



HAL
open science

Diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron avec l'expérience CLAS12 et le détecteur BONuS12 au laboratoire Jefferson (USA)

Mathieu Ouillon

► **To cite this version:**

Mathieu Ouillon. Diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron avec l'expérience CLAS12 et le détecteur BONuS12 au laboratoire Jefferson (USA). Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris-Saclay, 2024. Français. NNT : 2024UPASP023 . tel-04575566

HAL Id: tel-04575566

<https://theses.hal.science/tel-04575566>

Submitted on 15 May 2024

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

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

Diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron avec l'expérience CLAS12 et le détecteur BONuS12 au laboratoire Jefferson (USA)

Tagged DVCS on neutron with the CLAS12 Experiment and the detector BONuS12 at Jefferson Lab (USA)

Thèse de doctorat de l'université Paris-Saclay

École doctorale n°576 : particules hadrons énergie et noyau : instrumentation, imagerie, cosmos et simulation (PHENIICS)

Spécialité de doctorat : Physique nucléaire

Graduate School : Physique. Référent : Faculté des sciences d'Orsay

Thèse préparée dans l'unité de recherche **IJCLab** (Université Paris-Saclay, CNRS), sous la direction de **Raphaël DUPRÉ**, Chargé de recherche

Thèse soutenue à Paris-Saclay, le 5 avril 2024, par

Mathieu OUILLON

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Samuel WALLON

Professeur des universités, IJCLab, Université Paris Saclay

Président

Julie ROCHE

Professeur des universités, Ohio University

Rapporteur & Examinatrice

Daria SOKHAN

Maître de conférences (équival. HDR), University of Glasgow

Rapporteur & Examinatrice

Hafidi KAWTAR

Directrice adjointe, Argonne National Laboratory

Examinatrice

Titre : Diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron avec l'expérience CLAS12 et le détecteur BONuS12 au laboratoire Jefferson (USA)

Mots clés : Physique des particules, Physique nucléaire, Quark, Distributions de partons généralisées

Résumé : La physique hadronique étudie les propriétés du proton et du neutron. La structure des hadrons est régie par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). Des fonctions de structure non-perturbatives sont utilisées pour décrire la structure des hadrons. Les distributions de parton généralisées (GPD) sont un ensemble de fonctions de structure donnant accès à une vue 3D du nucléon. Les GPD contiennent l'information sur l'impulsion longitudinale et la position transverse des quarks ainsi que la corrélation. Elles sont liées à la structure de spin et vont jouer un rôle dans la résolution du problème du spin du proton. Elles donnent accès au moment angulaire orbital des quarks, une pièce importante du puzzle.

Pour cela des mesures sur le proton, déjà présentes, et sur le neutron sont nécessaires. L'objectif de cette thèse est d'explorer la diffusion Compton sur le neutron avec une cible de deutérium en mesurant le proton spectateur avec le détecteur CLAS12 et la RTPC BONuS12 à Jefferson Lab. Ce travail décrit en premier la mise en place, que j'ai réalisée, d'un filtre de Kalman pour reconstruire les protons spectateurs dans le détecteur BONuS12. La seconde partie du manuscrit est consacrée au travail sur l'analyse de DVCS sur le neutron avec la soustraction des bruits de fond. Deux différentes méthodes pour la soustraction des π^0 sera détaillée. Et enfin les résultats obtenus sont présentés et discutés.

Title : Tagged DVCS on neutron with the CLAS12 Experiment and the detector BONuS12 at Jefferson Lab (USA)

Keywords : Particle physics, Nuclear physics, Quark, Generalized parton distributions

Abstract : Hadronic physics studies the properties of the proton and neutron. The theory of Quantum Chromodynamics (QCD) governs the structure of hadrons. Non-perturbative structure functions are used to describe the hadrons' structure. Generalized Parton Distributions (GPDs) are a set of structure functions providing access to a 3D view of the nucleon. GPDs contain information about the longitudinal momentum and transverse position of quarks and their correlation. They are related to the spin structure and play a role in solving the proton spin puzzle. They provide access to the quarks' orbital angular momentum, a crucial puzzle piece. For this, measurements on

the proton, already present, and neutron are necessary. This thesis aims to explore Compton scattering on the neutron with a deuterium target by measuring the spectator proton with the CLAS12 detector and the BONuS12 RTPC at Jefferson Lab. This work first describes the implementation, which I carried out, of a Kalman filter to reconstruct spectator protons in the BONuS12 detector. The second part of the manuscript is dedicated to the work on the analysis of DVCS on the neutron with the subtraction of background noises. Two different methods for the subtraction of π^0 will be detailed. Finally, the obtained results are presented and discussed.

—

Les plus grandes découvertes
ne consistent souvent pas à
trouver de nouvelles choses,
mais à voir les choses fami-
lières sous un angle nouveau.

ALEXANDER FLEMING

REMERCIEMENTS

Il me sera très difficile de remercier tout le monde, car c'est grâce à l'aide de nombreuses personnes que j'ai pu mener cette thèse à son terme.

En premier lieu, je souhaite adresser mes remerciements les plus sincères à Raphaël Dupré, pour son accompagnement exemplaire, sa patience inébranlable, et ses précieux conseils tout au long de ce voyage scientifique. Sa disponibilité et son expertise ont indéniablement joué un rôle clé dans l'achèvement de ce travail. Les échanges sur la physique, loin d'être de simples discussions académiques, ont été pour moi une source d'inspiration et d'apprentissage constant, enrichissant mon expérience bien au-delà des limites de cette thèse.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance et mon honneur d'avoir Julie Roche et Daria Sokhan comme rapporteuses de mon travail. Leur évaluation rigoureuse, accompagnée de remarques et suggestions d'une valeur inestimable, a significativement enrichi mon manuscrit.

Mes remerciements vont aussi à Samuel Wallon et Hafidi Kawtar, pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, me faisant ainsi l'honneur de leur présence. Leur présence et leur participation ont apporté une dimension supplémentaire à ce travail, enrichissant la discussion et la réflexion autour de mon sujet de recherche.

Je souhaite également adresser mes plus sincères remerciements à Mathieu Ehrhart, Lucien Causse, Sara Fucini, et Daniel Matamoros. Leur soutien moral, leur assistance et les moments partagés au sein de l'IJCLab ont été pour moi des sources de motivation et d'encouragement constantes. Leur aide ne s'est pas limitée à l'aspect professionnel, mais a touché à l'humain, rendant l'atmosphère du laboratoire chaleureuse et accueillante. À cela s'ajoute la gratitude que je porte envers les membres permanents du groupe de physique des hautes énergies, notamment Dominique Marchand et Adam Hobart, dont le soutien technique et les conseils avisés ont été d'une aide précieuse tout au long de cette aventure scientifique.

Je ne saurais oublier de remercier ma famille et mes amis pour leur amour inconditionnel, leur soutien indéfectible et pour avoir toujours cru en moi. Leur présence et leur encouragement ont été une source constante de motivation et de réconfort tout au long de ce parcours. Leur encouragement inconditionnel a été le phare qui m'a guidé à travers les périodes de labeur intense.

Ce travail est le fruit de toutes ces interactions, de tous ces soutiens, et de toutes ces rencontres.

TABLE DES MATIÈRES

Table des matières	viii
Introduction	1
1 Motivation physique	5
1 Introduction	6
2 Diffusion élastique et les facteurs de forme	8
2.1 Définitions	8
2.2 Interprétation des facteurs de forme	11
3 Diffusion profondément inélastique et les distributions de partons	12
4 Décomposition du spin du proton	13
5 Distribution généralisée de partons (GPD)	14
5.1 Théorie des distributions généralisées de partons	14
5.2 Domaine de définition	15
5.3 Propriétés des distributions de partons généralisées	16
5.4 Paramètres d'impact et tomographie	17
5.5 Modèles de GPD	17
6 Diffusion Compton profondément virtuelle et accès expérimental aux GPD	18
6.1 Section efficace et cinématique	18
6.2 Facteurs de forme de Compton	19
6.3 Observables expérimentales	20
7 Expérience de DVCS sur le neutron	22
7.1 Hall-A	22
7.2 Hall-B	26
2 Dispositif expérimental	29
1 Introduction	29
2 Jefferson Lab et l'accélérateur CEBAF	30
2.1 Source d'électron et injection	31
2.2 Accélération des électrons	31
3 Hall-B et CLAS12	32
3.1 Aimants toroïdal et solénoïde	33
3.2 Détecteurs avant	33
3.3 Détecteurs centraux (RTPC BONuS12)	38

3.4	Cible gazeuse	42
3.5	Mesure de la polarisation du faisceau	42
3	Filtre de Kalman	45
1	Introduction	46
2	Définition et propriété d'un estimateur	47
3	Méthode des moindres carrés	49
4	Modéliser un système dynamique	50
4.1	Modèle du système discret en temps	50
4.2	Modèle de la mesure discrète en temps	51
5	Filtre de Kalman discret	51
5.1	Prédiction <i>a priori</i> de l'état	54
5.2	Correction <i>a posteriori</i> de l'état	54
5.3	Mise à jour de la matrice de covariance \mathbf{P}_k	55
5.4	Choix optimal de la matrice de gain \mathbf{K}_k	56
5.5	Simplification de la formule de covariance d'erreur <i>a posteriori</i>	56
5.6	Récapitulatif	57
6	Filtre de Kalman étendu discret	57
7	Application à l'expérience BONuS12	58
7.1	Introduction	58
7.2	Équation de mouvement	59
7.3	Algorithme Runge Kutta du 4e ordre	59
7.4	Énergie déposée	61
7.5	Initialisation du vecteur d'état et de la matrice de covariance	62
7.6	Matrice de bruit du système	62
7.7	Vecteur de mesure	64
7.8	Matrice de bruit de mesure	64
8	Résultats	65
8.1	Simulation	65
8.2	Données expérimentales à 2 GeV	70
8.3	Données à 11 GeV	71
8.4	Conclusion	74
4	Analyse préliminaire du DVCS sur le proton	77
1	Introduction	77
2	Identification des particules	78
2.1	Identification de l'électron diffusé	78
2.2	Identification du photon réel	85
2.3	Identification du proton	88
3	Sélection des événements $ep \rightarrow e'p'\gamma X$	89
4	Calcul de la variable de Mandelstam t	91
5	Effets de la sélection DVCS sur les autres variables	94
6	Conclusion	96
5	Analyse du DVCS sur le neutron avec un proton spectateur	97

1	Introduction	98
2	Sélection des données	99
3	Identification du proton spectateur	99
	3.1 Sélection des traces	101
	3.2 Sélection des traces de la même interaction	102
	3.3 Sélection des protons	105
4	Sélection des événements $ed \rightarrow e\gamma p_s X$	106
	4.1 Coupure d'exclusivité	108
	4.2 Domaine cinématique	108
	4.3 Découpage du domaine cinématique	109
5	Correction des événements accidentels	110
6	Correction du bruit de fond des π^0	112
	6.1 Modélisation de la production exclusive de π^0	114
	6.2 Sélection des événements π^0	116
7	Évaluation des corrections	119
8	Nouvelle méthode pour la correction du bruit de fond des π^0	119
9	Conclusion	124
6	Résultats et interprétation	125
1	Introduction	125
2	Méthodologie	126
	2.1 Asymétrie du spin du faisceau	126
	2.2 Procédure d'ajustement	127
3	Résultats	127
	3.1 Méthode standard de CLAS	127
	3.2 Nouvelle méthode	130
	3.3 Extraction de l'asymétrie à 90°	132
4	Conclusion	134
	Conclusion	135
	A Incertitudes statistiques	139
	Bibliographie	143

INTRODUCTION

Il y a près d'un siècle, des avancées significatives dans la compréhension de la structure atomique ont été réalisées grâce aux contributions fondamentales de scientifiques éminents tels que J.J. Thomson, E. Rutherford et J. Chadwick. Ces pionniers ont solidement établi, par des expériences novatrices, l'existence des composants subatomiques : les électrons, protons et neutrons. À cette époque, ces particules étaient considérées comme des particules élémentaires.

Dès la fin des années 50 à l'université de Stanford, des expériences de photo-diffusion élastique sur le proton, effectué par R. Hofstadter *et al.*, ont commencé à révéler la structure interne du proton. La structure composite des hadrons a été mise en évidence expérimentalement à la fin des années 1960 au SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) par des expériences de diffusion d'électrons de haute énergie sur des nucléons. Nous avons observé que les électrons diffusaient sur des particules ponctuelles à l'intérieur des nucléons. Ces découvertes ont été le catalyseur du développement du modèle partonique, dans lequel le nucléon est envisagé comme une entité composite constituée de partons, à savoir les quarks et les gluons. Cette conceptualisation a marqué une étape cruciale dans la physique des particules, changeant notre perception des constituants fondamentaux de la matière.

La physique hadronique est une branche de la physique qui se concentre sur l'étude des hadrons, les particules composées de quarks et de gluons liés par la force nucléaire forte. Cette force est l'une des quatre interactions fondamentales de la nature et est décrite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD). La physique hadronique s'intéresse à plusieurs aspects fondamentaux tels que : la structure interne des hadrons, le confinement des quarks, l'interaction forte et la génération de la masse des hadrons. Ce dernier sujet est d'une particulière importance du fait que les nucléons constituent 99% de la masse visible de l'univers.

Même si nous sommes en mesure d'écrire les équations de la QCD appropriées pour les partons, il est actuellement impossible de dériver analytiquement les propriétés des hadrons. Cette difficulté provient de la constante de couplage de l'interaction forte, α_s devenant de plus en plus grande quand l'énergie diminue. Cela rend les calculs perturbatifs, utilisé à haute énergie, impossible dans le régime de basse énergie des hadrons au repos.

D'un point de vue expérimental, cette difficulté est contournée grâce à une propriété remarquable suggérée par le modèle des partons appelée la factorisation. Cette propriété implique qu'une grande classe de processus peut être analysée en séparant une partie calculable à courte distance et une partie à longue distance. La compo-

sante à courte portée, ou dure, illustre l'interaction de la sonde avec les constituants quasi libres du nucléon, que ce soit des quarks ou des gluons. La composante à longue portée, ou molle, contient les informations relatives à la structure des nucléons et à la dynamique des constituants au sein de cette structure.

Deux processus ont contribué significativement à notre compréhension de la structure interne des nucléons : la diffusion élastique, et la diffusion profondément inélastique (DIS). Pour les deux, il s'agit de la diffusion sur un proton ou un neutron, d'un électron de haute énergie avec l'échange d'un photon virtuel. Si le nucléon est intact et seul dans l'état final, il s'agit de diffusion élastique. Tandis que la diffusion profondément inélastique consiste en la production de hadrons dans l'état final.

Un nouveau formalisme, qui permet notamment d'unifier ces deux descriptions, a été introduit il y a une trentaine d'années : les distributions généralisées de partons (GPD). Les GPD renseignent sur la dynamique interne du nucléon, révélant à la fois l'impulsion longitudinale et la position transverse des partons, ainsi que leurs corrélations. Elles offrent la possibilité d'obtenir une image tridimensionnelle du nucléon. Nous pouvons accéder aux GPD via des processus exclusifs, caractérisés par une identification complète de tous les produits de réaction. Le canal le plus important et le plus facile pour accéder aux GPD est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), qui consiste en l'électroproduction exclusive d'un photon à partir d'un nucléon.

Le DVCS sur le proton a été mesuré par différentes collaborations internationales, au cours des deux dernières décennies. Ces travaux expérimentaux ont été prolongés par des études phénoménologiques pour extraire les GPD du proton. Les informations contenues dans les GPD permettent également de calculer les contributions des partons (quarks et gluons) au spin du nucléon. L'extraction des GPD est néanmoins un exercice difficile. Afin de comprendre le spin du nucléon et de différencier les saveurs de quarks, il est nécessaire de mesurer le DVCS sur le neutron.

En absence de neutron libre, il devient nécessaire d'utiliser une cible nucléaire pour étudier le neutron. Le deutérium, qui est le noyau le plus simple contenant un neutron, est fréquemment choisi pour les recherches sur la structure du neutron. Toutefois, l'utilisation de telles cibles présente des défis, principalement car la contribution du proton domine dans le deutérium, ensuite à cause des effets nucléaires et des interactions dans l'état final. Ces effets incluent le fait que les nucléons au sein du noyau ne sont pas immobiles, ils ont une impulsion significative, et ne se trouvent pas nécessairement sur leurs couches de masse. Ces facteurs rendent les conditions initiales des nucléons dans une cible nucléaire difficiles à déterminer, complexifiant ainsi l'interprétation des résultats expérimentaux. Les interactions dans l'état final peuvent impliquer des échanges d'impulsion entre les nucléons et le noyau, ainsi que des processus bien plus compliqués, tels que les excitations de résonance des nucléons ou les échanges de charge.

Pour l'analyse du DVCS sur le neutron, différentes méthodologies sont possibles. La première repose sur une méthode de soustraction entre les données DVCS obtenues à partir d'événements $D(e, e'\gamma)X$ et la contribution du proton déduite de mesures sur une cible d'hydrogène. Cette méthode a une grande erreur systématique due à

l'incertitude sur l'étalonnage relatif entre les données sur l'hydrogène et les données sur le deutérium.

La seconde option est la détection directe du neutron dans l'état final $D(e, e'\gamma n)p_s$, introduisant ainsi une particule supplémentaire à détecter. Cela diminue la statistique en raison de l'inefficacité inhérente à la détection des neutrons. Mais elle permet de s'assurer que la réaction a bien eu lieu sur un neutron sans nécessiter de soustraction.

La troisième approche pour consiste à identifier le proton de recul $D(e, e'\gamma p_s)n$, offrant ainsi une meilleure compréhension des conditions initiales du neutron. Toutefois, cette méthode nécessite la détection d'une particule à faible impulsion, nettement différente des autres particules participant à la réaction. Cette technique, connue sous le nom de *tagging*, a déjà été mise en œuvre dans le cadre du DIS sur le deutérium.

Cette thèse présente une première application de la méthode de *tagging* au DVCS sur le neutron utilisant une cible de deutérium, sans procéder à la détection des neutrons. En extrayant les asymétries du spin du faisceau pour divers intervalles de l'impulsion du proton spectateur et de l'angle formé entre le photon virtuel et ledit proton, il est possible de mieux comprendre les phénomènes nucléaires ainsi que les interactions dans l'état final du deutérium, et de déterminer leur effet sur les asymétries mesurées.

- Le Chapitre 1 introduit la motivation théorique de cette expérience avec le concept des distributions de parton généralisées.
- Le Chapitre 2 donne une description de l'accélérateur CEBAF ainsi que des différents sous-détecteurs de CLAS12. Il décrit en détail le détecteur BONuS12 développé pour notre expérience.
- Le Chapitre 3 introduit le concept du filtre de Kalman utilisé afin de reconstruire l'impulsion et la position des particules dans le détecteur BONuS12.
- Le Chapitre 4 présente l'analyse de données de test sur le proton libre, visant à mieux comprendre la résolution de notre expérience.
- Le Chapitre 5 explique les différentes étapes pour la sélection d'événements pour l'analyse du DVCS sur le neutron. Il contient également les corrections pour la soustraction des bruits de fond.
- Le Chapitre 6 présente les résultats obtenus pour l'asymétrie du spin du faisceau et une discussion de ces résultats.

MOTIVATION PHYSIQUE

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	6
2	Diffusion élastique et les facteurs de forme	8
	2.1 Définitions	8
	2.2 Interprétation des facteurs de forme	11
3	Diffusion profondément inélastique et les distributions de partons	12
4	Décomposition du spin du proton	13
5	Distribution généralisée de partons (GPD)	14
	5.1 Théorie des distributions généralisées de partons	14
	5.2 Domaine de définition	15
	5.3 Propriétés des distributions de partons généralisées	16
	5.4 Paramètres d'impact et tomographie	17
	5.5 Modèles de GPD	17
6	Diffusion Compton profondément virtuelle et accès expérimental aux GPD	18
	6.1 Section efficace et cinématique	18
	6.2 Facteurs de forme de Compton	19
	6.3 Observables expérimentales	20
7	Expérience de DVCS sur le neutron	22
	7.1 Hall-A	22
	7.2 Hall-B	26

1 Introduction

LE proton a été découvert en 1919 par Rutherford qui a remarqué qu'en envoyant des particules α sur un atome d'azote un noyau d'hydrogène est libéré. Rutherford baptise la nouvelle particule du nom de *proton*, d'après le neutre singulier du mot grec pour le premier. À cette époque, le proton était considéré comme une particule élémentaire avec un spin de $\frac{1}{2}$. Cette hypothèse a été avancée par Hund [Hun27] en 1927 et confirmée la même année par Dennison [Den27]. Le neutron a été découvert par Chadwick en 1932 en bombardant de particules α une feuille de béryllium [Cha32].

Le premier indice d'une structure interne du proton est arrivé en 1933 avec une série d'expériences mesurant le moment magnétique du proton. Pour un proton décrit comme une particule ponctuelle de spin $\frac{1}{2}$, le moment magnétique doit être égal à $\frac{e}{2M_p}$. Or la mesure donnera un résultat très supérieur [RKZ34].

Dans les années 50, les expériences de diffusion élastique sur le proton, effectué par Hofstadter *et al.* (pour lesquelles il reçoit le prix Nobel en 1961), ont commencé à révéler la structure interne du proton [HM55]. La section efficace de ce processus peut être paramétrisée en utilisant des facteurs de forme (FF). Ces derniers sont reliés à la position transverse du parton et à la distribution spatiale de charge au sein d'un proton [HM08].

Quelques années plus tard, vers la fin des années 60, au *Stanford Linear Accelerator Center* (SLAC) l'étude de la diffusion profondément inélastique a confirmé la structure interne du proton. La section efficace du DIS peut être paramétrisée par les fonctions de distribution des partons (PDF) qui sont reliées à l'impulsion longitudinale des quarks et des gluons au sein d'un proton.

Ce chapitre présente un aperçu des concepts théoriques et des connaissances expérimentales sur l'étude de la structure du nucléon. Le nucléon est composé de quarks, d'antiquarks et de gluons, regroupés sous la dénomination de partons, et leur interaction est régie par la chromodynamique quantique (QCD). Depuis plus de 50 ans, beaucoup d'information sur la structure du nucléon a été fournie par les FF mesurés dans les expériences de diffusion élastique et par les PDF mesurés dans les expériences de DIS.

Ces deux objets sont des projections unidimensionnelles qui ne donnent aucune information sur les corrélations entre la position transverse et l'impulsion longitudinale. Au milieu des années 90, est introduit le concept de distribution généralisée de parton (GPD) [Ji97] [MRG94] [Rad96], qui sont une généralisation des FF et des PDF. Il s'agit d'objets mathématiques qui encodent la corrélation entre la position transverse et l'impulsion longitudinale des partons au sein du nucléon. Leur introduction a été largement motivée par le problème du spin du proton et par la possibilité d'une tomographie du nucléon.

Par analogie avec les densités habituelles de partons, les GPD peuvent être définies à travers les éléments de la matrice hadronique non diagonale des opérateurs non locaux de quarks et de gluons dans le référentiel d'impulsion infinie. "Non-local" implique que les deux quarks initial et final sont créés en deux-points d'espace-temps

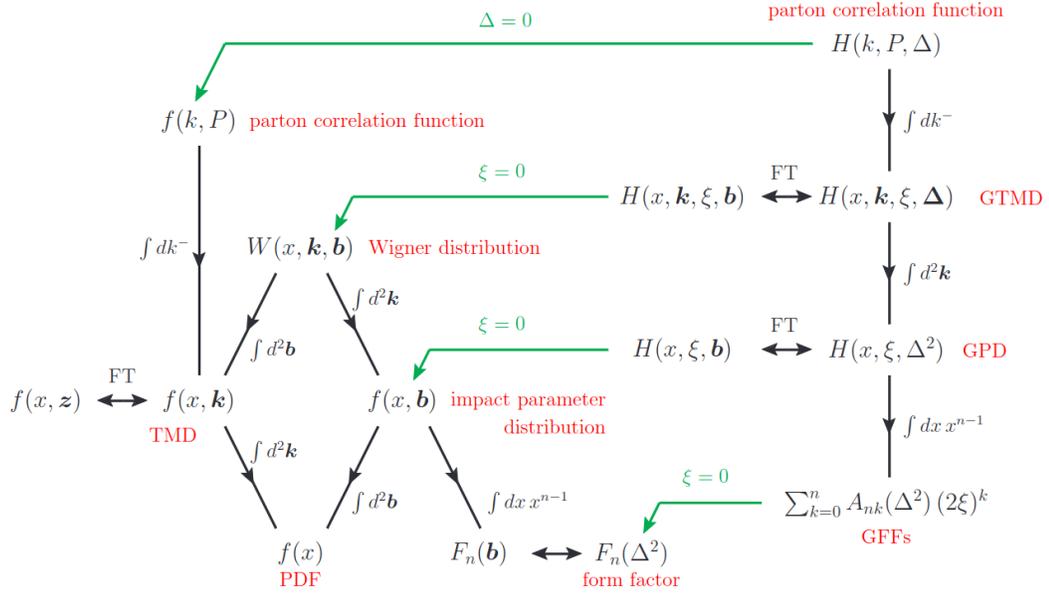


FIG. 1.1

Zoologie des fonctions de corrélation des partons. La figure est extraite de [Die16]. Pour définir les variables des fonctions de structure, nous considérerons un référentiel dans lequel le hadron se déplace rapidement dans la direction positive de z . Un ensemble de coordonnées approprié est alors donné par les coordonnées sur le cône de lumière : $v^\pm = \frac{1}{2}(v^0 \pm v^3)$ et la composante transverse $\mathbf{v} = (v^1, v^2)$ pour un quadri-vecteur v quelconque. Nous pouvons définir les variables $P = \frac{p_1 + p_2}{2}$ avec p_1 et p_2 respectivement l'impulsion initiale et finale du nucléon et $k = \frac{k_1 + k_2}{2}$ avec k_1 et k_2 respectivement l'impulsion initiale et finale du quark sondé. Nous pouvons aussi définir $x = \frac{k^+}{p^+}$, la fraction d'impulsion longitudinale du quark et $2\xi = \frac{-\Delta^+}{p^+}$. Enfin les doubles flèches avec "FT" indiquent une transformée de Fourier entre les variables Δ et \mathbf{b} ou entre \mathbf{k} et \mathbf{z} .

distincts et non diagonaux, car l'impulsion du nucléon incident est différente de celle du nucléon final. Elles sont accessibles dans des processus exclusifs appropriés tels que la diffusion Compton virtuelle profonde, qui est le sujet de cette thèse.

Il est aujourd'hui possible de comprendre toutes ces fonctions de structure dans un cadre théorique cohérent. Dans ce cadre la zoologie des structures du nucléon débute par la fonction de corrélation à deux quarks la plus générale $H(\mathbf{k}, P, \Delta)$, la Figure 1.1 en montre une sélection de fonctions et comment elles sont reliées entre elles.

2 Diffusion élastique et les facteurs de forme

2.1 Définitions

La diffusion élastique est le processus au cours duquel une particule incidente est diffusée sur une particule cible et que les mêmes particules sont conservées dans l'état final. Ici, nous considérons une diffusion d'un électron par un proton (et plus généralement un nucléon).

La topologie de la réaction est donnée par :

$$ep \rightarrow e'p' \quad (1.1)$$

et elle est illustrée dans la Figure 1.2 où $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{p}_1$ et \mathbf{p}_2 représentent les quadri-vecteurs énergie-impulsion des électrons incidents et diffusés, des protons initial et final, respectivement, et \mathbf{q}_1 est celui du photon qui est de type espace ($q^2 < 0$). Nous nous plaçons dans le cas d'une expérience sur cible fixe pour le reste de ce chapitre, le proton initial est au repos dans le référentiel du laboratoire avec une masse $M_p = 938.27208816(29) \text{ MeV}/c^2$ [Wor22].

Les variables cinématiques impliquées sont définies, pour le référentiel du laboratoire, par

$$\mathbf{k}_1 = (0, 0, E_e, E_e) \quad (1.2)$$

$$\mathbf{k}_2 = (E_{e'} \sin(\theta_{e'}) \cos(\phi_{e'}), E_{e'} \sin(\theta_{e'}) \sin(\phi_{e'}), E_{e'} \cos(\theta_{e'}), E_{e'}) \quad (1.3)$$

$$\mathbf{p}_1 = (0, 0, 0, M_p) \quad (1.4)$$

Il est important de noter que la variable $\theta_{e'}$ est l'angle polaire de l'électron diffusé dans ce référentiel.

Nous notons $\mathbf{q}_1 = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ le quadri-vecteur du photon virtuel γ^* échangé, dans l'approximation d'un seul photon, entre l'électron et le nucléon. Nous excluons ainsi les corrections radiatives provenant du processus *Bremsstrahlung* ainsi que l'échange de deux photons. Comme il s'agit d'une interaction électromagnétique régie par la constante de structure fine $\alpha_{EM} = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$, l'approximation à un photon devrait être précise au niveau de 1%. Cette approximation sera conservée dans l'ensemble de ce document.

La virtualité du photon est notée $Q^2 = -q_1^2 > 0$ et elle est utile, car elle correspond à l'échelle à laquelle la structure interne du nucléon est sondée : des valeurs plus élevées de Q^2 permettent d'examiner des distances plus courtes et des structures plus petites.

Lors de la diffusion élastique à haute virtualité Q^2 , le photon virtuel interagit avec un seul quark du nucléon, qui demeure au même emplacement dans l'espace-temps au cours du processus. En outre, bien que l'impulsion du nucléon subisse des changements entre l'état initial et final, sa structure interne reste inchangée à la fin du processus.

Le transfert d'impulsion du proton est donné par $\mathbf{t} = \Delta^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)^2$. La conservation de l'énergie et de l'impulsion induit : $(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)^2 = (\mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1)^2$, caractérisant donc la diffusion élastique par l'égalité suivante : $\mathbf{t} = -Q^2$.

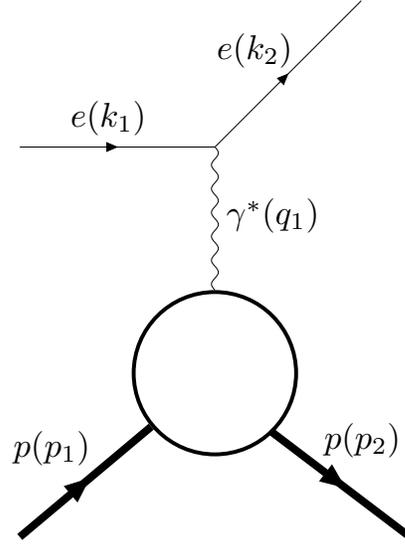


FIG. 1.2 Diagramme de la diffusion élastique.

La virtualité est donnée par :

$$Q^2 = 4E_e E_{e'} \sin^2 \left(\frac{\theta_{e'}}{2} \right). \quad (1.5)$$

Dans le référentiel du laboratoire, la section efficace de la diffusion d'un électron de spin $\frac{1}{2}$ relativiste sur une particule ponctuelle de spin 0 est décrite par la section efficace de Mott, nommée d'après N.F. Mott qui l'a dérivée en 1929 :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \frac{\alpha_{EM}^2}{4E_e^2 \sin^4 \left(\frac{\theta_{e'}}{2} \right)} \frac{E_{e'}}{E_e} \cos^2 \left(\frac{\theta_{e'}}{2} \right) \quad (1.6)$$

Ici le recul du proton est pris en compte avec le terme $\frac{E_{e'}}{E_e}$. Le terme $\cos^2 \left(\frac{\theta_{e'}}{2} \right)$ provient du chevauchement entre les fonctions d'onde des électrons de l'état initial et final de spin $\frac{1}{2}$; $d\Omega = \sin\theta_{e'} d\theta_{e'} d\phi_{e'}$ représente l'angle solide de l'électron diffusé.

Ensuite, si le nucléon a un spin $\frac{1}{2}$ et donc un moment magnétique anomal et une structure étendue, la section efficace de Mott devient la section efficace de Rosenbluth [PPV07] :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Rosenbluth}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \left\{ F_1^2(Q^2) + \frac{Q^2}{4M^2} \left[F_2^2(Q^2) + 2(F_1(Q^2) + F_2(Q^2))^2 \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \right\}, \quad (1.7)$$

avec $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$ les FF de Pauli et Dirac. Ils sont normalisés de telle manière que leur valeur dans la limite statique, $Q^2 = 0$, donne respectivement la

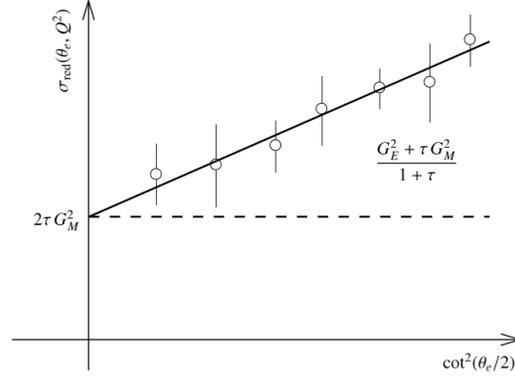


FIG. 1.3 Illustration de la séparation de Rosenbluth. Figure extraite de [PBT15]

charge du nucléon (en unités de la charge du positron) et son moment magnétique anomal κ . Une particule ponctuelle aurait un FF de Pauli nul et un FF de Dirac constant.

Il est parfois plus pratique d'exprimer $F_1(Q^2)$ et $F_2(Q^2)$ en termes des FF électrique et magnétique de Sachs :

$$G_E(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2), \quad (1.8)$$

$$G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2), \quad (1.9)$$

avec $\tau = \frac{Q^2}{2M_p}$.

Les FF sont traditionnellement obtenus avec la méthode de séparation de Rosenbluth [MH56]. La dépendance angulaire particulière de cette section efficace différentielle $e + p$ est à la base de la méthode pour déterminer les FF électromagnétiques des nucléons, $G_E(Q^2)$ et $G_M(Q^2)$, qui consistent à définir une section efficace réduite, linéaire dans la variable ϵ :

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{red}}(\theta_e, Q^2) &= \left[1 + 2 \frac{E_e}{M} \sin^2(\theta_e/2) \right] \left(\frac{2E_e}{\alpha} \right)^2 \frac{\sin^4(\theta_e/2)}{\cos^2(\theta_e/2)} \epsilon (1 + \tau) \frac{d\sigma}{d\Omega_e} \\ &= \tau G_M^2 + \epsilon G_E^2 \quad (1.10) \end{aligned}$$

avec $\epsilon = [1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)]^{-1}$. La mesure de la section efficace différentielle à Q^2 fixe, pour différents angles (séparation de Rosenbluth), permet d'extraire les FF électrique et magnétique comme la pente et l'ordonnée à l'origine, respectivement, de cette fonction linéaire. Nous pouvons voir que la diffusion électron-proton en arrière ($\theta_{e'} = \pi$, $\cot(\theta_{e'}/2) = 0$, $\epsilon = 0$) est déterminée uniquement par le FF magnétique, tandis que la pente pour σ_{red} , en fonction de ϵ , est sensible à G_E^2 (voir Figure 1.3).

Les premières mesures de section efficace effectuées par R. Hofstadter *et al.* [HM55] ont été l'une des premières indications que le proton ne se comporte pas comme une particule ponctuelle, mais a une taille finie, comme le montre la Figure 1.4.

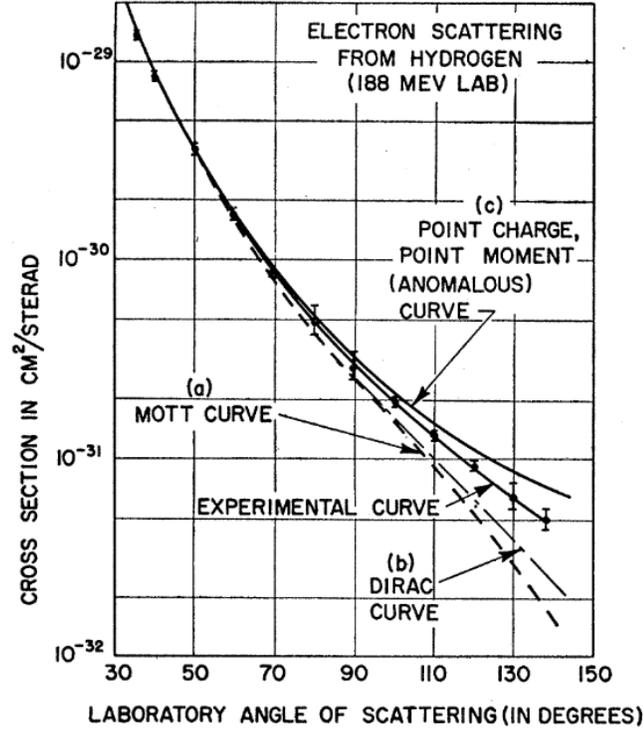


FIG. 1.4 Comparaison originale des données de la section efficace de diffusion élastique avec des calculs théoriques [MH56].

2.2 Interprétation des facteurs de forme

Au cours des 30 dernières années, une interprétation relativiste des FF a été développée. Dans le référentiel de l'impulsion infinie, impliquant le mouvement d'un nucléon avec une impulsion considérable le long de l'axe z , comparé avec l'impulsion transverse, il est possible d'établir une relation entre le FF de Dirac F_1 et la densité de charge des quarks dans le plan transversal d'un nucléon non polarisé à travers une transformée de Fourier bidimensionnelle [Mil07] :

$$\rho(\mathbf{b}_\perp) = \int \frac{d^2\mathbf{q}}{(2\pi)^2} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}_\perp} F_1(\mathbf{q}^2) \quad (1.11)$$

où \mathbf{b}_\perp est le paramètre d'impact qui représente la distance transverse des partons par rapport au centre de masse. Le FF de Pauli F_2 est lui lié à la densité de charge des quarks dans le plan transversal pour un nucléon polarisé transversalement [CV08].

À partir des FF de Sachs, nous pouvons également déduire le rayon quadratique moyen (rms) de charge et magnétique du nucléon, dans la limite $Q^2 = 0$:

$$\langle r_E^2 \rangle = -6 \left. \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}, \quad (1.12)$$

$$\langle r_M^2 \rangle = \frac{-6}{G_M(0)} \left. \frac{dG_M(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}. \quad (1.13)$$

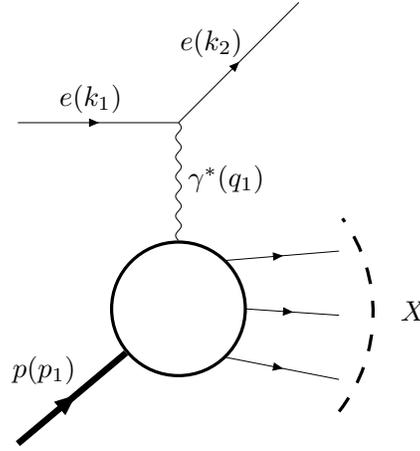


FIG. 1.5 Diagramme de la diffusion inélastique. L'état final non détecté est noté X.

3 Diffusion profondément inélastique et les distributions de partons

La diffusion inélastique d'un électron sur un nucléon désigne les processus où les particules présentes dans l'état final ne sont pas identiques à celles de l'état initial. Lorsque toutes les particules de l'état final ne sont pas identifiées, ce processus est appelé inclusif. Si l'interaction se fait par l'échange d'un photon virtuel à suffisamment grand Q^2 ($Q^2 \gg M_p^2$) elle est dite profonde, c'est à dire qu'elle permet d'interagir avec les partons plutôt que le nucléon en entier. La Figure 1.5 représente la diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton $ep \rightarrow e'X$ dans l'approximation de l'échange d'un seul photon, avec X symbolisant toutes les particules présentes dans l'état final, sauf l'électron diffusé.

La masse invariante W de l'état final hadronique, non observé, est définie comme suit :

$$W^2 = (q_1 + p_1)^2 = M_p^2 + 2M_p\nu - Q^2 \quad (1.14)$$

Pour le processus élastique, nous avons $W^2 = M_p^2$, tandis que pour le processus fortement inélastique, nous avons $W^2 \gg M_p^2$. Il est également important de souligner que dans le cas de la diffusion élastique, Q^2 et $\nu = \frac{-q_1 \cdot p_1}{M_p} \stackrel{\text{lab}}{=} E_{k_1} - E_{k_2}$ étaient connectés par la relation $\nu = \frac{Q^2}{2M_p}$. Mais pour le DIS, ces deux grandeurs deviennent indépendantes l'une de l'autre.

La section efficace de diffusion profondément inélastique (DIS) est paramétrée par deux fonctions de structure, W_1 et W_2 , et peut être écrite comme suit :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left(W_2(\nu, Q^2) + 2W_1(\nu, Q^2) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right) \quad (1.15)$$

Il est généralement plus pratique d'utiliser les fonctions de structure $F_1(x_B, Q^2)$ et $F_2(x_B, Q^2)$:

$$F_1(x_B, Q^2) = MW_1(\nu, Q^2) \quad (1.16)$$

$$F_2(x_B, Q^2) = \nu W_2(\nu, Q^2) \quad (1.17)$$

où les coefficients $F_1(x_B, Q^2)$ et $F_2(x_B, Q^2)$ dépendent de Q^2 et de la variable cinématique dite de Bjorken, définie par :

$$x_B = \frac{Q^2}{2p_1 \cdot q_1} \stackrel{\text{lab}}{=} \frac{Q^2}{2M_p \nu} \quad (1.18)$$

Les expériences réalisées au SLAC dans les années 60 ont montré que les fonctions de structure F_1 et F_2 sont indépendantes de Q^2 [Ken91 ; BFK69]. Le phénomène est appelé la loi d'échelle de Bjorken, et est interprété comme l'interaction du photon virtuel avec une particule ponctuelle au sein du nucléon dans le modèle des partons. Ce modèle a été introduit en 1969 par Feynman [Fey69] et considère les hadrons comme étant composés de constituants ponctuels nommés partons. Il a observé qu'à $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, dans le régime de Bjorken défini par : $[Q^2, \nu] \rightarrow \infty$ et x_B fixes, les fonctions de structure F_1 et F_2 ne dépendent alors plus que de x_B .

Dans le référentiel de l'impulsion infinie, les fonctions de structure F_1 et F_2 s'écrivent :

$$F_1(x) = \sum_q \frac{e_q^2}{2} q(x) \quad (1.19)$$

$$F_2(x) = \sum_q e_q^2 x_B q(x) \quad (1.20)$$

où e_q est la charge du parton q , x la fraction de l'impulsion longitudinale du nucléon portée par le parton q . Cette fraction est interprétable au premier ordre et en négligeant l'évolution comme x_B . Et $q(x)$ sont les fonctions de distribution de parton (PDF). Elles représentent les densités de probabilité de trouver un parton de saveur q , de charge e_q et portant la fraction x d'impulsion longitudinale du proton.

Nous pouvons également définir des PDF polarisés en tenant compte des spins des quarks et des nucléons. La probabilité de trouver un quark avec une fraction de moment x et une hélicité parallèle (antiparallèle) à celle du nucléon est notée $q^{\rightarrow}(x)$ ($q^{\leftarrow}(x)$). Ce système de variables est généralement réexprimé par leur différence et leur somme, comme il suit :

$$\Delta q(x) = q^{\rightarrow}(x) - q^{\leftarrow}(x) \quad (1.21)$$

$$q(x) = q^{\rightarrow}(x) + q^{\leftarrow}(x) \quad (1.22)$$

4 Décomposition du spin du proton

Initialement, il était supposé que le spin des nucléons provenait simplement du spin des quarks constituants, basé sur l'intuition du modèle des quarks. Cette image

va se fissurer à la fin des années 1980, lorsque l'European Muon Collaboration a mesuré la contribution des quarks de valence au spin du proton. Elle a constaté que le spin intrinsèque des quarks de valence contribuait très faiblement pour le spin total du proton. Leur analyse a révélé que le spin des quarks contribuait à $(14 \pm 9 \pm 21)\%$ du spin du proton [ABB88], ce qui est cohérent avec zéro. Les résultats de l'EMC ont suscité une vive réaction au sein de la communauté physique et ont créé ce qu'on appelle la crise du spin du proton. Aujourd'hui, nous savons que la somme des hélicités des quarks dans le proton représente environ un tiers du spin total : $0.33 \pm 0.03(\text{stat.}) \pm 0.05(\text{syst.})$ [MT08]. La référence [DBT19] donne une revue de ce puzzle.

Dans un modèle plus complexe des partons, le spin du proton est aussi porté par le moment angulaire des quarks et des gluons ainsi que les quarks de la mer. La décomposition du spin en termes des contributions des quarks et de la gluons peut être définie à partir des éléments matriciels avant du tenseur énergie-impulsion. En principe, il existe une infinité de façons de définir cette décomposition. Une décomposition utile dépendra de la possibilité de mesurer expérimentalement chaque composante. Il serait aussi souhaitable que cette décomposition puisse être calculée en QCD sur réseau afin de pouvoir comparer théorie et expérience [LL14]. Il existe ainsi plusieurs décompositions dans la littérature, l'une d'entre elles est la décomposition développée par Ji [Ji97] :

$$\frac{1}{2} = J = J_q + J_G = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q + J_G \quad (1.23)$$

où $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ représente la contribution du spin des quarks, L_q est le moment orbital angulaire des quarks et J_G et le moment angulaires des gluons. La contribution intrinsèque des quarks de valence peut être mesurée grâce au DIS et les fonctions de structure g_1 et F_1 . Les contributions des moments angulaires des quarks et des gluons, L_q et J_G , peuvent être obtenues à partir des moments des GPD.

5 Distribution généralisée de partons (GPD)

5.1 Théorie des distributions généralisées de partons

Les GPD encodent la corrélation entre la distribution spatiale dans un plan transversal des quarks (ou gluons) dans le nucléon et la distribution longitudinale de leurs impulsions. Formellement, elles sont définies comme la transformée de Fourier des éléments de la matrice non locale. Dans le cas d'un hadron de spin $\frac{1}{2}$ au twist 2, deux GPDs sont nécessaires pour paramétrer complètement l'élément de matrice suivant :

$$\begin{aligned} F^q &= \frac{1}{2} \int \frac{dz^-}{2\pi} e^{ixP^+z^-} \langle p_2 | \bar{\phi}^q\left(\frac{-z}{2}\right) \gamma^+ \phi^q\left(\frac{z}{2}\right) | p_1 \rangle_{z^+=0, z_\perp=0} \\ &= \frac{1}{2P^+} (H^q(x, \xi, t) \bar{u}(p_2) \gamma^+ u(p_1) + E^q(x, \xi, t) \bar{u}(p_2) \frac{i\sigma^{+\mu} \Delta_\mu}{2M} u(p_1)) \end{aligned} \quad (1.24)$$

avec \mathbf{p}_1 et \mathbf{p}_2 étant respectivement le quadrivecteur énergie-impulsion du nucléon entrant et sortant. $x + \xi$ et $x - \xi$ étant les fractions d'impulsion longitudinale du nucléon du parton initial et final. $\mathbf{u}(\mathbf{p}_1)$ et $\bar{\mathbf{u}}(\mathbf{p}_2)$ sont les spineurs du nucléon. Le quark interagissant est donc pris au point $\frac{-z}{2}$ en espace-temps pour être remis dans le nucléon au point $\frac{z}{2}$. Comme le montre la matrice de Dirac γ^+ utilisé dans l'élément de matrice, il s'agit d'un nucléon non polarisé. Les GPD H^q et E^q sont donc qualifiées de "non polarisées", car elles résultent d'une somme sur les états d'hélicité des partons ($+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$).

Nous devons aussi définir les variables suivantes :

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2}(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2) \quad \Delta = \mathbf{p}_2 - \mathbf{p}_1 \quad (1.25)$$

$$t = \Delta^2 \quad \xi = -\frac{\Delta^+}{2P^+} \quad (1.26)$$

Nous définissons aussi ϕ^q comme le champ de quark de saveur q . La composante $+$ et $-$ indique la direction dans le cône de lumière suivant la conversion :

$$z^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(z^0 \pm z^3), z_\perp = (z^1, z^2) \quad (1.27)$$

Il est aussi possible de définir deux autres GPD pour paramétriser l'élément de matrice correspondant à un nucléon polarisé longitudinalement utilisant la matrice de Dirac $\gamma^+\gamma^5$:

$$\begin{aligned} \tilde{F}^q &= \frac{1}{2} \int \frac{dz^-}{2\pi} e^{ixP^+ + iz^-} \langle \mathbf{p}_2 | \bar{\phi}^q\left(\frac{-z}{2}\right) \gamma^+ \gamma^5 \phi^q\left(\frac{z}{2}\right) | \mathbf{p}_1 \rangle_{z^+=0, z_\perp=0} \\ &= \frac{1}{2P^+} (\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{p}_2) \gamma^+ \gamma^5 \mathbf{u}(\mathbf{p}_1) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{\mathbf{u}}(\mathbf{p}_2) \frac{i\gamma^5}{2M} \mathbf{u}(\mathbf{p}_1)) \end{aligned} \quad (1.28)$$

Les GPD \tilde{H}^q et \tilde{E}^q sont désignées comme "polarisées", car elles représentent la différence entre les états d'hélicité des partons. À l'échelle du nucléon, les GPD H^q et \tilde{H}^q préservent l'hélicité du nucléon, tandis que les GPDs E^q et \tilde{E}^q impliquent un renversement de l'hélicité du nucléon.

5.2 Domaine de définition

Les distributions que nous avons définies ont un support dans l'intervalle $x, \xi \in [-1, 1]$. Nous pouvons donc distinguer trois régions montrées dans la figure 1.6 :

1. pour $x \in [\xi, 1]$ les deux fractions d'impulsion $x + \xi$ et $x - \xi$ sont positives. Les distributions décrivent l'émission et l'absorption d'un quark.
2. Pour $x \in [-\xi, \xi]$, $x + \xi \geq 0$ mais $x - \xi \leq 0$. La seconde fraction d'impulsion est interprétée comme un antiquark avec une impulsion $\xi - x$ émit depuis le nucléon initial.
3. $x \in [-1, -\xi]$ les deux fractions d'impulsion $x + \xi$ et $x - \xi$ sont négatives. Les distributions décrivent l'émission et l'absorption d'un antiquark avec une impulsion respective de $\xi - x$ et $-\xi - x$.

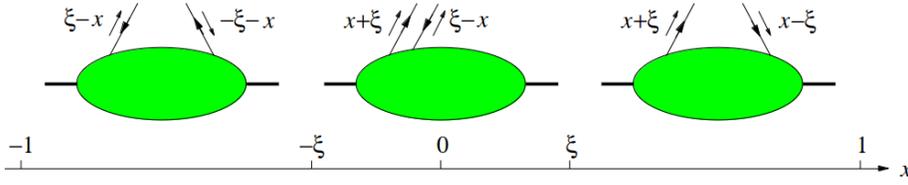


FIG. 1.6 L'interprétation des partons des GPDs dans les trois intervalles de x Figure de [Die03].

Le premier et le troisième cas sont communément appelés régions DGLAP [GL71 ; AP77 ; Dok77] et la seconde région ERL [ER80 ; PB79], suivant le modèle d'évolution de l'échelle de factorisation.

5.3 Propriétés des distributions de partons généralisées

Limite avant et relation avec les PDF

Dans la limite avant ($\xi \rightarrow 0$ et $t \rightarrow 0$), le nucléon a la même configuration d'impulsion et d'hélicité dans son état initial et final ($\langle |p1 \rangle = \langle |p2 \rangle$). Dans cette limite, les GPD se réduisent aux distributions de partons :

$$H^q(x, 0, 0) = q(x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x) \text{ pour } x > 0, \quad (1.29)$$

$$H^q(x, 0, 0) = -\bar{q}(-x), \quad \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta \bar{q}(-x) \text{ pour } x < 0 \quad (1.30)$$

Il n'existe pas de relation similaire pour les quarks ou les gluons pour les distributions E et \tilde{E} dans le nucléon en raison du préfacteur $\frac{\Delta}{2M}$ (qui est nul dans la limite avant). E et \tilde{E} sont de nouvelles fonctions auxquelles nous ne pouvons accéder que dans le cadre de processus exclusifs.

Premier moment des GPD et relation avec les FF

Les FF sont liées au premier moment des GPD en x :

$$\sum_q e_q \int_{-1}^1 dx H^q(x, \xi, t) = F_1(t), \quad \sum_q e_q \int_{-1}^1 dx E^q(x, \xi, t) = F_2(t) \quad (1.31)$$

$$\sum_q e_q \int_{-1}^1 dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = g_A(t), \quad \sum_q e_q \int_{-1}^1 dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = g_P(t) \quad (1.32)$$

où $F_1^q(t)$ et $F_2^q(t)$ sont les FF de Dirac et Pauli, et $g_A^q(t)$ et $g_P^q(t)$ sont les FF axial et pseudoscalaire. e_q est la charge électrique du quark de saveur q . Les FF axiaux et pseudo-scalaires sont définis dans le processus de diffusion élastique où l'on remplace le médiateur du photon virtuel par un boson faible chargé ou neutre, respectivement. Il faut remarquer que les intégrales dans 1.32 sont indépendantes de ξ . C'est une conséquence de l'invariance de Lorentz : l'intégration des éléments de matrice des GPD sur x supprime toute référence à la direction particulière du cône de lumière par rapport à laquelle ξ est défini, de sorte que le résultat est indépendant de ξ .

5.4 Paramètres d'impact et tomographie

Les PDF peuvent être interprétées comme la probabilité de trouver un parton de saveur q portant une fraction x de l'impulsion selon la direction $+$ du nucléon. Comme pour les PDF, les GPD ont une interprétation en termes de probabilité. Dans le cas où $\xi = 0$, la fraction d'impulsion longitudinale du quark touché est la même dans son état initial et final. Par conséquent, le transfert d'impulsion t vers le nucléon a uniquement une composante transversale ($\Delta = \Delta_{\perp}$). Dans cette situation, les conditions requises pour une interprétation probabiliste sont disponibles. La transformation de Fourier de la GPD H par rapport à Δ_{\perp} donne [Bur03] :

$$q(x, \mathbf{b}_{\perp}) = \int \frac{d^2\Delta_{\perp}}{(2\pi)^2} e^{-i\mathbf{b}_{\perp} \cdot \Delta_{\perp}} H^q(x, 0, t = -\Delta_{\perp}^2) \quad (1.33)$$

avec \mathbf{b}_{\perp} la variable conjuguée de la différence d'impulsion transverse Δ_{\perp} . Cette variable conjuguée peut être interprétée comme la distance entre le parton et le centre de l'impulsion $+$ du nucléon.

La distribution du paramètre d'impact (Équation (1.33)) peut être interprété comme la probabilité de trouver un parton de saveur q portant une fraction x de l'impulsion selon la direction $+$, de n'importe quelle hélicité, à une distance \mathbf{b}_{\perp} du centre du nucléon. Les GPD permettent, dans ce cas, de connaître la corrélation entre le moment longitudinal du parton et sa position dans le plan transverse à la direction du nucléon. Cette interprétation a été étendue à $\xi \neq 0$ par M. Diehl [Die02]. Pour des valeurs de ξ non nulles, cela sonde les distributions des partons lorsque le proton initial est décalé par rapport au proton final dans le plan transverse [MMC11].

5.5 Modèles de GPD

Il est difficile de calculer les GPD directement depuis le lagrangien de la QCD. Depuis quelques années la QCD sur réseau a tenté de faire cela, mais c'est seulement récemment que des résultats intéressants sont apparus. Il est donc important de modéliser les GPD.

Une possibilité est d'utiliser les doubles distributions (DD). Elles ont été initialement introduites par Radyushkin [Rad98 ; Rad99] et Muller [MRG94]. Elles offrent une ligne directrice pour paramétrer la dépendance en (x, ξ) des GPD qui satisfait automatiquement les relations de polynomialité. L'idée des DD est de découpler le moment longitudinal transféré (Δ) du moment initial du nucléon P . La dépendance en t peut être obtenue en paramétrisant celles-ci par un ansatz "à la Regge", le choix fait pour le modèle VGG [VGG98 ; VGG99 ; GPR05 ; GPV01].

Nous pouvons aussi utiliser la paramétrisation de Mellin-Barnes des GPD décrite dans les travaux de [KM10 ; MS06]. La méthode est basée sur la réalisation d'une expansion en ondes partielles des GPD. Dans ce cadre, nous obtenons une représentation des distributions de partons comme une série infinie d'échanges dans le canal t .

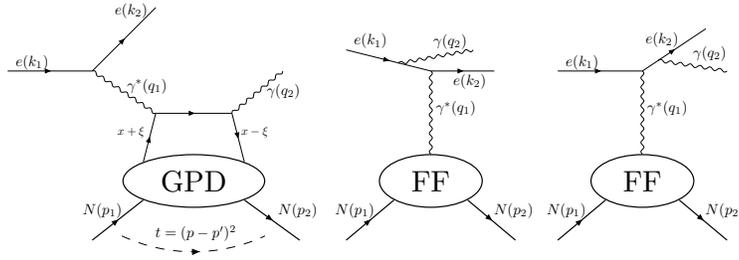


FIG. 1.7 Diagramme de la contribution du DVCS à gauche, et de Bethe-Heitler (au milieu et à droite) à l'électroproduction du photon $ep \rightarrow e'p'\gamma$.

6 Diffusion Compton profondément virtuelle et accès expérimental aux GPD

Le processus le plus simple et le plus prometteur permettant de mesurer les GPD est la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS). Ce processus consiste en la production d'un photon réel lors de la diffusion d'un électron sur un nucléon. L'état final contient l'électron diffusé, le nucléon avec une impulsion modifiée et un photon réel. Le processus a la topologie suivante :

$$e + p \rightarrow e' + p' + \gamma \quad (1.34)$$

Le canal DVCS n'est pas le seul processus avec cette topologie. Le processus Bethe-Heitler partage le même état final. Dans ce processus le photon réel est émis par l'un des électrons, comme illustré dans les diagrammes de la Figure 1.7.

