



Électroproduction des mésons f (980) et f (1270) sur le proton à JLab avec le détecteur CLAS

Brice Garillon

► To cite this version:

Brice Garillon. Électroproduction des mésons f (980) et f (1270) sur le proton à JLab avec le détecteur CLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112238 . tel-01223678

HAL Id: tel-01223678

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01223678>

Submitted on 3 Nov 2015

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.

Institut de Physique Nucléaire

CNRS - UNIVERSITÉ PARIS SUD



28 Septembre 2015

IPNO-T-15-07

Thèse
Présentée par

GARILLON Brice

*Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences
De l'Université Paris Sud*

**Electroproduction exclusive
des mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ sur le proton
à JLab avec le détecteur CLAS**





IPNO-T-15-07

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE 534 :
MODÉLISATION ET INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE,
ENERGIES, GÉOSCIENCES ET ENVIRONNEMENT
LABORATOIRE : INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 28 septembre 2015 par

Brice Garillon

**Electroproduction exclusive
des mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ sur le proton
à JLab avec le détecteur CLAS**

Directeur de thèse : Mme. Silvia Niccolai

IPN, Orsay, FRANCE

Composition du jury :

Président du jury : M. Bruno Espagnon
Rapporteurs : M. Marco Battaglieri
Examinateurs : Mme. Latifa Elouadrhiri
Mme. Hélène Fonvieille
M. Marc Vanderhaeghen
Invité : M. Jean-Marc Laget

Université Paris-Sud, Orsay, FRANCE
INFN, Gênes, ITALIE
Jefferson Laboratory, Newport-News, USA
LPC, Clermont-Ferrand, FRANCE
Université de Mayence, ALLEMAGNE
CEA-Saclay, Gif-sur-Yvette, FRANCE

Table des matières

Table des matières

| | |
|--|-----------|
| Remerciements | 7 |
| Introduction | 9 |
| I Motivations physiques | 13 |
| 1 Introduction théorique | 15 |
| 1.1 L'interaction forte et la Chromodynamique Quantique | 15 |
| 1.2 Le modèle des quarks | 17 |
| 1.3 Les sections efficaces | 21 |
| 2 L'électroproduction de méson | 23 |
| 2.1 Cinématique de la réaction | 23 |
| 2.2 Degrés de liberté hadroniques | 26 |
| 2.2.1 Mécanisme d'échange de particules | 26 |
| 2.2.2 Théorie de Regge | 28 |
| 2.2.3 Le modèle JML | 30 |
| 2.3 Degrés de liberté partoniques et distributions de partons généralisés (GPDs) | 32 |
| 2.3.1 Factorisation de l'électroproduction de méson | 32 |
| 2.3.2 Propriétés des GPDs | 34 |
| 2.4 Les mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ | 36 |
| II Dispositif expérimental | 41 |
| 1 Le Jefferson Laboratory et l'accélérateur CEBAF | 43 |
| 1.1 Injection et polarisation du faisceau d'électrons | 44 |
| 1.2 Accélération du faisceau | 44 |
| 1.3 Distribution du faisceau aux 3 halls expérimentaux | 45 |
| 2 Le détecteur CLAS | 47 |
| 2.1 L'aimant toroïdal | 49 |
| 2.2 Les chambres à dérive | 50 |
| 2.3 Le détecteur Čerenkov | 53 |
| 2.4 Le détecteur de temps de vol | 55 |
| 2.5 Le calorimètre électromagnétique | 56 |
| 2.6 La cavité de Faraday | 57 |
| 2.7 Le système de déclenchement | 58 |
| 2.8 Le système d'acquisition | 58 |

| | |
|---|------------|
| III Analyse des données | 61 |
| 1 L'expérience e1-6 | 63 |
| 1.1 Les conditions expérimentales | 63 |
| 1.2 Détermination de la luminosité intégrée | 64 |
| 2 Sélection des événements $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ | 69 |
| 2.1 Identification de l'électron | 69 |
| 2.1.1 Préselection | 69 |
| 2.1.2 Coupures sur la position du vertex Z_{vertex} | 69 |
| 2.1.3 Coupures fiducielles | 70 |
| 2.1.4 Discrimination π^-/e^- | 72 |
| 2.2 Identification du proton et π^+ | 76 |
| 2.2.1 Préselection | 76 |
| 2.2.2 Coupures fiducielles dues aux bobines toroïdales | 76 |
| 2.2.3 Coupures sur la position du vertex en Z | 77 |
| 2.2.4 Sélection par mesure du temps de vol | 78 |
| 2.3 Corrections d'impulsion au vertex | 79 |
| 2.4 Sélection du canal $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ | 80 |
| 2.4.1 Sélection sur la masse manquante $e'p'\pi^+X$ | 80 |
| 2.4.2 Coupure sur le pic 1-photoélectron | 81 |
| 2.4.3 Sélection sur le vertex Z | 81 |
| 3 Mesure des sections efficaces $\gamma^*p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$ | 83 |
| 3.1 L'état final $e'p'\pi^+\pi^-$ | 83 |
| 3.2 Calcul des sections efficaces différentielles | 86 |
| 3.3 Simulations Monte Carlo du canal $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ | 87 |
| 3.3.1 Le générateur d'événements GENEV | 88 |
| 3.3.2 Simulations avec GSIM | 89 |
| 3.3.3 Détermination du modèle Monte Carlo | 90 |
| 3.4 Découpage de l'espace de phase | 93 |
| 3.5 Acceptance et corrections radiatives | 97 |
| 3.5.1 Acceptance | 97 |
| 3.5.2 Corrections radiatives | 98 |
| 3.5.3 Acceptance corrigée des effets radiatifs | 100 |
| 3.6 Les facteurs de trou | 103 |
| 3.7 Les corrections de volumes de bins | 105 |
| 3.8 Les efficacités de coupures de sélection des électrons dans les compteurs Čerenkov | 106 |
| 3.8.1 Régime $p_{e^-} < 1.5 \text{ GeV}/c$ | 106 |
| 3.8.2 Régime $p_{e^-} > 1.5 \text{ GeV}/c$ | 107 |
| 3.9 Sections efficaces réduites de $\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ dans des bins (Q^2, x_B) | 108 |
| 3.10 Estimation des erreurs systématiques | 112 |
| 3.11 Comparaison avec les données existantes | 113 |
| 4 Extraction des sections efficaces $\gamma^*p \rightarrow p'(f_0/f_2)$ | 119 |
| 4.1 Ajustement des spectres de masse $M_{\pi^+\pi^-}$ | 119 |
| 4.1.1 Paramétrisation des résonances de mésons | 120 |
| 4.1.2 Paramétrisation du bruit de fond | 122 |

