. 5.6 – *Distributions de l'asymétrie pour le détecteur 4, à gauche en utilisant les coupures standards, à droite en utilisant les coupures à deux écarts standards sur les détecteurs de halo. Pour chaque diagramme sont représentées : l'asymétrie brute (lignes tiretées), l'asymétrie corrigée (lignes pleines) et le résultat d'un ajustement par une gaussienne de l'asymétrie corrigée (lignes pointillées).*

figure 5.6 montrent les distributions de l'asymétrie mesurée avec les shutters ouverts pour le détecteur 4[b] où la totalité de l'expérience a été incluse. A gauche, la figure montre les distributions dans le cas où les coupures standards sur les détecteurs de halo ont été

[b]Nous avons choisi de montrer les distributions pour ce détecteur sans aucune raison particulière. Toutes les distributions des détecteurs ont les mêmes caractéristiques.

utilisées. A droite, les distributions faites en utilisant les coupures à deux écarts standards sur le halo. Nous voyons que dans le cas de la coupure standard, la procédure de correction corrige correctement une grande partie des distributions non-gaussiennes. L'asymétrie corrigée est alors gaussienne sur environ 7 ordres de grandeur alors que l'asymétrie brute ne l'était que sur 3. Dans le cas où l'on utilise les coupures à deux écarts standards sur le halo, nous voyons que la distribution de l'asymétrie brute devient proche d'une gaussienne. L'asymétrie corrigée est alors gaussienne sur l'ensemble du spectre. Ceci nous montre que la coupure à deux écarts standards permet d'éliminer une grande partie des effets systématiques.

**Résultats**

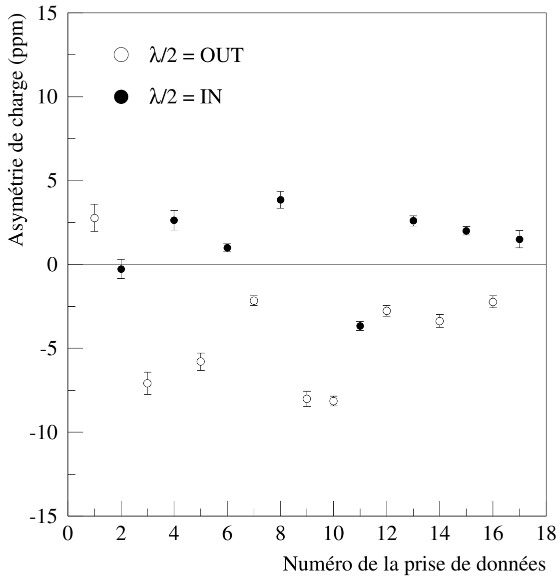



FIG. 5.7 – *Asymétrie en charge mesurée par le toroïde TTG2 en fonction du numéro de la prise de données. Les ronds fermés correspondent à la lame demi-onde insérée, et les ronds ouverts à la lame demi-onde extraite. Chaque point correspond à la moyenne de tous les runs sur un état de lame demi-onde.*

Le problème de la forte asymétrie de charge est apparu après un ajustement du timing entre le signal radio-fréquence de l'accélérateur et l'arrivée du pulse de faisceau. Cette modification a été faite afin de tenir compte d'un changement de la durée du pulse faisceau. En effet, pour réduire l'intensité moyenne du faisceau d'électrons, la durée du pulse faisceau a été diminuée de 31 $\mu s$ à 25 $\mu s$. Le changement de timing, nécessaire afin d'optimiser le transport des électrons à travers l'accélérateur, a été effectué au moment de l'extraction de la lame demi-onde entre les prises de données numéro 2 et 3 (voir figure 5.7). L'investigation du problème et la découverte de la corrélation entre le changement de timing et l'asymétrie en charge a pris un certain temps. Le timing du signal RF a été réajusté à sa position initiale au moment de l'extraction de la lame demi-onde entre les prises de données numéro 11 et 12. La figure 5.7 montre que ce changement a permis de retrouver une asymétrie en charge à un niveau acceptable. Nous n'avons pas encore résolu la question qui se pose naturellement : pourquoi seules les données avec la lame demi-onde extraite sont affectées ?

| $\lambda/2$ | Shutters ouverts | Shutters fermés |
|---|---|---|
| IN | 0.60 ± 0.18 | 1.24 ± 1.27 |
| OUT | -0.76 ± 0.40 | 0.01 ± 3.19 |
| Combiné | -0.63 ± 0.16 | -1.07 ± 1.18 |

TAB. 5.7 – *Asymétries corrigées shutters ouverts et fermés. Aucun facteur de dilution n'a été appliqué. Toutes les données "IN" ont été incluses. Seules les données "OUT" sans le problème de timing ont été utilisées. Pour obtenir la valeur combinée, un signe moins a été appliqué aux résultats "IN" afin de prendre en compte le renversement de l'hélicité.*

En attendant de comprendre et de résoudre totalement le problème lié à l'asymétrie de charge, nous avons décidé, à ce stade de l'analyse, d'éliminer du calcul de l'asymétrie physique toutes les données prises avec le mauvais timing du signal RF. Les données "IN" ne semblant pas être affectées par ce problème, nous avons décidé de toutes les considérer dans le calcul de l'asymétrie. En effectuant cette coupure, le nombre de Coulombs pris en compte pour les données "OUT" passe de 47.5 C à 7.7 C. Ceci explique l'augmentation de l'erreur d'un facteur $\sqrt{47.5/7.7} = 2.5$. Le tableau 5.7 donne les résultats pour les asymétries mesurées shutters ouverts et fermés. Dans la suite de ce document, nous utiliserons ces résultats pour extraire le facteur de forme axial.

## 5.3 Extraction de l'asymétrie physique

Le taux de comptage normalisé mesuré avec les shutters ouverts compte trois contributions :

$$Y_O = Y_{\check{C}} + Y_{scint} + Y_F \tag{5.17}$$

où $Y_{scint}$ représente le taux de comptage provenant des photons issus de la scintillation des molécules d'azote de l'air et $Y_F$ celui mesuré avec les shutters fermés. Le taux de comptage $Y_{\check{C}}$ correspond au signal laissé par les photons Čerenkov produits par les électrons diffusés, et c'est donc celui qui est associé à l'asymétrie physique $A_{\text{phys}}$ que nous cherchons à déterminer.

$$A_{\text{phys}} = \frac{Y_{\check{C}}^+ - Y_{\check{C}}^-}{Y_{\check{C}}^+ + Y_{\check{C}}^-} \tag{5.18}$$

L'asymétrie mesurée avec les shutters ouverts $A_O$ peut être reliée à cette asymétrie physique par :

$$A_O = \frac{Y_O^+ - Y_O^-}{Y_O^+ + Y_O^-} \tag{5.19}$$

$$\simeq \frac{\langle Y_{\check{C}} \rangle}{\langle Y_O \rangle} \left( \frac{Y_{\check{C}}^+ - Y_{\check{C}}^-}{Y_{\check{C}}^+ + Y_{\check{C}}^-} \right) + \frac{\langle Y_F \rangle}{\langle Y_O \rangle} \left( \frac{Y_F^+ - Y_F^-}{Y_F^+ + Y_F^-} \right) \tag{5.20}$$

$$= f_l f_e A_{\text{phys}} + (1 - f_l) A_F \tag{5.21}$$

où $A_F$ est l'asymétrie mesurée avec les shutters fermés. $f_l$ est la fraction de signal des PMT due à la détection d'un photon et elle est définie comme :

$$f_l = \frac{Y_O - Y_F}{Y_O} \tag{5.22}$$

$f_e$ est la fraction du signal dit lumineux (détection de photons) provenant de photons de type Čerenkov. Elle est définie comme :

$$f_e = \frac{Y_{\check{C}}}{Y_{\check{C}} + Y_{scint}} \equiv \frac{Y_{\check{C}}}{Y_O - Y_F} \tag{5.23}$$

Dans le calcul de l'équation 5.20, nous avons supposé que la scintillation était symétrique ($Y_{scint}^+ = Y_{scint}^-$) et également que les asymétries sont largement inférieures à l'unité pour les shutters "ouverts" et "fermés".

L'asymétrie mesurée doit également être corrigée dû au fait que le faisceau d'électrons n'est pas polarisé à 100 %. De plus, il faut tenir compte du facteur provenant des corrections radiatives électromagnétiques issues de l'émission de photons réels par effet Bremsstrahlung. Finalement, il faut prendre en compte l'asymétrie Mott pouvant provenir d'une composante transverse $P_x^F$ de la polarisation (voir paragraphe 2.1). L'asymétrie physique s'écrit alors comme :

$$A_{\text{phys}} = \frac{R_c}{P_z^F f_l f_e} A_O - \frac{R_c(1 - f_l)}{P_z^F f_l f_e} A_F - \frac{P_x^F}{P_z^F} F_S A_{\text{Mott}} \tag{5.24}$$

où $F_S$ est l'asymétrie de l'ensemble de détection et $R_c$ le facteur de correction provenant de la prise en compte du rayonnement Bremsstrahlung. Celui-ci sera défini au paragraphe 5.3.1.4. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons détailler le calcul des différents facteurs intervenant dans cette équation, nous permettant ainsi de déterminer l'asymétrie physique.

## 5.3.1 Facteurs de dilution

Afin d'extraire l'asymétrie physique à partir de l'asymétrie brute corrigée, il est nécessaire de prendre en compte la contribution du bruit de fond, ainsi que la polarisation moyenne du faisceau d'électrons et les corrections radiatives électromagnétiques. Dans ce paragraphe, nous allons développer le détail des calculs permettant d'obtenir les différents facteurs de dilution.

### 5.3.1.1 Fraction de lumière

Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, afin d'extraire la contribution du bruit de fond, une mesure d'une demi-heure avec les shutters fermés a été effectuée toutes les 4 heures de prise de données. Ces mesures nous permettent de déterminer la

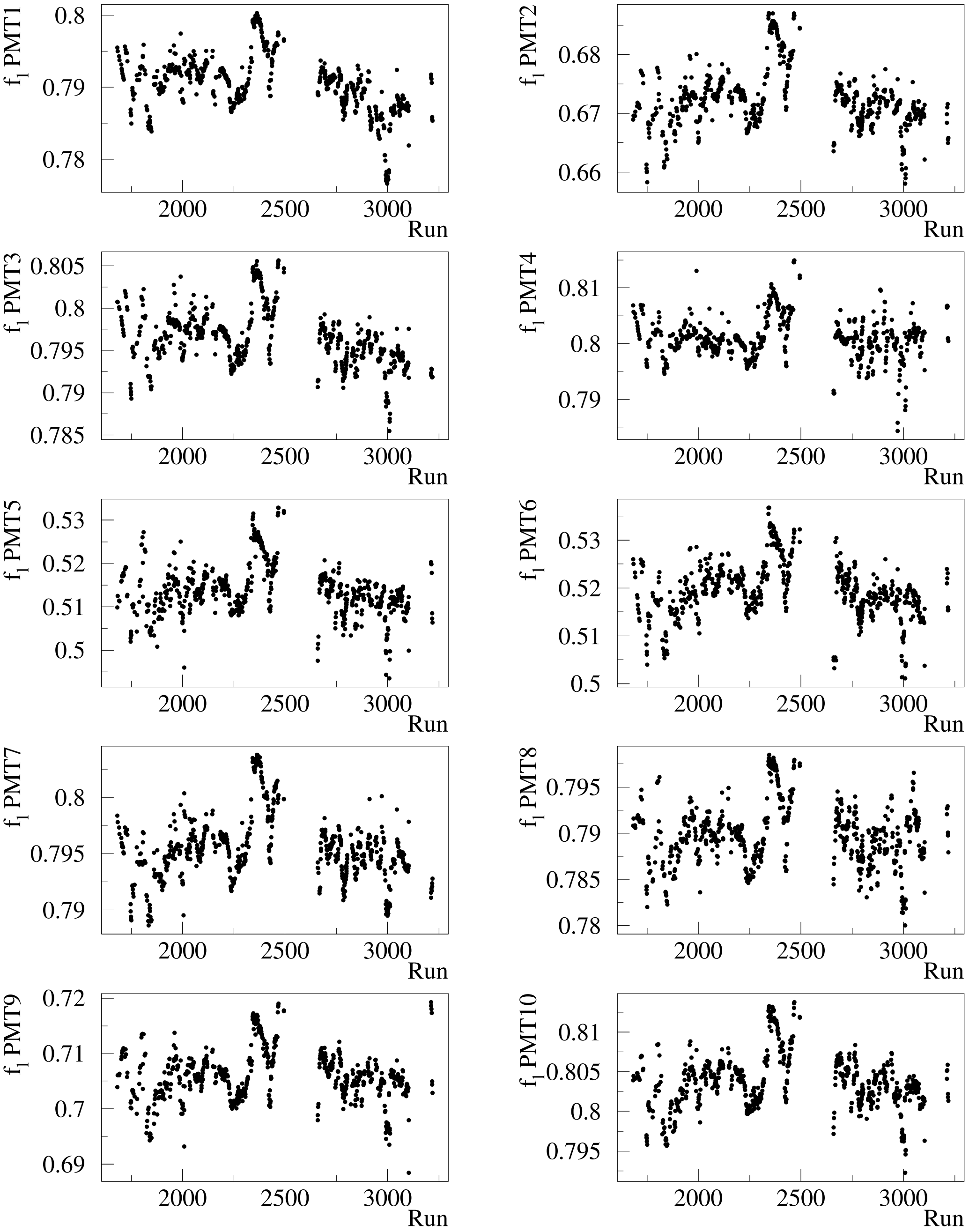



FIG. 5.8 – *Facteur de lumière $f_l$ pour chacun des dix détecteurs en fonction du numéro de run.*

fraction $f_l$, donnée par l'équation 5.22, du signal des PMT provenant de la détection de photons.

La figure 5.8 montre ce facteur pour chaque détecteur en fonction du numéro de run. Nous voyons premièrement que $f_l$ pour un détecteur donné est stable au niveau de quelques pourcents sur l'ensemble de l'expérience. Ceci montre que nous avons effectué l'ensemble de l'expérience avec un niveau de bruit de fond "non-lumineux" ($Y_F$) constant. Deuxièmement, nous pouvons noter que les détecteurs qui sont symétriques par rapport à l'axe du faisceau[c] ont un niveau de bruit de fond comparable. La figure 5.9 montre la disposition des détecteurs autour de l'axe du faisceau.

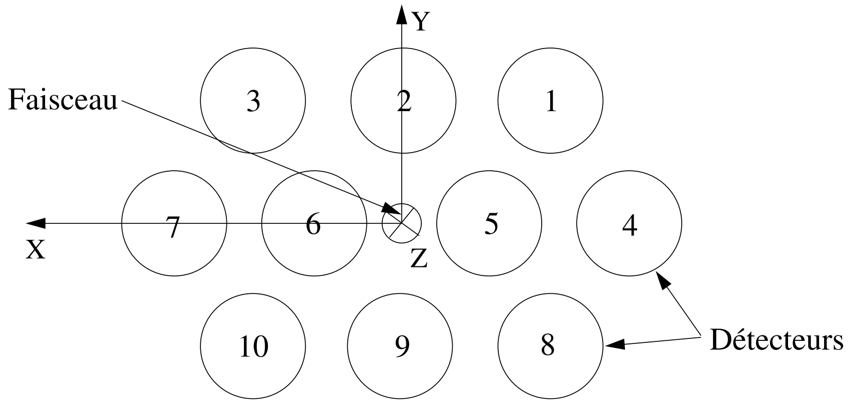



FIG. 5.9 – *Schéma représentant la disposition des 10 détecteurs de SAMPLE autour de l'axe du faisceau (le schéma n'est pas à l'échelle).*

#### 5.3.1.2 Fraction Čerenkov

Le taux de comptage provenant de la lumière a toutefois deux composantes. Outre la lumière Čerenkov $Y_{\check{C}}$ créée par les électrons diffusés, des photons sont créés par scintillation dans les molécules d'azote constituant l'air ambiant. Comme nous l'avons vu précédemment, nous définissons la fraction $f_e$ de signal Čerenkov comme :

$$f_e = \frac{Y_{\check{C}}}{Y_{\check{C}} + Y_{scint}} \equiv \frac{Y_{\check{C}}}{Y_O - Y_F} \tag{5.25}$$

Le rapport signal sur bruit est alors donné par :

$$\frac{S}{B} = \frac{Y_{\check{C}}}{Y_O - Y_{\check{C}}} = \frac{f_e f_l}{1 - f_e f_l} \tag{5.26}$$

Afin d'extraire le facteur $f_e$, il faut pouvoir mesurer le taux de comptage provenant des seuls photons Čerenkov. La technique utilisée consiste à faire une série de mesures avec des caches sur les miroirs

[c]Il y a quatre familles de détecteurs qui sont symétriques, les détecteurs : (1, 3, 8, 10), (2, 9), (4, 7) et (5, 6) (voir figure 5.9).

Le taux de comptage provenant de la scintillation de l'air pour un détecteur donné peut être décomposé en trois parties distinctes :

$$Y_{scint} = Y_{scint}^{direct} + Y_{scint}^{own} + Y_{scint}^{other} \tag{5.27}$$

où $Y_{scint}^{direct}$ est le taux de comptage correspondant aux photons de scintillation qui ont été détectés sans aucune réflexion sur les miroirs. $Y_{scint}^{own}$ représente le taux de comptage des photons qui ont été réfléchis par le miroir lié au détecteur qui les ont détectés. $Y_{scint}^{other}$ est le taux de comptage relatif correspondant aux photons réfléchis par un autre miroir que celui lié au détecteur qui les ont détectés. Le taux de comptage provenant de la lumière s'écrit donc :

$$Y_{light} = Y_O - Y_F = Y_{\check{C}} + Y_{scint}^{direct} + Y_{scint}^{own} + Y_{scint}^{other} \tag{5.28}$$

On bloque les réflexions sur les miroirs en les recouvrant d'un tissu noir. Une mesure shutters ouverts et shutters fermés permet ainsi d'extraire pour chaque détecteur le taux de comptage $Y_{scint}^{direct}$. La mesure suivante consiste à couvrir le miroir $i$ et découvrir les autres. Ceci permet de mesurer pour chaque détecteur le taux de comptage correspondant à $(Y_{scint}^{direct} + Y_{scint}^{other})$. Une troisième mesure avec tous les miroirs découverts permet obtenir la somme des quatre contributions. Nous pouvons voir qu'aucune mesure ne nous permet de découpler $Y_{\check{C}}$ de $Y_{scint}^{own}$. Nous avons alors supposé que le taux de comptage $Y_{scint}^{own}$ était de la même amplitude que $Y_{scint}^{other}$ pour chacun des miroirs en assignant une erreur de 100 % à $Y_{scint}^{own}$. Cette étude a été conduite trois fois au cours de l'expérience (une au début, une au milieu et une à la fin de l'expérience). Les résultats de ces trois mesures sont en accord à mieux que 1 %.

Le tableau 5.8 donne le résultat combiné de ces trois mesures. L'erreur est dominée par l'erreur systématique due à l'hypothèse sur la valeur de $Y_{scint}^{own}$. Comme dans le cas du facteur $f_l$, les résultats pour les détecteurs d'un même type sont concordants. Ceci montre une bonne symétrie de l'ensemble expérimental.

#### 5.3.1.3 Polarisation

Nous venons de voir le calcul des facteurs de dilution dus à la contribution du bruit de fond. Nous allons maintenant nous intéresser à la polarisation du faisceau incident qui agit également comme facteur de dilution (voir paragraphe 2.1).

Deux polarimètres ont été utilisés pour mesurer la polarisation du faisceau d'électrons : le polarimètre à transmission décrit au paragraphe 2.4.2 et le polarimètre Møller décrit au paragraphe 2.4.3. Une mesure quotidienne avec le polarimètre à transmission a été effectuée tout au long de l'expérience. Une mesure avec ce polarimètre demande environ 10 minutes pour d'obtenir une précision statistique de l'ordre de 1 %. Les mesures avec le polarimètre Møller, plus longues à mettre en place et nécessitant environ une heure de faisceau ont été effectuées avec une fréquence moindre (tous les 3 à 4 jours). La mesure de la polarisation utilisant le polarimètre à transmission nécessiterait une bonne connaisance du pouvoir d'analyse du polarimètre, ainsi que de la forme et de l'amplitude du flux de photons. La simulation détaillée de l'ensemble expérimental n'a pas été faite et l'extraction de la polarisation absolue du faisceau d'électrons en utilisant le polarimètre à transmission seul aurait une erreur systématique de l'ordre de 20 % [135].

| Détecteur | $Y_{light}$ | $Y_{scint}^{own} + Y_{\check{C}}$ | $Y_{scint}^{other}$ | $Y_{scint}^{direct}$ | $f_e$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 317.83 | 305.19 | 5.31 | 7.34 | 0.944 ± 0.010 |
| 2 | 303.90 | 279.77 | 7.99 | 16.15 | 0.894 ± 0.015 |
| 3 | 360.33 | 339.20 | 7.42 | 13.71 | 0.921 ± 0.012 |
| 4 | 349.00 | 329.37 | 8.84 | 10.79 | 0.919 ± 0.015 |
| 5 | 264.52 | 249.88 | 5.95 | 8.69 | 0.922 ± 0.016 |
| 6 | 187.17 | 172.89 | 5.97 | 8.71 | 0.894 ± 0.021 |
| 7 | 389.41 | 370.27 | 8.38 | 10.76 | 0.929 ± 0.013 |
| 8 | 353.50 | 329.71 | 8.77 | 15.02 | 0.908 ± 0.014 |
| 9 | 384.90 | 351.94 | 11.00 | 21.95 | 0.886 ± 0.017 |
| 10 | 367.29 | 346.80 | 7.30 | 13.18 | 0.924 ± 0.012 |

TAB. 5.8 – *Résultats de l'étude "miroirs couverts". Les taux de comptage sont donnés en nombre de photo-électrons.*

Les mesures effectuées avec le polarimètre Møller, qui donnent une mesure absolue de la polarisation, permettent alors de calibrer les mesures effectuées avec le polarimètre à transmission.

### Polarimètre Møller

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.3, l'extraction de la polarisation longitudinale du faisceau d'électrons $P_z^F$ est possible via la mesure de l'asymétrie Møller, en renversant le spin de l'électron incident. Elle est donnée par :

$$A_{\text{Møller}} = \frac{\frac{d\sigma^{\rightrightarrows}}{d\Omega} - \frac{d\sigma^{\leftrightarrows}}{d\Omega}}{\frac{d\sigma^{\rightrightarrows}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{\leftrightarrows}}{d\Omega}} \tag{5.29}$$

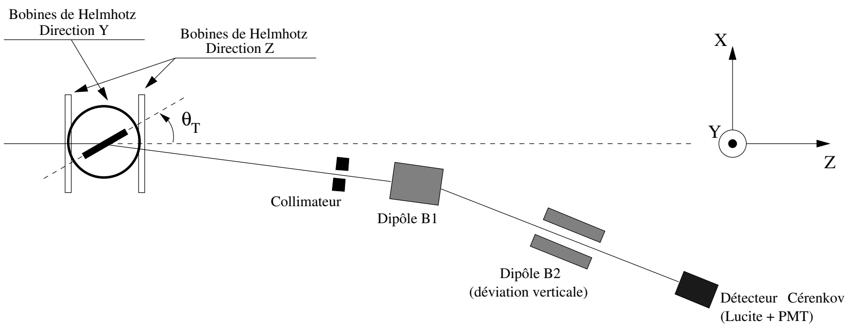



FIG. 5.10 – *Schéma du polarimètre Møller du MIT-Bates (les dimensions ne sont pas à l'échelle).*

Un run Møller consiste à mesurer le taux de comptage $Y_{\text{mesuré}}$ du détecteur Čerenkov du polarimètre Møller (lucite + PMT) pour chaque pulse de faisceau, et à construire l'asymétrie $A_{\text{mesurée}}$ :

$$A_{\text{mesurée}} = \frac{Y^{+}_{\text{mesuré}} - Y^{-}_{\text{mesuré}}}{Y^{+}_{\text{mesuré}} + Y^{-}_{\text{mesuré}}} \tag{5.30}$$

Le taux de comptage du détecteur Čerenkov du polarimètre Møller est la somme du taux de comptage $Y_{\text{Møller}}$ provenant d'électrons issus de diffusion Møller et $Y_{\text{bruit}}$ celui du bruit de fond[d] : $Y^{\pm}_{\text{mesuré}} = Y^{\pm}_{\text{Møller}} + Y_{\text{bruit}}$. L'asymétrie mesurée et l'asymétrie de la diffusion Møller sont donc reliées par :

$$A_{\text{Møller}} = A_{\text{mesurée}} \left(1 + \frac{Y_{\text{bruit}}}{Y_{\text{Møller}}}\right) \tag{5.31}$$

Afin de mesurer le rapport signal sur bruit, le taux de comptage est mesuré autour du pic correspondant à la diffusion Møller. Ceci est effectué en changeant la tension appliquée au premier aimant (B1) du canal magnétique (voir figure 5.10) ce qui a pour effet de changer l'impulsion des électrons détectés. Le diagramme de gauche de la figure 5.11 montre le

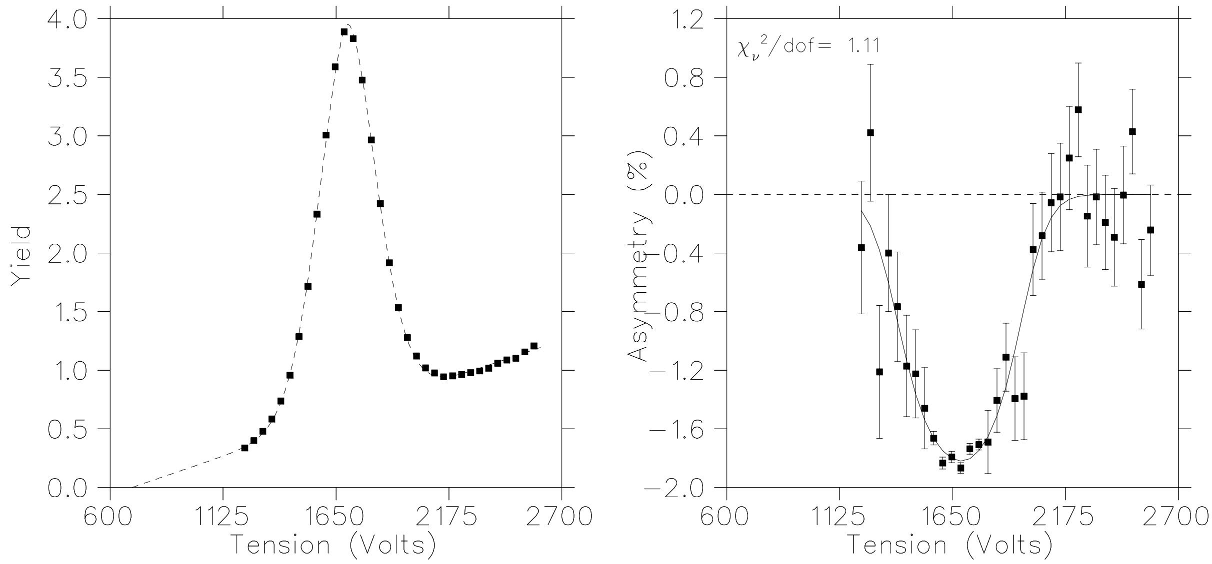



FIG. 5.11 – *Figure de gauche : Taux de comptage normalisé mesuré par le détecteur du polarimètre Møller en fonction de la tension appliquée au premier aimant (B1). L'ajustement (ligne tiretée) utilise la fonction définie par l'équation 5.32. Figure de droite : Asymétrie corrigée du bruit de fond en fonction de la tension appliquée au premier aimant.*

taux de comptage mesuré en fonction de la tension appliquée à l'aimant pour un run typique. Le taux de comptage est ajusté par une fonction de la forme suivante :

$$Y_{\text{mesurée}}(V) = M \exp\left[-\frac{1}{E}\left|\frac{V-P}{W}\right|^{E}\right] + B_0 + B_1(V-P) \tag{5.32}$$

[d]On suppose que le bruit de fond est symétrique : $Y^{+}_{\text{bruit}} = Y^{-}_{\text{bruit}}$

où $V$ est la tension appliquée. Les paramètres $M$, $E$, $P$, $W$, $B_0$ *et* $B_1$ sont les paramètres libres de l'ajustement. Le premier terme correspond au signal provenant de la diffusion Møller alors que les deux termes suivants caractérisent la contribution du bruit de fond. Grâce au diagramme de gauche de la figure 5.11 nous pouvons remarquer que le rapport signal sur bruit au niveau du pic de la diffusion Møller est de l'ordre de 5.

Le diagramme de droite de la figure 5.11 montre l'asymétrie corrigée du bruit de fond en fonction de la tension appliquée à l'aimant. La valeur au niveau du pic Møller sera l'asymétrie utilisée pour extraire la polarisation du faisceau d'électrons.

Chaque mesure de la polarisation utilisant le polarimètre Møller consiste en deux runs, l'un avec la cible orientée à un angle $\theta_T = 30^o$ par rapport à l'axe du faisceau (voir figure 5.10) et l'autre où l'orientation est de $\theta_T = -30^o$. Le vecteur polarisation du faisceau n'est plus aligné avec celui des électrons cibles. Il en résulte que l'expression de l'asymétrie Møller devient[e] :

$$A_{\text{Møller}}(\theta_T) = -\frac{7}{9}P_z^F P^C \cos(\theta_T) - \frac{1}{9}P_x^F P^C \sin(\theta_T) \tag{5.33}$$

où $P^C = 0.0803 \pm 0.0012$ est le degré de polarisation des électrons cibles. Ceci permet donc d'avoir accès à la composante de la polarisation selon l'axe $x$. Les degrés de polarisation longitudinal et transverse du faisceau d'électrons peuvent donc être extraits à partir des mesures aux deux angles :

$$P_z^F = -\frac{9}{14}\frac{A_{\text{Møller}}(\theta_T) + A_{\text{Møller}}(-\theta_T)}{P^C \cos(\theta_T)} \tag{5.34}$$

$$P_x^F = -\frac{9}{2}\frac{A_{\text{Møller}}(\theta_T) - A_{\text{Møller}}(-\theta_T)}{P^C \sin(\theta_T)} \tag{5.35}$$

La figure 5.12 montre le degré de polarisation longitudinale en fonction du temps, mesuré avec le polarimètre Møller et le polarimètre à transmission. Le degré de polarisation transverse moyenné sur l'ensemble de l'expérience est de : $P_x^F = -0.13 \pm 3.06$ %. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1 une polarisation transverse non nulle aurait eu pour effet d'augmenter la dilution de l'asymétrie mesurée. La valeur obtenue pour $P_x^F$ nous assure que cette dilution est compatible avec zéro, mais également que la contribution provenant de la diffusion Mott sera faible. Nous détaillerons ce dernier point au paragraphe 5.3.3.