6.1 Section efficace et cinématique

Étant donné que les états initiaux et finaux du DVCS et du processus Bethe-Heitler sont indiscernables, les deux processus interagissent et la section efficace différentielle mesurée expérimentalement consiste en la somme cohérente des amplitudes des deux réactions. Nous utilisons ici les mêmes notations que pour la diffusion élastique et inélastique. Nous rappelons ici les variables cinématiques :

$$q_1 = k_1 - k_2, \quad Q^2 = -q_1^2 > 0, \quad x_B = \frac{Q^2}{2p_1 \cdot q_1} \quad (1.35)$$

Nous rajoutons aussi les définitions suivantes :

$$y = \frac{p_1 \cdot q_1}{p_1 \cdot q_1}, \quad \epsilon = 2x_B \frac{M_p}{Q}, \quad \xi = \frac{(p_1 - p_2) \cdot (q_1 + q_2)}{(p_1 + p_2) \cdot (q_1 + q_2)} \approx \frac{x_B}{2 - x_B} \quad (1.36)$$

La section efficace différentielle s'exprime alors :

$$\frac{d^4\sigma}{dx_B dt dQ^2 d\phi_h} = \frac{\alpha_{em}^3 x_B y^2}{8\pi^2 Q^4 \sqrt{1 + \epsilon^2}} \frac{1}{e^6} (|\mathcal{T}_{BH}|^2 + |\mathcal{T}_{DVCS}|^2 + \mathcal{J}) \quad (1.37)$$

avec e la charge de l'électron diffusé et le terme d'interférence \mathcal{J} étant :

$$\mathcal{J} = \mathcal{T}_{\text{DVCS}} \mathcal{T}_{\text{BH}}^* + \mathcal{T}_{\text{DVCS}}^* \mathcal{T}_{\text{BH}} \quad (1.38)$$

où ϕ_h est l'angle azimutal entre les plans leptonique et hadronique (Section 6.1). Dans le formalisme de Mueller et Belitsky les trois termes $|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2$, $|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2$ et \mathcal{J} sont exprimés en tant que développement harmonique en fonction de l'angle azimutal ϕ_h [BMK02] :

$$|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2 = \frac{e^6}{\mathbf{y}^2 \chi_B^2 (1 + 4\chi_B^2 M^2/Q^2)^2 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ c_0^{\text{BH}} + \sum_1^2 c_n^{\text{BH}} \cos(n\phi) + s_1^{\text{BH}} \sin(\phi) \right\} \quad (1.39)$$

$$|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2 = \frac{e^6}{\mathbf{y}^2 Q^2} \left\{ c_0^{\text{DVCS}} + \sum_{n=1}^2 [c_n^{\text{DVCS}} \cos(n\phi) + s_n^{\text{DVCS}} \sin(n\phi)] \right\} \quad (1.40)$$

$$\mathcal{J} = \frac{\pm e^6}{\chi_{\text{Bj}} \mathbf{y}^3 t \mathcal{P}_1(\phi) \mathcal{P}_2(\phi)} \left\{ c_0^{\text{I}} + \sum_{n=1}^3 [c_n^{\text{I}} \cos(n\phi) + s_n^{\text{I}} \sin(n\phi)] \right\}, \quad (1.41)$$

L'amplitude au carré $|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2$ est supprimée par rapport à $|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2$ par un facteur $\frac{1}{1-\epsilon}$. Le rapport ϵ des flux de photons virtuels longitudinalement et transversalement polarisés peut s'exprimer en fonction de \mathbf{y} :

$$\epsilon = \frac{1 - \mathbf{y}}{1 - \mathbf{y} + \frac{\mathbf{y}^2}{2}} \quad (1.42)$$

Il peut être montré à partir de cette relation que le Bethe-Heiter est dominant, sauf aux grandes valeurs de \mathbf{y} .

Le calcul de toutes les observables associées au DVCS et pouvant être obtenues à partir des sections efficaces pour lesquelles le faisceau ou la cible sont polarisés, et pour lesquelles la charge du faisceau d'électrons est positive ou négative, sont détaillés dans la revue [BR05].

6.2 Facteurs de forme de Compton

Les quatre GPD ($H, \tilde{H}, E, \tilde{E}$) dépendent de trois variables x, t et ξ , mais uniquement ξ et t sont accessibles expérimentalement dans le DVCS. La section efficace DVCS, qui fournit des informations sur la structure des partons des nucléons, dépend indirectement des GPD. Au lieu des GPD, la section efficace est paramétrée en termes des facteurs de formes de Compton (CFF). Ces CFF entrent linéairement dans le terme d'interférence BH-DVCS et quadratiquement dans le terme DVCS. Au premier ordre, ils sont exprimés comme des convolutions de GPD avec des fonctions

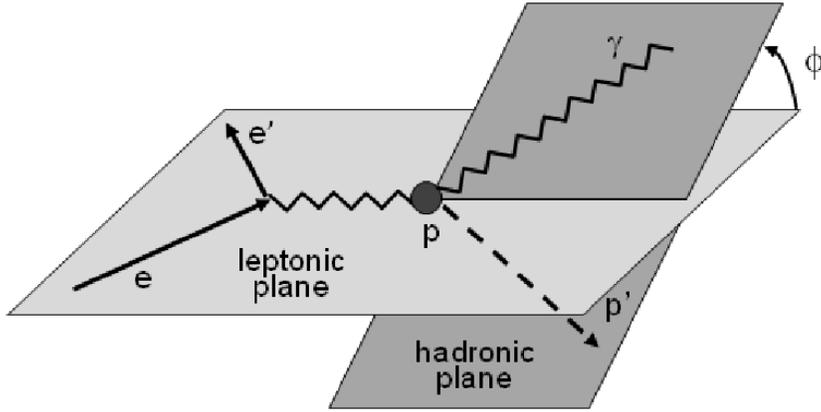


FIG. 1.8 Illustration 3D des plans leptonic et hadronic pour le DVCS, où est ϕ_h l'angle séparant les deux plans.

de coefficient grâce au théorème de factorisation. Le CFF \mathcal{H} associée à la GPD H peut être exprimé comme :

$$\mathcal{H}(\xi, t, Q^2) = \int_{-1}^1 \frac{dx}{\xi} \sum_{a=g,u,d,\dots} C^a \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu_F^2}, \alpha_s(\mu_F^2) \right) H^a(x, \xi, t, \mu_F^2) \quad (1.43)$$

Nous pouvons donc obtenir la partie réelle et imaginaire du CFF \mathcal{H} :

$$\text{Re}(\mathcal{H}(\xi, t)) = \mathcal{P} \int_{-1}^1 dx \sum_{q=u,d,\dots} e_q^2 \left(\frac{1}{\xi - x} - \frac{1}{\xi + x} H^q(x, \xi, t) \right) \quad (1.44)$$

$$\text{Im}(\mathcal{H}(\xi, t)) = \pi \sum_{q=u,d,\dots} e_q^2 [H^q(x = \xi, \xi, t) - H^q(x = -\xi, \xi, t)] \quad (1.45)$$

Les CFF ne dépendent que de ξ (ou de manière équivalente de x_B) et de t , et sont les quantités qui peuvent être extraites des expériences de DVCS par des ajustements aux données. À ce jour, la relation entre les GPDs et les CFF reste un domaine très étudié dans lequel nous tentons de résoudre le problème de déconvolution des GPDs à partir des CFFs [GMV13 ; Mou09 ; Gui08].

6.3 Observables expérimentales

Pour accéder aux CFF, les collaborations expérimentales mesurent soit la section efficace, totale ou différentielle, ou les asymétries. Ces dernières sont définies comme le rapport des sections efficaces et offrent un avantage expérimental, certaines incertitudes systématiques liées à la normalisation de la section efficace sont annulées dues au rapport. Par exemple, l'asymétrie du spin du faisceau (BSA) mesuré pour un faisceau d'électrons longitudinalement polarisé et un hadron non polarisé est définie

comme :

$$A_{LU}^-(x_B, t, Q^2, \phi_h) = \frac{d^4\sigma^{\rightarrow,-}(x_B, t, Q^2, \phi_h) - d^4\sigma^{\leftarrow,-}(x_B, t, Q^2, \phi_h)}{d^4\sigma^{\rightarrow,-}(x_B, t, Q^2, \phi_h) + d^4\sigma^{\leftarrow,-}(x_B, t, Q^2, \phi_h)} \quad (1.46)$$

L'exposant $-$ indique que l'asymétrie est mesurée avec un faisceau de leptons négatifs, l'indice LU caractérise, la polarisation du faisceau (L pour longitudinale) et de la cible (U pour non polarisé). L'exposant \rightarrow, \leftarrow indique l'hélicité du faisceau.

Il est possible de décomposer l'asymétrie en harmonique de Fourier :

$$A_{LU}^{-,\cos n\phi_h} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_h \cos(n\phi_h) \quad (1.47)$$

$$A_{LU}^{-,\sin n\phi_h} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\phi_h \sin(n\phi_h) \quad (1.48)$$

La paramétrisation en termes de CFFs de la contribution de l'interférence BH-DVCS à $A_{LU}^{-,\sin n\phi_h}$ peut être exprimée comme suit :

$$A_{LU,j}^{-,\sin n\phi_h} \propto \text{Im} \left[F_1 \mathcal{H} + \xi (F_1 + F_2) \tilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M^2} F_2 \mathcal{E} \right] \quad (1.49)$$

Différentes observables - y compris différentes harmoniques de Fourier de la même asymétrie - sont sensibles à différentes combinaisons de CFF et fournissent donc différentes méthodes pour extraire les CFF des données expérimentales. Les références [KMP08; Mou09; KMM14] présentent des extractions des CFF avec différentes techniques d'ajustement.

Accès au moment angulaire total des quarks

À la fin des années 1990, Ji [Ji97] a dérivé une règle de somme qui relie, dans la limite avant ($t \rightarrow 0$), le deuxième moment en x des GPD H et E au moment angulaire total (spin + orbital) porté par les quarks J_q :

$$J_q = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} x [H^q(x, \xi, t=0) + E^q(x, \xi, t=0)] dx \quad (1.50)$$

Comme le montre l'Équation (1.23) le moment angulaire total des quarks peut être décomposé comme suit : $J_q = \sum_q (S_q + L_q)$, où L_q est le moment angulaire orbital des quarks et S_q est la contribution du spin intrinsèque du quark au spin du nucléon. Cette dernière partie est mesurée en utilisant le DIS polarisée. Comme expliqué précédemment, nous avons constaté que près de 30% du spin du nucléon provient du spin des quarks [MT08]. Par conséquent, si nous pouvons extraire les deuxièmes moments des GPD, cette règle de somme permettra d'accéder expérimentalement, pour la première fois, à la contribution du moment angulaire orbital des quarks au spin du nucléon.

Ainsi, l'extraction des GPD H et E est importante afin d'avoir une meilleure compréhension de la contribution du moment angulaire des quarks. La GPD H

est déjà bien connue, car elle est la contribution dominante aux observables déjà mesurée sur le proton, comme l'asymétrie du spin du faisceau. La GPD E est la moins bien connue, car elle est accessible uniquement avec une cible de proton avec une polarisation transverse ou avec une cible de neutron. Les cibles de protons polarisés transversalement sont notoirement difficiles à développer. Tandis qu'il n'existe pas de cible de neutron libre, il est nécessaire d'utiliser une cible nucléaire pour accéder aux neutrons. Cela implique des effets nucléaires à prendre en compte ainsi qu'une contamination provenant des protons du noyau.

7 Expérience de DVCS sur le neutron

Un effort mondial est essentiel pour mesurer les observables du DVCS, tel que l'asymétrie et la section efficace. Bien que le DVCS constitue la réaction la plus directe pour obtenir des données sur les GPD, l'extraction de ces données demeure complexe. Cette difficulté est principalement attribuable à la tridimensionnalité des GPD, exigeant l'utilisation de diverses énergies de faisceaux et configurations de détecteurs. Ces exigences sont cruciales pour explorer un vaste domaine de l'espace de phase en x , Q^2 et t . La figure Figure 1.9 illustre les domaines cinématiques couverts par les expériences actuelles, passées et futures visant à mesurer les observables du DVCS.

Pour cette raison, un programme à long terme a été établi afin de recueillir des données sur les GPD à divers points cinématiques, nécessitant un vaste effort expérimental. Ce travail est principalement accompli par trois installations : HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) avec les collaborations H1 [AAA01a ; Col05 ; AAA08a], ZEUS [CDK03 ; Col09] et HERMES [AAA01b ; AAA07 ; AAA08b] à DESY, Allemagne, l'expérience COMPASS [GL20] au CERN en Suisse, et le CEBAF à JLab aux États-Unis. Une revue des résultats de DVCS et de leur configuration expérimentale est présentée dans les références [dNR16 ; KLM16].

Dans ce chapitre, nous passerons en revue les expériences de DVCS sur le neutron. Toutes ces expériences ont eu lieu au Jefferson Lab à Newport News, en Virginie. Il est le lieu d'opération du CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility), qui comprend quatre halls expérimentaux : A, B, C, et D. Les spécificités de l'équipement du Hall-B seront exposées dans le chapitre 2.

7.1 Hall-A

Le Hall-A est équipé de deux spectromètres à bras couvrant des valeurs modérées de $Q^2 \propto 2 \text{ GeV}^2$ et centré autour de x_B approximativement égal à 0,3, ce qui correspond à la région des quarks de valence [DAA15]. La luminosité typique du Hall-A est de $10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Les sections efficaces polarisées et non polarisées mesurées dans le Hall-A ont indiqué la validité de la factorisation et de l'hypothèse de dominance du twist principal, même à des Q^2 relativement bas (autour de 1-2 GeV^2) [CCM06]. L'expérience E03-106 [MCC07 ; BHS03] était une expérience exploratrice pour le

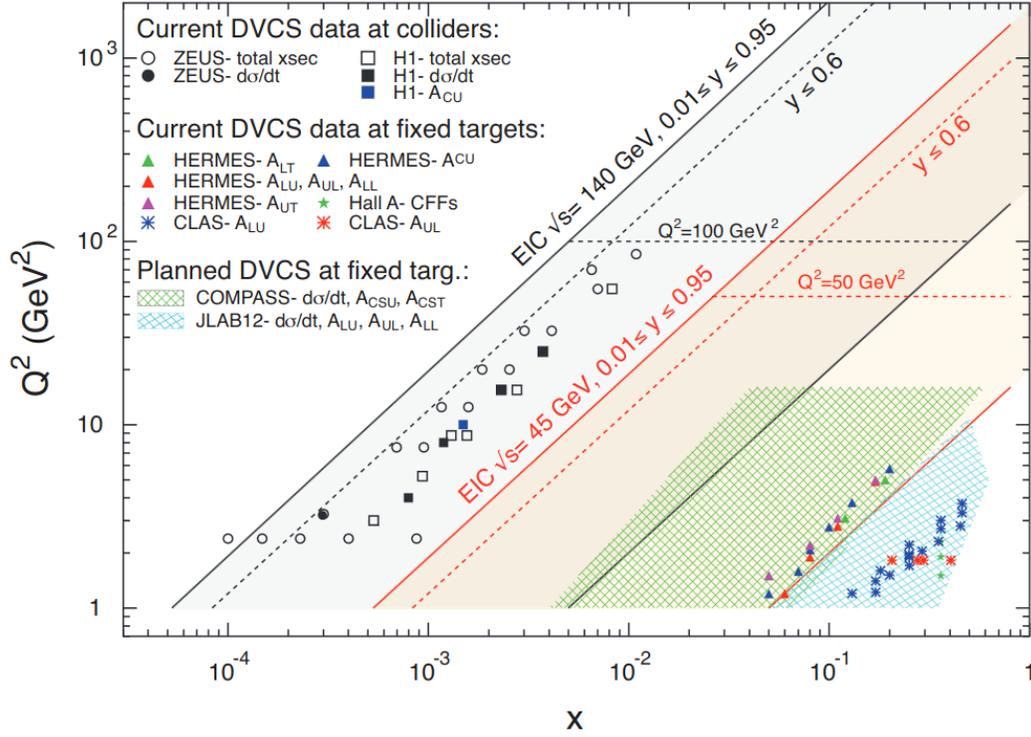


FIG. 1.9 Les régimes cinématiques des installations pouvant mesurer le DVCS. Figure extraite de [AAA16]. Les régions grises et havane montrent la portée en x et Q^2 d'un collisionneur électron-ion pour différentes énergies du centre de masse. Ici, x doit être compris comme la variable de Bjorken- x et non comme la variable x des GPD.

DVCS sur le neutron avec un faisceau d'électrons $E_{\text{Beam}} = 5.75 \text{ GeV}$, $Q^2 = 1.91 \text{ GeV}^2$ et $x_B = 0.36$ en utilisant une cible de deutérium liquide.

Cette expérience n'a mesuré que l'électron diffusé et le photon réel. La méthode utilisée pour extraire la section efficace pour l'électroproduction de photons sur une cible de deutérium est de la décomposer en contributions cohérentes $d(e, e'\gamma)d$ et incohérentes $p(e, e'\gamma)p$ et $n(e, e'\gamma)n$:

$$D(e, e'\gamma)X = d(e, e'\gamma)d + n(e, e'\gamma)n + p(e, e'\gamma)p + \dots \quad (1.51)$$

où les canaux de production de mésons contribuent également en tant que bruit de fond. Les sections efficaces sont obtenues avec la soustraction des contributions du proton déduit à partir des mesures sur une cible d'hydrogène liquide et du deutérium cohérent.

Cette expérience a permis l'extraction de la dépendance en t de la partie imaginaire du coefficient $\text{Im}(\mathcal{C}_{n,d})$ du neutron et du deutérium. Les données expérimentales, principalement sensibles à la GPD E , se sont révélées compatibles avec zéro. Néanmoins, cette expérience a fourni la première contrainte expérimentale sur la paramétrisation de la GPD E et sur les moments angulaires J_u et J_d des quarks u et d .

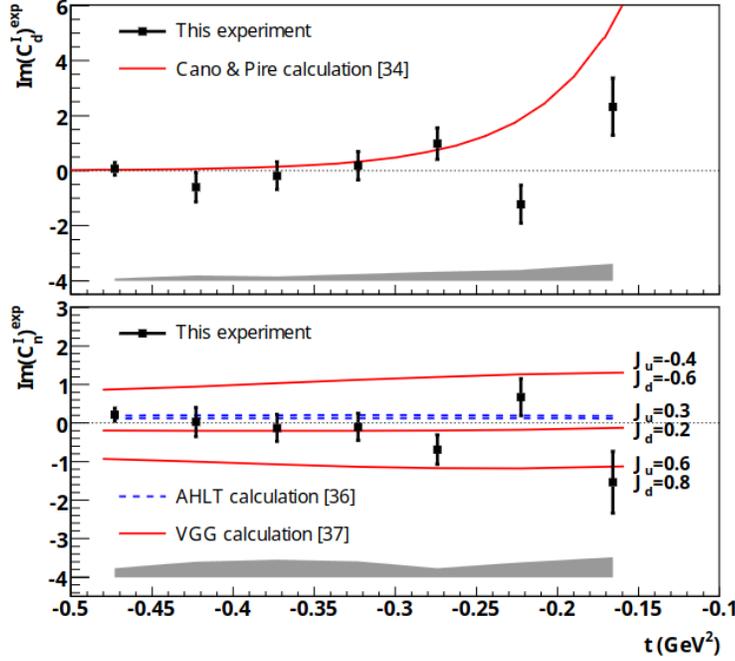


FIG. 1.10 Les résultats de l'expérience E03-106 [MCC07]. La dépendance en t des moments extraits de $\sin(\phi_h)$ pour le DVCS cohérent avec le deutérium (panneau supérieur) et le DVCS incohérent avec le neutron (panneau inférieur). Les barres d'erreur représentent les incertitudes statistiques, et les bandes ombrées indiquent les incertitudes systématiques.

L'expérience E08-025 [MBG07 ; BDM20 ; BM19], est la seconde expérience DVCS sur le neutron, réalisée à JLab en 2010 dans le Hall-A. L'objectif de cette expérience est d'extraire les sections efficaces du DVCS sur le neutron. Les données ont été prises à $Q^2 = 1.75 \text{ GeV}^2$ et $x_B = 0.36$ fixes et à deux énergies de faisceau $E_{\text{Beam}} = 4.45 \text{ GeV}$ et 5.54 GeV afin de permettre la séparation du terme DVCS et de l'interférence. Le DVCS sur le neutron est déduit en soustrayant les données prises sur des cibles d'hydrogène liquide (LH_2) et de deutérium liquide (LD_2). L'électron diffusé est détecté dans un spectromètre à haute résolution (Left-HRS) en coïncidence avec le photon DVCS détecté dans un calorimètre électromagnétique. Le nucléon de recul est identifié avec la technique de la masse manquante. Les cibles sont alternées quotidiennement pour minimiser les erreurs systématiques. Dans Figure 1.11 sont présentées les sections efficaces dépendantes de ϕ_h pour les deux énergies du faisceau et pour tous les intervalles de t extraits par cette expérience.

Une extraction des CFF dépendant de la saveur du quark a aussi été réalisée avec les mêmes données. Dans la Figure 1.12 nous présentons cette extraction pour les CFF conservant l'hélicité H_{++} , \bar{H}_{++} et E_{++} ainsi qu'une comparaison avec un modèle de GPD.

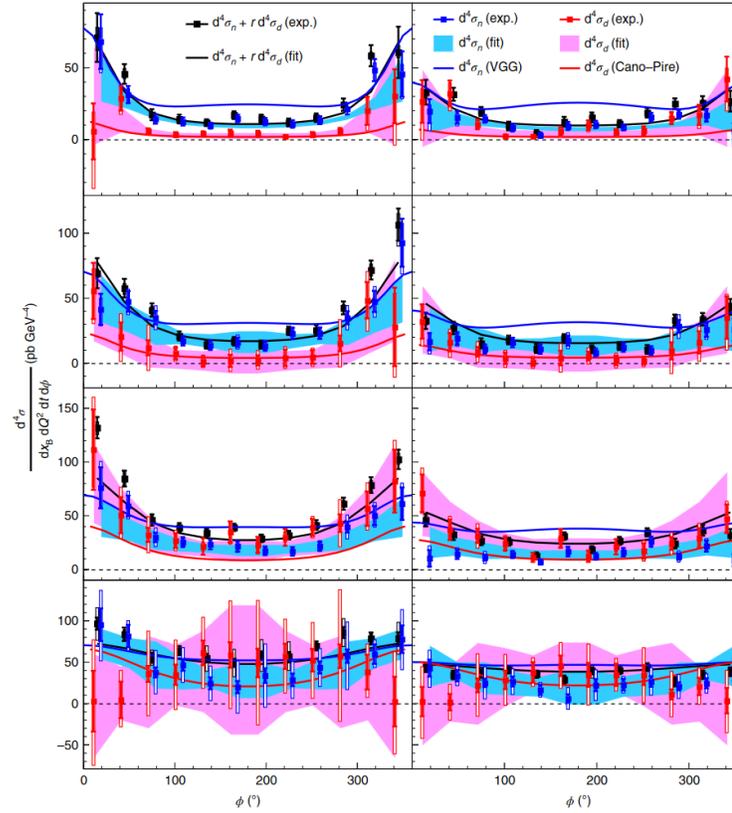


FIG. 1.11 Les résultats de l'expérience E08-025 [BDM20]. Les points noirs représentent la somme des sections efficaces du neutron et du deutérium cohérent. Les barres d'erreur indiquent l'incertitude statistique standard, et les encadrés autour des points montrent l'incertitude systématique standard totale. Les points bleus (rouges) représentent la contribution du neutron (du deutérium cohérent), avec ses incertitudes statistiques (barres) et systématiques (encadrés). Les bandes bleues et magenta représentent les contributions du neutron et du deutérium cohérent, respectivement, avec les erreurs systématiques et statistiques du fit ajoutées de manière quadratique. Les résultats correspondent à $x_B = 0.36$ pour le neutron et $x_B = 0.18$ pour le deutérium cohérent à $E = 4.45$ GeV (à gauche) et $E = 5.55$ GeV (à droite). De haut en bas, le transfert au carré correspond à $-t = 0.40, 0.32, 0.25$ et 0.18 GeV² pour le neutron et $-t = 0.3, 0.26, 0.20$ et 0.15 GeV² pour le deutérium. Les lignes bleues et rouges solides représentent les calculs théoriques pour le neutron et le deutérium cohérent, respectivement.

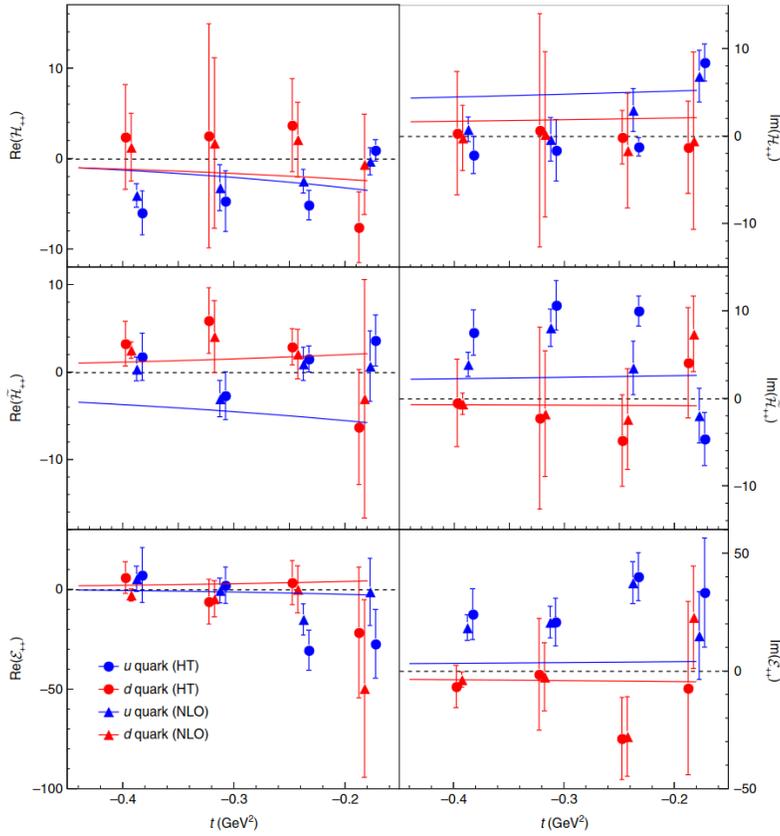


FIG. 1.12 Séparation de la saveur des CFF dépendant de l'hélicité réalisée avec l'expérience E08-025 [BDM20]. Les points représentent les parties réelles et imaginaires des CFF conservant l'hélicité pour les quarks u et d. Les barres d'erreur correspondent à 1 écart-type et prennent en compte les incertitudes statistiques et systématiques des sections efficaces ajustées. Les lignes continues présentent les prédictions d'un modèle.

7.2 Hall-B

Le Hall-B abritait le spectromètre CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer), ainsi que maintenant sa version mise à jour, CLAS12. Ce nouveau spectromètre, caractérisé par leur grande acceptation angulaire, fonctionne néanmoins à une luminosité inférieure comparée aux détecteurs situés dans les Halls A et C. Ils sont conçus pour explorer des valeurs modérées de Q^2 (de 1 à 5 GeV²) et couvrir un vaste intervalle de valeurs pour x_B (de 0.1 à 0.7). La collaboration CLAS a publié des résultats incluant à la fois des asymétries et des sections efficaces en fonction de ϕ_h pour le proton [JGA15].

La première expérience sur le neutron dans le Hall-B a été réalisée récemment. Il s'agit d'une extraction d'asymétries A_{LU} pour une cible de deutérium liquide avec la détection du neutron dans un nouveau détecteur. La réaction étudiée est donc

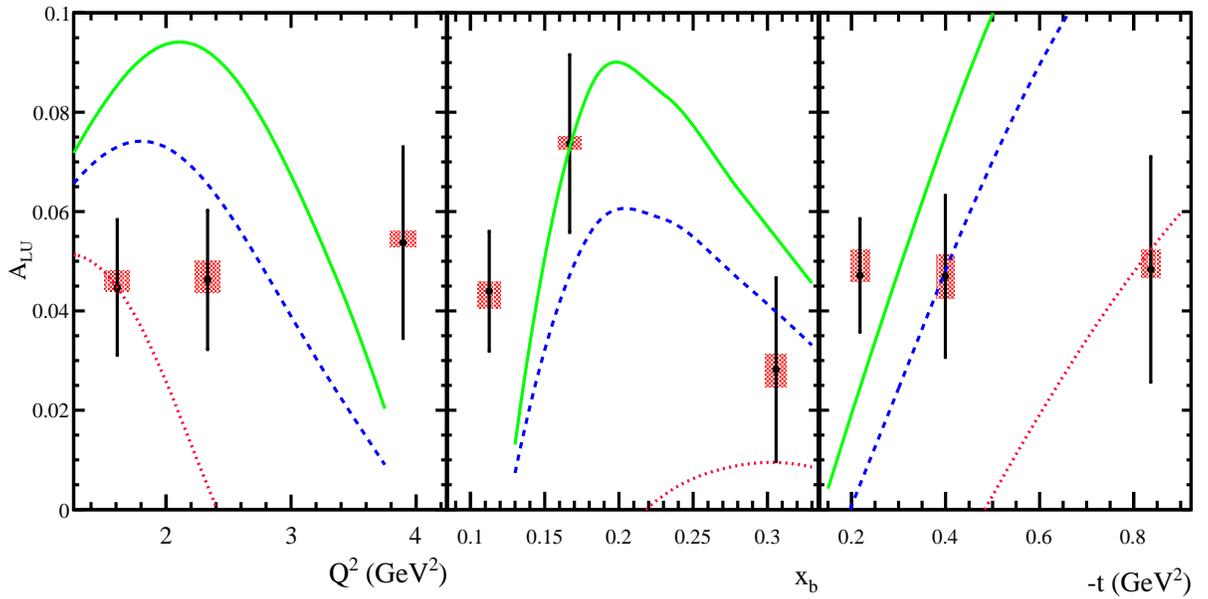


FIG. 1.13 Asymétrie à 90° en fonction Q^2 , t et x_B pour la première expérience de DVCS sur le neutron dans le Hall-B.

$ed \rightarrow e\gamma n$, le proton spectateur n'est donc pas détecté. Cela implique que les effets nucléaires du deutérium doivent être pris en compte. Les résultats préliminaires sont montrés sur la Figure 1.13. Les asymétries trouvées sont de l'ordre de 5%, plus petit que celle sur le proton [HN24].

Avec ces données sur proton et neutron, une séparation des CFF H et E dépendant de la saveur du quark a aussi été réalisée grâce au *machine learning*. Les résultats de cette extraction sont présentés dans la Figure 1.14 [CKS20].

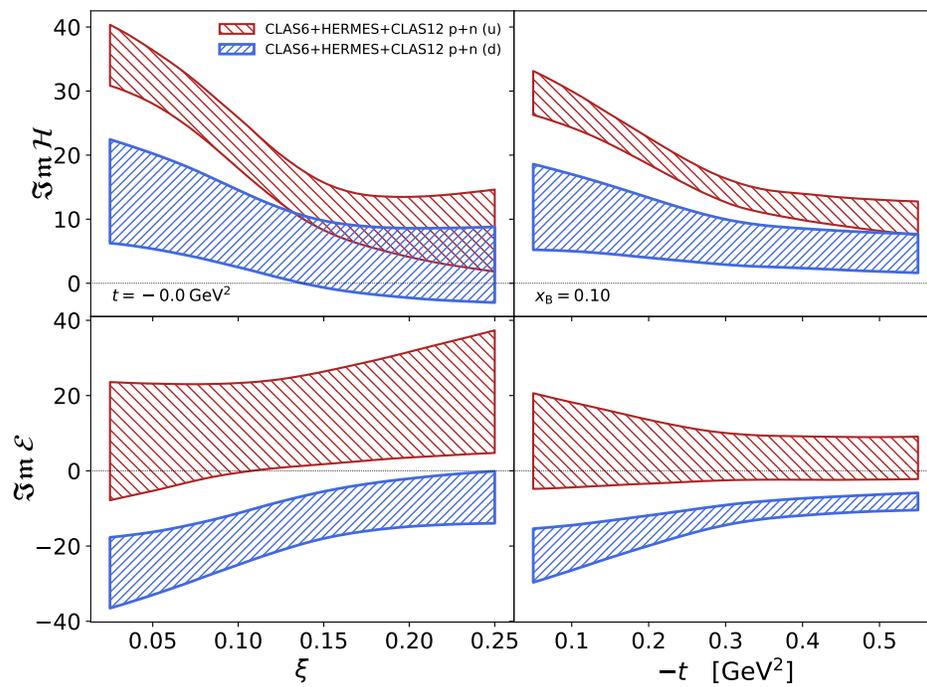


FIG. 1.14 Séparation des CFF H et E pour les quarks u et d effectués par M. Cuic et K. Kumericki avec le modèle indiqué dans la référence [CKS20].

CHAPITRE



DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	29
2	Jefferson Lab et l'accélérateur CEBAF	30
	2.1 Source d'électron et injection	31
	2.2 Accélération des électrons	31
3	Hall-B et CLAS12	32
	3.1 Aimants toroïdal et solénoïde	33
	3.2 Détecteurs avant	33
	3.3 Détecteurs centraux (RTPC BONuS12)	38
	3.4 Cible gazeuse	42
	3.5 Mesure de la polarisation du faisceau	42

1 Introduction

C E chapitre se concentre sur la présentation du dispositif expérimental utilisé durant l'expérience BONuS12 [WAD]. Cette expérience a été menée au laboratoire Thomas Jefferson National Accelerator Facility, plus communément appelé Jefferson Lab (JLab), dans le Hall-B, durant l'été 2020 sur une période de 49 jours. L'objectif principal de cette expérience est de déterminer la fonction de structure F_2 du neutron quasi libre à large x -Bjorken grâce à la diffusion inélastique inclusive sur une cible de deutérium et la détection du proton spectateur avec la technique du *tagging*. En plus, une proposition a été ajoutée pour la mesure du DVCS sur le neutron avec la détection du proton spectateur [HAB19].

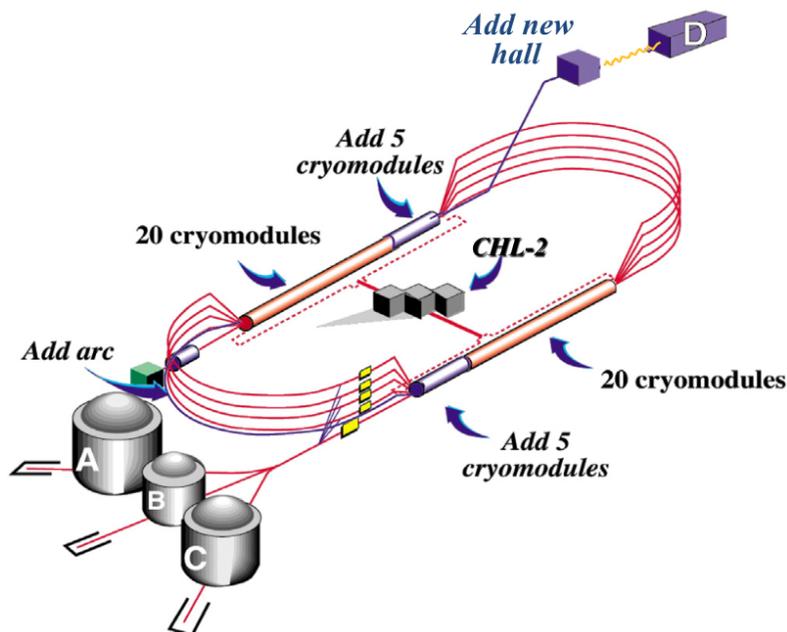


FIG. 2.1 Schéma de l'accélérateur CEBAF. L'image originale a été prise de [BEA20].

Le Jefferson Lab est un laboratoire de recherche national établi à Newport News, en Virginie, sur la côte Est des États-Unis. Son programme de recherche repose sur le CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility [LDK01]), un accélérateur d'électrons polarisés fournissant un flux continu de haute intensité à quatre halls d'expérimentation. Chaque hall est dédié à un programme de physique spécifique et possède ses propres détecteurs. Les Hall-A et Hall-C sont orientés vers des expériences de haute précision avec une luminosité élevée, mais une acceptation faible, en utilisant deux spectromètres à haute résolution [DEE12]. Le Hall-D, le plus récent, se concentre sur la spectroscopie des hadrons et des mésons ainsi que la recherche de mésons exotiques en utilisant un faisceau de photons secondaires avec le détecteur GlueX [Col06]. Le Hall-B [BEA20], quant à lui, abrite un détecteur à grande acceptation et a accueilli l'expérience BONuS12.

2 Jefferson Lab et l'accélérateur CEBAF

L'installation centrale du Jefferson Lab est le CEBAF, représenté dans la Figure 2.1. Il délivre, en simultané pour les quatre halls, un faisceau continu d'électrons polarisés longitudinalement avec une énergie jusqu'à 12 GeV pour le hall D et 11 GeV [RT10] pour les trois autres.

2.1 Source d'électron et injection

Les électrons du faisceau sont produits au niveau de l'injecteur aussi appelé canon à électrons, où quatre lasers avec une longueur d'onde de 780 nm polarisés circulairement (un pour chaque hall) effectuent un pompage optique sur un semi-conducteur d'arséniure de gallium dopé au phosphore (GaAsP) [ACG10].

Les électrons sont accélérés sous l'effet d'une différence de potentiel appliqué entre le cristal de GaAsPet la cathode de 130 keV. La polarisation des lasers permet d'obtenir des électrons avec une polarisation au delà de 80 % [FGH22]. La direction de cette polarisation peut être inversée en changeant l'hélicité des lasers du pompage. Ce changement est réalisé grâce à une lame à retard contrôlée avec la tension, lorsque le signe de la tension appliquée à cette lame est inversé, l'hélicité du photon traversant la lame est également inversée. Cette tension est changée à une fréquence de 960.02 Hz, limitant les incertitudes systématiques en changeant fréquemment la direction de la polarisation. Les lasers fonctionnent à 250 MHz avec un déphasage individuel de 120° afin de distinguer chaque paquet d'électrons dans le faisceau destiné à chaque hall. La puissance de chaque laser peut être contrôlée individuellement, afin de permet à chaque hall d'avoir sa propre valeur de courant.

Le faisceau initial d'électrons de 130 keV, traverse un ensemble d'aimants pour contrôler le spin, suivi d'un dispositif de groupage et de découpage pour garantir une bonne séparation entre les différents halls. Ensuite, le faisceau passe à travers un ensemble de cryomodules pour atteindre les 123 MeV [WHK15]. Le faisceau d'électrons est ensuite envoyé dans le LINAC Nord et accéléré par les deux LINAC.

2.2 Accélération des électrons

Le CEBAF comprend deux accélérateurs LINAC parallèles de 240 mètres chacun, avec 25 cryomodules chacun. Chaque cryomodule se divise en 8 cavités radiofréquences supraconductrices où un champ électromagnétique en phase sur celui de l'injecteur accélère les électrons et assure leur séparation en paquets distincts. Les champs RF à l'intérieur de la cavité créent des gradients de champ électrique qui attirent et accélèrent les électrons lorsqu'ils la traversent. Les cavités elles-mêmes sont fabriquées en niobium et maintenues à 2 K. Grâce aux cavités supraconductrices, les électrons peuvent être continuellement accélérés sans nécessiter de pause pour les refroidir. Les LINAC sont connectés par des arcs de recirculation aux extrémités, utilisant un champ magnétique horizontal constant, mais différent pour chaque arc, pour faire faire un demi-tour aux électrons.

Les électrons peuvent recirculés jusqu'à 5 fois dans les LINAC. Chaque tour du faisceau dans l'accélérateur utilise un arc de recirculation distinct. Comme l'accélérateur CEBAF est capable de faire sortir le faisceau à n'importe quel tour, il est capable de fournir aux Halls expérimentaux 5 énergies de faisceau différentes. L'énergie maximale du faisceau d'électrons délivrée dans les Halls A, B et C est de 11 GeV, elle est atteinte après cinq tours dans l'accélérateur. Ensuite, le faisceau est séparé par deux séparateurs fonctionnant respectivement à 750 MHz et 500 MHz pour fournir à chacun des trois halls un faisceau d'électrons de 250 MHz (un paquet toutes les 4 ns).

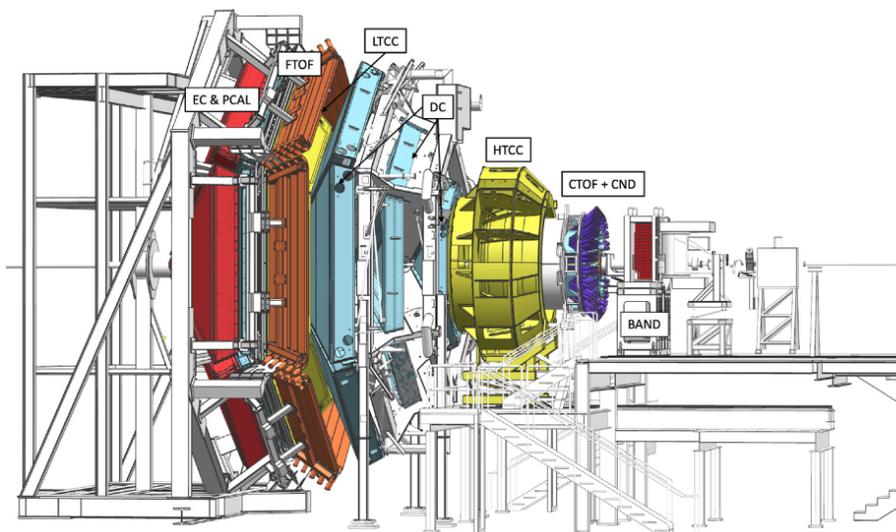


FIG. 2.2 Schéma du détecteur CLAS12. L'image originale a été prise de [BEA20]

Pour le hall D, l'énergie maximale est de 12 GeV après 5,5 tours. La référence [Kaz13] donne plus de détail sur la structure du faisceau.

3 Hall-B et CLAS12

Le détecteur CLAS12 se situe dans le Hall-B. Ce détecteur est un spectromètre à large acceptation permettant de mesurer des processus exclusif et inclusif dans un large espace de phase. Le détecteur CLAS12 est l'évolution du premier détecteur utilisé dans le Hall-B, nommé CLAS pour *CEBAF large acceptance spectrometer*. Une partie des sous-détecteurs de CLAS ont été réutilisés dans CLAS12.

Le détecteur CLAS12 (Figure 2.2) peut être séparé en deux parties, la partie avant appelée *forward detector* (FD) et la partie centrale dénommée *central detector* (CD). La partie avant est utilisée pour détecter des particules avec un angle polaire entre $2,5^\circ$ et 35° par rapport au faisceau. Elle est constituée du *high threshold cherenkov counter* (HTCC) [SBB20], du *low threshold cherenkov counter* (LTCC) [UAA20], du *ring imaging cherenkov detector* (RICH) [CKM20], du *forward time-of-flight* (FTOF) [CCD20], de la *drift chamber* (DC) [MAB20], et du *electromagnetic calorimeter* (ECAL) [ACC20].

Dans le cadre de l'expérience BONuS12 la partie centrale du détecteur est composée de la RTPC BONuS12, le *forward micromegas tracker* (FMT) [AAA20a] et le *central neutron detector* (CND) [CBH20]. En revanche, le *backward angle neutron detector* (BAND) [SHS20], le CVT formé par le *barrel micromegas tracker* (BMT) [AAA20b] et le *silicon vertex tracker* [ABB20] n'a pas été installé.

La luminosité nominale de CLAS12 est de $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit un ordre de grandeur supérieur à la luminosité du précédent détecteur BONuS.

3.1 Aimants toroïdal et solénoïde

Les deux aimants supraconducteurs de forme toroïdale et solénoïdale [FBB20], plus couramment appelé Torus et Solénoïde, ont pour but de fournir un champ magnétique qui courbe les particules chargées afin de permettre une reconstruction précise de l'impulsion grâce aux détecteurs permettant le suivi des particules.

L'aimant solénoïde est composé de quatre bobines cylindriques supraconductrices, chacune de 3704 spires, et fonctionne à un champ allant jusqu'à 5T le long de la direction du faisceau d'électrons. Il courbe la trajectoire des particules chargées dans la région du détecteur central, où se trouvent la RTPC et le CND. Il sert aussi à protéger le détecteur central et avant des électrons de Møller, qui résultent de collisions électron-électron, en les dirigeant vers le centre de la ligne de faisceaux et vers un bouclier conique en tungstène (le « cône de Møller »). Au cours de BONuS12, le solénoïde a fonctionné avec des champs compris entre 3,5 et 4 T. La cinquième bobine, avec 1392 spires, produit un champ magnétique opposé afin de diminuer les lignes de champ en dehors du solénoïde. L'aimant solénoïdal de forme cylindrique possède un diamètre intérieur de 78 cm, où se trouvent tous les sous-détecteurs du CD.

L'aimant toroïdal est constitué de six bobines supraconductrices placées de manière symétrique autour de la ligne de faisceau. Le champ produit par l'aimant toroïdal courbe les particules chargées dans l'angle polaire tout en maintenant une symétrie dans la direction azimutale. Chacune des bobines est composée de deux couches de câble dipolaire soudées dans des canaux en cuivre de 20 mm × 2,5 mm. Chaque couche comporte 117 bobines. Il génère un champ magnétique maximal de 3,58 T. L'acceptation des trajectoires de charge positive ou négative dépend de la polarité du champ magnétique. Par exemple, avec une polarité négative, nous avons un accès à des électrons avec un angle de diffusion plus petit par rapport à une polarité positive.

3.2 Détecteurs avant

Les chambres à dérive (DC)

Les chambres de dérive sont utilisées pour la reconstruction des particules chargées afin de déterminer l'impulsion et la position du vertex des particules. Elles couvrent une plage en angle polaire de 5° à 40°. Elles se composent de 3 régions divisées chacune en 6 secteurs. Comme illustré dans la Figure 2.3, les chambres de la première région sont situées à l'entrée de la région du champ magnétique du tore. Les chambres de la région 2 se trouvent à l'intérieur de l'aimant où le champ magnétique est proche de son maximum, et les chambres de la troisième région sont placées juste derrière l'aimant où le champ magnétique est plus faible. Chaque secteur est lui-même composé de 12 couches dont les 6 premiers plans ont un angle stéréo de +6° par rapport à la verticale et les 6 autres ont un angle stéréo de -6°, les fils de la région 3 étant plus espacés que ceux des régions 1 et 2.

La résolution en impulsion du détecteur est une fonction de l'angle polaire, variant

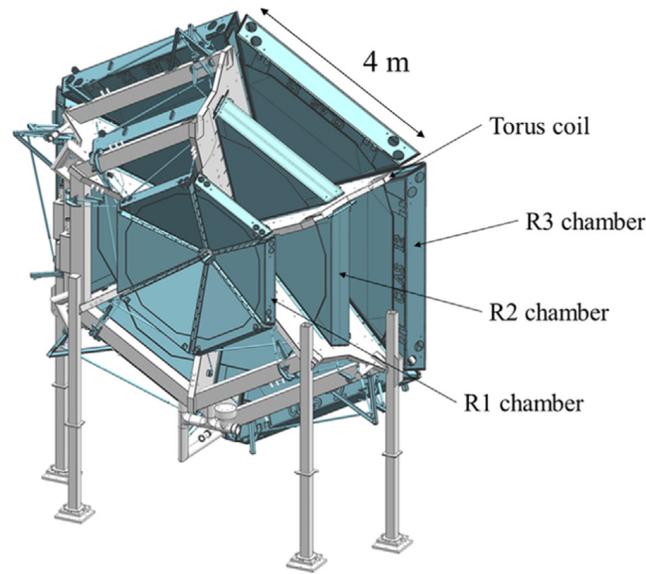


FIG. 2.3 Modèle de l'aimant torique (gris clair) avec les chambres de dérive (DC) (bleu) [MAB20].

de 0,3 % à 5° à 1,5 % à 30°, et est presque constante en fonction de l'impulsion. Les résolutions prévues pour les angles polaire et azimutal sont respectivement de 2 mrad et de $2 \text{ mrad} / \sin \theta$ [BEA20].

La structure à six couches offre une redondance dans la recherche des segments de trajectoires même lorsque certains fils ne fonctionnent pas. Cela permet d'avoir donc une bonne efficacité pour la reconstruction des paramètres de la particule sur une large gamme d'angles et dans un champ magnétique non uniforme (voir la référence [ZBB20] sur la reconstruction des trajectoires). Les chambres sont constituées d'un arrangement complexe et dense de fils de masse et de fils de détection, totalisant 24 192 fils de détection. Les fils de détection, sous haute tension, sont entourés par six fils de champ relié à la terre, disposés selon un schéma hexagonal. Les chambres à dérive sont remplies d'un mélange de gaz composé de 90 % d'argon et de 10 % de CO₂ en termes de pourcentage massique.

Le principe de fonctionnement des chambres à dérive se base sur l'ionisation du mélange de gaz et la dérive des électrons. Lorsqu'une particule chargée traverse le mélange de gaz, elle ionise les atomes et crée des paires électrons-ions. Le champ électrique force les électrons à accélérer vers le fil de détection, et l'ion vers le fil de champ. Les charges qui sont collectées constituent un signal électronique qui est amplifié et enregistré. À partir de la connaissance des fils qui ont donné un signal et en utilisant le temps que la particule a mis pour atteindre les fils, il est possible de reconstruire la trajectoire des particules.

Le gaz est continuellement renouvelé à un rythme d'environ deux à trois fois le volume par jour. Les informations combinées de toutes les super-couches permettent une reconstruction précise de la trajectoire d'une particule chargée lorsqu'elle traverse les couches des chambres de dérive, avec une résolution spatiale inférieure au

millimètre [MAB20].

Calorimètre électromagnétique (ECAL)

Le calorimètre électromagnétique présenté dans la Figure 2.4 se compose de trois couches dans chacun des six secteurs : le calorimètre de prédouche (PCAL) et les calorimètres interne et externe (ECin et Ecout). Ces derniers étaient utilisés par l'ancien détecteur CLAS. Le PCAL a été spécifiquement construit pour CLAS12 afin d'avoir la douche électromagnétique des électrons à 11 GeV entièrement contenus dans les calorimètres. Les couches de scintillateurs situées entre chaque couche de plomb sont tournées de 120 degrés l'une par rapport à l'autre, formant trois angles de scintillateurs (appelés U, V et W), ce qui fournit des informations sur la position de la particule dans le détecteur grâce à la triangulation. Ensemble, le PCAL et l'ECAL offrent une résolution spatiale de 2 centimètres, une résolution en énergie $\sigma \propto 10\%/\sqrt{E}$ et une résolution de 1.2 mrad en θ, ϕ pour les particules chargées et neutres.

Les deux calorimètres, PCAL et ECAL sont tous deux appelés calorimètres d'échantillonnage. En effet, ils sont découpés en six régions et se composent d'une alternance de 39 couches de scintillateurs en plastique (milieu actif) de 1 cm d'épaisseur et de feuilles de plomb (absorbeur) de 2,2 millimètres d'épaisseur pour le ECAL et de 15 couches pour le PCAL. L'énergie déposée dans les scintillateurs est extraite par des PMT aux extrémités des barres scintillantes. Ce dernier est situé juste devant l'EC qui est derrière les chambres à dérive à environ 6 m de la cible.

Le PCAL possède des bandes plus étroites (4.5 cm) que l'EC (10 cm). Cette caractéristique permet une meilleure détermination de la position de la particule par rapport à l'EC seule et permet de séparer les clusters proches produits par les photons dans les désintégrations de π^0 de haute énergie. La rapidité de l'ECAL permet de l'utiliser pour fournir des informations de déclenchement de l'enregistrement.

Le calorimètre électromagnétique avant de CLAS12 a principalement trois fonctions : la mesure et l'identification des électrons avec une énergie supérieure à 0.5 GeV, la détection de photons à des énergies supérieures à 0,2 GeV pour reconstruire les π^0 et les η à partir de leur décroissance en deux photons et la séparation neutrons/photons en exploitant également les informations de temps de vol (TOF). La deuxième fonction est particulièrement utile pour la reconstruction de l'état final du DVCS, puisqu'un seul photon à haute énergie est produit dans la réaction $ep \rightarrow e'p'\gamma$ et le principal bruit de fond de ce processus provient de la production d'un seul π^0 , $ep \rightarrow e'p'\pi^0$.

Compteur Cherenkov (CC)

Il y a deux systèmes de compteurs Cherenkov dans CLAS12 : le *High Threshold Cherenkov Counter* (HTCC) et le *Low Threshold Cherenkov Counter* (LTCC). Ces deux sous-détecteurs sont utilisés pour l'identification des particules. Le HTCC permet de séparer les électrons des autres particules chargées (c'est-à-dire les pions, protons, kaons) jusqu'à 4.9 GeV. Il est aussi utilisé avec les calorimètres électroma-

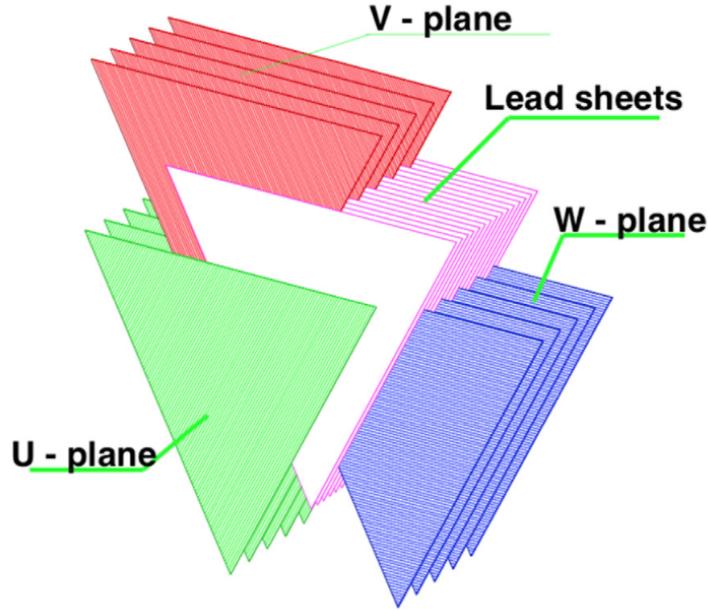


FIG. 2.4

Vue schématique montrant l'entrelacement des couches de scintillateurs avec les feuilles de plomb. Pour le PCAL, il y a cinq couches de bandes de scintillateurs qui définissent chacun des plans U, V et W. L'image originale vient de [ACC20]

gnétiques pour identifier les électrons dans différentes plages d'impulsion pour le déclenchement de l'enregistrement.

Le HTCC est situé entre les détecteurs centraux et les détecteurs vers l'avant. Tandis que le LTCC est placé entre la dernière chambre à dérive et le calorimètre prégerbe (PCAL).

Les compteurs Cherenkov tirent parti d'un phénomène appelé rayonnement Cherenkov, qui est la lumière émise lorsqu'une particule se déplace plus vite que la vitesse de la lumière dans un milieu. Ce phénomène permet de distinguer les particules, car l'émission de lumière n'est possible que si l'impulsion de la particule est supérieure à une impulsion seuil p_{th} donnée par :

$$p_{th} = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.1)$$

où n est l'indice de réfraction du gaz et m la masse de la particule.

Le HTCC est rempli de CO_2 à température et à pression ambiantes, dont l'indice de réfraction est $n = 1.0004$. Avec cette valeur, seuls les pions ayant une énergie supérieure à 4.6 GeV produisent de la lumière : donc, si l'énergie de la particule est inférieure à ce seuil et que de la lumière Cherenkov est produite, nous pouvons en déduire que la particule est un électron. Le système LTCC est rempli de gaz C_4F_{10} , dont l'indice de réfraction dans ce cas est $n = 1.00153$, et est utilisé pour la discrimination entre pions et kaons de 3.5 à 9 GeV/c. Nous ne l'utiliserons pas pour cette analyse.



FIG. 2.5 *High Threshold Cherenkov Counter* entièrement assemblé. L'image originale vient de [SBB20]

Si la particule passe le seuil associé à sa masse alors la lumière Cherenkov émise est collectée par des miroirs situés autour du volume de gaz et envoyée vers des PMT où elle est amplifiée et lue. Le HTCC couvre l'ensemble des 6 secteurs. Le HTCC Figure 2.5 de CLAS12 a été conçu et construit pour atteindre l'objectif de détection des électrons diffusés dans la gamme d'angles polaires de 5° à 35° . L'efficacité de séparation des électrons et des pions pour le HTCC est de 99 % pour les particules avec une énergie plus grande que 2 GeV.

Détecteurs temps de vol (TOF)

La tâche du *Forward Time-of-Flight* (FTOF) est de mesurer le temps de vol des particules émergent de la cible. Il est situé entre le LTCC et le PCAL à environ 6 m de la cible, sa résolution est de 80 ps aux petits angles et 160 ps aux grands angles. Les scintillateurs fonctionnent selon un principe simple : une particule chargée interagit avec le matériel scintillant des barres, qui émet alors des photons. Ces photons émis se propagent le long de la barre scintillante où ils sont collectés par des PMT aux deux extrémités. Étant donné que les particules voyagent à des vitesses différentes en raison de leur impulsion, elles arriveront au TOF à des moments différents. L'information du temps d'arrivée, avec la longueur de la trajectoire reconstruite, permet de déterminer la variable $\beta = v/c$ associé à la trajectoire. En combinaison avec le temps de départ de l'événement, donné par l'électron diffusé, différents types de particules peuvent être identifiés et séparés. Les pions et les kaons peuvent être séparés jusqu'à 2.8 GeV,

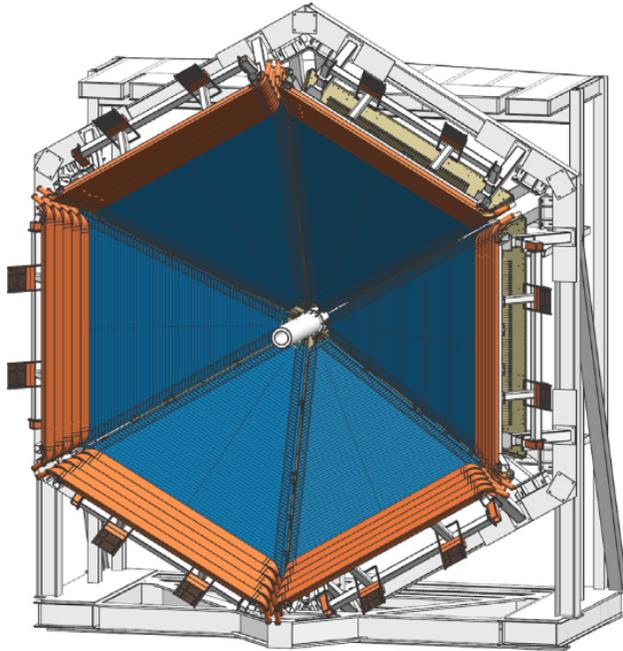


FIG. 2.6 Schéma du FTOF de CLAS12 mettant en évidence l'emplacement des panneaux [CCD20].

les kaons et les protons peuvent être séparés jusqu'à 4.8 GeV, et les pions et les protons peuvent être séparés jusqu'à 5.4 GeV [CCD20].