| | | |
|-----------|---|------------|
| 4.1.3 | Commentaires sur la stratégie d'ajustement | 123 |
| 4.1.4 | Ajustement de référence | 123 |
| 4.2 | Extraction des sections efficaces différentielles | 126 |
| 4.3 | Estimation des erreurs | 126 |
| 4.4 | Sections efficaces différentielles (Q^2, x_B) du ρ^0 | 127 |
| 4.5 | Sections efficaces différentielles (Q^2, x_B) | 128 |
| 4.6 | Sections efficaces différentielles ($Q^2, x_B, -t$) | 128 |
| 4.7 | Sections efficaces différentielles (Q^2, x_B, Φ) | 137 |
| 4.8 | Sections efficaces différentielles ($Q^2, x_B, -t, \Phi$) | 139 |
| 4.9 | Sections efficaces différentielles ($Q^2, x_B, \cos \theta_{HS}$) | 143 |
| 5 | Analyse en ondes partielles | 149 |
| 5.1 | Analyse en termes d'amplitudes | 149 |
| 5.1.1 | Principe | 149 |
| 5.1.2 | Ajustement de l'intensité | 150 |
| 5.1.3 | Application à l'électroproduction de deux pions | 151 |
| 5.1.4 | Le générateur Monte Carlo d'espace de phase | 153 |
| 5.1.5 | Stratégie de détermination de la solution | 156 |
| 5.1.6 | Analyse des pseudo-données ρ^0 | 157 |
| 5.1.7 | Analyse des pseudo-données ρ^0 et f_0 | 159 |
| 5.1.8 | Analyse des données expérimentales | 162 |
| 5.2 | Analyse en termes de moments | 167 |
| 5.2.1 | Paramétrisation | 167 |
| 5.2.2 | Analyse des données expérimentales | 168 |
| IV | Interprétation des résultats | 173 |
| 1 | Comparaison avec le modèle JML | 175 |
| 1.1 | Photoproduction | 175 |
| 1.2 | Extension à l'électroproduction | 179 |
| 1.3 | Comparaison du modèle avec les données | 179 |
| 2 | Comparaison avec les données existantes | 187 |
| 2.1 | Sections efficaces totales | 187 |
| 2.2 | Sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$ | 189 |
| V | Calibration des photomultiplicateurs du DéTECTeur Central de Neutron de CLAS12 | 193 |
| 1 | Le détecteur CLAS12 | 195 |
| 1.1 | Le détecteur aux angles avant | 195 |
| 1.1.1 | Le système de trajectographie | 196 |
| 1.1.2 | Les détecteurs de temps de vol | 197 |
| 1.1.3 | Les calorimètres électromagnétiques | 198 |
| 1.2 | Le détecteur Central | 198 |
| 1.2.1 | Le système central de trajectographie | 198 |
| 1.2.2 | Le détecteur <i>Central Time-Of-Flight</i> (CTOF) | 199 |
| 1.2.3 | Le DÉTECTEUR Central de Neutron | 199 |

| | |
|---|------------|
| 2 Mesures de calibration | 203 |
| 2.1 Le photomultiplicateur | 203 |
| 2.2 Le dispositif expérimental | 206 |
| 2.3 La méthode de calibration | 207 |
| 2.4 Résultats | 208 |
| Conclusions | 211 |
| A Soustraction de fond pour chaque bin ($Q^2, x_B, -t$) | 215 |
| B Soustraction de fond pour chaque bin ($Q^2, x_B, \cos \theta_{HS}$) | 221 |
| C Soustraction de fond pour chaque bin (Q^2, x_B, Φ) | 225 |
| D Soustraction de fond pour chaque bin ($Q^2, x_B, -t, \Phi$) | 229 |
| E Table d'harmoniques sphériques | 245 |
| F Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales | 247 |
| G Relations entre amplitudes partielles et moments | 263 |

Remerciements

Mes remerciements et ma reconnaissance vont tout d'abord à ma directrice de thèse, Silvia Niccolai. J'ai beaucoup apprécié ta disponibilité, le soutien dont tu as fait preuve le long de ces 3 années, la rigueur que tu as apporté dans mon travail.

Je tiens également à remercier Michel Guidal, pour sa pédagogie et pour son aide. J'ai eu grand plaisir à discuter de physique avec toi, y compris sur des sujets « complexes »...

J'exprime également mes remerciements à Jean-Marc Laget, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et son investissement dans l'interprétation de mes résultats.

J'adresse aussi tous mes remerciements aux membres du groupe de l'INFN de Gênes, Marco Battaglieri, Raffaela De Vita et Andrea Celentano pour l'aide très précieuse qu'ils m'ont accordé. Travailler avec Andrea a été un très grand plaisir, et son aide pour l'analyse en ondes partielles a été décisive. Je vous remercie pour l'accueil chaleureux et l'attention que vous m'avez porté pendant mon séjour à l'INFN.

Je voudrais aussi remercier les membres de la collaboration HASPECT, en particulier Vincent Mathieu et Adam Szczepaniak, pour les conseils et suggestions qu'ils m'ont apporté.

J'aimerais également remercier tous nos collègues de la collaboration de CLAS, en particulier les personnes impliquées dans l'expérience e1-6. Je souhaite adresser un remerciement spécial à Harut Avakian, Aram Movsisyan et Silvia Pisano pour le travail remarquable qu'ils ont effectué pour améliorer les données, ce qui m'a beaucoup aidé dans mon travail d'analyse.