Les erreurs systématiques sur la détermination de la polarisation prennent en compte les erreurs provenant de l'orientation de la cible[f] (1 %), l'extraction du rapport signal sur bruit (2.5 %), la polarisation des électrons cibles (1.5 %), l'effet de dépolarisation de la cible (1.5 %) et une possible asymétrie du bruit de fond (0.5 %) [131]. Toutes ces erreurs ont été ajoutées en quadrature. Un problème avec le mécanisme d'orientation de la cible Møller n'a pas permis d'orienter la cible avec la précision habituelle pour les mesures qui ont eu lieu en janvier. Pour ces trois mesures, nous avons attribué une erreur de 5 degrés à l'angle de la cible.

[e]On suppose qu'il n'y a pas de composante selon l'axe $y$. Le pouvoir d'analyse $A_{xx}$ à $\theta_{CM} = 90^o$ est de -1/9.

[f]Nous estimons l'erreur sur l'angle de la cible à 1 degré.

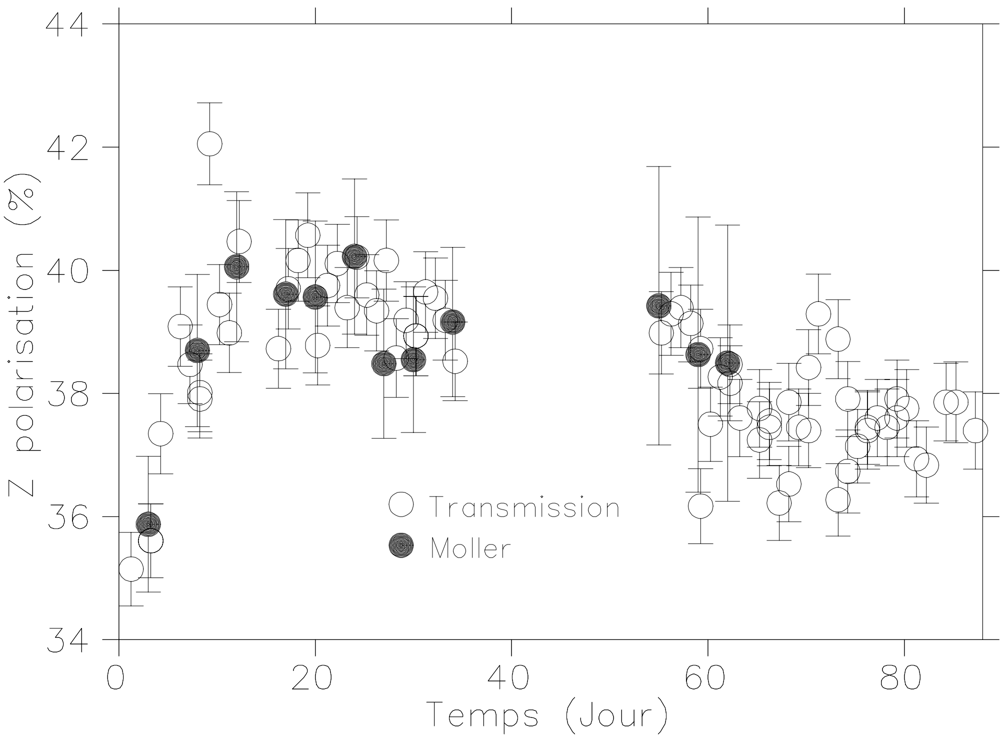



FIG. 5.12 – *Degré de polarisation longitudinale du faisceau d'électrons en fonction du temps. Note : L'espace sans mesure correspond à la trêve de Noël.*

**Polarimètre à transmission**

Comme nous l'avons dit au paragraphe précédent, une mesure du degré de polarisation longitudinale du faisceau a été effectuée tous les jours. La figure 5.12 montre les résultats des différentes mesures utilisant le polarimètre à transmission. En particulier, une mesure avec le polarimètre à transmission a été systématiquement effectuée pour chaque mesure utilisant le polarimètre Møller. Ceci a permis d'extraire le facteur de calibration $F_{calibration}$ entre les deux polarimètres.

Une prise de données avec le polarimètre à transmission consiste en deux mesures d'environ 5 minutes chacune avec le champ magnétique dans l'absorbeur (voir figure 2.10) orienté parallèlement puis anti-parallèlement au faisceau. La combinaison de ces deux mesures donne une erreur statistique de l'ordre de 1 %. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.2, l'asymétrie dans le flux de photons transmis est proportionnelle à la polarisation longitudinale du faisceau d'électrons :

$$A_{trans} = F_{calibration} P_z^F \tag{5.36}$$

L'ordre de grandeur de l'asymétrie $A_{trans}$ était de $7.\,10^{-3}$ durant l'ensemble de l'expérience. La figure 5.13 montre la valeur de $F_{calibration}$ sur l'ensemble de l'expérience. Nous pouvons voir que ce facteur est très stable au cours du temps. Ceci nous donne une grande confiance quant à l'utilisation des mesures faites avec le polarimètre à transmission pour extraire la polarisation du faisceau. L'erreur sur le facteur de calibration (environ 1 %) a été incluse

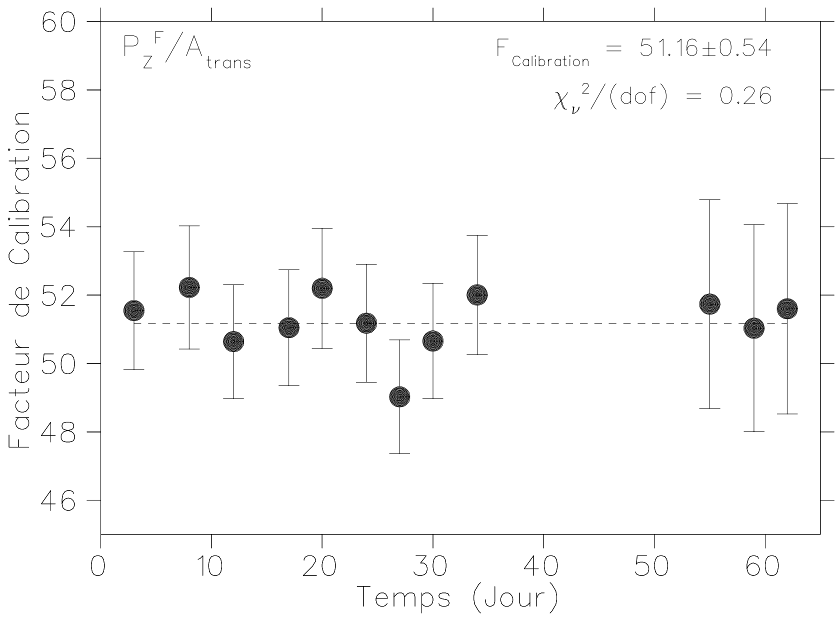



FIG. 5.13 – *Facteur de calibration $F_{calibration}$ du polarimètre à transmission par rapport au polarimètre Møller.*

comme une erreur systématique à la mesure de la polarisation. L'erreur systématique sur l'asymétrie mesurée a été estimée à 1 % [135]. La figure 5.12 montre les résultats des différentes mesures utilisant le polarimètre à transmission. La valeur moyenne de la polarisation longitudinale $P_z^F$ obtenue par le polarimètre à transmission est de :

$$P_z^F = 38.2 \pm 0.8 \ \% \tag{5.37}$$

La correction de l'asymétrie due à la polarisation du faisceau a été faite run par run en prenant la mesure de la polarisation la plus proche du run considéré.

#### 5.3.1.4 Corrections radiatives électromagnétiques

Un dernier facteur de dilution intervient dans l'extraction de l'asymétrie physique : les corrections radiatives électromagnétiques. Cette correction est appliquée afin de prendre en compte les pertes d'énergie de l'électron incident et de l'électron diffusé par émission de photons réels (rayonnement Bremsstrahlung). Le formalisme de ces corrections radiatives électromagnétiques a été étudié en détail dans les références [97, 98].

Le rayonnement Bremsstrahlung a pour effet de diminuer l'énergie de l'électron incident, le $Q^2$ de l'interaction devient alors plus faible. L'asymétrie mesurée étant proportionnelle à $Q^2$, l'effet est donc de la diminuer. Un autre effet de ce rayonnement est qu'il peut engendrer un renversement de spin de l'électron incident. Ceci se traduira par une dépolarisation du faisceau incident et donc par une diminution de l'asymétrie mesurée.

Nous définissons le facteur de corrections radiatives électromagnétiques $R_c$ comme :

$$R_c = \frac{A_{norad}}{A_{rad}} \tag{5.38}$$

où $A_{rad}$ et $A_{norad}$ sont respectivement les asymétries avec et sans les effets du rayonnement Bremsstrahlung.

Une simulation du dispositif expérimental utilisant le progiciel GEANT a permis de calculer le facteur de correction $R_c$ pour chaque détecteur. Le résultat de cette étude est donné par le tableau 5.9. L'erreur sur ces résultats est estimée à 3 % [131]. Cette simulation

| Détecteur | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $R_c$ | 1.116 | 1.075 | 1.115 | 1.198 | 1.061 | 1.060 | 1.174 | 1.116 | 1.074 | 1.115 |

TAB. 5.9 – *Facteurs de corrections radiatives pour chaque détecteur, obtenus par simulation.*

n'inclut à l'heure actuelle que les processus de diffusion quasi-élastique électron-nucléon et élastique électron-deuton. L'électrodésintégration au seuil du deuton n'est pas encore prise en compte dans cette simulation. Nous estimons que l'omission de ce processus induit une erreur sur $R_c$ de l'ordre de 3 %. Ceci implique que l'erreur totale sur $R_c$ est de 4.5 %.

### 5.3.2 Asymétrie shutters fermés

| | $K_F$ (ppm) | | |
|---|---|---|---|
| Détecteur | IN | OUT | Combiné |
| 1 | -4.8 ± 3.5 | 11.6 ± 9.5 | 5.6± 3.3 |
| 2 | 1.0 ± 6.2 | -25.2 ± 16.8 | -3.9±5.8 |
| 3 | 3.9 ± 3.6 | -0.1 ± 9.8 | -3.4 ± 3.4 |
| 4 | 2.7 ± 3.6 | 14.5 ± 9.8 | -0.6± 3.4 |
| 5 | -1.8 ± 9.8 | 38.6 ± 26.5 | 6.2±9.2 |
| 6 | 11.4 ± 9.9 | -66.9 ± 27.0 | -18.0 ± 9.3 |
| 7 | 1.8 ± 3.6 | -2.2 ± 9.6 | -1.9±3.3 |
| 8 | 8.4 ± 3.7 | -8.0 ± 10.1 | -8.3± 3.5 |
| 9 | 3.7 ± 5.1 | -12.9 ± 13.8 | -4.8± 4.8 |
| 10 | -6.4 ± 3.3 | 18.2 ± 8.9 | 7.8± 3.1 |
| Total | 0.9 ± 1.3 | 2.7 ± 3.6 | -0.5 ± 1.3 |

TAB. 5.10 – *Contribution du bruit de fond à l'asymétrie mesurée pour chacun des dix détecteurs. La valeur combinée est la moyenne pondérée des résultats IN et OUT. Un signe négatif a été appliqué aux résultats IN pour le calcul de la valeur combinée afin de tenir compte du changement d'hélicité.*

Nous venons de détailler le calcul des facteurs de corrections intervenant dans la détermination de l'asymétrie physique. Nous allons maintenant discuter des termes apportant une contribution à l'asymétrie mesurée : l'asymétrie du bruit de fond, mesurée avec les shutters fermés, et la contribution de l'asymétrie Mott induite par une possible polarisation transverse.

Comme le montre l'équation 5.24, la contribution $K_F$ de l'asymétrie shutters fermés à l'asymétrie mesurée, autrement dit l'asymétrie portée par le bruit de fond, est donnée par :

$$K_F = \frac{R_c(1 - f_l)}{P_z^F f_l f_e} A_F \tag{5.39}$$

où $A_F$ est l'asymétrie mesurée avec les shutters fermés. La contribution $K_F$ doit être évaluée pour chaque détecteur. Le tableau 5.10 donne les valeurs de $K_F$ calculées pour chacun d'eux.

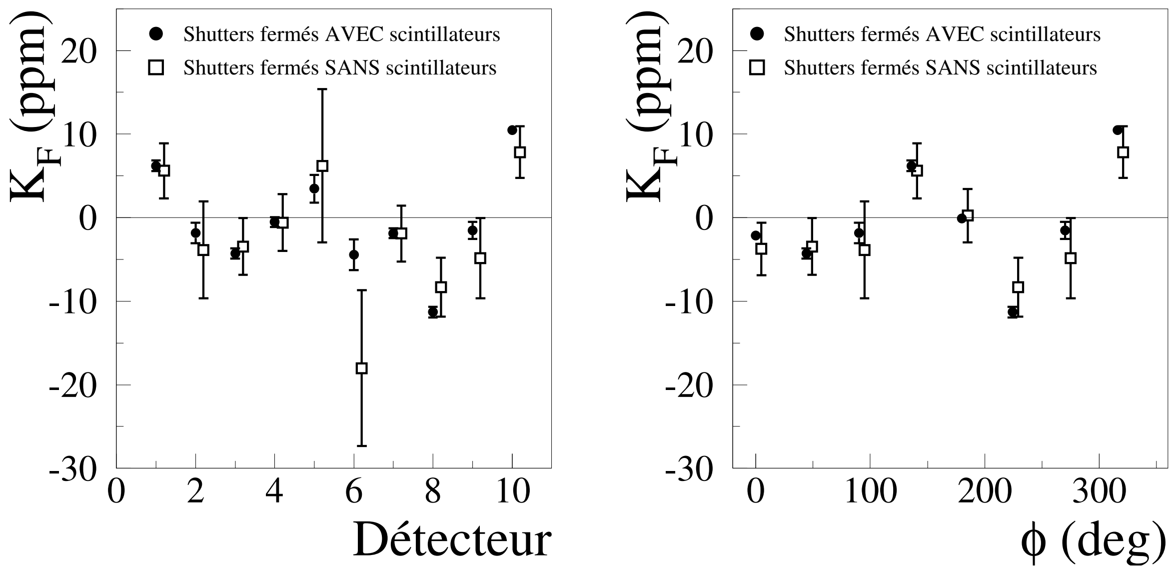



Fig. 5.14 – *Contribution $K_F$ du bruit de fond à l'asymétrie mesurée pour chaque détecteur en utilisant les données shutters fermés avec scintillateur (ronds pleins) devant les PMT en fonction du numéro du détecteur. Pour comparaison, nous avons également reporté les valeurs mesurées avec les shutters fermés sans scintillateur (carrés ouverts). Note : Les carrés ont été déplacés par souci de lisibilité. La figure de droite montre les mêmes asymétries en fonction de l'angle azimuthal $\phi$ de chacun des détecteurs. Les résultats des détecteurs 4 et 5 d'une part et des détecteurs 6 et 7 d'autre part ont été combinés car ils correspondent au même angle $\phi$.*

La figure 5.14 montre cette contribution en fonction du numéro de détecteur (carrés ouverts). Nous pouvons voir que $K_F$ varie de façon importante d'un détecteur à l'autre. Le diagramme de droite de la même figure, montre la contribution en fonction de l'angle azimutal de chacun des détecteurs. Nous voyons qu'il existe une dépendance azimutal non triviale.

Afin de déterminer l'asymétrie physique, il est nécessaire de connaître précisément la contribution du bruit de fond à l'asymétrie mesurée. Le facteur qu'il est important de connaître est la moyenne pondérée des contributions de chaque détecteur. Les résultats du tableau 5.10 montrent que la précision obtenue sur $K_F$ n'est pas suffisante. En effet, l'utilisation du résultat du tableau 5.10 ($K_F = -0.5 \pm 1.3$ ppm) induirait alors une erreur qui serait l'erreur dominante sur l'extraction de l'asymétrie physique.

L'écart type de la distribution de l'asymétrie shutters fermés est de l'ordre de 1.2 % en combinant la statistique des dix détecteurs. Celle mesurée avec les shutters ouverts est de l'ordre de 0.34 %. Donc pour mesurer la contribution du bruit de fond avec la même erreur statistique que l'asymétrie shutters ouverts, il faut environ 12 fois plus de temps de faisceau. Ceci n'étant bien entendu pas possible, nous avons eu l'idée d'installer entre le PMT et le shutter de chaque détecteur un parallélépipède de scintillateur plastique de 2.5 cm d'épaisseur et de 30 cm de côté. Le scintillateur a pour effet d'augmenter la sensibilité des PMT au bruit de fond. Le nombre de particules de bruit de fond détectées devient ainsi beaucoup plus grand. Ceci implique une réduction de la largeur de la distribution qui est fonction de $1/\sqrt{N}$ où $N$ est le nombre de particules détectées par pulse de faisceau. La largeur de l'asymétrie sur l'ensemble du détecteur devient, en utilisant ce système, de l'ordre de 0.22 %. Cela représente une diminution d'un facteur 5.5 par rapport à la largeur avec les shutters fermés. Nous avons utilisé six jours pour mesurer la contribution du bruit de fond à l'asymétrie avec les scintillateurs devant les dix PMT. Cette mesure a été faite à la fin de l'expérience, période durant laquelle le problème du timing du signal radio-fréquence avait été réglé.

| | $K_F$ (ppm) | | |
|---|---|---|---|
| Détecteur | IN | OUT | Combiné |
| 1 | -6.08 ± 0.91 | 6.31 ± 0.88 | 6.20 ± 0.63 |
| 2 | 1.84 ± 1.75 | -1.85 ± 1.72 | -1.85 ± 1.23 |
| 3 | 4.76 ± 0.87 | -3.87 ± 0.85 | -4.31 ± 0.61 |
| 4 | -0.48 ± 0.86 | -1.51 ± 0.84 | -0.53 ± 0.60 |
| 5 | -3.57 ± 2.39 | 3.35 ± 2.33 | 3.46 ± 1.67 |
| 6 | 5.89 ± 2.61 | -3.06 ± 2.55 | -4.44 ± 1.82 |
| 7 | 1.57 ± 0.84 | -2.17 ± 0.82 | -1.88 ± 0.59 |
| 8 | 10.84 ± 0.92 | -11.73 ± 0.90 | -11.29 ± 0.64 |
| 9 | 0.45 ± 1.47 | -2.58 ± 1.44 | -1.53 ± 1.03 |
| 10 | 10.06 ± 0.82 | 10.86 ± 0.81 | 10.47 ± 0.58 |
| Total | -0.06 ± 0.33 | -0.22 ± 0.33 | -0.08 ± 0.23 |

TAB. 5.11 – *Contribution du bruit de fond $K_F$ à l'asymétrie mesurée pour chacun des dix détecteurs exprimée en ppm mesurée avec des scintillateurs devant les PMT.*

La figure 5.14 montre le résultat obtenu avec et sans les scintillateurs devant les PMT. Nous pouvons voir que les deux mesures sont en accord et que l'utilisation des scintillateurs permet de diminuer l'erreur statistique de façon considérable. Le tableau 5.11 donne les valeurs de la contribution $K_F$ mesurée avec les scintillateurs. Nous utiliserons dans la suite ces valeurs extraire la contribution du bruit de fond à l'asymétrie mesurée. Nous pouvons nous poser la question de savoir si l'ajout de scintillateurs devant les détecteurs ne change pas notre sensibilité aux différentes composantes du bruit de fond. Les asymétries mesurées dans les deux situations étant compatibles, ceci nous laisse à penser que c'est le cas. Toutefois, une erreur systématique sera attribuée au niveau de la soustraction de l'asymétrie shutters "fermés" de l'asymétrie shutters "ouverts" afin de tenir compte de possible effets dus à l'ajout des scintillateurs.

### 5.3.3 Diffusion Mott

Un autre processus peut contribuer à l'asymétrie : la diffusion de type Mott. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.4.1, la section efficace de diffusion électron-noyau à grand angle possède un terme dépendant de la polarisation des électrons qui est introduit par une interaction du type spin-orbite. La section efficace de diffusion s'écrit alors :

$$\sigma(\theta_e) = I(\theta_e)\left[1 + S(\theta_e)\vec{P}_e.\vec{n}\right] \tag{5.40}$$

où $\theta_e$ est l'angle de diffusion de l'électron, $I(\theta_e)$ la section efficace non polarisée, $\vec{P}_e$ le vecteur polarisation des électrons incidents et $\vec{n}$ représente le vecteur unitaire perpendiculaire au plan de la réaction. La fonction $S(\theta_e)$ est la fonction dite de Sherman qui traduit la dépendance de la section efficace avec la polarisation des électrons. Nous voyons donc que si le vecteur polarisation $\vec{P}_e$ du faisceau d'électrons possède une composante dans le plan transverse à la direction de propagation, une asymétrie $A_{\text{Mott}}$ peut apparaître.

Afin de déterminer la sensibilité du détecteur à ce processus, nous avons enregistré environ 7 coulombs de données avec le vecteur de polarisation du faisceau d'électrons dans le plan transverse à la direction de propagation des électrons. Cette série de données a été coupée en deux phases : l'une avec le vecteur de polarisation orienté selon l'axe $x$ (plan horizontal) et l'autre selon l'axe $y$ (plan vertical). Pour chacune de ces deux phases, des données ont été accumulées avec la lame demi-onde insérée et extraite. L'orientation du vecteur de polarisation a été effectuée en ajustant la précession induite par le filtre de Wien et par une paire de solénoïdes avant l'accélération.

L'asymétrie produite par la diffusion Mott aux angles arrière est une asymétrie du type géométrique. En effet, comme nous pouvons le voir via l'équation 5.40, l'asymétrie dans l'axe du vecteur de polarisation doit être nulle, alors qu'elle est maximale dans la direction qui lui est perpendiculaire. L'asymétrie Mott mesurée dans nos détecteurs peut donc être ajustée par une fonction de la forme :

$$A_{\text{Mott}} = A_0 + A_1 \sin(\phi + \delta) \tag{5.41}$$

où $A_0$, $A_1$ et $\delta$ sont les paramètres libres de l'ajustement et $\phi$ l'angle azimutal de chaque détecteur (voir paragraphe 4.3, tableau 4.1 pour la définition de l'angle azimutal des détecteurs). Nous n'avons pas pris en compte les différences d'un détecteur à l'autre pour l'angle de diffusion $\theta$. La valeur du paramètre $A_0$ nous renseigne directement sur le degré de symétrie de l'ensemble de détection. En effet, $A_0$ doit être égale à zéro dans le cas d'un détecteur parfaitement symétrique.

Le tableau 5.12 présente le résultat de l'ajustement obtenu avec l'équation 5.41 pour les quatre séries de mesures effectuées. La première colonne donne la valeur de l'orientation

| $\Phi$ (deg.) | Lame demi-onde | $A_0$ (ppm) | $A_1$ (ppm) | $\delta$ (deg.) | $\chi^2/dof$ |
|---|---|---|---|---|---|
| 0 | IN | 1.0 ± 4.9 | 31.5 ± 7.5 | 29.7 ± 12.1 | 1.24 |
| 0 | OUT | 2.50 ± 5.8 | 22.7 ± 8.5 | 145.4 ± 20.4 | 0.51 |
| 90 | IN | -2.3 ± 5.7 | 24.2 ± 7.5 | 112.1 ± 20.6 | 0.95 |
| 90 | OUT | -1.1 ± 4.5 | 30.0 ± 5.8 | -76.6 ± 13.2 | 1.82 |
| Mesures combinées | | 0.3 ± 2.6 | 26.2 ± 3.6 | -77.9 ± 8.0 | 2.09 |

TAB. 5.12 – *Resultats des ajustements des différentes séries de mesures Mott utilisant la fonction 5.41.*

$\Phi$ du vecteur polarisation du faisceau d'électrons. A la valeur $\Phi = 0^o$ correspond une orientation dans le plan horizontal, et à $\Phi = 90^o$ correspond une orientation dans le plan vertical. Nous voyons que le paramètre $A_0$ est bien compatible avec zéro, et donc que l'ensemble de détection est bien symétrique autour de l'axe du faisceau.

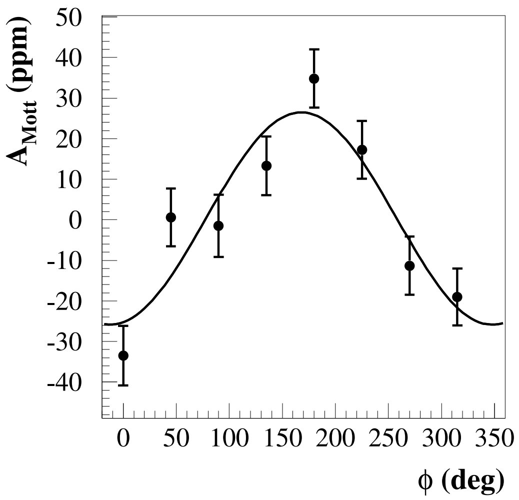



FIG. 5.15 – *Asymétrie Mott en fonction de l'angle azimutal du détecteur.*

La phase $\delta$ doit changer de $180^o$ avec la modification de l'état de la lame demi-onde et doit changer de $+90^o$ en passant des données prises à $\Phi = 0^o$ à celles prises à $\Phi = 90^o$. Ceci est respecté sauf pour la mesure faite à $\Phi = 0^o$ avec la lame demi-onde "OUT". Nous n'avons pas trouvé de raison évidente permettant de discréditer cette mesure. L'amplitude de l'oscillation, qui est la signature de la diffusion asymétrique Mott, est consistante entre les quatre mesures. La mise en commun des quatre mesures nous permet d'extraire l'asymétrie $A_{\mathrm{Mott}}$, qui est de : 26.2 ± 3.6 ppm. La figure 5.15 montre le résultat de l'ajustement sur la combinaison des quatre mesures.

Nous pouvons également extraire le degré d'asymétrie de l'ensemble de détection qui est donné par : $F_S = A_0/A_1 = 1.1 \pm 9.5\%$. En utilisant les résultats des mesures de polarisation par le polarimètre Møller et le polarimètre à transmission qui donnent en moyenne sur l'ensemble de l'expérience : $P_x^F = -0.1 \pm 3.1$ % et $P_z^F = 38.2 \pm 0.8$ %, il est possible de calculer la contribution de la diffusion Mott à l'asymétrie expérimentale :

$$\frac{P_x^F}{P_z^F} A_{\mathrm{Mott}} F_S = -7.8\,10^{-4} \pm 2.5\,10^{-2} \text{ ppm} \tag{5.42}$$

Cette contribution est négligeable si on la compare à la précision sur la mesure expérimentale de $A_{\mathrm{phys}}$.

### 5.3.4 Détermination de l'asymétrie physique

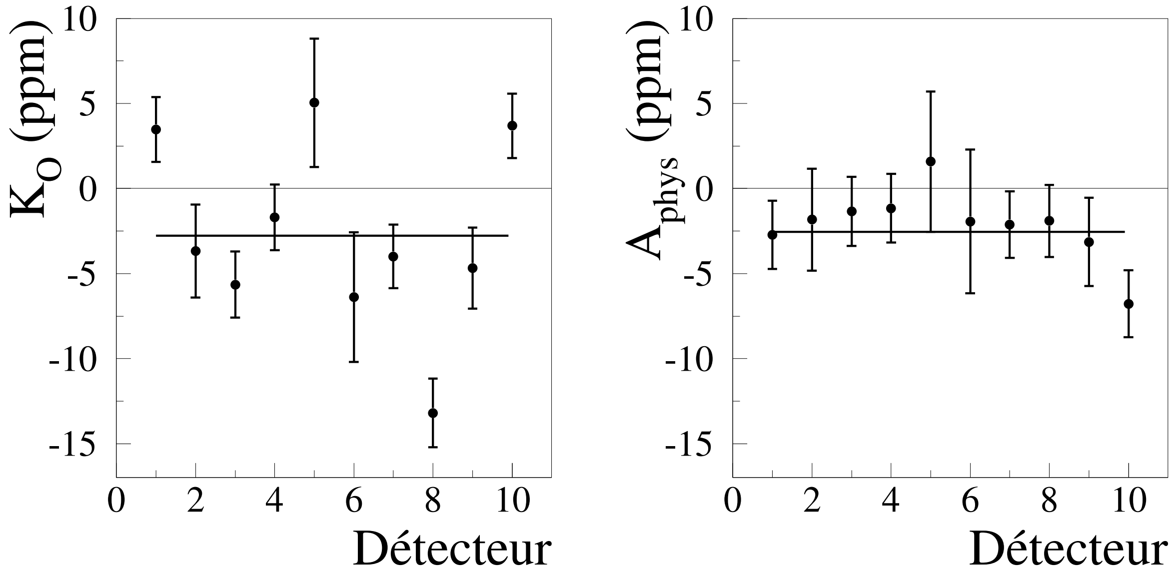



FIG. 5.16 – *Asymétrie mesurée $K_O$ corrigée des facteurs de dilution pour chaque détecteur (figure de gauche). Asymétrie physique $A_{phys}$ calculée en utilisant l'équation 5.24 pour chaque détecteur (figure de droite). Seules les erreurs statistiques sont incluses dans ces deux figures.*

Afin d'extraire l'asymétrie physique en utilisant l'équation 5.24, il est nécessaire de déterminer la contribution $K_O$ de l'asymétrie mesurée avec les shutters ouverts. Nous définissons $K_O$ comme :

$$K_O = \frac{R_c}{P_z^F f_l f_e} A_O \tag{5.43}$$

où $A_O$ est l'asymétrie mesurée avec les shutters ouverts.