3.3 Détecteurs centraux (RTPC BONuS12)

La partie centrale de CLAS12 est composée, pour l'expérience BONuS12 [WAD ; HAB19], du Central Neutron Detector (CND) et du détecteur spécifique de l'expérience, BONuS12. Ce dernier remplace le Barrel Micromegas Tracker et le Silicon Vertex Tracker.

BONuS 12 (RTPC)

Le détecteur central standard de CLAS12 ne permet pas de détecter des particules avec une faible impulsion, entre 50 et 150 MeV/c. C'est dans ce but que le détecteur BONuS12 a été construit. Il utilise une chambre à projection temporelle radiale (RTPC), capable de détecter les protons avec une faible impulsion et sur une large gamme d'angles polaires (20° à 160°). L'objectif premier du détecteur BONuS12 [AAG24] est de mesurer la fonction de structure F_2 du neutron quasi libre. Ce dernier est donc faiblement lié au proton, ce qui implique que le proton a une faible impulsion. Cette impulsion et la détection aux grands angles polaires ont pour objectif de limiter les effets des interactions dans l'état final [AKK04 ; CS11].

Pour détecter des protons des faibles impulsions, il est nécessaire de limiter l'énergie déposée avant d'atteindre la zone de détection et donc de limiter la quantité de

matière dans le détecteur. Pour réussir cela, le détecteur est positionné proche de la cible (environ 3 cm).

La RTPC de BONuS12 est basée sur d'anciennes versions développées dans la collaboration CLAS [FBB08]. Il s'agit à chaque fois de RTPC qui utilise des *Gas Electron Multiplier* (GEM, [Sau97]) pour l'amplification du signal [DSH18]. Une grande partie des améliorations apportées à la conception de BONuS12 sont dues aux progrès réalisés dans la production de GEM de grande taille au CERN. Ces progrès ont permis de produire des couches de GEM cylindriques à partir d'une seule feuille GEM, sans qu'il soit nécessaire d'assembler plusieurs feuilles, et donc de réduire de manière significative la zone inactive. Dans la RTPC de BONuS12, cette zone est de 3 mm. La Figure 2.7 montre une vue schématique et un dessin sur ordinateur de la RTPC de BONuS12.

Par rapport à une TPC standard, une RTPC présente plusieurs avantages pour l'expérience BONuS12. Premièrement, un plus grand nombre de pads peut être utilisé, ce qui est utile et important pour obtenir une meilleure résolution spatiale et donc avoir des taux de multiplicité plus élevés. La taille individuelle des pads est de 2.7 mm perpendiculairement et de 3.9 mm parallèlement à z . Il est important de noter que chaque rangée est décalée de 1 mm par rapport à la précédente, pour chaque ensemble de 4 rangées. Le temps de dérive des électrons dans la région active est plus court dans une RTPC que dans une TPC, ce qui fait de la RTPC un détecteur relativement plus rapide, avec un système de gaz plus simple.

Nous allons détailler les différentes régions de la RTPC montrée sur la Figure 2.7 :

- *Buffer region* : Cette région est située entre le rayon du tube de la cible et le *ground foil*. Elle est remplie d'hélium à la pression atmosphérique afin de minimiser les interactions secondaires provenant des électrons de Møller diffusés par le faisceau.
- *Ground foil* : Le *ground foil* ou le plan de masse est un cylindre fabriqué à partir d'une feuille de mylar aluminisée de 6 μm d'épaisseur et positionné de manière parallèle à 20 mm du centre de la cible. Tous les volumes à partir du *ground foil* sont remplis avec le même mélange de gaz que la région de dérive, un mélange de 80 % de ^4He et de 20 % de CO_2 en termes de pourcentage massique.
- *Cathode* : Le cylindre de la cathode est fabriqué à partir d'une feuille de mylar aluminisée de 6 μm d'épaisseur et placé à un rayon de 30 mm du centre de la ligne de faisceaux. Dans des conditions de fonctionnement standard, elle a été maintenue à 6,5 kV.
- *Drift region* : Cette région s'étend de la cathode au premier GEM, à 70 mm de l'axe du faisceau. Le champ électrique dans cette région est perpendiculaire au faisceau d'électrons et s'élève en moyenne à 1100 V/cm. Ce champ fait dériver les électrons d'ionisation vers l'extérieur, il faut noter que ses électrons se courbent aussi sous l'effet du champ magnétique du solénoïde.
- Système d'amplification des électrons (GEM) : Il se compose de trois feuilles GEM Figure 2.9a cylindriques situées à des rayons intérieurs de 70, 73 et 76 mm.

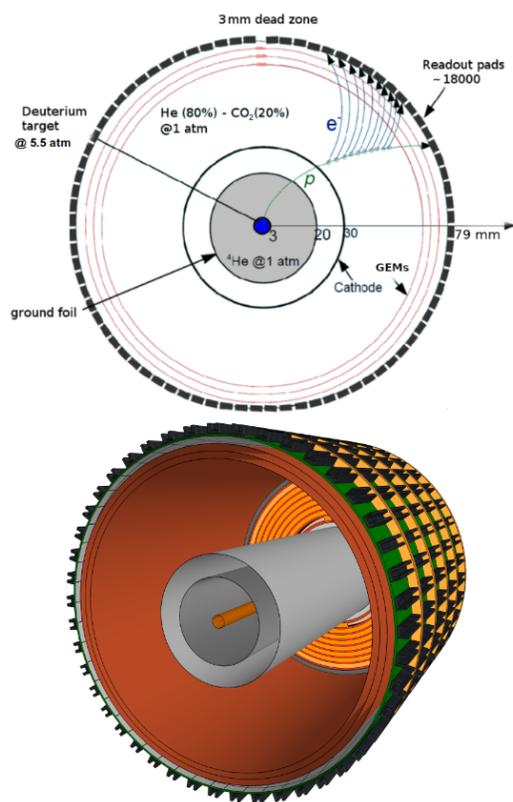


FIG. 2.7 Schéma et dessin CAD de la RTPC de BONuS12.

Ces GEM sont constitués de feuilles de Kapton de $50\ \mu\text{m}$ recouvertes de cuivre sur les deux faces avec des trous de $70\ \mu\text{m}$ à une distance de $150\ \mu\text{m}$. Dans les trous se forment des régions de champs électriques extrêmement intenses comme illustrés dans la Figure 2.9b. Les électrons qui s'approchent de ces trous déclenchent des avalanches qui se traduisent par l'émission d'environ 100 fois plus d'électrons sur le côté aval de chacun d'eux. Ce système amplifie donc la charge collectée par les canaux de lecture. Toutes les feuilles GEM ont une conception similaire avec un joint en époxy le long de l'axe z . Cette conception crée seulement une zone morte de 3 mm de large.

- Plan de détection : Ce plan est positionné à un rayon interne de 79 mm et collecte les charges après qu'elles aient été amplifiées par les GEM. La surface intérieure est segmentée en 17 280 *pads* de cuivre de 3,9 mm de longueur le long de l'axe z et de 2,7 mm de largeur le long de la circonférence du détecteur (angle ϕ). Une partie de la disposition est montrée dans la Figure 2.8

Les protons et les autres particules qui sont expulsés lors de la collision entrent dans la région de dérive de la RTPC à partir d'un rayon de 3 cm par rapport à la ligne de faisceaux. Ces particules vont se déplacer dans la région de dérive en suivant une trajectoire hélicoïdale due au champ magnétique du solénoïde.

Le principe de fonctionnement d'une RTPC est relativement simple : lorsque les

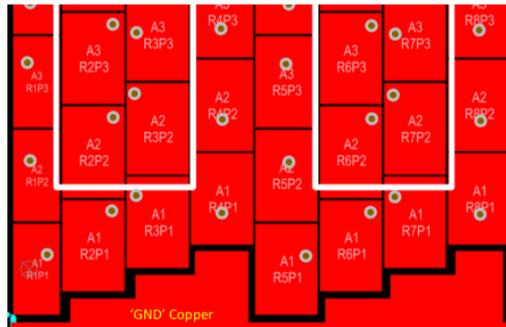
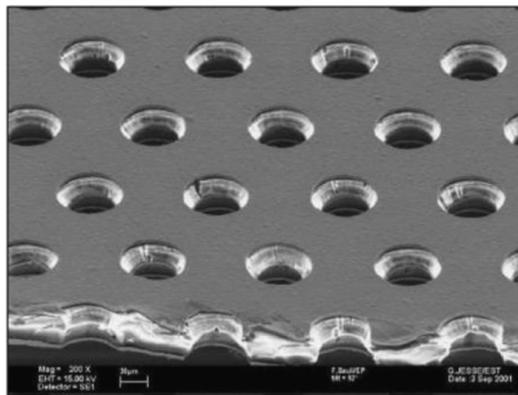
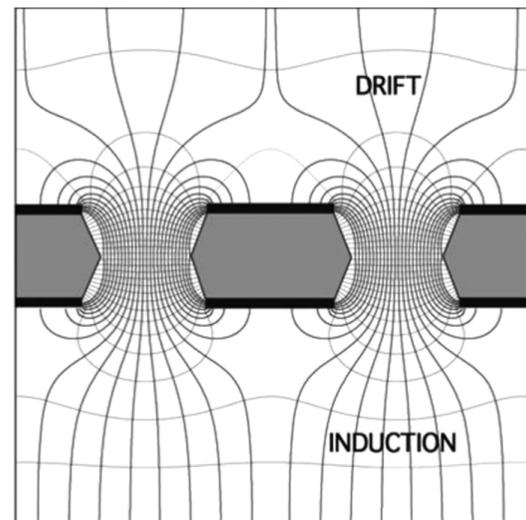


FIG. 2.8 Disposition du plan de détection des *pads*. L'axe du faisceau z est orienté de haut en bas. La taille individuelle des pastilles est de 2,7 mm en perpendiculaire et de 3,9 mm en parallèle à z .



(a) Image au microscope électronique d'une section d'une GEM, d'une épaisseur de 50 μm . L'image originale vient de [Sau16]



(b) Champ électrique au niveau des trous d'un GEM. L'image originale vient de [Sau16]

particules chargées se déplacent dans le gaz, elles ionisent les électrons. Ces électrons d'ionisation dérivent du point d'ionisation dû au champ électrique entre la cathode et les GEMS. Le champ magnétique du solénoïde impact aussi la trajectoire des électrons. Ils suivent quand même une trajectoire bien déterminée, appelée trajectoire de dérive, il est donc possible à partir des « pads » de retrouver le point d'ionisation. Mais pour cette reconstruction, il est nécessaire de connaître à l'avance ces trajectoires. Les trajectoires des électrons de dérives ont été simulées avec logiciel Garfield++ pour plusieurs rayons et plusieurs positions en z permettant d'obtenir une paramétrisation utilisée lors de la reconstruction des trajectoires.

Il y a en tout 17 280 pads répartis en 180 lignes en ϕ couvrant chacun 3 degrés et 96 colonnes en z mesurant 4 mm de long. Cela représente 384 mm en z et 360 degrés pour ϕ . Chaque rangée de pads est décalée de 1 mm en z . Cette disposition est importante pour le tracking. La géométrie des pads et le signal détecté sur chaque pad sont utilisés par le logiciel de reconstruction de la trajectoire des particules.

3.4 Cible gazeuse

Les expériences de CLAS12 sont regroupées en *run groups*. Les expériences d'un *run groups* (RG) donné partagent la même configuration expérimentale et la même cible. Pour l'expérience BONuS12, la cible consiste en un tube de 6 mm de diamètre avec des parois en Kapton de 63 μm d'épaisseur, rempli de deutérium gazeux maintenu pendant toute l'expérience à une pression de 5,6 atm. Le tube mesure environ 50 cm de long (elle dépasse la longueur totale du RTPC aux deux extrémités) et elle est aluminisée pour minimiser les fuites et la contamination de l'hélium venant du gaz utilisé pour le buffer. Le buffer s'étend au-delà de l'extrémité en aval du faisceau de la RTPC sous la forme d'un *Helium Bag* en Kapton, jusqu'au bouclier de Møller, afin de minimiser les taux d'électrons du fond par le faisceau en dehors de la cible.

3.5 Mesure de la polarisation du faisceau

Un polarimètre Møller (basé sur la diffusion électron-électron) est utilisé pour mesurer la polarisation du faisceau reçu dans le Hall-B [BBC20]. Les mesures de polarisation sont effectuées à l'aide d'une cible polarisée longitudinalement installée en amont de CLAS12.

Pour un faisceau d'électrons polarisés longitudinalement incident sur une cible d'électrons polarisée longitudinalement, la section efficace dans le référentiel du centre de masse (CM) est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + P_B A_{zz} P_T) \quad (2.2)$$

où $d\sigma_0/d\Omega$ est la section efficace non polarisée, P_B et P_T sont les composantes longitudinales de la polarisation du faisceau et de la cible respectivement, et A_{zz} est le pouvoir d'analyse. La section efficace non polarisée et le pouvoir d'analyse peuvent

être précisément calculés grâce à la QED :

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \left(\frac{\alpha (3 + \cos^2 \theta_{CM})}{2m_e \gamma \sin^2 \theta_{cm}} \right)^2 \quad (2.3)$$

et

$$A_{zz} = -\frac{(7 + \cos \theta_{CM}) \sin^2 \theta_{CM}}{(3 + \cos^2 \theta_{CM})^2}, \quad (2.4)$$

où α est la constante de structure fine, θ_{CM} est l'angle de diffusion polaire CM, m_e est la masse de l'électron, et $\gamma = \sqrt{(E + m_e)/2m_e}$ avec E l'énergie en laboratoire de l'électron incident.

La mesure de la polarisation du faisceau est réalisée avec l'asymétrie entre les sections efficaces pour les configurations spin-parallèle et spin-antiparallèle :

$$A_{\text{exp}} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = P_b P_t \langle A_{zz} \rangle \Rightarrow P_b = \frac{A_{\text{exp}}}{P_t \langle A_{zz} \rangle} \quad (2.5)$$

où $\langle A_{zz} \rangle$ est le pouvoir d'analyse effectif corrigé pour l'acceptation angulaire finie du polarimètre et le mouvement des électrons atomiques.

Le polarimètre Møller CLAS12 détecte la paire d'électrons diffusés en coïncidence, constituée de l'électron incident diffusé et de l'électron cible de recul, près de $\theta_{CM} = 90^\circ$, au pic de A_{zz} . La méthode de coïncidence à l'avantage, par rapport à la polarimétrie Møller à un seul bras, de produire un ensemble de données propre sans avoir à effectuer de soustractions de fond dépendantes de l'énergie.

Les mesures de polarisation du faisceau sont effectuées avec une précision statistique de $\pm 1.5\%$, ce qui est légèrement inférieur à l'incertitude systématique totale. Elles sont généralement effectuées sur une base hebdomadaire ou après des modifications de la configuration de l'accélérateur. Le Tableau 2.1 donne la polarisation du faisceau mesurée tout au long de l'expérience BONuS12. Nous utilisons une polarisation moyenne égale à 83,66 %.

Møller Run	Date	HWP	Polarisation du faisceau	Incertitude.
95	16/02/2020	OUT	84,8	1,5
98	18/02/2020	OUT	85,4	1,5
99	25/02/2020	OUT	83,3	1,5
100	06/03/2020	OUT	86	1.5
102	10/03/2020	OUT	82.3	1.5
104	23/03/2020	OUT	84.1	1.5
105	08/08/2020	OUT	84.1	1.5
107	14/08/2020	OUT	80.3	1.5
109	21/08/2020	IN	82.5	1.5
110	21/08/2020	OUT	84.4	1.5
111	31/08/2020	IN	83.5	1.5
113	10/09/2020	OUT	79.2	1.5
114	18/09/2020	OUT	86.2	1.5
115	20/09/2020	OUT	85.2	1.5

TAB. 2.1 Mesures de la polarisation du faisceau durant l'expérience BONuS12.

FILTRE DE KALMAN

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	46
2	Définition et propriété d'un estimateur	47
3	Méthode des moindres carrés	49
4	Modéliser un système dynamique	50
	4.1 Modèle du système discret en temps	50
	4.2 Modèle de la mesure discrète en temps	51
5	Filtre de Kalman discret	51
	5.1 Prédiction <i>a priori</i> de l'état	54
	5.2 Correction <i>a posteriori</i> de l'état	54
	5.3 Mise à jour de la matrice de covariance \mathbf{P}_k	55
	5.4 Choix optimal de la matrice de gain \mathbf{K}_k	56
	5.5 Simplification de la formule de covariance d'erreur <i>a posteriori</i>	56
	5.6 Récapitulatif	57
6	Filtre de Kalman étendu discret	57
7	Application à l'expérience BONuS12	58
	7.1 Introduction	58
	7.2 Équation de mouvement	59
	7.3 Algorithme Runge Kutta du 4e ordre	59
	7.4 Énergie déposée	61

7.5	Initialisation du vecteur d'état et de la matrice de covariance	62
7.6	Matrice de bruit du système	62
7.7	Vecteur de mesure	64
7.8	Matrice de bruit de mesure	64
8	Résultats	65
8.1	Simulation	65
8.2	Données expérimentales à 2 GeV	70
8.3	Données à 11 GeV	71
8.4	Conclusion	74

1 Introduction

La reconstruction des événements est souvent divisée en une tâche de recherche de trajectoires et une tâche d'ajustement des paramètres de la trajectoire. Cette dernière tâche est le problème d'estimation qui est traité dans ce chapitre.

Le problème de l'estimation consiste à trouver la valeur la plus probable d'une quantité inconnue en utilisant un ensemble de mesures de cette quantité. Par exemple, le problème d'ajustement de trajectoire vise à estimer la trajectoire d'une particule à l'aide des informations de position recueillies par les détecteurs. La théorie de l'estimation a débuté avec la méthode des moindres carrés, et les premières applications ont modélisé le mouvement de la lune, des planètes et des comètes. L'estimation par les moindres carrés a commencé à être développée au milieu du XVIIIe siècle par L. Euler [Eul70] et D. Bernoulli [Ken61].

Aucune extension majeure de la théorie de l'estimation n'a été réalisée avant les années 1940. Jusqu'à cette époque, les applications impliquaient généralement l'estimation de paramètres à l'aide de modèles déterministes. A. Kolmogorov et N. Wiener se sont intéressés à la modélisation de signaux stochastiques inconnus corrompus par un bruit de mesure additif [Wie49].

Le filtre de Kalman, introduit il y a environ 70 ans par R. E. Kalman [Kál60], est une méthode fréquemment adoptée pour accomplir cette tâche. Son application s'étend à travers une variété de domaines, y compris, mais non limité à la physique de hautes énergies [WH93], le suivi de mouvement [RGL13], la vision par ordinateur [MBC97], le traitement du signal [Che92], le positionnement par satellite [RN95], la robotique [UA21], ainsi que l'économie et la finance [Lau02]. S. Schmidt a réalisé que l'approche de Kalman pouvait être étendue aux problèmes non linéaires. Cela a conduit à son utilisation pour la navigation dans le cadre du programme Apollo de la national aeronautics and space administration (NASA) en 1961 [LMS85]. En physique des particules, l'utilisation du filtre de Kalman pour la reconstruction de trajectoires a été initiée par l'expérience DELPHI [AAA96] au large Electron-Positron collider (LEP).

Le principal avantage du filtre de Kalman est une prise en compte correcte des incertitudes de mesure et de tous les effets physiques perturbant la trajectoire qui

Symbole	Définition du symbole	Dimension
\mathbf{x}	Vecteur d'état	$\mathbf{n} \times 1$
\mathbf{u}	Vecteur de contrôle	$\mathbf{l} \times 1$
\mathbf{z}	Vecteur de mesure	$\mathbf{m} \times 1$
\mathbf{w}	Bruit du système	$\mathbf{n} \times 1$
\mathbf{v}	Bruit de la mesure	$\mathbf{m} \times 1$
\mathbf{F}	Matrice de transition de l'état	$\mathbf{n} \times \mathbf{n}$
\mathbf{B}	Matrice de contrôle	$\mathbf{n} \times \mathbf{l}$
\mathbf{H}	Matrice d'observation	$\mathbf{m} \times \mathbf{n}$
\mathbf{Q}	Matrice de bruit du système	$\mathbf{n} \times \mathbf{n}$
\mathbf{R}	Matrice de bruit de la mesure	$\mathbf{m} \times \mathbf{m}$
$\hat{\mathbf{x}}$	Estimation de la valeur de \mathbf{x}	$\mathbf{n} \times 1$
$\hat{\mathbf{x}}_{k k-1}$	Une estimation a priori de \mathbf{x}_k , conditionnée par toutes les mesures antérieures sauf celle du moment t	$\mathbf{n} \times 1$
$\tilde{\mathbf{x}}_{k k}$	Une estimation a priori de \mathbf{x}_k , conditionnée par toutes les mesures antérieures	$\mathbf{n} \times 1$

TAB. 3.1 Tableau récapitulatif des notations.

doit être effectuée pour parvenir à une estimation des paramètres de la trajectoire d'une particule. Ces effets incluent les interactions avec la matière telles que la perte d'énergie et la diffusion multiple qui dépendent fortement de la géométrie et des matériaux du détecteur. L'intégration de ces facteurs complexifie considérablement la modélisation mathématique des trajectoires, rendant indispensable le recours au calcul numérique.

Ce chapitre débute par une présentation du problème d'estimation pour ensuite explorer l'approche des moindres carrés et les modèles discrets dans le temps. Il détaille par la suite le filtre de Kalman linéaire ainsi que sa variante étendue. La seconde moitié du chapitre est dédiée à l'application du filtre de Kalman étendu à l'expérience BONuS12 et à l'analyse des résultats obtenus.

Dans ce chapitre, les vecteurs sont représentés par des lettres minuscules en gras, et les matrices par des lettres majuscules en gras. Les points au-dessus des variables indiquent la dérivée temporelle, une barre au-dessus d'une lettre indique la valeur moyenne d'une variable aléatoire ($\bar{\mathbf{x}} = \mathbb{E}[\mathbf{x}]$), un chapeau indique l'estimation de \mathbf{x} ($\hat{\mathbf{x}}$), et un tilde indique l'erreur dans une moyenne conditionnelle ($\tilde{\mathbf{x}} = \mathbf{x} - \hat{\mathbf{x}}$). Sauf indication contraire, les vecteurs sont supposés être des vecteurs colonnes. Le Tableau 3.1 donne l'ensemble des notations utilisées.

2 Définition et propriété d'un estimateur

L'estimateur d'un paramètre peut être considéré comme la mesure de la valeur de ce paramètre, postulé comme étant fixe, mais inconnu. Il est obtenu à partir d'un ensemble fini d'observations expérimentales affectées par un bruit. Le but de

l'estimation d'un paramètre est ainsi de trouver une valeur approximative qui soit proche de la valeur réelle du paramètre en question.

La première étape dans l'estimation d'un paramètre consiste à sélectionner une méthode permettant de déduire une estimation à partir des observations disponibles. C'est ce que nous appelons l'estimateur.

Considérons $\hat{\mathbf{x}}$ comme étant l'estimateur du paramètre \mathbf{x} élaboré sur la base d'une séquence de \mathbf{m} mesure : \mathbf{y} .

Un estimateur est caractérisé comme étant non biaisé lorsque son espérance coïncide avec celle de la variable estimée.

$$\mathbb{E}[\hat{\mathbf{x}}] = \mathbb{E}[\mathbf{x}] = \boldsymbol{\mu} \quad (3.1)$$

Un estimateur non biaisé est qualifié de variance minimum lorsqu'il présente la particularité d'avoir une variance inférieure ou égale à celle de tout autre estimateur non biaisé. Un estimateur est considéré comme consistant s'il tend vers la valeur réelle du paramètre estimé à mesure que le nombre de mesures augmente.

Dans le cadre de cette étude, nous nous focaliserons principalement sur les estimateurs non biaisés, de variance minimale et consistante. Diverses stratégies peuvent être employées pour le calcul des estimateurs, incluant la méthode du maximum de vraisemblance, la méthode des moindres carrés, ainsi que le filtre de Kalman. Pour les scénarios linéaires avec des erreurs gaussiennes, les différentes approches produisent des résultats identiques. La méthode des moindres carrés se distingue par la simplicité de ses équations. En revanche, la méthode du filtre de Kalman présente une capacité à traiter un éventail plus étendu de problématiques, ce qui la rend particulièrement appropriée pour des applications pratiques.

La problématique de l'estimation est typiquement catégorisée en trois domaines distincts : le filtrage, le lissage, et la prédiction.

Dans le problème du filtrage, l'ambition est de générer continuellement l'estimation la plus précise de l'état actuel du système à l'instant de la dernière observation. À la réception d'une nouvelle mesure, le filtre traite la mesure afin de proposer une estimation améliorée de l'état $\hat{\mathbf{x}}(\mathbf{t})$ correspondant au moment de cette nouvelle mesure. C'est le cas des filtres récursifs. Dans le cadre de ce chapitre, nous étudierons en particulier le filtre de Kalman appliqué à la reconstruction de traces.

Dans d'autres contextes, tels que le suivi de trajectoire pour la prévention de collision ou dans les applications de tir balistique, le but est de prédire l'état futur, ce qui relève du domaine de la prédiction.

Si l'objectif est d'estimer l'état à un instant passé, en nous appuyant sur l'intégralité des données mesurées disponibles, nous abordons le domaine du lissage. Cette technique s'avère utile pour raffiner les estimations de l'état sans nécessiter de données supplémentaires, en échange d'un effort de calcul comparativement modeste.

3 Méthode des moindres carrés

Supposons que nous ayons un ensemble de m mesures, \mathbf{z} , qui peuvent être exprimée comme combinaison linéaire de n éléments d'un vecteur constant \mathbf{x} plus une erreur de mesure, \mathbf{r} . C'est-à-dire

$$\begin{bmatrix} z_1 \\ z_2 \\ z_3 \\ \vdots \\ z_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{1,1} & h_{1,2} & h_{1,3} & \dots & h_{1,n} \\ h_{2,1} & h_{2,2} & h_{2,3} & \dots & h_{2,n} \\ h_{3,1} & h_{3,2} & h_{3,3} & \dots & h_{3,n} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ h_{m,1} & h_{m,2} & h_{m,3} & \dots & h_{m,n} \end{bmatrix} \mathbf{x} + \begin{bmatrix} r_1 \\ r_2 \\ r_3 \\ \vdots \\ r_n \end{bmatrix} \Rightarrow \mathbf{z} = \mathbf{H}\mathbf{x} + \mathbf{r} \quad (3.2)$$

où \mathbf{H} est une matrice $n \times m$. Nous choisissons comme estimateur $\hat{\mathbf{x}}$, la valeur qui minimise la somme du carré de la déviation ($z_i - \hat{z}_i$). Ce qui est équivalent à minimiser la fonction de coût des moindres carrés suivante :

$$J = \frac{1}{2} (\mathbf{z} - \mathbf{H}\hat{\mathbf{x}})^T \mathbf{R}^{-1} (\mathbf{z} - \mathbf{H}\hat{\mathbf{x}}) \quad (3.3)$$

où $\hat{\mathbf{x}}$ représente une estimation de \mathbf{x} et $\mathbf{R} = \text{Cov}(\mathbf{r})$ est la matrice de covariance connue du vecteur d'erreur \mathbf{r} . Le facteur de $\frac{1}{2}$ n'est pas nécessaire pour définir la fonction de coût, mais il élimine un facteur de deux dans les équations qui suivent. La dérivée de J par rapport à $\hat{\mathbf{x}}$ doit être nul pour minimiser la fonction de coût, c'est-à-dire :

$$\frac{\partial J}{\partial \hat{\mathbf{x}}} = \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H} \hat{\mathbf{x}} - \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{z} = 0 \quad (3.4)$$

ou encore

$$\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H} \hat{\mathbf{x}} = \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{z} \quad (3.5)$$

Cette équation est appelée l'équation normale pour les problèmes des moindres carrés. Si $\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H}$ est de rang n , elle peut être résolue en inversant $\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H}$ pour obtenir l'estimateur :

$$\hat{\mathbf{x}} = (\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{z} \quad (3.6)$$

Les incertitudes des résultats estimés $\hat{\mathbf{x}}$, données sous forme de matrice de covariance \mathbf{C} sont

$$\mathbf{C} = (\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H})^{-1} \quad (3.7)$$

Lors du calcul de la solution, la majeure partie du temps de calcul est utilisée pour les inversions de matrices. Deux inversions non triviales doivent être effectuées. Une si \mathbf{R} est diagonal, \mathbf{R} a pour dimensions $m \times m$ et $\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H}$ a pour dimensions $n \times b$. Comme la complexité de l'inversion de matrices - si un solveur d'inversion directe est utilisé - est cubique en nombre de mesures, il en sera de même pour la complexité de l'estimateur.

L'estimateur des moindres carrés possède des propriétés mathématiques bien connues : Si \mathbf{r} suit une distribution normale et que le modèle est exactement linéaire et non juste une approximation linéaire, alors l'estimation est efficace, non biaisée et consistante. Si \mathbf{r} suit toujours une distribution normale, mais que le modèle

est une approximation linéaire d'un problème non linéaire, alors l'estimation est asymptotiquement efficace, asymptotiquement non biaisée et consistante. Enfin, si \mathbf{r} ne suit pas une distribution normale et que le modèle est linéaire, alors l'estimateur a la plus petite variance possible parmi tous les estimateurs linéaires, et il est non biaisé et consistant [Sim06].

4 Modéliser un système dynamique

Un système dynamique est un système physique dont l'état (position, impulsion, etc.) évolue au fil du temps. Nous utilisons des équations différentielles pour modéliser les systèmes dynamiques. Et ainsi former un modèle mathématique qui crée une relation entre les entrées et les sorties basée sur les équations différentielles. La performance des algorithmes d'estimation dépend fortement de la précision des modèles. Les modèles sont d'abord divisés en deux catégories : les modèles continus et les modèles discrets. Presque toutes les implémentations pratiques du filtre de Kalman utilisent la forme discrète du filtre.

Nous étudierons dans ce chapitre uniquement les modèles discrets en temps.

4.1 Modèle du système discret en temps

Si la sortie d'un système dépend uniquement de l'entrée actuelle, il est désigné comme un système statique. Par exemple :

$$z_t = \mathbf{a}x_t \quad (3.8)$$

Cependant, si la sortie du système dépend de la valeur actuelle ainsi que des valeurs de l'itération précédente, il s'agit d'un système dynamique. Par exemple :

$$z_t = \mathbf{a}x_t + \mathbf{b}x_{t-1} \quad (3.9)$$

Les systèmes dynamiques sont des phénomènes physiques qui peuvent être modélisés au moyen d'équations différentielles. La formulation mathématique de ces systèmes offre la possibilité de prédire leur comportement à tout instant, qu'il soit passé ou futur, à condition que le système soit entièrement déterministe. Ces équations différentielles incorporent à la fois les entrées et la dynamique intrinsèque du système pour en déduire les réponses du système. Ainsi, le comportement du système est représenté par une équation différentielle spécifique :

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A}\mathbf{x}(\mathbf{t}) + \mathbf{B}\mathbf{u}(\mathbf{t}) + \mathbf{w}(\mathbf{t}) \quad (3.10)$$

Vecteur d'état \mathbf{x}

La variable \mathbf{x} représente un vecteur colonne en fonction du temps. Il est appelé le vecteur d'état, il contient les variables de notre système dynamique. Par exemple, si nous considérons la position et la vitesse d'un système à une dimension alors le vecteur d'état \mathbf{x} sera :

$$\mathbf{x} = (\mathbf{x}, \mathbf{v})^T \quad (3.11)$$

Matrice dynamique du système

Pour un système physique décrit par une équation différentielle, la matrice \mathbf{A} du système dynamique est constituée de coefficients constants des équations du système. Il est possible de dériver une matrice de transition d'état \mathbf{F} qui est la version discrétisée de la matrice dynamique d'état et qui propage le vecteur d'état \mathbf{x} d'un pas de temps Δt . C'est cette forme qui nous intéresse.

Pour des raisons de commodité de notation, nous représentons le temps précédent par $k - 1$ et le temps actuel par k . Le modèle discret est représenté par l'équation suivante :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{F}_k \mathbf{x}_{k-1} + \mathbf{B}_k \mathbf{u}_k + \mathbf{w}_k \quad (3.12)$$

avec, \mathbf{F}_k la matrice de transition d'état qui transporte le vecteur d'état du temps $(t - \Delta t)$ au temps t . Le vecteur \mathbf{u}_k contient les paramètres extérieurs (par exemple la gravité). La matrice \mathbf{B}_k , telle que définie précédemment, contient des paramètres constants et détermine comment les paramètres extérieurs au système affectent le vecteur d'état. Et le vecteur \mathbf{w}_k contient le bruit du système. Ainsi, la matrice de transition d'état est une matrice discrétisée. Elle est trouvée par l'exponentiation de \mathbf{A} .

4.2 Modèle de la mesure discrète en temps

La plupart des mesures représentent des quantités physiques pour lesquelles la relation entre les mesures et les états du modèle est facilement définie. Par exemple, les mesures dans les problèmes de navigation sont généralement une fonction non linéaire de la position et de la vitesse.

Un vecteur de mesures à m éléments \mathbf{z} est supposé être modélisé comme une fonction linéaire ou non linéaire du vecteur d'état \mathbf{x} et du bruit de mesure aléatoire \mathbf{v} . Pour un modèle linéaire :

$$\mathbf{z} = \mathbf{H}\mathbf{x} + \mathbf{v} \quad (3.13)$$

et pour un modèle non linéaire :

$$\mathbf{z} = \mathbf{h}(\mathbf{x}) + \mathbf{v} \quad (3.14)$$

où \mathbf{H} est une matrice $m \times n$ qui peut varier à chaque pas de temps, et \mathbf{v} est un vecteur de bruit de mesure de moyenne nulle.

Lorsque les équations de mesure sont non linéaires, la plupart des méthodes (moindres carrés ou de filtre de Kalman) linéarisent le modèle par rapport à une référence.

5 Filtre de Kalman discret

Le filtre de Kalman est également un estimateur des moindres carrés, mais au lieu de calculer l'estimation en une seule fois, il fonctionne selon un schéma alternatif de prédiction/mise à jour.

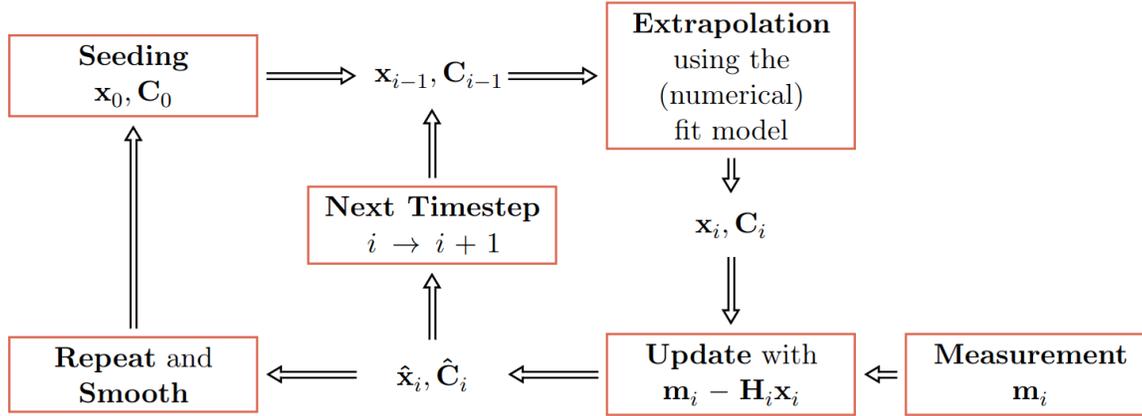


FIG. 3.1 Procédure schématique du filtre de Kalman [Bra18].

Ces étapes génèrent des états et des erreurs associées du système qui sont aussi appelés, *a priori* et *a posteriori*. En termes plus simples, le filtre de Kalman a la capacité de prédire l'état d'un système à l'aide d'un modèle mathématique du système dynamique, puis de corriger sa prédiction à l'aide d'informations en temps réel provenant d'un capteur qui peut contenir un bruit statistique variable. Le critère d'optimisation utilisé pour le filtre de Kalman est la minimisation de l'erreur quadratique moyenne d'estimation de la variable aléatoire \mathbf{x} .

Le filtre de Kalman résout deux problèmes de la méthode globale des moindres carrés. Premièrement, il réduit la taille des matrices qui doivent être inversées et rend leur taille indépendante du nombre de mesures par trajectoire. Deuxièmement, il facilite considérablement le traitement d'effets non triviaux dans le modèle. La procédure du filtre de Kalman se déroule comme décrite dans la Figure 3.1.

L'évolution du vecteur d'état \mathbf{x}_k peut être décrite par un ensemble d'équations différentielles. Nous avons donc un système dynamique discret, qui sera décrit par le système d'équations suivant la séquence d'observations bruitées \mathbf{z}_k :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{f}_{k-1}(\mathbf{x}_{k-1}, \mathbf{u}_k, \mathbf{w}_k, k) \quad (3.15)$$

$$\mathbf{z}_k = \mathbf{h}_k(\mathbf{x}_k, \mathbf{v}_k, k) \quad (3.16)$$

où \mathbf{f}_{k-1} est la fonction de propagation entre le site de mesure $k-1$ et le site k , et \mathbf{w}_k est une contribution aléatoire sans biais et de covariance \mathbf{Q}_k . Ce vecteur d'état ne peut normalement pas être observé directement.

Nous considérons aussi \mathbf{x}_0 étant la condition initiale aléatoire du système et

$$\mathbf{z}_{1\dots m} = \{\mathbf{z}_i | 1 \geq i \geq m\} \quad (3.17)$$

étant l'ensemble des m observations. Trouver $\hat{\mathbf{x}}_{k|k}$, l'estimation de l'état \mathbf{x}_k , étant donné $\mathbf{z}_{1\dots m}$ et les conditions initiales est appelée le problème de filtrage. Dans le cas le plus simple, les deux fonctions \mathbf{f}_{k-1} et \mathbf{h}_k sont linéaires. Nous parlons alors de système dynamique linéaire discret. Dans un tel système, le vecteur d'état

est simplement décrit par une transformation linéaire, plus une petite perturbation aléatoire :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{F}_{k-1}\mathbf{x}_{k-1} + \mathbf{w}_k \quad (3.18)$$

où \mathbf{F}_{k-1} est une matrice, que l'on appelle matrice de propagation.

Les mesures sont, elles aussi, des fonctions linéaires du vecteur d'état \mathbf{x}_k :

$$\mathbf{z}_k = \mathbf{H}_k\mathbf{x}_k + \mathbf{v}_k \quad (3.19)$$

où \mathbf{H}_k est également une matrice, qui est appelée matrice de projection.

Les vecteurs aléatoires de bruit du système et de la mesure, respectivement \mathbf{w}_k et \mathbf{v}_k sont temporellement non corrélés (bruit blanc). Ils sont à moyenne nulle avec des matrices de covariance connue symétrique définie positive $\mathbf{Q}_k > 0$ et $\mathbf{R}_k > 0$. Les deux vecteurs ne sont pas corrélés avec l'état initial \mathbf{x}_0 . Cela se traduit par les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbb{E}[\mathbf{w}_k] &= 0 & \mathbb{E}[\mathbf{v}_k] &= 0 \\ \mathbb{E}[\mathbf{w}_k\mathbf{w}_j^T] &= \begin{cases} \mathbf{Q}_k, & \text{si } j = k \\ 0, & \text{si } j \neq k \end{cases} & \mathbb{E}[\mathbf{v}_k\mathbf{v}_j^T] &= \begin{cases} \mathbf{R}_k, & \text{si } j = k \\ 0, & \text{si } j \neq k \end{cases} \\ \mathbb{E}[\mathbf{w}_k\mathbf{x}_0^T] &= 0 \text{ pour tout } k & \mathbb{E}[\mathbf{v}_k\mathbf{x}_0^T] &= 0 \text{ pour tout } k \end{aligned}$$

De plus, les deux vecteurs aléatoires \mathbf{w}_k et \mathbf{v}_k ne sont pas corrélés :

$$\mathbb{E}[\mathbf{w}_k\mathbf{v}_j^T] = 0 \text{ pour tout } k \text{ et } j \quad (3.20)$$

Les hypothèses concernant l'absence de biais et de corrélation ne sont pas strictement contraignantes, puisqu'il est possible de développer des variantes du filtre de Kalman adaptées à ces situations.

Nous supposons à ce stade que nous disposons d'une estimation initiale du processus à un moment donné dans le temps t_k , et que cette estimation est basée sur toutes nos connaissances du processus avant t_k . Cette estimation préalable (ou *a priori*) sera désignée par $\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}$ où le chapeau désigne l'estimation, et le moins rappelle qu'il s'agit de notre meilleure estimation avant d'assimiler la mesure au temps t_k . Nous supposons également que nous connaissons la matrice de covariance des erreurs associée à $\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}$.

L'estimateur qui minimise $\mathbb{E} \left[\|\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k}\|^2 | \mathbf{z}_{1..k} \right]$ est défini par :

$$\hat{\mathbf{x}}_{k|k} = \mathbb{E}[\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1..k}] \quad (3.21)$$

Une propriété remarquable de cet estimateur est son écriture récursive qui définit les équations du filtre de Kalman discret. Cette écriture permet également de déterminer récursivement la matrice de covariance :

$$\mathbf{P}_{k|k} = \mathbb{E}[(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k})(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k})^T | \mathbf{z}_{1..k}] \quad (3.22)$$

Initialement, les seules informations disponibles sont la moyenne, μ_0 , et la covariance, \mathbf{P}_0 , de la valeur initiale de l'estimation initiale $\hat{\mathbf{x}}_{0|0}$ et la covariance d'erreur est :

$$\hat{\mathbf{x}}_{0|0} = \mu_0 = \mathbb{E}[\mathbf{x}_0] \quad (3.23a)$$

$$\mathbf{P}_0 = \mathbb{E}[(\mathbf{x}_0 - \hat{\mathbf{x}}_{0|0})(\mathbf{x}_0 - \hat{\mathbf{x}}_{0|0})^T] \quad (3.23b)$$

5.1 Prédiction *a priori* de l'état

Supposons maintenant que nous ayons une estimation optimale :

$$\hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1} \equiv \mathbb{E}[\mathbf{x}_{k-1} | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \quad (3.24)$$

avec la matrice de covariance correspondante :

$$\mathbf{P}_{k-1|k-1} \equiv \mathbb{E}[(\mathbf{x}_{k-1} - \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1})(\mathbf{x}_{k-1} - \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1})^T | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \quad (3.25)$$

au temps $k-1$. La partie *a priori* de \mathbf{x}_k est donnée par :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} &= \mathbb{E}[\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \\ &= \mathbb{E}[\mathbf{F}_k \mathbf{x}_{k-1} + \mathbf{w}_k | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \\ &= \mathbf{F}_k \mathbb{E}[\mathbf{x}_{k-1} | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] + \mathbb{E}[\mathbf{w}_k | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \\ &= \mathbf{F}_k \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1} \end{aligned} \quad (3.26)$$

La matrice de covariance de la partie *a priori* est :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{k|k-1} &= \mathbb{E}[(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1})(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1})^T | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \\ &= \mathbb{E}[(\mathbf{F}_k \mathbf{x}_{k-1} + \mathbf{w}_k - \mathbf{F}_k \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1})(\mathbf{F}_k \mathbf{x}_{k-1} + \mathbf{w}_k - \mathbf{F}_k \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1})^T | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \\ &= \mathbb{E}[(\mathbf{F}_k(\mathbf{x}_{k-1} - \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1}) + \mathbf{w}_k)(\mathbf{F}_k(\mathbf{x}_{k-1} - \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1}) + \mathbf{w}_k)^T | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] \\ &= \mathbf{F}_k \mathbb{E}[\mathbf{x}_{k-1} - \hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1}] \mathbf{F}_k^T + \mathbb{E}[\mathbf{w}_k \mathbf{w}_k^T] \\ &= \mathbf{F}_k \mathbf{P}_{k-1|k-1} \mathbf{F}_k^T + \mathbf{Q}_k \end{aligned} \quad (3.27)$$

5.2 Correction *a posteriori* de l'état

Les deux équations suivantes décrivent l'étape de mise à jour. Au temps k nous avons deux informations : la valeur *a priori* $\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}$ avec la matrice de covariance correspondante $\mathbf{P}_{k|k-1}$, la mesure \mathbf{z}_k avec la covariance \mathbf{R}_k . Nous savons que :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}}_{k|k} &= \mathbb{E}[\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1\dots k}] \\ &= \mathbb{E}[\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_{1\dots k-1}] + \mathbb{E}[\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_k] \end{aligned} \quad (3.28)$$

Supposons que le dernier terme est une opération linéaire sur l'innovation $\mathbf{z}_k - \mathbf{H}_k \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}$. L'innovation représente la nouvelle information contenue dans l'observation \mathbf{z}_k .

$$\mathbb{E}[\mathbf{x}_k | \mathbf{z}_k] = \mathbf{K}_k (\mathbf{z}_k - \mathbf{H}_k \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}) \quad (3.29)$$

Par conséquent :

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{x}}_{k|k} &= \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k(\mathbf{z}_k - \mathbf{H}_k\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}) \\ &= (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k\mathbf{z}_k\end{aligned}\quad (3.30)$$

avec $\hat{\mathbf{x}}_{k-1|k-1}$ la prédiction de l'état, qui est prédit sans connaître la mesure au temps k , \mathbf{z}_k . Quand \mathbf{z}_k est donnée, la prédiction *a posteriori* de l'état $\hat{\mathbf{x}}_{k|k}$ peut être calculée.

Dans Équation (3.30), le deuxième terme est un ajustement de l'état *a priori*, qui est un produit de deux termes, le gain de Kalman \mathbf{K}_k et le terme d'innovation $\mathbf{z}_k - \mathbf{H}_k\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}$. Comme \mathbf{z}_k est la mesure au temps k , tandis que $\mathbf{H}_k\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}$ est la mesure prédite à partir de l'état *a priori*, donc la soustraction des deux formes de terme peut être considérée comme la différence entre les mesures.

En conséquence, le gain de Kalman \mathbf{K}_k transforme la différence de mesure en dimension du vecteur d'état, et contrôle la contribution de la différence de mesure dans la prédiction *a posteriori*.

5.3 Mise à jour de la matrice de covariance \mathbf{P}_k

Nous avons examiné l'évolution de l'estimateur de notre trace. Nous allons désormais focaliser notre attention sur la variation de l'erreur associée à cet estimateur lors de l'incorporation d'une nouvelle mesure. À cet effet, nous analyserons la matrice de covariance de l'erreur. Nous commençons par considérer la matrice de covariance $\mathbf{P}_{k|k}$:

$$\mathbf{P}_{k|k} = \text{Cov}(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k}) \quad (3.31)$$

Si nous reprenons la définition de $\hat{\mathbf{x}}_{k|k}$, nous obtenons :

$$\mathbf{P}_{k|k} = \text{Cov}[\mathbf{x}_k - (\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k(\mathbf{z}_k - \mathbf{H}_k\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}))] \quad (3.32)$$

et celle de \mathbf{z}_k :

$$\mathbf{P}_{k|k} = \text{Cov}[\mathbf{x}_k - (\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k((\mathbf{H}_k\mathbf{x}_k + \mathbf{v}_k) - \mathbf{H}_k\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}))] \quad (3.33)$$

Nous pouvons réécrire l'Équation (3.33) en rassemblant les termes :

$$\mathbf{P}_{k|k} = \text{Cov}[(\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1}) - \mathbf{K}_k\mathbf{v}_k] \quad (3.34)$$

Comme le bruit de la mesure \mathbf{v}_k est non corrélé avec les autres termes, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_{k|k} &= \text{Cov}[(\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1})] - \text{Cov}[\mathbf{K}_k\mathbf{v}_k] \\ &= (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)\text{Cov}[(\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k-1})](\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)^\top - \mathbf{K}_k\text{Cov}[\mathbf{v}_k]\mathbf{K}_k^\top\end{aligned}\quad (3.35)$$

qui, en utilisant notre invariant sur $\mathbf{P}_{k|k-1}$ et la définition de \mathbf{R}_k , devient :

$$\mathbf{P}_{k|k} = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)\mathbf{P}_{k|k-1}(\mathbf{I} - \mathbf{K}_k\mathbf{H}_k)^\top - \mathbf{K}_k\mathbf{R}_k\mathbf{K}_k^\top \quad (3.36)$$

Cette formule, parfois connue sous le nom de forme de Joseph de l'équation de mise à jour de la covariance, est valable pour toute valeur de \mathbf{K}_k . Il s'avère que si \mathbf{K}_k est le gain de Kalman optimal, cela peut être simplifié davantage.

5.4 Choix optimal de la matrice de gain \mathbf{K}_k

Le gain de Kalman \mathbf{K}_k dans l'Équation (3.30) est déterminé par la minimisation du carré de l'erreur $\|\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k}\|^2$. Nous cherchons à minimiser l'espérance du carré de la magnitude de l'état du système, $\mathbb{E} \left[\|\mathbf{x}_k - \hat{\mathbf{x}}_{k|k}\|^2 \right]$. Cela revient à minimiser la trace de la matrice de covariance estimée a posteriori $\mathbf{P}_{k|k}$. En développant les termes de l'Équation (3.36) et en les rassemblant, nous obtenons l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{k|k} &= \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^\top \mathbf{H}_k^\top - \mathbf{K}_k (\mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top + \mathbf{R}_k) \mathbf{K}_k^\top \\ &= \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^\top \mathbf{H}_k^\top - \mathbf{K}_k \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top \end{aligned} \quad (3.37)$$

avec $\mathbf{S}_k = \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top + \mathbf{R}_k$

La trace est minimisée lorsque sa dérivée par rapport à la matrice de gain est nulle. En utilisant la relation pour la dérivée partielle de la trace du produit de deux matrices et la symétrie des matrices impliquées, nous trouvons que :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{P}_{k|k})}{\partial \mathbf{K}_k} &= -\frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1})}{\partial \mathbf{K}_k} - \frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{K}_k^\top \mathbf{H}_k^\top)}{\partial \mathbf{K}_k} + \frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top)}{\partial \mathbf{K}_k} \\ &= -2 \frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1})}{\partial \mathbf{K}_k} + \frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top)}{\partial \mathbf{K}_k} \\ &= -2 \mathbf{P}_{k|k-1}^\top \mathbf{H}_k^\top + \frac{\partial \text{Tr}(\mathbf{K}_k \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top)}{\partial \mathbf{K}_k} \\ &= -2 \mathbf{P}_{k|k-1}^\top \mathbf{H}_k^\top + 2 \mathbf{K}_k \mathbf{S}_k = 0 \end{aligned} \quad (3.38)$$

Lorsque nous le résolvons pour \mathbf{K}_k , cela nous donne le gain de Kalman :

$$\begin{aligned} \mathbf{K}_k \mathbf{S}_k &= \mathbf{P}_{k|k-1}^\top \mathbf{H}_k^\top = \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top \\ \implies \mathbf{K}_k &= \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top \mathbf{S}_k^{-1} \end{aligned} \quad (3.39)$$

5.5 Simplification de la formule de covariance d'erreur *a posteriori*

Comme indiqué avant, la formule utilisée pour calculer la matrice de covariance d'erreur *a posteriori* peut être simplifiée lorsque le gain de Kalman est égal à la valeur optimale dérivée ci-dessus. En multipliant les deux côtés de l'Équation (3.39) par $\mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top$, nous obtenons :

$$\mathbf{K}_k \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top = \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top \mathbf{S}_k^{-1} \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top = \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top \mathbf{K}_k^\top \quad (3.40)$$

En nous référant à la formule développée pour la covariance d'erreur *a posteriori* donnée par l'Équation (3.37), nous pouvons déterminer la matrice de covariance de l'erreur :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{k|k} &= \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^\top \mathbf{K}_k^\top + \mathbf{K}_k \mathbf{S}_k \mathbf{K}_k^\top \\ &= \mathbf{P}_{k|k-1} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{P}_{k|k-1} \end{aligned} \quad (3.41)$$

Ce qui optimise la valeur de la matrice de covariance de l'erreur après la mise à jour de la nouvelle mesure.

5.6 Récapitulatif

Étape de prédiction : à cette étape, le vecteur d'état et la matrice de covariance de l'erreur sont prédits au temps k grâce au modèle du système :

$$\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} = \mathbf{F}_{k-1} \hat{\mathbf{x}}_{k-1} \quad (3.42)$$

$$\mathbf{P}_{k|k-1} = \mathbf{F}_{k-1} \mathbf{P}_{k-1} \mathbf{F}_{k-1}^T + \mathbf{Q}_{k-1} \quad (3.43)$$

où \mathbf{Q}_k est la matrice de covariance du bruit du système \mathbf{w}_k .

Étape de mise à jour : à cette étape, le vecteur d'état et la matrice de covariance sont mis à jour en fonction de la nouvelle mesure :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{x}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k (\mathbf{z}_k - \mathbf{H}_k \mathbf{x}_{k|k-1}) \mathbf{P}_k = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{P}_{k|k-1} \quad (3.44)$$

où la matrice \mathbf{K}_k est la matrice de gain de Kalman optimal au temps k donnée par l'équation suivante :

$$\mathbf{K}_k = \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T (\mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T + \mathbf{R}_k)^{-1} \quad (3.45)$$

où \mathbf{R}_k est la matrice de covariance du bruit de mesure \mathbf{v}_k .

6 Filtre de Kalman étendu discret

Il convient de souligner que, dans le cadre général, la fonction de propagation ainsi que la fonction de mesure ne sont pas linéaires. Dans une telle situation, il est nécessaire de recourir à la méthode du filtre de Kalman étendu. Lorsque les fonctions de propagation et de mesure s'écartent de la linéarité, elles ne peuvent pas être représentées sous forme de matrices. Par conséquent, dans les équations d'analyse et de prédiction de l'estimateur, il est indispensable de maintenir la formulation explicite des fonctions de propagation \mathbf{f}_{k-1} et de mesure \mathbf{h}_k .

Pour les opérations de mise à jour et de prédiction, il n'est pas possible de conserver la forme intégrale de ces fonctions. La façon la plus simple de traiter les non-linéarités consiste à linéariser, par expansion en série de Taylor au premier ordre, le système autour d'un certain point. C'est à dire, les matrices du système linéarisé sont trouvées en calculant la dérivée partielle (jacobienne) de la fonction non linéaire par rapport aux variables d'état \mathbf{x} (calculées au temps k). Cette technique est utilisée dans le filtre de Kalman étendu (EKF).

Nous allons reformuler les deux phases du filtre de Kalman dans le contexte non linéaire : la prédiction et la mise à jour. Le modèle du système venant du site $k-1$ et arrivant au site k s'exprime grâce à l'équation de mouvement :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{f}_{k-1}(\mathbf{x}_{k-1}) + \mathbf{w}_k \quad (3.46)$$

L'équation du modèle de mesure non linéaire est :

$$\mathbf{z}_k = \mathbf{h}_k(\mathbf{x}_k) + \mathbf{v}_k \quad (3.47)$$

Une fois l'équation du système déterminée, l'étape de propagation transformant l'état mis à jour depuis la mesure au temps $k-1$ vers la prédiction au temps k pour le filtre de Kalman étendu est :

$$\hat{\mathbf{x}}_{k|k-1} = \mathbf{f}_{k-1}(\hat{\mathbf{x}}_{k-1}) \quad (3.48)$$

$$\mathbf{P}_{k(+)} = \mathbf{F}_{k-1} \mathbf{P}_{k(-)} \mathbf{F}_{k-1}^T + \mathbf{Q}_k \quad (3.49)$$

où \mathbf{f}_{k-1} est généralement obtenu en intégrant numériquement l'équation différentielle du système et \mathbf{F}_{k-1} est la matrice jacobienne de la fonction \mathbf{f} et est nommée la matrice de propagation ; elle est définie comme

$$\mathbf{F}_{k-1} = \left. \frac{\partial \mathbf{f}_{k-1}}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_{k-1}} \quad (3.50)$$

L'étape de la mise à jour devient alors :

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{x}_{k|k-1} + \mathbf{K}_k (\mathbf{z}_k - \mathbf{h}_k(\mathbf{x}_{k|k-1})) \quad (3.51)$$

$$\mathbf{K}_k = \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T (\mathbf{H}_k \mathbf{P}_{k|k-1} \mathbf{H}_k^T + \mathbf{R}_k)^{-1} \quad (3.52)$$

$$\mathbf{P}_k = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_k \mathbf{H}_k) \mathbf{P}_{k|k-1} \quad (3.53)$$

où \mathbf{H}_k est la matrice de projection dans l'espace des mesures, et est définie comme :

$$\mathbf{H}_k = \left. \frac{\partial \mathbf{h}_k}{\partial \mathbf{x}} \right|_{\mathbf{x}_k} \quad (3.54)$$

Il est important de noter que si le filtre de Kalman est optimal dans le cas d'un système linéaire, l'EKF est sous-optimal dans le cas d'un système non linéaire. Cela peut encore donner des performances adéquates dans le cas où les non-linéarités sont faibles, mais lorsque le système est fortement non linéaire, les performances se dégradent. En outre, étant donné que les dérivées partielles doivent être calculées pour chaque pas de temps, la charge de calcul est accrue par rapport à la contrepartie linéaire. Il existe d'autres méthodes pour les systèmes non linéaires, comme le filtre de Kalman non centré (UKF).