J'ai pris beaucoup de plaisir à travailler avec les membres de l'équipe R et D de l'IPN pendant mon stage de Master 2 et ma thèse ; j'exprime un remerciement particulier à Giulia Hull, Julien Bettane, Ti NGuyen Trung, Michaël Josselin et Bernard Genolini.

Je voudrais remercier tous les membres de l'équipe que j'ai pu cotôyer pendant ces 3 ans, pour les bons moments passés ensemble : Marie Boër, Carlos Munos-Camacho, Gabriel Charles, Camille Desnault, Jean-Pierre Didelez, Raphaël Dupré, Baptiste Guégan, Mohammad Hattawy, Hyon Suk Jo, Alejandro Martí, Rafayel Paremuyzan, Daria Sokhan, et Eric Voutier. Je souhaite bon courage à Ani Simonyan dans la poursuite de sa thèse. Bon vent à Camille et Mohammad, qui terminent leur thèse en même temps que moi.

Merci aux autres thésards de l'IPN et de l'IRFU, en particulier Diane Martraire, Marie Simonnet, Benjamin Le Crom, Maud Airiaud, Aurélie Jallat, Maxime Defurne et Cédric Mezrag. Ce fut un plaisir de vous connaître et je vous souhaite bonne continuation.

Merci également au reste de l'IPN, en particulier Dominique Lemarchand, Cynthia Hadjidakis, Pascale Pichot, Christophe Suire, Laure-Amélie Couturié, pour l'aide qu'ils m'auront apporté à divers moments de mon séjour au laboratoire, de mon stage de Master 1 jusqu'à la fin de ma thèse.

Je souhaite maintenant remercier Bruno Espagnon, qui me fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Mes remerciements et ma gratitude vont à Marco Battaglieri et La-tifa Elhouadrhiri qui ont acceptés d'être les rapporteurs de ma thèse et d'accorder leur disponibilité.

Remerciements

Je suis enfin très honoré que Marc Vanderhaeghen et Hélène Fonvielle aient pu se libérer pour faire partie de mon jury de thèse.

Cette thèse est dédiée à tous mes proches. Je ne saurais jamais combien remercier mes parents pour leur soutien, particulièrement dans les moments difficiles, et n'ont jamais cessé de m'aider et m'encourager. Merci à mes amis : Pauline, Hugo, Margaux, Nicolas, Fabien, Mathieu, Pierre et Thibault. Je voudrais faire une mention particulière à Pauline et Thibault qui terminent leur thèse. Je vous souhaite bon courage.

Introduction

Nos connaissances actuelles en physique montrent l'existence de quatre interactions fondamentales ; l'interaction gravitationnelle, l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. Les deux dernières, qui s'appliquent à une portée de 10^{-15} m, c'est à une taille inférieure à celle du noyau atomique, n'ont été mises en évidence qu'à partir de la première moitié du XXème siècle. Aux premiers instants de l'Univers, où l'énergie est très élevée (énergie de Planck 10^{19} GeV), il est attendu que ces quatre forces s'unifient en une seule. Dans l'Univers actuel, elles apparaissent comme des forces distinctes qui agissent par l'échange de particules médiatrices, selon le Modèle Standard.

L'interaction forte assure l'existence du noyau atomique et de ses constituants, les nucléons. A eux seuls, les nucléons représentent 98% de la masse de la matière visible de l'Univers. Les nucléons, et de manière générale les particules que l'on appelle les hadrons, sont composés de particules élémentaires : les quarks et les gluons, également nommés partons. Pourtant, la somme des masses de ces constituants élémentaires (leur masse a pour origine le mécanisme de Higgs) ne contribue que de manière infime à la masse totale de certains hadrons, en particulier du proton. C'est la dynamique des quarks et des gluons qui, en générant de l'énergie, semble expliquer l'origine d'une large partie de la masse des hadrons.

Les quarks interagissent entre eux par l'échange de gluons, qui eux-mêmes peuvent interagir entre eux. L'une des caractéristiques principales de l'interaction forte est que son intensité décroît à mesure que la distance entre les quarks se réduit, à l'inverse de l'interaction électromagnétique. L'interaction est fortement attractive à grande distance, confinant les quarks et gluons dans un volume de l'ordre de 1 fm, tandis qu'elle devient de plus en plus faible à de plus courtes distances. Ce comportement caractéristique est appelé la « liberté asymptotique ».

Dans le Modèle Standard, l'interaction forte est décrite complètement par la Chromodynamique Quantique (QCD), dont l'équation est bâtie sur la théorie quantique des champs et des considérations de symétrie. Malheureusement, cette équation n'est pas solvable de manière analytique, en dehors de quelques régimes cinématiques particuliers, car il s'agit d'une équation différentielle non linéaire avec des degrés de liberté infinis. Face à cette situation, nombre de phénomènes peuvent être approchés de différentes façons : soit de manière numérique (« QCD sur réseau »), mais la puissance de calcul reste un facteur limitant, soit en les paramétrisant au sein de fonctions de structure contraintes par des mesures expérimentales.

L'étude des caractéristiques des hadrons est cruciale pour comprendre l'interaction forte. Les mésons, formés par une paire de quark-antiquark, sont les systèmes hadroniques les plus simples, et offrent de ce fait des cas d'étude privilégiés.

Pendant longtemps, les mésons scalaires (de spin 0) et tenseur (de spin 2) ont été essentiellement étudiés au travers des interactions hadroniques πN , collisions e^+e^- et $\gamma\gamma$, ou de la désintégration du J/Ψ notamment, pour étudier leurs caractéristiques spectroscopiques

(structure des résonances, nombres quantiques...).

Plus récemment, les réactions de production de mésons par diffusion de la sonde électromagnétique sur cible fixe connaissent une plus grande investigation. Bien que le taux de production de ce type de réaction soit relativement plus faible que la plupart des autres canaux « historiques » (la diffusion πN notamment, de section efficace 300 fois plus élevée), elle offre plusieurs avantages. D'abord, le calcul théorique de la réaction est plus contrôlable que pour des réactions induites par un faisceau de hadrons, car une réaction de diffusion d'électrons met en jeu l'interaction, calculable, d'une particule sans structure avec un objet plus complexe. Enfin, ces réactions sont définies par des variables cinématiques spécifiques, et la dépendance du taux de production selon ces variables peut donner de nouveaux indices sur la nature du méson. Dans la production de méson par la diffusion d'un faisceau d'électrons sur cible fixe, par exemple, l'électron agit comme une source de photons virtuels dont les masses, négatives, permettent de renseigner sur la taille du méson.