La partie de gauche de la figure 5.16 montre la valeur de $K_O$ obtenue pour chaque détecteur. Nous voyons sur cette figure que l'asymétrie mesurée avec les shutters ouverts a de grandes variations en fonction du numéro de détecteur, ce qui est similaire

| Détecteur | $K_O$ (ppm) | $K_F$ (ppm) | $A_{\text{phys}}$ (ppm) |
|---|---|---|---|
| 1 | 3.48±1.91 | 6.20 ± 0.63 | -2.72 ±2.01 |
| 2 | -3.68±2.73 | -1.85 ± 1.23 | -1.83 ±2.99 |
| 3 | -5.65±1.95 | -4.31 ± 0.61 | -1.34 ±2.04 |
| 4 | -1.69±1.93 | -0.53 ± 0.60 | -1.16 ±2.02 |
| 5 | 5.04±3.77 | 3.46 ± 1.67 | +1.58 ±4.12 |
| 6 | -6.38±3.81 | -4.44 ± 1.82 | -1.93 ±4.22 |
| 7 | -3.99±1.87 | -1.88 ± 0.59 | -2.11 ±1.96 |
| 8 | -13.20±2.02 | 11.29 ± 0.64 | -1.90 ±2.12 |
| 9 | -4.67±2.38 | -1.53 ± 1.03 | -3.14 ±2.59 |
| 10 | 3.68±1.88 | 10.47 ± 0.58 | -6.78 ±1.97 |

TAB. 5.13 – *Résumé des résultats pour les contributions $K_O$ et $K_F$ à l'asymétrie. La dernière colonne donne l'asymétrie physique pour chaque détecteur, calculée en utilisant l'équation 5.44.*

à celle obtenue pour l'asymétrie mesurée avec les shutters fermés (voir figure 5.14). Les valeurs numériques de $K_O$ sont reportées dans le tableau 5.13. La somme pondérée des dix détecteurs donne : $K_O = -2.77 \pm 0.70$ ppm.

Nous sommes maintenant en possession de tous les éléments nous permettant de calculer l'asymétrie physique $A^i_{\text{phys}}$ pour chaque détecteur. Elle est donnée par :

$$A^i_{\text{phys}} = K^i_O - K^i_F \tag{5.44}$$

où $K_F$ et $K_O$ sont données respectivement par les équations 5.39 et 5.43 et $i$ dénote le numéro du détecteur ($i = 1,\ 2, \ldots,\ 10$). Leurs valeurs sont données dans le tableau 5.13. Les erreurs sur $K_F$ et $K_O$ sont d'origine purement statistique. Le diagramme de droite de la figure 5.16 montre l'asymétrie physique obtenue pour chaque détecteur. Ce diagramme nous montre bien que les variations d'un détecteur à l'autre de l'asymétrie mesurée avec les shutters ouverts sont essentiellement dues à la contribution du bruit de fond. Le $\chi^2$ par degré de liberté correspondant à un ajustement par une constante de $A_{\text{phys}}$ (figure 5.16 de droite) est de 0.75 alors qu'il était de 6.44 pour un ajustement de $K_O$ (figure 5.16 de gauche). La dernière colonne du tableau 5.13 donne la valeur de l'asymétrie physique pour chaque détecteur. La valeur de l'asymétrie physique globale $A_{\text{phys}}$ est déterminée en calculant la moyenne pondérée des asymétries individuelles $A^i_{\text{phys}}$ telle que :

$$A_{\text{phys}} = \left[ \sum_{i=1,10} \frac{A^i_{phys}}{\left(\delta A^i_{phys}\right)^2} \right] \times \left[ \sum_{i=1,10} \frac{1}{\left(\delta A^i_{phys}\right)^2} \right]^{-1} \tag{5.45}$$

et l'erreur $\delta A_{\text{phys}}$ sur cette valeur est donnée par :

$$\delta A_{\text{phys}} = \left[ \sum_{i=1,10} \frac{1}{\left(\delta A^i_{phys}\right)^2} \right]^{-\frac{1}{2}} \tag{5.46}$$

On obtient alors :

$$A_{\text{phys}} = -2.54 \pm 0.74 \text{ ppm} \tag{5.47}$$

L'erreur sur cette asymétrie est d'origine purement statistique. Dans le paragraphe suivant nous allons déterminer les erreurs systématiques liées à cette mesure.

### 5.3.5 Erreurs systématiques

Nous venons de déterminer l'erreur statistique sur l'asymétrie physique. Afin d'extraire cette asymétrie, nous avons utilisé les résultats des asymétries mesurées expérimentalement auxquelles nous avons appliqué les différents facteurs de dilution. Des erreurs systématiques proviennent de l'incertitude sur ces différents facteurs de dilution. Ces erreurs doivent être estimées en relatif. En effet, l'asymétrie physique est proportionelle à : $R_c/(f_e f_l P_z^F)$ (voir équation 5.24). Il vient donc que la contribution à l'erreur sur $A_{\text{phys}}$ provenant de ces facteurs de dilution est donnée par :

$$\left.\frac{\delta A_{\text{phys}}}{A_{\text{phys}}}\right|_{dilution} = \sqrt{\left(\frac{\delta R_c}{R_c}\right)^2 + \left(\frac{\delta f_e}{f_e}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_z^F}{P_z^F}\right)^2 + \left(\frac{\delta f_l}{f_l}\frac{A_O - A_F}{A_O - (1-f_l)A_F}\right)^2} \tag{5.48}$$

La polarisation moyenne du faisceau d'électrons a été mesurée (voir paragraphe 5.3.1.3) :

$$P_z^F = 0.382 \pm 0.008 \tag{5.49}$$

Ceci correspond donc à une erreur relative de 2 %. Nous avons vu au paragraphe 5.3.1.4 que l'erreur sur le facteur de correction radiatives électromagnétiques $R_c$ est estimée être de 4.5 %. L'erreur sur la fraction du signal provenant de photons Čerenkov est de 2 % (voir paragraphe 5.3.1.2). L'erreur sur la fraction de lumière entrant dans la composition du signal est négligeable car seuls les taux de comptage normalisés, qui ont des distributions très étroites, sont utilisés pour la détermination de ce facteur.

Comme l'avons dit au paragraphe 5.3.2, il est nécessaire d'introduire une erreur systématique provenant de la soustraction de l'asymétrie du bruit de fond. En effet, il faut tenir compte de possibles différences dans les compositions du signal détecté avec ou sans scintillateur devant les PMT. Nous assignons alors une erreur de 100 % sur la différence entre $K_O$ et $A_{\text{phys}}$. L'erreur relative provenant de la soustraction du bruit de fond est donc donnée par :

$$\frac{|K_O - A_{\text{phys}}|}{A_{\text{phys}}} = \frac{2.77 - 2.54}{2.54} = 9\ \% \tag{5.50}$$

Il est également nécessaire de prendre en compte l'erreur induite par la procédure de correction de l'asymétrie brute. Cette erreur peut être estimée en analysant les détecteurs

| Données | $A_{lumi}^{brute}$ (ppm) | $A_{lumi}^{corr}$ (ppm) |
|---|---|---|
| IN | 0.546 ± 0.144 | 0.399 ± 0.134 |
| OUT | -0.149 ± 0.759 | 0.913 ± 0.705 |
| Cumulées | -0.532 ± 0.141 | -0.353 ± 0.132 |

TAB. 5.14 – *Asymétries brute et corrigée mesurées par les détecteurs de luminosité. Les asymétries ont été corrigées de la dilution due à la polarisation du faisceau.*

de luminosité. Comme nous l'avons mentionné au chapitre précédent, ces détecteurs sont situés en aval de la cible, et détectent des particules diffusées à un angle de $7.5^o$. A cet angle de diffusion le $Q^2$ de la réaction vaut 2.7 $10^{-4}$ $(GeV/c)^2$. L'asymétrie de violation de parité étant proportionnelle au $Q^2$, celle mesurée par les moniteurs de luminosité doit être compatible avec zéro. Dans le cas contraire, ceci nous informe de la présence d'effets systématiques. Le tableau 5.14 donne les résultats pour l'asymétrie mesurée par les détecteurs de luminosité avant et après correction corrigées de la dilution due à la polarisation du faisceau. Nous voyons donc qu'il existe une asymétrie résiduelle de (-0.35 ± 0.13 ppm) après correction. La méthode utilisée est la correction utilisant la charge comme sixième paramètre. Le résultat avec la transmission comme sixième paramètre donne un résultat équivalent (-0.37 ± 0.12 ppm). Cette asymétrie doit être comparée à l'asymétrie mesurée shutters ouverts (voir annexe C équation C.3) divisée par la polarisation qui est de -1.70 ± 0.42 ppm . Il vient ainsi que l'erreur systématique sur la correction est de :

$$\frac{A_{lumi}^{corr}}{A_{ouvert}^{corr}} = \frac{0.35}{1.70} = 20\% \tag{5.51}$$

Cette erreur est donc actuellement l'erreur systématique dominante. L'asymétrie non nulle mesurée par les détecteurs de luminosité peut être expliquée de plusieurs façon. Tout d'abord, ces détecteurs sont très sensibles à une composante transverse de la polarisation du faisceau incident. Nous avons vu au paragraphe 5.3.1.3 que la composante transverse de la polarisation est compatible avec zéro. Toutefois, la précision sur cette valeur (environ 3 %) est une source d'incertitude. Ces détecteurs sont également très sensibles au bruit de fond, qu'il vienne d'amont (sensibilité à la qualité du faisceau) ou d'aval (sensibilité aux particules provenant du "beam dump"). Ainsi, ces détecteurs ne nous renseignent pas uniquement de la présence d'un problème dans la procédure de correction, mais également d'effets systématiques liés au bruit de fond qui créent en particulier la valeur non nulle de l'asymétrie mesurée avec les shutters fermés. Nous avons vu au paragraphe 5.3.3 que l'effet de la polarisation transverse dans l'asymétrie mesurée est négligeable, même en prenant une composante transverse égale à 3 %. Ainsi, l'erreur donnée par l'équation 5.51 a actuellement une valeur conservatrice qui pourra être fortement diminuée lorsque les problèmes de bruit de fond seront résolus.

Le tableau 5.15 donne le résumé des contributions de chacune des sources d'erreurs. L'erreur systématique globale est obtenue en ajoutant en quadrature les différentes contri-

| Source | Erreur absolue (ppm) |
|---|---|
| **Statistique** | **0.74** |
| Polarisation | 0.05 |
| Facteur Čerenkov | 0.05 |
| Corrections radiatives | 0.11 |
| Soustraction du bruit de fond | 0.23 |
| Correction de l'asymétrie brute | 0.52 |
| **Total Systématique** | **0.58** |

TAB. 5.15 – *Résumé des erreurs appliquées à $A_{phys}$. Le total des erreurs systématiques est obtenu en ajoutant en quadrature les différentes contributions.*

butions. Elle est alors de 22.8 %. Notre résultat préliminaire sur l'asymétrie de physique est de :

$$A_{\text{phys}} = -2.54 \pm 0.74 \text{ (stat) } \pm 0.58 \text{ (sys)} \quad \text{ppm} \tag{5.52}$$

## 5.4 Extraction des observables

L'application des différents facteurs de dilution et la soustraction de la contribution du bruit de fond nous a permis de déterminer l'asymétrie physique $A_{\text{phys}}$. Toutefois, plusieurs autres processus physiques contribuent encore à cette asymétrie. A la contribution principale provenant de la diffusion quasi-élastique électron-deuton s'ajoute une contribution de la diffusion élastique électron-deuton et une contribution de l'électro-désintégration du deuton au seuil (TED, Threshold Electro-Desintegration). Les différents détecteurs n'étant pas exactement au même $Q^2$, il est nécessaire de déterminer les contributions des différents processus physiques pour chacun d'eux. L'asymétrie physique pour le détecteur $i$ s'écrit :

$$A^i_{\text{phys}} = \frac{A^i_{QE}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^i_{QE} + A^i_{El}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^i_{El} + A^i_{TED}\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^i_{TED}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^i_{QE} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^i_{El} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^i_{TED}} \tag{5.53}$$

### 5.4.1 Diffusion quasi-élastique électron-deuton

Ce processus est le processus physique dominant à notre cinématique. La section efficace intégrée sur l'ensemble du détecteur est de 98 nb.

Pour calculer l'asymétrie de violation parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton nous avons utilisé l'approximation qui consiste à dire que le proton et le neutron constituant le deuton, sont deux particules libres (approximation statique). Cette approximation est valable au niveau de quelques pourcents [41] ce qui représente une erreur négligeable par rapport à celle obtenue sur l'extraction de l'asymétrie physique.

Afin de pouvoir combiner cette asymétrie aux asymétries des autres processus en utilisant l'équation 5.53, il est nécessaire de l'écrire sous la forme :

$$A = A_0 + A_E\ G_E^s + A_M\ G_M^s + A_A\ G_A^e(T=1) \tag{5.54}$$

Moyennée sur l'ensemble du détecteur, la combinaison provenant de la diffusion quasi-élastique est :

$$A_{QE} = -2.57 + 1.00\ G_E^s + 0.22\ G_M^s + 0.84\ G_A^e(T=1) \tag{5.55}$$

Nous allons maintenant voir quelles sont les contributions des autres processus physiques.

### 5.4.2 Diffusion élastique électron-deuton

L'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-deuton a été calculée par Pollock [136]. Dans son calcul, il détaille la diffusion élastique électron-deuton en incluant la contribution étrange mais en ignorant les effets dus aux corrections hadroniques. Musolf *et al.* [137] ont développé le formalisme en y incluant les effets de ces corrections. Ils donnent pour l'asymétrie :

$$A_{El} = \frac{G_F Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left[4\sin^2\theta_W \left(1 + R_V^{T=0}\right) + 2\frac{G_M^s}{\mu_d} F_T \left(1 + R_V^{(0)}\right)\right] \tag{5.56}$$

où $\mu_d = 0.857$ est le moment magnétique du deuton. $F_T$, qui est la fraction de la section efficace due à une diffusion magnétique, est donnée par :

$$F_T = \frac{v_T\ B(Q^2)}{A(Q^2) + B(Q^2)\tan^2\frac{\theta_e}{2}} \tag{5.57}$$

où $A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ sont les fonctions de structure du deuton et $v_T$ une variable cinématique donnée par :

$$v_T = \tan^2\frac{\theta_e}{2} + \frac{Q^2}{2|\vec{q}|^2} \tag{5.58}$$

L'erreur sur cette asymétrie est estimée être de 20 %. Connaissant la quadri-impulsion moyenne correspondant à chaque détecteur, il est possible de déterminer la contribution de l'asymétrie élastique électron-deuton pour chacun d'eux. Pour ce calcul, nous avons utilisé $\sin^2\theta_W = 0.23117$ [14]. Les fonctions de structure du deuton ont été calculées en utilisant la référence [138]. Les variables cinématiques sont calculées pour chaque détecteur en utilisant l'angle et le $Q^2$ moyen donnés par le tableau 4.1.

La section efficace de la diffusion élastique est connue avec précision. Intégrée sur l'ensemble du détecteur, elle est de 10.3 nb. Ceci correspond à environ un dixième de la section efficace du processus de diffusion quasi-élastique. Moyennée sur l'ensemble du détecteur, la combinaison provenant de la diffusion élastique est :

$$A_{el} = 3.35 + 1.30\ G_M^s \quad \text{ppm} \tag{5.59}$$

### 5.4.3 Electro-désintégration du deuton

L'asymétrie du processus d'électro-désintégration au seuil du deuton a aussi été calculée par Musolf *et al.* [137]. Pour ce calcul, ils ont supposé que la contribution dominante de ce processus est la transition de l'état fondamental du deuton ($^3$S$_1$(T=0) + $^3$D$_1$(T=0)) vers l'état quasi-lié du continuum le plus proche : $^1$S$_0$(T=1)[g]. L'expression obtenue pour l'asymétrie est donnée par :

$$\begin{aligned} A_{TED} &= -\frac{G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \left[ \left(\frac{1}{2} - \sin^2\theta_W\right)(1 + R_V^{T=1}) \right. \\ & \left. + \frac{v'_T}{v_T}(1 - 4\sin^2\theta_W)\frac{M_N}{|\vec{q}|}\frac{G_A^e(T=1)}{2G_M^{T=1}} \right] \end{aligned} \tag{5.60}$$

où $M_N$ est la masse du nucléon et $G_M^{T=1}$ le facteur de forme magnétique isovecteur du nucléon (voir équation 1.54). $v_T$ et $v'_T$ sont des variables cinématiques, $v_T$ étant donnée par l'équation 5.58 et $v'_T$ par :

$$v'_T = \tan\frac{\theta_e}{2}\sqrt{\tan^2\frac{\theta_e}{2} + \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2}} \tag{5.61}$$

L'erreur sur cette asymétrie est estimée à 20 %. La section efficace d'électro-désintégration au seuil est calculée en interpolant des données expérimentales [143] auxquelles nous avons soustrait la contribution quasi-élastique. Intégrée sur l'ensemble du détecteur, elle est de 11.8 nb. Nous avons estimé l'erreur sur cette section efficace être de 10 %.

Comme dans le cas de la diffusion élastique, nous pouvons déterminer la combinaison des facteurs de forme entrant dans l'expression de l'asymétrie d'électro-désintégration au seuil. Moyenné sur l'ensemble du détecteur on obtient :

$$A_{TED} = -3.87 - 1.21\ G_A^e(T=1)\ \text{ ppm} \tag{5.62}$$

Les équations 5.59 et 5.62 montrent que les asymétries provenant des processus de diffusion élastique et d'électro-désintégration sont du même ordre de grandeur que l'asymétrie quasi-élastique. Il est toutefois important de noter que les sections efficaces de ces deux processus sont environ 10 fois plus faible que la section efficace de diffusion quasi-élastique. Ainsi la contribution principale à l'asymétrie physique provient de la diffusion quasi-élastique, les deux autres processus pouvant être considéré comme des corrections dont il faut tenir compte.

### 5.4.4 Les facteurs de forme électromagnétiques

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron entrent dans l'expression de l'asymétrie de violation de parité. Il est donc nécessaire de connaître ces facteurs à notre cinématique. Une description des différentes techniques de mesures des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon

[g]Nous utilisons ici la notation spectroscopique $^{2J+1}L_S$. Le niveau $^3$D$_1$ correspond ainsi à : J=1, L=2 et S=1.

peut être trouvée dans la référence [140].

Les facteurs de forme du proton peuvent être mesurés expérimentalement à $Q^2$ différent de zéro en diffusion élastique électron-proton par une mesure de section efficace absolue. Cette section efficace $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(Q^2,\theta_e) = \frac{\alpha^2 E'}{4E^3 \sin^4 \frac{\theta_e}{2}} \left[ \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1+\tau} \cos^2 \frac{\theta_e}{2} + 2\tau G_M^2(Q^2) \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right] \tag{5.63}$$

La technique dite de Rosenbluth est alors utilisée pour séparer les contributions électrique et magnétique à la section efficace. Elle consiste à mesurer la section efficace à la même quadri-impulsion $Q^2$ et à différents angles $\theta_e$ de diffusion de l'électron. Cette technique permet d'extraire $G_E^{(\gamma,p)}$ et $G_M^{(\gamma,p)}$ avec une précision suffisante pour les expériences de violation de parité faites à des $Q^2$ inférieurs à 1. $(GeV/c)^2$. La détermination du facteur de forme électrique pour de plus grandes impulsions transférées nécessite l'utilisation de techniques de polarisation [139].

Dans le cas du neutron, l'absence de cible de neutrons libres ne permet pas une extraction ses facteurs de forme aussi facile que pour ceux du proton. Il est en effet nécessaire d'utiliser une cible de deuton qui contient aussi un proton. La technique consiste à mesurer la fonction de structure $A(Q^2)$ du deuton en diffusion élastique électron-deuton aux angles avant. Cell-ci peut être écrite en fonction des facteurs de forme électriques du proton et du neutron et de la fonction d'onde décrivant le deuton. Le facteur de forme électrique du neutron peut alors être extrait pour un potentiel nucléon-nucléon donné. Cette technique est plus incertaine car elle nécessite une bonne connaissance de la fonction d'onde du deuton. Afin d'obtenir les facteurs de forme électromagnétiques du neutron de façon plus précise et plus indépendante de modèles, il est nécessaire d'utiliser des techniques de polarisation [86].

Nous utilisons dans ce travail l'approximation dipôlaire pour les facteurs de forme $G_E^{(\gamma,p)}$, $G_M^{(\gamma,p)}$ et $G_M^{(\gamma,n)}$ qui consiste à les écrire sous la forme [141] :

$$G_E^{(\gamma,p)}(Q^2) = G_D(Q^2) \tag{5.64}$$

$$G_M^{(\gamma,p)}(Q^2) = \mu_p G_D(Q^2) \tag{5.65}$$

$$G_M^{(\gamma,n)}(Q^2) = \mu_n G_D(Q^2) \tag{5.66}$$

$$\text{avec} \quad G_D(Q^2) = \frac{1}{\left(1+\frac{Q^2}{M_V^2}\right)^2} \tag{5.67}$$

(5.68)

où $M_V^2 = 0.71\ GeV^2$. Pour le facteur de forme électrique du neutron $G_E^{(\gamma,n)}$, nous utilisons la paramétrisation donnée par Glaster [142] :

$$G_E^{(\gamma,n)}(Q^2) = -\mu_n \frac{\tau}{1+5.6\ \tau} G_D(Q^2) \tag{5.69}$$

où $\tau = Q^2/(4M_n^2)$.

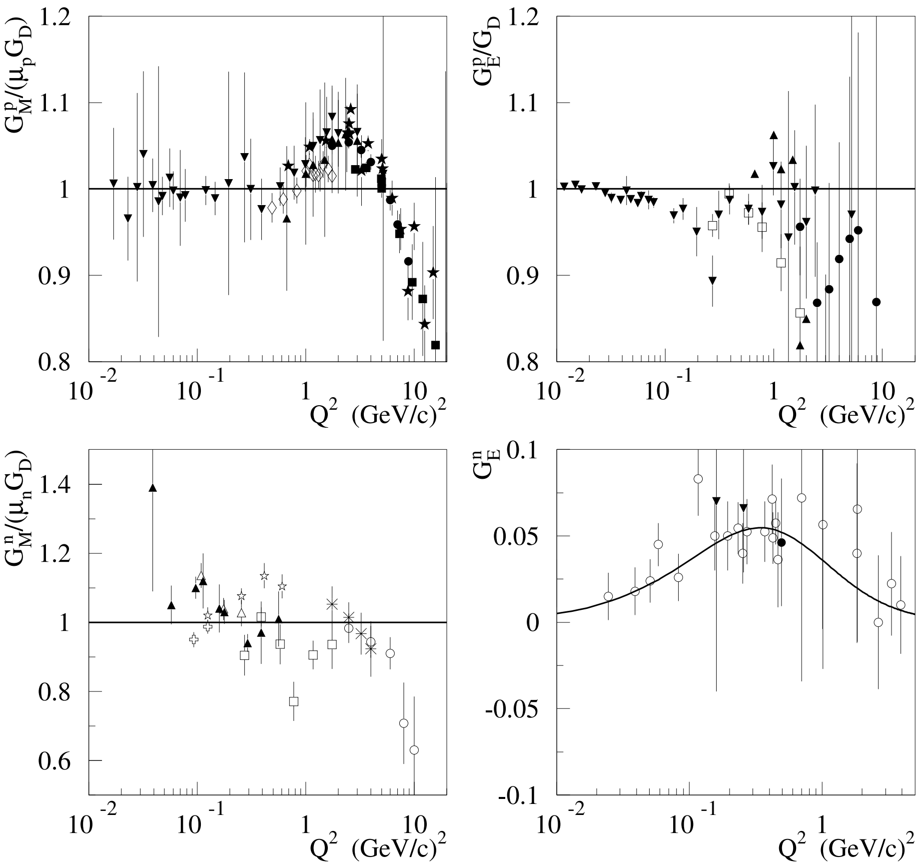



FIG. 5.17 – *Résultats expérimentaux concernant les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron comparés au modèle dipôlaire pour $G_E^p$, $G_M^p$ et $G_M^n$ et au modèle de Glaster pour $G_E^n$.*

Les figures 5.17 montrent la comparaison des données expérimentales existantes à ces paramétrisations. Nous pouvons voir qu'à notre cinématique ($Q^2 = 0.04$ $(GeV/c)^2$) le modèle dipôlaire et la paramétrisation de Glaster reproduisent bien les données au niveau de précision de celles-ci. Ceci n'est toutefois plus le cas pour des quadri-impulsions transférées plus importantes. En particulier, dans le cas des mesures effectuées par l'expérience $G^0$, la méconnaissance du facteur de forme électrique du neutron induit des erreurs importantes dans l'extraction des facteurs de forme faible-neutres. De nouvelles mesures de ce facteur de forme utilisant la technique de polarisation sont en cours au laboratoire Thomas Jefferson et permettront de containdre la paramétrisation de ce facteur de forme. Une première mesure à été effectuée à $Q^2 = 0.5$ $(GeV/c)^2$ [86].

### 5.4.5 Extraction de $G_A^e(T = 1)$

Afin d'extraire le facteur de forme axial de notre mesure de l'asymétrie physique, il est nécessaire de connaître l'expression de celle-ci en fonction des trois inconnues que sont $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T = 1)$. Les combinaisons de ces trois facteurs de forme entrant dans l'expression des asymétries de diffusion élastique électron-deuton et d'électro-désintégration du deuton, peuvent être calculée en utilisant les équations 5.56 et 5.60.

Nous avons explicité dans les paragraphe 5.4.1 à 5.4.3 les combinaisons de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ aux asymétries des trois différents processus (quasi-élastique, élastique et électro-désintégration) moyennées sur l'ensemble des détecteurs avec l'intention de donner un ordre de grandeur de celles-ci. Afin d'extraire les facteurs de forme précisémment, il est nécessaire de combiner les asymétries des différents processus détecteur par détecteur.

Il est possible de déterminer pour chaque détecteur les combinaisons de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ entrant dans l'expression de l'asymétrie physique $A^i_{\text{phys}}$ (où $i$ est le numéro du détecteur) mesurée en utilisant l'équation 5.53. Le tableau 5.16 donne les valeurs des combinaisons pour l'asymétrie physique de chacun des détecteurs où les facteurs $A_0^i$, $A_E^i$, $A_M^i$ et $A_A^i$ sont définis tels que :

$$A^i = A_0^i + A_E^i G_E^s + A_M^i G_M^s + A_A^i G_A^e(T=1) \tag{5.70}$$

Afin d'obtenir la combinaison globale mesurée, il est nécessaire de faire la somme pondérée

| Détecteur | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $A_0^i$ (ppm) | -2.20 | -2.68 | -2.20 | -1.79 | -3.05 | -3.05 | -1.79 | -2.20 | -2.68 | -2.20 |
| $A_E^i$ (ppm) | 0.83 | 0.58 | 0.83 | 1.04 | 0.37 | 0.37 | 1.04 | 0.83 | 0.58 | 0.83 |
| $A_M^i$ (ppm) | 0.29 | 0.34 | 0.29 | 0.22 | 0.38 | 0.38 | 0.22 | 0.29 | 0.34 | 0.29 |
| $A_A^i$ (ppm) | 0.60 | 0.80 | 0.60 | 0.45 | 0.94 | 0.94 | 0.45 | 0.60 | 0.80 | 0.60 |

TAB. 5.16 – *Valeurs des contributions $A_0^i$, $A_E^i$, $A_M^i$ et $A_A^i$ entrant dans l'expression de l'asymétrie $A^i_{phys}$ pour chaque détecteur i.*

par l'erreur sur l'asymétrie physique extraite pour chaque détecteur :

$$A_j = \left[\sum_{i=1,10} \frac{A_j^i}{\left(\delta A^i_{phys}\right)^2}\right] \times \left[\sum_{i=1,10} \frac{1}{\left(\delta A^i_{phys}\right)^2}\right]^{-1} \tag{5.71}$$

avec $j = (0,\ E,\ M,\ A)$. Les erreurs $\delta A^i_{phys}$ sont données par le tableau 5.13 (colonne de droite). Nous trouvons alors que la combinaison mesurée est :

$$A_{\text{phys}} = -2.21 + 0.83\ G_E^s + 0.28\ G_M^s + 0.61\ G_A^e(T=1)\ \ \text{ppm} \tag{5.72}$$

Notre résultat de l'équation 5.52 s'écrit alors :

$$0.83\ G_E^s + 0.28\ G_M^s + 0.61\ G_A^e(T=1) = -0.33 \pm 0.74\ (\text{stat}) \pm 0.58\ (\text{sys}) \tag{5.73}$$

Une série d'erreurs systématiques intervient dans l'extraction de $G_A^e(T=1)$ à partir de l'asymétrie mesurée. En effet, il faut tenir compte des erreurs entrant dans le calcul de la combinaison linéaire mesurée qui est donnée par l'équation 5.72. Il faut également prendre en compte les erreurs provenant des facteurs $G_E^s$ et $G_M^s$.

Les erreurs induites par le calcul de la contribution mesurée sont tout d'abord dues à l'incertitude sur les facteurs de forme électromagnétiques utilisés dans le calcul de $A_{QE}$. Nous avons mentionné au paragraphe précédent que nous utilisons l'approximation dipolaire pour estimer ces facteurs de formes. Nous supposons cette paramétrisation correcte de l'ordre de 5 à 10 % dépendant du facteurs de forme à notre cinématique. Ceci induit une erreur de 0.12 sur la valeur extraite de $G_A^e(T=1)$. Il faut également prendre en compte les erreurs sur les déterminations des asymétries élastique et d'électrodésintégration au seuil. Les incertitudes induites sur $G_A^e(T=1)$ par celles-ci sont respectivement de 0.08 et 0.06.

Comme nous le verrons au chapitre suivant, les estimations pour la pente à $Q^2=0$ du facteur $G_E^s$ sont comprises entre $\pm 0.3\ fm^2$. Ceci donne une valeur de $G_E^s$ à $Q^2=0.04\ (GeV/c)^2$ comprise entre $\pm 0.05$, ce qui induit une erreur de 0.07 sur l'extraction de $G_A^e(T=1)$.

Il faut également tenir compte de l'erreur associée à l'utilisation de l'approximation statique pour de deuton (proton et neutron libre à l'intérieur du deuton). La validité de cette approximation a été déterminée dans la référence [41] en étudiant les variations de l'asymétrie en fonction des différents modèles du deuton. L'approximation statique a été trouvée être correcte au niveau de 1 à 2 %. Ceci induit une erreur de 0.07 sur $G_A^e(T=1)$.