7 Application à l'expérience BONuS12

7.1 Introduction

L'objectif du filtre de Kalman dans l'expérience BONuS12 est de reconstruire la trajectoire des particules dans la RTPC, afin de déterminer la position et l'impulsion des particules au vertex d'interaction. Le filtre de Kalman a été développé pour ne traiter que les protons de basse impulsion, comme cela est la principale particule que nous souhaitons reconstruire.

La première étape est donc de définir le modèle du système à utiliser. Les protons sont des particules chargées donc leurs trajectoires sont déviées par le champ magnétique utilisé dans l'expérience BONuS12. Les protons étant de basse impulsion, l'énergie déposée sera importante et devra être prise en compte. Tout cela conduit à un système non linéaire, le filtre de Kalman étendu va donc tout naturellement être utilisé.

7.2 Équation de mouvement

Une particule chargée se déplaçant dans un champ magnétique $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ subit la force de Lorentz. Son mouvement est donc décrit par l'équation différentielle :

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \kappa Q \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (3.55)$$

avec $\kappa = c$ et Q est la charge électrique en unité de e . Si les distances sont en mm, le champ magnétique est kGauss et l'impulsion en MeV alors $\kappa = 299.792\,458$ mm/ns.

En utilisant s , la distance parcourue par la particule, comme paramètre libre, l'équation du mouvement devient :

$$\frac{d^2\vec{r}}{ds^2} = \kappa \frac{q}{p} \left(\frac{d\vec{r}}{ds} \times \vec{B} \right) \quad (3.56)$$

Il s'agit d'une équation différentielle du deuxième ordre, que nous pouvons transformer en un système d'équation différentielle du premier ordre :

$$\frac{d\vec{p}}{ds} = \frac{q}{p} \left(\vec{p} \times \vec{B} \right) \quad (3.57)$$

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\vec{p}}{p} \quad (3.58)$$

Dans le cas d'un champ magnétique homogène \mathbf{B}_0 et en l'absence de matière, la solution analytique de l'Équation (3.55) est une hélice. Lorsqu'on est confronté à un champ magnétique de configuration quelconque accompagné de couches de matériaux fins et de gaz, l'absence de solution analytique requiert le recours à une méthode de résolution numérique. À cet effet, l'algorithme Runge-Kutta d'ordre 4 pour les équations différentielles du second ordre est souvent utilisé dans les logiciels de reconstruction de trajectoires.

7.3 Algorithme Runge Kutta du 4e ordre

La méthode Runge-Kutta [But96] est une méthode efficace et largement utilisée pour résoudre les problèmes d'équations différentielles avec des valeurs initiales. La méthode est nommée d'après les mathématiciens C. Runge et M. Kutta, qui l'ont développée au début du 20e siècle. La version la plus couramment utilisée est celle du quatrième ordre, souvent simplement appelée RK4.

L'idée de base derrière la méthode de Runge-Kutta est de fournir une solution approchée à une équation différentielle de la forme $\mathbf{y}' = f(\mathbf{x}, \mathbf{y})$, avec une condition initiale donnée. La méthode procède par étapes, avançant progressivement à partir de la condition initiale en utilisant des approximations successives pour prédire la valeur de la fonction à des points ultérieurs.

Considérons un problème de valeur initiale du premier ordre :

$$\mathbf{y}' = f(\mathbf{x}, \mathbf{y}), \mathbf{a} \leq \mathbf{x} \leq \mathbf{b} \quad (3.59)$$

$$\mathbf{y}(\mathbf{a}) = \mathbf{y}_0 \quad (3.60)$$

Pour obtenir la méthode Runge Kutta générale, nous divisons l'intervalle $[a, b]$ en N sous intervalles comme $[x_n, x_{n+1}]$ ($n = 0, 1, \dots, N-1$), en intégrant $y' = f(x, y)$ sur $[x_n, x_{n+1}]$ et en utilisant le théorème de la valeur moyenne pour les intégrales, nous obtenons :

$$y(x_{n+1}) - y(x_n) = \int_{x_n}^{x_{n+1}} f(x, y(x)) dx = hf(\xi, y(\xi)) \quad (3.61)$$

avec $h = x_{n+1} - x_n$ et $\xi \in [x_n, x_{n+1}]$, i.e,

$$y(x_{n+1}) = y(x_n) + hf(\xi, y(\xi)) \quad (3.62)$$

Si nous approximons $f(x, y(x))$ par les valeurs de combinaison linéaire de $f(x, y(x))$ sur l'intervalle $[x_n, x_{n+1}]$, on obtient la forme générale de la méthode Runge-Kutta :

$$y_{n+1} = y_n + h \sum_{i=1}^m c_i f(\xi_i, y(\xi_i)) \quad (3.63)$$

En choisissant différentes valeurs des paramètres m , c_i et x_i , on peut obtenir différentes formes de formule de l'algorithme Runge-Kutta.

La méthode RK4 calcule la solution en utilisant une combinaison pondérée de quatre estimations de la pente de la fonction à différents points de l'intervalle h . Pour une étape donnée allant de t à $t + h$, les estimations de la pente sont calculées comme suit :

$$k_1 = hf(x_n, y_n) \quad (3.64)$$

$$k_2 = hf(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_1) \quad (3.65)$$

$$k_3 = hf(x_n + \frac{1}{2}h, y_n + \frac{1}{2}k_2) \quad (3.66)$$

$$k_4 = hf(x_n + h, y_n + k_3) \quad (3.67)$$

La solution approchée $y(t + h)$ est ensuite calculée en utilisant une moyenne pondérée de ces pentes :

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4) \quad (3.68)$$

Cette approche offre plusieurs avantages significatifs. L'algorithme RK4 se distingue par sa grande précision parmi les méthodes à étape unique, rendant cette méthode très prisée dans diverses applications. En ce qui concerne la flexibilité, elle s'applique à une vaste gamme d'équations différentielles, pourvu qu'on puisse les formuler de manière adéquate. Quant à la facilité de mise en œuvre, malgré une complexité supérieure à celle de méthodes plus élémentaires telles que la méthode d'Euler, le RK4 demeure relativement simple à implémenter.

L'étape de prédiction du filtre de Kalman étendu est gérée par l'algorithme Runge-Kutta qui prend en compte la perte d'énergie causée par les interactions avec le matériel du détecteur.

7.4 Énergie déposée

Lorsque des particules traversent de la matière, leur impulsion est réduite et la direction de leur trajectoire est modifiée. Pour un ajustement de trajectoire correct, il est crucial d'intégrer ces effets dans la méthode d'estimation. Du point de vue de l'ajustement de trajectoire, il est judicieux de distinguer entre les effets déterministes, qui modifient le vecteur d'état \mathbf{x} , et les effets aléatoires, qui modifient la matrice de covariance \mathbf{P} .

Les formules utilisées pour incorporer les effets du matériel dans l'ajustement de trajectoire sont semi-empiriques : bien que les principales relations entre les variables énoncées dans ces formules soient dérivées d'équations fondamentales, leurs constantes sont choisies pour correspondre aux résultats expérimentaux.

Le taux moyen d'énergie déposée par distance parcourue pour les particules lourdes chargées modérément relativistes est décrit par l'équation de Bethe-Bloch [Wor22] :

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi r_e^2 m c^2 n_{el} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \delta - \frac{2C_e}{Z} + S + F \right] \quad (3.69)$$

avec

- r_e = rayon classique de l'électron ($e^2/(4\pi\epsilon_0 c^2)$)
- $m c^2$ = masse de l'électron
- n_{el} = densité d'électron dans le matériau
- I = énergie d'excitation moyenne dans le matériau
- Z = numéro atomique du matériau
- z = charge de la particule incidente en unités de la charge de l'électron
- $\gamma = E/(m c^2)$
- $\beta = 1 - (1/\gamma^2)$
- $T_{max} = \frac{2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma(m_e/M) + (m_e/M)^2}$
- δ = fonction d'effet de densité
- C_e = fonction de correction du noyau
- S = Fonction de correction du spin
- F = Fonctions d'ordre supérieur

La formule de Bethe-Bloch 3.69 décrit la perte d'énergie moyenne pour une particule traversant un matériau. La perte d'énergie réelle lors de collisions individuelles présente des fluctuations statistiques.

Pour l'application du filtre de Kalman à l'expérience BONuS12, les fonctions de correction ne sont pas employées en raison de leur exigence élevée en termes de ressources de calcul. Les caractéristiques des matériaux sont évaluées à l'aide du logiciel GEANT4. Les divers matériaux constituant le détecteur, ainsi que leurs emplacements spécifiques, sont décrits dans le chapitre 2.

7.5 Initialisation du vecteur d'état et de la matrice de covariance

L'objectif du filtre de Kalman est d'estimer la trajectoire d'une particule, le vecteur d'état est composé de la position et de l'impulsion de la particule :

$$\mathbf{x} = (x, y, z, p_x, p_y, p_z)^T \quad (3.70)$$

L'utilisation de six paramètres, au lieu des cinq requis pour caractériser une hélice, est motivée par la déformation de l'hélice résultant de la perte d'énergie durant sa propagation. Il devient ainsi plus pratique d'utiliser directement la position et l'impulsion.

L'initialisation du vecteur d'état est réalisée par un ajustement global utilisant la méthode des moindres carrés, nommée dans cette thèse *helix fitter*. Cela donne donc comme information la position le long du faisceau z , l'impulsion globale P , l'angle azimutal ϕ et l'angle polaire θ au vertex d'interaction. La position en x et y est choisie nulle. L'initialisation du vecteur d'état s'effectue en utilisant les informations d'un ajustement global basé sur la méthode des moindres carrés. Cette procédure fournit la position le long de l'axe z , l'impulsion totale p , l'angle azimutal ϕ et l'angle polaire θ au vertex d'interaction. La position en x et y sont choisies comme étant nulles. Cela nous donne toutes les informations nécessaires pour l'initialisation.

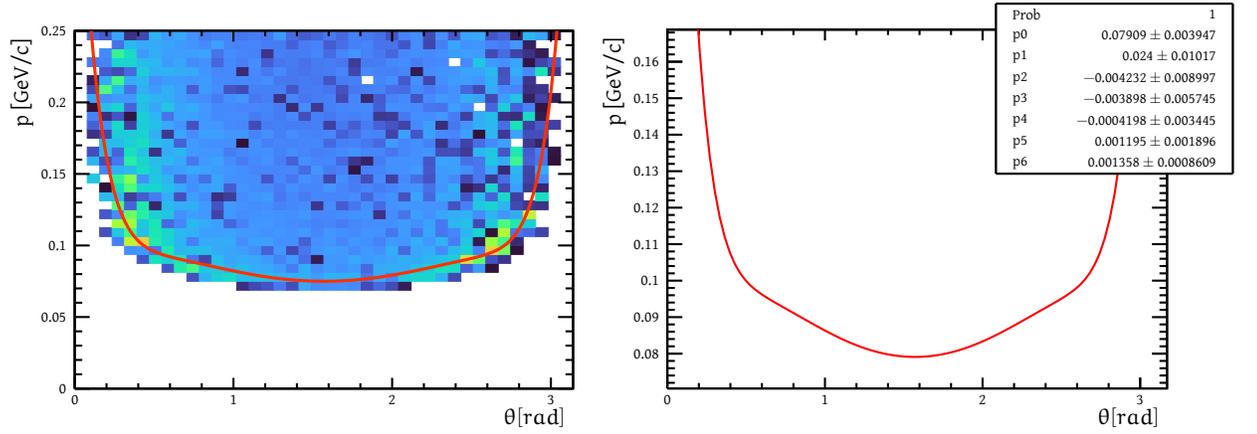
Lorsque l'impulsion initiale est inférieure à une valeur seuil dépendante de θ , l'impulsion de la trajectoire est alors ajustée à cette valeur limite. Cette correction est justifiée par la perte d'énergie subie durant le trajet de la particule de la ligne de faisceau jusqu'au premier point d'interaction, nécessitant une impulsion minimale pour effectuer cette propagation. Cette impulsion minimale a été déterminée en identifiant l'impulsion la plus basse pour laquelle le nombre de *hits* dans la RTPC atteint un minimum pour chaque intervalle de θ . Les Figures 3.2a et 3.2b illustrent cette impulsion minimale en fonction de θ . La valeur minimale de cette impulsion est paramétrisé à l'aide d'un polynôme de douzième ordre avec uniquement les termes pairs, dont l'équation est :

$$\begin{aligned} p_{\min} = & 0.001358 \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^{12} + 0.001195 \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^{10} - 0.0004198 \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^8 \\ & - 0.003898 \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^6 - 0.004232 \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^4 + 0.024 \left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)^2 + 0.075 \quad (3.71) \end{aligned}$$

7.6 Matrice de bruit du système

Le système est soumis à deux sources de bruit : la diffusion multiple et les fluctuations de l'énergie perdue. Seules les fluctuations ont un impact visible sur la propagation. Après chaque étape de l'algorithme de Runge-Kutta, l'impact des matériaux traversés est calculé. Les variances dues à la perte d'énergie sont ajoutées à la matrice de bruit de processus \mathbf{Q}_k .

La perte d'énergie totale des particules chargées est une quantité stochastique dont la distribution est décrite en termes de fonction de dispersion. Pour des longueurs



(a) La distribution du nombre de *hits* en fonction l'impulsion et de θ .

(b) L'ajustement de l'impulsion minimale en fonction de θ à l'aide d'un polynôme d'ordre douze avec uniquement les termes pairs.

FIG. 3.2 Impulsion minimale en fonction de θ et l'ajustement à l'aide d'un polynôme d'ordre douze

importantes, la fonction de dispersion tend vers une distribution gaussienne avec la variance de Bohr [BIA93] :

$$\Omega^2 = Kn_{el} \frac{Z/A}{\beta^2} T_{max} s (1 - \beta^2/2) \quad (3.72)$$

Cette fluctuation d'énergie déposée est donc répercutée sur l'impulsion :

$$\frac{dp}{dE} = (E + dE) / \sqrt{(E + dE)^2 - M^2} \quad (3.73)$$

$$\sigma_{p_x}^2 = (p_x/p)^2 \left(\frac{dp}{dE}\right)^2 \Omega^2 \quad (3.74)$$

$$\sigma_{p_y}^2 = (p_y/p)^2 \left(\frac{dp}{dE}\right)^2 \Omega^2 \quad (3.75)$$

$$\sigma_{p_z}^2 = (p_z/p)^2 \left(\frac{dp}{dE}\right)^2 \Omega^2 \quad (3.76)$$

La contribution de l'énergie déposée à la matrice de bruit de processus :

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_{p_x}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{p_y}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{p_z}^2 \end{bmatrix} \quad (3.77)$$

7.7 Vecteur de mesure

Les données issues d'un *hits* dans la RTPC sont représentées par un identifiant de pad et une mesure de temps. Ces informations sont converties en coordonnées de rayon, en angle azimutal et en position z grâce à la fonction de dérive des électrons et l'algorithme de reconstruction développé par D. Payette [Pay21]. Par conséquent, le vecteur de mesure employé dans le filtre de Kalman pour l'expérience BONuS12 est constitué de :

$$\mathbf{z} = (r, \phi, z)^T \quad (3.78)$$

La fonction de projection $\mathbf{h}_k(\hat{\mathbf{x}}_k)$ extrait une mesure à partir d'un vecteur d'état. Elle décrite par l'équation suivante :

$$\mathbf{h}_k(\hat{\mathbf{x}}_k) = \begin{cases} \sqrt{x^2 + y^2} \\ \arctan \frac{y}{x} \\ z \end{cases} \quad (3.79)$$

La matrice de projection est la jacobienne de $\mathbf{h}_k(\hat{\mathbf{x}}_k)$:

$$\mathbf{H}_k = \begin{bmatrix} \frac{x}{r} & \frac{y}{r} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -\frac{y}{r^2} & \frac{x}{r^2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.80)$$

7.8 Matrice de bruit de mesure

La mesure est affectée par un bruit de fond qui requiert donc une modélisation adéquate. On fournit la variance de chaque élément du vecteur de mesure :

$$\sigma_r = 2 \frac{70.0}{r} \text{ mm} \quad (3.81)$$

$$\sigma_\phi = 0.035 \text{ rad} \quad (3.82)$$

$$\sigma_z = 1 \text{ mm} \quad (3.83)$$

Il n'y a pas de corrélation entre les différentes variables du vecteur de mesure. La charge relative de chaque coup est utilisée pour définir leur importance. La matrice de bruit de la mesure est :

$$\mathbf{R} = \frac{0.01}{\frac{\text{ADC}}{\text{ADC Total}}} \begin{bmatrix} \sigma_r^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_\phi^2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_z^2 \end{bmatrix} \quad (3.84)$$

avec "ADC" la charge du coup considéré, et "ADC Total" la charge totale de la trajectoire.

8 Résultats

8.1 Simulation

Initialement, nous avons appliqué le filtre de Kalman à des données simulées via GEANT4/GEMC. Cette évaluation a été réalisée sur différentes gammes d'impulsion afin d'analyser en détail les impacts du filtre de Kalman.

La simulation du détecteur CLAS12 utilise un framework en C++ appelé Geant4 Monte-Carlo (GEMC) pour simuler des événements à travers le détecteur CLAS12. Le framework GEMC [UAB20] utilise le *toolkit* de simulation Geant4 pour reproduire le trajet des particules à travers le détecteur, en considérant l'emplacement et la composition des divers éléments qui le composent, comme décrit dans [UAB20]. Le package de simulation Geant4, est fréquemment employé dans le domaine de la physique des particules expérimentale pour simuler comment les particules interagissent avec la matière.

La modélisation complète de la géométrie de CLAS12 a été effectuée par des contributeurs en utilisant des outils Geant4 et implémentée dans le framework GEMC. Un grand nombre de processus physiques tels que la production de paires, la diffusion Compton, l'ionisation, la diffusion multiple, le bremsstrahlung, l'annihilation électron-positron, les interactions hydroniques, etc., qui peuvent se produire lors du passage de particules à travers la matière sont ainsi pris en compte lors de la simulation du passage des particules à travers le détecteur.

Nous avons simulé 1 000 000 protons allant dans le détecteur BONuS12 avec une impulsion de 60 MeV/c jusqu'à 120 MeV/c, un angle polaire θ de 40° à 140° et un angle azimutal ϕ de 0° à 360°. Toutes les distributions en impulsion, θ et ϕ sont uniformes.

Nous pouvons comparer les distributions générées après l'effet de l'acceptation simulé par GEMC, les résultats de l'ajustement global nommé *helix fitter*, et ceux du filtre de Kalman pour les variables \mathbf{p} , ϕ , θ et v_z . Nous pouvons calculer la résolution obtenue avec l'*helix fitter* et le filtre de Kalman pour les 4 variables :

$$\frac{\Delta \mathbf{p}}{\mathbf{p}_{\text{hf}}} = \frac{\mathbf{p}_{\text{helix fitter}} - \mathbf{p}_{\text{gen}}}{\mathbf{p}_{\text{gen}}} \qquad \frac{\Delta \mathbf{p}}{\mathbf{p}_{\text{kf}}} = \frac{\mathbf{p}_{\text{Kalman}} - \mathbf{p}_{\text{gen}}}{\mathbf{p}_{\text{gen}}} \quad (3.85)$$

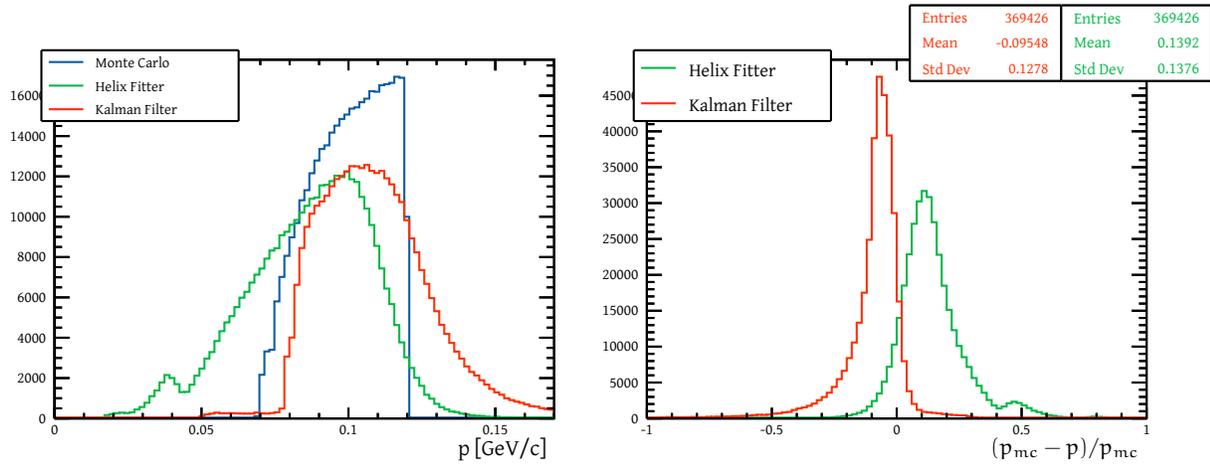
$$\Delta \phi_{\text{hf}} = \phi_{\text{gen}} - \phi_{\text{helix fitter}} \qquad \Delta \phi_{\text{kf}} = \phi_{\text{gen}} - \phi_{\text{Kalman}} \quad (3.86)$$

$$\Delta \theta_{\text{hf}} = \theta_{\text{gen}} - \theta_{\text{helix fitter}} \qquad \Delta \theta_{\text{kf}} = \theta_{\text{gen}} - \theta_{\text{Kalman}} \quad (3.87)$$

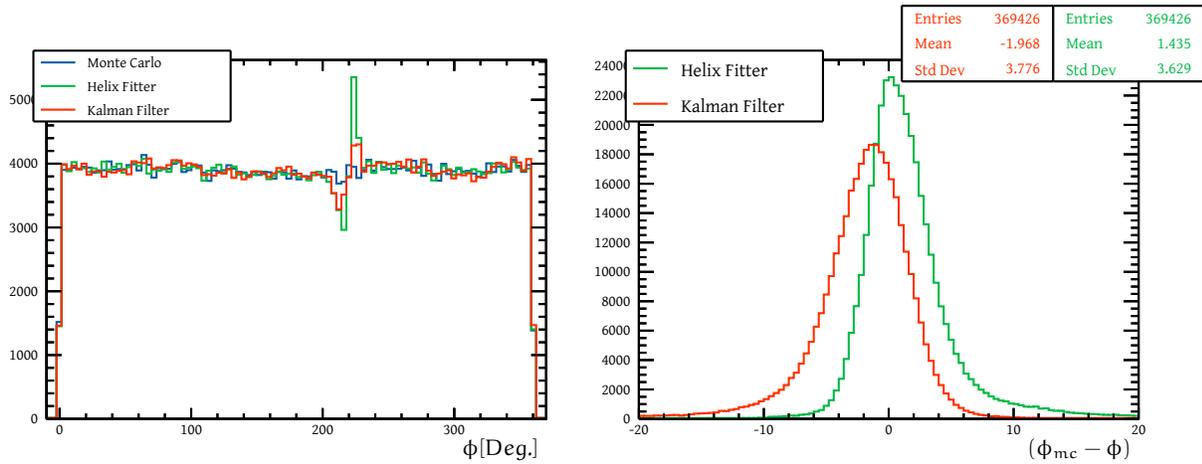
$$\Delta v_{z\text{hf}} = v_{z\text{gen}} - v_{z\text{helix fitter}} \qquad \Delta v_{z\text{kf}} = v_{z\text{gen}} - v_{z\text{Kalman}} \quad (3.88)$$

La Figure 3.3a montre l'impulsion du proton pour l'*helix fitter* en vert, le filtre de Kalman en rouge et la vraie valeur venant du générateur en bleu. Comme le montre la distribution de la vraie valeur, nous perdons une partie de plus en plus grande des protons quand l'impulsion diminue. Cela est attendu et est dû à l'énergie déposée par les protons qui les empêche d'atteindre la *drift region*.

La Figure 3.3b présente la résolution en impulsion $\frac{\Delta \mathbf{p}}{\mathbf{p}}$ de l'*helix fitter* et du filtre de Kalman. La résolution du filtre de Kalman est mieux centrée et plus fine comparée à l'*helix fitter*.

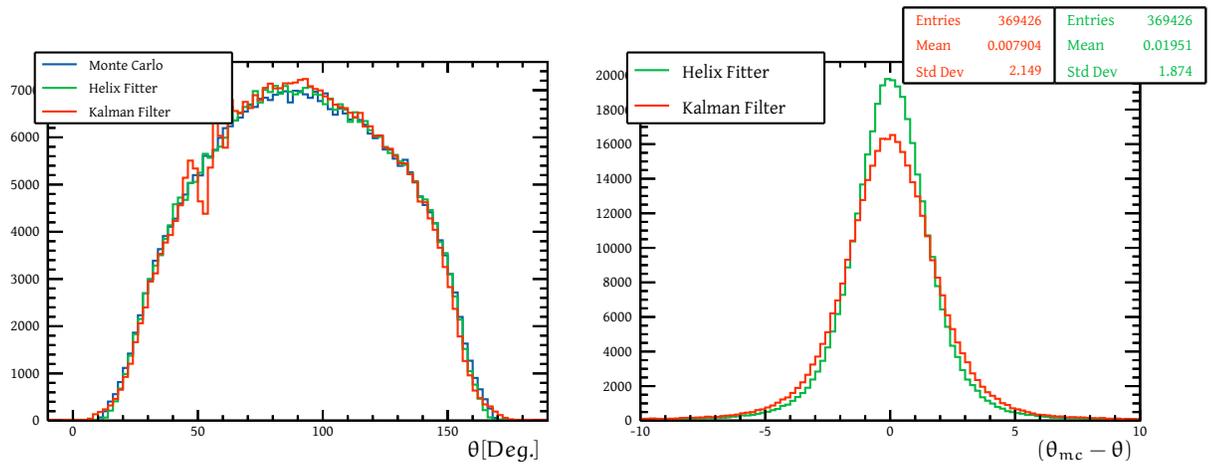


(a) Distribution en impulsion pour l'ensemble des protons.

(b) Distribution de la résolution $\frac{\Delta p}{p}$ pour l'ensemble des protons.**FIG. 3.3** Distribution en impulsion et sa résolution après la reconstruction de l'ensemble des protons de la simulation.(a) Distribution en ϕ pour l'ensemble des protons.(b) Distribution de la résolution $\Delta\phi$ pour l'ensemble des protons.**FIG. 3.4** Distribution en ϕ et sa résolution après la reconstruction de l'ensemble des protons de la simulation.

La Figure 3.4a montre la distribution en ϕ des protons dans BONuS12. La Figure 3.3b présente la résolution de l'angle azimutal ϕ pour le filtre de Kalman et l'*helix fitter*. Les deux résolutions sont similaires avec seulement l'écart-type de la distribution du filtre de Kalman plus grande.

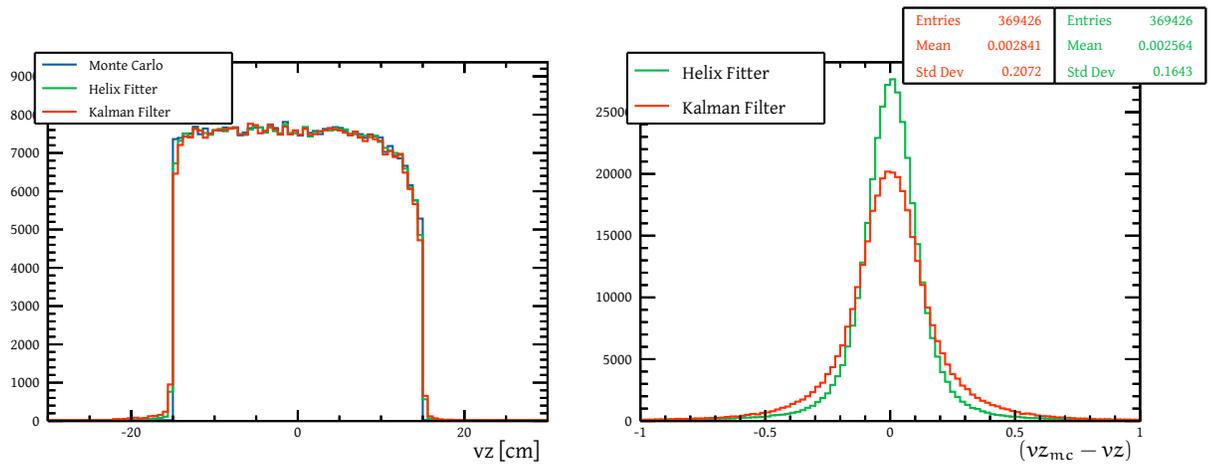
Pour les deux autres variables θ et v_z ainsi que leurs résolutions, il y a une dégradation modeste entre le filtre de Kalman et l'*helix fitter*, comme le montre les Figures 3.5a, 3.5b, 3.6a et 3.6b.



(a) Distribution en θ pour l'ensemble des protons.

(b) Distribution de la résolution $\Delta\theta$ pour l'ensemble des protons.

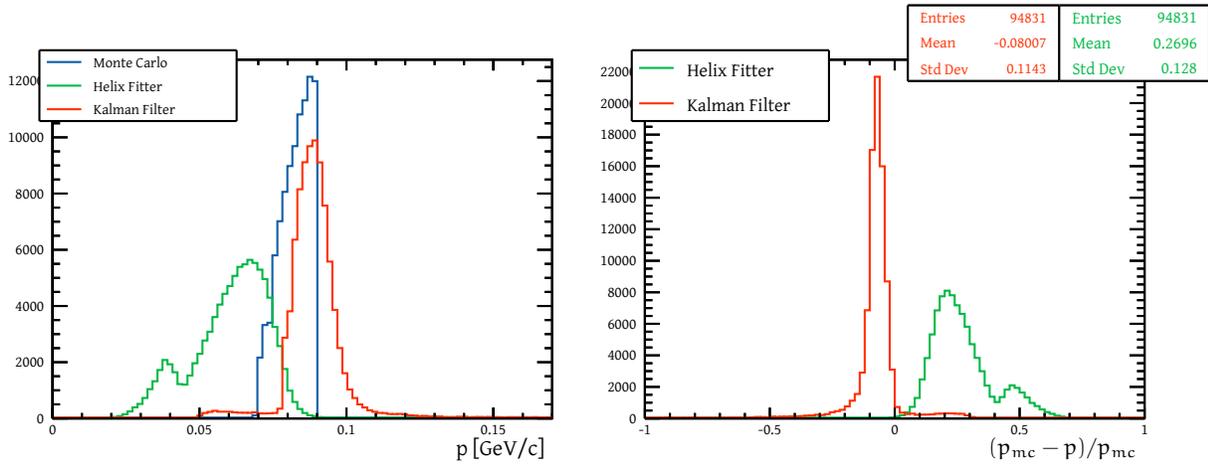
FIG. 3.5 Distribution en θ et sa résolution après la reconstruction de l'ensemble des protons de la simulation.



(a) Distribution de v_z pour l'ensemble des protons.

(b) Distribution de la résolution Δv_z pour l'ensemble des protons.

FIG. 3.6 Distribution en v_z et sa résolution après la reconstruction de l'ensemble des protons de la simulation.



(a) Distribution en impulsion pour les protons de faible impulsion.

(b) Distribution de la résolution $\frac{\Delta p}{p}$ pour les protons de faible impulsion.

FIG. 3.7 Distribution en impulsion et sa résolution après la reconstruction des protons de faible impulsion ($p < 90$ MeV) de la simulation.

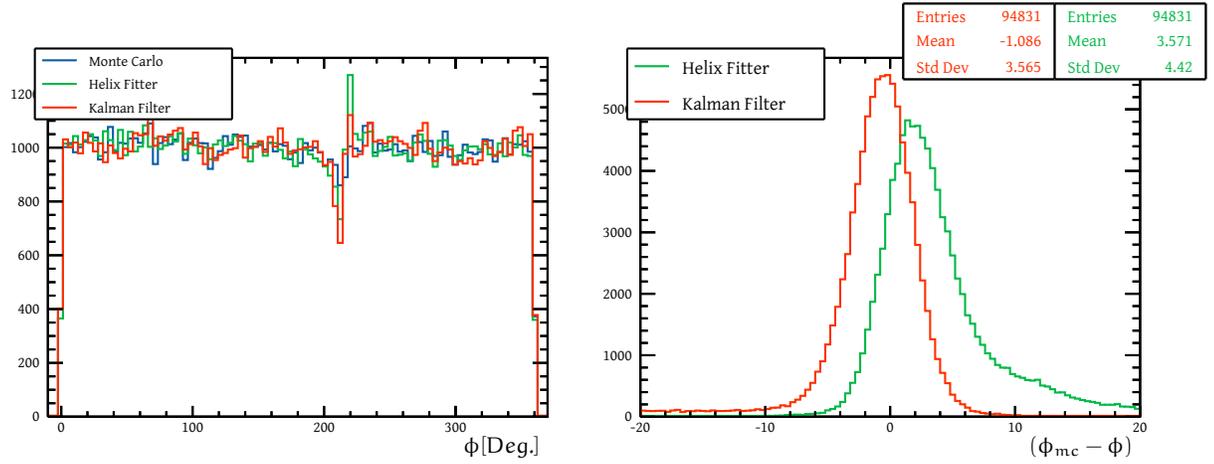
L'énergie déposée par les protons est de plus en plus grande plus l'impulsion est faible. Nous nous attendons donc que le filtre de Kalman soit plus efficace aux petites impulsions. Nous avons donc mis une coupure sur l'impulsion du proton $p < 90$ MeV afin de mieux faire ressortir l'effet du filtre de Kalman. Il est aussi important de noter que pour l'analyse de DVCS sur neutron ou celle de la fonction de structure du neutron F_2 , nous nous intéressons au neutron quasi libre, donc aux protons avec l'impulsion la plus faible possible. Les protons avec une faible impulsion sont donc très importants.

La Figure 3.7a montre l'impulsion du proton pour les faibles impulsions pour l'*helix fitter* en vert, le filtre de Kalman en rouge et la vraie valeur venant du générateur en bleu. La Figure 3.7b présente la résolution en impulsion $\frac{\Delta p}{p}$ de l'*helix fitter* et du filtre de Kalman. La résolution du filtre de Kalman est bien mieux centrée et plus fine comparée à l'*helix fitter*.

La Figure 3.8a montre la distribution en ϕ des protons dans BONuS12. La Figure 3.7b présente la résolution de l'angle azimutal ϕ pour le filtre de Kalman et l'*helix fitter*. La résolution du filtre de Kalman est mieux centrée et plus fine que celle de l'*helix fitter*.

Pour les deux autres variables θ et v_z ainsi que leurs résolutions, il y a une dégradation modeste entre le filtre de Kalman et l'*helix fitter*, comme le montre les Figures 3.9a, 3.9b, 3.10a et 3.10b.

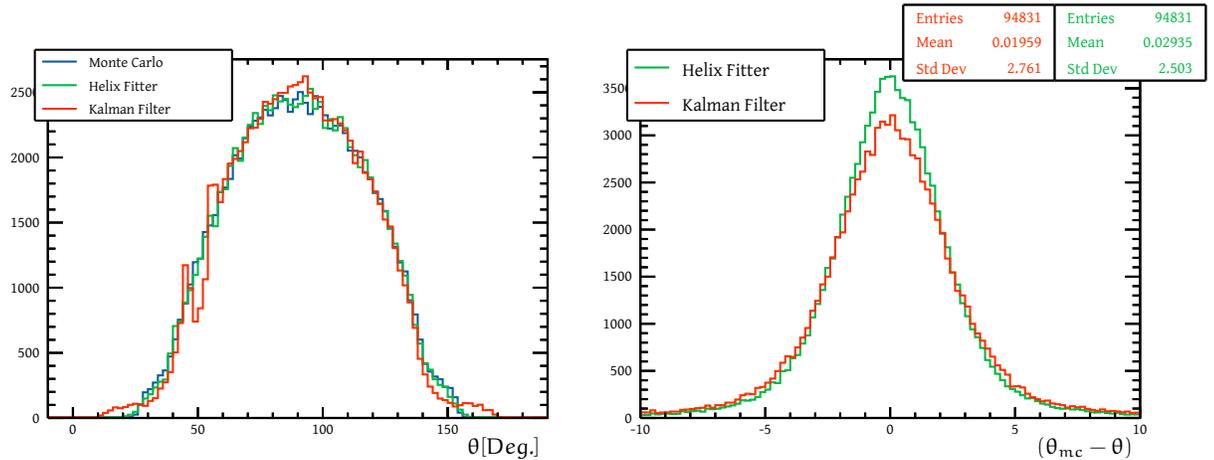
En conclusion, sur les données simulées où nous avons accès aux vraies valeurs, le filtre de Kalman permet une meilleure reconstruction de l'impulsion grâce à une prise en compte de l'énergie déposée par les protons. Cet effet est encore plus important sur les protons de faible impulsion qui sont importants pour l'expérience BONuS12. Le filtre de Kalman permet également une amélioration de la résolution en ϕ pour les



(a) Distribution en ϕ pour les protons de faible impulsion.

(b) Distribution de la résolution $\Delta\phi$ pour les protons de faible impulsion.

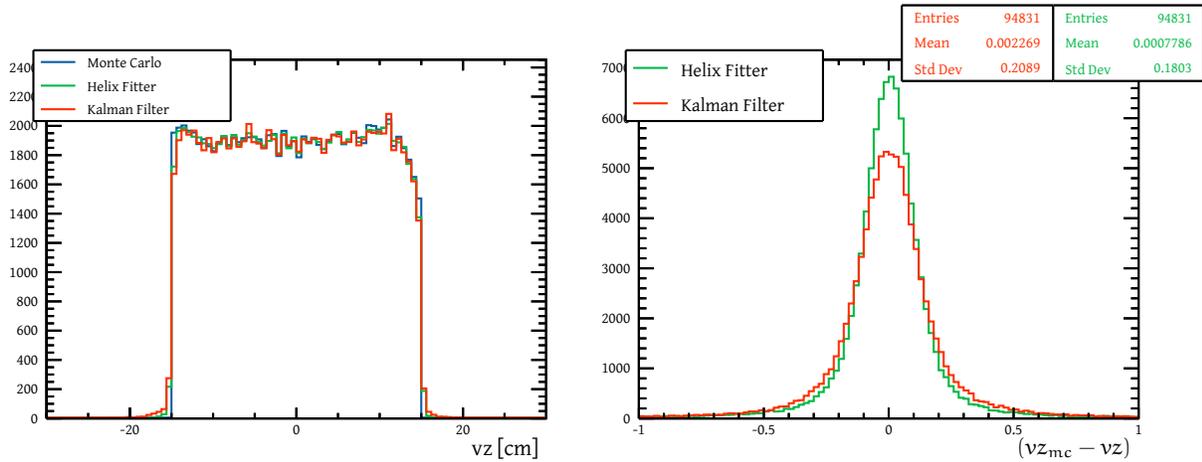
FIG. 3.8 Distribution en ϕ et sa résolution après la reconstruction des protons de faible impulsion ($p < 90$ MeV) de la simulation.



(a) Distribution en θ pour les protons de faible impulsion.

(b) Distribution de la résolution $\Delta\theta$ pour les protons de faible impulsion.

FIG. 3.9 Distribution en θ et sa résolution après la reconstruction des protons de faible impulsion ($p < 90$ MeV) de la simulation.



(a) Distribution de v_z pour les protons de faible impulsion.

(b) Distribution de la résolution Δv_z pour les protons de faible impulsion.

FIG. 3.10 Distribution en v_z et sa résolution après la reconstruction des protons de faible impulsion ($p < 90$ MeV) de la simulation.

faibles impulsions. Les distributions en résolution pour θ et v_z sont similaires entre l'*helix fitter* et le filtre de Kalman. Nous reconstruisons une impulsion plus grande et nous dégradons légèrement certaines mesures. Cela est dû à la légère différence entre la matière implémentée dans GEMC et la nôtre dans le logiciel de reconstruction. De plus nous avons une implémentation tronquée des pertes d'énergie. Nous n'avons pas pris en compte des corrections d'ordre supérieur dans la formule de Bethe. Et enfin, l'*helix fitter* a une forte contrainte sur la ligne de faisceau, impactant assez fortement l'ajustement.

8.2 Données expérimentales à 2 GeV

Nous avons ensuite testé le filtre de Kalman sur des données expérimentales. Nous avons choisi d'utiliser des protons identifiés comme provenant d'une diffusion élastique afin d'avoir un système contraint par l'électron uniquement. Cela permet de pouvoir calculer l'impulsion théorique du proton et son angle polaire avec les informations de l'électron. Comme la réaction élastique a lieu dans le même plan en ϕ , nous connaissons aussi avec l'électron l'angle azimutal théorique du proton. Le vertex d'interaction électron-proton est le même, donc en connaissant celui de l'électron, nous connaissons aussi celui du proton théorique. Tout cela étant influencé par la résolution finie en impulsion et angle polaire de l'électron. Nous attendons des distributions plus large que pour les simulations.

Pour des électrons incidents de 2.1864 GeV avec un angle polaire compris entre 5 et 8°, l'impulsion du proton est attendue entre 0.189 GeV/c et 0.301 GeV/c. Or nous nous intéressons aux protons de faible impulsion, entre 0.06 et 0.1 GeV/c. Afin d'avoir des protons avec l'impulsion voulue, il est nécessaire d'utiliser des événements

radiatifs, où l'électron incident a émis un photon. Donc nous ne pouvons pas utiliser l'énergie du photon incident pour calculer l'impulsion et l'angle polaire théorique du proton.

Nous utilisons les mêmes notations que pour la description de la diffusion élastique dans le chapitre 1. L'impulsion et l'angle polaire du proton théorique, dans le cas de l'élastique radiatif, sont calculés par :

$$E_{e'}^{\text{th}} = \frac{E_{e'} M_p}{-E_{e'} + M_p + E_{e'} \cos\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right)} \quad (3.89)$$

$$E_{p'}^{\text{th}} = \frac{4E_{e'} E_e^{\text{th}} \sin^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right)}{2M_p} + M_p \quad (3.90)$$

$$p_{p'}^{\text{th}} = \sqrt{(E_{p'}^{\text{th}})^2 - M_p^2} \quad (3.91)$$

$$\theta_{p'}^{\text{th}} = \arccos\left(\frac{E_e^{\text{th}} - E_{e'} \cos(\theta_{e'})}{p_{p'}^{\text{th}}}\right) \quad (3.92)$$

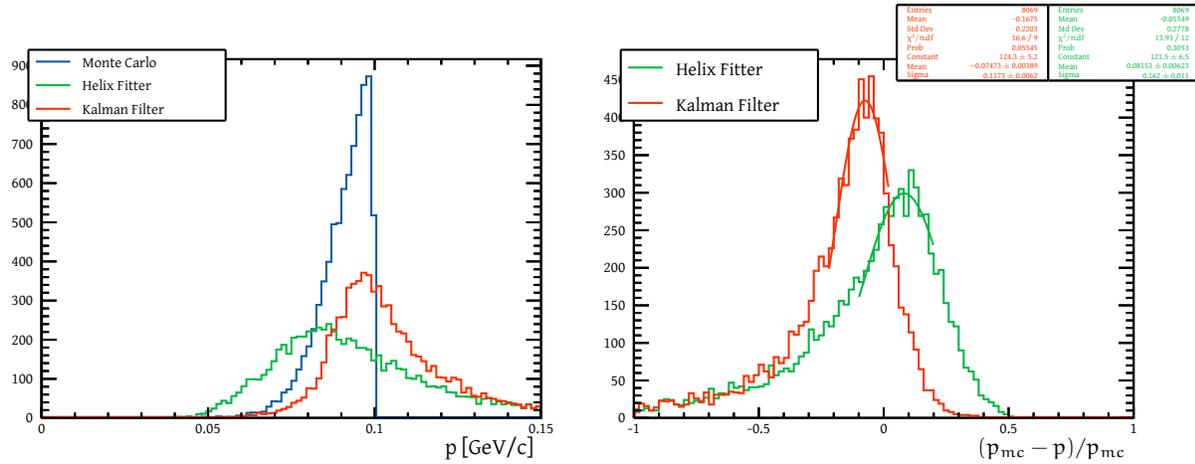
Pour isoler uniquement les protons pertinents à notre étude, nous avons établi un seuil maximal sur l'impulsion théorique du proton à 0.1 GeV/c. La Figure 3.11a illustre l'impulsion des protons pour les faibles impulsions, avec l'*helix fitter* représenté en vert, le filtre de Kalman en rouge, et la valeur théorique obtenue à partir de l'électron diffusé en bleu. La Figure 3.11b démontre la résolution en impulsion, $\frac{\Delta p}{p}$, pour l'*helix fitter* ainsi que pour le filtre de Kalman. La performance du filtre de Kalman se distingue par une résolution mieux centrée et plus précise par rapport à l'*helix fitter*.

Pour les trois autres variables ϕ , θ et v_z ainsi que leurs résolutions, il n'y a pas de différence notable entre le filtre de Kalman et l'*helix fitter*, comme l'illustre les Figures 3.13a, 3.13b, 3.14a et 3.14b.

8.3 Données à 11 GeV

Nous avons mis en œuvre le filtre de Kalman que nous avons développé sur des données à l'énergie principale de l'expérience BONuS12 à 11 GeV. Dans ce cadre, nous avons voulu quantifier l'impact du filtre de Kalman sur le temps de reconstruction, et deuxièmement, évaluer le taux de réussite du filtre, afin de mesurer son efficacité.

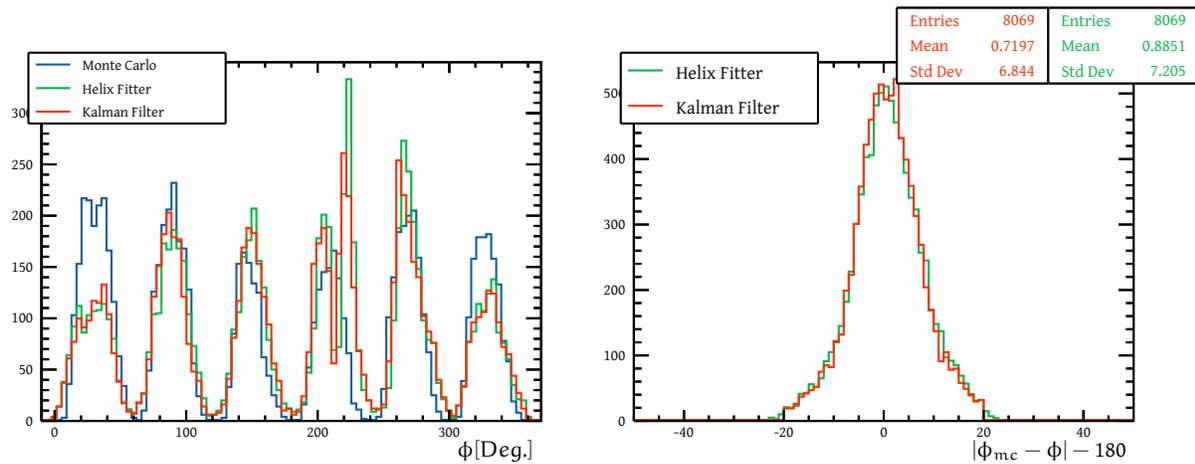
Pour déterminer l'augmentation du temps de traitement due à l'implémentation du filtre de Kalman, nous avons procédé à la reconstruction de 1000 événements, à la fois avec et sans le filtre. Les résultats, détaillés dans Tableau 3.2, révèlent que l'intégration du filtre de Kalman entraîne une augmentation de 24% du temps de reconstruction. Étant donné que cette augmentation est relativement faible, le filtre de Kalman n'a été que partiellement optimisé. Mais le temps aurait pu être certainement encore réduit. En effet le pas de distance h de l'algorithme de Runge Kutta pourrait être mieux choisi après une étude pour vérifier l'effet sur la propagation et particulièrement l'énergie déposée, une optimisation pourrait aussi venir de la condition d'arrêt de l'algorithme de Runge Kutta.



(a) Distribution en impulsion pour les protons issus de la diffusion élastique.

(b) Distribution de la résolution $\frac{\Delta p}{p}$ pour les protons issus de la diffusion élastique.

FIG. 3.11 Distribution en impulsion et sa résolution des protons issus de la diffusion élastique.



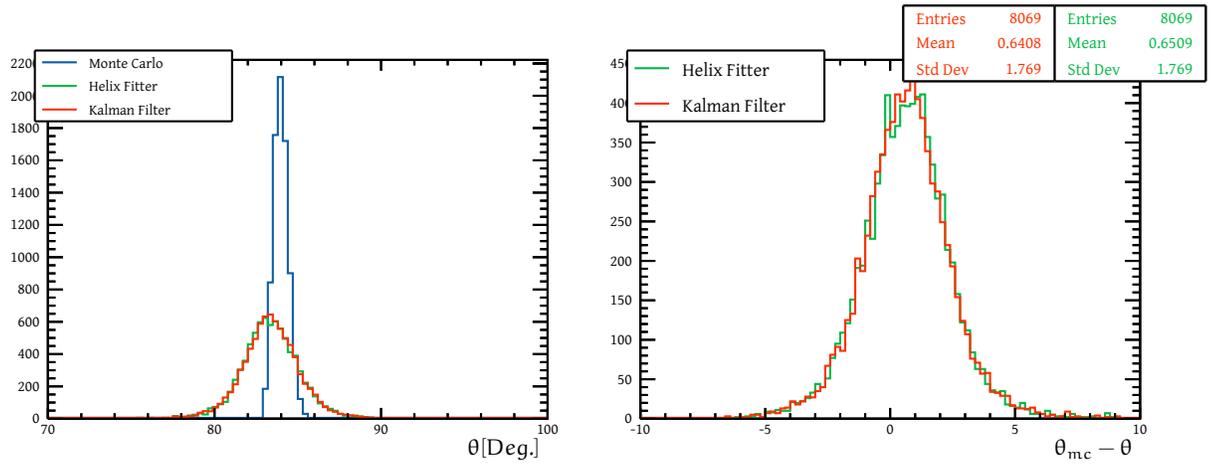
(a) Distribution en ϕ pour les protons issus de la diffusion élastique.

(b) Distribution de la résolution $\Delta\phi$ pour les protons issus de la diffusion élastique.

FIG. 3.12

	temps fin (s)	temps début (s)	Δt (s)
sans KF	577.54	231.07	346.47
avec KF	686,16	229,56	456.6

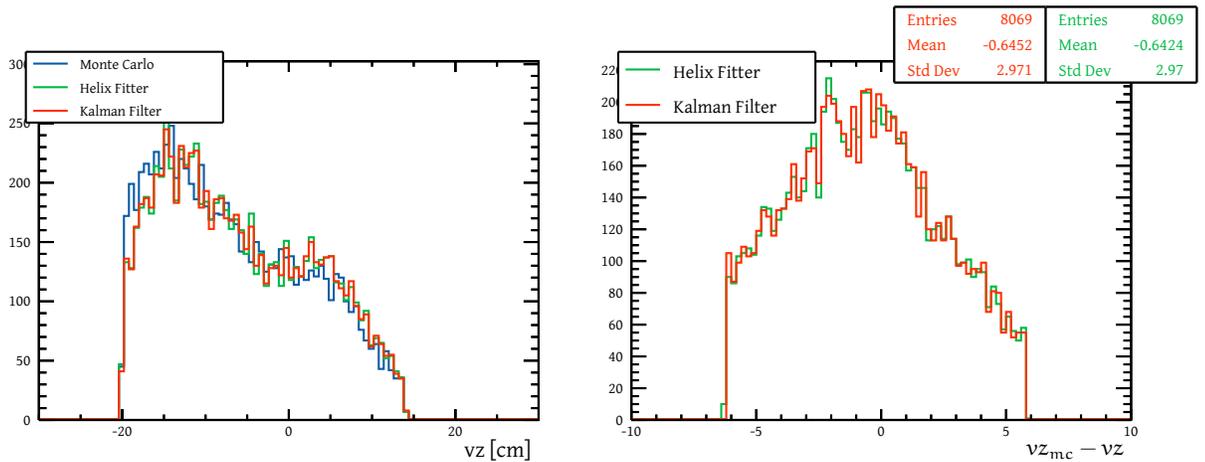
TAB. 3.2 Temps pris par la reconstruction avec et sans le filtre de Kalman.



(a) Distribution en θ pour les protons issus de la diffusion élastique.

(b) Distribution de la résolution $\Delta\theta$ pour les protons issus de la diffusion élastique.

FIG. 3.13 Distribution en ϕ et θ et leurs résolutions des protons issus de la diffusion élastique.



(a) Distribution de v_z pour les protons issus de la diffusion élastique.

(b) Distribution de la résolution Δv_z pour les protons issus de la diffusion élastique.

FIG. 3.14 Distribution en v_z et sa résolution des protons issus de la diffusion élastique.

Il était également important de mesurer le taux de réussite du filtre de Kalman pour garantir que nous ne perdions pas un nombre excessif de trajectoires pertinentes. Dans le cas des données issues de la diffusion élastique radiative, le taux de réussite atteint 90%, signifiant ainsi que le filtre de Kalman est capable de reconstruire 90% des trajectoires fournies par l'*helix fitter*. Pour les données à 11 GeV, ce taux devient de 68%, principalement en raison de la présence de trajectoires incomplètes ou n'étant pas des protons dans l'ensemble des données. Il s'agit de cas où le filtre de Kalman échoue alors que l'*helix fitter* est capable de réussir.

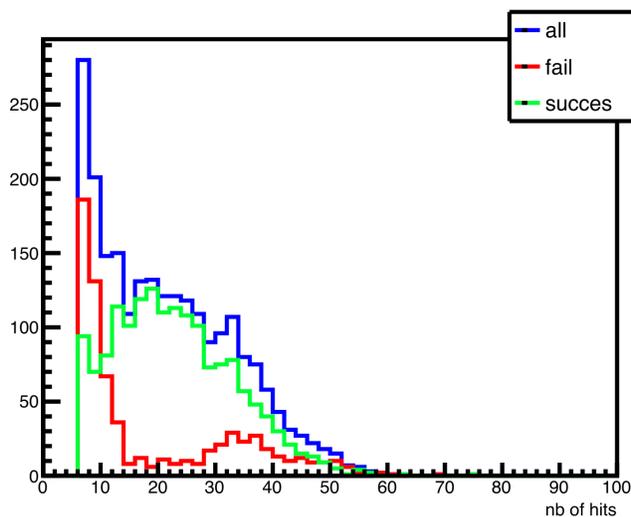
Pour évaluer si ce taux de réussite pourrait constituer un problème, nous avons analysé les caractéristiques des trajectoires réussies et échouées, telles que le nombre de *hits*, le χ^2_{helix} et l'impulsion. Les figures Figures 3.15a à 3.15c illustrent en vert les trajectoires pour lesquelles le filtre de Kalman a fonctionné, et en rouge celles pour lesquelles il n'a pas fonctionné. Il apparaît que le filtre échoue principalement sur des trajectoires avec moins de 15 *hits*. Or, dans notre analyse, nous appliquons un seuil minimal de 17 *hits*. Ainsi, le filtre de Kalman ne parvient pas à reconstruire principalement des trajectoires qui, de toute façon, seraient exclues de notre analyse. En appliquant des coupures similaires à notre analyse sur l'élastique, le taux grimpe à 96%.

8.4 Conclusion

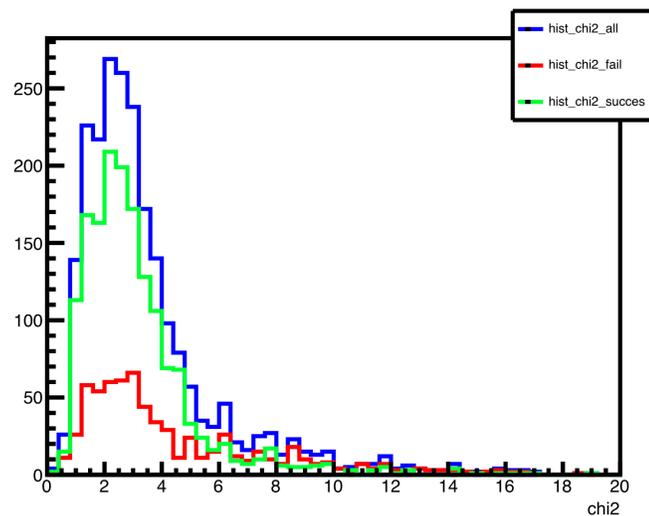
Dans le domaine de la physique des particules, le filtre de Kalman s'est distingué comme un outil mathématique d'une efficacité remarquable pour la reconstruction des trajectoires des particules chargées. Sa conception en deux phases, la propagation et la mise à jour, permet d'intégrer à son cœur plusieurs phénomènes physiques critiques durant la propagation des particules, telles que l'énergie déposée, la diffusion multiple, et l'influence des variations du champ magnétique. Dans le cadre de l'expérience BONuS12, une adaptation spécifique du filtre de Kalman a été développée et mise en œuvre. Cette version, spécifique à cette expérience, du filtre prend en compte non seulement l'énergie déposée par les particules, mais aussi l'hétérogénéité du champ magnétique, augmentant ainsi la précision et la résolution de la reconstruction des trajectoires.

Des tests sur des données simulées ont permis d'évaluer les performances de ce filtre. Notamment, nous avons constaté une amélioration significative dans l'estimation de l'impulsion des protons sur l'ensemble du spectre d'impulsion. Cette amélioration est particulièrement notable pour les protons à faible impulsion, où l'impact de l'énergie déposée est plus marqué. Les autres variables relatives à la reconstruction ne sont que peu affectées par le filtre.