Par ailleurs, la diffusion est une voie privilégiée pour étudier la structure du centre diffuseur, comme a montré l'expérience de Rutherford de diffusion de particules α sur une feuille d'or qui donna naissance à la physique nucléaire au début du XXème siècle. Dans cet esprit, des années 1950 jusqu'aux années 1970, les expériences de diffusion élastique ($ep \rightarrow ep$) et de diffusion profondément inélastique (*Deep Inelastic Scattering*, $ep \rightarrow epX$) sur le proton ont révélé de nombreuses propriétés sur la structure du nucléon. Avec le développement d'accélérateurs à haut cycle utile et de détecteurs de large couverture, il est devenu alors possible d'étudier des réactions où l'état final de la réaction peut être complètement déterminé. De telles réactions sont appelées « exclusives » et permettent, à travers le formalisme théorique des Distributions de Partons Généralisées, d'explorer plus profondément la structure du nucléon.

Le travail de cette thèse porte sur la mesure de sections efficaces de l'électroproduction exclusive du méson $f_0(980)$ ($ep \rightarrow e'p'f_0 \leftrightarrow \pi^+\pi^-$) et du méson $f_2(1270)$ ($ep \rightarrow e'p'f_2 \leftrightarrow \pi^+\pi^-$) dans le canal de décroissance dominant, $\pi^+\pi^-$. Les sections efficaces de ces réactions n'ont jamais encore été mesurées. Les mesures sont réalisées en analysant les données de l'expérience e1-6 qui a eu lieu avec l'accélérateur d'électrons du Jefferson Laboratory (situé à Newport-News, aux Etats-Unis) et avec le détecteur de grande acceptance CLAS. L'expérience a fait l'objet d'une précédente analyse du canal $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$, que j'ai poursuivie dans le même esprit. En parallèle à ce travail, j'ai également cherché à introduire une technique d'analyse qui n'a pas encore été appliquée, à ma connaissance, sur ce canal : l'analyse en ondes partielles. Enfin, j'ai pu contribuer en petite partie au développement du détecteur central de neutron (CND) qui sera installé sur le successeur de CLAS (CLAS12).

Ce manuscrit de thèse s'organise en cinq parties :

- La première partie présente le contexte théorique de la production de mésons et de la structure du nucléon.
- La deuxième partie donne une description de l'accélérateur d'électrons CEBAF, du détecteur CLAS et de ses sous-systèmes.
- La troisième partie décrit l'analyse des données et ses résultats. Cette analyse comporte le calcul des sections efficaces $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-}$, l'extraction des sections efficaces du f_0 et du f_2 , puis l'étude de faisabilité d'une analyse en ondes partielles pour l'électroproduction.
- La quatrième partie fournit l'interprétation des résultats obtenus.
- La cinquième partie concerne la calibration des photomultiplicateurs du détecteur central de neutron.

Celui qui trouve sans chercher est celui qui a longtemps cherché sans trouver.

Gaston Bachelard (1884-1962)

Première partie

Motivations physiques

Chapitre 1

Introduction théorique

Dans ce chapitre, nous aborderons quelques notions générales de physique hadronique, définissant le cadre de cette thèse.

1.1 L’interaction forte et la Chromodynamique Quantique

L’interaction forte explique l’existence du noyau et des nucléons le constituant. Dans le Modèle Standard, elle repose sur l’interaction de quarks et de gluons selon les postulats suivants :

- L’interaction forte fait interagir des particules portant une charge dite de couleur. On dénombre trois couleurs « rouge », « vert » et « bleu », ainsi que les *anticouleurs* associées.
- Les quarks sont des particules de spin 1/2 (fermions), de charge électrique fractionnaire. Les quarks sont porteurs d’une charge de couleur.
- Les gluons sont des particules sans masse de spin 0 (bosons). Ils sont les médiateurs de l’interaction forte. Ils sont porteurs d’une charge de couleur.
- Les quarks interagissent entre eux par l’échange de gluons. Comme les gluons sont eux-mêmes porteurs de couleur, ils peuvent également interagir entre eux.
- Seules les combinaisons de couleurs formant des singulets (état avec une charge totale de couleur nulle) sont des états observables.

La chromodynamique quantique (*Quantum Chromodynamics* ou QCD) est la théorie quantique de champ qui décrit l’interaction forte dans le Modèle Standard.

La dynamique d’un système physique est entièrement décrite par une quantité appelée le lagrangien. En mécanique classique, le lagrangien obéit aux équations d’Euler-Lagrange qui permettent de déduire les équations du mouvement du système.

Dans une théorie quantique de champ, le lagrangien est construit à partir de ses invariances sous différentes transformations du champ. Chaque transformation du champ est associée à la conservation d’une quantité physique, selon le théorème de Noether.

Il existe deux classes de transformations : les transformations globales et les transformations de jauge. Les transformations globales agissent sur un champ de la même façon en tout point de l’espace. Les transformations de jauge d’un champ, au contraire, dépendent du point d’espace-temps considéré.

L'interaction forte est décrite par un lagrangien qui obéit à la symétrie SU(3)¹ et à la renormalisabilité². La densité du lagrangien de la QCD s'écrit :

$$L_{QCD} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C \mathcal{A}_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \psi_{q,b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu}, \quad (1.1)$$

où :

- ∂_μ désigne l'opérateur de dérivée partielle selon l'une des coordonnées de l'énergie impulsion (E, p_x, p_y, p_z) ($\partial_0 = \frac{\partial}{\partial t}, \partial_1 = \frac{\partial}{\partial p_x}, \partial_2 = \frac{\partial}{\partial p_y}, \partial_3 = \frac{\partial}{\partial p_z}$).
- γ^μ (avec $\mu = 0, 1, 2, 3$) est l'une des 4 matrices de Dirac.
- $\psi_{q,a}$ sont des spineurs³ représentant le champ d'un quark de saveur q , de masse m_q et couleur a (rouge, vert ou bleu).
- \mathcal{A}_μ^C représentent les champs des gluons.
- t_{ab}^C désigne l'une des 8 matrices 3×3 qui sont les générateurs du groupe SU(3).
- Le tenseur $F_{\mu\nu}^A$ est décrit par :

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu \mathcal{A}_\nu^A - \partial_\nu \mathcal{A}_\mu^A - g_s f_{ABC} \mathcal{A}_\mu^B \mathcal{A}_\nu^C, \quad (1.2)$$

où f_{ABC} sont les constantes de structure du groupe SU(3).