Nous pouvons finalement extraire la valeur de $G_A^e(T=1)$ en prenant pour $G_M^s$ la valeur mesurée par SAMPLE à $Q^2=0.1\ (GeV/c)^2$ [35] qui donne : $G_M^s = 0.14 \pm 0.29 \pm 0.31$. L'erreur induite sur l'extraction de $G_A^e(T=1)$ est alors de 0.19. Les deux quadri-impulsions étant très proches, l'influence de la dépendance en $Q^2$ peut être négligée par rapport aux autres erreurs. Le tableau 5.17 donne un résumé des erreurs intervenant dans l'extraction de $G_A^e(T=1)$.

| Source | Erreur absolue |
|---|---|
| **Statistique** | **1.21** |
| Erreur systématique sur la mesure expérimentale de $A_{phys}$ | 0.95 |
| $G_E^s$ | 0.07 |
| $G_M^s$ | 0.19 |
| Facteurs de forme électromagnétiques | 0.12 |
| Asymétrie élastique | 0.08 |
| Asymétrie d'électrodésintégration | 0.06 |
| Modèle du deuton | 0.07 |
| **Total Systématique** | **0.99** |

TAB. 5.17 – *Résumé des erreurs intervenant dans l'extraction de $G_A^e(T=1)$.*

En utilisant le résultat de SAMPLE pour $G_M^s$ et en posant $G_E^s$ égal à zéro dans l'équation 5.73, il vient que :

$$G_A^e(T=1) = -0.61 \pm 1.21\ (\mathrm{stat}) \pm 0.99\ (\mathrm{sys}) \tag{5.74}$$

Ce résultat est préliminaire. En effet, comme nous l'avons expliqué dans ce chapitre un certain nombre de problèmes nous ont obligé pour le moment à éliminer presque la moitié de la statistique. L'analyse est toujours en cours et nous pouvons espérer réduire la barre d'erreur d'une part en incluant le reste de la statistique et d'autre part en diminuant l'erreur systématique liée à la procédure de correction. Comme nous l'avons montré dans ce chapitre, de nouveaux développements de l'analyse sont en cours (nouveau paramètre de correction, ajustement des coupures sur le halo) et ils ont donné de bons résultats sur les données prises avec les shutters fermés. Ils doivent encore être validés par des tests complémentaires avant d'être utilisés sur les données prises avec les shutters ouverts.

Dans le chapitre suivant, nous allons discuter de façon générale les différentes prédictions théoriques concernant les facteurs $G_E^s$ et $G_M^s$ ainsi que celles portant sur le facteur de forme axial. Nous verrons alors comment notre résultat s'inscrit dans le contexte expérimental et théorique actuel.

# Chapitre 6

# Modèles théoriques - Interprétation

La première description de la structure du nucléon en terme de quarks a été donnée par Gell-Mann [144]. Il présente les baryons comme un ensemble de trois quarks "constituants"[a]. Le proton contient ainsi deux quarks $U$ et un quark $D$. Ces quarks constituants possèdent les mêmes charge, spin, couleur, saveur et nombres quantiques que les quarks de QCD, mais ont une masse bien supérieure. On peut se représenter un quark constituant comme étant formé d'un quark de QCD de valence "habillé" par un nuage de paires de quark-antiquark et de gluons. Bien que la description du nucléon par QCD ait été reconnue, la description faite de la structure du nucléon par Gell-Mann a favorisé l'omission de l'influence des paires de quarks $s\bar{s}$ durant de nombreuses années.

L'exemple simple de la masse nous montre que la mer de quarks et de gluons joue un rôle important dans les propriétés des nucléons. En effet, il n'est pas possible de rendre compte de leur masse en supposant qu'ils soient formés de trois quarks de QCD. Ainsi, le proton est composé de deux quarks *up* ($u$) et d'un quark *down* ($d$) qui ont des masses de l'ordre de 5 MeV. En additionnant les masses des trois quarks on obtient un total de 15MeV, ce qui est loin des 938 MeV du proton. Cette différence s'explique par le fait que les quarks de valence interagissent par échange de gluons. Ces gluons peuvent se matérialiser en paires de quark-antiquark de n'importe quelle saveur et dont le nombre peut être très grand. Les nucléons, et les hadrons en général, sont ainsi des objets avec une structure interne très complexe. Il est important de déterminer cette structure afin d'augmenter notre connaissance fondamentale du constituant principal de la matière ordinaire.

Comme nous l'avons mentionné en introduction, le nucléon peut être étudié dans trois domaines, correspondant à trois éléments de matrice. Dans le cas de l'étude de la contribution étrange à la structure du nucléon les trois éléments de matrice que nous cherchons à déterminer sont : $\langle N|\bar{s}s|N\rangle$ l'élément de matrice scalaire, $\langle N|\bar{s}\gamma^\mu s|N\rangle$ l'élément vectoriel et $\langle N|\bar{s}\gamma^\mu\gamma^5 s|N\rangle$ l'élément axial. Ces trois éléments de matrice sont respectivement reliés, à la limite statique, aux contributions du quark étrange à la masse, au moment magnétique et à la charge, et au spin du nucléon.

[a] On note les quarks constituants par des lettres majuscules pour les différencier des quarks de QDC notés en minuscules.

Nous avons vu au chapitre 1 que la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon est sensible à l'élément de matrice vectoriel. Nous allons donc dans ce chapitre présenter dans un premier temps les différents modèles théoriques qui ont calculé les contributions du quark étrange à la partie vectorielle du courant électrofaible du nucléon.

Nous avons vu au chapitre 1 que l'asymétrie de violation de parité est également sensible au facteur de forme axial du nucléon. Nous verrons les prédictions des modèles pour ce facteur de forme qui est relié à l'élément de matrice $\langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle$[b]. Nous verrons en particulier les prédictions concernant le facteur de forme anapolaire du nucléon.

## 6.1 Facteurs de forme vectoriels

De nombreux modèles ont été développés afin de déterminer les contributions $G_E^s$ et $G_M^s$ du quark étrange aux facteurs de forme du proton. La majorité des modèles théoriques s'intéressent à cette contribution aux propriétés électromagnétiques statiques ($Q^2 = 0$) du nucléon : son moment magnétique et son rayon de charge.

Puisque le nucléon n'a pas d'étrangeté intrinsèque, nous avons la relation :
$G_E^s(Q^2 = 0) \equiv F_1^s(Q^2 = 0) = 0$ (voir chapitre 1). Il est possible de définir un rayon d'étrangeté moyen $r_s^2$ [145] de manière identique à la définition du rayon de charge moyen du nucléon. Il vient :

$$r_s^2 \equiv 6\frac{dF_1^s}{dQ^2}\left(Q^2 = 0\right) \tag{6.1}$$

Par analogie avec le moment magnétique global du nucléon, le moment magnétique étrange $\mu_s$ est donné par :

$$\mu_s \equiv F_2^s\left(Q^2 = 0\right) \tag{6.2}$$

A partir des contributions étranges aux facteurs de forme de Sachs $G_{E,M}^s$, la densité de charge étrange $\rho_s$ est définie comme :

$$\rho_s \equiv \frac{dG_E^s}{d\tau}(\tau = 0) = -\frac{2}{3}M_p^2 r_s^2 - \mu_s \tag{6.3}$$

et :

$$\mu_s \equiv G_M^s\left(Q^2 = 0\right) \tag{6.4}$$

avec $\tau = Q^2/4M_p^2$ ou $M_p$ représente la masse du proton. Les expériences tentent en général d'extraire $\rho_s$ et $\mu_s$ en mesurant $G_E^s$ et $G_M^s$ à faible valeur de $Q^2$ et en extrapolant leurs résultats à $Q^2 = 0$ [35, 44, 45, 46, 47]. Si la connaissance de la contribution étrange aux propriétés globales du nucléon est intéressante, la mesure de cette contribution sur un grand domaine en quadri-impulsion transférée apporte de précieux renseignements sur la dynamique des quarks étranges à l'intérieur du nucléon. Nous verrons au paragraphe 6.1.5 une analogie avec la densité de charge du neutron qui explique ce point.

Nous allons maintenant décrire quelques grandes familles de modèles permettant de prédire la contribution étrange aux propriétés électromagnétiques du nucléon.

[b]Notons qu'il ne s'agit pas ici de la contribution étrange au facteur de forme axial reliée à l'élément de matrice $\langle N|\bar{s}\gamma^\mu\gamma^5 s|N\rangle$, mais du facteur de forme axial du nucléon relié à l'élément de matrice $\langle N|\gamma^\mu\gamma^5|N\rangle$.

### 6.1.1 La théorie des perturbations chirales

Cette théorie utilise la symétrie chirale qui a pour effet de découpler les quarks de chiralité gauche de ceux de chiralité droite. C'est une symétrie exacte dans le cas où les masses des quarks sont nulles. L'étude du spectre des mésons et des baryons montre que ceux-ci s'organisent en multiplets d'isospin quasi-dégénérés comme le doublet proton-neutron ou le triplet formé par les pions $\pi^+$, $\pi^0$ et $\pi^-$. Cette symétrie d'isospin est presque exacte, les différences relatives de masse entre les membres d'un même multiplet est de l'ordre de quelques pourcents. Lorsqu'on généralise la symétrie d'isospin (SU(2)) à SU(3), ces multiplets d'isospin s'organisent alors à leur tour en octets donnés par le groupe de symétrie SU(3) de saveur. Cette symétrie est moins bien vérifée que la symétrie d'isospin. En effet, les différences relatives de masse à l'intérieur d'un même multiplet peuvent atteindre quelques dizaines de pourcents. Les violations des symétries d'isospin et de SU(3) de saveur sont respectivement causées par la différence de masse entre les quarks $u$ et $d$ ($m_d - m_u$) d'une part et par la différence de masse entre le quark $s$ et le doublet formé par les quarks $u$ et $d$ ($m_s - [m_u + m_d]/2$) d'autre part. Les masses des quarks $u$ et $d$ sont presque les mêmes ($\Delta m \simeq 1\ MeV$) alors que la différence entre le quark $s$ et les deux précédents est plus importante ($\Delta m \simeq 100\ MeV$). Ceci explique pourquoi la symétrie SU(3) de saveur a un degré de brisure plus important que la symétrie d'isospin. Afin de rendre exacte ces symétries, il n'est pas seulement nécessaire d'égaliser les masses de ces trois quarks, mais il faut également prendre la limite où elles sont toutes les trois nulles ($m_u = m_d = m_s = 0$) et qui correspond à la symétrie chirale. Quand les masses des quarks sont faibles devant l'échelle caractéristique de QCD ($\Lambda_{QCD} \sim 1\ GeV$), elles peuvent être traitées comme des perturbations par rapport à la limite où elles sont nulles. Il est alors possible d'écrire les éléments de matrices en un développement en puissances de $m_q/\Lambda_{QCD}$. Ceci correspond au point de départ des calculs fait en *théorie des perturbations chirales*. Ce développement fait intervenir des constantes dites de basse énergie ($Q^2 << \Lambda_{QCD}$) dont les valeurs ne sont pas fixées par la théorie. Elles sont généralement déterminées à partir des données expérimentales en utilisant la représentation à basse énergie des amplitudes de diffusion des mésons pseudo-scalaire, comme par exemple la constante de désintégration $F_\pi$ du pion ou la constante de couplage pion-nucléon $g_{\pi NN}$.

La théorie des perturbations chirales a donné de bons résultats dans la description des interactions à basse énergie faisant intervenir les mésons [146]. Afin de passer à des prédictions impliquant le nucléon, il est nécessaire d'utiliser une variante de cette théorie nommée *Heavy Baryon Chiral Perturbation theory*. La description des baryons est rendue plus difficile par le fait qu'il peut exister dans le développement des termes de l'ordre de $m_N/\Lambda_{QCD} \sim 1$, où $m_N$ est la masse du nucléon, qui peuvent induire des divergences. Il est alors nécessaire d'inclure de façon phénoménologique des termes dits *counterterms* afin "d'absorber" ces divergences. L'utilisation des données expérimentales pour les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron ne permettent de déterminer que quatre des six paramètres de basse énergie qui proviennent des counterterms. Ainsi cette théorie est non-prédictive et nécessite l'utilisation d'approximations ou d'apport d'autres modèles pour prédire la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon.

### 6.1.2 Les modèles de type "loop"

Les modèles de type "loop" se sont inspirés de la description des nucléons comme étant constitués d'un baryon autour duquel "gravite" un nuage de pions. Cette approche explique par exemple la distribution de charge du neutron. Celui-ci est considéré comme étant constitué d'un coeur de charge positive autour duquel gravite des charges négatives. Cette image a été étendue à l'étude de la contribution étrange. En effet, les modèles de type "loop" supposent que le nucléon possède des contributions constituées d'un baryon étrange ($\Lambda$, $\Sigma$) associé à un méson étrange $K$. La figure 6.1 présente le diagramme de Feynman le plus simple pouvant contribuer à ce phénomène. La séparation de la paire $s\bar{s}$, qui a été créée par matérialisation d'un gluon, induit alors une contribution étrange non nulle aux facteurs de forme du nucléon. Il existe de nombreux calculs utilisant ce principe pour insérer l'étrangeté dans le nucléon, les plus significatifs pouvant être trouvés dans les références [147, 148, 149, 150, 151]. Tous ces modèles utilisent la même stratégie pour introduire les quarks étranges. Les différences entre ces calculs proviennent du modèle utilisé pour décrire le nucléon.

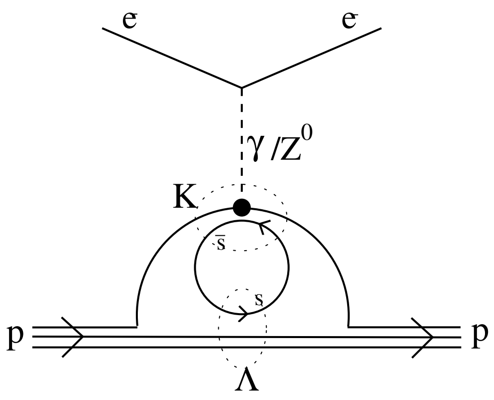



FIG. 6.1 – *Diagramme de Feynman présentant le processus le plus simple intervenant dans les modèles de type "loop".*

Ces modèles de type "loop" posent toutefois de nombreux problèmes. La plupart de ces calculs ne prennent en compte que les boucles baryon-méson de plus faible masse. Mais, il apparaît que les boucles faisant intervenir des états de plus grande masse ne peuvent être négligées et que les effets de diffusions multiples, autrement dit les processus faisant intervenir plusieurs boucles méson-baryon, ont des conséquences importantes [152]. Ainsi, les modèles ne prenant en compte que la fluctuation d'un nucléon en une boucle $K - \Lambda$, ne donnent qu'une approximation de la contribution des quarks étranges. L'introduction de contribution provenant de boucle de kaons induit l'apparition de divergences à grande quadri-impulsion. Il est donc nécessaire d'introduire une coupure haute énergie afin d'éliminer ces problèmes. Ainsi il est naturel de se poser la question de la position de la coupure, dont dépendent les résultats. Cette coupure est généralement prise inférieure à 1 GeV [153], et a pour effet de supprimer les effets dus aux interactions à courtes distances. Tous les calculs de type loop prédisent un rayon d'étrangeté moyen $r_s^2$

négatif. Ceci s'explique par le fait que la coupure utilisée par ces modèles n'autorise pas le kaon à être proche du centre de masse du système. Ainsi le quark $\bar{s}$, porté par le kaon, se trouve plus éloigné du centre de masse que le quark $s$ porté par le baryon étrange.

### 6.1.3 Les modèles de type "pôle"

Les modèles de type "pôle" introduisent l'étrangeté par le couplage du nucléon avec un méson étrange créé par matérialisation du boson d'échange. La figure 6.2 montre un diagramme de Feynman caractéristique de ce type de modèles. Ces modèles sont aussi nommés modèles de dominance des mésons vecteurs ou VDM (Vector Dominance Model). Ils supposent que les processus décrits par le diagramme de la figure 6.2 sont dominants car sont de type résonant. Il apparaît alors dans l'expression de l'amplitude de diffusion un terme du type $\frac{1}{m_V^2-q^2}$ qui correspond au propagateur du méson vecteur et un terme correspondant au couplage méson-nucléon [154]. Il est alors possible d'exprimer les facteurs de forme électromagnétiques des nucléons en une somme de contributions de chacune des résonances.

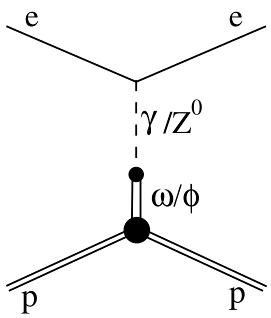



FIG. 6.2 – *Diagramme de Feynman présentant un processus intervenant dans les modèles de type "pôle".*

L'extraction des contributions étranges est basée sur une paramétrisation des facteurs de forme électromagnétiques des nucléons en termes de pôles. Les auteurs de la référence [155] donnèrent les premiers une paramétrisation des facteurs de forme isoscalaires sous la forme :

$$F_{1,2}^{T=0}(q^2) = \frac{a_{1,2}^{\omega}}{m_\omega^2 - q^2} + \frac{a_{1,2}^{\phi}}{m_\phi^2 - q^2} + \frac{a_{1,2}^{V}}{m_V^2 - q^2} \quad (6.5)$$

Les deux premiers termes sont identifiés respectivement au couplage d'un méson $\omega$ et $\phi$ au nucléon. Seuls deux pôles sont nécessaires afin de reproduire une dépendance dipôlaire. Un troisième pôle est utilisé afin d'améliorer l'ajustement des données expérimentales. Le troisième pôle ne correspond pas à un état physique, mais représente la contribution des résonances de masses supérieures à celle du méson $\phi$. Un ajustement des données expérimentales utilisant cette paramétrisation permet d'extraire les différents facteurs $a_{1,2}$ ainsi que la masse $m_V$. Les mésons $\omega$ et $\phi$ sont des combinaisons linéaires des états $\phi_0 = |s\bar{s}\rangle$ et $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle\right)$. Il est possible d'écrire [145] :

$$|\omega\rangle \quad = \quad \cos\epsilon|\omega_0\rangle - \sin\epsilon|\phi_0\rangle \quad (6.6)$$

$$|\phi\rangle \quad = \quad \sin\epsilon|\omega_0\rangle + \cos\epsilon|\phi_0\rangle \tag{6.7}$$

$\epsilon$ est l'angle de mélange et vaut : $0.053 \pm 0.005$ [156]. $\epsilon$ étant très faible, on voit que le méson $\phi$ porte la quasi-totalité de l'étrangeté. C'est donc lui qui sera principalement responsable de la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon.

Jaffe [145] a été le premier à utiliser cette paramétrisation pour extraire la contribution du quark étrange aux facteurs de forme du nucléon. On peut en effet écrire le courant électromagnétique d'un nucléon sous la forme de la somme d'un terme isoscalaire et d'un terme isovecteur (voir paragraphe 1.5, équation 1.45) :

$$\hat{\mathcal{J}}_\mu^\gamma = \hat{\mathcal{J}}_\mu^\gamma(T=0) + \hat{\mathcal{J}}_\mu^\gamma(T=1) \tag{6.8}$$

avec

$$\hat{\mathcal{J}}_\mu^\gamma(T=0) \quad = \quad \frac{1}{2\sqrt{3}}\left(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d - 2\bar{s}\gamma_\mu s\right) \tag{6.9}$$

$$\hat{\mathcal{J}}_\mu^\gamma(T=1) \quad = \quad \frac{1}{2}\ \left(\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d\right) \tag{6.10}$$

Il introduit également le courant vecteur du quark étrange donné par : $\hat{V}_\mu^{(s)} = \bar{s}\gamma_\mu s$. Nous pouvons donc voir que le quark étrange contribue uniquement à la partie isoscalaire du courant électromagnétique. Ceci explique pourquoi seuls les paramétrisations des facteurs de forme isoscalaires $F_{1,2}^{T=0}$ sont prises en compte.

Afin d'extraire la contribution étrange à partir des paramétrisations de $F_{1,2}^{T=0}$ données par Höhler *et al.* [155], il est nécessaire d'introduire une condition à la limite $q^2 \to \infty$ pour les facteurs de forme pour contraindre la contribution provenant du couplage au méson $V$ de forte masse. Jaffe suppose que $F_1^{T=0}$ décroît en $1/q^2$ et $F_2^{T=0}$ en $1/q^4$. Il obtient ainsi $\mu_s = -0.31 \pm 0.09$ et $r_s^2 = 0.16 \pm 0.06$ fm$^2$.

Les auteurs de la référence [157] utilisent une version améliorée de l'ajustement de Höhler donnée par [158] dans laquelle de nouvelles données expérimentales ont été inclues dans l'ajustement. Ils prennent également une limite asymptotique différente de celle utilisée par Jaffe, en utilisant les résultats de QCD perturbatif pour déterminer la dépendance de l'ajustement à haute énergie. Leur paramétrisation peut alors s'écrire [157] :

$$F_{1,2}^{T=0}(q^2) = L^{-\gamma}(q^2)\left[\sum_{i=\omega,\phi,V}\frac{a_{1,2}^i L^{-1}(m_i^2)}{m_i^2 - q^2}\right] \tag{6.11}$$

avec

$$L(q^2) = ln\left(\frac{\Lambda^2 - q^2}{q_0^2}\right) \tag{6.12}$$

où les paramètres $\gamma = 2.148$, $\Lambda^2 = 9.73$ $(GeV/c)^2$ et $q_0^2 = 0.35$ $(GeV/c)^2$ sont donnés par QDC perturbatif. Les résultats sur la contribution étrange avec cet ajustement sont $\mu_s = -0.24 \pm 0.03$ et $r_s^2 = 0.21 \pm 0.03$ fm$^2$.

Contrairement aux modèles de type "loop", les calculs utilisant la description des facteurs de forme en terme de pôles sont indépendants de modèles décrivant le nucléon. Malgré tout, ces résultats doivent aussi être pris avec précaution. En effet, la représentation de la structure des facteurs de forme à haute énergie en terme de trois pôles peut être remise en question [159]. Un calcul effectué par Forkel [160] a montré qu'en utilisant 3, puis 4 et enfin 6 pôles pour ajuster les données expérimentales, le moment magnétique étrange $\mu_s$ passe de -0.26 à -0.18 puis à -0.11. Ceci suggère donc un mauvais ajustement des données à haute énergie par une description à trois pôles. Il est également important de noter que contrairement à la plupart des modèles, les calculs de type "pôle" trouvent une valeur significativement positive pour $r_s^2$.

### 6.1.4 QCD sur réseau

Un autre type de calcul permet de prédire la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon. Il s'agit des calculs de QCD effectués sur un réseau. Cette méthode de calcul consiste à formuler QCD sur un réseau discret de l'espace-temps. Ce réseau peut alors être simulé numériquement sur un ordinateur. Ceci permet de calculer les éléments de matrices de différents systèmes en termes des degrés de liberté élémentaires de QCD que sont les quarks et les gluons. Les quantités physiques peuvent être déduites à la limite où la maille du réseau, notée $a$, tend vers zéro. Le degré de validité de ces prédictions est donc donné par la taille de la maille.

L'arrivée sur le marché d'ordinateurs de plus en plus puissants a permis de diminuer la taille de la maille qui dans la plupart des calculs actuels est de l'ordre de 0.05 à 0.1 fermi. La technique utilisée pour faire ces calculs étant une technique de simulation numérique type Monte-Carlo, les précisions des prédictions sont aussi limitées par la statistique incluse dans la simulation.

Dong *et al.* [161] ont effectué un tel calcul et leur résultat à $Q^2 = 0$ est : $\mu_s = -0.38 \pm 0.21$. Cette méthode est à l'heure actuelle la plus rigoureuse, mais le degré de précision statistique des calculs ne permet pas encore de faire de prédictions très précises. QCD sur réseau est néanmoins le champ de recherche qui donne le plus d'espoir pour clarifier la situation d'un point de vue théorique. En effet, les autres méthodes de calculs que nous avons développé précédemment souffrent toutes d'un certain nombre de difficultés et nécessitent des approximations afin d'éliminer des paramètres inconnus.

### 6.1.5 Dépendance en $Q^2$

La plupart des modèles fournissent des prédictions pour $\mu_s$ et $r_s^2$ et donc à $Q^2 = 0$. Pour leur part, les expériences en diffusion d'électrons se déroulent à une quadri-impulsion transférée non nulle. Afin de comparer les résultats expérimentaux avec ces prédictions théoriques, il est nécessaire d'extrapoler vers zéro les mesures expérimentales faites à petit $Q^2$. Mais il est également intéressant d'étendre les prédictions théoriques à de plus grandes valeurs de $Q^2$ afin de les comparer aux mesures qui seront prises par l'expérience $G^0$.

Pour mettre en évidence l'intéret d'une mesure à grand $Q^2$, nous pouvons faire l'ana-

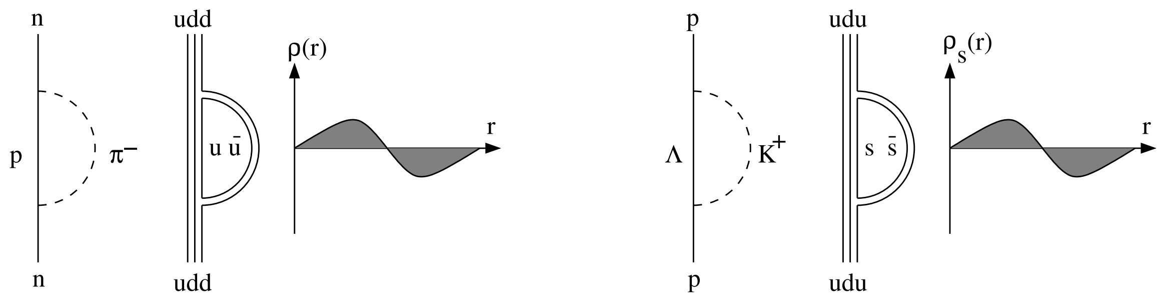



FIG. 6.3 – *Diagramme schématisant la distribution de charge électrique dans le neutron et son analogie pour le contenu étrange du proton.*

logie avec la distribution de charge du neutron. Une mesure à $Q^2 = 0$ du facteur de forme électrique $G_E^n$ du neutron nous donne accès à sa charge qui est nulle et la pente de ce facteur de forme à $Q^2 = 0$ son rayon de charge. Ces deux quantités sont importantes, mais la mesure du facteur de forme électrique sur un grand domaine en $Q^2$ nous permet de calculer sa transformée de Fourier qui nous donne accès à la distribution de charge à l'intérieur du neutron. Mesurer les facteurs de forme à différents $Q^2$ permet de sonder le nucléon avec différentes résolutions spatiales. La figure 6.3 illustre cette analogie entre la distribution de charge électrique du neutron et la distribution d'étrangeté du proton. Ainsi, la mesure de la contribution étrange au facteur de forme électrique permettra de déterminer la distribution $\rho_s(r)$ d'étrangeté dans le nucléon. Nous pourrons ainsi déterminer si les paires de quark-antiquark étranges sont cohérentes, c'est-à-dire que la paire reste fortement liée, ou si les distributions de quark et d'antiquark étranges sont asymétriques. Le schéma de droite de la figure 6.3 montre la distribution d'étrangeté dans le cas où les quarks $s$ et $\bar{s}$ sont découplés. Le quark $s$ est localisé plutôt au centre du proton alors que le quark $\bar{s}$ se trouve plutôt en périphérie. Cette configuration donnerait un facteur $G_E^s$ positif. Ce scénario est celui prédit par le modèle QCD sur réseau ou les modèles de type loop. Le scénario inverse où les quarks $s$ sont en périphérie conduirait à un facteur $G_E^s$ négatif, comme le prédit les modèles de type pôle et le calcul en théorie des perturbations chirales.

Peu de modèles se sont intéressés à ce problème de la dépendance en $Q^2$ de la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon. Cette dépendance peut se déduire par les calculs de type "pôle". Ainsi, Forkel [160] donne une simple forme dipôlaire pour $F_1^s$ et $F_2^s$ dans son calcul utilisant trois pôles :

$$F_1^s(q^2) = \frac{1}{6}\frac{r_s^2 q^2}{(1 - q^2/M_1^2)^p} \tag{6.13}$$

$$F_2^s(q^2) = \frac{\mu_s}{(1 - q^2/M_2^2)^p} \tag{6.14}$$

avec $p = 2$, $M_1 = 1.31\ GeV$ et $M_2 = 1.26\ GeV$, et $r_s^2 = 0.22\ fm^2$ et $\mu_s = -0.26$. En passant à une paramétrisation faisant intervenir six pôles, il a trouvé que les formes des dépendances qui donnent le meilleur ajustement sont obtenues avec $p = 5$, $M_1 = 1.72\ GeV$ et $M_2 = 1.66\ GeV$, et $r_s^2 = 0.089\ fm^2$ et $\mu_s = -0.11$. La figure 6.4 montre les dépendances

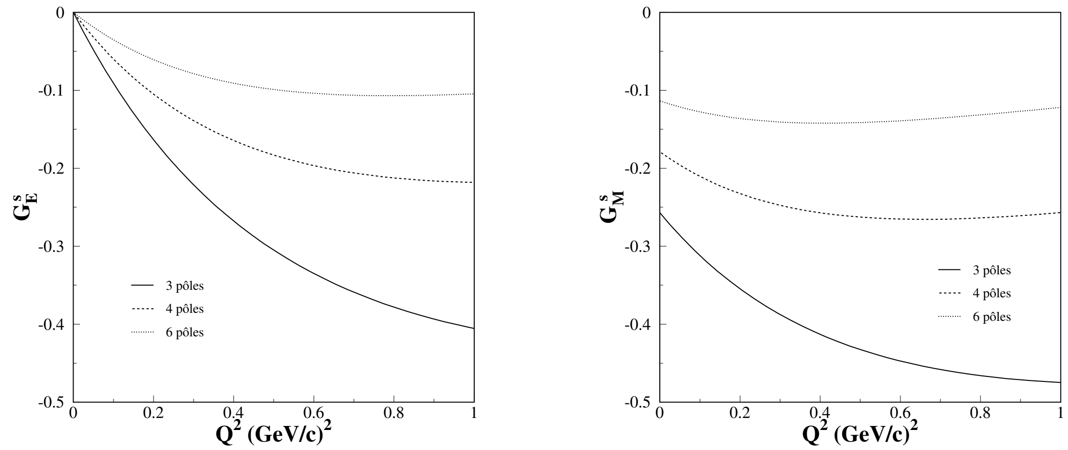



FIG. 6.4 – *Contributions du quark étrange aux facteurs de forme de Sachs du proton obtenues en utilisant un calcul de type "pôle" [160] à 3, 4 et 6 pôles.*

de $G_E^s$ et $G_M^s$ en fonction de $Q^2$ pour des paramétrisations à 3, 4 et 6 pôles effectuées par Forkel[c]. On peut voir que ces dépendances sont très sensibles au nombre de pôles utilisés dans la paramétrisation. Forkel note également que le résultat de la paramétrisation à six pôles est sensible à la position des trois pôles de masse les plus élevées. Ainsi, le résultat à six pôles peut varier entre le résultat à trois pôles si les masses tendent vers l'infini et le résultat à six pôles de la figure 6.4 si les masses prennent leurs valeurs minimales.