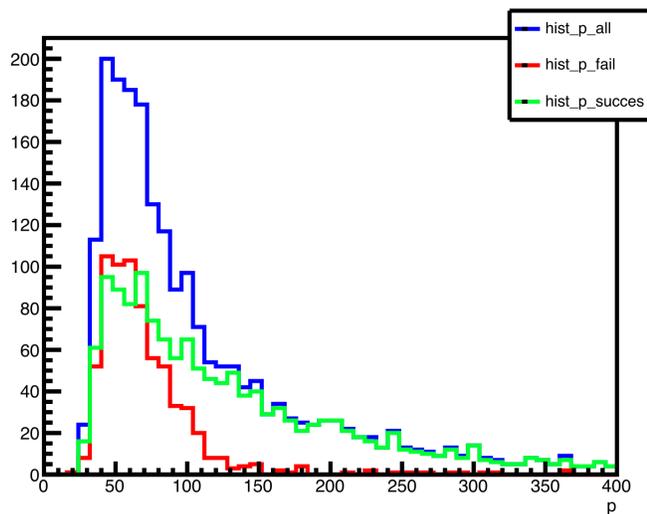
Des tests supplémentaires ont été menés avec de véritables données provenant de protons issus de la diffusion élastique radiative. Les résultats obtenus sont en adéquation avec ceux des simulations, une amélioration notable de l'impulsion estimée sans affecter les autres paramètres de la trajectoire.



(a) Distribution du nombre de *hits* par trajectoires pour les données à 11 GeV. En bleu l'ensemble des trajectoires, en rouge celles pour lesquels le filtre de Kalman n'a pas fonctionné et en vert celle pour lesquels le filtre de Kalman à réussi.



(b) Distribution de χ^2 pour les données à 11 GeV.



(c) Distribution en *p* pour les données à 11 GeV.

FIG. 3.15 Caractéristique des trajectoires pour qui le filtre de Kalman réussit ou échoues.

ANALYSE PRÉLIMINAIRE DU DVCS SUR LE PROTON

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	77
2	Identification des particules	78
	2.1 Identification de l'électron diffusé	78
	2.2 Identification du photon réel	85
	2.3 Identification du proton	88
3	Sélection des événements $ep \rightarrow e'p'\gamma X$	89
4	Calcul de la variable de Mandelstam t	91
5	Effets de la sélection DVCS sur les autres variables	94
6	Conclusion	96

1 Introduction

NOUS commençons avec une analyse de diffusion Compton profondément virtuelle sur le proton avec une cible d'hydrogène. L'objectif de cette analyse est de mieux comprendre le processus DVCS ainsi que les données de l'expérience BONuS12. Cela nous permettra aussi de comprendre où les événements DVCS se situent dans l'espace de phase en fonction des variables du processus t , Q^2 , x_B ... Cette analyse nous permettra d'affiner les coupures sur toutes les variables pour exclure les parties où le bruit de fond est trop important. Cette étape est importante car il sera plus difficile de réduire le bruit de fond lors de l'analyse sur le neutron.

Nous utilisons un ensemble de données prises durant l'été 2020 par l'expérience BONuS12 avec une cible d'hydrogène. Ces données ont été prises pour la calibration des détecteurs. La statistique est donc faible, environ 250 millions de *trigger* (déclenchement de l'électronique de l'enregistrement, voir la référence [RBC20] pour plus de détails). Les fichiers utilisés pour cette analyse vont du *run* numéro 12535 à 12949 avec une énergie de faisceau de 10.4 GeV.

L'identification des particules (PID) est la dernière étape de la reconstruction des données. Elle vise à produire une liste de particules, leurs impulsions associés et les coordonnées du point d'interaction, ainsi que la liste associée des réponses des sous-détecteurs de CLAS12. Cette étape est réalisée par l'*Event Builder* (EB) décrit dans [ZBB20]. Les trajectoires sont associées aux réponses des détecteurs pour former des particules. Chaque particule est ensuite identifiée selon cette liste de réponses des détecteurs. Dans ce chapitre, les procédures d'identification pour les électrons (Section 2.1) les photons (Section 2.2) et les protons (Section 2.3) sont présentées. Nous présenterons ensuite la sélection des événements DVCS, les différentes méthodes de calcul pour la variable de Mandelstam t et enfin les variables sur lesquelles nous pouvons agir pour réduire le bruit de fond.

Nous appliquons des coupures standard de CLAS12 comme définie dans la note d'analyse globale du *Run Group A* [Elo20] pour la sélection de l'électron et des coupures fiduciaires, la note d'analyse de la section efficace DVCS [Lee23] pour la sélection du proton dans la partie avant de CLAS12 et enfin la note d'analyse sur l'asymétrie du spin du faisceau dans le canal DVCS sur proton [CDS21] pour la sélection du photon ainsi que des coupures fiduciaires. Nous allons présenter les différentes coupures pour l'électron, le photon et le proton actif. Les coupures standard du RG-A pour l'identification des particules se sont avérées efficaces dans divers canaux d'analyse [CNS21 ; HDV21 ; DKA22].

Tout au long de l'analyse, et sauf indication contraire, dans les figures la courbe noire montre les distributions avant les coupures de la section et le bleu correspond à celle avec toutes les coupures présentes sauf celle qui est montrée dans cette figure.

2 Identification des particules

2.1 Identification de l'électron diffusé

L'électron est la première particule à identifier, elle sert de déclenchement pour l'enregistrement et donne un temps de référence pour les autres particules. Il est donc crucial de s'assurer que l'électron est bien identifié et de réduire tout risque qu'elle soit en fait un pion négatif mal identifié. Les électrons sont identifiés grâce à deux sous-détecteurs, le HTCC et l'ECAL. La principale source de mauvaise identification des électrons dans CLAS12 est les π^- . En effet ils peuvent laisser une contamination dans le HTCC en ionisant le gaz et donc en produisant des électrons qui font laisser une signature. Pour les pions, l'interaction électromagnétique domine les interactions donc les π^- ne laisseront pas un signal important dans les calorimètres. Néanmoins, ils peuvent aussi laisser un signal important dans le calorimètre lorsqu'ils interagissent

Nombre de <i>hits</i> dans le scintillateur	N_{scint}
Nombre de <i>hits</i> dans le calorimètre	N_{cal}
Nombre de <i>hits</i> dans le Cherenkov	N_{cher}
<i>Forward Tagger</i>	1 si utilisé, 0 sinon
Détecteurs avant	1 si utilisé, 0 sinon
Détecteurs centraux	1 si utilisé, 0 sinon

TAB. 4.1 Détails de l'attribution de statut utilisés par l'EB pour déterminer si une particule chargée ou neutre se trouve dans les détecteurs avant ou centraux. L'Équation (4.1) indique la manière de calculer la valeur d'attribution.

au travers de l'interaction forte avec les noyaux des atomes. L'utilisation de deux détecteurs différents permet d'utiliser une combinaison de leurs informations afin d'atteindre une pureté élevée pour l'identification des électrons.

Pour que l'*Event Builder* (EB) du software de reconstruction assigne un numéro d'identification (PID) égal à 11 pour les électrons, les particules considérées doivent remplir les critères suivants :

- une particule avec une charge négative, déterminer grâce à la courbure de la trajectoire dans le champ magnétique toroïdal.
- la particule doit être détectée dans la partie avant de CLAS12, c'est-à-dire que la variable `status` dans la banque `REC::Particle`, doit être comprise dans l'intervalle $] -4000, -2000]$. La variable négative implique que la particule faisait partie du *trigger* de l'événement. Le trigger de CLAS12 utilise des informations du ECAL, de la DC et du HTCC. Le statut de la particule représente la topologie du détecteur et est la somme des nombres associés aux "hits" sur le détecteur et le numéro associé à chaque sous-détecteurs :

$$\text{status} = 1000 \times \text{FT} + 2000 \times \text{FD} + 4000 \times \text{CD} + 100 \times N_{\text{scint}} + 10 \times N_{\text{cal}} + 1 \times N_{\text{cher}} \quad (4.1)$$

- le nombre de photo-électrons dans le HTCC doit être supérieur à 2. La Figure 4.1 montre la distribution du nombre de photon-électron dans le HTCC. Cela permet de réduire la contamination des π^- pour les électrons avec une impulsion plus petite que 4.9 GeV/c.
- deux coupures utilisant les calorimètres sont appliquées pour distinguer les électrons des particules minimisant l'ionisation (MIP). La première coupure exploite la différence entre l'énergie déposée dans le *Preshower Calorimeter* (PCal) et le calorimètre électromagnétique (ECal). Lorsqu'un électron traverse les deux calorimètres, il engendre une gerbe électromagnétique étendue, déposant ainsi une quantité significative de son énergie. En revanche, aux énergies de CLAS12, les pions produisent un dépôt d'énergie constant, mais faible. Par conséquent, une coupure sur l'énergie déposée fixé à 0.06 GeV est instaurée pour exclure les pions négatifs.

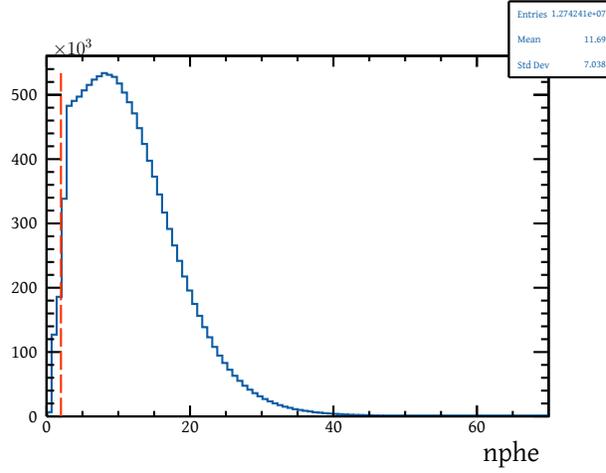


FIG. 4.1 Nombre de photo-électrons pour toutes les particules avec une charge négative.

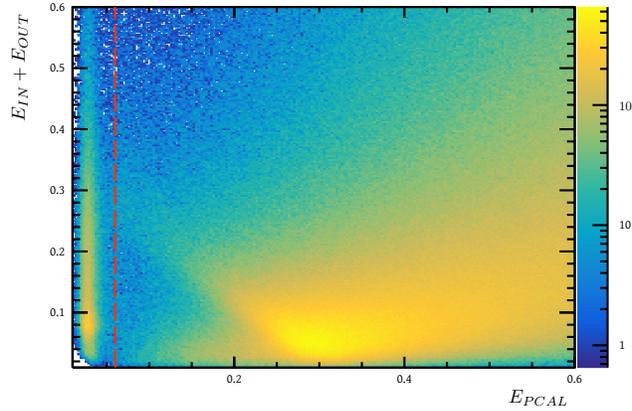


FIG. 4.2 Énergie déposée dans le PCAL en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre intérieur et extérieur pour les particules de charge négative qui passent la coupure sur le nombre de photo-électrons et celle sur le sampling fraction.

La Figure 4.2 montre l'énergie déposée dans le PCAL par rapport à celle dans le ECAL ($E_{\text{dep,ECAL}} = E_{\text{dep,In}} + E_{\text{dep,Out}}$). La ligne rouge montre la coupure permettant d'exclure les π^- . Nous y voyons clairement le signal des pions à gauche et des électrons à droite.

La deuxième coupure pour les calorimètres est sur la *Sampling Fraction* (SF) et vise également à éliminer les pions négatifs. La SF est définie comme le rapport de l'énergie totale, $E_{\text{Tot}} = E_{\text{dep,PCal}} + E_{\text{dep,In}} + E_{\text{dep,Out}}$, déposée dans les calorimètres et l'impulsion, \mathbf{p} :

$$\text{SF} = \frac{E_{\text{dep,PCal}} + E_{\text{dep,In}} + E_{\text{dep,Out}}}{p} \quad (4.2)$$

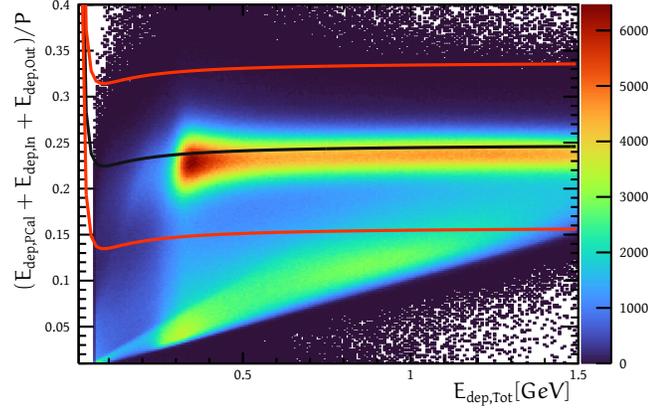


FIG. 4.3 Distribution de la SF en fonction de $E_{\text{dep,Tot}}$ pour les particules chargées négativement qui passent les coupures sur le nombre de photo-électrons et l'énergie déposée dans le PCal.

Comme le montre la Figure 4.3, les électrons présentent une signature de SF presque constante, avec une valeur d'environ 0.25 pour toutes les impulsions. Cela implique que l'énergie déposée est proportionnelle à l'impulsion. Or, les pions négatifs laissent une énergie déposée constante indépendante de la quantité de mouvement. Les électrons sont sélectionnés avec une coupure de $\pm 5\sigma$ autour de la moyenne de la SF en fonction de l'énergie déposée totale.

La coupure a été développée, par le *RG-A*, en remplissant un histogramme 2D de la SF en fonction de l'impulsion. Ensuite, la SF est projetée pour des intervalles successifs d'impulsion. Une fonction gaussienne est ajustée à chaque histogramme de SF pour déterminer la moyenne, μ_b , et l'écart-type σ_b pour l'intervalle b . Un polynôme de la forme de l'Équation (4.4) est ajusté à la moyenne et à l'écart-type pour créer une coupure de fraction d'échantillonnage dépendante de l'énergie.

$$\mu_{\text{SF}}(E_{\text{dep,Tot}}) = a \left(b + \frac{c}{E_{\text{dep,Tot}}} + \frac{d}{E_{\text{dep,Tot}}^2} \right) \quad (4.3)$$

$$\sigma_{\text{SF}}(E_{\text{dep,Tot}}) = e \left(f + \frac{g}{E_{\text{dep,Tot}}} + \frac{h}{E_{\text{dep,Tot}}^2} \right) \quad (4.4)$$

Les paramètres a, b, c, d, e, f, g et h sont disponibles sur la base de données de CLAS, CCDB.

Coupures supplémentaires sur l'électron

Pour assurer une meilleure pureté de notre ensemble d'électrons, nous ajoutons plusieurs coupures appliquées après l'EB dans notre analyse. L'impulsion de l'électron doit être supérieure à 2 GeV/c, illustré dans la Figure 4.4, pour assurer l'électron soit bien identifiés, et assurer une bonne séparation des π^- dans le HTCC. La variable

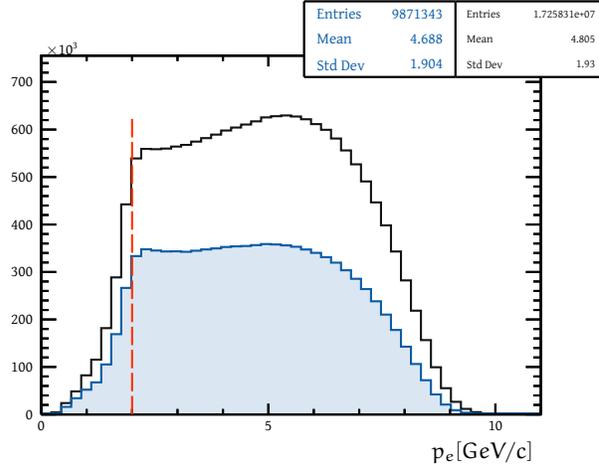


FIG. 4.4 Distribution en impulsion des électrons candidats.

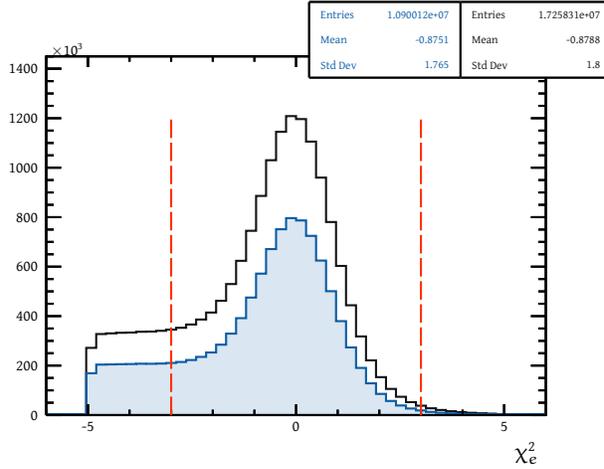


FIG. 4.5 Distribution en χ_{pid}^2 des électrons, qui mesure à quel point la SF se compare avec la paramétrisation.

chi2pid , donné par l'EB, quantifie la déviation entre la valeur attendue, donnée par le modèle paramétré, de la SF et celle qui est mesurée :

L'EB donne l'écart de la SF totale par rapport au modèle paramétrisé. Cette quantité est désignée par chi2pid dans le logiciel de reconstruction, ou χ_{pid}^2 et est définie par :

$$\chi_{\text{pid}}^2 = \frac{\text{SF}(E_{\text{dep,Tot}}) - \mu_{\text{SF}}(E_{\text{dep,Tot}})}{\sigma_{\text{SF}}(E_{\text{dep,Tot}})} \quad (4.5)$$

Cette variable est aussi nommée *pull* dans la littérature.

L'EB exige que $|\chi_{\text{pid}}^2| < 5$ pour identifier une particule comme un électron. Nous appliquons une coupure plus serrée $|\chi_{\text{pid}}^2| < 3$ sur cette variable pour sélectionner des électrons correctement reconstruits. Nous pouvons voir cela dans la Figure 4.5. Cela aide davantage à éliminer les pions négatifs de l'ensemble des électrons.

Nous appliquons une coupure plus serrée que celle requise par l'EB sur l'énergie

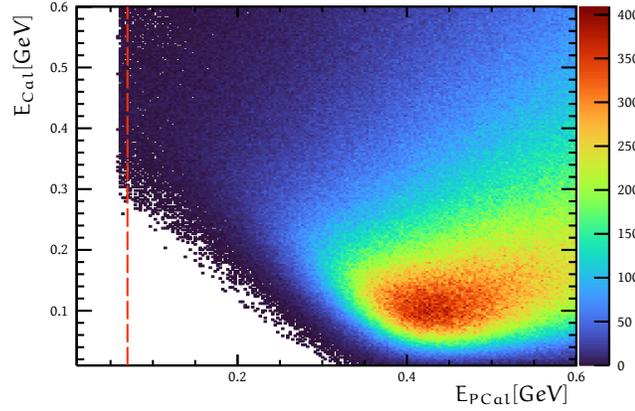


FIG. 4.6 Énergie déposée dans le PCAL en fonction de l'énergie déposée dans le calorimètre intérieur et extérieur : $E_{\text{dep,In}} + E_{\text{dep,Out}}$.

déposée dans le PCAL $E_{\text{dep,PCal}} > 0.7$ pour assurer une meilleure séparation des électrons et des π^- , représenté dans la Figure 4.6.

Enfin, des études [Elo20] sur la contamination des pions dans l'échantillon d'électrons au-dessus du seuil du HTCC de 4.5 GeV ont montré une contamination significative. Pour réduire une coupure triangulaire sur la corrélation entre la SF du calorimètre intérieur $E_{\text{dep,In}}/p$ et celle du PCAL $E_{\text{dep,PCal}}/P$ a été développé.

$$\frac{E_{\text{dep,In}}}{p} < 0.2 - \frac{E_{\text{dep,PCal}}}{p} \quad (4.6)$$

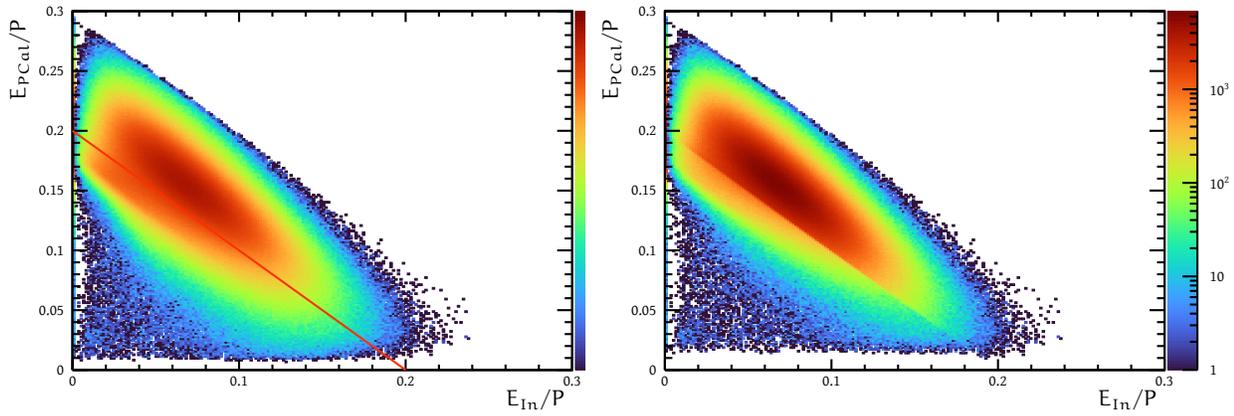
Cette coupure n'est appliquée que pour les électrons avec une énergie supérieure à 4.5 GeV. Les Figures 4.7a et 4.7b montrent la distribution entre la SF du calorimètre interne et la SF du PCAL avant la coupure et après la coupure triangulaire pour l'ensemble des électrons.

Nous appliquons enfin une coupure sur la position de l'électron ($-28 < vz_e < 20$) pour éviter les fenêtres de la cible, comme illustré dans la Figure 4.8.

Coupages fiduciaires sur l'électron

Les coupures fiduciaires consistent à exclure les régions où l'efficacité de détection n'est pas bien reproduite par les simulations. Cette différence entre les données et les simulations se produit principalement sur les bords des détecteurs, là où l'efficacité de détection varie rapidement. Une attention particulière est portée sur le calorimètre électromagnétique et les chambres à dérive pour l'électron.

Pour les calorimètres, cela se produit dans les régions où le dépôt d'énergie est incomplet. Lorsqu'un électron dépose de l'énergie près des bords du calorimètre, il est possible que la gerbe électromagnétique ne soit pas entièrement mesurée. Dans ce cas, l'énergie reconstruite, déposée par l'électron, est réduite, ce qui se traduira par un SF incorrecte. De plus, la taille du cluster ne peut pas être déterminée



(a) Avant coupure.

(b) Après coupure.

FIG. 4.7 Corrélation entre la SF du calorimètre interne et la SF du PCAL avant coupure fiduciaire (à gauche) et après la coupure triangulaire sur cette corrélation pour l'ensemble des électrons (à droite).

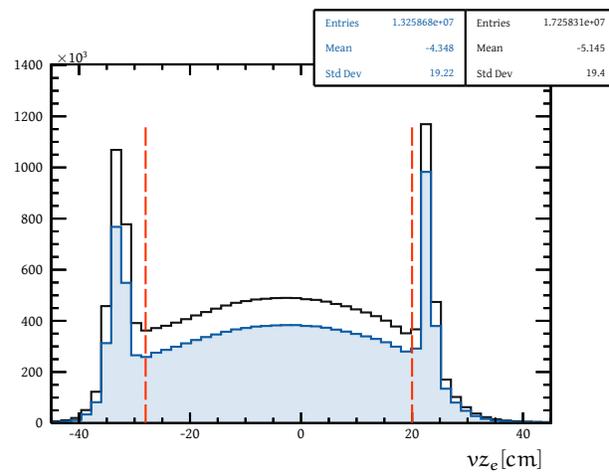


FIG. 4.8 Distribution du vertex de l'électron le long de l'axe z.

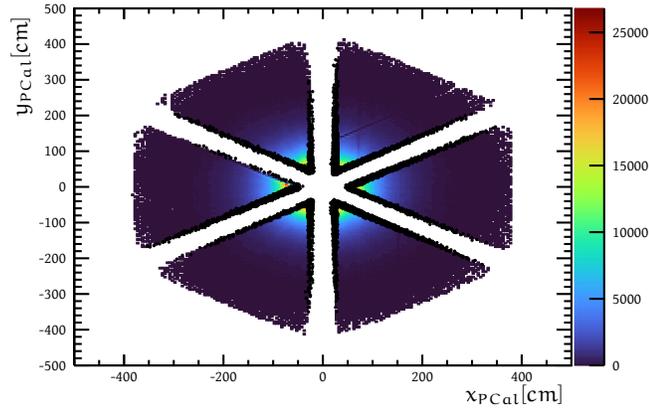


FIG. 4.9 Distribution y en fonction de x du PCAL. Les points rejetés par les coupures fiduciales sont en noir. Les points en couleur ont passé les coupures.

correctement dans ce cas. Ces deux points peuvent conduire à une diminution de l'efficacité des détecteurs. Des coupures fiduciales ont pour objectif d'enlever les régions où l'efficacité de détection varie rapidement. Pour les calorimètres, cela se produit dans les régions où le dépôt d'énergie est incomplet. Pour gérer cette situation, une coupure sur les coordonnées locales du PCAL est appliquée aux coordonnées v et w .

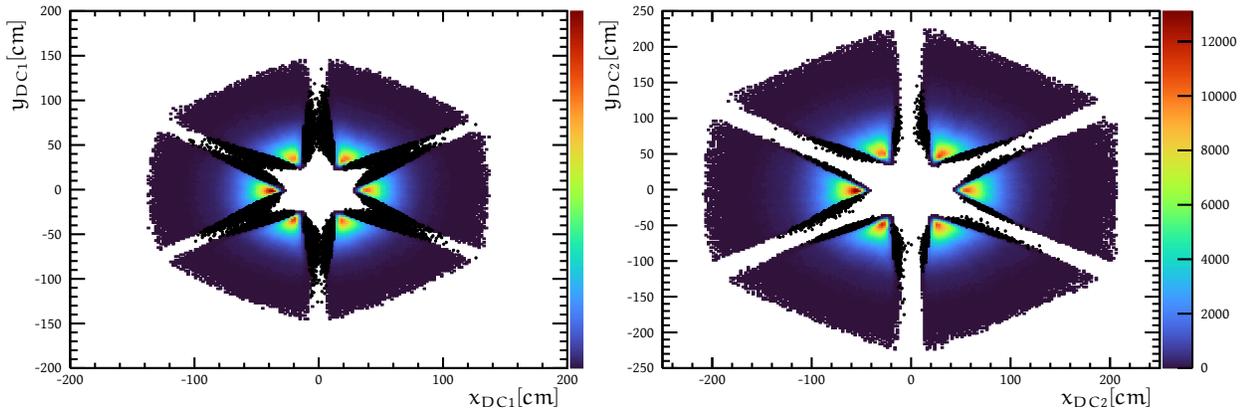
Les coordonnées perpendiculaires aux bords du calorimètre sont notées u, v, w . Les coupures sont $v > 9$ et $w > 9$ cm. La Figure 4.9 montre les coupures fiduciales effectuées sur le calorimètre dans le plan $x - y$.

Les coupures fiduciales de la DC sont utilisées pour rejeter les trajectoires mal reconstruites sur les bords du détecteur. En effet, lorsqu'un électron traverse les chambres à dérive proches des bords, la reconstruction de la trajectoire et donc de l'impulsion peut être incorrecte. De plus, l'efficacité du détecteur est réduite proche des bords. Les coupures fiduciales DC sont dérivées des distributions $\frac{\chi^2}{\text{NDF}}$ [Elo20] de la trajectoire, conformément à la note d'analyse RG-A de CLAS12. L'analyse pour déterminer ces coupures a été réalisée par Stefán Diehl en 2020 pour le *Run Group A*. Nous avons choisi d'utiliser ces coupures même si notre cible est plus longue. La Figure 4.10 illustre les coupures fiduciales sur la chambre à dérive.

2.2 Identification du photon réel

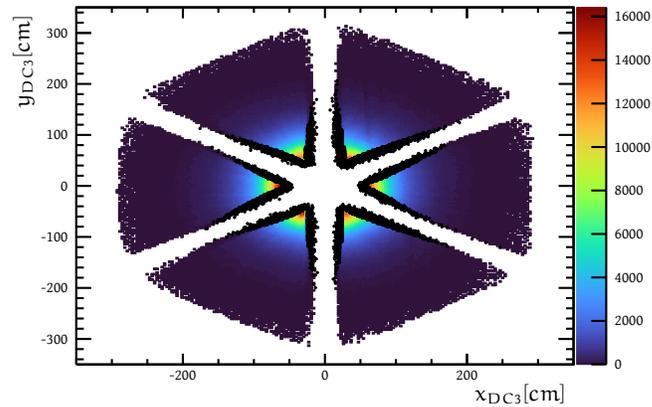
Coupures d'identification sur le photon

La séparation entre les photons et les neutrons au sein de l'ECAL est effectuée grâce à la méthode de temps de vol : une limite est fixée sur $\beta = \frac{v}{c}$, où v est la vitesse de la particule mesurée par le détecteur de temps de vol et c est la vitesse de la lumière. La valeur nominale du photon β est de 1 par définition, mais nous prenons une limite conservatrice de $0.9 < \beta < 1.1$. Cette limite inférieure a été fixée



(a) Région 1 des chambres à dérives
(la plus proche de la cible).

(b) Région 2 des chambres à dérives
(au milieu du torus).



(c) Région 3 des chambres à dérives
(la plus éloignée de la cible).

FIG. 4.10 Coupures fiduciales pour la chambre à dérive. Les points noirs sont les électrons qui n'ont pas passé la coupure pour chaque région, les points en couleur représentent ceux qui ont passé les coupures.

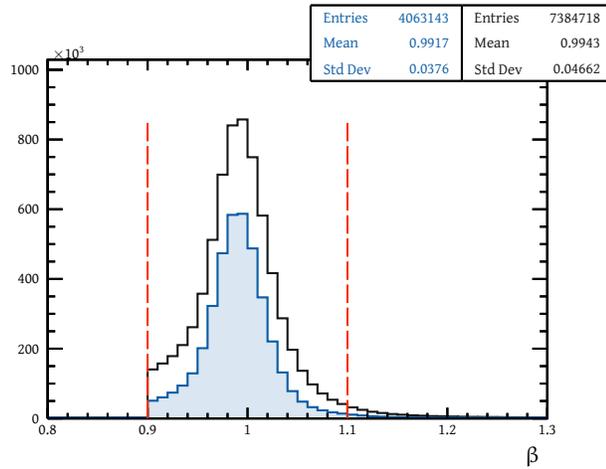


FIG. 4.11 Distribution en β des photons réels.

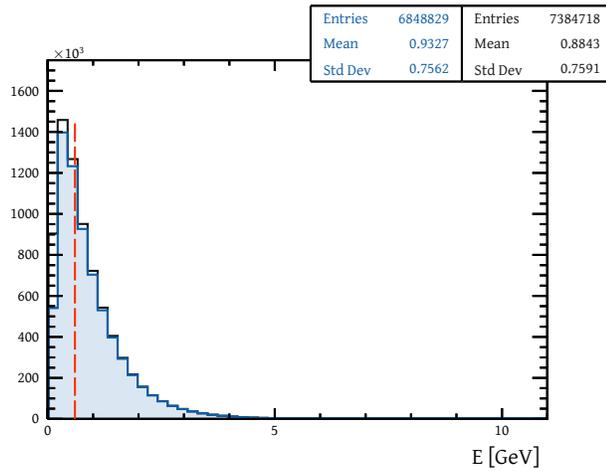


FIG. 4.12 Distribution en E des photons réels.

pour exclure les neutrons de réactions telles que $ep \rightarrow en\pi^+$. Cette valeur de β correspond, pour un neutron, à une énergie de 2.155 GeV. Donc si $\beta > 0.9$ alors le PID est assigné à celui d'un photon (22). La Figure 4.11 montre la distribution en β du photon après la sélection des photons par l'EB qui inclus déjà la coupure à 0.9.

L'énergie des photons doit être supérieure à 0.6 GeV, afin de garantir que les *clusters* soient bien reconstruits dans l'ECAL. La Figure 4.12 présente la distribution en énergie du photon.

Coupures fiduciaires sur le photon

Nous utilisons des coupures fiduciaires identiques à celles appliquées pour l'électron afin d'éliminer les régions où la détection est inefficaces. Le photon est détecté exclusivement par le calorimètre. L'effet de ces coupures fiduciaires sur le photon est illustré dans la Figure 4.13.

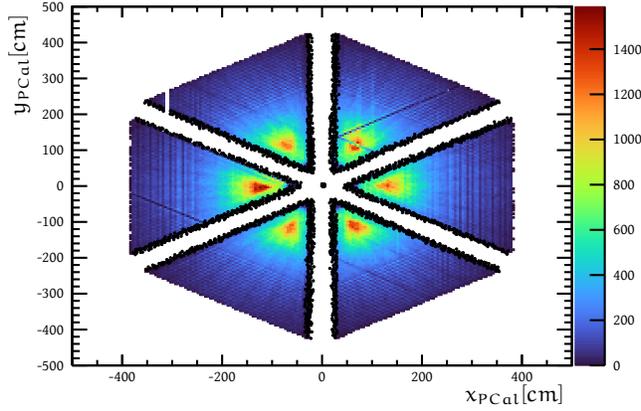


FIG. 4.13 Distribution des coordonnées de détection des photons réels, y en fonction de x du calorimètre. Les points rejetés par les coupures fiduciales sont en noir. Les points en couleur ont passé les coupures.

2.3 Identification du proton

Comme la partie centrale de CLAS12 (SVT et BMT) a été remplacé par BONuS12, les protons suffisamment énergétique pour venir d'un événement DVCS sont détectés dans la partie avant de CLAS12. Nous utilisons uniquement la valeur du PID assigné par l'EB pour identifier les protons (PID = 2212). Le proton est identifié sur la base de la différence de temps entre le temps de départ et le temps observé au niveau du TOF, de la longueur de la trajectoire et de l'impulsion. Le PID assigné à la trajectoire est celui qui minimise Δt :

$$\Delta t = t_{\text{start}} - \left(t_{\text{FTOF}} - \frac{l}{\beta_h(\mathbf{p})} \right) \quad (4.7)$$

où : l est la distance entre la cible et le *hit* dans le FTOF, \mathbf{p} est l'impulsion de la trajectoire déterminé par la DC, et $\beta_h = \frac{v}{c} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m_h^2}}$ est le rapport entre la vitesse de la particule et la vitesse de la lumière, et h représente les hadrons tels que les protons, les pions, etc. Le temps de départ t_{start} est déterminé en utilisant la réponse du FTOF à la particule ayant servit de déclenchement à l'enregistrement de l'événement. Cette particule est définie comme le lepton le plus énergétique dans l'EC ou, si aucun lepton n'est détecté, le pion ayant la plus grande impulsion.

Coupures d'identification sur le proton

Nous appliquons une coupure sur l'impulsion minimale du proton, $p_p' > 0.5 \text{ GeV}$, afin d'assurer la qualité de la reconstruction. La Figure 4.14 montre la distribution de l'impulsion du proton.

Nous appliquons aussi une coupure sur la position du vertex d'origine du proton ($-28 < vz_p < 20$) cm pour éviter les fenêtres de la cible. La Figure 4.15 montre la distribution du vertex du proton le long de l'axe z .

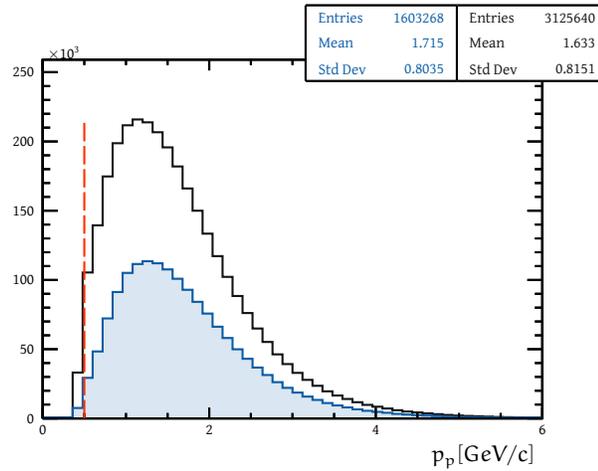


FIG. 4.14 Distribution en impulsion des protons.

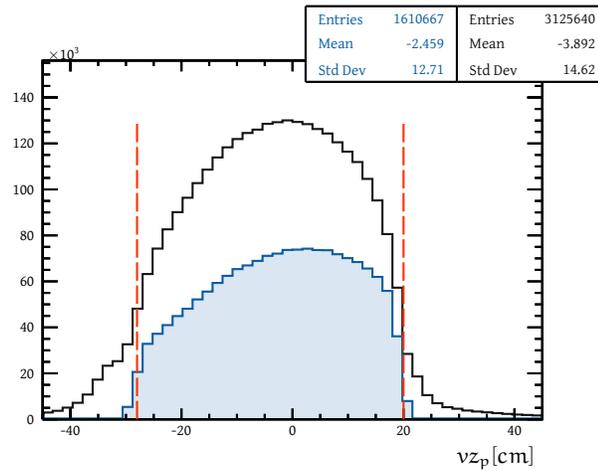


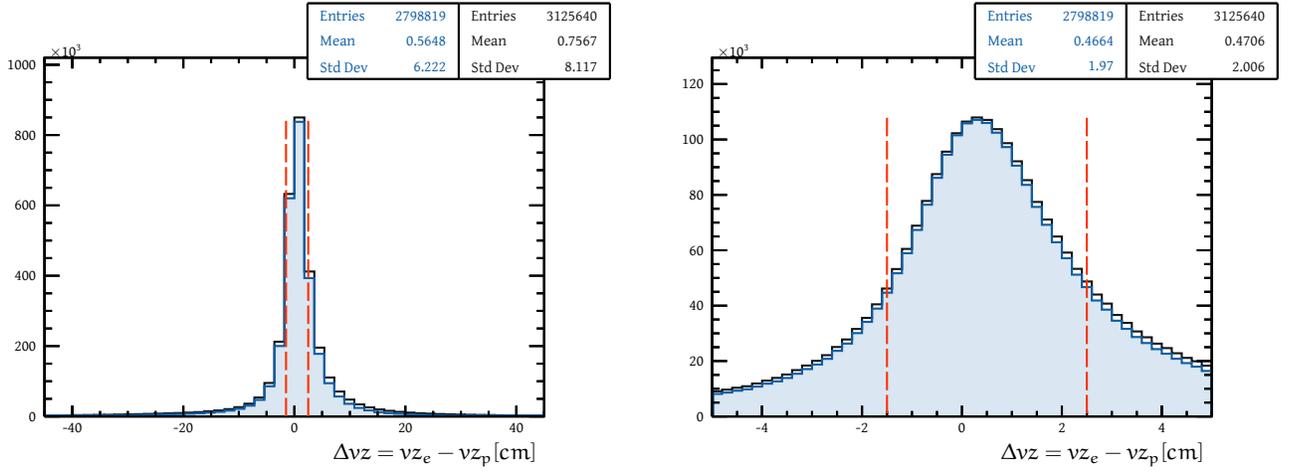
FIG. 4.15 Distribution du vertex du proton le long de l'axe z.

Comme il s'agit d'une analyse préliminaire, nous n'appliquons aucune coupure fiduciaire sur le proton.

3 Sélection des événements $ep \rightarrow e'p'\gamma X$

Nous avons identifié les trois particules qui nous intéressent : l'électron, le proton et le photon. Nous sélectionnons les événements avec un électron, au moins un photon et au moins un proton. S'il y a plus d'un photon, nous gardons le photon le plus énergétique pour le reste de l'analyse. Nous appliquons la même stratégie pour les protons.

Si la reconstruction de l'événement est correcte, il est prévu que l'électron et le proton émanent du même vertex. Nous appliquons une coupure sur la différence entre les vertex $\Delta v_z = v_{z_e} - v_{z_p}$ ($-1.5 < \Delta v_z < 2.5$ cm). La coupure est asymétrique, car la distribution de cette variable n'est pas centrée à 0 comme le montre la Figure 4.16.



(a) L'ensemble de la distribution.

(b) Gros plan sur le pic.

FIG. 4.16 Distribution de la différence des vertex entre l'électron et le proton.

Après la sélection d'événements où l'état final correspondant à celui du DVCS, nous appliquons différentes coupures afin de sélectionner une région de l'espace des phases où le formalisme du DVCS est valide :

- $1 < Q^2 < 8 \text{ GeV}^2/c^2$ pour assurer que le photon virtuel était suffisamment énergétique pour que l'événement soit profond et répondre aux conditions pour la factorisation des GPD.
- $W^2 > 2 \text{ GeV}^2$ pour éviter la zone des résonances du proton (Δ, \dots)
- $t < 1.5 \text{ GeV}^2/c^2$ pour réduire le bruit de fond et s'assurer que le formalisme du DVCS s'applique.

Une fois que les événements avec l'état final pertinent sont récupérés, des coupures d'exclusivité sont appliquées.

Nous définissons les variables d'exclusivité suivantes :

$$ME_{e'p'\gamma X} = E_{k_1} + M_{p_1} - E_{k_2} - E_{p_2} - E_{q_2} \quad (4.8)$$

$$MM_{e'p'\gamma X}^2 = (k_1 + p_1 - k_2 - q_2 - p_2)^2 \quad (4.9)$$

$$MM_{e'p'X}^2 = (k_1 + p_1 - k_2 - p_2)^2 \quad (4.10)$$

$$MM_{e'\gamma X}^2 = (k_1 + p_1 - k_2 - q_2)^2 \quad (4.11)$$

$$MPt_{e'p'\gamma X} = \sqrt{(k_1 + p_1 - k_2 - q_2 - p_2)_x^2 + (k_1 + p_1 - k_2 - q_2 - p_2)_y^2} \quad (4.12)$$

$$\theta_{\gamma_{\text{det.}}\gamma_{\text{rec.}}} = \angle(\vec{q}_2, \vec{k}_1 + \vec{p}_1 - \vec{k}_2 - \vec{p}_2) \quad (4.13)$$

$$= \cos^{-1} \left(\frac{(\vec{k}_1 + \vec{p}_1 - \vec{k}_2 - \vec{p}_2) \cdot \vec{q}_2}{\|(\vec{k}_1 + \vec{p}_1 - \vec{k}_2 - \vec{p}_2)\| \cdot \|\vec{q}_2\|} \right) \quad (4.14)$$

$$\Delta\phi_h = \angle(\vec{H}, \vec{\Gamma}) = \arctan \left(\frac{\|\vec{p}_2\| \vec{q}_1 \cdot (\vec{p}_2 \times \vec{q}_2)}{(\vec{q}_1 \times \vec{p}_2) \cdot (\vec{p}_2 \times \vec{q}_2)} \right) \quad (4.15)$$

où le plan hadronique est défini par $\vec{H} = \frac{\vec{p}_{e'} \times \vec{p}_{p'}}{|\vec{p}_{e'}||\vec{p}_{p'}|}$, et le plan du photon produit est $\vec{\Gamma} = \frac{\vec{p}_{e'} \times \vec{p}_{\gamma}}{|\vec{p}_{e'}||\vec{p}_{\gamma}|}$. Si l'événement provient d'une réaction DVCS, le proton, le photon et le photon virtuel doivent être dans le même plan, donc $\vec{H} \parallel \vec{\Gamma}$ et la variable $\Delta\phi_h$, appelée la coplanarité, est nulle.

Comme le DVCS est un processus exclusif et doit respecter les règles de conservation d'énergie et d'impulsion, les valeurs des masses manquantes au carré sont prédites : $MM_{e'p'\chi}^2 = 0 \text{ GeV}^2/c^4$ donne la masse au carré du photon, $MM_{e'\gamma\chi}^2 \approx 0,8803 \text{ GeV}^2/c^4$ la masse au carré du proton, et $MM_{e'p'\gamma\chi}^2 = 0 \text{ GeV}^2/c^4$ puisqu'il s'agit du système complet et qu'aucune autre particule ne doit être présente.

La variable $\theta_{\gamma\text{det.}\gamma\text{rec.}}$ est appelée l'angle de cône et est l'angle entre le photon reconstruit, calculé à l'aide de l'électron et du proton mesurés, et le photon détecté. Là encore, pour un événement DVCS, l'angle doit être nul.

La sélection des événements DVCS se fait en appliquant un ensemble de coupures sur les variables d'exclusivité définies précédemment. L'application de coupures sur plusieurs variables, et autour de leurs valeurs attendues respectives, garantit l'exclusivité de la réaction DVCS. Il est important de mentionner que certaines valeurs attendues sont décalées en raison des résolutions des détecteurs et des calibrations.

Les valeurs des coupures utilisées sont :

- $-0.05 < MM_{e'p'\gamma\chi}^2 < 0.05 \text{ GeV}^2/c^4$
- $-0.2 < MM_{e'\gamma\chi}^2 < 2.5 \text{ GeV}^2/c^4$
- $-0.6 < MM_{e'p'\chi}^2 < 0.6 \text{ GeV}^2/c^4$
- $-0.3 < ME_{e'p'\gamma\chi} < 1.4 \text{ GeV}$
- $\theta_{\gamma\text{det.}\gamma\text{rec.}} < 4^\circ$
- $M\text{Pt}_{e'p'\gamma\chi} < 0.5 \text{ GeV}/c$
- $-4 < \Delta\phi_h < 4^\circ$

Les distributions des événements pour les variables d'exclusivité avant et après l'application des coupures d'exclusivité sont présentées dans la Figure 4.17. La Figure 4.17a montre la masse manquante au carré $MM_{e'p'\gamma\chi}^2$, un pic centré à zéro, comme attendu peut être vu. La Figure 4.17c montre la masse manquante au carré $MM_{e'\gamma\chi}^2$. Ici, un décalage du pic attendu à la masse au carré du proton de $0.61 \text{ GeV}^2/c^4$ est observé, cela peut être dû à une mauvaise reconstruction de l'énergie du photon. Ces coupures ont été déterminées pour couper les queues des distributions à environ 3σ .

4 Calcul de la variable de Mandelstam t

Comme nous mesurons toutes les particules de l'état final, nous pouvons calculer la variable de Mandelstam t de trois manières différentes. Premièrement, en utilisant les quadri-vecteurs du proton initial et final :

$$t_p = (p_2 - p_1)^2 \quad (4.16)$$

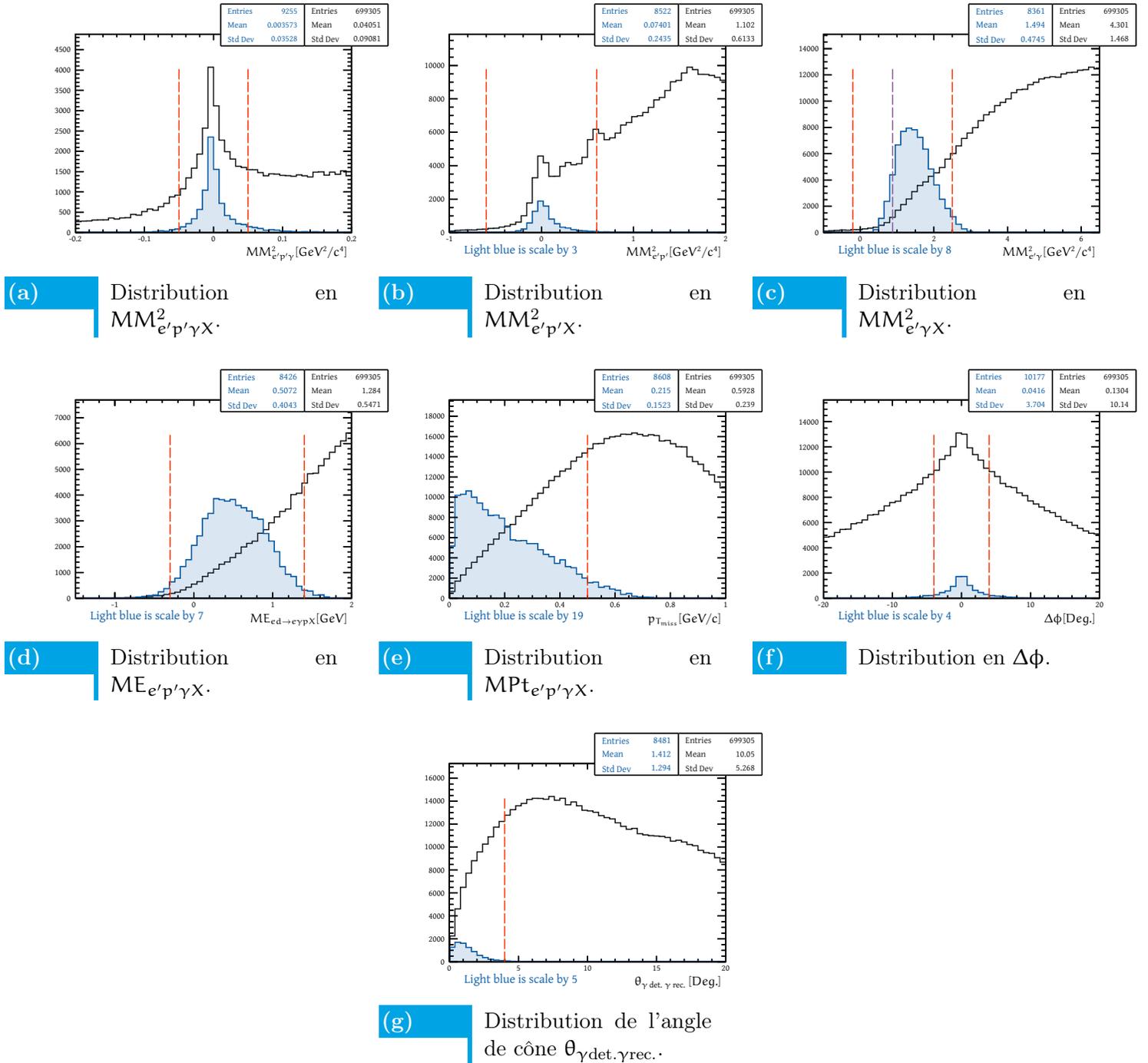
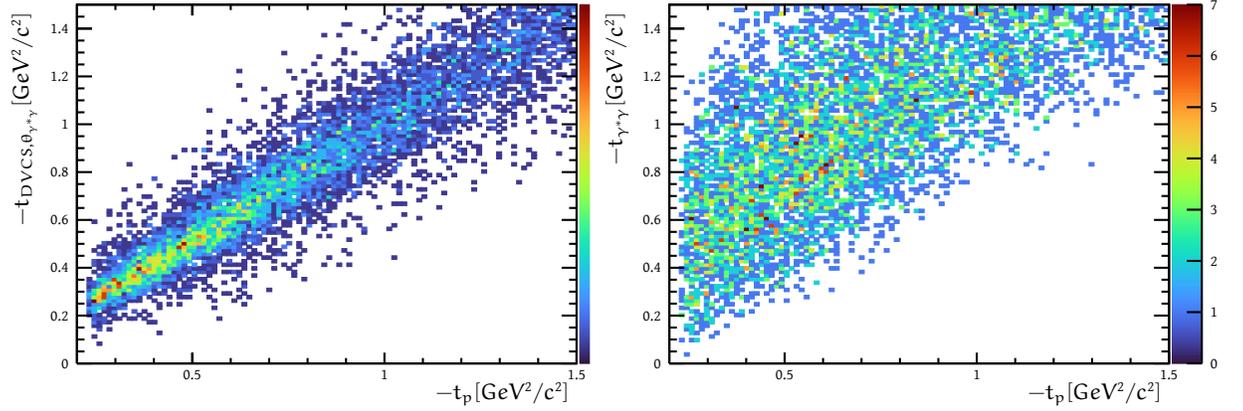


FIG. 4.17 Distribution des variables d'exclusivité du DVCS sur le proton.



(a) Distribution en t calculé avec le proton en fonction de t calculé pour un événement DVCS avec l'angle du photon réel.

(b) Distribution en t calculé avec le proton en fonction de t calculé avec les photons virtuel et réel.

FIG. 4.18 Distribution en t calculé pour un événement DVCS avec l'angle du photon réel et calculé avec les photons virtuel et réel.

Deuxièmement, en utilisant les quadri-vecteurs du photon virtuel et réel :

$$t_{\gamma^*, \gamma} = (q_1 - q_2)^2 \quad (4.17)$$

Enfin t peut être aussi calculé en supposant que l'événement est une réaction DVCS en utilisant l'état initial du système, le photon virtuel et l'angle du photon réel :

$$t_{\text{DVCS}, \theta_{\gamma^* \gamma}} = \frac{Q^2 M_p + 2\nu M_p (\nu - \sqrt{\nu^2 + Q^2} \cos \theta_{\gamma^* \gamma})}{\sqrt{\nu^2 + Q^2} \cos \theta_{\gamma^* \gamma} - \nu - M_p} \quad (4.18)$$

La méthode privilégiée pour le calcul de t repose sur l'utilisation du proton, étant donné que l'incertitude associée à l'impulsion et à l'angle du proton est inférieure à celle des autres particules. Les Figures 4.18a et 4.18b illustrent une corrélation significative entre t_p et t_{DVCS} , tandis qu'aucune corrélation n'est observée entre t_p et $t_{\gamma^* \gamma}$.

Utiliser uniquement l'angle du photon réel permet d'être plus précis sur t , car en général l'erreur sur l'énergie reconstruite du photon est relativement plus grande que celle sur l'angle de ce dernier. Par conséquent, en l'absence la détection du nucléon, il est préférable de recourir à t_{DVCS} pour une estimation plus précise. Dans le cadre de l'analyse sur le neutron, le neutron lui-même n'est pas mesuré, et donc t_{DVCS} sera utilisé.

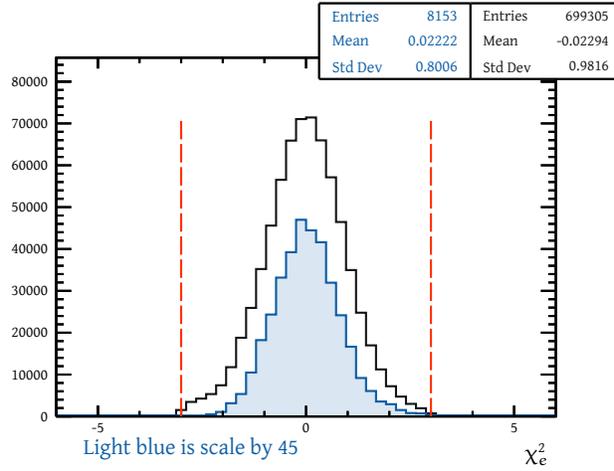


FIG. 4.19 Distribution en χ^2 de l'électron avant les coupures d'exclusivité (en noir) et après (en bleu).

5 Effets de la sélection DVCS sur les autres variables

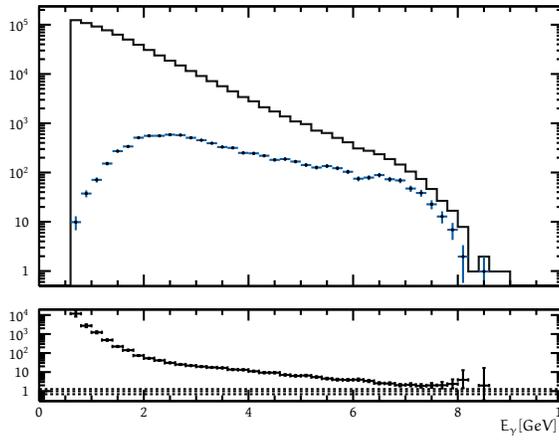
Dans l'analyse du DVCS sur le neutron, présenté dans le prochain chapitre, ce dernier n'étant pas détecté, nous ne pouvons donc calculer qu'une variable d'exclusivité, la masse manquante du système $ed \rightarrow e\gamma p_s X$. Nous devons donc réduire le bruit de fond d'une autre manière, par exemple en resserrant les coupures d'identification sur l'électron et le photon ou sur la sélection de l'espace des phases. Pour cela nous pouvons regarder les variables cinématiques de l'électron et du photon afin de voir si nous pouvons modifier les coupures afin de supprimer les régions où le rapport signal sur bruit de fond est très important.

Pour l'électron, la seule variable que nous pouvons modifier afin de réduire le bruit de fond est χ^2 . Comme le montre la Figure 4.19 les deux distributions avant et après les coupures d'exclusivité sont similaires. Il n'y a pas de régions où le bruit de fond est significativement plus important.

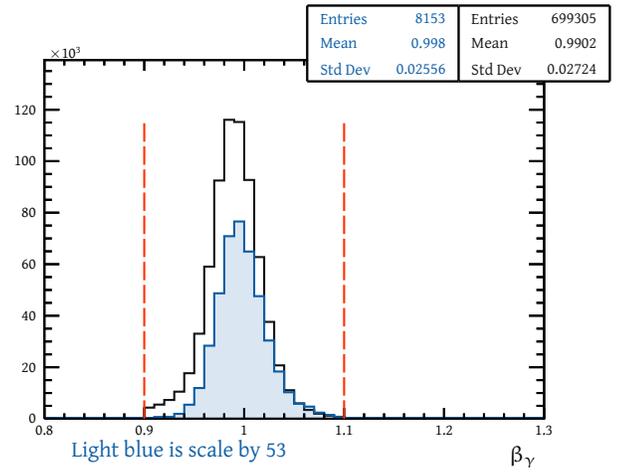
Pour le photon nous pouvons modifier la coupure sur l'énergie ou β . Comme le montre la Figure 4.20b resserrer la coupure sur β ne changerait presque rien comme la distribution décroît rapidement. La figure Figure 4.20a montre que nous pouvons couper l'énergie du photon à 2.5 GeV. Il s'agit du point d'inflexion de la distribution, c.-à-d. que la distribution après coupures d'exclusivité décroît avant cette valeur alors que le bruit de fond continue d'augmenter. Donc la variable E_γ est très efficace pour réduire de façon significative le bruit de fond.

Pour les coupures sur l'espace des phases, nous pouvons modifier les variables Q^2 , W^2 et t . Comme le montre la Figure 4.21a, nous pouvons modifier la coupure sur Q^2 à 2 afin de réduire le bruit de fond. Nous n'avons pas de raison de modifier la coupure sur W^2 .