Les paramètres fondamentaux de la QCD, qui doivent être mesurés expérimentalement, sont la constante de couplage g_s (ou plus usuellement $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$) et les masses des quarks m_q .

Une des propriétés fondamentales de la QCD est le confinement : les quarks et les gluons ne sont pas observés isolément. Une manière d'illustrer le confinement est de considérer deux quarks s'éloignant l'un de l'autre (figure 1.1) : l'interaction entre eux s'accroît linéairement avec la distance.

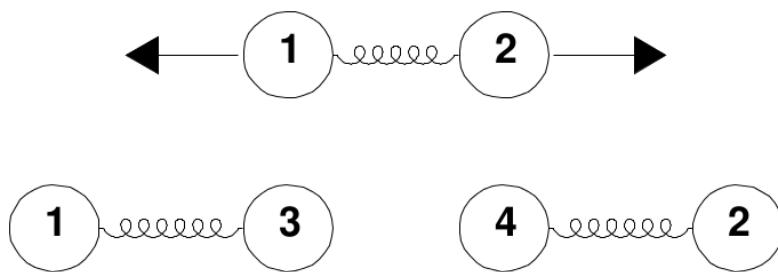


FIGURE 1.1 – Illustration du phénomène de confinement en interaction forte. En éloignant le quark 1 du quark 2, il arrive un point où l'énergie du système quark 1-gluon-quark 2 est favorable à la création d'une nouvelle paire quark-antiquark, par la production des quarks 3 et 4.

Ainsi, la force de cette interaction, proportionnelle à α_s , dépend de l'échelle de distance λ dans lequel un système évolue. Les mesures de α_s (figure 1.2) en fonction de la résolution Q (proportionnelle à $1/\sqrt{\lambda}$) montrent ce phénomène. La grande variabilité de α_s oblige à considérer deux régimes en QCD :

1. En mathématique, le groupe SU(3) désigne le groupe spécial unitaire de dimension 3. Le groupe est représenté par l'ensemble des matrices 3×3 de déterminant égal à 1 et ayant $M = M^{-1}$.
2. Une théorie quantique de champ est dite renormalisable lorsqu'un calcul aboutissant à une quantité divergente peut être réexprimé en terme d'une quantité physique finie.
3. Un spinor est une fonction vectorielle solution de l'équation de Dirac.

- Le régime perturbatif $\alpha_s \ll 1$, où il est possible d'exprimer un processus comme un développement limité en puissances de α_s ,
- Le régime non perturbatif $\alpha_s \geq 1$, pour lequel le processus ne peut être calculé de manière analytique. Dans ce dernier cas, l'ajout d'une puissance α_s^n aurait une contribution bien plus grande que le terme α_s^{n-1} , ce qui rends l'expression du processus en tant que série en puissance de α_s divergente.

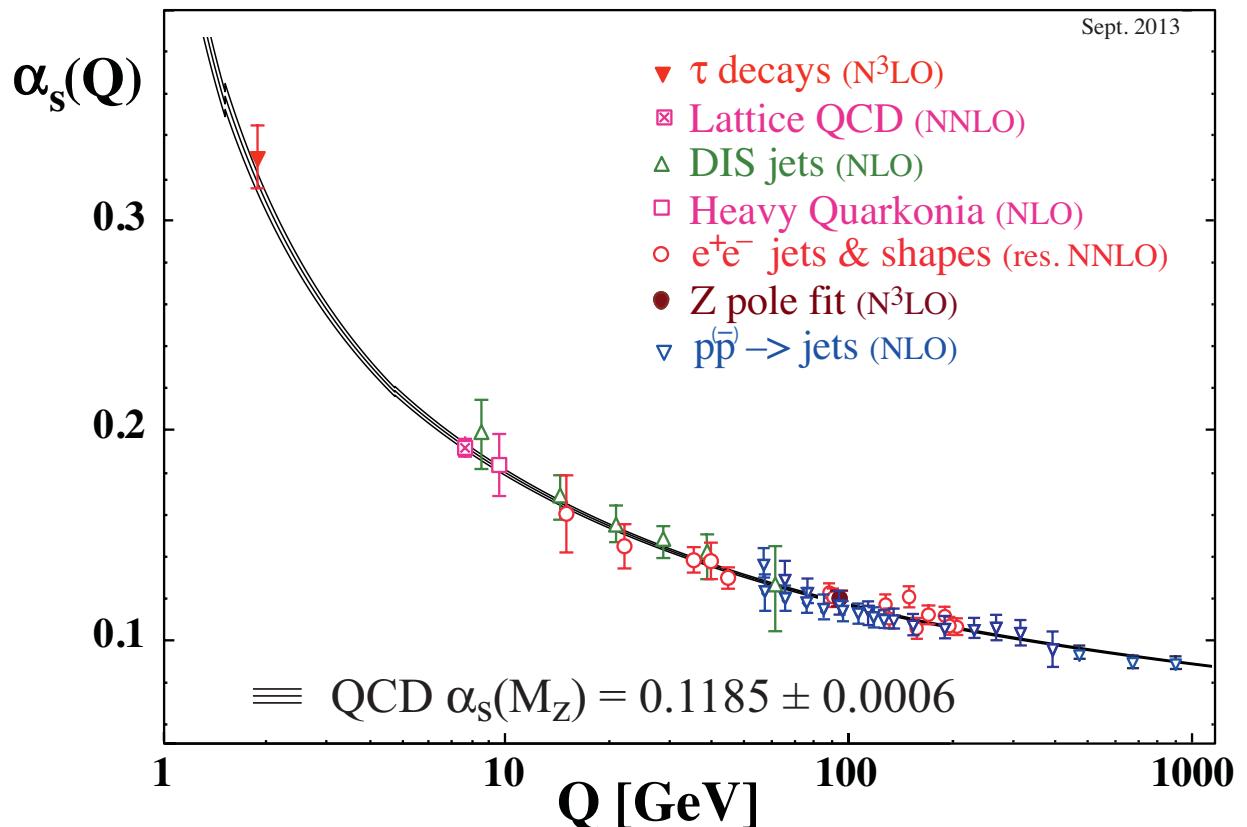


FIGURE 1.2 – Mesures de la constante de couplage α_S en fonction de la résolution Q [1].