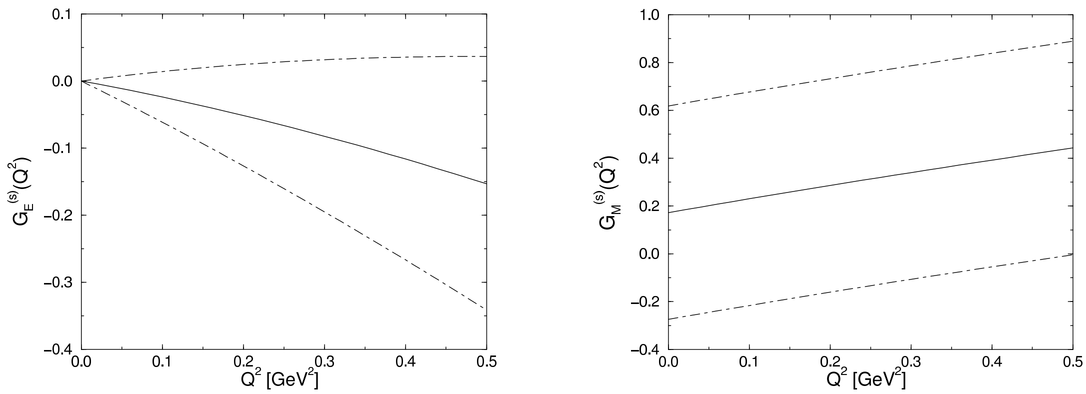



FIG. 6.5 – *Contributions du quark étrange aux facteurs de forme de Sachs du proton obtenues en utilisant un calcul en théorie des perturbations chirales [49]. Les valeurs centrales sont représentées en ligne pleine, et les lignes pointillées représentent les erreurs. La valeur de* $G_M^s(Q^2 = 0.1)$ *déterminée par SAMPLE [44] a été utilisée pour positionner la courbe* $G_M^s(Q^2)$.

Hemmert *et al.* [162] utilisent la théorie des perturbations chirales pour déterminer la dépendance des contributions $G_E^s$ et $G_M^s$ aux facteurs de forme de Sachs du nucléon.

[c] $G_E^s$ et $G_M^s$ ont été recalculés en utilisant les équations 1.10 et 1.11 à partir des formes données par Forkel pour $F_1^s$ et $F_2^s$.

Musolf *et al.* [151] ont montré que la théorie des perturbations chirales ne permettait pas de faire de prédictions quant à la contribution étrange sans être dépendante d'un modèle pour la description du nucléon. Cependant, Hemmert *et al.* ont montré que cette théorie peut être utilisée pour extraire la dépendance en $Q^2$ indépendamment de modèles du nucléon. Ils ont effectué un calcul au troisième ordre des perturbations qui fait apparaître six constantes basse énergie. Quatre d'entre elles peuvent être facilement déduites des moments magnétiques et rayon de charge du proton et du neutron. Afin de fixer les deux constantes restantes, ils ont utilisé les résultats expérimentaux de SAMPLE [44] et HAPPEX [46]. Pour ce faire, ils ont dû supposer que leur développement était valable à $Q^2$= 0.48 $(GeV/c)^2$, correspondant au $Q^2$ de l'expérience HAPPEX. La figure 6.5 montre les résultats de cette étude. Les lignes pointillées représentent les erreurs sur $G_E^s(Q^2)$ et $G_M^s(Q^2)$ induites par les résultats expérimentaux de SAMPLE et HAPPEX. On voit en particulier que malgré les résultats compatibles avec zéro des expériences SAMPLE et HAPPEX, Hemmert *et al.* trouvent des contributions $G_E^s$ et $G_M^s$ non nulles et de signes opposés. Il est donc nécessaire de pouvoir séparer ces contributions comme le propose l'expérience $G^0$.

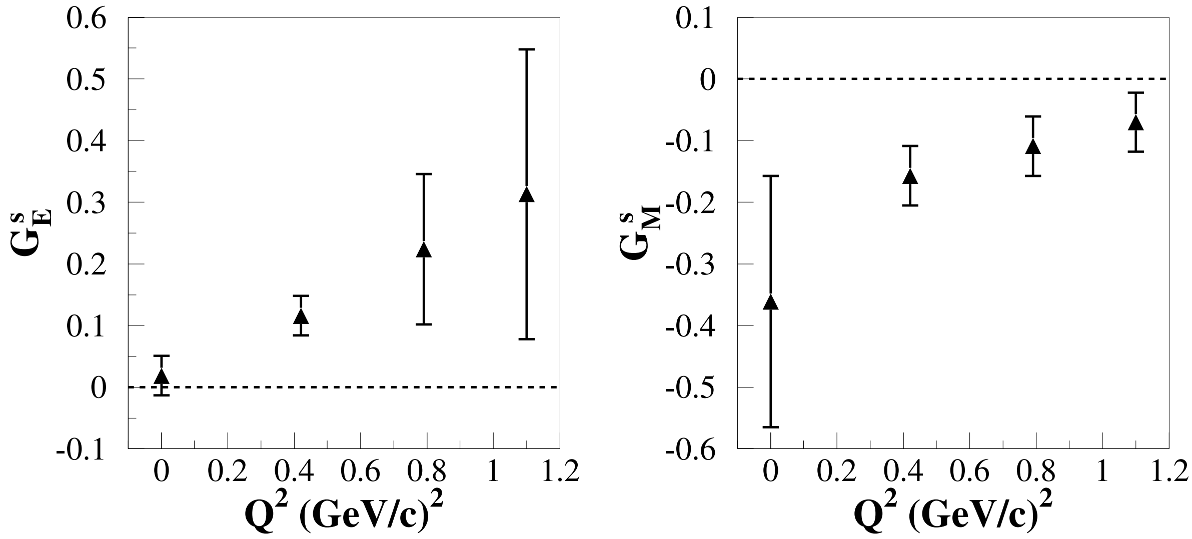



FIG. 6.6 – *Contributions du quark étrange aux facteurs de forme de Sachs du proton obtenues par le calcul de type QCD sur réseau de Dong et al [161]. Le calcul a été effectué à quatre $Q^2$ différents ((0, 0.4, 0.8 et 1.1 $(GeV/c)^2$), et les barres d'erreurs correspondent à l'erreur statistique due au nombre de configurations prises en compte.*

Une dernière prédiction donne une contribution étrange dépendante de la quadri-impulsion transférée. Cette prédiction faite par Dong *et al.* [161] utilise la technique de QCD sur réseau (voir paragraphe 6.1.4). Dong *et al.* ont effectué un calcul en utilisant un réseau comportant $16^3 \times 24$ nœuds avec une maille de 0.11 fm. Ils ont extrait les contributions étranges à quatre $Q^2$ différents (0, 0.4, 0.8 et 1.1 $(GeV/c)^2$). Les résultats sont reportés sur la figure 6.6. Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur statistique due au nombre de configurations prises en compte. Ce calcul ne donne pas une dépendance définie par une fonction analytique, mais la valeur des contributions étranges à des valeurs de $Q^2$ discrètes qui correspondent chacune à une simulation différente.

### 6.1.6 Comparaison prédictions-expériences

La figure 6.7 donne une comparaison entre les différentes prédictions de $\mu_s$ et la valeur extraite par l'expérience SAMPLE [131] en utilisant les résultats des mesures à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$. L'extrapolation de la mesure expérimentale à $Q^2 = 0$ a été faite en utilisant le modèle de Hemmert *et al.* prédisant la dépendance des facteurs $G_E^s$ et $G_M^s$ en fonction de $Q^2$.

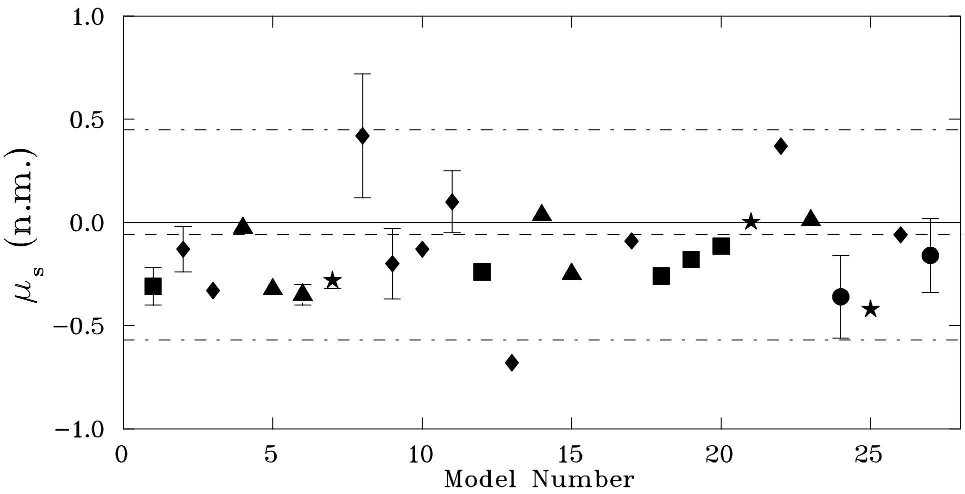



FIG. 6.7 – *Comparaison entre les prédictions de $\mu_s$ d'une série de modèles avec la valeur expérimentale extraite par l'expérience SAMPLE [35] (figure créée par D. Spayde [131]). La ligne en tirets représente la valeur centrale de $\mu_s$ extraite par D. Spayde, et celles en tirets-pointillés l'erreur sur cette valeur. Les points représentent les prédictions de différents modèles. Les différents symboles correspondent à différents types de calcul : les carrés sont des prédictions de type pôle, les triangles de type "loop", les étoiles des modèles combinant les descriptions en terme de pôles et de "loop", les ronds sont des prédictions de QCD sur réseau et les losanges les autres types de prédictions.*

Cette figure montre que les variations extrêmes entre deux prédictions sont de l'ordre de grandeur de l'erreur expérimentale. Nous voyons donc qu'il est nécessaire de faire de nouvelles mesures à une quadri-impulsion transférée la plus faible possible afin d'extraire la contribution étrange $\mu_s$ au moment magnétique du nucléon. Deux expériences, HAPPEX2 [171] et $^4$He [163], se proposent de déterminer $G_E^s$ et $G_M^s$ à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$. Nous donnerons une description de ces expériences au chapitre suivant. L'erreur attendue sur $\mu_s$ serait de l'ordre de 0.25, qui est deux fois plus faible que l'erreur sur la mesure de SAMPLE. Cette nouvelle mesure permettra d'augmenter la contrainte sur les modèles théoriques, mais une erreur dix fois plus faible que celle obtenue par l'expérience SAMPLE serait nécessaire pour réellement contraindre la théorie. Nous pouvons remarquer sur cette figure que la moyenne des prédictions donne $\mu_s \simeq -0.2$. Ceci correspond à environ

$\mu_s \simeq -\mu_p/10$ où $\mu_p = 2.79$ est le moment magnétique du proton. Cette valeur est de l'ordre de grandeur de la contribution étrange à la masse ou au spin du nucléon trouvée dans les domaines scalaire et axial.

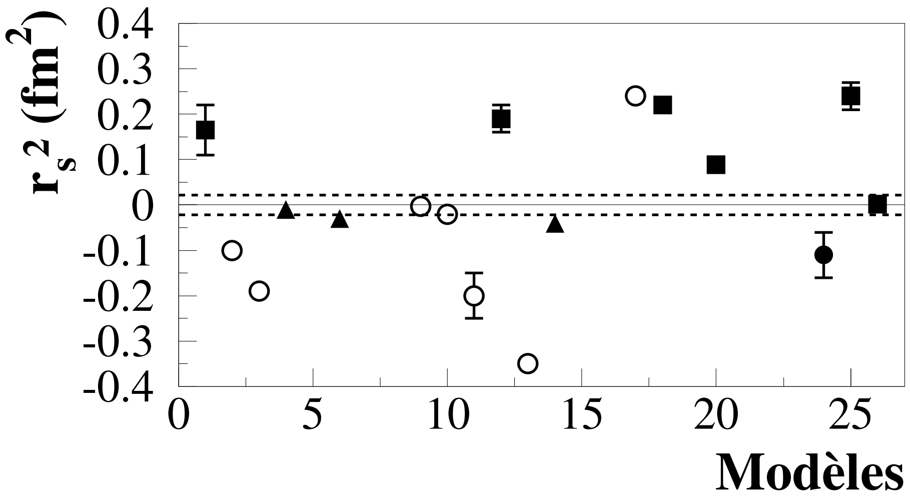



FIG. 6.8 – *Comparaison entre les prédictions théoriques pour $r_s^2$ d'une série de modèles avec l'erreur expérimentale attendue par l'expérience $^4$He [163]. Les lignes en tirets représentent les valeurs extrême de la barre d'erreur en prenant la valeur centrale à zéro. Les points représentent les prédictions de différents modèles. Les différents symboles correspondent à différents types de calcul : les carrés sont des prédictions de type pôle, les triangles de type "loop", les ronds pleins sont des prédictions de QCD sur réseau et les ronds ouverts les autres types de prédictions.*

La figure 6.8 montre les prédictions théoriques pour $r_s^2$ provenant de différents modèles (les points) comparées à la barre d'erreur attendue par l'expérience $^4$He (les lignes tiretées). On voit que contrairement à celles pour $\mu_s$, les prédictions pour $r_s^2$ sont beaucoup plus dispersées et il est difficile de voir une tendance générale comme c'est le cas pour $\mu_s$. Il est également important de noter que la mesure de l'expérience $^4$He aura une précision suffisante pour contraindre les modèles théoriques.

Nous avons fait, grâce aux figures 6.7 et 6.8, la comparaison entre les prédictions théoriques à $Q^2 = 0$ et la valeur expérimentale de SAMPLE et l'erreur attendue par l'expérience $^4$He. Dans la suite de ce paragraphe, nous allons nous intéresser à la comparaison entre les modèles théoriques donnant la dépendance en $Q^2$ de la contribution étrange et les mesures expérimentales effectuées ou à venir.

Le résultat du calcul de Hemmert *et al.* (ligne continue sur la figure 6.9) est très intéressant, car il montre que la mesure expérimentale de HAPPEX, compatible avec zéro, peut être interprétée par le fait que $G_E^s$ et $G_M^s$ sont de même amplitude et de signes opposés. Ainsi leurs contributions à l'asymétrie de violation de parité mesurée expérimentalement s'annulent. Ceci montre bien la nécessité de séparer expérimentalement $G_E^s$ et $G_M^s$ afin de pouvoir conclure sur la contribution étrange aux facteurs de forme électro-faibles. Cette séparation sera faite d'une part par l'expérience $G^0$ pour trois quadri-impulsion transférées ($Q^2 = 0.3$, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$) et d'autre part par les expériences

HAPPEX-2 et $^4$He à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$.

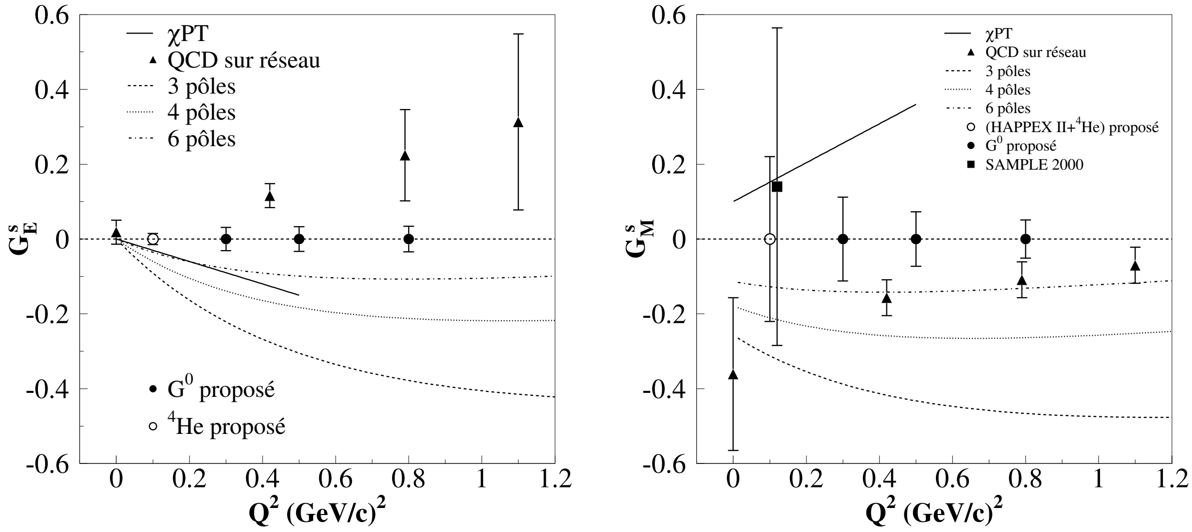



FIG. 6.9 – *Comparaison entre les prédictions et les expériences pour la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électromagnétiques du proton.*

La figure 6.9 montre les différentes prédictions pour la dépendance en $Q^2$ des contributions vectorielles étranges aux facteurs de forme du proton, ainsi que les erreurs attendues pour l'expérience $G^0$. Nous avons également indiqué les erreurs attendues par les expériences HAPPEX-2 et $^4$He. Il est important de remarquer que l'expérience $G^0$ ainsi que les expériences HAPPEX-2 et $^4$He permettront d'augmenter le degré de précision par rapport aux résultats précédemment obtenus par l'expérience SAMPLE.

## 6.2 Facteur de forme axial

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, la connaissance du facteur de forme axial $G_A^e$ est nécessaire à l'extraction de la contribution du quark étrange aux courants électro-faibles du nucléon car celui-ci contribue à l'asymétrie physique mesurée. Ce facteur de forme est relativement bien connu à l'ordre premier de la diffusion (échange d'un $Z^0$) où on le note $G_A^{(Z,N)}$. En effet dans ce cas il est équivalent au facteur de forme $G_A^\nu$ mesuré en diffusion neutrino-nucléon et il est donné par :

$$G_A^{(Z,N)}(Q^2) = -\tau_3 G_A(Q^2) + G_A^s(Q^2) \equiv G_A^\nu \tag{6.15}$$

La dépendance en $Q^2$ de $G_A$ est aussi connue par des mesures de la diffusion quasi-élastique neutrino-nucléon. Il est supposé que $G_A$ suit un modèle dipôlaire de la forme :

$$G_A(Q^2) = \frac{G_A(0)}{\left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^2} \tag{6.16}$$

avec $M_A = 1.069 \pm 0.016\ GeV$ [31]. $G_A$ est connu à $Q^2 = 0$ grâce à la désintégration $\beta$ du neutron [30] ($G_A(0) = 1.2670 \pm 0.0035$). $G_A^s$ est directement relié à l'élément de matrice axial du quark étrange $\langle N|\bar{s}\gamma^\mu\gamma^5 s|N\rangle$, sa valeur à $Q^2 = 0$ est la fraction de spin $\Delta s$ portée par le quark étrange, qui est mesurée en diffusion profondément inélastique $G_A^s(Q^2 = 0) \equiv \Delta s = -0.06 \pm 0.05$ [4]. Ce facteur peut également être estimé à partir des mesures en diffusion quasi-élastique neutrino-nucléon et a été trouvé être : $G_A^s(Q^2 = 0) = -0.13 \pm 0.09$, ce qui est en accord avec les mesures faites en diffusion profondément inélastique. Mais cette analyse dépend fortement de la valeur de la masse axiale $M_A$. Différents ajustements satisfaisants des données sont obtenus pour des valeurs de $G_A^s(Q^2 = 0)$, variant de 0 à -0.15$\pm$ 0.07 suivant la valeur de $M_A$ [164]. La dépendance en $Q^2$ de $G_A^s$ n'est pas connue. Nous utiliserons donc la valeur à $Q^2 = 0$ à laquelle nous appliquons une erreur de 100 %.

La prise en compte des processus d'ordre supérieur fait apparaître de nouveaux termes. Le facteur de forme axial effectif $G_A^{eN}$ mesuré en diffusion élastique électron-nucléon est alors donné par :

$$G_A^{eN} = G_A^{(Z,N)} + \eta F_A + R_e \tag{6.17}$$

Une autre notation est également utilisée. Elle a pour effet de mettre en évidence la décomposition en termes isoscalaire et isovecteur :

$$G_A^{eN} = -\tau_3 \left(1 + R_A^{T=1}\right) G_A + \sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{(8)} + \left(1 + R_A^{(0)}\right) G_A^s \tag{6.18}$$

où les facteurs de corrections $R_A^{T=0}$ et $R_A^{T=1}$ sont les sommes d'une contribution anapolaire et d'une correction faisant intervenir les corrections de type "one-quark" (voir chapitre 1).

$$R_A^{T=0,1} = R_A^{T=0,1}|_{\text{anapole}} + R_A^{T=0,1}|_{\text{one-q}} \tag{6.19}$$

Il vient donc que le facteur de forme anapolaire s'écrit :

$$\eta F_A^{T=0} = \sqrt{3}\; G_A^{(8)} R_A^{T=0}|_{\text{anapole}} \tag{6.20}$$

$$\eta F_A^{T=1} = -\tau_3 R_A^{T=1}|_{\text{anapole}} G_A(Q^2) \tag{6.21}$$

Comme nous l'avons introduit au paragraphe 1.5.3, le facteur de forme anapolaire $F_A$ caractérise une interaction électromagnétique entre un électron et un nucléon qui ne conserve pas la parité. Le facteur de forme anapolaire apparaît comme un terme axial supplémentaire dans l'expression du courant électromagnétique du nucléon qui devient [28] :

$$\mathcal{J}_\mu^{(\gamma,N)} = \gamma_\mu F_1^{(\gamma,N)} + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} F_2^{(\gamma,N)} + F_A \left[G_F (q^2 \gamma_\mu - q_\nu \gamma^\nu q_\mu)\gamma_5\right] \tag{6.22}$$

Un mécanisme pouvant générer un tel couplage axial nécessite l'échange de bosons faibles ($W^\pm$, $Z^0$) entre les quarks constituant le nucléon. La figure 6.10 illustre les types de processus pouvant participer à l'apparition du facteur de forme anapolaire.
Les calculs, cherchant à déterminer la contribution de ces processus, sont basés sur la théorie des perturbations chirales que nous avons décrit au paragraphe 6.1.1.

Les effets du moment anapolaire ont été principalement étudiés dans les noyaux. En effet, dans un atome, le moment anapolaire peut apparaître dans une interaction électromagnétique entre le noyau et un électron atomique qui ne conserve pas la parité (qui dépend du spin). Les auteurs de la référence [165] ont été les premiers à suggérer

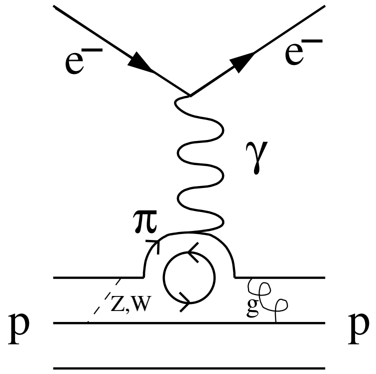



FIG. 6.10 – *Exemple de processus d'ordre supérieur contribuant à la formation d'un facteur de forme anapolaire.*

un tel couplage. La contribution dominante pour la violation de parité dans un atome provient de l'échange d'un $Z^0$ entre un électron atomique et le noyau. Comme dans le cas du nucléon, le moment anapolaire d'un noyau provient de l'échange d'un $Z^0$ entre les quarks du noyau couplé à une interaction électromagnétique électron-noyau. Les auteurs de la référence [166] ont montré que l'effet du moment anapolaire augmente comme $A^{2/3}$ où $A$ est le numéro atomique alors que l'amplitude correspondant à l'échange d'un $Z^0$ n'augmente pas avec $A$. Ainsi, la contribution du moment anapolaire à la violation de parité dans un atome devient du même ordre de grandeur que la contribution provenant de l'échange direct d'un $Z^0$ pour une valeur de $A$ de l'ordre de 20.

Trois expériences de physique atomique ont déterminé le moment anapolaire nucléaire, deux en mesurant la violation de parité dans la transition dipôlaire électrique $6S_{1/2} \to 7S_{1/2}$ de l'atome de $^{133}$Cs et une dans la transition dipôlaire magnétique $6P_{1/2} \to 6P_{3/2}$ de l'atome de $^{205}$Tl [167]. La mesure la plus significative provient du groupe de l'université du Colorado qui a mesuré la violation de parité dans l'atome de $^{133}$Cs avec une précision relative de 0.35 % alors que les mesures précédentes avaient des erreurs de l'ordre de 1 à 2 %. Cette mesure a permis de mettre en évidence pour la première fois l'effet du moment anapolaire. La valeur obtenue correspond à une déviation de sept écarts standards par rapport à zéro [168].

Les expériences mesurant l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-nucléon sont sensibles au facteur anapolaire via le facteur de forme axial $G_A^{eN}$. Le facteur de forme anapolaire intervient comme une correction radiative électro-faible. Le moment anapolaire[d] du nucléon a été calculé en théorie des perturbations chirales au premier ordre [37] et à l'ordre suivant par Zhu *et al.* [34]. Dans ce calcul, Zhu *et al.* donnent une expression des contributions anapolaires aux facteurs de correction $R_A^{T=0}$ et $R_A^{T=1}$ à l'ordre $\mathcal{O}(1/\Lambda_\chi^2)$ où $\Lambda_\chi \sim 1$ $GeV$ est l'échelle de brisure de la symétrie chirale. Ils arrivent à une expression qui contient 42 constantes de basse énergie. Huit d'entres elles sont déterminées par des données expérimentales concernant les constantes de couplage méson-baryon et les constantes de désintégration de mésons. Les amplitudes des autres constantes basse

[d]Valeur que prend le facteur de forme anapolaire $F_A$ à $Q^2 = 0$.

énergie ont été évaluées à partir de l'échange de mésons vecteurs légers ($\omega$ et $\phi$), en utilisant une description des facteurs de couplage du type VDM (Vector Dominance Model). Ce modèle ne donne, dans ce cas précis, que les amplitudes des couplages, dont le signe est déterminé par une étude phénoménologique des facteurs de forme électromagnétiques du nucléon et de la diffusion élastique proton-proton. Leur résultat pour la contribution anapolaire aux facteurs de correction $R_A^{T=0}$ et $R_A^{T=1}$ est[e] :

$$R_A^{T=0}|_{\text{anapole}} = 0.01 \pm 0.14 \quad \text{et} \quad R_A^{T=1}|_{\text{anapole}} = -0.03 \pm 0.24 \tag{6.23}$$

L'erreur sur ce résultat est essentiellement due à la détermination des constantes basse énergie utilisées dans le modèle de type VDM. Ce calcul fait à $Q^2 = 0$ au deuxième ordre des perturbations chirales donne donc un moment anapolaire compatible avec zéro.

C. Maekawa *et al.* ont déterminé la dépendance du facteur de forme anapolaire en fonction de $Q^2$. Dans un premier temps, un calcul à l'ordre dominant en théorie des perturbations chirales [38] a montré que la partie isoscalaire[f] du facteur de forme anapolaire décroit moins rapidement en fonction de $Q^2$ que la forme dipôlaire avec la "masse anapolaire"[g] $M_{ana} = 880$ MeV. Les constantes basse énergie du problème sont entièrement déterminées par la constante de couplage pion-nucléon et la constante de desintégration du pion. Ainsi à l'ordre dominant des perturbations chirales, la dépendance de $F_A^{T=0}$ en fonction de $Q^2$ peut être entièrement déterminée.

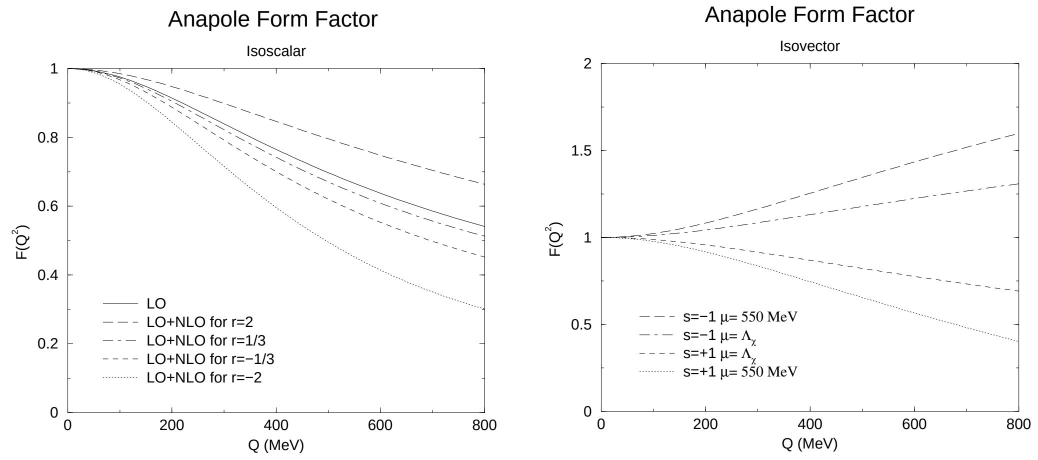



FIG. 6.11 – *Prédictions des dépendances en $Q^2$ de $F_A^{T=0}$ (figure de gauche) et $F_A^{T=1}$ (figure de droite) (figures tirées de la référence [39]). Les deux fonctions sont normalisées à l'unité à $Q^2 = 0$.*

Dans un second temps, le même groupe a entrepris le calcul de la dépendance en $Q^2$ au deuxième ordre en théorie des perturbations chirales [39]. La dépendance de $F_A^{T=0}$ compte

[e] Afin de retrouver les valeurs du tableau 1.3 du chapitre 1 pour $R_A^0$ et $R_A^1$, il est nécessaire de se rappeler que $R_A^0 \equiv \sqrt{3} R_A^{T=0} G_A^{(8)}$ et $R_A^1 \equiv R_A^{T=1}$, avec $G_A^{(8)} = \frac{3F-D}{2\sqrt{3}}$. $F$ et $D$ sont déduits des constantes de décroissances des hypérons. ($F = 0.463 \pm 0.008$ et $D = 0.804 \pm 0.008$) [14].