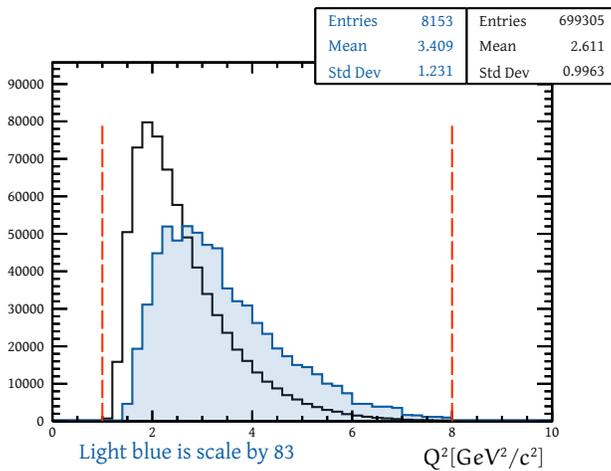
Comme le montre la Figure 4.18a, il existe une corrélation entre t calculé avec le proton et t pour un événement DVCS calculé avec l'angle du photon réel. Cette



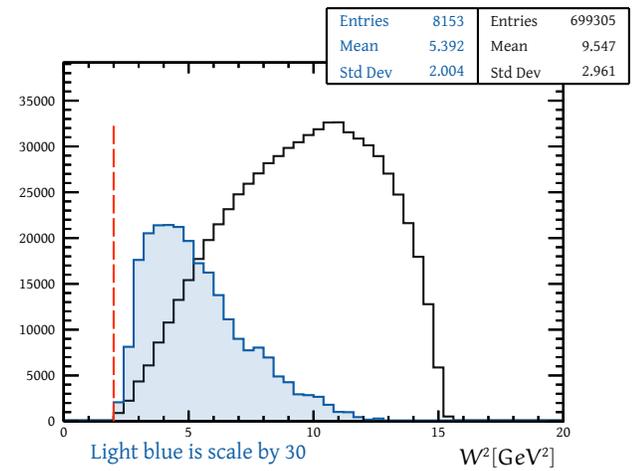
(a) Distribution en énergie du photon avant les coupures d'exclusivité (en noir) et après (en bleu). Ainsi que le ratio des deux distributions.



(b) Distribution en β du photon avant les coupures d'exclusivité (en noir) et après (en bleu).



(a) Distribution en Q^2 avant les coupures d'exclusivité (en noir) et après (en bleu). Et le ratio des deux distributions.



(b) Distribution en W^2 avant les coupures d'exclusivité (en noir) et après (en bleu).

corrélation reste jusqu'à $0.8 \text{ GeV}^2/c^2$. Nous avons donc commencé par placer notre coupure à cette valeur, mais elle a été changée pour des raisons de bruit de fond plus tard dans l'analyse sur le neutron.

Pour la variable Q^2 une coupure à $1.5 \text{ GeV}^2/c^2$ permet de réduire le bruit de fond en ne perdant presque aucun signal. Une coupure à $4 \text{ GeV}^2/c^2$ sur W^2 est standard et permet d'éviter la région des résonances.

6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons effectué une analyse préliminaire de la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS) sur le proton en utilisant les données de calibration sur une cible d'hydrogène de l'expérience BONuS12. L'objectif de cette analyse est de comprendre le processus DVCS et d'optimiser la sélection des événements pertinents pour l'analyse sur le neutron, où une seule variable d'exclusivité peut être calculée.

Nous avons montré comment nous pouvons identifier et sélectionner les électrons, les photons et les protons avec des coupures basées sur les caractéristiques physiques des particules et les performances des sous-détecteurs de CLAS12. Nous avons pu isoler les événements DVCS. Ce travail de sélection a permis de mettre en lumière les régions de l'espace de phase où le signal DVCS est le plus significatif, en identifiant les coupures les plus efficaces pour réduire le bruit de fond comme l'énergie du photon réel E_γ et la virtualité du photon virtuel Q^2 .

L'approche adoptée pour le calcul de la variable de Mandelstam t a démontré qu'il vaut mieux utiliser t_{DVCS} que $t_{\gamma^*\gamma}$. En effet, Nous avons aussi montré qu'il existe une corrélation forte entre t_{DVCS} et t_p sur l'ensemble de notre gamme d'énergie.

Les résultats de cette analyse préliminaire sur le proton fournissent des informations importantes pour l'étude du DVCS sur le neutron, où le neutron n'est pas détecté directement. Ces résultats nous guident vers une sélection améliorée des événements DVCS en affinant le bruit de fond grâce à des coupures sur des variables autres que celles d'exclusivité.



ANALYSE DU DVCS SUR LE NEUTRON AVEC UN PROTON SPECTATEUR

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	98
2	Sélection des données	99
3	Identification du proton spectateur	99
	3.1 Sélection des traces	101
	3.2 Sélection des traces de la même interaction	102
	3.3 Sélection des protons	105
4	Sélection des événements $ed \rightarrow e\gamma p_s X$	106
	4.1 Coupure d'exclusivité	108
	4.2 Domaine cinématique	108
	4.3 Découpage du domaine cinématique	109
5	Correction des événements accidentels	110
6	Correction du bruit de fond des π^0	112
	6.1 Modélisation de la production exclusive de π^0	114
	6.2 Sélection des événements π^0	116
7	Évaluation des corrections	119
8	Nouvelle méthode pour la correction du bruit de fond des π^0	119
9	Conclusion	124

1 Introduction

DANS ce chapitre, nous nous concentrons sur le processus de diffusion Compton profondément virtuelle sur le neutron. Ce processus est analysé dans le cadre de l'électro-production de photon sur un neutron, en utilisant une cible de deutérium. Afin d'approfondir notre compréhension de ce phénomène, nous utilisons la méthode de *tagging*. Cette technique consiste à détecter le proton ne participant pas à la réaction provenant du deutérium, appelé proton spectateur. Le quadri-vecteur du neutron initial est l'opposé de celui du proton spectateur. Cela permet d'obtenir des informations supplémentaires sur le processus DVCS, d'exercer un contrôle sur l'état initial du neutron et de contrôler les effets nucléaire et les effets des interactions dans l'état final.

Le processus d'acquisition des données est réalisé par le détecteur CLAS12. Après la collecte des données, un travail de calibration est effectué pour assurer la précision et la fiabilité des résultats obtenus. Cette calibration est essentielle pour interpréter correctement les données expérimentales. Une fois la calibration achevée, nous entamons une phase de traitement des données. Elle implique la reconstruction des paramètres des particules, impulsion, énergie, position, et leur identification. Ce processus est réalisé à partir des données brutes recueillies par les différents sous-détecteurs. Une fois cette phase achevée, l'objectif est d'extraire les informations physiques pertinentes à partir des données recueillies.

Pour le DVCS, nous devons d'abord identifier dans l'état final l'électron, le photon et le proton spectateur. L'identification de l'électron et du photon a déjà été traitée en détail dans le chapitre précédent. Ainsi, dans ce chapitre, nous nous concentrerons sur l'identification du proton spectateur. Cette analyse a été réalisée sur les données de BONuS12 prise durant l'été 2020. Les *runs* utilisés pour ce travail vont de 12448 à 12940 pour un total de 2,3 milliards d'évènements enregistrés. L'énergie du faisceau était de 10.4 GeV pour l'entièreté de la période d'acquisition. Un *run* (ou période d'acquisition) est une unité de temps durant laquelle la prise de données partage les mêmes configurations de détecteur telles que la configuration du déclencheur de l'enregistrement (ou *trigger*) et le courant de faisceau demandé. Une période typique enregistre environ 100 millions de *trigger* et dure environ 4 heures. Les propriétés de la période sont accessibles depuis la base de données des conditions de la période (RCDB).

Ensuite, une fois les trois particules de l'état final identifiées, nous nous pencherons sur les divers critères de sélection des évènements. Certaines coupures visent à assurer l'exclusivité du processus, d'autres à nous placer dans le bon régime cinématique où le formalisme des GPD est justifié, notamment où la factorisation est valide. Après l'application des coupures d'exclusivité, il persiste un bruit de fond physique qui doit être soustrait. Dans notre étude, ce bruit est principalement dû au processus d'électro-production de pion neutre, $ed \rightarrow en\pi^0p_s \rightarrow en\gamma\gamma p_s$, où un des photons issus de la désintégration du pion est perdu, soit à cause de l'acceptance géométrique, soit parce qu'il a une énergie trop faible. Pour éliminer ce bruit de fond physique, nous mettrons en œuvre une procédure utilisée au sein de la collaboration CLAS pour

de précédentes analyses du DVCS. De plus, une seconde méthode sera testée pour la soustraction de ce bruit de fond. Après avoir réduit le bruit de fond provenant des π^0 , nous devons gérer les accidentels. Il s'agit d'évènements où le proton ne provient pas de la même interaction. Ces protons se trouvent en coïncidence avec les évènements DVCS. Nous devons donc supprimer ce bruit de fond. Dans ce chapitre le terme "évènements π^0 " sera utilisé pour désigner les évènements d'électroproduction exclusive de π^0 .

2 Sélection des données

Théoriquement, si la luminosité du faisceau, la densité de la cible et la pression restent constantes, le nombre d'évènements observés devrait être stable tout au long de l'expérience. Cependant, des variations dans les conditions expérimentales, comme le changement d'un dispositif de déclenchement de l'enregistrement dans un détecteur, un ajustement mineur de la position du faisceau, ou une anomalie dans le système, peuvent entraîner des fluctuations dans ce taux. Pour atténuer l'impact de ces variations sur les évènements que nous avons reconstruit, nous procédons à une sélection rigoureuse des séries de données les plus fiables. Nous avons pris quelques mesures pour identifier les bons *runs*. Nous vérifions ainsi que :

- Aucun problème n'est survenu lors de la prise de données d'un *run*, en particulier des coupures de la haute tension de la RTPC ou des coupures de la haute tension pour les DC et l'EC.
- Aucun problème n'a été signalé concernant la position du faisceau durant la série de données.
- L'énergie déposée par unité de longueur dans la RTPC du *run* se situe dans la plage des autres *runs*.
- Le rapport du nombre d'électrons par la charge du faisceau est constant par rapport aux autres *runs*. Même procédure pour le rapport du nombre de protons dans la RTPC et le nombre d'électrons.

Ces actions garantissent l'intégrité et la fiabilité des données. Avant de procéder à la sélection, nous disposions de 6,796 milliards de déclenchements. Après application de ces critères, il en reste 2,331 milliards, ce qui représente une réduction de 65,7% de la quantité de données.

3 Identification du proton spectateur

Le proton spectateur est uniquement détecté grâce à la RTPC BONuS12. Il n'y a donc aucune intervention de l'EB, nous ne pouvons donc pas demander une particule pour laquelle l'EB a assigné un PID de 2212 comme dans le cas du proton dans le chapitre précédent. Le processus d'identification du proton spectateur est réalisé en trois étapes :

- identification des bonnes traces dans la RTPC.

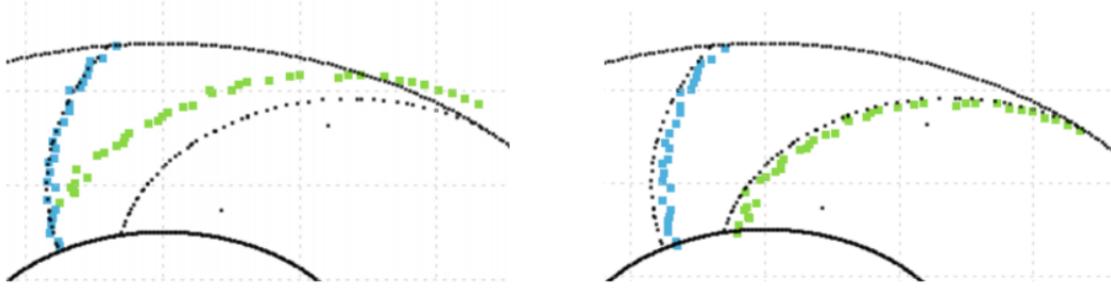


FIG. 5.1 Les points noirs représentent les trajectoires simulées, et les *hits* colorés sont les positions des *hits* reconstruits. Dans l'image de gauche, la trajectoire bleue est déjà bien reconstruite, ce qui implique que cette trajectoire est "in-time", cependant la trajectoire de droite est "out of time", et le décalage corrige cela. La trajectoire de droite peut être correctement reconstruite après avoir appliqué le décalage. La figure est extraite de [Pay21].

- sélection des traces provenant du même point d'interaction que l'électron.
- sélection des protons par une coupure sur l'énergie déposée.

Nous débutons par une explication des variables spécifiques à ce détecteur utilisé dans cette étude.

La variable t_{diff}

Pour les trajectoires d'une longueur raisonnable (le nombre de *hits* doit être supérieur à 5), un décalage temporel est calculé pour chaque trajectoire. Ce décalage est basé sur le temps du *hit* le plus proche de la cathode et celui du *hit* le plus proche des GEM. Cette correction temporelle est ensuite appliquée à tous les points de la trajectoire afin d'assurer une reconstruction précise. Les équations qui relient le temps d'un *hit* et l'ID du pad à un point 3D s'attendent à ce que le temps d'un *hit* soit basé sur une trajectoire *in-time* par rapport au déclencheur. Cependant, comme notre fenêtre temporelle est très large (400 ns), nous avons beaucoup plus de trajectoires *out of time* que de trajectoire "in-time". Pour que ces trajectoires soient correctement reconstruites, il est essentiel d'appliquer ce décalage temporel t_{diff} . La Figure 5.1 montre l'effet de ce décalage.

Au cours de l'analyse réalisée par M. Pokhrel, il s'est avéré que la variable t_{diff} dépendait de chaque fichier DST reconstruit. Par conséquent, il a été défini la moyenne et l'écart-type pour chaque fichier dans la liste des *runs* du RG-F et un tableau final a été créé qui comprend la moyenne et l'écart-type pour chaque fichier.

La variable r_{\max}

La variable r_{\max} est définie comme le rayon maximal parmi tous les points d'une trajectoire spécifique. Autrement dit, elle correspond au rayon du point le plus éloigné du centre dans cette trajectoire.

La variable n_{hits}

La variable n_{hits} représente le nombre de *hit* dans une trace. Elle est utile pour s'assurer que la trajectoire n'ai pas trop petite pour l'*helix fitter*, ni trop grande où dans ce cas il s'agit probablement de deux traces fusionnées.

La variable r_{helix}

Cette variable est définie comme le rayon de la trajectoire circulaire suivie par la particule ou, dans notre cas, le rayon de l'hélice reconstruit par l'*helix fitter*.

La variable dE/dx

La longueur de la trace est calculée en utilisant la propagation nécessaire durant la première étape du filtre de Kalman, où l'équation de propagation d'une particule chargée avec la prise en compte de l'énergie déposée est résolue numériquement. La courbe décrite par cette propagation n'est pas une simple hélice, mais une hélice dont le rayon diminue, donc la distance parcourue est plus grande que pour une hélice standard.

Ensuite, l'ADC ou l'énergie déposée de tous les *hits* dans la trace est additionnée pour déterminer l'énergie totale déposée par le proton et celle-ci est divisée par la longueur de la trace pour déterminer la variable dE/dx représentant l'énergie déposée par unité de longueur.

La variable p_{drift}

La variable p_{drift} est l'impulsion du proton au début de la région de dérive, où les *hits* commencent. Cette information est uniquement accessible avec le filtre de Kalman, grâce à la propagation et la prise en compte de l'énergie déposée. Cette variable permet de mieux sélectionner les protons grâce à une coupure sur dE/dx en fonction de p .

3.1 Sélection des traces

Nous devons d'abord sélectionner les traces estimées comme bien reconstruites dans la RTPC. Pour cela nous appliquons la série de coupures suivantes :

- $\chi_{\text{helix}}^2 < 2.5$ pour assurer un bon ajustement de la trace par l'*helix fitter*. Il s'agit d'un χ^2 sur mesure composée d'une somme de χ^2 pour chaque *hit* et des

termes supplémentaires pour le centre et le rayon de l'hélice (Figure 5.2a). La formule utilisée pour χ_{helix}^2 est la suivante

$$\chi_{\text{helix}}^2 = \frac{1}{2n-4} \sum_i^n \left[\left(\frac{\phi_i - \phi_0 + \arcsin\left(\frac{r_i}{2R}\right)}{0.01} \right)^2 + \left(\frac{z_i - z_0 - 2R \arcsin\left(\frac{r_i}{2R}\right) \arctan \theta_0}{1.2} \right)^2 \right] + \left(R - \sqrt{A^2 + B^2} \right)^2 \quad (5.1)$$

où la somme concerne tous les *hits* de la trajectoire, et $\phi_0, \theta_0, R, A, B$, et z_0 sont tous les paramètres de l'ajustement de l'hélice, avec (A, B) le centre de l'hélice.

- $17 < n_{\text{hits}} < 45$ pour s'assurer que l'*helix fitter* a suffisamment de *hits* pour fonctionner correctement. Ainsi que pour éviter qu'il s'agisse de deux traces proches fusionnées (Figure 5.2b).
- $R_{\text{helix}} < 0$ cm, afin de sélectionner les particules avec une charge positive grâce au champ magnétique du solénoïde (Figure 5.2c).
- $65 < r_{\text{max}} < 72$ cm, pour s'assurer que la trace va de la cathode à l'anode, pour enlever les traces s'arrêtant dans la RTPC où l'énergie déposée ne permettrait pas l'identification des particules (Figure 5.2d).
- $-18 < v_z < 12$ cm, pour enlever les traces qui sont trop proches des bords du détecteur, où une partie de la trace pourrait être dans des zones où l'efficacité décroît fortement (Figure 5.2e).

Maintenant, nous avons uniquement des traces de bonne qualité. Nous devons donc choisir les traces provenant de la même interaction que l'électron et le photon détecté dans CLAS12. Comme la fenêtre d'acquisition du détecteur est grande, plusieurs centaines de ns, nous avons beaucoup de traces provenant d'autres interactions entre le faisceau et la cible dans le même enregistrement.

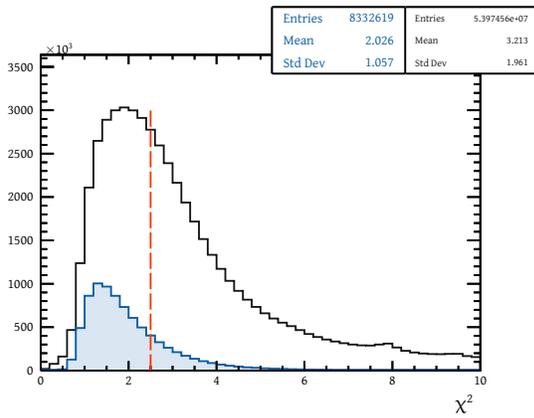
3.2 Sélection des traces de la même interaction

Durant cette analyse, nous avons constaté une corrélation entre t_{diff} et r_{max} , comme illustré dans la Figure 5.3. Cette dépendance s'explique par le fait que ces deux variables fournissent des informations sur le temps de la trajectoire des particules qui traversent radialement le détecteur en entier. Cette corrélation peut être modélisée par une équation linéaire, dont l'expression est définie par l'Équation (5.2). Cette relation est mise en évidence sur la Figure 5.3 par une ligne droite rouge,

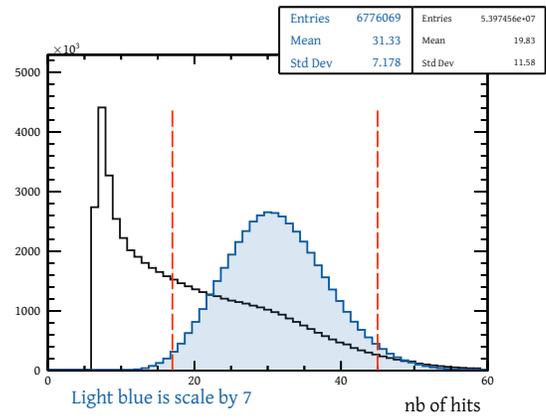
$$y = -0.00862x - 63.51. \quad (5.2)$$

Il est donc possible de développer une fonction linéaire pour corriger t_{diff} grâce à l'information de r_{max} . La fonction, pour l'entièreté des *runs* du RG-F est :

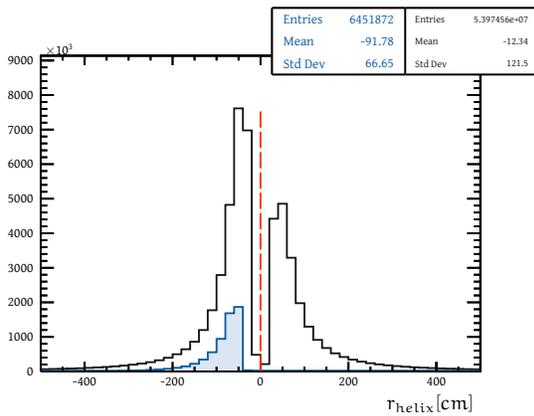
$$t_{\text{diff,corr}} = t_{\text{diff}} + 120(r_{\text{max}} - 70) \quad (5.3)$$



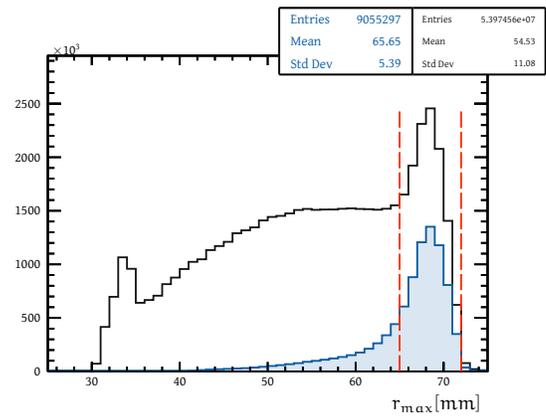
(a) Distribution en χ^2_{helix} des traces dans la RTPC.



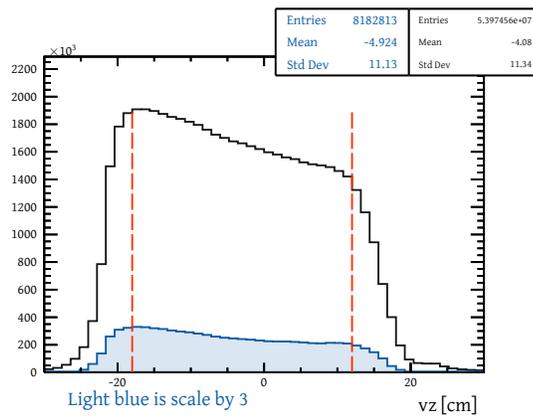
(b) Distribution du nombre de *hits* pour les traces dans la RTPC.



(c) Distribution en r_{helix} des traces dans la RTPC.



(d) Distribution en r_{max} des traces dans la RTPC.



(e) Distribution du vertex des traces dans la RTPC le long de l'axe z.

FIG. 5.2 Distributions des variables pour la sélection des bonnes traces de la RTPC. En noir avant toutes coupures et en bleu après les coupures pour les bonnes traces sauf celle qui est montrée.

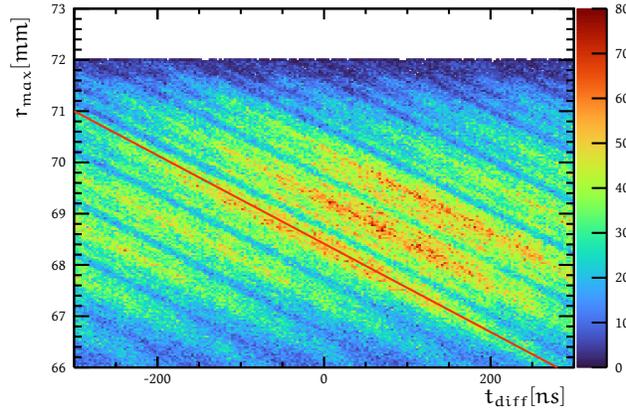


FIG. 5.3 Distribution t_{diff} versus r_{max} après sélection des bonnes traces dans la RTPC.

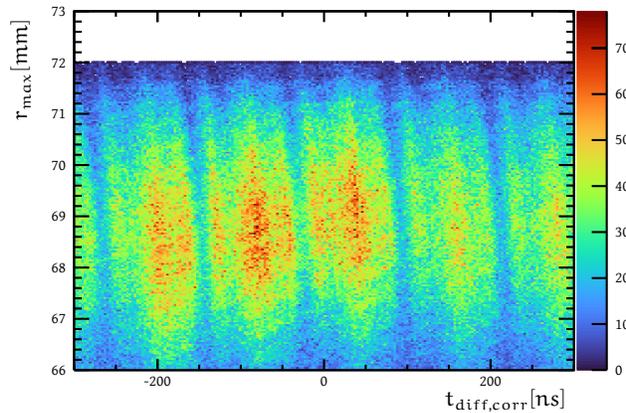


FIG. 5.4 Distribution $t_{\text{diff,corr}}$ versus r_{max} après sélection des bonnes traces dans la RTPC.

Nous pouvons voir sur la Figure 5.4, après la correction de t_{diff} , que la variable r_{max} ne dépend plus de $t_{\text{diff,corr}}$.

Suite à l'implémentation des procédures décrites précédemment, la variable corrigée $t_{\text{diff,corr}}$ est présentée en comparaison avec la variable non corrigée afin de comprendre l'impact de cette correction. Cette comparaison est illustrée dans la Figure 5.5. L'analyse révèle que la correction appliquée conduit à une distribution de $t_{\text{diff,corr}}$ significativement plus resserrée, ce qui indique l'efficacité de la correction effectuée.

Dus à la large fenêtre d'acquisition de BONuS12, nous avons plusieurs collisions de particules qui se produisent dans le détecteur. Ce phénomène, où le détecteur est incapable de distinguer les particules issues de différentes collisions, est appelé pile-up. Nous allons appliquer une coupure pour sélectionner les particules provenant

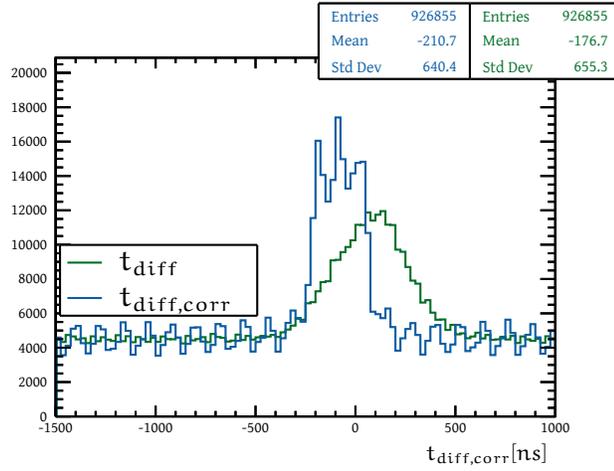


FIG. 5.5 Distribution en $t_{\text{diff,corr}}$ et en t_{diff} pour les bonnes traces.

de la même interaction et réduire le pile-up. Pour supprimer le pile-up, nous pouvons appliquer des coupures sur deux variables : $t_{\text{diff,corr}}$ et Δv_z . Ici la variable $\Delta v_z = v_{z_{e^-}} - v_{z_{p_s}}$ est la différence entre le vertex de l'électron et celui du proton spectateur le long de l'axe z . Avec t_{diff} nous retirons le pile-up qui se produit lorsque les particules résultant d'une collision restent dans le détecteur et sont encore détectables lorsqu'une nouvelle collision se produit. Avec Δv_z nous retirons le pile-up qui provient de différentes positions le long de l'axe z . Pour combiner ces informations, nous avons créé une variable appelée $\chi_{\text{pile-up}}^2$. L'équation de cette nouvelle variable est

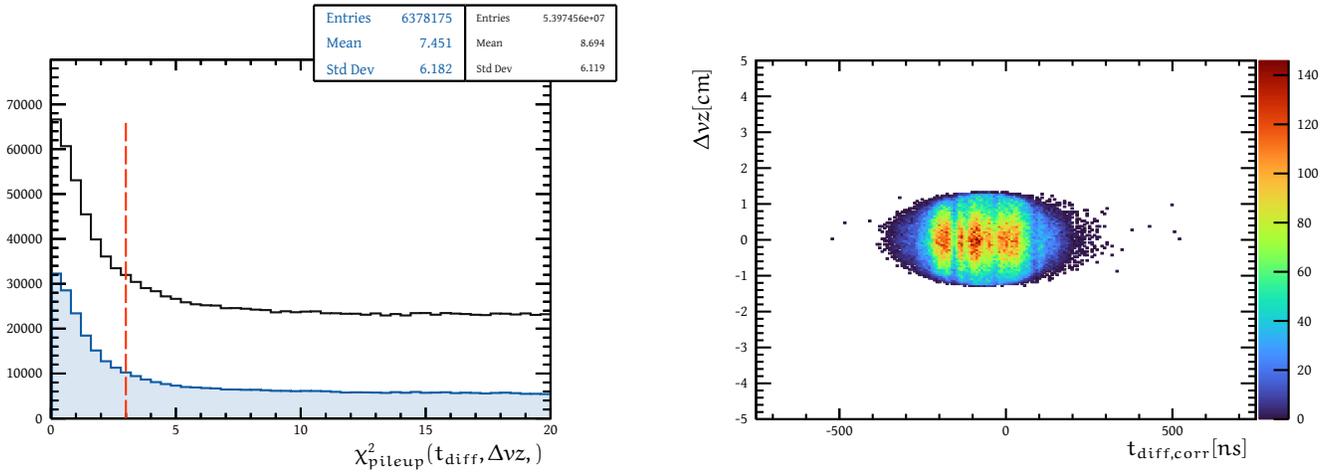
$$\chi_{\text{pile-up}}^2 = \left(\frac{\Delta v_z - \mu_{\Delta v_z}}{\sigma_{\Delta v_z}} \right)^2 + \left(\frac{t_{\text{diff,corr}} - \mu_{t_{\text{diff,corr}}}}{\sigma_{t_{\text{diff,corr}}}} \right)^2 \quad (5.4)$$

avec μ_X et σ_X la moyenne et l'écart-type de la distribution de la variable X .

La variable $\chi_{\text{pile-up}}^2$ permet d'appliquer des coupures sur ces deux variables de manière corrélée, et permet donc de mieux enlever le bruit de fond sans trop impacter le signal. La coupure est placée à $\chi_{\text{pile-up}}^2 < 3$. La Figure 5.6a montre la distribution de cette variable, en noir pour toutes les traces dans la RTPC et en bleu pour les bonnes traces. La Figure 5.6b montre l'effet de cette coupure sur la distribution en deux dimensions $t_{\text{diff,corr}}$ en fonction de Δv_z . Nous remarquons une queue de distribution significative sous le pic de notre signal. Nous pouvons en déduire qu'environ un tiers des événements dans le pic sont du pile-up et devront être retiré avec une correction présenté dans la Section 5.

3.3 Sélection des protons

Nous devons encore sélectionner les protons dans les bonnes traces qui viennent de la même interaction. Pour cela nous appliquons une coupure sur les variables p et dE/dx . Cette approche est fondée sur le principe selon lequel toute particule chargée perd de l'énergie en se déplaçant à travers un milieu. Cette perte est caractéristique



(a) Distribution en $\chi_{\text{pile-up}}^2$ des traces dans la RTPC. La distribution noire est l'ensemble des trajectoires dans la RTPC. La distribution bleue est après les coupures pour sélectionner les bonnes traces.

(b) Distribution en $t_{\text{diff,corr}}$ versus Δv_z des traces dans la RTPC après la sélection des bonnes traces et la coupure sur $\chi_{\text{pile-up}}^2$.

FIG. 5.6

de la particule et permet son identification. La formule de Bethe-Bloch est utilisée pour décrire cette perte d'énergie et est donnée par l'Équation (3.69).

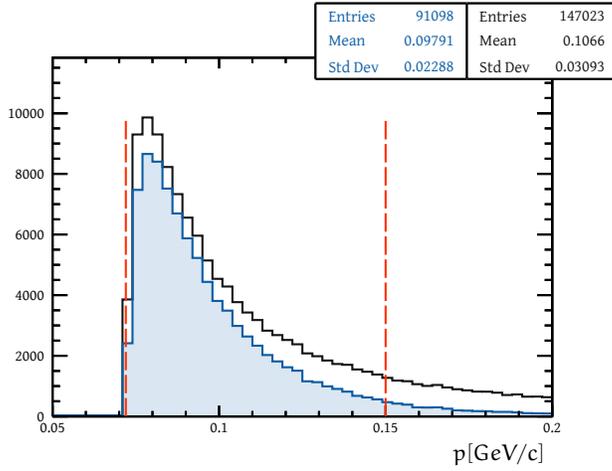
Elle fournit une estimation de la perte d'énergie moyenne pour une particule chargée, en particulier une particule lourde comme le proton, lors de son déplacement à travers un milieu. La coupure sur l'impulsion est $0.072 < p < 0.15$ MeV/c. Elle est présentée sur la Figure 5.7a. La coupure minimale sert à s'assurer une bonne reconstruction, alors que la coupure haute est là pour enlever les évènements pour lesquels l'identification par l'énergie perdue n'est plus possible dû à la résolution du détecteur.

La Figure 5.7b montre la distribution en deux dimensions de p , qui est l'impulsion donnée par l'*helix fitter* non corrigé, versus l'énergie déposée par unité de longueur. La courbe rouge montre la coupure pour sélectionner les protons et est donnée par

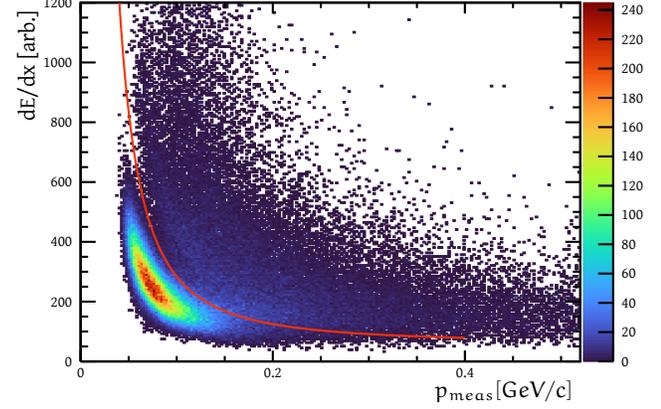
$$\frac{dE}{dx_{\text{coupure}}} = 60.15 + 3.63 * p_{\text{meas}}^{-1.79} \quad (5.5)$$

4 Sélection des évènements $ed \rightarrow e\gamma p_s X$

Nous avons identifié les trois particules qui nous intéressent : l'électron, le photon et le proton spectateur. Nous sélectionnons les évènements avec un électron ayant servi de *trigger* et au moins un photon. S'il y a plus d'un photon, nous gardons le



(a) Distribution en impulsion des traces dans la RTPC. La distribution en noir représente les bonnes traces provenant de la même interaction. Celle en bleu représente les mêmes traces avec la coupure sur dE/dx .



(b) Distribution p_{meas} versus dE/dx pour les bonnes traces provenant de la même interaction. La courbe rouge montre la coupure pour sélectionner les protons. Nous gardons les événements en dessous de la courbe.

FIG. 5.7

plus énergétique pour le reste de l'analyse. Nous analysons toutes les traces dans la RTPC et gardons les événements avec un et un seul proton passant toutes nos coupures dans la RTPC.

Ensuite, pour qu'un événement soit considéré comme un DVCS sur le neutron, il doit satisfaire respectivement à deux séries d'exigences : les coupures pour sélectionner l'espace de phase des événements DVCS et la coupure d'exclusivité.

Les coupures pour la première étape sont

- $1.5 < Q^2 < 6 \text{ GeV}^2/c^2$ pour assurer que le photon virtuel était suffisamment énergétique pour que l'évènement soit considéré comme profond c'est-à-dire que l'interaction se produit au niveau des partons.
- $W^{*2} > 4 \text{ GeV}^2$ (avec $W^{*2} = (q_1 + p_1)^2$ où p_1 est le quadri-vecteur du neutron dans le deutérium, et q_1 est celui du photon virtuel) pour éviter la zone des résonances du neutron, où W^{*2} est la masse invariante du système photon et neutron avec la correction due à l'impulsion initiale du neutron dans le deutérium.
- $t < 0.4 \text{ GeV}^2/c^2$ pour réduire le bruit de fond là où il devient très difficile de le contenir, c'est-à-dire les corrections à appliquer sont de la taille ou supérieur au signal. Ainsi que pour s'assurer que le formalisme du DVCS s'applique.

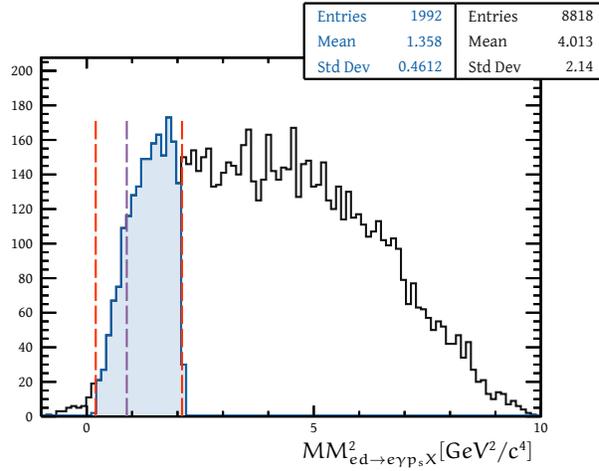


FIG. 5.8 Distribution en masse manquante $MM^2_{e'\gamma}$.

4.1 Coupure d'exclusivité

Nous rappelons que la réaction du neutron DVCS sur cible de deutérium avec un proton spectateur est :

$$e(k_1) + d(d) \rightarrow e'(k_2) + \gamma(q_2) + n'(p_2) + p_s(p_s) \quad (5.6)$$

Contrairement au cas du proton DVCS sur cible d'hydrogène, ici nous n'avons qu'une seule variable d'exclusivité, la masse manquante du système $MM^2_{en \rightarrow e'\gamma}$.

$$MM^2_{e'\gamma} = (k_1 + p_1 - k_2 - q_2)^2 \quad (5.7)$$

Cela est dû au fait que nous ne détectons pas le neutron actif, ce qui réduit le pouvoir de sélection des évènements DVCS à la seule méthode de la masse manquante. C'est pour cela que nous avons placé des coupures très serrées sur les autres variables permettant de sélectionner les évènements DVCS.

L'impulsion initiale du neutron (p_1) peut être déterminée par l'impulsion du proton spectateur

$$p_1 = (-p_{s,x}, -p_{s,y}, -p_{s,z}, M_d - E_{p_s}) \quad (5.8)$$

La Figure 5.8 affiche la masse manquante du système $ed \rightarrow e\gamma p_s X$. Les coupures sur cette variable sont placées à 0.2 et 2.1 GeV^2 . Nous nous attendons à un pic centré au carré de la masse du neutron, or nous voyons un décalage d'environ 0.6 GeV^2/c^4 similaire à celui observé dans l'analyse préliminaire sur le proton. Cela peut être dû à une mauvaise reconstruction de l'énergie du photon dans le calorimètre électromagnétique. Une correction spécifique pour l'énergie des photons pourrait être développée.

4.2 Domaine cinématique

Avec les Figures 5.9 à 5.11, nous présentons des distributions bidimensionnelles des variables cinématiques afin de montrer l'espace des phases de cette analyse ainsi

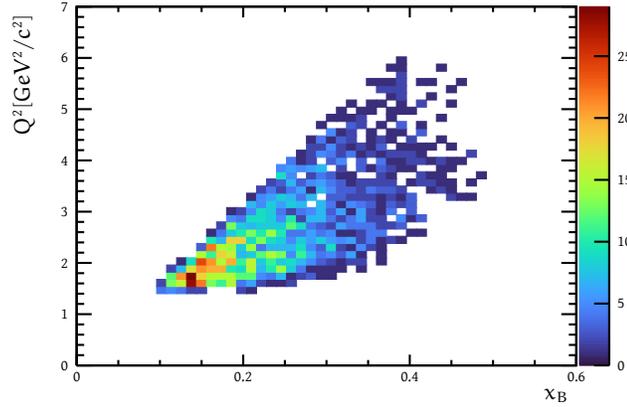


FIG. 5.9 Distribution en x_B versus Q^2 .

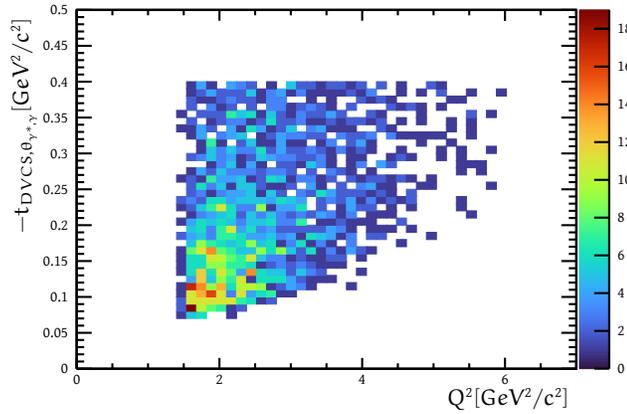


FIG. 5.10 Distribution en Q^2 versus $t_{DVCS, \theta_{\gamma^*, \gamma}}$.

que les corrélations entre elles.

4.3 Découpage du domaine cinématique

L'asymétrie de spin du faisceau (BSA) définie dans le Chapitre 1 dépend de la variable ϕ_h . Cependant nous voulons extraire la BSA pour différentes valeurs de Q^2 , x_B , $-t$, p_s et θ_{γ^*, p_s} . En raison de notre statistique limitée, chaque distribution en Q^2 , x_B , $-t$ et p_s sera divisée en 2 intervalles, chacun contenant à peu près le même nombre d'événements. La distribution en θ_{γ^*, p_s} sera divisée en 3 intervalles, afin de séparer l'avant, le centre et l'arrière.

Enfin, les asymétries pour chaque intervalle en Q^2 , x_B , $-t$, p_s et θ_{γ^*, p_s} seront tracées en fonction de 7 intervalles de ϕ_h . La répartition choisie pour cette analyse est détaillée dans le Tableau 5.1.

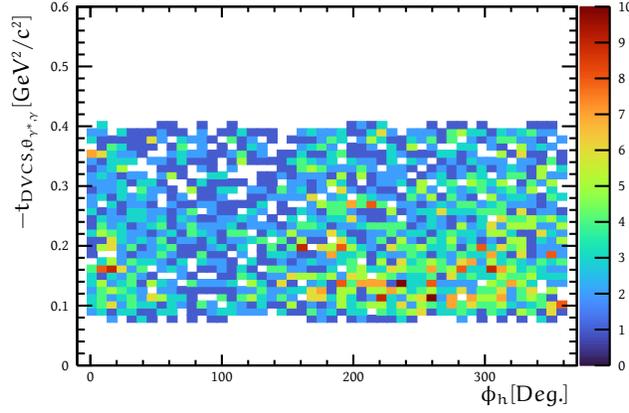


FIG. 5.11 Distribution en ϕ_h versus $t_{\text{DVCS}, \theta_{\gamma^* \gamma}}$.

Numéro d'intervalle	Q^2 [GeV^2/c^2]	x_B	$-t$ [GeV^2/c^2]	p_s [GeV/c]	θ_{γ^*, p_s} [Deg.]
1	[1.5, 2.5]	[0.13, 0.25]	[0.00, 0.22]	[0.072, 0.1]	[0, 75]
2	[2.5, 6]	[0.25, 0.5]	[0.22, 0.4]	[0.1, 0.15]	[75, 105]
3					[105, 180]

TAB. 5.1 Définition de la répartition unidimensionnelle en Q^2 , x_B , $-t$, p_s et θ_{γ^*, p_s} .

5 Correction des évènements accidentels

Pendant l'expérience, des protons atteignent en permanence la zone de dérive de la RTPC, mais nous nous intéressons uniquement à ceux détectés en coïncidence avec l'électron et le photon puisqu'ils sont les seuls protons spectateurs associés au DVCS. Parmi les protons restants qui se trouvent en coïncidence avec les évènements DVCS, ceux qui ne proviennent pas de la même réaction constituent une contribution au bruit de fond que l'on doit éliminer des données brutes. On les qualifie d'évènements accidentels ou de coïncidences fortuites. La coupure sur $\chi_{\text{pile-up}}^2$ a pour objectif d'enlever le plus possible de ces évènements.

Nous pouvons voir qu'il y a du bruit de fond sous le pic de signal à petite valeur de $\chi_{\text{pile-up}}^2$ sur la Figure 5.6a. Le but de la soustraction des accidentels est d'enlever cette partie, mais comme il est impossible de séparer ces évènements fortuits des évènements DVCS, nous allons soustraire le nombre d'évènements accidentels au nombre d'évènement DVCS total dans les données :

$$N_{\text{DVCS}}^{\text{True}} = N_{\text{DVCS}}^{\text{Data}} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Acc}} \quad (5.9)$$

La méthode utilisée pour supprimer les accidentels consiste à les sélectionner dans deux fenêtres de taille $\sigma \Delta v_z$ hors coïncidence, c'est-à-dire qu'ils ne sont pas centrés en Δv_z mais décalés de ± 15 cm, où les évènements DVCS sont absents. La Figure 5.12 montre en bleu les deux fenêtres où les évènements fortuits sont sélectionnés. Cette

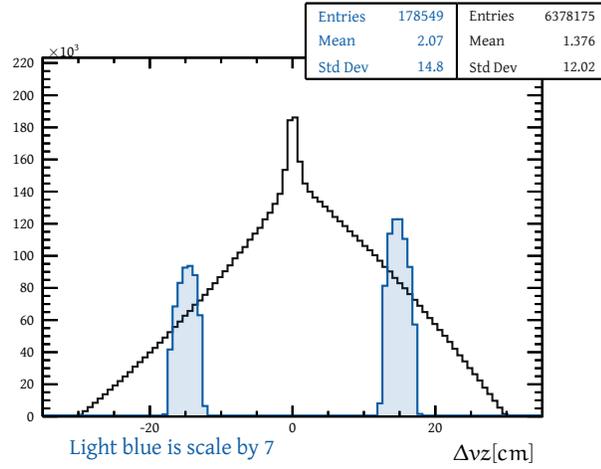


FIG. 5.12 Distribution en Δv_z pour les évènements accidentels.

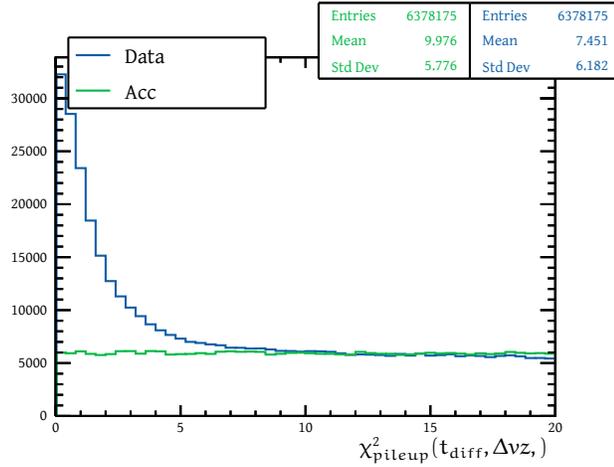


FIG. 5.13 Distribution en $\chi^2_{\text{pile-up}}$ en bleu pour les évènements DVCS et en vert pour les évènements fortuits.

sélection est réalisée en changeant le terme $\chi^2_{\Delta v_z}$ dans la variable $\chi^2_{\text{pile-up}}$ en suivant la relation suivante :

$$\chi^2_{\Delta v_z} = \min\left(\frac{\Delta v_z - 15}{\sigma_{\Delta v_z}}, \frac{\Delta v_z + 15}{\sigma_{\Delta v_z}}\right) \quad (5.10)$$

Sachant que des protons sont détectés en continu dans le détecteur BONuS12, la distribution en temps d'arrivée des accidentels est uniforme sur toute la fenêtre d'acquisition des évènements du calorimètre. La Figure 5.13 montre bien la distribution uniforme des évènements accidentels en vert.

La coupure sur $\chi^2_{\text{pile-up}}$ pour les évènements accidentels est placée à 4 fois la coupure sur les données afin d'augmenter la statistique des accidentels. Comme ces derniers ont une distribution uniforme en $\chi^2_{\text{pile-up}}$ cette modification n'a aucun autre impact que de réduire l'erreur statistique pour la correction.

Nous allons maintenant calculer le pourcentage de contamination des accidentels dans les données DVCS pour chaque intervalle en Q^2 , x_B , $-\mathbf{t}$, \mathbf{p}_s et θ_{γ^*, p_s} ainsi qu'en ϕ_h . Pour être considérés comme de la contamination, nous demandons un électron et un photon passant les coupures d'identification et celles de sélection d'un événement DVCS, avec un proton dans la RTPC. Ce qui implique que la contamination est majoritairement du DVCS sur proton, or le DVCS sur le proton a de fortes asymétries, jusqu'à 40%, [CDS23]. Nous devons donc effectuer la soustraction au niveau d'hélicité du faisceau, c'est-à-dire sur les nombres d'événements avec une hélicité spécifique.

Cette contamination et l'erreur associée sont déterminées par les équations suivantes

$$R_{\text{Acc,Data}} = 1 - \frac{\left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Data}} - \frac{N_{\text{DVCS}}^{\text{Acc}}}{c} \right)}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Data}}} \quad (5.11)$$

$$\sigma_{R_{\text{Acc,Data}}} = \sqrt{\left(\frac{-N_{\text{DVCS}}^{\text{Acc}}}{c N_{\text{DVCS}}^{\text{Data}}} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{N_{\text{DVCS}}^{\text{Acc}}}}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Data}}} \right)^2} \quad (5.12)$$

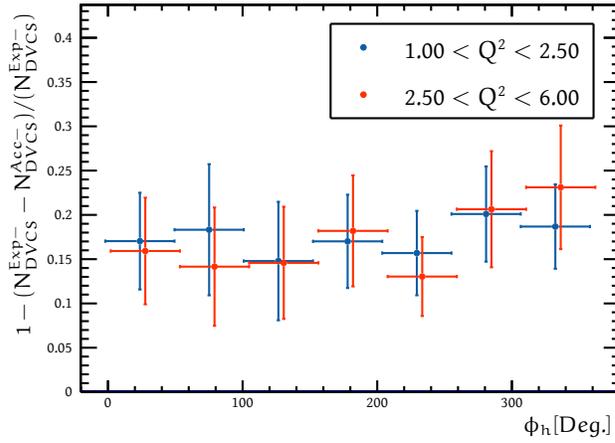
avec $N_{\text{DVCS}}^{\text{Data}}$ étant le nombre d'événements DVCS dans les données, $N_{\text{DVCS}}^{\text{Acc}}$ le nombre d'événements DVCS accidentels et c le facteur multiplicatif entre la coupure de $\chi_{\text{pile-up}}^2$ sur les événements DVCS et les accidentels, qui est égal à 4 pour notre analyse.

Les Figures 5.14a à 5.14d présentent la contamination des accidentels pour les intervalles en Q^2 et \mathbf{t} pour les deux hélicités. Nous trouvons une contamination d'accidentels dans les données comprises entre 10 et 30% pour tous les intervalles avec des barres d'erreur d'une taille comparable. Ces erreurs sont uniquement statistiques et sont dues à la faible statistique de l'expérience.

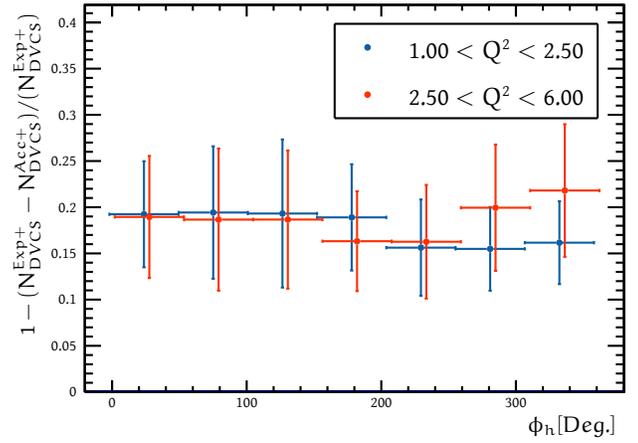
6 Correction du bruit de fond des π^0

La principale source de bruit de fond d'une analyse de DVCS est l'électroproduction d'un pion neutre qui se désintègre en deux photons, avec un taux de branchement d'environ 98,8%, $ed \rightarrow ep_s \pi^0(\mathbf{n}) \rightarrow ep_s \gamma\gamma(\mathbf{n})$ [GZB20]. Cette contamination n'est pas entièrement supprimée par la coupure sur la masse manquante $MM_{e'\gamma p_s}^2$ à cause de la faible masse du pion. Les événements de production de π^0 se distinguent de ceux de DVCS par la production de deux photons détectables dans le calorimètre. Cependant, ils peuvent se confondre avec le canal DVCS si l'un des photons échappe à la détection. Cela peut se produire si le photon est émis sous un angle trop large ou trop faible pour atteindre le calorimètre électromagnétique ou si son énergie est insuffisante pour franchir un seuil énergétique pour la détection.

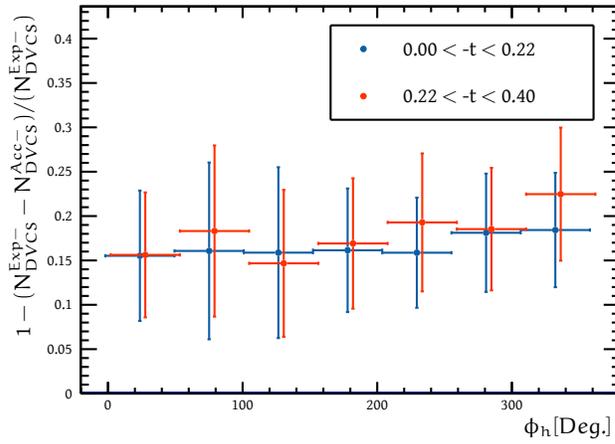
En conséquence, dans l'échantillon exclusif que nous avons sélectionné, le nombre d'événements passant notre coupure sur la masse manquante est la somme de deux termes, l'un correspondant aux vrais événements $ed \rightarrow e\gamma p_s(\mathbf{n})$, l'autre correspondant aux désintégrations de pions neutres. Le vrai nombre d'événements DVCS est



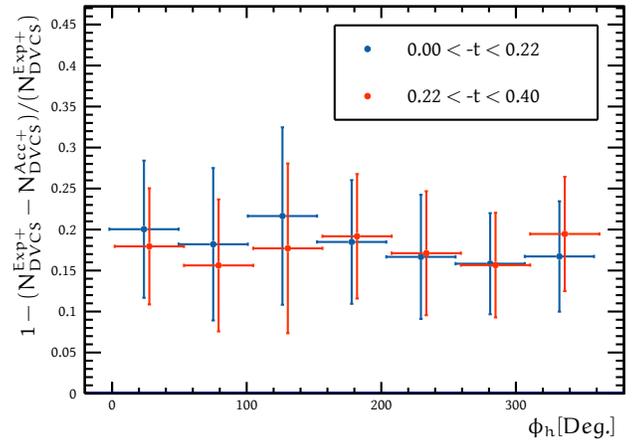
(a) La contamination des événements accidentels dans les intervalles de Q^2 pour une hélicité négative des électrons.



(b) La contamination des événements accidentels dans les intervalles de Q^2 pour une hélicité positive des électrons.



(c) La contamination des événements accidentels dans les intervalles de t pour une hélicité négative des électrons.



(d) La contamination des événements accidentels dans les intervalles de t pour une hélicité positive des électrons.

FIG. 5.14 La contamination des événements accidentels pour différents intervalles.

donc

$$N_{ed \rightarrow e\gamma p_s(n)}^{\text{True}} = N_{e\gamma p_s}^{\text{Exp}} - N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Exp}} \quad (5.13)$$

où $N_{ed \rightarrow e\gamma p_s(n)}^{\text{True}}$ est le nombre d'évènements DVCS corrigé, $N_{e\gamma p_s}^{\text{Exp}}$ est le nombre d'évènements mesurés qui ont passé les coupures de sélection des évènements DVCS et $N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Exp}}$ est le nombre d'évènements de π^0 qui passe les coupures de sélection de DVCS où un seul photon est détecté. Notre but dans cette section est de soustraire le nombre $N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Exp}}$.

La méthode utilisée pour soustraire des données brutes les contaminations π^0 à un seul photon détecté consiste à estimer cette contribution à l'aide d'une simulation Monte-Carlo. Pour cela, nous définissons, pour chaque intervalle cinématique

$$N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Exp}} = \frac{N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Sim}}}{N_{ep_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Sim}}} N_{ep_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Exp}} \quad (5.14)$$

où $N_{ep_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Exp}}$ est le nombre d'évènements π^0 où les deux photons sont détectés. La quantité $\frac{N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Sim}}}{N_{ep_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Sim}}}$ est le ratio d'acceptance et n'est dû essentiellement qu'à des effets géométriques et de seuil de détection. Pourvu que nous maîtrisons bien les résolutions des détecteurs, il est possible d'évaluer ce ratio grâce à la simulation en générant et simulant des évènements $ed \rightarrow enp_s\pi^0$. $N_{ep_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Sim}}$ est le nombre d'évènements où un seul photon est détecté et $N_{ep_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Sim}}$ est le nombre d'évènements de la simulation des π^0 passant les coupures DVCS si les deux photons sont détectés.

Nous allons utiliser un programme pour générer des évènements $ed \rightarrow enp_s\pi^0$. Nous avons choisi d'utiliser TOPEG pour cela. Il faut aussi un programme pour faire la simulation des détecteurs et ainsi avoir leurs résolutions et leurs acceptances. Pour cela nous utilisons l'implémentation de CLAS dans GEMC [UAB20], un programme basé sur Geant4 [AAA03].

6.1 Modélisation de la production exclusive de π^0

Les évènements sont générés aléatoirement dans les plages mesurées de Q^2 , x_B , t , p_s et ϕ_h par une FOAM [JS07]. Il s'agit d'un simulateur/intégrateur utilisant la méthode Monte-Carlo utilisée dans différents générateurs d'évènements [ABF22]. La fonction de pondération est une paramétrisation de la section efficace qui reproduit les données d'électroproduction exclusive π^0 .