1.2 Le modèle des quarks

Suite à la découverte d'un nombre important de hadrons au début des années 1960, la nécessité d'un modèle permettant de les classifier est apparue. Le premier modèle décrivant les hadrons est le modèle des quarks constituants, développé de manière indépendante par Zweig [3] et Gell-Mann [2]. Dans ce modèle, les hadrons sont construits à partir de quarks massifs, de spin 1/2 et de charge électrique fractionnaire. Les baryons sont formés de 3 quarks constituants (qqq) et les mésons d'une paire quark-antiquark ($q\bar{q}$). Un méson est décrit de manière complète par une fonction d'onde rendant compte de l'ensemble des nombres quantiques la caractérisant :

$$\psi_{q\bar{q}} = \psi_{q\bar{q}}^{Espace}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_{\bar{q}}) \psi_{q\bar{q}}^{Spin} \psi_{q\bar{q}}^{Saveur} \psi_{q\bar{q}}^{Couleur}, \quad (1.3)$$

avec :

- $\psi_{q\bar{q}}$ la fonction d'onde totale. D'après le principe de Pauli, elle doit être antisymétrique par permutation de l'ensemble des nombres quantiques d'un quark sur l'autre :

$$\psi_{q\bar{q}} = -\psi_{q\bar{q}} . \quad (1.4)$$

- $\psi_{q\bar{q}}^{Espace}(\mathbf{r}_q, \mathbf{r}_{\bar{q}})$ la fonction d'onde d'espace des quarks. Elle décrit le mouvement relatif des quarks entre eux et est liée à la parité P .
- $\psi_{q\bar{q}}^{Spin}$ la fonction d'onde décrivant l'état de spin de la paire $q\bar{q}$.
- $\psi_{q\bar{q}}^{Saveur}$ la fonction d'onde décrivant l'état de saveur de la paire $q\bar{q}$. Il existe 5 nombres quantiques de saveurs : la projection d'isospin I_z sur un axe z, l'étrangeté S, le charme C, la beauté B, et le « top » T.
- $\psi_{q\bar{q}}^{Couleur}$ la fonction d'onde décrivant l'état de couleur. De symétrie $SU(3)$, seul l'état neutre de couleur est à considérer. Cette fonction d'onde a été incorporée pour tenir compte de la particule Δ^{++} (uuu). En effet, $\psi_{\Delta^{++}}^{Espace}\psi_{\Delta^{++}}^{Spin}\psi_{\Delta^{++}}^{Isospinf}$ est totalement symétrique par permutation des quarks. Dans cette configuration, il faut introduire une fonction d'onde régie par une symétrie $SU(3)$ afin que la fonction d'onde totale soit antisymétrique.

Les nombres quantiques d'un méson $q\bar{q}$ sont déterminés à partir de la combinaison des nombres quantiques des quarks q et \bar{q} . En considérant que les deux quarks combinent leur spin pour former une particule de spin total $\mathbf{S} = (0 \text{ ou } 1)$ et qu'il peuvent avoir un moment angulaire orbital relatif \mathbf{L} , on établit les relations suivantes pour le moment angulaire total \mathbf{J} , la parité \mathbf{P} et la conjugaison de charge \mathbf{C} :

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} \oplus \mathbf{S} , \quad (1.5)$$

$$\mathbf{P} = (-1)^{\mathbf{L}+1} , \quad (1.6)$$

$$\mathbf{C} = (-1)^{\mathbf{L}+\mathbf{S}} . \quad (1.7)$$

Les mésons sont classés selon la combinaison $\mathbf{J}^{\mathbf{PC}}$ à laquelle ils appartiennent. Les états $\mathbf{L} = 0$ sont appelés pseudoscalaires ($\mathbf{J}^{\mathbf{PC}} = 0^{-+}$) et vecteurs (1^{--}). Les états $\mathbf{L} = 1$ sont scalaires (0^{++}), axiaux vecteurs (1^{++} et 1^{+-}), et tenseurs (2^{++}).

Le modèle original des quarks prévoyait 3 saveurs de quarks appelés « up » (u), « down » (d) et « strange » (s). Le modèle est ainsi régi par la symétrie $SU(3)_f$ de saveur, dans lequel les quarks appartiennent à la représentation **3** (3 étant le nombre de saveurs disponibles) et les antiquarks à la représentation adjointe **3̄**. La combinaison de quark-antiquark suivant la symétrie $SU(3)_f$ de saveur s'écrit :

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{\bar{3}} = \mathbf{8 + 1} . \quad (1.8)$$

La relation (1.8) signifie qu'un quark et un antiquark s'assemblent sous $SU(3)_f$ pour former un singulet et un octet de saveur, représentant au total 9 combinaisons $q\bar{q}$ possibles. Ces multiplets sont représentés en les classant en fonction de leur charge et de l'étrangeté, pour un état $\mathbf{J}^{\mathbf{PC}}$ fixé, comme le montre l'exemple 1.3.

Le modèle des quarks a permis de décrire et aussi prédire avec succès la plupart des particules observées expérimentalement.

La table 1.4 récapitule le classement des mésons légers selon leur nombres quantiques prédits par le modèle des quarks.