[f] La partie isovecteur du facteur de forme anapolaire ne varie pas au premier ordre des perturbations : $dF_A^{T=1}/dQ^2 = 0$

[g] Cette "masse" est déterminée à partir de la pente à $Q^2 = 0$ du facteur de forme anapolaire [38].

cette fois deux constantes de basse énergie qui ne sont pas déterminées par l'expérience. Ils est toutefois possible de les estimer par une analyse dimensionnelle effectuée par Kaplan *et al.* [169]. A cet ordre des perturbations, la dépendance de $F_A^{T=1}$ est non nulle. La forme analytique résultante dépend toutefois de 5 constantes basse énergie non déterminées expérimentalement. Les diagrammes de la figure 6.11, issus de la référence [39], montrent les prédictions de ce calcul pour les dépendances de $F_A^{T=0}$ et $F_A^{T=1}$. Dans le cas de $F_A^{T=0}$, le paramètre $r$ est proportionnel au rapport des deux constantes de basse énergie. La valeur estimée par l'analyse de Kaplan *et al.* [169] donne $r \sim 1/3$. Les auteurs de la référence [39] ont utilisé $r$ compris entre -2 et +2 afin de tester la sensibilité de la prédiction par rapport à ce facteur. Dans le cas de $F_A^{T=1}$, $\mu$ caractérise l'échelle de renormalisation et $s$ le signe de la contribution des termes du deuxième ordre. Les formes analytiques des fonctions peuvent être trouvées dans la référence [39].

### 6.2.1 Comparaison prédictions-expériences

La figure 6.12 donne une comparaison entre la prédiction théorique de Zhu *et al.* et les mesures expérimentales de SAMPLE. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, le calcul de Zhu *et al.* donne la valeur de la contribution du facteur de forme anapolaire à $Q^2 = 0$. Afin de comparer les données expérimentales à la prédiction théorique, il est nécessaire de donner une dépendance en $Q^2$ à la contribution anapolaire. La courbe en trait plein sur la figure 6.12 correspond à une forme dipolaire avec la même masse axiale $M_A$ que celle utilisée pour décrire la dépendance de $G_A(Q^2)$. Les deux autres dépendances représentées sur la figure 6.12 correspondent aux dépendances extrêmes données par Maekawa *et al.* (voir figure 6.11).

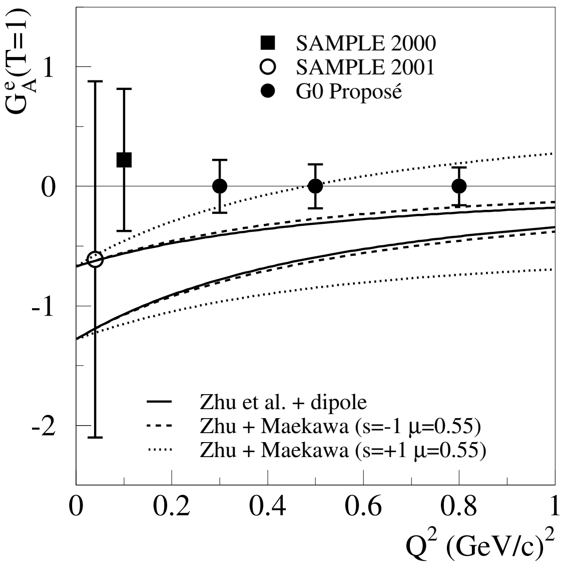



FIG. 6.12 – *Comparaison des résultats des expériences SAMPLE à 0.1 et 0.04* $(GeV/c)^2$ *aux prédictions théoriques de Zhu et al. et Maekawa et al.. Les ronds pleins représentent les barres d'erreurs attendues par l'expérience* $G^0$.

Le but du programme SAMPLE était de contraindre la valeur du moment anapolaire. Le résultat de SAMPLE à $Q^2 = 0.1$ $(GeV/c)^2$ indique une contribution du facteur anapolaire grande et négative de telle sorte qu'elle annule la contribution de l'ordre premier de la diffusion. Au premier abord, ce résultat est surprenant. En effet ceci implique que les effets des ordres supérieurs de la diffusion sont de même amplitude que l'ordre premier. Malgré tout, ceci est tout à fait concevable. En effet, l'ordre premier provient de l'échange d'un $Z^0$ avec un couplage vectoriel au vertex leptonique, et axial au vertex hadronique. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, le couplage vectoriel d'un électron avec un $Z^0$ vaut $(-1 + 4\sin^2\theta_W) \simeq 0.08$ alors qu'il vaut 1 dans le cas du couplage à un photon. On voit donc tout de suite que l'ordre premier sera réduit d'un facteur 0.08 par rapport à la contribution anapolaire. Ainsi, même un faible facteur de forme anapolaire peut contribuer de façon significative au facteur de forme axial $G_A^e$.

L'objectif de la mesure effectuée à $Q^2 = 0.04$ $(GeV/c)^2$ était de confirmer le résultat obtenu à $Q^2 = 0.1$ $(GeV/c)^2$. Le résultat de cette nouvelle mesure est :

$$G_A^e(T = 1) = -0.61 \pm 1.21 \text{ (stat)} \pm 0.99 \text{ (sys)} \tag{6.24}$$

A la vue de la figure 6.12, il est clair que le résultat que nous avons obtenu ici ne permet pas de faire de conclusion. Il est tout de même important de noter que ce résultat n'inclut qu'environ la moitié de la statistique accumulée. Les erreurs systématiques sont également importantes dues à des problèmes dans la procédure de correction. De nouveaux développements de l'analyse sont en cours. Nous avons en particulier montré au chapitre 5 les résultats prometteurs obtenus en utilisant un nouveau paramètre dans la procédure de correction ainsi que la mise en place de coupures plus strictes. L'erreur finale espérée sur l'asymétrie physique est estimée à : $\delta A_{\text{phys}} = 0.50$ (stat) $\pm$ 0.26 (sys), ce qui correspond à $\delta G_A^e(T = 1) = 0.82$ (stat) $\pm$ 0.43 (sys).

L'expérience SAMPLE a montré l'importance de l'influence de $G_A^e(T = 1)$ sur la détermination de la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon. La figure 6.12 met bien évidence le degré de méconnaissance théorique de ce facteur de forme axial. La mesure de SAMPLE a eut pour effet de changer la stratégie expérimentale de l'expérience $G^0$. En effet, cette expérience avait proposé de mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant et arrière pour six différents points en $Q^2$. Il avait été prévu que ces deux séries de mesures, combinées à la prédiction théorique de $G_A^e(T = 1)$ permettent de séparer les contributions étranges $G_E^s$ et $G_M^s$. La proposition d'expérience a alors été modifiée afin d'inclure des mesures aux angles arrière sur cible de deutérium afin d'effectuer une mesure qui ne soit pas dépendante de modèle théorique pour la valeur de $G_A^e(T = 1)$.

Ainsi, l'expérience $G^0$ déterminera le facteur de forme axial $G_A^e(T = 1)$ pour trois quadri-impulsions : 0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$. Les barres d'erreurs attendues par cette expérience sont reportées sur la figure 6.12. Nous voyons que ces résultats imposeront une contrainte forte sur la théorie et permettront de déterminer la dépendance en $Q^2$. Ces mesures pourront également être utilisées par les expériences HAPPEX et PV-A4. En effet, c'est deux expériences effectuées aux angles avant ont pris le parti de négliger la contribution axiale à l'asymétrie de violation de parité.

# Chapitre 7

# Les autres expériences

Les expériences $G^0$ et SAMPLE font partie d'un vaste programme expérimental ayant pour but la détermination de la contribution du quark étrange aux courants électro-faible du proton. Dans ce chapitre, nous allons présenter brièvement les différentes expériences en cours ou au stade de projet. Nous discuterons également à la fin de ce chapitre une série d'expériences utilisant la violation de la symétrie de parité pour tester le modèle standard. Nous ne parlons pas ici des expériences faites en physique atomique qui cherchent à déterminer le moment anapolaire des noyaux atomique tels que le Césium [170] ou le Thallium [167]. Nous ne parlerons pas non plus des expériences en diffusion neutrino-nucléon ni des expériences mesurant l'asymétrie de violation de parité dans la transition N-$\Delta$ [108] (expérience réalisée en même temps que l'expérience $G^0$) qui cherchent à déterminer la masse axial $M_A$ qui paramétrise la forme dipolaire du facteur de forme axial.

## 7.1 Expérience HAPPEX-2 au TJNAF

L'expérience HAPPEX-2 [171] se propose de mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique d'électrons de 3.2 GeV sur une cible d'hydrogène liquide de 20 cm. La détection de l'électron diffusé sera faite à un angle $\theta_e = 6^o$, ce qui correspond à une quadri-impulsion $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$. Cette expérience se déroulera dans le hall A du laboratoire Thomas Jefferson. La mise en place d'éléments magnétiques supplémentaires (septum) à l'entrée des spectromètres permet la détection d'électrons à un angle de diffusion minimal de $6^o$. Cet angle était de $12.5^o$ pour HAPPEX-1 sans les septums. A cette cinématique, l'asymétrie mesurée par HAPPEX-2 sera une combinaison de $G_E^s$ et $G_M^s$ : $A_{PV} \propto G_E^s + 0.08\ G_M^s$. La combinaison de cette mesure avec les données de SAMPLE [45], prise à la même quadri-impulsion, permettra une extraction des contributions électrique et magnétique du quark étrange aux facteurs de forme du proton. Cette nouvelle mesure étendra ainsi les données expérimentales à basse quadri-impulsion transférée[a] où l'asymétrie de violation de parité est estimée être de 1.7 ppm.

HAPPEX-2 utilise la même stratégie expérimentale que l'expérience HAPPEX [46,

[a]Nous rappelons que l'expérience $G^0$ effectuera la séparation entre les contributions électrique et magnétique du quark étrange à $Q^2 = 0.3$, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$. La mesure aux angles avant de $G^0$ permettra également de déterminer des combinaisons de $G_E^s$ et $G_M^s$ pour un $Q^2$ de 0.15 $(GeV/c)^2$.

47] que nous avons décrite au paragraphe 1.9.2. L'utilisation des deux spectromètres à haute résolution du hall A permet de séparer les électrons diffusés élastiquement de ceux provenant de diffusions inélastiques. La séparation spatiale entre le pic élastique et les premiers événements inélastiques (électroproduction de $\pi^0$) est d'environ 60 cm au niveau du plan focal. Ainsi un positionnement adéquat des détecteurs au niveau du plan focal permet de ne détecter que les événements élastiques. La collaboration HAPPEX a montré qu'en utilisant cette technique, seulement 0.2 % du signal total provenait d'événements inélastiques [47]. Le détecteur utilisé par HAPPEX-2 consiste en un calorimètre fait d'un "sandwich" de quartz et de plomb. Le signal issu du détecteur sera intégré durant 30 ms correspondant à un état d'hélicité.

HAPPEX-2 utilisera le faisceau d'électrons polarisés de CEBAF d'une intensité de 100 $\mu A$ et une polarisation de 75 %. La précision statistique attendue est de 4.6 % en supposant 700 heures de données. Une projection des erreurs systématiques obtenues lors de la première phase de l'expérience donne une erreur systématique de l'ordre de 3 %.

## 7.2 Expérience $^4$He au TJNAF

L'expérience $^4$He [163] se propose de mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-$^4$He. Cette expérience utilise le même dispositif expérimental que l'expérience HAPPEX-2 et se déroulera à la même cinématique ($E_0 = 3.2\ GeV$, $\theta_e = 6^o$, $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$). La seule différence entre ces deux expériences est l'utilisation d'une cible d'$^4$He gazeux.

Cette mesure permet une extraction de la contribution étrange $G_E^s$ au facteur de forme électrique du nucléon. En effet, la diffusion élastique électron-$^4$He est une transition isoscalaire [28], il n'y a donc pas de contribution provenant des parties magnétique et axiale des courants à l'amplitude de diffusion. L'asymétrie de violation de parité est alors uniquement fonction de la contribution électrique étrange [163] :

$$A_{^4He} = \frac{G_F Q^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha}\left[2\sin^2\theta_W + \frac{G_E^s(Q^2)}{G_E^{(\gamma,p)}(Q^2) + G_E^{(\gamma,n)}(Q^2)}\right] \tag{7.1}$$

L'équation 7.1 montre qu'une mesure de l'asymétrie en diffusion élastique électron -$^4$He permet d'extraire la contribution étrange $G_E^s$.

Les expériences HAPPEX-2 et $^4$He se déroulant à la même cinématique, la combinaison de leurs résultats permettra une séparation des contributions électrique et magnétique étrange à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$. La figure 7.1, où est représenté le moment magnétique étrange $\mu_s$ en fonction du rayon de charge étrange au carré $r_s^2$, montre les résultats attendus pour ces deux expériences[b]. Sur cette figure est reporté le résultat de l'expérience SAMPLE à la même quadri-impulsion transférée [35]. La combinaison des résultats de ces deux expériences (HAPPEX-2 et $^4$He) réduit environ d'un facteur deux l'erreur sur $\mu_s$ obtenue précédemment par SAMPLE. Les expériences HAPPEX-2 et $^4$He doivent acquérir des données en 2003, après l'installation des septums dans le hall A.

[b]Nous rappelons que : $\mu_s \equiv F_2^s\left(Q^2=0\right)$ et $r_s^2 \equiv 6\frac{dF_1^s}{dQ^2}\left(Q^2=0\right)$ (voir équations 6.1 à 6.4).

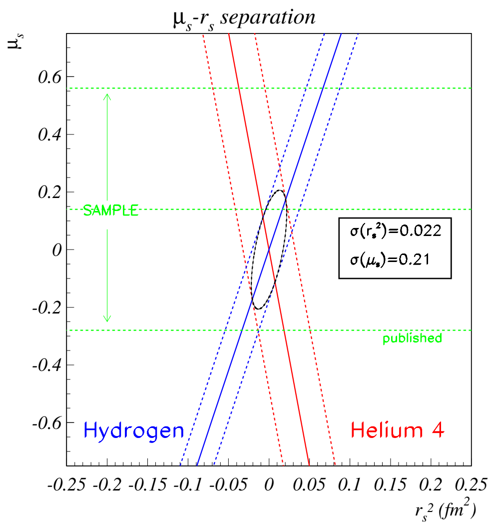



FIG. 7.1 – *Projection des erreurs attendues par les expériences HAPPEX-2 et $^4He$ comparées aux résultats de l'expérience SAMPLE (figure créée par D. Lhuillier).*

## 7.3 Expérience PVA4 à Mainz

L'expérience PVA4 [172] se déroule actuellement auprès du microtron MAMI à Mainz. Cette expérience mesure l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton à une quadri-impulsion transférée moyenne $Q^2 = 0.225\ (GeV/c)^2$. Un faisceau d'électrons polarisés d'une énergie de 855 MeV et d'une intensité de 20 $\mu A$ est envoyé sur une cible d'hydrogène liquide d'une longueur de 10 cm. Les électrons diffusés à un angle compris entre $30^o$ et $40^o$ sont détectés par un calorimètre composé de 1022 cristaux de fluorure de plomb ($PbF_2$) chacun couplé à un PMT. Ce calorimètre a une symétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Un détecteur Čerenkov à eau permet une mesure de la luminosité du faisceau qui est utilisée pour la normalisation des données. La figure 7.2 de gauche montre une vue schématique du dispositif expérimental. La luminosité élevée (de l'ordre de $5.10^{37}\ cm^2.s^{-1}$) et l'acceptance d'environ 0.5 stéradian conduisent à des taux de comptage de plus de $5.10^7$ événements par seconde.

La stratégie pour extraire le signal élastique du bruit de fond est, en un certain sens, similaire à celle utilisée par $G^0$. L'hélicité du faisceau est changée à une fréquence de 50 Hz. Un histogramme de l'énergie déposée par les particules détectées est construit durant les 20 ms que durent un état d'hélicité. Ces histogrammes sont ensuite utilisés pour éliminer les particules provenant de diffusions inélastiques via des coupures sur les spectres en énergie. La résolution en énergie est de $\Delta E/E = 3.5\%/\sqrt{E(GeV)}$. La figure 7.2 de droite montre un spectre typique en énergie déposée dans le calorimètre.

La combinaison mesurée par l'expérience PVA4 est : $G_E^s + 0.22\ G_M^s$. L'erreur attendue sur cette mesure est de : $\delta(G_E^s + 0.22\ G_M^s) = 0.013$. Deux stratégies sont envisagées par la collaboration PV-A4. La première est de retourner le détecteur est de faire, au même $Q^2$, une mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton à un angle de diffusion moyen de $\theta_e = 145^o$. Cette seconde mesure permettra, comme dans

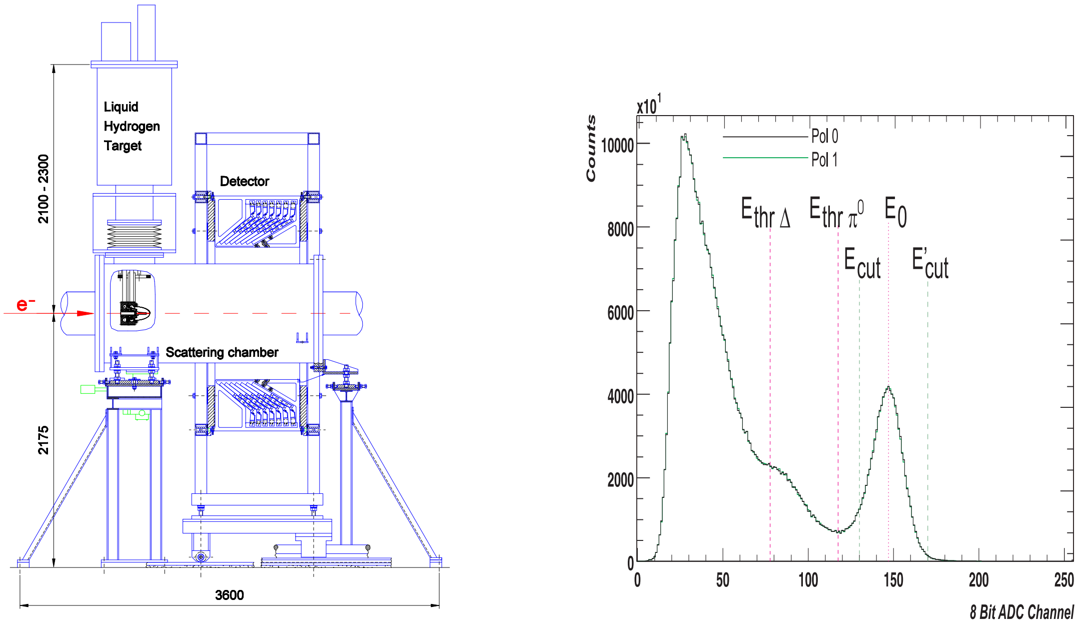



FIG. 7.2 – **A gauche :** *schéma du dispositif expérimental de l'expérience PVA4,* **à droite :** *spectre en énergie déposé dans le calorimètre (figures créées par P. Achenbach [172]).*

le cas de $G^0$, de séparer $G_E^s$ et $G_M^s$. La seconde est d'effectuer une mesure aux angles avant à un plus faible $Q^2$.

Le tableau 7.1 donne un récapitulatif des cinématiques des expériences de violation de parité cherchant à mesurer la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électromagnétiques du proton. Dans ce tableau nous n'avons indiqué pour l'expérience $G^0$ que les points où la séparation $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e$ sera effectuée. Il est important de noter que durant la phase aux angles avant de cette expérience, des combinaisons linéaires de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e$ seront extraite pour un $Q^2$ compris entre 0.15 et 1.0 $(GeV/c)^2$.

| Expérience | Cible | $\theta_e(deg.)$ | $Q^2(GeV/c)^2$ | Observables | Date |
|---|---|---|---|---|---|
| $G^0$ | $^1$H | 11. | 0.3 | $G_E^s + 0.24\ G_M^s + 0.01\ G_A^e$ | 2003 |
| $G^0$ | $^1$H | 110. | - | $G_E^s + 1.29\ G_M^s + 0.34\ G_A^e$ | 2004 |
| $G^0$ | $^2$H | 110. | - | $G_E^s + 0.36\ G_M^s + 0.52\ G_A^e$ | 2005 |
| $G^0$ | $^1$H | 13. | 0.5 | $G_E^s + 0.41\ G_M^s + 0.02\ G_A^e$ | 2003 |
| $G^0$ | $^1$H | 110. | - | $G_E^s + 2.24\ G_M^s + 0.47\ G_A^e$ | 2004 |
| $G^0$ | $^2$H | 110. | - | $G_E^s + 0.61\ G_M^s + 0.69\ G_A^e$ | 2005 |
| $G^0$ | $^1$H | 16. | 0.8 | $G_E^s + 0.68\ G_M^s + 0.04\ G_A^e$ | 2003 |
| $G^0$ | $^1$H | 110. | - | $G_E^s + 3.80\ G_M^s + 0.66\ G_A^e$ | 2004 |
| $G^0$ | $^2$H | 110. | - | $G_E^s + 1.00\ G_M^s + 0.93\ G_A^e$ | 2005 |
| SAMPLE (MIT-Bates) | $^1$H | 146. | 0.1 | $G_M^s + 0.44\ G_A^e$ | 1998 |
| SAMPLE | $^2$H | 146. | 0.1 | $G_M^s + 2.37\ G_A^e$ | 1999 |
| SAMPLE-2001 | $^2$H | 146. | 0.04 | $G_M^s + 3.44\ G_A^e$ | 2001-02 |
| HAPPEX (Jlab) | $^1$H | 12.3 | 0.477 | $G_E^s + 0.39\ G_M^s$ | 1998-99 |
| HAPPEX-II | $^1$H | 6 | 0.1 | $G_E^s + 0.08\ G_M^s$ | 2003 |
| $^4$He (Jlab) | $^4$He | 6. | 0.1 | $G_E^s$ | 2003 |
| PV-A4 (MAMI) | $^1$H | 35. | 0.225 | $G_E^s + 0.22\ G_M^s$ | 2001-02 |

TAB. 7.1 – *Récapitulatif des cinématiques des expériences de violation de parité cherchant à mesurer la contribution du quark étrange aux facteurs de forme électromagnétiques du proton.*

## 7.4 Les tests du modèle standard

Nous venons de présenter une série d'expériences utilisant la violation de parité en diffusion électron-nucléon afin d'extraire la contribution étrange à la structure électromagnétique du nucléon, et à la structure hadronique en général. Toutes ces expériences utilisent les prédictions du modèle standard pour l'interprétation de leurs résultats.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter deux expériences cherchant à tester le modèle standard à très basse énergie. L'amélioration des techniques expérimentales permettent de mesurer des asymétries de plus en plus faibles rendant possible des mesures de précision à faible $Q^2$.

### 7.4.1 Expérience E158 au SLAC

L'expérience E158 [173] au SLAC, qui est actuellement en phase de test, se propose de mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion électron-électron (diffusion Møller) à une quadri-impulsion transférée de 0.03 $(GeV/c)^2$. Comme dans le cas de la diffusion élastique électron-nucléon, la diffusion Møller est décrite au premier ordre par l'échange d'un photon ou d'un $Z^0$ virtuel. Une asymétrie de violation de parité est donc induite par l'interférence entre les processus électromagnétique et faible neutre. Cette asymétrie est donnée par :

$$A_{PV} = m_e E_0 \frac{G_F}{\alpha\pi\sqrt{2}} \frac{4\sin^2\theta_e}{(3+\cos^2\theta_e)^2}(1-4\sin^2\theta_W) \tag{7.2}$$

où $m_e$ est la masse de l'électron, $E_0$ l'énergie du faisceau incident, $\theta_e$ l'angle de diffusion de l'électron, $G_F$ la constante de Fermi, et $\theta_W$ l'angle de mélange électro-faible ou angle de Weinberg. Une mesure de cette asymétrie permet donc d'extraire directement $\sin^2\theta_W$ et ainsi tester la prédiction du modèle standard pour cette quantité à faible $Q^2$.

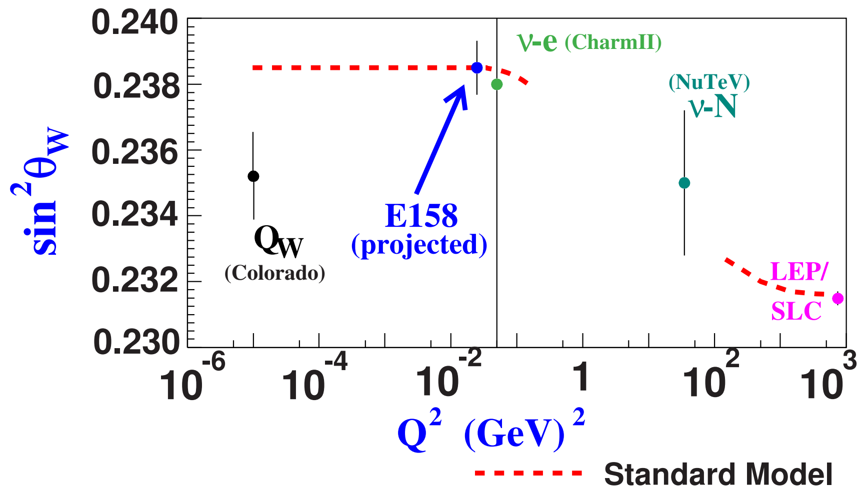



FIG. 7.3 – *Projection des erreurs attendues par l'expérience E158 comparée à la prédiction du modèle standard ainsi qu'à d'autre mesures expérimentales (figure créée par la collaboration E158).*

Un faisceau d'électrons polarisés d'une énergie de 48 GeV, puis ramené à 45 GeV[c], d'une intensité de 10 $\mu A$ est envoyé sur une cible d'hydrogène liquide. La diffusion Møller a donc lieu entre les électrons polarisés du faisceau et les électrons atomiques non-polarisés des molécules d'hydrogène. La cible est longue de 1.5 m. Cette expérience cherche à détecter les électrons provenant de diffusion Møller à un angle de diffusion compris entre 4.5 et 7.2 mrad (0.26 à 0.41$^o$). Afin d'extraire ces électrons du faisceau primaire ainsi que du bruit de fond (diffusion élastique électron-proton, électroproduction, etc) un canal magnétique complexe a été spécialement conçu. Il est constitué d'une chicane magnétique constituée de trois dipôles, suivis par quatre quadrupôles. Une série de collimateurs permet d'éliminer une partie du bruit de fond. Ce canal magnétique permet de focaliser les électrons Møller sur une couronne centrée sur l'axe du faisceau d'un rayon compris entre

[c]Entre 48 GeV et 45 GeV, la précession de spin induite par les aimants de l'accélérateur change de 180$^o$ [173]. Ceci permet de changer le signe de l'asymétrie expérimentale et permet ainsi de détecter d'éventuels effets systématiques.

16 et 26 cm à 60 mètres de la cible. Un calorimètre constitué d'un sandwich de feuilles de tungstène et de fibre de quartz permet la détection de ces électrons.

L'asymétrie physique à mesurer est de l'ordre de $3.10^{-7}$. L'erreur finale sur cette mesure a été estimée être de l'ordre de $7.10^{-9}$. Ceci correspond a une erreur de 0.0007 sur la valeur de $\sin^2\theta_W$ extraite. Cette mesure permettra pour la première fois de tester la prédiction du modèle standard avec une précision significative loin de la résonance du $Z^0$. La figure 7.3 montre l'erreur attendue par l'expérience E158 comparée à la prédiction du modèle standard ainsi qu'à d'autres résultats expérimentaux.

### 7.4.2 Expérience Q-Weak au TJNAF

Une deuxième expérience se propose de tester le modèle standard à basse énergie. L'expérience "Q-Weak" [174] au TJNAF déterminera ainsi la charge faible $Q_W^p$ du proton donnée par :

$$Q_W^p = 1 - 4\sin^2\theta_W \tag{7.3}$$

à une quadri-impulsion de 0.03 $(GeV/c)^2$. Cette quantité est accessible par la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton à un angle de diffusion proche de zéro. Cette asymétrie est donnée par :

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\frac{\epsilon\, G_E^{(\gamma,p)}G_E^{(Z,p)} + \tau\, G_M^{(\gamma,p)}G_M^{(Z,p)} - (1-4sin^2\theta_W)\epsilon'\, G_M^{(\gamma,p)}G_A^{ep}}{\epsilon\left(G_E^{(\gamma,p)}\right)^2 + \tau\left(G_M^{(\gamma,p)}\right)^2} \tag{7.4}$$

qui, à la limite des petits angles de diffusion ($\theta_e \to 0$), devient :

$$A_{PV} = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha}\left[Q^2 Q_W^p + Q^4\ B(Q^2)\right] \tag{7.5}$$

où $B(Q^2)$ est un facteur de forme définissant la structure du nucléon en terme des facteurs de forme électromagnétiques et faibles neutres du proton et du neutron.

L'expérience Q-Weak utilisera un faisceau d'électrons polarisés d'une énergie de 1.17 GeV d'une intensité de 180 $\mu A$ incident sur une cible d'hydrogène liquide de 35 cm de long. Les électrons diffusés élastiquement à un angle de $9^o$ seront focalisés sur les détecteurs grâce à un aimant toroïdal du même type que l'aimant BLAST du MIT-Bates. Un détecteur Čerenkov par octant est utilisé pour la détection des électrons diffusés. Chaque détecteur est constitué d'une barre de quartz de 1.7 cm d'épaisseur lue à chaque extrémité par un PMT. La figure 7.4 montre un schéma du dispositif expérimental. A la vue du taux de comptage attendue par chaque détecteur (environ 800 MHz), il a été choisi d'utiliser une électronique qui intègre le signal de chacun des détecteurs pour chaque état d'hélicité.