Pour la génération des évènements, nous avons employé une version de TOPEG, dans laquelle nous avons intégré le DVCS sur le deutérium. Cette intégration s'est faite en utilisant la section efficace élaborée par Fucini et al. [FRS21], ainsi que la paramétrisation que nous avons développée au cours de cette thèse. Cette paramétrisation est de la forme suivante

$$\frac{d^6\sigma}{dQ^2 dx_B dt d\phi_h dp_s d\theta_{p_s}} \propto \left(\frac{Q_0^2}{Q^2}\right)^\alpha \frac{1}{1 + \left(\frac{x_B - x_c}{c}\right)^2} \frac{1}{(1 + bt)^\beta} \frac{1}{(1 - d(1 - \cos(\phi)))f(p_s) \sin^2 \theta_{p_s}} \quad (5.15)$$

Paramètres	π^0
Q_0^2	1.0
α	4.0
b	2
β	-2
x_c	0.29
c	0.19
d	0

TAB. 5.2 Valeurs des paramètres pour la paramétrisation de la section efficace de la production exclusive de π^0 .

avec la fonction f décrivant l'impulsion du neutron dans le deutérium étant défini par

$$f(\mathbf{p}_s) = 3k \frac{A_{01} e^{(-B_{01}k^2)}}{(1 + C_{01}k^2)^2} + \frac{A_{02} e^{(-B_{02}k^2)}}{(1 + C_{02}k^2)^2} + \frac{A_{03} e^{(-B_{03}k^2)}}{(1 + C_{03}k^2)^2} \quad (5.16)$$

avec $k = p_s/0.1973$ et $A_{01} = 157.4$, $A_{02} = 0.234$, $A_{03} = 0.00623$, $B_{01} = 1.24$, $B_{02} = 1.27$, $B_{03} = 0.220$, $C_{01} = 18.3$, $C_{02} = 0$ et $C_{03} = 0$. Cette paramétrisation de l'impulsion du neutron initial provient de [CS96].

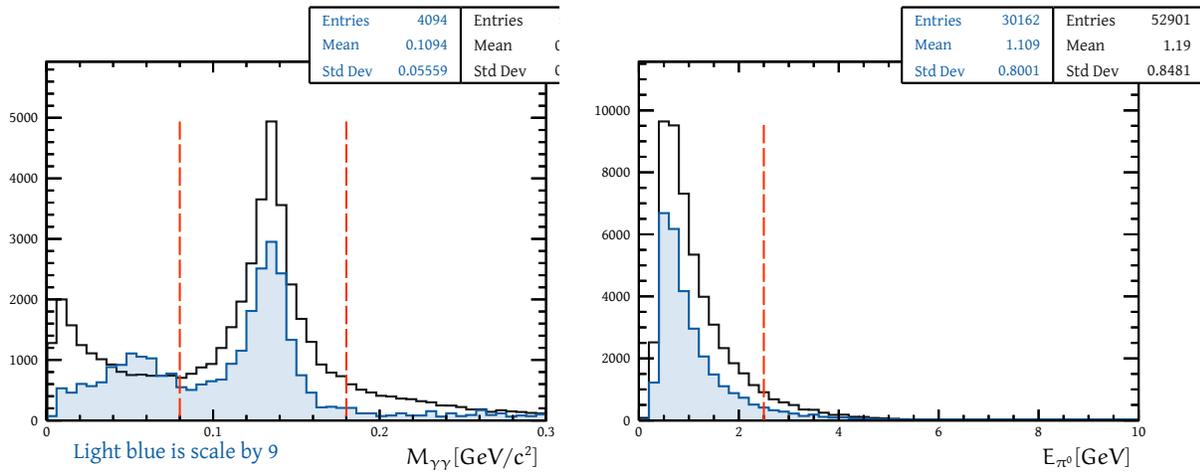
La paramétrisation de la section efficace provient de [Gir06]. Il est important de noter qu'elle ne reproduit pas les corrélations entre les paramètres.

La paramétrisation de la section efficace se justifie comme suit :

- le terme dépendant de Q^2 représente la profondeur de l'interaction : Q_0^2 est la valeur minimale autorisée et α est un paramètre qui contrôle la forme de la distribution.
- le terme x_B permet de modéliser la dépendance des distributions de partons, avec x_c la valeur moyenne de la variable x_B .
- le terme t permet de modéliser la dépendance en t des facteurs de forme élastiques du neutron, via les paramètres b et β .
- le terme ϕ_h rend compte de la dépendance de la section efficace de cet angle, via le paramètre d .
- il n'y a pas de paramètres qui contrôlent la dépendance de la section efficace pour l'impulsion du proton spectateur p_s et son angle polaire θ_{p_s} .

Les valeurs des paramètres que nous avons utilisées pour cette section efficace approximative sont données dans le Tableau 5.2 pour la configuration π^0 . Dans la suite de cette section, nous n'utilisons que les événements π^0 simulés.

GEMC est le logiciel de simulation de CLAS12, il contient une description de tous les détecteurs du spectromètre CLAS12 avec leurs matériaux. L'interaction des particules avec la matière et les signaux induits dans les détecteurs sont simulés dans GEMC. Des événements simulés sont obtenus, contenant les *hits* des détecteurs, avec la même structure que les fichiers des données expérimentales.



(a) La distribution de la masse invariante des deux photons.

(b) La distribution en énergie des π^0 .

FIG. 5.15 Les distributions utilisées pour la sélection des π^0 .

Les évènements simulés sont finalement décodés et reconstruits par le logiciel de reconstruction CLAS12, nommé COATJAVA, comme s'il s'agissait d'évènements issus de données. L'évènement reconstruit est alors prêt à être utilisé dans cette analyse.

6.2 Sélection des évènements π^0

Dans les données expérimentales

Nous résumons ici la sélection des évènements π^0 avec sa désintégration en deux photons détectés dans les données expérimentales. Il s'agit du terme $N_{ep_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Exp}}$ dans l'Équation (5.14). La masse du π^0 est de $0.135 \text{ GeV}/c^2$. Nous sélectionnons les évènements avec un électron ayant servi de *trigger* et au moins 2 photons. Les photons utilisés dans l'analyse sont ceux dont la masse invariante reconstruite est la plus proche de la masse du pion neutre. La masse invariante reconstruite de la paire de photons détectée peut être visualisée sur la Figure 5.15a. La Figure 5.15b montre la distribution en l'énergie des π^0 .

Nous appliquons aussi une coupure sur l'énergie reconstruite du π^0 , $E_{\pi^0} > 2.5 \text{ GeV}$ (Figure 5.15), afin de ne sélectionner que des π^0 pouvant produire, dans le cas d'une désintégration très asymétrique, un photon d'énergie suffisante pour passer les coupures DVCS. Toutes les coupures pour la sélection de l'électron, du proton et des évènements DVCS sont les mêmes que celles de l'analyse pour le neutron DVCS. Les coupures sont les mêmes pour les deux photons.

- $E_\gamma > 0.1$ pour s'assurer une bonne reconstruction dans le calorimètre électromagnétique.
- $0.9 < \beta < 1.1$ pour exclure les neutrons.

- $v, w > 9$ cm, pour les coupures fiduciaires comme déterminées dans la note d'analyse commune du RG-A [Elo20].
- $E_{\text{dep,PCal}} > 0.06$ GeV.

Après avoir appliqué l'ensemble des coupures, tant pour le π^0 que pour les autres particules, conformément à l'analyse DVCS, nous déterminons le nombre d'évènements π^0 dans les données où les deux photons ont été détectés.

Dans la simulation

Pour obtenir $N_{\text{ep}_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Sim}}$ nous utilisons la même stratégie d'analyse, mais sur les données simulées. Afin de mieux prendre en compte les données simulées, la coupure sur χ_{helix}^2 pour le proton spectateur est placée à 5 afin de correspondre avec la distribution qui est décalée et la fonction pour identifier les protons par l'énergie déposée devient.

$$\frac{dE}{dx_{\text{coupure}}} = 0.06015 + 0.005 * p_{\text{meas}}^{-1.79}. \quad (5.17)$$

La sélection des protons par cette coupure se distingue de celle appliquée aux données expérimentales, étant donné que dans le cadre de la simulation, l'énergie déposée par la particule n'a pas été calibrée en fonction des données réelles. Cela entraîne un écart entre les valeurs de $\frac{dE}{dx}$ obtenues par simulation et celles issues des données expérimentales.

Le nombre d'évènements π^0 provenant de la simulation, noté $N_{\text{ep}_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Sim}}$ dans l'Équation (5.14), où un seul photon est détecté est le nombre d'évènements de la simulation passant les coupures de l'analyse de neutron DVCS.

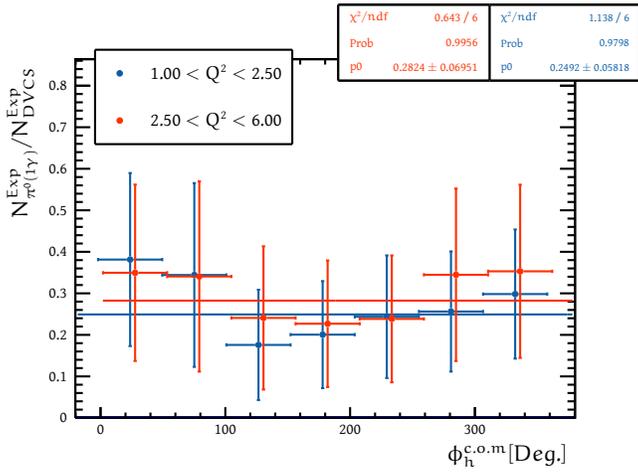
Contamination des π^0

Nous avons maintenant tous les termes de l'Équation (5.14), nous pouvons donc estimer le nombre d'évènements π^0 , dans les données, où un seul photon est détecté. Il est possible d'estimer la contamination, nommée $R_{\pi^0(1\gamma),\text{Data}}$, de π^0 dans les données ainsi que son erreur :

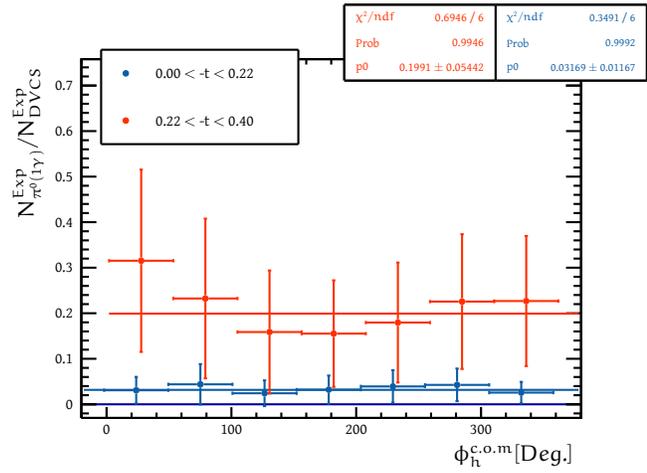
$$R_{\pi^0(1\gamma),\text{Data}} = \frac{N_{\text{ep}_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Exp}}}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp}}} \quad (5.18)$$

$$\sigma_{R_{\pi^0(1\gamma),\text{Data}}} = R_{\pi^0(1\gamma),\text{Data}} \left(\frac{1}{\sqrt{N_{\text{ep}_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Sim}}}} + \frac{1}{\sqrt{N_{\text{ep}_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Sim}}}} + \frac{1}{\sqrt{N_{\text{ep}_s\pi^0(2\gamma)}^{\text{Exp}}}} + \frac{1}{\sqrt{N_{\text{ep}_s\gamma}^{\text{Exp}}}} + \frac{1}{\sqrt{N_{\text{ep}_s\pi^0(1\gamma)}^{\text{Exp}}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.19)$$

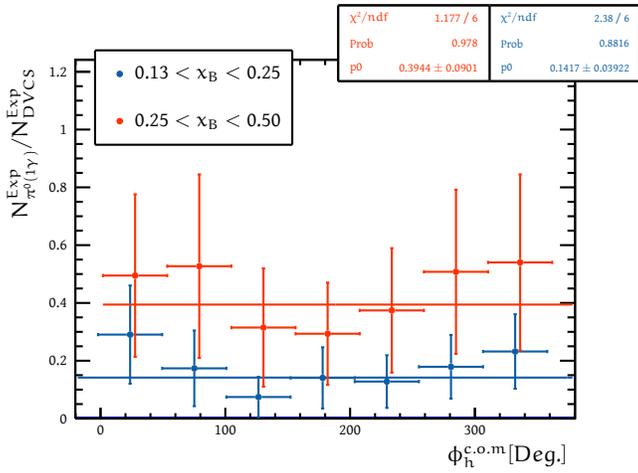
Les Figures 5.16a à 5.16c montrent la contamination des π^0 pour les intervalles en Q^2 , t et χ_B . Nous remarquons que la contamination n'est pas dépendante de l'hélicité



(a) La contamination des π^0 dans les intervalles de Q^2 pour les deux hélicités.



(b) La contamination des π^0 dans les intervalles de t pour les deux hélicités.



(c) La contamination des π^0 dans les intervalles de x_B pour les deux hélicités.

FIG. 5.16 La contamination des π^0 pour différents intervalles.

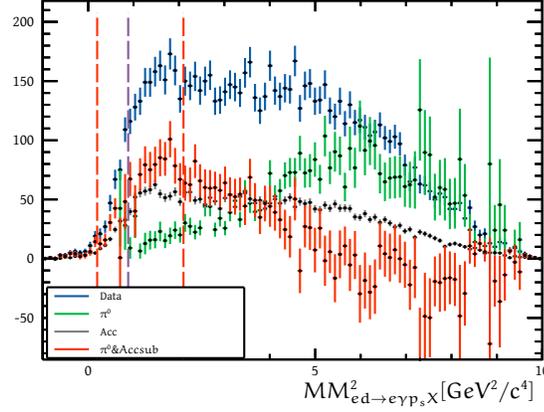


FIG. 5.17 Distribution de la masse manquante $MM_{e'\gamma p_s \chi}^2$ avec les contributions des accidentels et des π^0 . La distribution rouge est après la soustraction des accidentels et des π^0 des données expérimentales.

de l'électron. Et aussi qu'elle est constante en ϕ_h , nous avons choisi d'ajuster la contamination pour la soustraire indépendamment de ϕ_h ou de l'hélicité.

7 Évaluation des corrections

Nous pouvons voir les différentes contributions des bruits de fond sur la figure de la masse manquante $MM_{e'\gamma p_s \chi}^2$. La Figure 5.17 montre en bleu les données DVCS, en vert la contamination des événements π^0 , en gris les événements accidentels et en rouge le signal après soustraction des contaminations. Le pic de la distribution des données avec la soustraction est toujours décalé d'environ $0.6 \text{ GeV}^2/c^4$ par rapport au carré de la masse du neutron. Même après les soustractions, il existe toujours un bruit de fond à large valeur de la masse manquante. Ce bruit de fond peut provenir d'une compréhension incomplète de l'acceptance des photons dans la simulation ou d'autres processus pour lesquels nous n'avons pas appliqué de correction.

8 Nouvelle méthode pour la correction du bruit de fond des π^0

Afin de mieux soustraire la contamination des π^0 nous avons développé une nouvelle méthode. Premièrement, nous avons choisi de réaliser un changement de variable pour mieux comprendre la coupure d'exclusivité. Plutôt que calculer la masse manquante $MM_{e'\gamma p_s \chi}^2$, nous pouvons utiliser l'énergie du photon réel. Dans le système $\gamma^* + \mathbf{n} \rightarrow \gamma + \mathbf{n}'$, en utilisant $\mathbf{q}_1, \mathbf{p}_1$ et \mathbf{q}_2 nous pouvons calculer la masse estimée du neutron. De manière équivalente en utilisant $\mathbf{q}_1, \mathbf{p}_1$, la masse du neutron final et l'angle du photon réel, nous pouvons calculer l'énergie estimée du photon

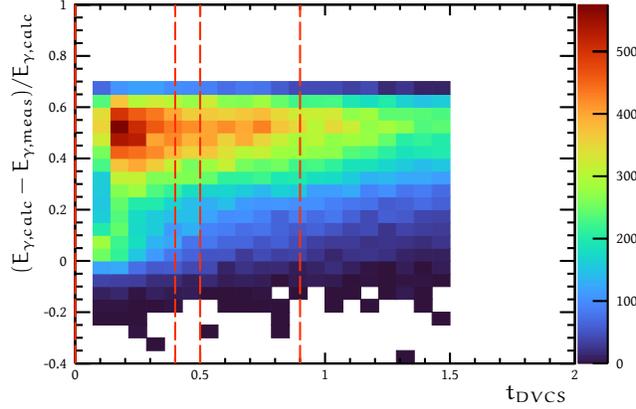


FIG. 5.18 Distribution en t_{DVCS} en fonction de $\Delta E/E$. Le pic d'évènements DVCS est visible pour les petits t et $\Delta E/E$ proche de 0.

réel. Ce calcul est réalisé dans le centre de masse du système γ^*, n :

$$E_{\gamma,\text{calc}} = \sqrt{\frac{(s - M_n)^2}{4s}} \quad (5.20)$$

avec s le carré de l'énergie dans le centre de masse.

Ce changement de variable est utile, car l'erreur sur la masse manquante provient majoritairement de l'énergie du photon réel. Aussi plutôt que de placer les coupures à des valeurs de masse manquante arbitraire, nous pouvons utiliser la résolution du calorimètre électromagnétique. Cette résolution est connue et donnée par : [ACC20]

$$\frac{\sigma_{\text{EC}}}{E} = \sqrt{\frac{\sigma_1^2}{E} + \sigma_2^2} = \sqrt{\frac{0.09^2}{E} + 0.04^2} \quad (5.21)$$

La Figure 5.18 montre la distribution en t_{DVCS} et $\Delta E/E = \frac{E_{\gamma,\text{calc}} - E_{\gamma,\text{meas}}}{E_{\gamma,\text{calc}}}$. Nous pouvons discerner le pic des évènements DVCS pour valeurs de t comprise entre 0 et 0.4, ainsi que pour des valeurs de $\Delta E/E$ proche de 0. Cela justifie aussi de choix de la valeur de 0.4 pour la coupure sur t_{DVCS} . Nous observons aussi que pour les valeurs de t grande, c'est-à-dire supérieure à 0.5, le pic des évènements DVCS est complètement noyé par le bruit de fond.

La stratégie mise en place dans cette nouvelle méthode est donc d'utiliser ces données à grand t pour modéliser le bruit de fond existant sous le pic des évènements DVCS. Cela suppose donc que les mécanismes impliqués dans le bruit de fond sont les mêmes à petit et à grand t . Nous allons donc utiliser les évènements dont le t_{DVCS} est compris entre 0 et 0.4 comme signal, et les évènements avec un t_{DVCS} entre 0.5 et 0.9 comme bruit de fond. Comme il n'y a pas le même nombre d'évènements dans la zone du signal et du bruit de fond, nous devons multiplier la distribution de bruit de fond par une constante afin de bien reproduire la hauteur du signal. Pour cela nous calculons la moyenne de la variable $\Delta E/E$ entre 0.25 et 0.5 pour le signal et le

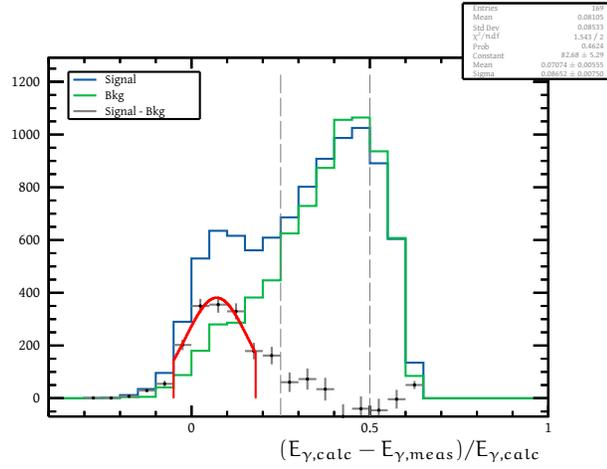


FIG. 5.19 Distribution en $\Delta E/E$ pour toutes nos données DVCS. La distribution en bleu est le signal, celle en vert est le bruit de fond multiplié par α , et celle en gris est la soustraction du signal et du bruit de fond.

bruit de fond. La constante multiplicative α est donc

$$\alpha = \frac{\mu_{\text{donnée}}}{\mu_{\text{bruit de fond}}} \quad (5.22)$$

Comme le montre la Figure 5.19, la forme du bruit de fond est cohérente avec celle du signal à grandes valeurs de $\Delta E/E$, c'est-à-dire, la distribution de la soustraction est proche de 0 pour les grandes valeurs de $\Delta E/E$. L'écart-type de l'ajustement du pics de DVCS est de 0.0865, il peut être comparé avec la valeur théorique donnée par la résolution du calorimètre qui est de 0.065 pour des photons d'énergie comparable. Donc l'erreur est dominée par le calorimètre comme nous nous y attendions.

Maintenant que nous avons vu que nous pouvons utiliser les données à grand t comme bruit de fond, nous pouvons utiliser cette méthode pour soustraire les π^0 , ainsi que d'autres processus impliqués dans le bruit de fond comme le DIS. Pour cela nous allons compter le nombre d'évènements dans la distribution signal-bruit de fond entre $\mu_{EC} \pm 2\sigma_{EC}/E$. La moyenne du calorimètre est déterminée par l'ajustement de la distribution grise sur la Figure 5.19. Nous appliquons cette méthode pour chaque intervalle en Q^2 , x_B , t , θ_{γ^*, p_s} , p_s , ϕ_h ainsi que chaque hélicité du faisceau. Le bruit de fond est lui intégré sur toutes les variables et l'hélicité afin d'améliorer la statistique.

La Figure 5.20 montre les figures de $\Delta E/E$ pour les 7 intervalles en ϕ_h , pour le premier intervalle en Q^2 et une hélicité positive. Le nombre d'évènements DVCS utilisé pour calculer l'asymétrie de faisceau est la somme d'évènements de la soustraction entre les deux lignes rouges, représentant la résolution du calorimètre électromagnétique. Comme le nombre d'évènements est faible dans l'expérience, il y a une forte fluctuation statistique qui implique donc que des points de la soustraction soient loin de zéro.

Nous pouvons nous intéresser à la distribution en masse manquante après une coupure sur $\Delta E/E$ de 2σ . La Figure 5.21 présente cette distribution avant la coupure

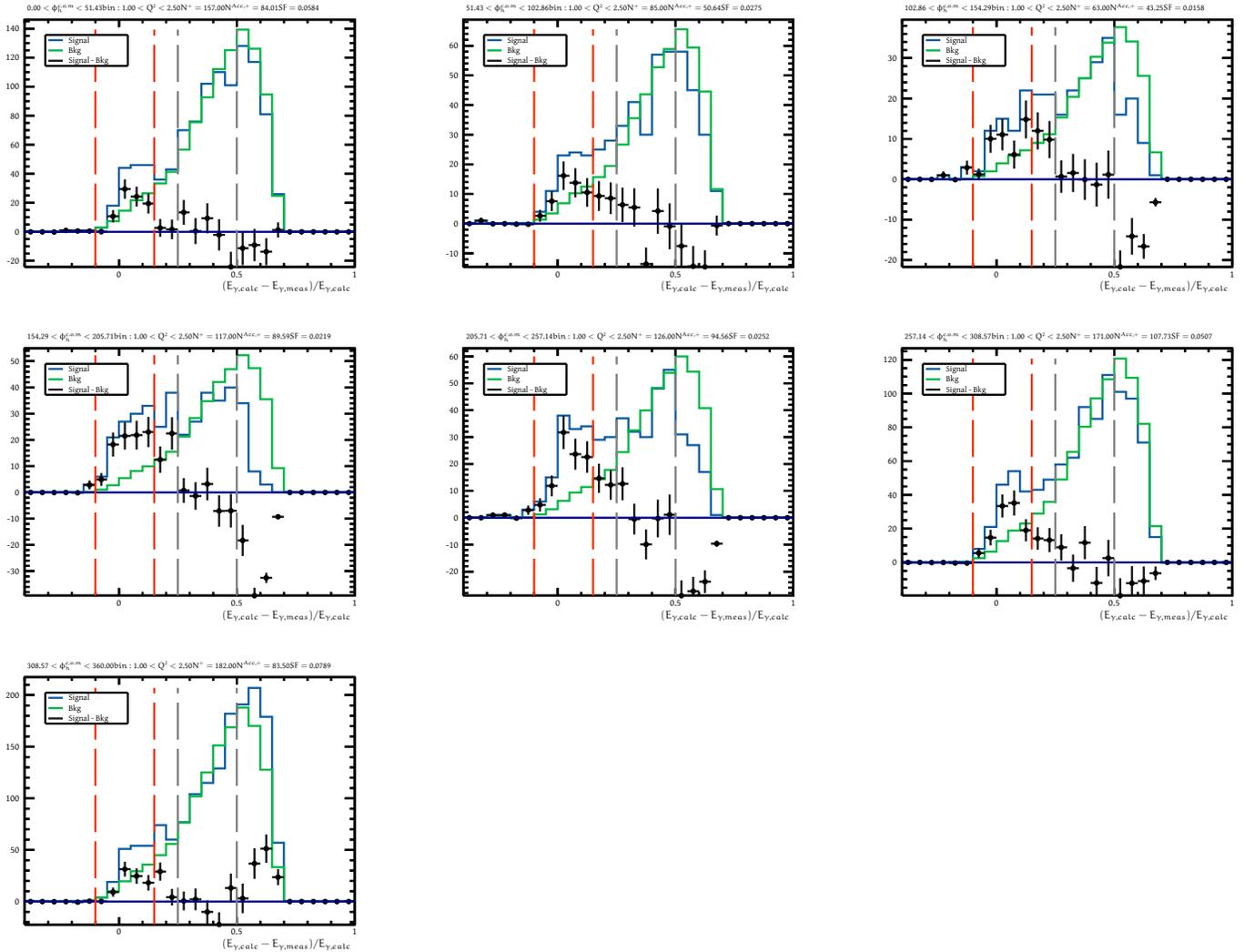


FIG. 5.20 Distribution en $\Delta E/E$ pour le premier intervalle en Q^2 et une hélicité positive. La distribution en bleu est le signal, celle en vert est le bruit de fond multiplié par α , et celle en noir est la soustraction du signal et du bruit de fond. Le nombre d'évènements DVCS est compté entre les deux lignes rouges. La moyenne pour α est calculée entre les lignes grises.

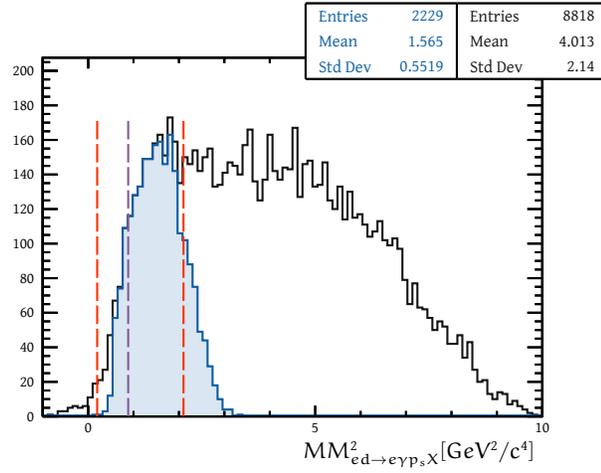


FIG. 5.21 Distribution de la masse manquante $MM^2_{e'\gamma p_s X}$ avec une coupure sur $\Delta E/E$ comparée aux coupures précédemment utilisée (en rouge).

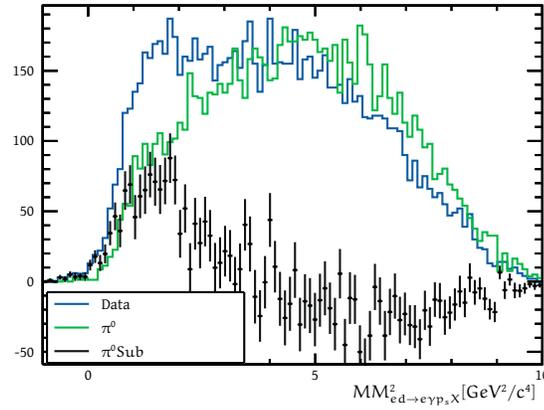


FIG. 5.22 Distribution de la masse manquante $MM^2_{e'\gamma p_s X}$ pour le signal en bleu, le bruit de fond de la nouvelle méthode en vert et en noir la soustraction des deux.

en noir et après en bleu. Nous voyons le pic avec un décalage de $0.6 \text{ GeV}^2/c^4$. Ainsi que le masse manquante du signal et du bruit de fond à grand t est montré avec la Figure 5.22.

Donc utiliser les données à grand t permet une meilleure suppression du bruit de fond dû au π^0 , comme le montre le fait que la distribution de la soustraction est nulle pour les grandes valeurs de $\Delta E/E$ contrairement à la distribution en masse manquante après la soustraction des π^0 avec la méthode classique. Le problème avec cette méthode est la possible asymétrie du bruit de fond à grand t qui pourrait influencer l'asymétrie des données. Afin de vérifier cet effet, une étude plus complète est nécessaire. Il faut aussi noter que cette nouvelle méthode supprime tout bruit de fond, pas uniquement les π^0 , ce qui pourrait expliquer pourquoi la méthode standard

de CLAS ne suffit pas dans notre cas.

9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté notre analyse du DVCS sur le neutron d'une cible de deutérium, en nous focalisant l'identification du proton spectateur. Cette analyse a été réalisée avec les données de l'expérience BONuS12 au détecteur CLAS12 du CEBAF. Avec le "tagging" du proton spectateur, partie essentielle de notre étude, nous avons accès aux informations sur l'état initial du neutron et pouvons contrôler de manière inédite le processus DVCS sur le deutérium.

L'identification du proton spectateur, dans le détecteur BONuS12, a été réalisée à travers plusieurs étapes de sélection, en exploitant des variables spécifiques à la RTPC pour assurer une distinction nette entre les protons spectateurs et d'autres particules. La première étape a été la sélection des traces de bonne qualité, ensuite nous avons sélectionné les traces qui sont correctes en temps et proviennent du bon vertex. Et enfin nous avons sélectionné les protons par l'énergie qu'ils déposent.

La sélection des événements DVCS a été réalisée avec la technique de la masse manquante. Dans cette analyse comme nous ne détectons pas le neutron, nous avons une seule variable d'exclusivité de la masse manquante du système $e'\gamma p_s X$. Nous avons réussi à isoler le signal du DVCS sur le neutron en utilisant la technique du *tagging* du proton spectateur pour la première fois. Il est intéressant de noter que la cinématique du proton spectateur n'a que peu d'impact pour la sélection du processus. Cela est dû à la faible impulsion du proton comparé aux autres particules. La mise en place de coupures d'exclusivité et la soustraction des événements accidentels et du bruit de fond des π^0 a été essentielle pour purifier l'échantillon d'événements DVCS.

Le bruit de fond des π^0 a été soustrait avec la méthode standard de la collaboration CLAS en utilisant une simulation Monte-Carlo. Or cette méthode laisse une partie du bruit de fond, cela est visible sur la masse manquante. Nous avons donc développé une autre méthode, en utilisant les données à grand t pour modéliser le bruit de fond. La soustraction de ce bruit de fond permet de le supprimer entièrement même si une partie provient d'autres sources que les π^0 .

RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	125
2	Méthodologie	126
	2.1 Asymétrie du spin du faisceau	126
	2.2 Procédure d'ajustement	127
3	Résultats	127
	3.1 Méthode standard de CLAS	127
	3.2 Nouvelle méthode	130
	3.3 Extraction de l'asymétrie à 90°	132
4	Conclusion	134

1 Introduction

DANS le chapitre précédent, nous avons sélectionné les événement DVCS. Ce chapitre présente les résultats de l'analyse du neutron DVCS sur le deutérium. Après les corrections des bruit de fond provenant de l'électroproduction de pions neutre et des évènements accidentels, nous pouvons extraire l'asymétrie du spin du faisceau. Nous allons tout d'abord présenter la méthodologie utilisée pour l'extraction. Ensuite nous présenterons les asymétries obtenus pour les intervalles en Q^2 , t , x_B , θ_{γ^*, p_s} et p_s , ainsi que l'amplitude de l'asymétrie pour les deux méthodes de soustraction du bruit de fond des π^0 . Enfin nous discuterons des résultats et leur interprétation.

2 Méthodologie

2.1 Asymétrie du spin du faisceau

L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de ϕ_h est le rapport de la différence des sections efficaces par leurs sommes

$$A_{LU} = \frac{d\sigma^{\rightarrow} - d\sigma^{\leftarrow}}{d\sigma^{\rightarrow} + d\sigma^{\leftarrow}} \quad (6.1)$$

où $d\sigma^{\rightarrow}$ et $d\sigma^{\leftarrow}$ sont les sections efficaces différentielles de l'électroproduction de photons pour l'hélicité positive et négative du faisceau d'électrons. Les asymétries sont généralement plus faciles à mesurer que les sections efficaces puisque le rapport des sections efficaces conduit à la simplification des facteurs de normalisation.

Expérimentalement, l'asymétrie est exprimée en termes du nombre d'évènements dans les intervalles de ϕ_h pour chaque état d'hélicité par :

$$A_{LU} = \frac{1}{P_B} \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (6.2)$$

où P_B est la polarisation du faisceau. Dans notre expérience, la moyenne de la polarisation est 83.66% et est déterminée par des mesures régulières avec le polarimètre Møller de CLAS12 (voir le Chapitre 2).

Les asymétries de spin du faisceau avec les corrections des accidentels et de l'électroproduction de pions neutres sont calculées pour les événements qui passent les coupures de sélection DVCS décrites dans les chapitres 4 et 5 et les corrections de la contamination des accidentels et des π^0 sont appliquées. Les asymétries pour un intervalle sont calculées avec l'équation suivante :

$$A_{LU}^{\pi^0, Acc} = \frac{1}{P_B} \frac{1}{1 - \pi_{con}^0} \frac{(N_{DVCS}^{Exp,+} - N_{Acc}^{Exp,+}) - (N_{DVCS}^{Exp,-} - N_{Acc}^{Exp,-})}{(N_{DVCS}^{Exp,+} - N_{Acc}^{Exp,+}) + (N_{DVCS}^{Exp,-} - N_{Acc}^{Exp,-})} \quad (6.3)$$

où $N_{DVCS}^{Exp,+}$ représente le nombre d'évènements à hélicité positive dans les données DVCS, $N_{DVCS}^{Exp,-}$ représente le nombre d'évènements à hélicité négative dans les données DVCS, $N_{Acc}^{Exp,+}$ et $N_{Acc}^{Exp,-}$ désignent respectivement le nombre d'évènements à hélicité positive et négative associés aux événements accidentels. De plus, π_{con}^0 indique la contamination par les π^0 établie dans le Chapitre 5.

Incertitude statistique

L'erreur sur la polarisation du faisceau est inconnue et une étude spécifique est nécessaire afin de la déterminer. Dans d'autres expériences de CLAS, cette erreur est de l'ordre de 2% bien inférieure à nos erreurs statistiques, nous la négligerons donc pour cette analyse. L'erreur ΔA_{LU}^{Raw} sur l'asymétrie du spin du faisceau est dérivée

de l'Équation (A.1) de ladite asymétrie selon

$$\Delta A_{LU}^{Raw} = \sqrt{\left(\frac{\partial A_{LU}^{Raw}}{N_{DVCS}^{Exp,+}} \Delta N_{DVCS}^{Exp,+}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_{LU}^{Raw}}{N_{DVCS}^{Exp,-}} \Delta N_{DVCS}^{Exp,-}\right)^2} \quad (6.4)$$

$$= \sqrt{\frac{4 N_{DVCS}^{Exp,+2} N_{DVCS}^{Exp,-} + 4 N_{DVCS}^{Exp,+} N_{DVCS}^{Exp,-2}}{P_B^2 \left(N_{DVCS}^{Exp,+} + N_{DVCS}^{Exp,-}\right)^4}} \quad (6.5)$$

Les incertitudes pour les asymétries avec les contaminations des accidentels et des π^0 sont dérivée de manière similaire (voir Annexe A).

2.2 Procédure d'ajustement

Nous considérons que la dépendance azimutale de l'asymétrie du spin du faisceau est approximativement donnée par la fonction $\sin(\phi_h)$ [BMK02] :

$$A_{LU}(\phi) \propto \pm \frac{\chi_B S_{1, \text{unp}}^J}{y c_{0, \text{unp}}^{BH}} \sin(\phi_h) \quad (6.6)$$

Nous souhaitons extraire le terme \sin de nos données. Pour cela nous effectuons un ajustement des asymétries en fonction de ϕ_h en fonction des intervalles en Q^2 , t , χ_B , θ_{γ^*, p_s} et p_s . Les ajustements sont effectués sur les asymétries de spin du faisceau sont réalisé la fonction suivante :

$$A_{LU} = \alpha \sin(\phi_h) \quad (6.7)$$

Il est important de noté que la précision de nos données ne nous permettent pas d'extraire plus de termes.

3 Résultats

Nous présentons nos résultats pour l'extraction de l'asymétrie pour la méthode standard de la collaboration CLAS et pour la nouvelle méthode développé dans cette analyse pour la soustraction des π^0 .

3.1 Méthode standard de CLAS

Nous avons extrait l'asymétrie du DVCS sur le neutron dans le deutérium en fonction de Q^2 , t , χ_B , θ_{γ^*, p_s} et p_s avec la méthode standard de la collaboration CLAS, utilisant une simulation Monte Carlo, pour le bruit de fond de l'électroproduction de pions neutre. La contamination provenant des événements accidentels est aussi soustraite. Les Figures 6.1 à 6.3 présentent les asymétries pour tous les intervalles de Q^2 , t et χ_B . Les barres d'erreurs correspondent à la statistique et les corrections.

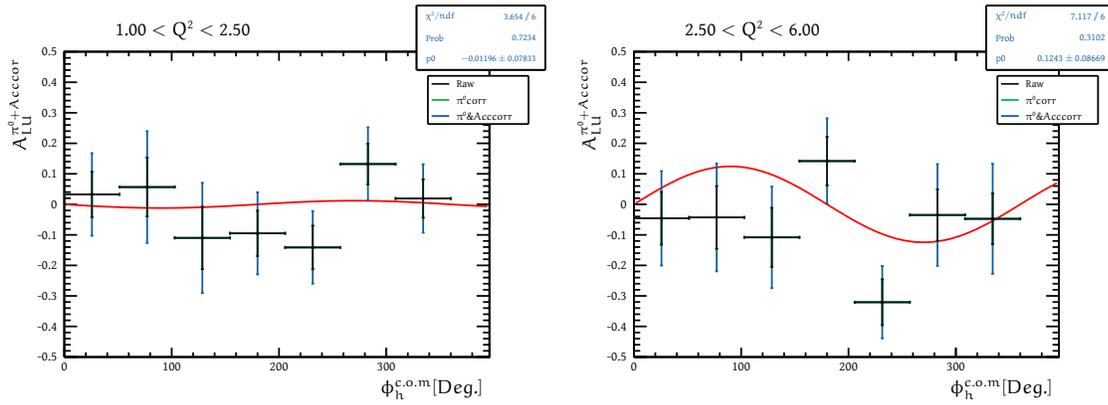


FIG. 6.1 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de Q^2 pour la méthode standard de CLAS.

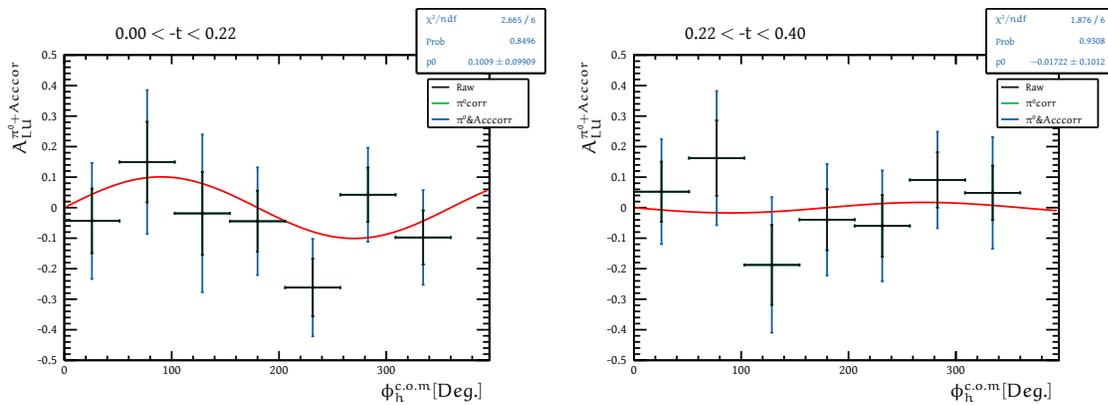


FIG. 6.2 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de t pour la méthode standard de CLAS.

Les erreurs statistiques sont importantes car l'expérience BONuS12 a produit des données de faible qualité durant l'hiver 2020, les rendant inutilisables. De plus, la luminosité de BONuS12 ($2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) est plus faible par rapport à d'autres projets du CLAS12. Ces facteurs impactent fortement la quantité de données recueillies. Enfin l'expérience n'était pas originellement conçue pour l'étude du DVCS sur le neutron, en effet le *Forward Tagger*, qui aurait permis la détection des photons dans une plage angulaire de 2.5° à 4° où la majorité des photons DVCS sont émis, n'était pas installé. En conséquence, nous effectuons l'ajustement avec la fonction sin décrite plus haut. Ceci permet d'extraire l'information qui nous intéresse le plus avec la meilleure résolution possible dans ces conditions.

Grâce à la détection du proton spectateur, une particularité de notre expérience, nous avons accès à deux nouvelles variables θ_{γ^*, p_s} et p_s . Nous rappelons que la

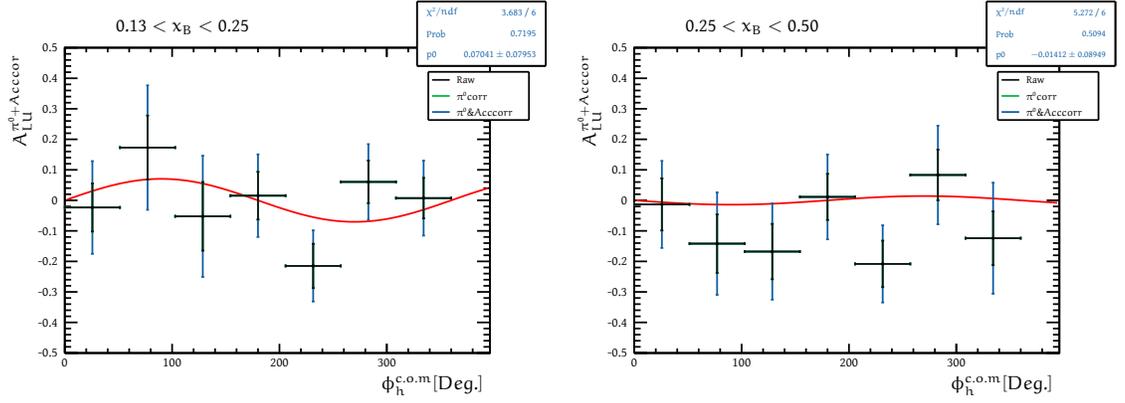


FIG. 6.3 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de x_B pour la méthode standard de CLAS.

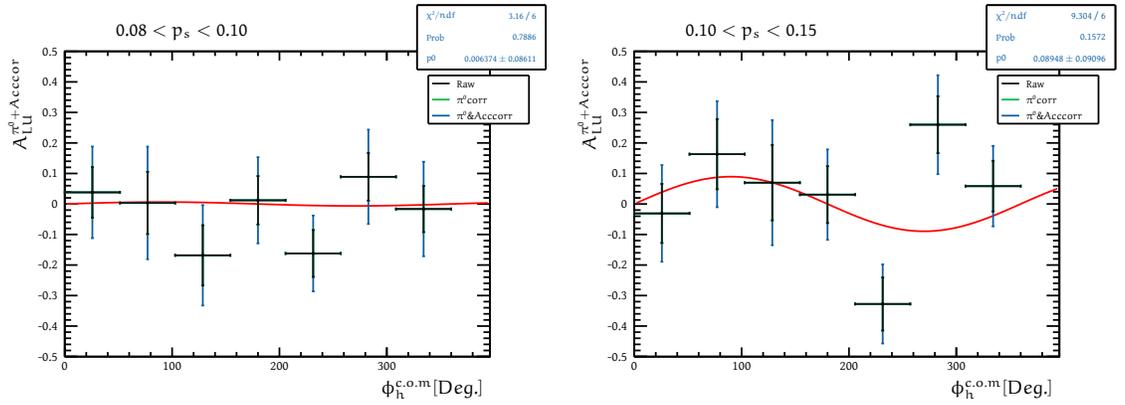


FIG. 6.4 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de p_s pour la méthode standard de CLAS.

première variable est l'angle polaire entre le photon virtuel et le proton spectateur. Elles donnent de nouvelles informations sur le DVCS sur le neutron. En effet en mesurant le proton spectateur nous avons accès à des informations sur l'état du neutron initial.

Si le proton a une faible impulsion et est émis à l'arrière alors le neutron est proche d'être sur sa couche de masse et est pratiquement un neutron libre. Nous pouvons donc voir les différences sur l'asymétrie si le proton a une faible ou importante impulsion. Les interactions dans l'état final sont plus attendues plus importantes pour $\theta_{\gamma^*, p_s} = 90^\circ$ comme indiqué dans la référence [PAK09] et pourrait donc modifier l'amplitude de l'asymétrie. La Figure 6.4 montre l'asymétrie pour les deux intervalles en p_s . La même différence peut être vue pour l'angle θ_{γ^*, p_s} avec la Figure 6.5.

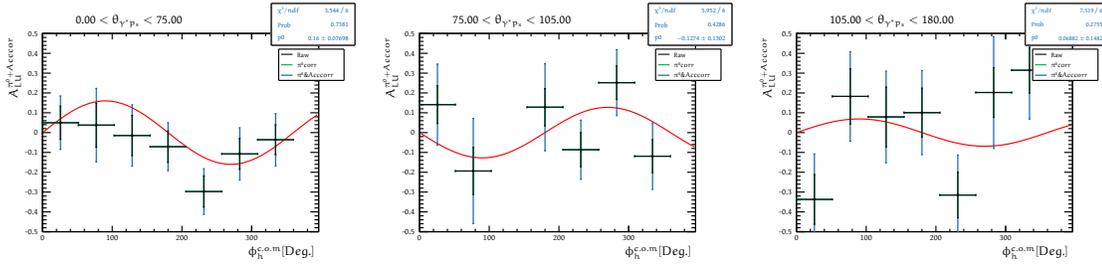


FIG. 6.5 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de θ_{γ^*, p_s} pour la méthode standard de CLAS.

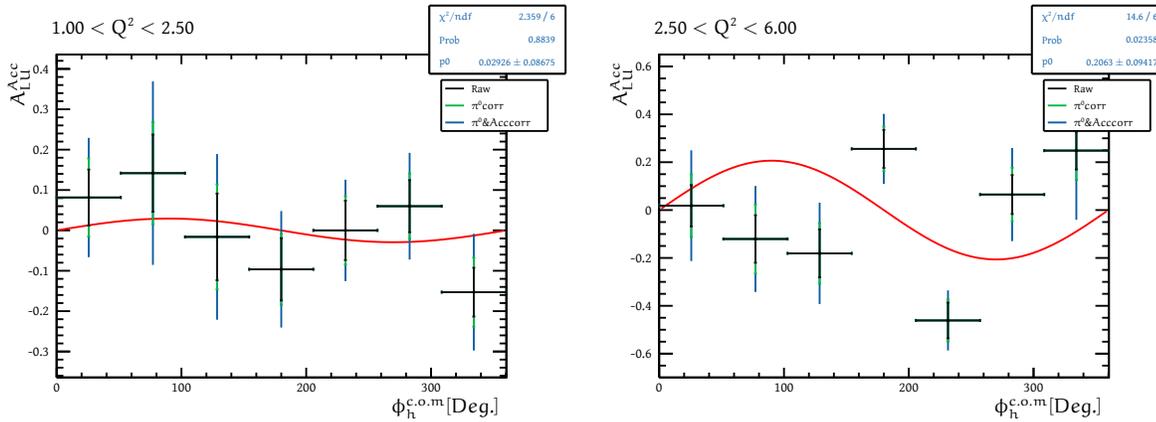


FIG. 6.6 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de Q^2 pour la nouvelle méthode.

3.2 Nouvelle méthode

Nous pouvons réaliser la même extraction de l'asymétrie mais en utilisant la nouvelle méthode de soustraction du bruit de fond de l'électroproduction de π^0 . Nous rappelons que cette méthode utilise les données à grand t comme bruit de fond. Elle supprime donc potentiellement plus que les π^0 . Les Figures 6.6 à 6.10 montrent les asymétries pour les intervalles Q^2 , t , x_B , p_s , θ_{γ^*, p_s} . Les barres d'erreurs sont dûes la statistique et les corrections.

Nous exploitons les mêmes données que celles utilisées dans l'autre méthode de soustraction. Par conséquent, le même problème lié à la statistique persiste, entraînant de grandes barres d'erreur. Comme la soustraction des π^0 dépend de l'intervalle en ϕ_h pour cette méthode les barres d'erreurs sont plus grandes. Nous pouvons voir que cet effet est très dépendant des intervalles, en effet dans certains les barres d'erreur sont de tailles similaires entre les deux méthodes tandis que pour d'autres une augmentation est visible.

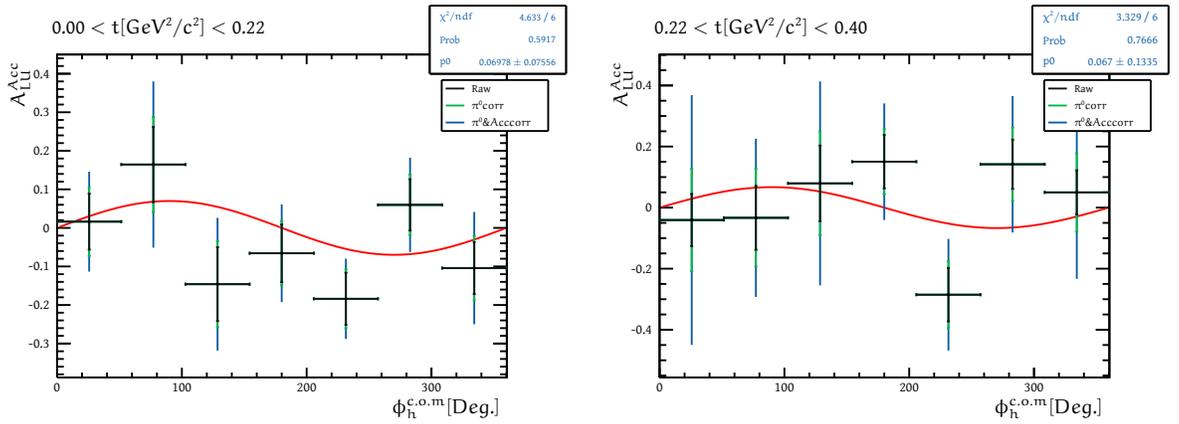


FIG. 6.7 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de t pour la nouvelle méthode.

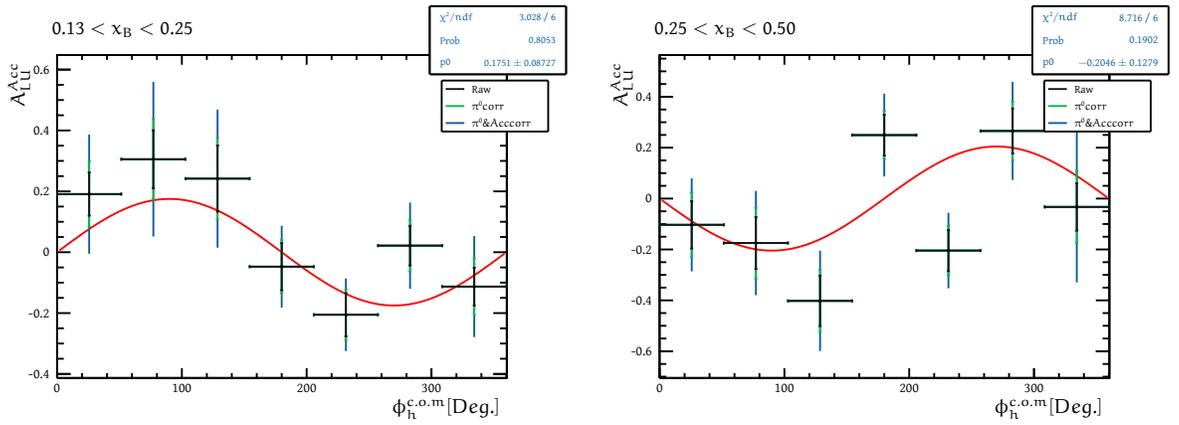


FIG. 6.8 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de x_B pour la nouvelle méthode.

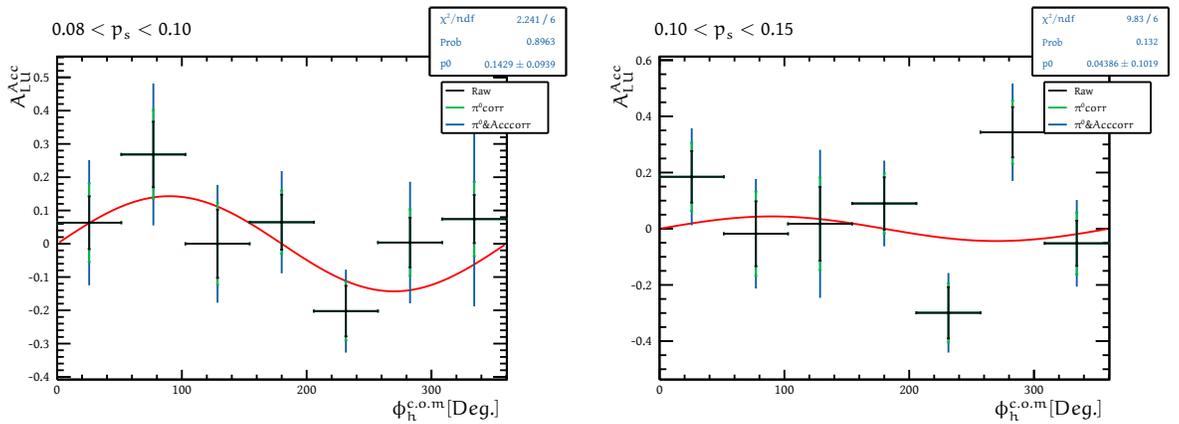


FIG. 6.9 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de p_s pour la nouvelle méthode.

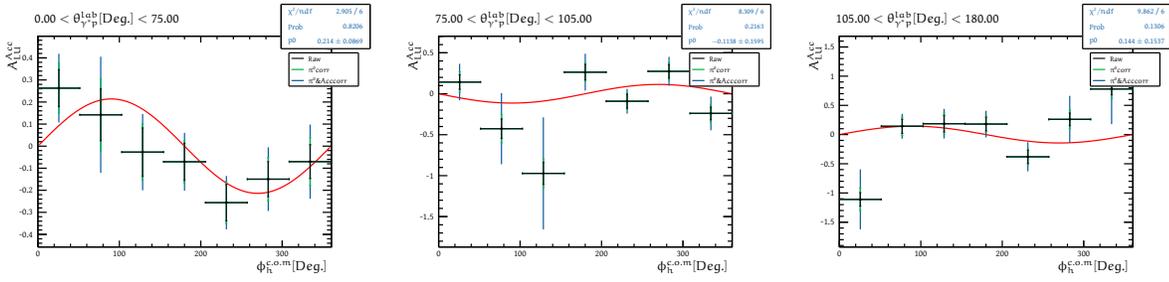


FIG. 6.10 L'asymétrie du spin du faisceau A_{LU} en fonction de θ_{γ^*,p_s} pour la nouvelle méthode.

3.3 Extraction de l'asymétrie à 90°

Nous présentons ici le résultat principal de cette analyse. Nous avons extrait l'asymétrie à 90° , aussi appelé amplitudes de l'asymétrie du spin du faisceau, pour chaque intervalles en Q^2 , t , x_B , θ_{γ^*,p_s} et p_s . La faible statistique de l'expérience rend l'extraction de l'asymétrie à 90° afin de comparer les deux méthodes et nos résultats à ceux d'autres analyses. Les Figures 6.11a à 6.11e montrent les amplitudes pour tous les intervalles.

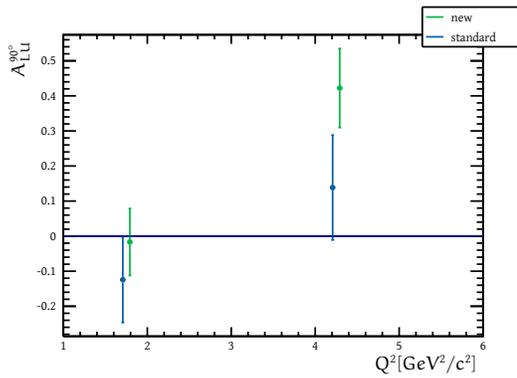
Il est à observer que les amplitudes obtenues avec la nouvelle méthode sont systématiquement plus élevées. Cette différence pourrait s'expliquer par une meilleure soustraction du bruit de fond. Néanmoins, elle pourrait aussi résulter d'un bruit de fond aux grandes valeurs de t ayant une asymétrie opposée.

Pour les intervalles en Q^2 , t et x_B , nous trouvons une amplitude d'asymétrie entre 10% et 30%. Ce qui est plus grand que celle obtenu par l'analyse réalisée récemment au hall B, visible sur la Figure 1.13. Dû au large barre d'erreur de notre analyse, cela reste compatible à moins de 3σ . Les asymétries observées sont inférieurs à celles du proton, conformément aux attentes et aux résultats d'autres analyses.

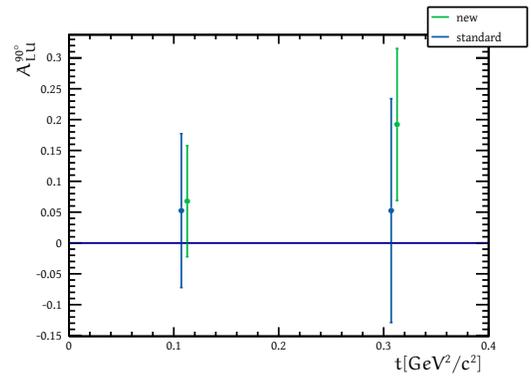
Il est intéressant de noter que l'amplitude semble tendre à diminuer à mesure que l'impulsion du proton spectateur s'accroît. Les effets nucléaires, qui s'intensifient lorsque le neutron est davantage lié au sein du deutérium [PAK09] – et donc lorsque l'impulsion du proton spectateur croît – semblent réduire l'asymétrie DVCS. Mais les deux méthodes donnent des amplitudes asymétries opposées pour le plus petit intervalle en p_s . Cet effet est illustré dans la Figure 6.11d.