On peut y relever que le méson $f_0(980)$ est absent de ce classement. En effet, il y a plus de mésons scalaires observés que ceux inclus dans le nonet prédit par le modèle des quarks. Il s'ensuit que la plupart ne peuvent pas être décrits par une paire $q\bar{q}$. Il n'y a pas à ce jour

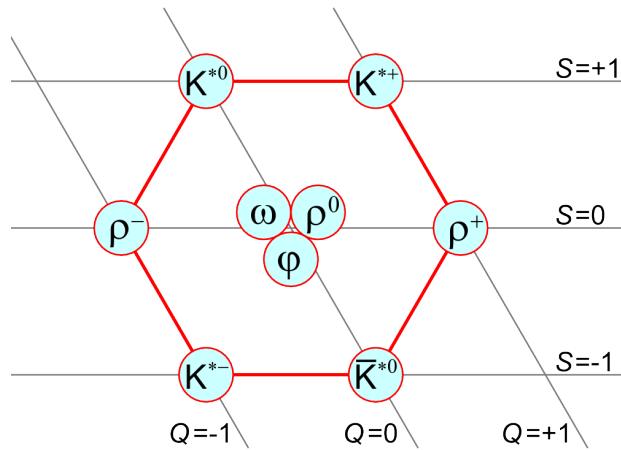


FIGURE 1.3 – Le nonet $J^{PC} = 1^{--}$ établi par le modèle des quarks, avec les particules observées expérimentalement associées aux différents états.

de consensus quant à savoir lesquelles de ces particules sont des paires $q\bar{q}$ ou d'une autre nature : glueball (particule gg), molécule de paires $q\bar{q}$, molécule $K\bar{K}$...

La véritable nature des mésons scalaires constitue depuis près de 40 ans un des défis majeurs de la spectroscopie des hadrons.

| $n^{2s+1}\ell_J$ | J^{PC} | $ l=1$ $u\bar{d}, \bar{u}d, \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{d}\bar{d} - u\bar{u})$ | $ l=\frac{1}{2} $ $u\bar{s}, \bar{d}s; \bar{d}s, -\bar{u}s$ | $ l=0 $ f' | $ l=0 $ f |
|------------------|----------|---|--|-----------------|------------------|
| 1^1S_0 | 0^{-+} | π | K | η | $\eta'(958)$ |
| 1^3S_1 | 1^{--} | $\rho(770)$ | $K^*(892)$ | $\phi(1020)$ | $\omega(782)$ |
| 1^1P_1 | 1^{+-} | $a_1(1235)$ | K_{1B}^\dagger | $h_1(1380)$ | $h_1(1170)$ |
| 1^3P_0 | 0^{++} | $a_0(1450)$ | $K_0^*(1430)$ | $f_0(1710)$ | $f_0(1370)$ |
| 1^3P_1 | 1^{++} | $a_1(1260)$ | K_{1A}^\dagger | $f_1(1420)$ | $f_1(1285)$ |
| 1^3P_2 | 2^{++} | $a_2(1320)$ | $K_2^*(1430)$ | $f'_2(1525)$ | $f_2(1270)$ |
| 1^1D_2 | 2^{-+} | $\pi_2(1670)$ | $K_2(1770)^\dagger$ | $\eta_2(1870)$ | $\eta_2(1645)$ |
| 1^3D_1 | 1^{--} | $\rho(1700)$ | $K^*(1680)$ | | $\omega(1650)$ |
| 1^3D_2 | 2^{--} | | $K_2(1820)$ | | |
| 1^3D_3 | 3^{--} | $\rho_3(1690)$ | $K_3^*(1780)$ | $\phi_3(1850)$ | $\omega_3(1670)$ |
| 1^3F_4 | 4^{++} | $a_4(2040)$ | $K_4^*(2045)$ | | $f_4(2050)$ |
| 1^3G_5 | 5^{--} | $\rho_5(2350)$ | $K_5^*(2380)$ | | |
| 1^3H_6 | 6^{++} | $a_6(2450)$ | | | $f_6(2510)$ |
| 2^1S_0 | 0^{-+} | $\pi(1300)$ | $K(1460)$ | $\eta(1475)$ | $\eta(1295)$ |
| 2^3S_1 | 1^{--} | $\rho(1450)$ | $K^*(1410)$ | $\phi(1680)$ | $\omega(1420)$ |

FIGURE 1.4 – Table de correspondance des états $q\bar{q}$ prédits par le modèle des quarks avec les mésons légers observés expérimentalement. Les nombres quantiques n , s , l et J désignent respectivement l'excitation radiale de la paire, le spin, le moment angulaire orbital et le moment angulaire total de la paire $q\bar{q}$.

1.3 Les sections efficaces

La probabilité de produire un certain processus physique s'exprime en terme de section efficace.

On considère une réaction $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + \dots + n + 2$ entre les particules 1 et 2 donnant lieu à n particules dans l'état final.

La probabilité d'apparition d'un phénomène est souvent étudiée dans un domaine d'espace de phase restreint. Il faut définir pour cela la section efficace différentielle $d\sigma$ [1] :

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4 |\mathcal{A}|^2}{4\sqrt{(p_1.p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} \times d\Phi_n(p_1 + p_2; p_3, \dots, p_{n+2}), \quad (1.9)$$

avec :

- p_i l'impulsion de la particule i ,
- m_i la masse de la particule i ,
- $d\Phi_n(p_1 + p_2; p_3, \dots, p_{n+2})$ un volume infinitésimal de l'espace de phase (p_3, \dots, p_{n+2}) .
- $|\mathcal{A}|^2$ l'amplitude invariante au carré, avec \mathcal{A} à valeur complexe ($\mathcal{A} \in \mathbb{C}$). Ce dernier terme est spécifique d'un processus physique et se calcule à partir du diagramme de Feynman associé. Ce diagramme se construit à partir de connections entre lignes extérieures, qui représentent les particules de l'état initial ou de l'état final, et lignes internes, appelées propagateurs, formant des points d'interaction ou *vertex*. Les règles de Feynman, établies à partir du lagrangien, spécifient la contribution de chaque élément de ce diagramme au calcul de l'amplitude.