L'asymétrie physique à mesurer est de l'ordre de $3.10^{-7}$ et l'erreur attendue sur cette valeur est de $8.10^{-9}$. Ceci induit une erreur sur l'extraction de $Q_W^p$ de 0.003. Cette mesure permettra donc une détermination de $\sin^2\theta_W$ avec le même degré de précision que l'expérience E158 ($\delta(\sin^2\theta_W) = 0.0007$). Le désavantage de l'expérience "Q-Weak" est qu'il est important de connaître avec précision la structure du proton paramétrisée dans

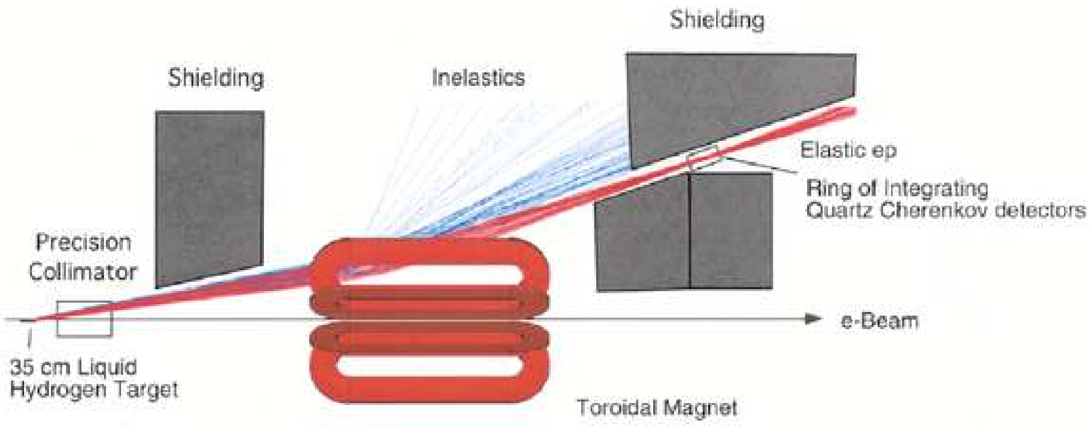



FIG. 7.4 – *Schéma du dispositif expérimentale de l'expérience "Q-Weak" (figure créée par la collaboration "Q-Weak").*

l'équation 7.5 par le facteur $B(Q^2)$. Dans leur proposition d'expérience, les membres de la collaboration "Q-Weak" estime à 2 % l'erreur sur la détermination de $Q_W^p$ provenant de la structure du proton.

Les deux expériences que nous venons de présenter permettront un test significatif de la validité du modèle standard à basse énergie. Elles permettront par là même une recherche de nouvelle physique au delà du modèle standard. Les hypothèses les plus souvent avancées étant : l'existence d'un nouveau boson de gauge neutre ou l'existence de particules supersymétriques.

# Conclusions

Dans cette thèse, nous avons décrit la méthode expérimentale utilisée pour la mesure de la contribution du quark étrange dans le secteur vectoriel. L'étude de la contribution du quark étrange à la structure nucléonique fournit la possibilité d'étudier une composante de la mer de quarks et de gluons. Cette étude est effectuée dans trois secteurs différents : scalaire, vecteur et axial. L'extraction de la contribution étrange dans les secteurs scalaire et axial n'est pas indépendante de modèles. En particulier, la brisure de la symétrie SU(3) de saveur induit dans ces études de fortes incertitudes. L'extraction de la contribution étrange dans le secteur vectoriel est pour sa part beaucoup plus rigoureuse du point de vue théorique.

Pour de faibles quadri-impulsions transférées ($Q^2 < 1\ (GeV/c)^2$), la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-nucléon est une technique expérimentale qui permet de séparer les contributions des trois saveurs de quarks les plus légères. En effet, cette asymétrie est proportionnelle à l'interférence entre les courants électromagnétique et faible neutre du nucléon. Il est alors possible de déterminer les facteurs de forme faibles neutres du nucléon. La combinaison de ces mesures à celles des facteurs de forme électromagnétiques permet d'extraire les contributions des trois saveurs de quarks les plus légères.

L'asymétrie mesurée par cette technique est proportionnelle au rapport entre l'amplitude de diffusion faible neutre et l'amplitude de diffusion électromagnétique. Les expériences sont effectuées à faible quadri-impulsion ($Q^2 << M_Z^2$), et ce rapport est de l'ordre de $10^{-6}$ (une partie par million). Un programme expérimental international constitué des expériences $G^0$, SAMPLE, HAPPEX et PV-A4 est en cours. Afin de mesurer une asymétrie de cette magnitude, il est nécessaire d'utiliser un faisceau d'électrons polarisés libre de tous changements systématiques entre les deux états de polarisation.

J'ai eu la chance de travailler durant 16 mois au sein du groupe chargé du développement de la source d'électrons polarisés du laboratoire Thomas Jefferson aux Etats-Unis. Durant ce séjour, j'ai étudié la provenance des changements systématiques des propriétés du faisceau d'électrons et développé des systèmes de correction permettant de réduire leurs effets au niveau de l'expérience. Ce système a été utilisé par l'expérience HAPPEX et le sera aussi par l'expérience $G^0$.

Les deux expériences pionnières, auxquelles j'ai participé, que sont SAMPLE et HAPPEX ont déjà fourni des résultats expérimentaux. L'expérience HAPPEX, qui a mesuré l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant, a obtenu une contribution étrange compatible avec zéro. Toutefois, des modèles théoriques, compatibles avec cette mesure, prédisent $G_E^s$ et $G_M^s$ non nuls et de signes opposés. Ceci montre qu'afin de donner une réponse définitive sur la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon, il est nécessaire de séparer $G_E^s$ et $G_M^s$.

L'expérience SAMPLE a mesuré l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton et quasi-élastique électron-deuton à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$ aux angles arrière. Ces deux mesures ont conduit à l'extraction de $G_M^s$ et de la partie isovecteur $G_A^e(T=1)$ du facteur de forme axial faible-neutre. Si le résultat pour $G_M^s$ est également compatible avec zéro, l'erreur sur cette mesure est encore loin d'être suffisante pour contraindre les modèles théoriques. Le résultat important et surprenant de cette expérience concerne $G_A^e(T=1)$ qui se trouve à plus d'un écart standard de la prédiction théorique. Ceci a permis de mettre en évidence la sensibilité des expériences de violation de parité au facteur de forme axial du nucléon. Ce résultat a en particulier montré que ce facteur de forme est différent de celui mesuré en diffusion de neutrino. Cette différence est due aux effets des diffusions d'ordre supérieur connus sont le nom de facteur de forme anapolaire. Noté $F_A$, il caractérise une interaction électromagnétique entre un électron et un nucléon qui ne conserve pas la parité. Un mécanisme pouvant générer un tel couplage axial nécessite l'échange de bosons faibles entre les quarks constituant le nucléon. Cette contribution anapolaire est encore mal connue théoriquement et le résultat de l'expérience SAMPLE montre que ses effets sont à priori sous-estimés.

Afin de confirmer son résultat, la collaboration SAMPLE s'est engagée dans la mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton à $Q^2 = 0.04\ (GeV/c)^2$. Cette nouvelle expérience a utilisé le même appareillage, mais a été faite à une cinématique différente. Cette nouvelle mesure, utilisant un faisceau d'une énergie de 125 MeV, a constitué un challenge expérimental. En effet, l'asymétrie mesurée expérimentalement décroit en fonction de $Q^2$ et est de l'ordre de $6.10^{-7}$ pour cette nouvelle cinématique, ce qui est environ cinq fois plus faible que l'asymétrie mesurée à $Q^2 = 0.1\ (GeV/c)^2$ et 25 fois plus faible que celle mesurée par HAPPEX.

Dans cette thèse nous avons présenté l'analyse de cette nouvelle expérience. Nous avons montré qu'il existe des effets systématiques qui ne sont, à l'heure actuelle, pas parfaitement compris sur environ une moitié des données. Le résultat très préliminaire pour l'asymétrie est :

$$A_{\text{phys}} = -2.54 \pm 0.74\ (\text{stat}) \pm 0.58\ (\text{sys})\quad \text{ppm}$$

Ce résultat ne permet pas à l'heure actuelle de tirer de conclusions définitives. De nouveaux développements de l'analyse sont en cours. Nous avons en particulier montré des résultats prometteurs obtenus en utilisant un nouveau paramètre dans la procédure de correction ainsi que la mise en place de coupures plus strictes. L'erreur finale sur l'asymétrie physique est estimée à $\delta A_{\text{phys}} = 0.50\ (\text{stat}) \pm 0.26\ (\text{sys})$.

Le résultat obtenu par l'expérience SAMPLE a conduit la collaboration $G^0$ à changer sa stratégie expérimentale. En effet, cette expérience avait proposé de mesurer l'asymétrie de violation de parité en diffusion élastique électron-proton aux angles avant et arrière pour six différents points en $Q^2$. Il avait été prévu que ces deux séries de mesures, combinées à la prédiction théorique de $G_A^e(T=1)$ permettent de séparer les contributions étranges $G_E^s$ et $G_M^s$. La proposition d'expérience a alors été modifiée afin d'inclure des mesures aux angles arrière sur cible de deutérium en vue d'extraire une valeur de $G_A^e(T=1)$. Durant ma thèse, j'ai pris activement part à la simulation du bruit de fond pour cette expérience. L'étude que j'ai menée à en particulier convaincu la collaboration de la nécessité de développer un détecteur Čerenkov pour diminuer le bruit de fond provenant de la détection de pions. L'expérience $G^0$ se propose d'effectuer la séparation de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ pour trois quadri-impulsions différentes : 0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$.

Les expériences futurs permettront d'apporter une réponse sur la contribution étrange aux facteurs de forme du nucléon. En effet, elles amélioreront le degré de précision expérimentale en effectuant des séparations complètes de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$, et donneront également la dépendance en $Q^2$ de ces contributions en effectuant des mesures sur une grande gamme d'impulsion-transférées. Les expériences HAPPEX-2 et $^4$He qui seront effectuées aux angles avant et à $Q^2 = 0.1$ $(GeV/c)^2$ permettront de faire une séparation complète de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ en combinant leurs résultats aux mesures de l'expérience SAMPLE à la même quadri-impulsion. L'expérience $G^0$ pour sa part séparera les trois facteurs à trois quadri-impulsions différentes : 0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$. La combinaison de toutes ces mesures, effectuées sur un large domaine en $Q^2$, permettront de déterminer les distributions spatiales des quarks étranges à l'intérieur du nucléon. Elles fourniront également une détermination de l'influence du facteur de forme anapolaire à la valeur du facteur de forme axial.

Les techniques expérimentales utilisées par les expériences de violation de parité sont en amélioration continue. Le programme expérimental utilisant la violation de parité en diffusion d'électrons fournira, dans un futur proche, de nouvelles informations sur la structure du nucléon, ainsi que des tests de précision du modèle standard à basse énergie. Notre connaissance actuelle de QCD dans le domaine non-perturbatif est très faible. Le riche programme expérimental que nous avons décrit dans cette thèse apportera de nouvelles informations sur la dynamique de QCD à basse énergie ce qui, on l'espère, contraindra les modèles vers une description plus quantitative de QCD dans le domaine non-perturbatif.

# Annexe A

# Cinématique en diffusion électron-nucléon

La diffusion électron-nucléon est décrite au premier ordre par l'échange d'un boson virtuel ($\gamma^*$ ou $Z^0$). Nous allons dans cette annexe considérer le cas de l'interaction électromagnétique (échange de $\gamma^*$). Nous ne considérons ici que le cas où l'électron est relativiste ce qui nous permet de négliger son énergie de masse par rapport à son énergie cinétique ($m_e = 0$).

Un électron relativiste de quadri-impulsion $k^\mu \equiv (E, \vec{k})$ diffuse sur un nucléon au repos dans le laboratoire de quadri-impulsion $p^\mu \equiv (M, \vec{0})$ où $M$ est la masse du nucléon diffuseur. Dans l'approximation de Born, ces deux particules interagissent par l'échange d'un photon virtuel de quadri-impulsion :

$$\begin{aligned} q^\mu &= k^\mu - k'^\mu \\ &= \Big((E - E'), (\vec{k} - \vec{k'})\Big) \equiv (\nu, \vec{q}) \end{aligned} \tag{A.1}$$

où $k'^\mu \equiv (E', \vec{k'})$ est la quadri-impulsion de l'électron après diffusion. $\nu$ est l'énergie transférée par l'électron lors de l'interaction. Cette équation nous montre que seules les variables cinématiques de l'électron incident et diffusé sont nécessaires à la connaissance des caractéristiques du photon virtuel échangé. Ce photon est dit "virtuel" car il est créé hors couche de masse, c'est-à-dire que sa masse est différente de celle d'un photon réel, égale à zéro. La masse du photon virtuel est donnée par le carré de sa quadri-impulsion $q^2$ :

$$q^2 = q^\mu . q_\mu \tag{A.2}$$

Si nous introduisons l'angle de diffusion $\theta_e$ de l'électron dans le système du laboratoire, l'équation A.2 devient, à la limite ultra-relativiste ($m_e = 0$)[a] :

$$q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \tag{A.3}$$

Le photon virtuel a donc une masse $q^2$ négative, et on utilise souvent la quantité $Q^2 \equiv -q^2 > 0$.

[a]Dans le cas non relativiste on a : $q^2 = -2(EE' - \vec{k}\vec{k'}) + 2m_e$

En diffusion élastique, la cinématique de la réaction est entièrement fixée par la connaissance de deux quantités qui peuvent par exemple être le $Q^2$ et l'angle de diffusion de l'électron. En effet, les énergies $E$ et $E'$ sont reliées par :

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{2E}{M}\sin^2\frac{\theta_e}{2}} \tag{A.4}$$

# Annexe B

# Test des détecteurs FPD de $G^0$

Dans cette annexe nous décrivons les tests des détecteurs construits en France par l'IPN-Orsay et l'ISN-Grenoble. Les quatre secteurs de détection français ont été testés à l'ISN-Grenoble avant leur transport aux Etats-Unis. Nous avons utilisé le faisceau naturel que forment les muons de haute énergie créés par le rayonnement cosmique lors de son interaction dans l'atmosphère. Ces muons sont au minimum d'ionisation. La mesure du signal qu'ils déposent dans les détecteurs nous permet de calibrer leurs réponses et ainsi de connaître le signal qui sera créé par les électrons diffusés ou les protons de recul. Pour ces derniers, un calcul de la perte d'énergie en fonction de leur énergie est nécessaire.

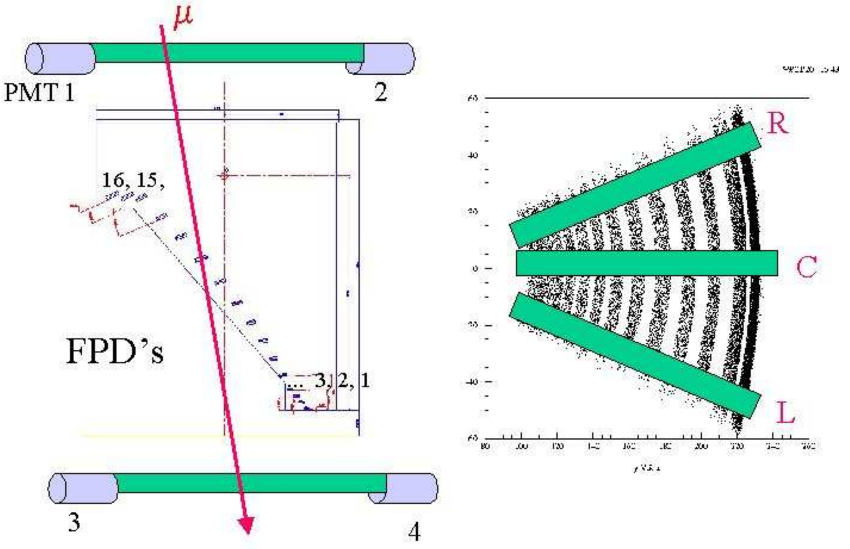



Fig. B.1 – **Gauche** : *Schéma représentant le dispositif utilisé pour mesurer la charge déposée par les muons provenant du rayonnement cosmique (vue de coté).* **Droite** : *Vue du haut du même dispositif représentant les trois positions du trigger utilisées et la position des détecteurs FPD.*

Pour ce test, l'octant de détection a été installé dans un support mécanique nous

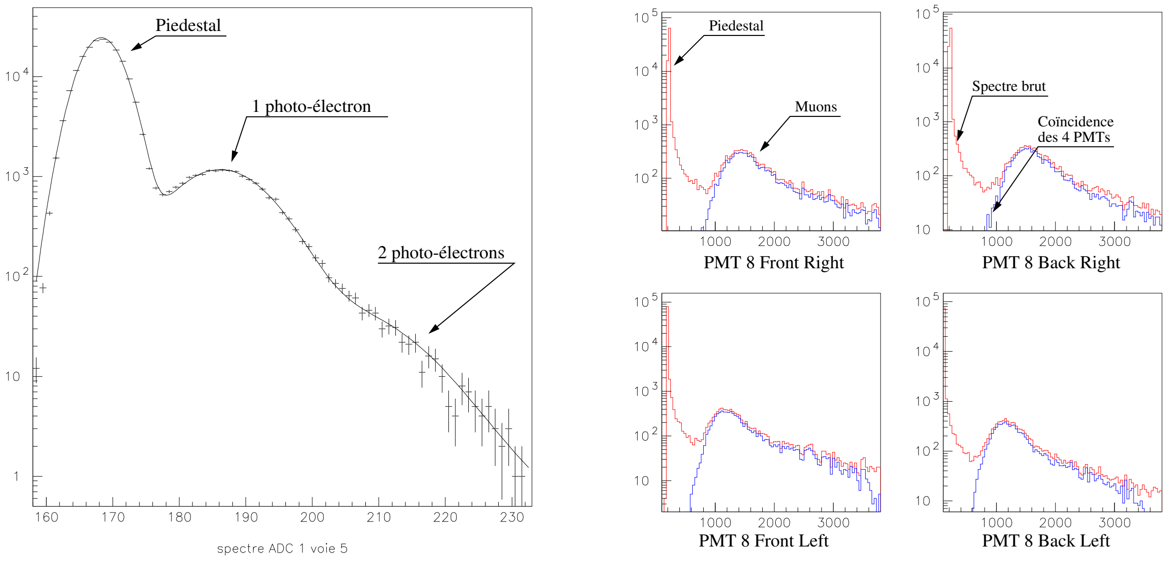



FIG. B.2 – **A gauche :** *Spectre ADC corespondant à une mesure LED permettant la détermination de l'amplitude d'un photo-électron en nombre de canaux ADC,* **à droite :** *spectres ADC des quatre photo-multiplicateurs du FPD 8 correspondant à une mesure de "cosmique".*

permettant de le positionner à la verticale (figure B.1), maximisant ainsi l'efficacité de détection pour les muons cosmiques. Le déclenchement de l'acquisition est assuré en demandant la coïncidence entre deux palettes de scintillateurs situées au dessus et au dessous de l'octant. Ces palettes mesurant environ 2 mètres de long permettent de tester simultanément les 16 FPDs d'un octant. Trois positions différentes des palettes de déclenchement (gauche, droite et centre, voir figure B.1) nous a permis d'étudier la réponse des FPDs en fonction du point d'impact des particules. Ainsi nous avons été capables de déterminer une amplitude minimale et maximale de détection pour tous les photomultiplicateurs de chaque FPD, correspondant à une détection loin ou proche du photomultiplicateur considéré. La charge déposée par les muons dans les FPDs fut mesurée grâce à des ADC. La figure B.2 de droite montre les spectres ADC correspondant aux quatre photomultiplicateurs du FPD 8. Sur les spectres bruts, on voit apparaître le pic correspondant à la détection d'un muon cosmique ainsi qu'un piedestal. Ce piedestal provient de muons qui ont déclenchés l'acquisition (coïncidence des deux palettes) mais qui sont passés par un autre FPD. Afin de déterminer la charge correspondante au passage d'un muon, il est nécessaire d'éliminer ces événements. Ceci est fait en demandant la coïncidence des quatre PMTs appartenant au même FPD.

Un système utilisant une diode luminescente (LED, Light Emitting Diode) nous a permis de déterminer la calibration du signal ADC en nombre de photo-électrons. La lumière créée par la LED est distribuée à chaque extrémité de chaque scintillateur par un système de fibres optiques. La figure B.2 de gauche montre le spectre ADC pour un photomultiplicateur. Un fit utilisant la superposition de quatre gaussiennes, une pour le piedestal (pas de détection de photon) et une pour chacun des pics correspondant à la détection d'un,

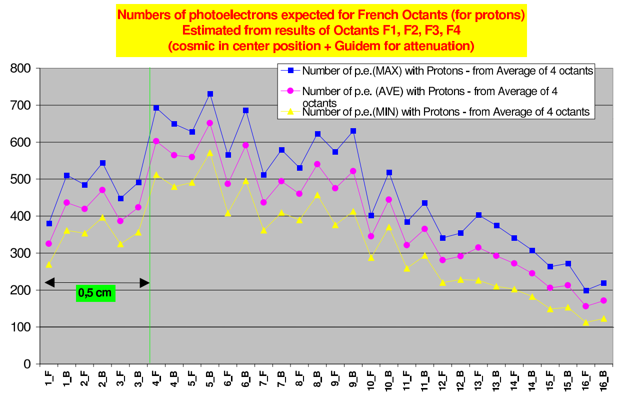



FIG. B.3 – *Estimation du nombre de photo-électrons détectés par les photomultiplicateurs dans la phase angles avant en fonction du détecteur. Note : les suffixes "F" et "B" réfèrent respectivement au détecteur "Front" et "Back" constituant une paire de FPD.*

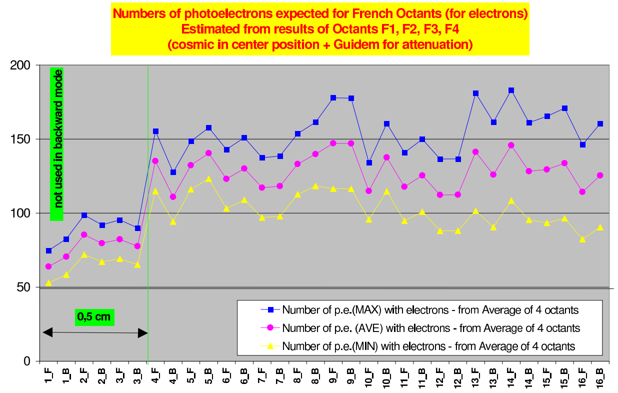



FIG. B.4 – *Estimation du nombre de photo-électrons détectés par les photomultiplicateurs dans la phase angles arrière en fonction du détecteur.*

de deux et de trois photo-électrons, permet d'extraire le nombre de canaux ADC entre le piedestal et le pic correspondant à la détection d'un photo-électron [175].

La description détaillée des tests des détecteurs peut se trouver dans les rapports de la référence [176]. Les figures B.3 et B.4 montrent le nombre attendu de photo-électrons pour chaque détecteur pour les phases angles avant (détection de protons) et angles arrière (détection d'électrons). Ces résultats ont été obtenus en moyennant le signal sur les quatre secteurs de détection construits et testés en France. Un programme nommé GUIDEM a été utilisé pour simuler la propagation de photons dans les scintillateurs et guides de lumière afin d'estimer l'atténuation dans les guides de lumière. Le nombre moyen de photo-électrons détectés a été estimé en utilisant la mesure en muons cosmiques avec les palettes en position centrale (voir figure B.1). Les nombres de photo-électrons minimum et maximum attendus correspondent à la détection de particules aux extrémités des scintillateurs, l'atténuation dans les guides de lumière étant estimée à l'aide du programme GUIDEM, testé préalablement avec des mesures à droite et à gauche. Le nombre de photo-électrons attendus pour les mesures aux angles avant est toujours supérieur à 100, ce qui assure une bonne résolution de la mesure en temps. Dans le cas angles arrière, le nombre de photo-électrons est plus faible (détection d'électrons) mais reste largement supérieur à 50 ce qui assure un signal d'une amplitude assez grande pour être facilement extrait du bruit de fond.

# Annexe C

# Calcul d'erreurs pour $G^0$

Dans cette annexe, nous présentons une étude du budget d'erreur général pour l'expérience $G^0$. Dans le premier paragraphe, nous détaillerons le calcul d'erreur intervenant dans la mesure de l'asymétrie de violation de parité. Nous avons effectué, à l'aide de Mathematica [177], un calcul de propagation des erreurs qui interviennent dans l'extraction des facteurs de forme à partir des asymétries mesurées. Nous avons en particulier effectué ce travail dans deux cas. Le premier correspond à la stratégie où seules deux mesures sont effectuées sur cible d'hydrogène (une aux angles avant, l'autre aux angles arrière). Dans ce cas, la valeur du facteur de forme axial $G_A^e(T=1)$ est donnée par la théorie. Dans le deuxième cas, nous montrons que l'ajout d'une mesure sur cible de deutérium, méthode retenue par $G^0$, permet une bonne séparation des trois facteurs de forme $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$.

## C.1 Erreurs sur les asymétries mesurées

La première source d'erreurs sur la détermination de $G_E^s$ et $G_M^s$ provient de la mesure de l'asymétrie. L'asymétrie de violation de parité $A_{PV}$ est donnée par :

$$A_{PV} = \frac{A_{exp} - Corr}{P_e \, f_{\frac{S}{S+B}}} \tag{C.1}$$

où $A_{exp}$ est l'asymétrie mesurée expérimentalement, $Corr$ est la correction induite par la prise en compte des effets systématiques dus aux fluctuations du faisceau. $P_e$ est la polarisation du faisceau incident et $f_{\frac{S}{S+B}}$ est la fraction de signal dans le taux de comptage total (Signal + Bruit). L'erreur sur l'asymétrie de violation de parité est donnée par :

$$\frac{\delta A_{PV}}{A_{PV}} = \sqrt{\frac{\delta^2 A_{exp} + \delta^2 Corr}{(A_{exp} - Corr)^2} + \left(\frac{\delta f_{\frac{S}{S+B}}}{f_{\frac{S}{S+B}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_e}{P_e}\right)^2} \tag{C.2}$$

L'erreur sur cette asymétrie est ainsi de deux types : une première partie purement statistique et une seconde provenant d'erreurs systématiques. L'erreur statistique $\delta A_{exp}$ peut être estimée grâce aux taux de comptage provenant de diffusion élastique que nous avons simulé. Les erreurs systématiques sont associés aux corrections des fausses asymétries créées par les variations systématiques des paramètres du faisceau, ainsi qu'aux erreurs sur les facteurs de dilution. L'amplitude de la correction ($Corr$) provenant des fausses asymétries est estimée pour l'expérience $G^0$ à $10^{-7}$, avec une erreur $\delta Corr = 5.10^{-9}$. Le taux de comptage provenant du bruit de fond doit pouvoir être connu avec une précision de 5 %. L'amplitude de la correction étant faible devant l'asymétrie mesurée expérimentalement, on peut réécrire l'équation C.2 comme :

$$\frac{\delta A_{PV}}{A_{PV}} \simeq \sqrt{\left(\frac{\delta A_{exp}}{A_{exp}}\right)^2 + \left(\frac{\delta Corr}{A_{exp}}\right)^2 + \left(\frac{\delta f_{\frac{S}{S+B}}}{f_{\frac{S}{S+B}}}\right)^2 + \left(\frac{\delta P_e}{P_e}\right)^2} \tag{C.3}$$

Le tableau C.1 donne l'erreur attendue sur la mesure de l'asymétrie pour les différentes mesures envisagées (hydrogène angles avant, hydrogène angles arrière et deutérium angles arrière) et ceci pour les trois $Q^2$ auxquels sera faite la séparation. Nous n'avons pas inclus dans ce calcul d'erreurs, l'incertitude sur la mesure de la polarisation. Celle-ci sera traitée par la suite au niveau de l'extraction des observables.

Les taux de comptage du signal élastique et du bruit de fond ont été calculés en utilisant la simulation G0-GEANT et en supposant une intensité moyenne du faisceau de 40 $\mu$A, ainsi qu'une polarisation moyenne de 70 %. L'erreur statistique sur la mesure de $A_{exp}$ a été pour des prises de données de 700 heures. Comme nous pouvons le voir dans ce tableau, les erreurs provenant de la correction et de la détermination du facteur de dilution sont négligeables par rapport à l'erreur statistique.

| | $Q^2$ | $N_{elas}$ (kHz) | $N_{bruit}$ (kHz) | $A_{exp}$ (ppm) | $\delta A_{exp}/A_{exp}$ (%) | $\delta Corr/A_{exp}$ (%) | $\delta f_{\frac{S}{S+B}}/f_{\frac{S}{S+B}}$ (%) | Erreur totale (%) $\sqrt{stat^2+faisc^2+dil^2}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| LH2 forward | 0.3 | 3687 | 136 | -5 | 6.57 | 0.10 | 0.18 | 6.57 |
| | 0.5 | 1721 | 60 | -11 | 4.44 | 0.05 | 0.17 | 4.44 |
| | 0.8 | 459 | 80 | -19 | 5.00 | 0.03 | 0.87 | 5.07 |
| LH2 backward | 0.3 | 895 | 0.05 | -13 | 5.28 | 0.04 | 0.0003 | 5.28 |
| | 0.5 | 316 | 0.11 | -22 | 5.00 | 0.02 | 0.002 | 5.00 |
| | 0.8 | 83 | 0.23 | -38 | 5.80 | 0.01 | 0.01 | 5.80 |
| LD2 backward | 0.3 | 1214 | 2.1 | -18 | 3.27 | 0.03 | 0.01 | 3.27 |
| | 0.5 | 442 | 7.0 | -30 | 3.20 | 0.02 | 0.08 | 3.20 |
| | 0.8 | 122 | 13. | -46 | 3.96 | 0.01 | 0.53 | 4.00 |

TAB. C.1 – *Erreurs sur les mesures d'asymétries effectuées par l'expérience $G^0$ pour les trois mesures envisagées et pour les trois $Q^2$ auxquels sera faite la séparation.*

Aux angles avant, le taux de comptage provenant du bruit de fond $N_{bruit}$ est lié à la détection de protons issus de réactions inélastiques. Aux angles arrière, le taux de comptage provenant du bruit de fond est celui lié à la détection de pions. Ces taux de comptage sont calculés en incluant dans la simulation la réjection des pions par le Čerenkov.