Concernant les intervalles en θ_{γ^*,p_s} , comme le montre la Figure 6.11e, l'amplitude est plus élevée dans le premier intervalle et le troisième. Or les interactions dans l'état final sont attendu plus fortes lorsque l'angle polaire entre le proton spectateur et le photon virtuel est égal à 90° [PAK09]. De plus l'incertitude associé à l'amplitude dans le premier intervalle est petite, rendant ce résultat plus significatif. Il apparaît donc que les influences des interactions dans l'état final semble réduire l'asymétrie DVCS.

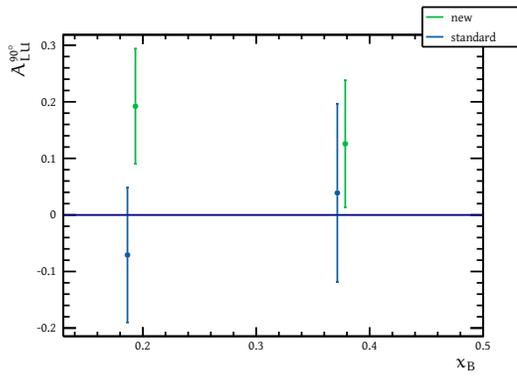
L'expérience BONuS12 présente une faible statistique, rendant la plupart des amplitudes statistiquement compatibles avec zéro. De ce fait, il convient d'aborder les conclusions avec prudence.



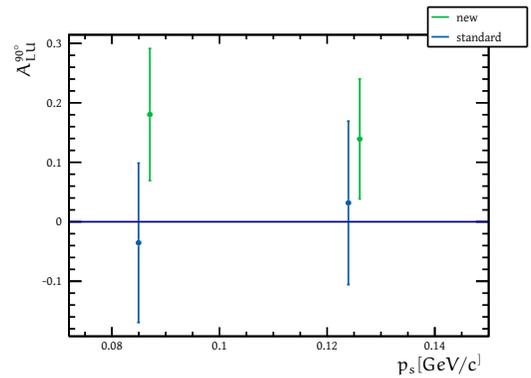
(a) Les amplitudes de l'asymétrie de spin du faisceau pour Q^2 .



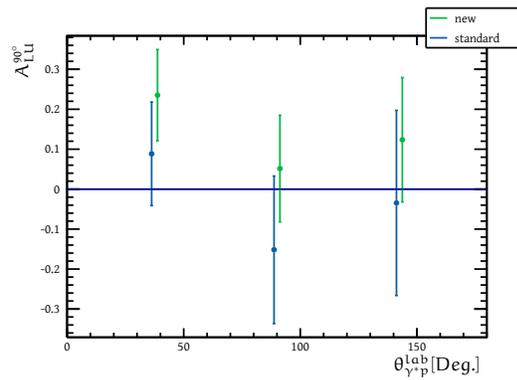
(b) Les amplitudes de l'asymétrie de spin du faisceau pour t .



(c) Les amplitudes de l'asymétrie de spin du faisceau pour x_B .



(d) Les amplitudes de l'asymétrie de spin du faisceau pour p_s .



(e) Les amplitudes de l'asymétrie de spin du faisceau pour θ_{γ^*, p_s} .

FIG. 6.11 Les amplitudes de l'asymétrie du spin du faisceau pour chaque intervalles. La méthode traditionnelle de CLAS est illustrée en bleu, tandis que la nouvelle méthode pour la soustraction des π^0 est représentée en vert.

Les erreurs rapportées sont de nature statistique, incluant les corrections pour les événements accidentels et les π^0 . Les erreurs systématiques sont attendues être bien inférieures à celles statistiques comme la montre les autres analyses DVCS sur le proton.

4 Conclusion

Nous avons extrait les asymétrie du spin du faisceau du DVCS sur le neutron en fonction de Q^2 , t , x_B , p_s et θ_{γ^*, p_s} pour les deux méthodes de soustraction du bruit de fond des π^0 . Dû à la faible statistique de l'expérience et pour pouvoir comparer les deux méthodes, nous avons extrait avec un ajustement l'amplitude de l'asymétrie. Les corrections provenant de la contamination des pions neutres et des accidentels ont été appliquées aux données afin d'avoir un ensemble d'évènements DVCS le plus pur possible.

Cette extraction en fonction de deux nouvelles variables p_s et θ_{γ^*, p_s} , accessible uniquement grâce à la mesure du proton spectateur, donnent des informations sur l'état initial du neutron, et donc aussi sur le DVCS. Grâce à ces nouvelles informations, il semble que les effets nucléaire et les interactions dans l'état final diminuent l'asymétrie du DVCS sur le neutron. Cette effet pourrait expliquer la diminution du DVCS incohérent sur l'hélium 4 comparé au proton libre observé par CLAS [Hat15]. Pour les intervalles en Q^2 , t et x_B , nous trouvons des asymétries entre 10% et 30%. Ce qui est plus élevé que celles obtenues par l'étude réalisée récemment par la collaboration CLAS.

L'expérience BONuS12 a une faible statistique dû au fait que le temps de faisceau est faible comparé aux autres expérience de CLAS12 et qu'elle n'a pas été pensée pour le DVCS. Optimiser les coupures d'identification ou l'utilisation du machine learning pour l'identification des évènements pourrait permettre d'augmenter la statistique. Il est aussi possible de baisser certaines coupures qui sélectionnent l'espace des phases.

Afin de pouvoir tirer des conclusions solide sur les effets nucléaires et l'effet des interactions dans l'état final, de nouvelles expériences sont nécessaires. Ces expériences doivent être pensées dès le départ pour le DVCS sur les noyaux légers. L'expérience ALERT [AAC17] remplit ces conditions, elle s'appuiera sur l'emploi d'une chambre à fils hyperbolique et d'un détecteur à temps de vol. Ces instruments sont conçus pour l'identification et la reconstruction précises des protons ainsi que des fragments nucléaires. L'objectif principal de cette démarche expérimentale est de faciliter une compréhension plus nuancée des effets nucléaires et des interactions dans l'état final affectant l'asymétrie du DVCS, ainsi que d'évaluer leur impact sur la modification des distributions de partons généralisées.

En plus du perfectionnement de l'analyse elle-même, d'autres études sur la reconstruction de l'énergie du photon et les différences entre les deux méthodes sont nécessaire avant la publication des résultats finaux.

CONCLUSION

Le formalisme des GPD permet d'unifier différents aspects de la structure du nucléon en établissant un lien entre la position transverse des quarks accessibles avec les facteurs de forme, et leurs fractions d'impulsion longitudinale, décrites par les fonctions de distribution de partons. L'extraction de ces distributions constitue un enjeu majeur en physique des hadrons. La réaction la plus simple pour accéder aux GPD est le processus DVCS, où un photon virtuel de haute énergie interagit avec un quark du nucléon, et émet un photon réel.

La mesure des observables du DVCS sur le neutron comme la section efficace ou l'asymétrie du spin du faisceau est une composante importante pour résoudre le problème du spin du proton. En effet, les GPD donnent accès au moment angulaire orbital des quarks avec la règle de somme de Ji. Deux GPD entrent dans cette somme, H et E et doivent être extraits. La première est accessible avec des mesures sur le proton non polarisé. Alors que la seconde est accessible avec des protons polarisés transversalement ou avec un neutron non polarisé. Les neutrons ne sont accessibles que dans des noyaux dont le plus simple est le deutérium.

Une présentation détaillée des équipements utilisés dans cette expérience, incluant l'accélérateur CEBAF et le détecteur CLAS12 du Laboratoire Jefferson, a été donnée. Nous avons également vu en détail le fonctionnement du dispositif BONuS12 utilisé dans notre expérience. Ce nouveau détecteur est une chambre à projection temporelle radiale (RTPC) a été conçu pour la détection des protons spectateurs de faible énergie.

Afin de reconstruire la trajectoire du proton spectateur provenant du deutérium, qui à une faible impulsion, j'ai développé, et implémenté dans le logiciel de reconstruction de la collaboration CLAS, un filtre de Kalman étendu. Le proton ayant une impulsion entre $0.06 \text{ GeV}/c$ et $0.15 \text{ GeV}/c$, il dépose une grande quantité d'énergie et cela modifie sa trajectoire. Le filtre de Kalman permet d'améliorer la reconstruction de l'impulsion des protons. Cette amélioration est plus importante pour les trajectoires avec une impulsion comprise entre $0.06 \text{ GeV}/c$ et $0.09 \text{ GeV}/c$, où l'énergie déposée est plus importante. Nous avons testé le filtre de Kalman sur des données simulées afin de le développer et le caractériser. Nous avons ensuite testé le filtre sur les protons élastiques. Nous avons vu une amélioration de la résolution sur l'impulsion sans pour autant modifier les autres variables de la reconstruction.

J'ai présenté mon étude sur le DVCS en utilisant une cible d'hydrogène. L'identification des électrons, photons et protons dans la partie avant de CLAS12 y est détaillée. Des coupures exclusives permettent ensuite d'assurer l'exclusivité de la

réaction. Parmi ces coupures, une déviation du pic d'énergie de masse manquante du système $e p \rightarrow e' \gamma X$ a été observée. Cette analyse nous a permis de mieux comprendre nos données ainsi qu'où se situe le bruit de fond dans l'espace des phases. En effet, une coupure sur l'énergie du photon réel à 2.5 GeV est la plus efficace afin de réduire le bruit de fond. Cette étude nous a aussi permis de savoir à quelle valeur placer les coupures sur Q^2 et W^2 dont le but est de sélectionner un espace de phase optimal. Nous avons comparé les différentes manières de calculer la variable de Mandelstam t . Sans mesurer le proton participant à la réaction, le moyen de calculer t avec la meilleure résolution est en utilisant l'angle du photon réel.

L'analyse principale de cette thèse est l'extraction de l'asymétrie du spin du faisceau pour différents intervalles en Q^2, t, x_B, p_s et θ_{γ^*}, p_s et de l'amplitude des asymétries. Nous avons vu comment est réalisée l'identification du proton spectateur dans le détecteur BONuS12. Ensuite, nous sélectionnons des événements DVCS avec une coupure d'exclusivité. Nous avons étudié la contamination des événements accidentels, où le proton détecté ne vient pas de la même réaction que l'électron et le photon, en vue de le soustraire. Nous avons bien réussi à isoler le signal du DVCS sur le neutron pour la première fois pour ce processus de *tagging*. Il est intéressant de noter que la cinématique du proton spectateur n'a que peu d'impact sur la sélection du processus. Ensuite nous avons étudié la contamination de l'électroproduction de pions neutre où un des deux photons de la désintégration n'est pas détecté. Ce bruit de fond a été estimé avec la méthode standard de la collaboration CLAS en utilisant une simulation Monte-Carlo pour des π^0 . Il a aussi été estimé avec une nouvelle méthode utilisant les données à grands t comme bruit de fond. Cette méthode permet de supprimer entièrement le bruit de fond même si une partie provient d'autres sources que les π^0 .

Nous avons procédé à l'extraction des asymétries du spin du faisceau pour le DVCS sur le neutron, en fonction des variables Q^2, t, x_B, p_s et θ_{γ^*}, p_s en utilisant deux méthodes distinctes pour la soustraction du bruit de fond lié aux π^0 , tout en appliquant une correction pour les événements accidentels. De plus, nous avons déterminé l'amplitude de l'asymétrie par ajustement afin de permettre une comparaison avec d'autres analyses. La statistique à disposition est un des principaux facteurs limitants. La résultante est l'obtention d'incertitudes statistiques importantes rendant les résultats qualitatifs plutôt que quantitatifs.

Nous avons noté que la deuxième méthode, utilisant les valeurs à grand t comme bruit de fond, a une amplitude systématiquement plus élevée. Cela pourrait être dû à une meilleure soustraction du bruit de fond ou d'une asymétrie de ces bruits de fond. L'analyse selon les deux nouvelles variables, p_s et θ_{γ^*}, p_s rendue possible uniquement par la mesure du proton spectateur, offre un éclairage sur l'état initial du neutron et, par extension, sur le processus DVCS. Ces données nouvelles suggèrent que les effets nucléaires et les interactions dans l'état final réduisent l'asymétrie du DVCS sur le neutron. Concernant les intervalles en Q^2, t et x_B , nous avons observé des asymétries variant de 10 % à 30 %, des valeurs supérieures à celles rapportées dans l'étude réalisée récemment dans le Hall-B. Néanmoins, ces amplitudes restent compatibles à moins de 3σ entre elles.

Des initiatives expérimentales futures telles que l'expérience ALERT sont prévues pour affiner la mesure de l'asymétrie du DVCS sur le neutron dans différents noyaux. Cette expérience est programmée pour septembre 2024 au Laboratoire Jefferson dans le Hall-B. Le Collisionneur Electron-Ion (EIC), qui sera construit au laboratoire national de Brookhaven (BNL) est la prochaine génération de machine pour l'exploration de la structure tridimensionnelle des nucléons. Cette machine sera particulièrement efficace pour le *tagging* avec des détecteurs développés pour la région du *Far Forward* permettant la détection des fragments nucléaires.



INCERTITUDES STATISTIQUES

Cette annexe donne les formules pour l'asymétrie brute et corrigé des π^0 et l'erreur des asymétries corrigées des π^0 et des événements accidentels.

Les asymétries du spin du faisceau brutes sont calculées pour les événements qui passent les coupures de sélection DVCS décrites dans les chapitres 4 et 5. Pour ces asymétries, l'analyse se limite exclusivement aux événements classifiés comme événements DVCS comportant un unique photon reconstruit, sans tenir compte de la contamination accidentelle. Ces asymétries sont désignées sous le terme « brutes ». Les asymétries pour un intervalle sont calculées avec l'équation suivante :

$$A_{LU}^{\text{Raw}} = \frac{1}{P_B} \frac{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}}}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}}} \quad (\text{A.1})$$

où $N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}}$ est le nombre d'événements d'hélicité positive dans les données de DVCS. Et $N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}}$ est le nombre d'événements d'hélicité négative dans les données de DVCS.

Les asymétries du spin du faisceau avec la correction des accidentels sont calculées avec :

$$A_{LU}^{\text{Acc}} = \frac{1}{P_B} \frac{(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp,+}}) - (N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp,-}})}{(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp,+}}) + (N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp,-}})} \quad (\text{A.2})$$

où $N_{\text{Acc}}^{\text{Exp,+}}$ et $N_{\text{Acc}}^{\text{Exp,-}}$ sont respectivement le nombre d'événements d'hélicité positive et négative pour les événements accidentels.

L'asymétrie non corrigée est :

$$A_{LU}^{\text{Raw}} = \frac{1}{P_B} \frac{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}}}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,+}} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp,-}}} \quad (\text{A.3})$$

Les incertitudes statistiques sur l' A_{LU} mesuré, sans corrections, peuvent être dérivées comme suit :

$$\begin{aligned} \Delta A_{LU}^{\text{Raw}} &= \sqrt{\left(\frac{\partial A_{LU}^{\text{Raw}}}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+}} \Delta N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+}\right)^2 + \left(\frac{\partial A_{LU}^{\text{Raw}}}{N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}} \Delta N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{4 \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+}\right)^2 N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}}{P_B^2 \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^4} + \frac{4 N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^2}{P_B^2 \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^4}} \quad (\text{A.4}) \end{aligned}$$

où $N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+}$ est le nombre d'événements d'hélicité positive dans les données de DVCS. Et $N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}$ est le nombre d'événements d'hélicité négative dans les données de DVCS.

L'asymétrie avec la correction des accidentels est :

$$A_{LU}^{\text{Acc}} = \frac{1}{P_B} \frac{\left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+}\right) - \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-}\right)}{\left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+}\right) + \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-}\right)} \quad (\text{A.5})$$

avec l'incertitude statistique associée :

$$\begin{aligned} \Delta A_{LU}^{\text{Acc}} &= \left\{ \frac{4 N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^2}{P_B^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^4} + \right. \\ &\quad \frac{4 N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} \left(-N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^2}{P_B^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^4} + \\ &\quad \frac{4 N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} \left(-N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+}\right)^2}{P_B^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^4} + \\ &\quad \left. \frac{4 N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+}\right)^2}{P_B^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-}\right)^4} \right\}^{1/2} \quad (\text{A.6}) \end{aligned}$$

avec $N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+}$ étant le nombre d'événements d'hélicité positive dans les données d'accidentels. Et $N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-}$ étant le nombre d'événements d'hélicité négative dans les données d'événements accidentels.

L'asymétrie avec la correction des événements accidentels et celle des π^0 est :

$$A_{LU}^{\pi^0, \text{Acc}} = \frac{1}{P_B} \frac{1}{1 - \pi_{\text{con}}^0} \frac{\left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+}\right) - \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-}\right)}{\left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+}\right) + \left(N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-}\right)} \quad (\text{A.7})$$

L'erreur associée à l'asymétrie corrigée des événements π^0 et des événements accidentels est :

$$\Delta A_{\text{Lu}}^{\pi^0, \text{Acc}} = \left\{ \frac{4N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} \left(-N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^2}{P_{\text{B}}^2 (\pi_{\text{con}}^0 - 1)^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^4} + \frac{4N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^2}{P_{\text{B}}^2 (\pi_{\text{con}}^0 - 1)^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^4} + \frac{4N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} \right)^2}{P_{\text{B}}^2 (\pi_{\text{con}}^0 - 1)^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^4} + \frac{4N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \left(-N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} \right)^2}{P_{\text{B}}^2 (\pi_{\text{con}}^0 - 1)^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^4} + \frac{(\Delta\pi_{\text{con}}^0)^2 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} + N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^2}{P_{\text{B}}^2 (\pi_{\text{con}}^0 - 1)^4 \left(N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},+} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},+} + N_{\text{Acc}}^{\text{Exp},-} - N_{\text{DVCS}}^{\text{Exp},-} \right)^2} \right\}^{1/2} \quad (\text{A.8})$$

BIBLIOGRAPHIE

- [AAA01a] C. ADLOFF, V. ANDREEV, B. ANDRIEU et al. « Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA ». In : *Physics Letters B* 517.1 (2001), p. 47-58. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)00939-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00939-X). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930100939X>.
- [AAA01b] A AIRAPETIAN, N AKOPOV, Z AKOPOV et al. « Measurement of the beam-spin azimuthal asymmetry associated with deeply-virtual compton scattering ». In : *Physical Review Letters* 87.18 (2001), p. 182001.
- [AAA03] S. AGOSTINELLI, J. ALLISON, K. AMAKO et al. « Geant4—a simulation toolkit ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250-303. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [AAA07] A AIRAPETIAN, N AKOPOV, Z AKOPOV et al. « Beam-charge azimuthal asymmetry and deeply virtual Compton scattering ». In : *Physical Review D* 75.1 (2007), p. 011103.
- [AAA08a] Francise D AARON, A AKTAS, C ALEXA et al. « Measurement of deeply virtual Compton scattering and its t-dependence at HERA ». In : *Physics Letters B* 659.4 (2008), p. 796-806. ISSN : 0370-2693. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.11.093>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930701444X>.
- [AAA08b] A AIRAPETIAN, N AKOPOV, Z AKOPOV et al. « Measurement of azimuthal asymmetries with respect to both beam charge and transverse target polarization in exclusive electroproduction of real photons ». In : *Journal of High Energy Physics* 2008.06 (2008), p. 066.
- [AAA16] A. ACCARDI, J. ALBACETE, M. ANSELMINO et al. « Electron Ion Collider : The Next QCD Frontier - Understanding the glue that binds us all ». In : *Eur. Phys. J. A* 52.9 (2016), p. 268. DOI : [10.1140/epja/i2016-16268-9](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16268-9). arXiv : [1212.1701](https://arxiv.org/abs/1212.1701) [nucl-ex].

- [AAA20a] A. ACKER, D. ATTIÉ, S. AUNE et al. « The CLAS12 Forward Tagger ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163475. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163475>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300838>.
- [AAA20b] A. ACKER, D. ATTIÉ, S. AUNE et al. « The CLAS12 Micromegas Vertex Tracker ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 957 (2020), p. 163423. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163423>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300280>.
- [AAA96] P. ABREU, W. ADAM, T. ADYE et al. « Performance of the DELPHI detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 378.1 (1996), p. 57-100. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00463-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(96)00463-9). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900296004639>.
- [AAC17] Whitney ARMSTRONG, John ARRINGTON, Ian CLOET et al. « Nuclear Exclusive and Semi-inclusive Measurements with a New CLAS12 Low Energy Recoil Tracker ». In : (août 2017).
- [AAG24] I. ALBAYRAK, S. AUNE, C. Ayerbe GAYOSO et al. *Design, Construction, and Performance of the GEM based Radial Time Projection Chamber for the BONuS12 Experiment with CLAS12*. 2024. arXiv : [2402.01904](https://arxiv.org/abs/2402.01904) [physics.ins-det].
- [ABB20] M. ANTONIOLI, N. BALTZELL, S. BOYARINOV et al. « The CLAS12 Silicon Vertex Tracker ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 962 (2020), p. 163701. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163701>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220302588>.
- [ABB88] J. ASHMAN, B. BADELEK, G. BAUM et al. « A measurement of the spin asymmetry and determination of the structure function g_1 in deep inelastic muon-proton scattering ». In : *Physics Letters B* 206.2 (1988), p. 364-370. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(88\)91523-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91523-7). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269388915237>.
- [ABF22] E. ASCHENAUER, V. BATOZSKAYA, S. FAZIO et al. « EpIC : novel Monte Carlo generator for exclusive processes ». In : *The European Physical Journal C* 82.9 (sept. 2022). ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1140/epjc/s10052-022-10651-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10651-z). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10651-z>.

- [ACC20] G. ASRYAN, S. CHANDAVAR, T. CHETRY et al. « The CLAS12 forward electromagnetic calorimeter ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163425. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163425>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300309>.
- [ACG10] P. A. ADDERLEY, J. CLARK, J. GRAMES et al. « Load-locked dc high voltage GaAs photogun with an inverted-geometry ceramic insulator ». In : *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (1 jan. 2010), p. 010101. DOI : [10.1103/PhysRevSTAB.13.010101](https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.010101). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSTAB.13.010101>.
- [AKK04] C. Ciofi degli ATTI, L. P. KAPTARI et B. Z. KOPELIOVICH. « Final-state interaction effects in semi-exclusive DIS off the deuteron ». In : *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 19.1 (2004), p. 145-151. ISSN : 1434-601x. DOI : [10.1140/epja/i2003-10117-0](https://doi.org/10.1140/epja/i2003-10117-0). URL : <https://doi.org/10.1140/epja/i2003-10117-0>.
- [AP77] G. ALTARELLI et G. PARISI. « Asymptotic freedom in parton language ». In : *Nuclear Physics B* 126.2 (1977), p. 298-318. ISSN : 0550-3213. DOI : [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(77\)90384-4](https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844>.
- [BBC20] N. BALTZELL, V. BURKERT, J. CARVAJAL et al. « The CLAS12 beamline and its performance ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163421. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163421>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300267>.
- [BDM20] M. BENALI, C. DESNAULT, M. MAZOUZ et al. « Deeply virtual Compton scattering off the neutron ». In : *Nature Physics* 16.2 (fév. 2020), p. 191-198. ISSN : 1745-2481. DOI : [10.1038/s41567-019-0774-3](https://doi.org/10.1038/s41567-019-0774-3). URL : <https://doi.org/10.1038/s41567-019-0774-3>.
- [BEA20] V. BURKERT, L. ELOUADRHIRI, K. ADHIKARI et al. « The CLAS12 Spectrometer at Jefferson Laboratory ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163419. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163419>. eprint : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163419>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300243>.
- [BFK69] M. BREIDENBACH, J. I. FRIEDMAN, H. W. KENDALL et al. « Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering ». In : *Phys. Rev. Lett.* 23 (16 oct. 1969), p. 935-939. DOI : [10.1103/PhysRevLett.23.935](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.935).

- 23.935. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.935>.
- [BHS03] P.-Y. BERTIN, C. E. HYDE-WRIGHT, F. SABATIE et al. *JLab Proposal E03-106*. Jefferson Lab. 2003.
- [BIA93] M. BERGER, M. INOKUTI, H. ANDERSEN et al. *Stopping Powers for Protons and Alpha Particles*. en. Jan. 1993.
- [BM19] Meriem BENALI et Malek MAZOUZ. « DVCS off the Neutron : E08-025 Jlab Hall A Experiment ». In : *PoS Spin2018* (2019). Sous la dir. de Paolo LENISA et al., p. 069. DOI : [10.22323/1.346.0069](https://doi.org/10.22323/1.346.0069).
- [BMK02] A.V. BELITSKY, D. MÜLLER et A. KIRCHNER. « Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon ». In : *Nuclear Physics B* 629.1–3 (mai 2002), p. 323-392. ISSN : 0550-3213. DOI : [10.1016/s0550-3213\(02\)00144-x](https://doi.org/10.1016/s0550-3213(02)00144-x). URL : [http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213\(02\)00144-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0550-3213(02)00144-X).
- [BR05] A.V. BELITSKY et A.V. RADYUSHKIN. « Unraveling hadron structure with generalized parton distributions ». In : *Physics Reports* 418.1–6 (oct. 2005), p. 1-387. ISSN : 0370-1573. DOI : [10.1016/j.physrep.2005.06.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.06.002). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2005.06.002>.
- [Bra18] N. BRAUN. « Combinatorial Kalman Filter and High Level Trigger Reconstruction for the Belle II Experiment ». Thèse de doct. KIT, Karlsruhe, 2018.
- [Bur03] M. BURKARDT. « Impact Parameter Space Interpretation For Generalized Parton Distributions ». In : *International Journal of Modern Physics A* 18.02 (2003), p. 173-207. DOI : [10.1142/S0217751X03012370](https://doi.org/10.1142/S0217751X03012370). eprint : <https://doi.org/10.1142/S0217751X03012370>. URL : <https://doi.org/10.1142/S0217751X03012370>.
- [But96] J. BUTCHER. « A history of Runge-Kutta methods ». In : *Applied Numerical Mathematics* 20.3 (1996), p. 247-260. ISSN : 0168-9274. DOI : [https://doi.org/10.1016/0168-9274\(95\)00108-5](https://doi.org/10.1016/0168-9274(95)00108-5). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168927495001085>.
- [CBH20] P. CHATAGNON, J. BETTANE, M. HOBALLAH et al. « The CLAS12 Central Neutron Detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163441. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163441>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300395>.

- [CCD20] D. CARMAN, L. CLARK, R. DE VITA et al. « The CLAS12 Forward Time-of-Flight system ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 960 (2020), p. 163629. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163629>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220302102>.
- [CCM06] C. MUÑOZ CAMACHO, A. CAMSONNE, M. MAZOUZ et al. « Scaling Tests of the Cross Section for Deeply Virtual Compton Scattering ». In : *Physical Review Letters* 97.26 (déc. 2006). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.97.262002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.262002). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.262002>.
- [CDK03] S. CHEKANOV, M. DERRICK, D. KRAKAUER et al. « Measurement of deeply virtual Compton scattering at HERA ». In : *Physics Letters B* 573 (2003), p. 46-62.
- [CDS21] G. CHRISTIAENS, M. DEFURNE et D. SOKHAN. « Deeply virtual compton scattering on proton : Beam spin asymmetry extraction ». In : *CLAS12 Analysis Note* (2021).
- [CDS23] G. CHRISTIAENS, M. DEFURNE, D. SOKHAN et al. « First CLAS12 Measurement of Deeply Virtual Compton Scattering Beam-Spin Asymmetries in the Extended Valence Region ». In : *Phys. Rev. Lett.* 130 (21 mai 2023), p. 211902. DOI : [10.1103/PhysRevLett.130.211902](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.130.211902). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.130.211902>.
- [Cha32] J. CHADWICK. « Possible Existence of a Neutron ». In : *Nature* 129.3252 (fév. 1932), p. 312-312. ISSN : 1476-4687. DOI : [10.1038/129312a0](https://doi.org/10.1038/129312a0). URL : <https://doi.org/10.1038/129312a0>.
- [Che92] Guanrong CHEN. « Introduction to random signals and applied Kalman filtering, 2nd edn. Robert Grover Brown and Patrick Y. C. Hwang, Wiley, New York, 1992. ISBN 0-471-52573-1, 512 pp., \$62.95. » In : *International Journal of Adaptive Control and Signal Processing* 6.5 (1992), p. 516-518. DOI : <https://doi.org/10.1002/acs.4480060509>. eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/acs.4480060509>. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/acs.4480060509>.
- [CKM20] M. CONTALBRIGO, V. KUBAROVSKY, M. MIRAZITA et al. « The CLAS12 Ring Imaging Cherenkov detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 964 (2020), p. 163791. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163791>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220303235>.

- [CKS20] Marija CUIC, Kresimir KUMERICKI et Andreas SCHAFER. *Separation of Quark Flavors using DVCS Data*. 2020. arXiv : [2007.00029](https://arxiv.org/abs/2007.00029) [hep-ph].
- [CNS21] P. CHATAGNON, S. NICCOLAI, S. STEPANYAN et al. « First Measurement of Timelike Compton Scattering ». In : *Physical Review Letters* 127.26 (déc. 2021). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.127.262501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.262501). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.262501>.
- [Col05] H1 COLLABORATION. « Measurement of deeply virtual compton scattering at HERA ». In : *The European Physical Journal C-Particles and Fields* 44.1 (2005), p. 1-11.
- [Col06] The GlueX COLLABORATION. *Proposal : Mapping the Spectrum of Light Quark Mesons and Gluonic Excitations with Linearly Polarized Photons*. Juill. 2006. URL : https://www.jlab.org/exp_prog/proposals/06/PR12-06-102.pdf.
- [Col09] Zeus COLLABORATION et al. « A measurement of the Q², W and t dependences of deeply virtual Compton scattering at HERA ». In : *Journal of High Energy Physics* 2009.05 (2009), p. 108.
- [CS11] W. COSYN et M. SARGSIAN. « Final-state interactions in semi-inclusive deep inelastic scattering off the deuteron ». In : *Phys. Rev. C* 84 (1 juill. 2011), p. 014601. DOI : [10.1103/PhysRevC.84.014601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.014601). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.84.014601>.
- [CS96] C. CIOFI DEGLI ATTI et S. SIMULA. « Realistic model of the nucleon spectral function in few and many nucleon systems ». In : *Phys. Rev. C* 53 (1996), p. 1689. DOI : [10.1103/PhysRevC.53.1689](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.53.1689). arXiv : [nucl-th/9507024](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9507024).
- [CV08] C. CARLSON et M. VANDERHAEGHEN. « Empirical Transverse Charge Densities in the Nucleon and the Nucleon-to- Δ Transition ». In : *Physical Review Letters* 100.3 (jan. 2008). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/PhysRevLett.100.032004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.032004). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.032004>.
- [DAA15] M. DEFURNE, M. AMARYAN, K. A. ANIOL et al. « E00-110 experiment at Jefferson Lab Hall A : Deeply virtual Compton scattering off the proton at 6 GeV ». In : *Physical Review C* 92.5 (nov. 2015). ISSN : 1089-490x. DOI : [10.1103/PhysRevC.92.055202](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055202). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055202>.
- [DBT19] Alexandre DEUR, Stanley J BRODSKY et Guy F de TÉRAMOND. « The spin structure of the nucleon ». In : *Reports on Progress in Physics* 82.7 (juin 2019), p. 076201. ISSN : 1361-6633. DOI : [10.1088/1361-6633/ab0b8f](https://doi.org/10.1088/1361-6633/ab0b8f). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6633/ab0b8f>.

- [DEE12] Jozef DUDEK, Rolf ENT, Rouven ESSIG et al. « Physics opportunities with the 12 GeV upgrade at Jefferson Lab ». In : *The European Physical Journal A* 48.12 (2012), p. 187. ISSN : 1434-601x. DOI : [10.1140/epja/i2012-12187-1](https://doi.org/10.1140/epja/i2012-12187-1). URL : <https://doi.org/10.1140/epja/i2012-12187-1>.
- [Den27] D. DENNISON. « A Note on the Specific Heat of the Hydrogen Molecule ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 115.771 (1927), p. 483-486. ISSN : 09501207. URL : <http://www.jstor.org/stable/94849>.
- [Die02] M. DIEHL. « Generalized parton distributions in impact parameter space ». In : *The European Physical Journal C* 25.2 (sept. 2002), p. 223-232. ISSN : 1434-6052. DOI : [10.1007/s10052-002-1016-9](https://doi.org/10.1007/s10052-002-1016-9). URL : <http://dx.doi.org/10.1007/s10052-002-1016-9>.
- [Die03] M. DIEHL. « Generalized parton distributions ». In : *Physics Reports* 388.2-4 (déc. 2003), p. 41-277. DOI : [10.1016/j.physrep.2003.08.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2003.08.002). URL : <https://doi.org/10.1016%5C%2Fj.physrep.2003.08.002>.
- [Die16] Markus DIEHL. « Introduction to GPDs and TMDs ». In : *The European Physical Journal A* 52.6 (juin 2016). ISSN : 1434-601x. DOI : [10.1140/epja/i2016-16149-3](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16149-3). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2016-16149-3>.
- [DKA22] S. DIEHL, A. KIM, G. ANGELINI et al. « Multidimensional, High Precision Measurements of Beam Single Spin Asymmetries in Semi-inclusive π^+ Electroproduction off Protons in the Valence Region ». In : *Phys. Rev. Lett.* 128 (6 fév. 2022), p. 062005. DOI : [10.1103/PhysRevLett.128.062005](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.062005). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.128.062005>.
- [dNR16] Nicole D'HOSE, Silvia NICCOLAI et Armine ROSTOMYAN. « Experimental overview of Deeply Virtual Compton Scattering ». In : *The European Physical Journal A* 52.6 (juin 2016), p. 151. ISSN : 1434-601x. DOI : [10.1140/epja/i2016-16151-9](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16151-9). URL : <https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16151-9>.
- [Dok77] Yu. L. DOKSHITSER. « Calculation of structure functions of deep-inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics ». In : *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* 46 (oct. 1977), p. 641.
- [DSH18] R. DUPRÉ, S. STEPANYAN, M. HATTAWY et al. « A radial time projection chamber for α detection in CLAS at JLab ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 898 (2018), p. 90-97. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.04.052>.

- URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218305692>.
- [Elo20] L. ELOUADRHIRI et al. « CLAS12 RG-A - Overview and Procedures Phase I : Towards SIDIS CLAS12 First Publications ». In : *CLAS12 Analysis Note* (2020).
- [ER80] A.V. EFREMOV et A.V. RADYUSHKIN. « Factorization and asymptotic behaviour of pion form factor in QCD ». In : *Physics Letters B* 94.2 (1980), p. 245-250. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90869-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90869-2). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269380908692>.
- [Eul70] Leonhard EULER. *Du mouvement des absides des satellites de Jupiter*. Euler Archive - All Works. 1770. URL : <https://scholarlycommons.pacific.edu/euler-works/402>.
- [FBB08] H. FENKER, N. BAILLIE, P. BRADSHAW et al. « BoNus : Development and use of a radial TPC using cylindrical GEMs ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 592.3 (2008), p. 273-286. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.04.047>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208006700>.
- [FBB20] R. FAIR, N. BALTZELL, R. BACHIMANCHI et al. « The CLAS12 superconducting magnets ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 962 (2020), p. 163578. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163578>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220301522>.
- [Fey69] Richard P. FEYNMAN. « Very High-Energy Collisions of Hadrons ». In : *Phys. Rev. Lett.* 23 (24 déc. 1969), p. 1415-1417. DOI : [10.1103/PhysRevLett.23.1415](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.23.1415). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.1415>.
- [FGH22] Daniele FILIPPETTO, Joe GRAMES, Carlos HERNANDEZ-GARCIA et al. « Electron Sources for Accelerators ». In : (juill. 2022). arXiv : [2207.08875 \[physics.acc-ph\]](https://arxiv.org/abs/2207.08875). URL : <https://arxiv.org/abs/2207.08875v1>.
- [FRS21] S. FUCINI, M. RINALDI et S. SCOPETTA. « Generalized Parton Distributions of Light Nuclei ». In : *Few-Body Systems* 62.3 (2021). DOI : [10.1007/s00601-020-01590-0](https://doi.org/10.1007/s00601-020-01590-0). URL : <https://doi.org/10.1007/s00601-020-01590-0>.

- [Gir06] François-Xavier GIROD. « Diffusion Compton profondément virtuelle avec le détecteur CLAS pour une étude des distributions de partons généralisées ». Thèse de doctorat dirigée par Huss, Daniel Physique nucléaire Université Louis Pasteur (Strasbourg) (1971-2008) 2006. Thèse de doct. 2006, 1 vol. (XVI-166 p.) URL : <http://www.theses.fr/2006STR13201>.
- [GL20] Feng-Kun GUO et Wei-Hong LIANG. « Hadron Spectroscopy and Structure ». In : WORLD SCIENTIFIC, 2020, p. 586-591. DOI : [10.1142/11798](https://doi.org/10.1142/11798). eprint : <https://worldscientific.com/doi/pdf/10.1142/11798>. URL : <https://worldscientific.com/doi/abs/10.1142/11798>.
- [GL71] V.N. GRIBOV et L.N. LIPATOV. « Deep inelastic electron scattering in perturbation theory ». In : *Physics Letters B* 37.1 (1971), p. 78-80. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(71\)90576-4](https://doi.org/10.1016/0370-2693(71)90576-4). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269371905764>.
- [GMV13] Michel GUIDAL, Hervé MOUTARDE et Marc VANDERHAEGHEN. « Generalized parton distributions in the valence region from deeply virtual compton scattering ». In : *Reports on Progress in Physics* 76.6 (mai 2013), p. 066202. ISSN : 1361-6633. DOI : [10.1088/0034-4885/76/6/066202](https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/6/066202). URL : <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/76/6/066202>.
- [GPR05] M. GUIDAL, M. V. POLYAKOV, A. V. RADYUSHKIN et al. « Nucleon form factors from generalized parton distributions ». In : *Physical Review D* 72.5 (sept. 2005). ISSN : 1550-2368. DOI : [10.1103/physrevd.72.054013](https://doi.org/10.1103/physrevd.72.054013). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.72.054013>.
- [GPV01] K. GOEKE, M.V. POLYAKOV et M. VANDERHAEGHEN. « Hard exclusive reactions and the structure of hadrons ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 47.2 (jan. 2001), p. 401-515. ISSN : 0146-6410. DOI : [10.1016/S0146-6410\(01\)00158-2](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(01)00158-2). URL : [http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410\(01\)00158-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0146-6410(01)00158-2).
- [Gui08] M. GUIDAL. « A fitter code for Deep Virtual Compton Scattering and Generalized Parton Distributions ». In : *The European Physical Journal A* 37.3 (sept. 2008), p. 319-332. ISSN : 1434-601x. DOI : [10.1140/epja/i2008-10630-6](https://doi.org/10.1140/epja/i2008-10630-6). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2008-10630-6>.
- [GZB20] Particle Data GROUP, P A ZYLA, BARNETT et al. « Review of Particle Physics ». In : *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020.8 (août 2020), p. 083C01. DOI : [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104). eprint : <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>.

- [HAB19] M. HATTAWY, M. AMARYAN, S. BÜLTMANN et al. *Neutron DVCS Measurements with BONuS12 in CLAS12*. 2019. arXiv : [1908.00949](https://arxiv.org/abs/1908.00949) [nucl-ex].
- [Hat15] Mohammad HATTAWY. « Deeply Virtual Compton Scattering off Helium-4 ». Theses. Université Paris Sud - Paris XI, sept. 2015. URL : <https://theses.hal.science/tel-01218756>.
- [HDV21] T. B. HAYWARD, C. DILKS, A. VOSSEN et al. « Observation of Beam Spin Asymmetries in the Process $ep \rightarrow e'\pi^+\pi^-X$ with CLAS12 ». In : *Phys. Rev. Lett.* 126 (15 avr. 2021), p. 152501. DOI : [10.1103/PhysRevLett.126.152501](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.152501). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.152501>.
- [HM08] Francis HALZEN et Alan D MARTIN. *Quark & Leptons : An introductory course in modern particle physics*. John Wiley & Sons, 2008.
- [HM55] Robert HOFSTADTER et Robert W. MCALLISTER. « Electron Scattering from the Proton ». In : *Phys. Rev.* 98 (1 avr. 1955), p. 217-218. DOI : [10.1103/PhysRev.98.217](https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.217). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.98.217>.
- [HN24] Adam HOBART et Silvia NICCOLAI. *Communication personnelle*. 2024.
- [Hun27] F. HUND. « Zur Deutung der Molekelspektren. II ». In : *Zeitschrift für Physik* 42.2 (fév. 1927), p. 93-120. ISSN : 0044-3328. DOI : [10.1007/bf01397124](https://doi.org/10.1007/bf01397124). URL : <https://doi.org/10.1007/BF01397124>.
- [JGA15] H. S. JO, F. X. GIROD, H. AVAKIAN et al. « Cross Sections for the Exclusive Photon Electroproduction on the Proton and Generalized Parton Distributions ». In : *Phys. Rev. Lett.* 115 (21 nov. 2015), p. 212003. DOI : [10.1103/PhysRevLett.115.212003](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.212003). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.212003>.
- [Ji97] Xiangdong JI. « Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin ». In : *Physical Review Letters* 78.4 (jan. 1997), p. 610-613. DOI : [10.1103/physrevlett.78.610](https://doi.org/10.1103/physrevlett.78.610). URL : <https://doi.org/10.1103%5C%2Fphysrevlett.78.610>.
- [JS07] S. JADACH et P. SAWICKI. « mFOAM-1.02 : A compact version of the cellular event generator FOAM ». In : *Computer Physics Communications* 177.5 (sept. 2007), p. 441-458. ISSN : 0010-4655. DOI : [10.1016/j.cpc.2007.02.112](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2007.02.112). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2007.02.112>.
- [Kál60] Rudolf E. KÁLMÁN. « A new approach to linear filtering and prediction problems" transaction of the asme journal of basic ». In : 1960. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:259115248>.
- [Kaz13] Reza KAZIMI. « Simultaneous Four-hall Operation For 12 Gev Cebaf ». In : 2013. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:67814209>.

- [Ken61] M. G. KENDALL. « Studies in the history of probability and statistics : XI. Daniel Bernoulli on maximum likelihood ». In : *Biometrika* 48.1-2 (juin 1961), p. 1-2. ISSN : 0006-3444. DOI : [10.1093/biomet/48.1-2.1](https://doi.org/10.1093/biomet/48.1-2.1). eprint : <https://academic.oup.com/biomet/article-pdf/48/1-2/1/605410/48-1-2-1.pdf>. URL : <https://doi.org/10.1093/biomet/48.1-2.1>.
- [Ken91] Henry W. KENDALL. « Deep inelastic scattering : Experiments on the proton and the observation of scaling ». In : *Rev. Mod. Phys.* 63 (3 juill. 1991), p. 597-614. DOI : [10.1103/RevModPhys.63.597](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.63.597). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.63.597>.
- [KLM16] Krešimir KUMERIČKI, Simonetta LIUTI et Hervé MOUTARDE. « GPD phenomenology and DVCS fitting : Entering the high-precision era ». In : *The European Physical Journal A* 52.6 (juin 2016). ISSN : 1434-601x. DOI : [10.1140/epja/i2016-16157-3](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16157-3). URL : <http://dx.doi.org/10.1140/epja/i2016-16157-3>.
- [KM10] Krešimir KUMERIČKI et Dieter MÜLLER. « Deeply virtual Compton scattering at small x_B and the access to the GPD H ». In : *Nuclear Physics B* 841.1-2 (déc. 2010), p. 1-58. ISSN : 0550-3213. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2010.07.015](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2010.07.015). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2010.07.015>.
- [KMM14] K. KUMERIČKI, D. MÜLLER et M. MURRAY. « HERMES impact for the access of Compton form factors ». In : *Physics of Particles and Nuclei* 45.4 (juill. 2014), p. 723-755. ISSN : 1531-8559. DOI : [10.1134/s1063779614040108](https://doi.org/10.1134/s1063779614040108). URL : <http://dx.doi.org/10.1134/s1063779614040108>.
- [KMP08] K. KUMERIČKI, D. MÜLLER et K. PASSEK-KUMERIČKI. « Towards a fitting procedure for deeply virtual Compton scattering at next-to-leading order and beyond ». In : *Nuclear Physics B* 794.1-2 (mai 2008), p. 244-323. ISSN : 0550-3213. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2007.10.029](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2007.10.029). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2007.10.029>.
- [Lau02] Delphine LAUTIER. « The Kalman Filter In Finance : An Application To Term Structure Models Of Commodity Prices And A Comparison Between The Simple And The Extended Filters ». In : (jan. 2002).
- [LDK01] Christoph W. LEEMANN, David R. DOUGLAS et Geoffrey A. KRAFFT. « The continuous electron beam accelerator facility : CEBAF at the Jefferson Laboratory ». In : *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 51.1 (2001), p. 413-450. DOI : [10.1146/annurev.nucl.51.101701.132327](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132327). eprint : <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132327>. URL : <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132327>.

- [Lee23] Sangbaek LEE et al. « Measurement of the Deeply Virtual Compton Scattering Cross Section from the Proton at 10.6 GeV using the CLAS12 Detector ». In : *CLAS12 Analysis Note* (2023).
- [LL14] E. LEADER et C. LORCÉ. « The angular momentum controversy : What's it all about and does it matter ? » In : *Phys. Rept.* 541.3 (2014), p. 163-248. DOI : [10.1016/j.physrep.2014.02.010](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.02.010). arXiv : [1309.4235](https://arxiv.org/abs/1309.4235) [hep-ph].
- [LMS85] LEONARD, A. MCGEE, STANLEY et al. « Discovery of the Kalman filter as a practical tool for aerospace and industry ». In : 1985. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:106584647>.
- [MAB20] M.D. MESTAYER, K. ADHIKARI, R.P. BENNETT et al. « The CLAS12 drift chamber system ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163518. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163518>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890022030111X>.
- [MBC97] Philip F. MCCLAUCHLAN, David James BEYMER, Benjamin COIFMAN et al. « A real-time computer vision system for measuring traffic parameters ». In : *Proceedings of IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition* (1997), p. 495-501. URL : <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:6097423>.
- [MBG07] M. MAZOUZ, A. BEN FREDJ, L. GHEDIRA et al. *JLab Proposal E08-025, Measurement of the Deeply Virtual Compton Scattering cross-section off the neutron*. Jefferson Lab. 2007.
- [MCC07] M. MAZOUZ, A. CAMSONNE, C. Muñoz CAMACHO et al. « Deeply Virtual Compton Scattering off the Neutron ». In : *Physical Review Letters* 99.24 (déc. 2007). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.99.242501](https://doi.org/10.1103/physrevlett.99.242501). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.242501>.
- [MH56] R. W. MCALLISTER et R. HOFSTADTER. « Elastic Scattering of 188-Mev Electrons from the Proton and the Alpha Particle ». In : *Phys. Rev.* 102 (3 mai 1956), p. 851-856. DOI : [10.1103/PhysRev.102.851](https://doi.org/10.1103/PhysRev.102.851). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.102.851>.
- [Mil07] Gerald A. MILLER. « Charge Densities of the Neutron and Proton ». In : *Physical Review Letters* 99.11 (sept. 2007). ISSN : 1079-7114. DOI : [10.1103/physrevlett.99.112001](https://doi.org/10.1103/physrevlett.99.112001). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.112001>.
- [MMC11] R. MANOHAR, A. MUKHERJEE et D. CHAKRABARTI. « Generalized parton distributions for the proton in position space : Nonzero skewness ». In : *Physical Review D* 83.1 (jan. 2011). ISSN : 1550-2368. DOI : [10.1103/physrevd.83.014004](https://doi.org/10.1103/physrevd.83.014004). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.83.014004>.

- [Mou09] H. MOUTARDE. « Extraction of the Compton form factor \mathcal{H} from deeply virtual Compton scattering measurements at Jefferson Lab ». In : *Phys. Rev. D* 79 (9 mai 2009), p. 094021. DOI : [10.1103/PhysRevD.79.094021](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.094021). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.094021>.
- [MRG94] D. MÜLLER, D. ROBASCHIK, B. GEYER et al. « Wave Functions, Evolution Equations and Evolution Kernels from Light-Ray Operators of QCD ». In : *Fortschritte der Physik/Progress of Physics* 42.2 (1994), p. 101-141. DOI : [10.1002/prop.2190420202](https://doi.org/10.1002/prop.2190420202). URL : <https://doi.org/10.1002%5C%2Fprop.2190420202>.
- [MS06] D. MÜLLER et A. SCHÄFER. « Complex conformal spin partial wave expansion of generalized parton distributions and distribution amplitudes ». In : *Nuclear Physics B* 739.1–2 (avr. 2006), p. 1-59. ISSN : 0550-3213. DOI : [10.1016/j.nuclphysb.2006.01.019](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2006.01.019). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2006.01.019>.
- [MT08] F. MYHRER et A.W. THOMAS. « A possible resolution of the proton spin problem ». In : *Physics Letters B* 663.4 (mai 2008), p. 302-305. ISSN : 0370-2693. DOI : [10.1016/j.physletb.2008.04.034](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.04.034). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.04.034>.
- [PAK09] V PALLI, C Ciofi degli ATTI, LP KAPTARI et al. « Slow-proton production in semi-inclusive deep inelastic scattering off the deuteron and complex nuclei : Hadronization and final-state interaction effects ». In : *Physical Review C* 80.5 (2009), p. 054610. DOI : [10.1103/PhysRevC.80.054610](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.054610). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.054610>.
- [Pay21] David PAYETTE. « Spectator Proton Detection and Reconstruction in Deep Inelastic Scattering ». Doctor of Philosophy (PhD), Dissertation, Physics. Thèse de doct. Old Dominion University, déc. 2021. DOI : [10.25777/78jb-b846](https://doi.org/10.25777/78jb-b846).
- [PB79] G. PETER LEPAGE et Stanley J. BRODSKY. « Exclusive processes in quantum chromodynamics : Evolution equations for hadronic wavefunctions and the form factors of mesons ». In : *Physics Letters B* 87.4 (1979), p. 359-365. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(79\)90554-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(79)90554-9). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269379905549>.
- [PBT15] Simone PACETTI, Rinaldo BALDINI FERROLI et Egle TOMASI-GUSTAFSSON. « Proton electromagnetic form factors : Basic notions, present achievements and future perspectives ». In : *Physics Reports* 550-551 (2015). Proton electromagnetic form factors : Basic notions, present achievements and future perspectives, p. 1-103. ISSN : 0370-1573. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.09.005>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157314003184>.

- [PPV07] C.F. PERDRISAT, V. PUNJABI et M. VANDERHAEGHEN. « Nucleon electromagnetic form factors ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 59.2 (oct. 2007), p. 694-764. ISSN : 0146-6410. DOI : [10.1016/j.ppnp.2007.05.001](https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2007.05.001). URL : <http://dx.doi.org/10.1016/j.ppnp.2007.05.001>.
- [Rad96] A.V RADYUSHKIN. « Scaling limit of deeply virtual compton scattering ». In : *Physics Letters B* 380.3-4 (juill. 1996), p. 417-425. DOI : [10.1016/0370-2693\(96\)00528-x](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00528-x). URL : [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(96\)00528-x](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(96)00528-x).
- [Rad98] A. V. RADYUSHKIN. « Double distributions and evolution equations ». In : *Phys. Rev. D* 59 (1 déc. 1998), p. 014030. DOI : [10.1103/PhysRevD.59.014030](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.59.014030). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.014030>.
- [Rad99] A.V. RADYUSHKIN. « Symmetries and structure of skewed and double distributions ». In : *Physics Letters B* 449.1 (1999), p. 81-88. ISSN : 0370-2693. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(98\)01584-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01584-6). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269398015846>.
- [RBC20] B. RAYDO, S. BOYARINOV, A. CELENTANO et al. « The CLAS12 Trigger System ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 960 (2020), p. 163529. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163529>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220301182>.
- [RGL13] Andrés ROMERO, Michèle GOUIFFÈS et Lionel LACASSAGNE. « Enhanced local binary covariance matrices (ELBCM) for texture analysis and object tracking ». In : *Proceedings of the 6th International Conference on Computer Vision / Computer Graphics Collaboration Techniques and Applications*. Mirage '13. Berlin, Germany : Association for Computing Machinery, 2013. ISBN : 9781450320238. DOI : [10.1145/2466715.2466733](https://doi.org/10.1145/2466715.2466733). URL : <https://doi.org/10.1145/2466715.2466733>.
- [RKZ34] Isidor Isaac RABI, JMB KELLOGG et JR ZACHARIAS. « The magnetic moment of the proton ». In : *Physical Review* 46.3 (1934), p. 157.
- [RN95] K. DEERGA RAO et J. LAKSHMI NARAYANA. « An Approach for a Faster GPS Tracking Extended Kalman Filter ». In : *Navigation* 42.4 (1995), p. 619-630. DOI : <https://doi.org/10.1002/j.2161-4296.1995.tb01910.x>. eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/j.2161-4296.1995.tb01910.x>. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/j.2161-4296.1995.tb01910.x>.

- [RT10] C. H. RODE et JLab 12 GeV Project TEAM. « Jefferson Lab 12 GeV Cebaf Upgrade ». In : *AIP Conference Proceedings* 1218.1 (avr. 2010), p. 26-33. ISSN : 0094-243x. DOI : [10.1063/1.3422362](https://doi.org/10.1063/1.3422362). eprint : https://pubs.aip.org/aip/acp/article-pdf/1218/1/26/11940907/26__1__online.pdf. URL : <https://doi.org/10.1063/1.3422362>.
- [Sau16] Fabio SAULI. « The gas electron multiplier (GEM) : Operating principles and applications ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 805 (2016). Special Issue in memory of Glenn F. Knoll, p. 2-24. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.07.060>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215008980>.
- [Sau97] F. SAULI. « GEM : A new concept for electron amplification in gas detectors ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 386.2 (1997), p. 531-534. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(96\)01172-2](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(96)01172-2). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900296011722>.
- [SBB20] Y.G. SHARABIAN, V.D. BURKERT, A. BISELLI et al. « The CLAS12 high threshold Cherenkov counter ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 968 (2020), p. 163824. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163824>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220303466>.
- [SHS20] E.P. SEGARRA, F. HAUENSTEIN, A. SCHMIDT et al. « The CLAS12 Backward Angle Neutron Detector (BAND) ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 978 (2020), p. 164356. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164356>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220307531>.
- [Sim06] Dan SIMON. *Optimal State Estimation : Kalman, H Infinity, and Non-linear Approaches*. USA : Wiley-Interscience, 2006. ISBN : 0471708585.
- [UA21] Claudio URREA et Rayko AGRAMONTE. « Kalman filter : historical overview and review of its use in robotics 60 years after its creation ». In : *Journal of Sensors* 2021 (2021), p. 1-21.
- [UAA20] M. UNGARO, D. ANDERSON, G. ASRYAN et al. « The CLAS12 Low Threshold Cherenkov detector ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 957 (2020), p. 163420. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163420>.

- URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300255>.
- [UAB20] M. UNGARO, G. ANGELINI, M. BATTAGLIERI et al. « The CLAS12 Geant4 simulation ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163422. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163422>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300279>.
- [VGG98] M. VANDERHAEGHEN, P. A. M. GUICHON et M. GUIDAL. « Hard Electroproduction of Photons and Mesons on the Nucleon ». In : *Phys. Rev. Lett.* 80 (23 juin 1998), p. 5064-5067. DOI : [10.1103/PhysRevLett.80.5064](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.5064). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.80.5064>.
- [VGG99] M. VANDERHAEGHEN, P. A. M. GUICHON et M. GUIDAL. « Deeply virtual electroproduction of photons and mesons on the nucleon : Leading order amplitudes and power corrections ». In : *Physical Review D* 60.9 (oct. 1999). ISSN : 1089-4918. DOI : [10.1103/physrevd.60.094017](https://doi.org/10.1103/physrevd.60.094017). URL : <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.60.094017>.
- [WAD] B WEINSTEIN, John ARRINGTON, Raphael DUPRE et al. « The Structure of the Free Neutron at Large x-Bjorken ». In : ().
- [WH93] E.J WOLIN et L.L HO. « Covariance matrices for track fitting with the Kalman filter ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 329.3 (1993), p. 493-500. ISSN : 0168-9002. DOI : [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(93\)91285-U](https://doi.org/10.1016/0168-9002(93)91285-U). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029391285U>.
- [WHK15] Y.W. WANG, A.S. HOFLEER et R. KAZIMI. « Commissioning of the 123 MeV Injector for 12 GeV CEBAF ». Anglais. In : *Proc. 6th International Particle Accelerator Conference (IPAC'15), Richmond, VA, USA, May 3-8, 2015* (Richmond, VA, USA). International Particle Accelerator Conference 6. <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-TUPMA037>. Geneva, Switzerland : JACoW, juin 2015, p. 1920-1922. ISBN : 978-3-95450-168-7. DOI : <https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2015-TUPMA037>. URL : <http://jacow.org/ipac2015/papers/tupma037.pdf>.
- [Wie49] Norbert WIENER. *Extrapolation, Interpolation, and Smoothing of Stationary Time Series : With Engineering Applications*. The MIT Press, août 1949. ISBN : 9780262257190. DOI : [10.7551/mitpress/2946.001.0001](https://doi.org/10.7551/mitpress/2946.001.0001). eprint : https://direct.mit.edu/book-pdf/2313079/book/_9780262257190.pdf. URL : <https://doi.org/10.7551/mitpress/2946.001.0001>.
- [Wor22] R. L. WORKMAN et al. « Review of Particle Physics ». In : *Ptep* 2022 (2022), p. 083c01. DOI : [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).

- [ZBB20] V. ZIEGLER, N.A. BALTZELL, F. BOSSÙ et al. « The CLAS12 software framework and event reconstruction ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), p. 163472. ISSN : 0168-9002. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.163472>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220300784>.