## C.2 Extraction des facteurs de forme

A partir des asymétries mesurées expérimentalement, il est possible d'extraire les contributions étranges $G_E^s$ et $G_M^s$ et d'estimer l'erreur sur cette extraction. Dans les deux prochains paragraphes, nous étudions les deux cas suivants :

- deux mesures sur l'hydrogène, l'une aux angles avant, l'autre aux angles arrière et l'utilisation de la prédiction théorique pour la détermination de $G_A^e(T=1)$,
- deux mesures sur l'hydrogène, l'une aux angles avant, l'autre aux angles arrière et une mesure sur le deutérium aux angles arrière, afin d'extraire les trois facteurs de forme $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$.

### C.2.1 Cas de deux mesures sur l'hydrogène

Les mesures de l'asymétrie de violation de parité aux angles avant $A^F$ et arrière $A^B$ donnent deux combinaisons différentes des trois facteurs de forme $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$. Il est possible d'écrire pour chaque $Q^2$ ces combinaisons sous la forme :

$$
\begin{aligned}
A_{PV}^F &= A_0^F + A_E^F\, G_E^s + A_M^F\, G_M^s + A_A^F\, G_A^e(T=1) &\quad (\text{C.4})\\
A_{PV}^B &= A_0^B + A_E^B\, G_E^s + A_M^B\, G_M^s + A_A^B\, G_A^e(T=1) &\quad (\text{C.5})
\end{aligned}
$$

où les facteurs $A_0^{F,B}$, $A_E^{F,B}$, $A_M^{F,B}$ et $A_A^{F,B}$ sont uniquement fonction de facteurs cinématiques et des facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron. L'extraction de $G_E^s$ et $G_M^s$ est alors effectuée en inversant ce système.

L'erreur $\delta G_{E,M}^s$ sur ces deux contributions étranges est alors donnée par l'équation suivante où nous avons supposé que toutes les sources d'erreurs étaient indépendantes :

$$
\begin{aligned}
\left(\delta G_{E,M}^s\right)^2 &= \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial A_{PV}^F}\,\delta A_{PV}^F\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial A_{PV}^B}\,\delta A_{PV}^B\right)^2 \\
&+ \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_A^e(T=0)}\,\delta G_A^e(T=0)\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_A^e(T=1)}\,\delta G_A^e(T=1)\right)^2 \\
&+ \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_E^{(\gamma,p)}}\,\delta G_E^{(\gamma,p)}\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_M^{(\gamma,p)}}\,\delta G_M^{(\gamma,p)}\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_E^{(\gamma,n)}}\,\delta G_E^{(\gamma,n)}\right)^2 \\
&+ \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_M^{(\gamma,n)}}\,\delta G_M^{(\gamma,n)}\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial Q^2}\,\delta Q^2\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial P_e}\,\delta P_e\right)^2 \qquad (\text{C.6})
\end{aligned}
$$

Chacune des dérivées partielles $\partial G_{E,M}^s/\partial X$ (où $X$ est une des variables) a été calculée en utilisant le programme Mathematica [177]. Les erreurs relatives sur les facteurs de forme électromagnétiques du proton et du neutron ont été estimées à :

$$
\frac{\delta G_E^{(\gamma,p)}}{G_E^{(\gamma,p)}} = 2\%, \quad \frac{\delta G_M^{(\gamma,p)}}{G_M^{(\gamma,p)}} = 2\%, \quad \frac{\delta G_E^{(\gamma,n)}}{G_E^{(\gamma,n)}} = 20\% \;\text{ et }\; \frac{\delta G_M^{(\gamma,n)}}{G_M^{(\gamma,n)}} = 3\%. \qquad (\text{C.7})
$$

L'erreur relative sur $Q^2$ est estimée à 1% et celle sur la polarisation du faisceau à 2 %. Les erreurs sur les asymétries mesurées aux angles avant et arrière sont données par le tableau C.1.

Dans le cas où l'expérience $G^0$ n'effectue que deux mesures sur l'hydrogène (proposition originelle), il est nécessaire d'utiliser la prédiction théorique pour le facteur de forme axial $G_A^e(T=1)$. La prédiction utilisée est celle de Zhu *et al.* [34] qui prédit la valeur du facteur de forme anapolaire $F_A$ à $Q^2 = 0$. Afin d'estimer le facteur de forme axial aux quadri-impulsion correspondant aux mesures de $G^0$ (0.3, 0.5 et 0.8 $(GeV/c)^2$), nous avons utilisé les deux dépendances extrêmes données par Maekawa *et al.* [39] car la dépendance en $Q^2$ reste mal connue expérimentalement. Nous avons pris la valeur centrale de la prédiction théorique de la figure C.1 en prenant comme incertitude la distance à la prédiction la plus extrême de Maekawa *et al.*. Nous avons pris $G_A^e(T=0)$ constant en fonction de $Q^2$ et égal à sa valeur à $Q^2 = 0$ : $G_A^e(T=0) = -0.03 \pm 0.07$.

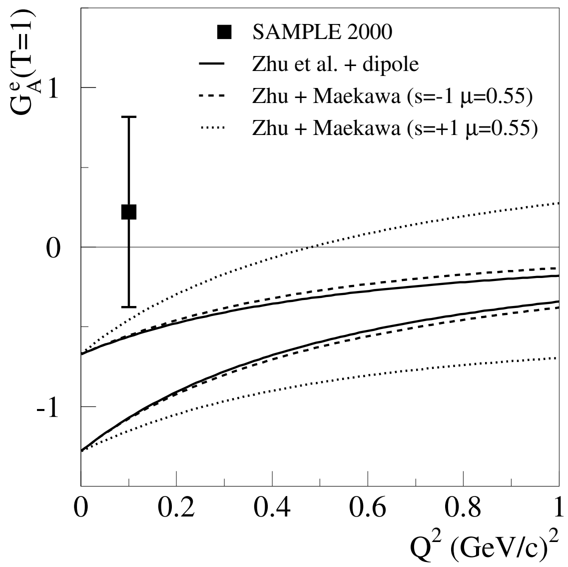



FIG. C.1 – *Prédictions théoriques de Zhu et al. et Maekawa et al. pour $G_A^e(T=1)$. Les courbes en trait plein correspondent à une forme dipôlaire avec la même masse axiale $M_A$ que celle utilisée pour décrire la dépendance de $G_A(Q^2)$. Les lignes tiretées et pointillées correspondent aux deux prédictions extrêmes de Maekawa et al..*

Le tableau C.2 donne le résultat de ces calculs. La dernière ligne de ce tableau donne les erreurs absolues sur les valeurs extraites de $G_E^s$ et $G_M^s$, les autres ligne donnant les contributions relatives de chacune des variables à l'erreur totale sur $G_E^s$ et $G_M^s$. Nous voyons que l'erreur provenant de la méconnaissance de $G_A^e(T=1)$ est la contribution dominante à l'erreur totale. Ceci montre donc la nécessité d'effectuer une troisième mesure de l'asymétrie de violation de parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton afin de faire une séparation de $G_E^s$ et $G_M^s$ qui soit indépendante de tout modèle pour $G_A^e(T=1)$. Dans le paragraphe suivant nous décrivons l'étude des erreurs dans ce cas de trois mesures.

## C.2.2 Utilisation d'une mesure supplémentaire sur le deutérium

Aux deux mesures de l'asymétrie de violation de parité aux angles avant $A^F$ et arrière $A^B$ sur cible d'hydrogène, s'ajoute maintenant une mesure de l'asymétrie de violation de

| | $G_E^s$ | | | $G_M^s$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $Q^2$ $(GeV/c)^2$ | 0.30 | 0.50 | 0.80 | 0.30 | 0.50 | 0.80 |
| $A_{forward}$ (%) | 19.1 | 9.3 | 9.9 | 0.8 | 0.3 | 0.2 |
| $A_{backward}$ (%) | 17.7 | 16.7 | 17.4 | 22.3 | 15.2 | 12.0 |
| $G_A^e(T=1)$ (%) | 32.7 | 46.2 | 54.5 | 59.2 | 70.2 | 78.5 |
| $G_E^p$ (%) | 4.0 | 3.3 | 1.7 | 0.4 | 0.1 | 0.0 |
| $G_M^p$ (%) | 4.9 | 4.3 | 2.4 | 2.7 | 2.9 | 2.0 |
| $G_E^n$ (%) | 6.1 | 4.5 | 2.1 | 0.0 | 0.0 | 0.0 |
| $G_M^n$ (%) | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 3.0 | 2.4 | 1.5 |
| $Q^2$ (%) | 5.7 | 5.1 | 3.4 | 2.9 | 1.9 | 1.0 |
| $P_e$ (%) | 8.8 | 9.3 | 7.4 | 6.7 | 5.1 | 3.0 |
| $G_A^e(T=0)$ (%) | 1.1 | 1.3 | 1.3 | 1.9 | 1.9 | 1.8 |
| Erreur totale absolue | 0.044 | 0.049 | 0.058 | 0.162 | 0.126 | 0.104 |

TAB. C.2 – *Contributions relatives de chacune des variables à l'erreur totale. La dernière ligne donne les erreurs absolues sur l'extraction de $G_E^s$ et $G_M^s$ obtenues en utilisant deux mesures sur l'hydrogène et la prédiction théorique pour $G_A^e(T=1)$.*

parité en diffusion quasi-élastique électron-deuton aux angles arrière que nous noterons $A^D$. Ainsi, cette nouvelle mesure donne une troisième combinaison linéaire de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ :

$$A_{PV}^D = A_0^D + A_E^D\, G_E^s + A_M^D\, G_M^s + A_A^D\, G_A^e(T=1) \tag{C.8}$$

Les trois mesures de l'asymétrie de violation de parité peuvent alors être écrites sous forme du système suivant :

$$\begin{pmatrix} A^F \\ A^B \\ A^D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_0^F \\ A_0^B \\ A_0^D \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A_E^F & A_M^F & A_A^F \\ A_E^B & A_M^B & A_A^B \\ A_E^D & A_M^D & A_A^D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_E^s \\ G_M^s \\ G_A^e(T=1) \end{pmatrix} \tag{C.9}$$

L'extraction des trois facteurs de forme $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ est faite en inversant ce système. Les erreurs sur $G_E^s$ et $G_M^s$ provenant de cette extraction sont données par :

$$\begin{aligned}
\left(\delta G_{E,M}^s\right)^2 \;=\;& \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial A_{PV}^F}\,\delta A_{PV}^F\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial A_{PV}^B}\,\delta A_{PV}^B\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial A_{PV}^D}\,\delta A_{PV}^D\right)^2 \\
+& \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_E^{(\gamma,p)}}\,\delta G_E^{(\gamma,p)}\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_M^{(\gamma,p)}}\,\delta G_M^{(\gamma,p)}\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_E^{(\gamma,n)}}\,\delta G_E^{(\gamma,n)}\right)^2 \\
+& \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_M^{(\gamma,n)}}\,\delta G_M^{(\gamma,n)}\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial Q^2}\,\delta Q^2\right)^2 + \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial P_e}\,\delta P_e\right)^2 \\
+& \left(\frac{\partial G_{E,M}^s}{\partial G_A^e(T=0)}\,\delta G_A^e(T=0)\right)^2
\end{aligned} \tag{C.10}$$

| | $G_E^s$ | | | $G_M^s$ | | | $G_A^e(T=1)$ | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $Q^2$ $(GeV/c)^2$ | 0.30 | 0.50 | 0.80 | 0.30 | 0.50 | 0.80 | 0.30 | 0.50 | 0.80 |
| $A_{forward}$ (%) | 20.3 | 11.4 | 12.5 | 0.2 | 0.1 | 0.1 | 1.5 | 0.7 | 0.7 |
| $A_{backward}$ (%) | 31.0 | 34.3 | 37.8 | 50.3 | 47.4 | 47.9 | 0.9 | 0.8 | 0.9 |
| $A_{deuterium}$ | 14.3 | 17.1 | 22.0 | 23.3 | 23.7 | 27.9 | 61.8 | 62.6 | 72.6 |
| $G_E^p$ (%) | 2.1 | 1.9 | 1.0 | 0.0 | 0.0 | 0.0 | 1.1 | 0.4 | 0.1 |
| $G_M^p$ (%) | 1.5 | 1.3 | 0.6 | 0.9 | 1.2 | 1.0 | 0.4 | 0.8 | 0.8 |
| $G_E^n$ (%) | 12.2 | 10.9 | 5.7 | 0.3 | 0.2 | 0.1 | 0.9 | 0.6 | 0.3 |
| $G_M^n$ (%) | 0.9 | 0.9 | 0.6 | 1.4 | 2.0 | 1.9 | 3.8 | 3.1 | 1.9 |
| $Q^2$ (%) | 4.4 | 4.9 | 3.7 | 5.0 | 4.8 | 3.3 | 7.2 | 6.9 | 4.8 |
| $P_e$ (%) | 11.4 | 14.3 | 11.8 | 15.6 | 16.5 | 12.5 | 22.3 | 23.8 | 17.8 |
| $G_A^e(T=0)$ (%) | 1.8 | 3.1 | 4.2 | 3.0 | 4.2 | 5.3 | 0.1 | 0.2 | 0.2 |
| erreur totale absolue | 0.036 | 0.036 | 0.040 | 0.118 | 0.078 | 0.057 | 0.223 | 0.187 | 0. 170 |

TAB. C.3 – *Erreurs absolues sur l'extraction de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$ obtenues en utilisant deux mesures sur l'hydrogène et une mesure sur le deutérium.*

L'erreur provenant de l'incertitude sur la valeur de $G_A^e(T=1)$ disparaît et est remplacée par celle sur la mesure de l'asymétrie $A^D$ sur cible de deutérium. Afin d'estimer l'erreur finale sur $G_E^s$ et $G_M^s$, nous avons utilisé les mêmes estimations pour les erreurs sur les différentes variables que dans le cas précédent. L'erreur sur la mesure de l'asymétrie $A^D$ est donnée par le tableau C.1.

Le tableau C.3 donne le résultat de ces calculs pour les trois $Q^2$ auxquels sera faite la séparation. Comme dans le cas précédent, la dernière ligne de ce tableau donne les erreurs absolues sur les valeurs extraites de $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$, les autres lignes les contributions relatives de chacune des variables à l'erreur totale sur $G_E^s$, $G_M^s$ et $G_A^e(T=1)$.

Nous voyons cette fois que la contribution provenant de la mesure de $A^D$ est beaucoup plus faible que celle de l'incertitude sur $G_A^e(T=1)$ présentée dans le cas précédent. Il s'en suit que l'utilisation d'une troisième mesure d'asymétrie diminue l'erreur finale sur $G_E^s$ de 20 à 30 % et celle sur $G_M^s$ de 30 à 45 % suivant le $Q^2$. Il faut aussi noter que le facteur de forme axial $G_A^e(T=1)$ peut aussi être extrait avec une précision suffisante pour contraindre les modèles théoriques.

# Bibliographie


[1] E. Pilon, *Quelques éléments de chromodynamique*, Ecole d'été de GIF (1995)

[2] J. Ashman *et al.*, Phys. Lett. **B206**, 364 (1988)

[3] J. Ashman *et al.*, Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989)

[4] G. Ramsey, hep-ph/0201041 (2002)

[5] R. Jaffe, Proceedings of Spin Physics-Osaka, 3 (2000) (hep-ph/0101280)

[6] K. Abe *et al.*, Phys. Rev. **D58**, 112003 (1998)

[7] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 2584 (2000)

[8] Expérience COMPASS, http ://wwwcompass.cern.ch/

[9] J. Glasser, H. Leutwyler and M. Sainio, Phys. Lett. **B253**, 252 (1991)

[10] S. Dong, J. Lagae and K. Liu, Phys. Rev. **D54**, 5496 (1996)

[11] S. Wright, D. Leinweber and A. Thomas, Nucl. Phys. **A680**, 137 (2000)

[12] D. Kaplan and A. Manohar, Nucl. Phys. **B310**, 527 (1988)

[13] D. H. Beck, Phys. Rev. **D39**, 3248 (1989)

[14] Particle Data Group, Eur. Phys. Jour. **C15**, 1 (2000)

[15] O. Stern, I. Estermann and R. Frisch, Nature **132**, 169 (1933)

[16] R. Hofstadter and R. W. McAllister, Phys. Rev. **98**, 217 (1955)

[17] L. Landau et E. Lifchitz, *Electrodynamique quantique*, Editions MIR

[18] F. Hasert *et al.*, Phys. Lett. **B46**, 121 (1973)

[19] G. Arnison *et al.*, Phys. Lett. **B122**, 103 (1983)

[20] C. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957)

[21] T. Lee and C. Yang, Phys. Rev. **104**, 254 (1956)

[22] Site web des prix Nobel de physique, http ://www.nobel.se/physics

[23] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967)

[24] S. Weinberg, Phys. Rev. **D5**, 1962 (1972)

[25] P. Renton, *Electroweak interaction*, Cambridge University Press (1990)

[26] P. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964)

[27] F. Halzen and A. Martin, *Quarks and Leptons*, Ed.

[28] M. Musolf *et al.*, Phys. Rep. **239**, 1 (1994)

[29] F. Ernst, R. Sachs and K. Wali, Phys. Rev. **119**, 1105 (1960)

[30] Rev. Part. Phys. **C3**, 24 (1998)

[31] A. Liesenfeld *et al.*, Phys. Lett. **B468**, 20 (1999)

[32] T. W. Donnelly *et al.*, Nucl. Phys. **A503**, 589 (1989)

[33] M. Musolf, *Workshop on Parity Violation in Electron Scattering*, Pasadena, (1990)

[34] S. Zhu *et al.*, Phys. Rev. **D62**, 033008 (2000)

[35] R. Hasty *et al.*, Science **290**, 2117 (2000)

[36] Y. B. Zel'dovich and A. M. Perelomov, Sov. Phys. JETP **12**, 777 (1961)

[37] M. Musolf and B. Holstein, Phys. Rev. **D43**, 2956 (1991)

[38] C. M. Maekawa and U. van Kolck, Phys. Lett. **B478**, 73 (2000)

[39] C. M. Maekawa, J. S. Veiga and U. van Kolck, Phys. Lett. **B488**, 167 (2000)

[40] R. Tieulent *et al.*, Rapport interne[a] **G0-00-045**

[41] E. Hadjimichael *et al.*, Phys. Rev. **C45**, 2666 (1992)

[42] Site web de l'expérience HAPPEX,
http ://physics.wm.edu/Parity/91-010/parity.html

[43] Site web de l'expérience SAMPLE, http ://locus.mit.edu/ sample

[44] B. Mueller *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78**, 3824 (1997)

[45] D. Spayde *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1106 (2000)

[46] K. A. Aniol *et al.*, Phys. Rev. Lett **82**, 1096 (1999)

[47] K. A. Aniol *et al.*, Phys. Lett. **B509**, 211 (2001)

[48] M. Baylac, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard de Lyon,
DAPNIA/SPHN-00-05-T (2001)

[49] T. Hemmert, B. Kubis and U. Meissner, Phys. Rev. **C60**, 045501 (1999)

[50] C. Cohen-Tannoudji *et al.*, *Mécanique quantique*, Ed. Hermann (1986)

[51] C. Cavata, *Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion* $\vec{e}p \to ep$,
Ecole Joliot-Curie (1998), Maubuisson, France.

[52] J. Jackson, *Electrodynamique classique*, Ed. Dunod (1975)

[53] R. L. Bell and W. E. Spicer, Proc. IEEE **58**, 1788 (1970)

[54] W. E. Spicer, Appl. Phys. **12**, 115 (1977)

[55] M. Shur, *GaAs devices and circuits*, Plenum Press (1987)

[56] P. J. Saez, Ph.D. Thesis, SLAC-R-0501 (1997)

[57] H. A. Bethe and R. Jackiw, *Intermediate Quantum Mechanics* (Benjamin Cummings,
Menlo Park, 1986)

[58] G. Fishman and G. Lampel, Phys. Rev. **B16**, 820 (1977)

[59] B. M. Dunham, Ph.D. Thesis, University of Illinois (1993)

[a]Les rapports internes de la collaboration $G^0$ peuvent être téléchargés à partir de l'adresse internet : http ://www.npl.uiuc.edu/exp/G0/docs/docs.html

[60] T. Sliker and S. Burlake, J. App. Phys. **34**, 1837 (1963)

[61] M. Salomaa and H. Enge, Nucl. Inst. Meth. **145**, 279 (1977)

[62] N. Mott, Proc. Roy. Soc. **A135**, 429 (1932) et **A124**, 426 (1929)

[63] J. Grames, Ph.D. Thesis, University of Illinois (2000)

[64] J. Price *et al.*, Proceedings of the VII International Workshop on Polarized Gas Targets and Polarized Beams, University of Illinois, 446 (1997)

[65] T. Zwart, Ph.D. Thesis, Boston University (1997)

[66] J. Arrington *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A311**, 39 (1992)

[67] L. G. Levchuk, Nucl. Inst. Meth. **A345**, 496 (1994)

[68] E. Beise, communication privée, (2001)

[69] M. Hauger *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A462**, 382 (2001)

[70] K. Wille, *The physics of particle accelerators*, Oxford Univ. Press (2000)

[71] G. Krafft and A. Hofter, CEBAF Technical note, **TN-93-004**, (1993)

[72] Newport Corporation, http ://www.newport.com

[73] R. Tieulent and M. Pitt, Rapport interne **G0-99-006**

[74] R. Tieulent *et al.*, Rapport interne **G0-00-056**

[75] M. Pitt, communication privée, (2001)

[76] T. Averett *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A438**, 246 (1999)

[77] Thomas Jefferson National Accelerator Facility, http ://www.jlab.org

[78] *The Science Driving the 12 GeV Upgrade of CEBAF*, Jefferson Lab, (2001)

[79] Site web du Hall A du TJNAF, http ://www.jlab.org/Hall-A

[80] A. Deur, Thèse de Doctorat, Clermont-Ferrand (2000)

[81] Site web du Hall B du TJNAF, http ://www.jlab.org/Hall-B

[82] E. Anciant, Thèse de Doctorat, Université Paris VII, CEA-Saclay (2000)

[83] Site web du Hall C du TJNAF, http ://www.jlab.org/Hall-C

[84] L. Eyraud, Thèse de Doctorat, Grenoble (1998)

[85] S. Kox and E. J. Beise, Jlab experiment 94-018

[86] D. Day, Jlab experiment E93-026

[87] H. Zhu *et al.*, nucl-ex/0105001

[88] Collaboration $G^0$, *Technical Design Report* (1989)

[89] R. Laszewski, Rapport interne **G0-95-001**

[90] C. Jones and E. Beise, Rapport interne **G0-98-034**

[91] F. Merchez, Rapport interne **G0-99-XXX**

[92] 3D static electromagnetic field computation, http ://www.vectorfields.com/tosca.htm

[93] Photonis imaging sensors, http ://www.photonis.com

[94] G. Bosson, Rapport interne **G0-99-014**

[95] G. Niculescu, Ph.D. Thesis, Hampton university (1998)

[96] J. Roche *et al.*, Rapport interne **G0-00-036**

[97] L. Mo and Y. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41**, 205 (1969)

[98] L. Mo and Y. Tsai, Rev. Mod. Phys. **46**, 836 (1974)

[99] J. Lightbody and J. O'Connell, Computers in Physics **2**, 57 (1988)

[100] R. Tieulent et J-S. Réal, Rapport interne **G0-00-019**

[101] Particle Data Group, http ://pdg.lbl.gov/~sbl/gammap_total.dat

[102] GEANT - Detector Description and Simulation Tool. http ://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html

[103] R. Tieulent, E. Liatard et J-S. Réal, Rapport interne **G0-00-032**

[104] P. Désesquelles *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A307**, 366 (1991)

[105] G. Batigne *et al.*, Rapport interne **G0-00-048**

[106] N. Simicevic, Rapports internes **G0-99-004** et **G0-99-052**

[107] C. Murphy *et al.*, Rapport interne **G0-99-051**

[108] S. Wells *et al.*, Rapport interne **G0-01-031**

[109] D. Drechsel *et al.*, Nucl. Phys. **A645**, 145 (1999)

[110] M. Bertini, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard-Lyon I (1995)

[111] M. Morlet, S. Ong and J. Van de Wiele, Rapport interne **G0-01-029**

[112] L. Kocon, Revue scientifique et technique de la DAM - CEA **24**, 31 (2001)

[113] G. Quéméner et S. Kox, Rapport interne **G0-00-052**

[114] Millipore Corporation, http ://www.millipore.com

[115] M. Benot *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **154**, 253 (1978)

[116] F. Gentit, LITRANI, http ://g.home.cern.ch/g/gentit/www/

[117] Coherent Incorporation, http ://www.coherentinc.com/cohrLasersDPSS/html/verdi.html

[118] C. Hitz, *Understanding laser technology*, PennWell Publishing (1985)

[119] http ://isnwww.in2p3.fr/polder/hadrons.html#ang#g0#dev_electro

[120] R. Foglio, J. Pouxe and O. Rossetto, Rapports internes **G0-99-003**

[121] J. Bouvier *et al.*, Rapport interne **G0-99-017**

[122] J. Bouvier, R. Foglio and C. Furget, Rapport interne **G0-01-042**

[123] S. Pate, V. Papavassilou and G. Kyle, Rapport interne **G0-97-010**

[124] J. Arvieux *et al.*, Rapport interne **G0-01-016**

[125] The CODA Data Acquisition System home page, http ://coda.jlab.org/

[126] S. Pate *et al.*, Rapport interne **G0-99-049**

[127] Laboratoire MIT-Bates, http ://mitbates.mit.edu

[128] M. Farkhondeh *et al.*, Spin physics-Osaka, 955 (2000)

[129] E. Beise *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A378**, 383 (1996)

[130] Electron Tubes Inc., http ://www.electrontubes.com

[131] D. Spayde, Ph.D. thesis, University of Maryland, # 01-059 (2001)

[132] B. Mueller Ph.D. thesis, California Institute of Thechnology (1997)

[133] T. Forest, Ph.D. thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign (1998)

[134] K. Protassov, *Probabilités et incertitudes*, Presses Universitaires de Grenoble (1999)

[135] M. Farkhondeh, communication privée, (2002)

[136] S. Pollock, Phys. Rev. **D42**, 3010 (1990)

[137] M. Musolf and T. Donnelly, Nucl. Phys. **A546**, 509 (1992)
et Erratum **A550**, 564 (1992)

[138] J. Van Orden, N. Devine and F. Gross, Phys. Rev. Lett. **75**, 4369 (1995)

[139] O. Gayou *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 092301 (2002)

[140] G. Petratos, Nucl. Phys. **A666 & A667**, 61 (2000)

[141] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. **7**, 231 (1957)

[142] S. Gaster *et al.*, Nucl. Phys. **B32**, 221 (1971)

[143] G. Simon *et al.*, Nucl. Phys. **A324**, 277 (1979)

[144] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)

[145] R. L. Jaffe, Phys. Lett. **B229**, 275 (1989)

[146] B. Holstein, Int. J. Mod. Phys. **A7**, 7873 (1992)

[147] M. Musolf and M. Burkardt, Z. Phys. **C61**, 433 (1994)

[148] W. Koepf, E. Henley and S. Pollock, Phys. Lett. **B288**, 11 (1992)
et W. Koepf and E. Henley, Phys. Rev. **C59**, 2219 (1994)

[149] P. Geiger and N. Isgur, Phys.Rev. **D55**, 299 (1997)

[150] H. Ito, Phys. Rev. **C52**, 1750 (1995)

[151] M. Ramsey-Musolf and H. Ito, Phys. Rev. **C55**, 3066 (1997)

[152] M. Musolf, H. Hammer and D. Drechsel, Phys. Rev. **D55**, 2741 (1997)

[153] J. Donoghue and B. Holstein, Phys. Lett. **B436**, 331 (1998)

[154] R. Bhaduri, *Models of the nucleon*, Ed. Addison-Wesley (1988)

[155] G. Höhler, E. Pietarinen and I. Sabba-Stefanescu, Nucl. Phys. **B114**, 505 (1976)

[156] P. Jain *et al.*, Phys. Rev. **D37**, 3252 (1988)

[157] H. Hammer, U. Meissner and D. Drechsel, Phys. Lett. **B367**, 323 (1996)

[158] P. Mergell, U. Meissner and D. Drechsel, Nucl. Phys. **A596**, 367 (1996)

[159] D. Beck and B. Holstein, Int. Jour. Mod. Phys. **E10**, 1 (2001)

[160] H. Forkel, Phys. Rev. **C56**, 510 (1996)

[161] S. Dong, K. Liu and A. Williams, Phys. Rev. **D58**, 074504 (1998)

[162] T. Hemmert, S. Steininger and U. Meissner, Phys. Lett. **B437**, 184 (1998)

[163] Expérience $^4$He, http ://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Parity/Helium4/

[164] W. Alberico, S. Bilenky and C. Maieron, Phys. Rep. **358**, 227 (2002)

[165] V. Flambaum and I. Khriplovich, Sov. Phys. JETP **52**, 835 (1980)

[166] V. Flambaum, I. Khriplovich and O. Sushkov, Phys. Lett. **B146**, 367 (1984)

[167] P. Vetter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2658 (1995)

[168] C. Wood *et al.*, Science **275**, 1759 (1997)

[169] D. Kaplan and M. Savage, Nucl. Phys. **A556**, 653 (1993)

[170] W. Haxton *et al.*, Science **275**, 1753 (1997)

[171] Expérience HAPPEX-2, http ://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Parity/Happex2/

[172] Expérience PVA4, http ://www.kph.uni-mainz.de/A4/

[173] Expérience E158, http ://www.slac.stanford.edu/exp/e158/

[174] Expérience "Q-weak", http ://www.npl.uiuc.edu/ftp/G0/docs/Qweak_proposal_final.pdf

[175] E. Bellamy *et al.*, Nucl. Phys. **A339**, 468 (1994)

[176] G. Batigne *et al.*, Rapports internes **G0-01-009**, **G0-01-019**, **G0-01-028** et **G0-01-047**

[177] S. Wolfram, *The Mathematica book*, Cambridge University Press (1996)