Chapitre 2

L'électroproduction de méson

Ce chapitre est consacré à la théorie de l'électroproduction de méson. Deux types de mécanismes sont exposés : le mécanisme d'échange de particules et la production de méson profondément virtuelle (*Deeply Virtual Meson Production*). Nous nous intéresserons ensuite au cas de la production des mésons f_0 et f_2 , en examinant l'état actuel des connaissances sur ces deux particules.

2.1 Cinématique de la réaction

On distingue deux types de processus de diffusion : les processus inclusifs et les processus exclusifs. Dans le premier cas, l'état final est connue partiellement. On désigne par X la partie inconnue de l'état final. Dans un processus exclusif, la totalité des particules constituant l'état final est déterminée.

La réaction étudiée dans ce travail est l'électroproduction exclusive d'un méson M de masse m_M sur un nucléon N de masse m_N . Elle s'écrit symboliquement :

$$e(k) + N(p) \rightarrow e'(k') + N'(p') + M(p_M), \quad (2.1)$$

où les variables entre parenthèses désignent les quadrivecteurs associées aux particules. L'interaction entre un électron et le nucléon s'effectue de manière dominante par l'échange d'un photon virtuel γ^* :

$$\gamma^*(q) + N(p) \rightarrow N'(p') + M(p_M) \quad (2.2)$$

q est la quadri-impulsion du photon virtuel :

$$q = k - k' \quad (2.3)$$

où k et k' désignent les quadrivecteurs de l'électron du faisceau et de celui diffusé, respectivement.

Ainsi, l'électroproduction $\gamma^*N \rightarrow N'M$ est décrite par la réaction à deux corps (figure 2.1) :

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 \quad (2.4)$$

où 1 désigne le photon virtuel, 2 le nucleon de cible N , 3 le méson M et 4 le nucléon de recul N' .

L'état final de l'électroproduction exclusive (équation (2.1)) est décrit par 5 variables cinématiques indépendantes : 4 composantes du quadri-vecteur énergie-impulsion \times 3 particules de l'état final, moins 3 équations de couches de masse ($E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$) moins les 4 équations de conservation énergie-impulsion. Dans le cas où aucune polarisation particulière

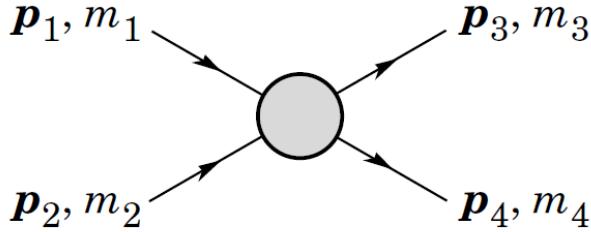


FIGURE 2.1 – Définitions des variables pour la réaction à deux corps $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$.

de l'électron ou du nucléon n'est considérée, l'angle azimutal de l'électron diffusé n'est plus qu'une variable muette. Il ne reste alors que 4 variables cinématiques indépendantes. En privilégiant l'utilisation de quantités invariantes de Lorentz, on définit les variables cinématiques suivantes, représentées dans la figure 2.2 :

- La virtualité du photon :

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) , \quad (2.5)$$

θ est l'angle polaire de diffusion de l'électron. E et E' sont les énergies de l'électron incident et diffusé, respectivement. Le principe d'incertitude d'Heisenberg ($\Delta E \Delta t \leq \hbar/2$) permet l'existence d'une particule virtuelle pendant une durée Δt suffisamment courte. Ici, le photon virtuel est doté d'une masse Q^2 négative afin que la conservation-énergie impulsion soit respectée.

Q^2 définit la résolution de la sonde électromagnétique, qui s'exprime par la longueur d'onde de de Broglie $\lambda = h/\sqrt{Q^2}$. Plus Q^2 est grand (λ petit), plus on sera sensible au contenu en quarks et gluons du nucléon. À l'inverse, pour des petits Q^2 (λ grand), les quarks et les gluons ne peuvent plus être distingués et le nucléon forme une entité globale.

- L'énergie du photon virtuel ν :

$$\nu = E - E' . \quad (2.6)$$

- La variable de Bjorken :

$$x_B = \frac{Q^2}{2p \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_N \nu} . \quad (2.7)$$

x_B est inversement proportionnelle à W , l'énergie du centre de masse du système $\gamma^* p$:

$$W^2 = (p + q)^2 = m_N^2 + Q^2 \left(\frac{1 - x_B}{x_B} \right) . \quad (2.8)$$

Dans la réaction de diffusion inclusive *Deeply Inelastic Scattering* (DIS), $ep \rightarrow eX$, x_B correspond à la fraction d'impulsion du nucléon portée par le quark qui interagit avec le photon virtuel.

- Le carré du quadri-vecteur transfert d'impulsion entre le nucléon cible (de quadri-impulsion p) et le nucléon de recul (de quadri-impulsion p') :

$$t = (p' - p)^2 . \quad (2.9)$$

t quantifie la dureté de l'impact. Un paramètre d'impact entre la sonde et le nucléon, proportionnel à $1/\sqrt{-t}$, peut être défini. Les petites valeurs de t correspondent à des collisions périphériques tandis que des grandes valeurs de t correspondent à des collisions centrales.

- L'angle Φ entre le plan leptonique, formé par les impulsions du photon virtuel γ^* et de l'électron diffusé e' , et le plan hadronique, formé par les impulsions de γ^* et du nucléon de recul N' .

Si le méson décroît en une paire $\pi^+\pi^-$ (comme c'est le cas du f_0 et du f_2), 3 variables supplémentaires doivent être considérées. On choisit ici les variables suivantes :

- La masse invariante des deux pions :

$$M_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{(p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2} \quad (2.10)$$

où p_{π^+} et p_{π^-} désignent les quadrivecteurs du π^+ et du π^- , respectivement.

- θ_{π^+} et ϕ_{π^+} , les angles de décroissance du π^+ dans le référentiel du méson au repos.

Dans ce travail, ces angles sont définis dans le référentiel d'hélicité ; il s'agit du référentiel du méson au repos, dans lequel l'axe z est défini par la direction du méson dans le référentiel du centre de masse du système γ^*N . Par la suite, on dénommera $\cos \theta_{HS}$ et ϕ_{HS} les angles du π^+ de décroissance dans le référentiel d'hélicité.

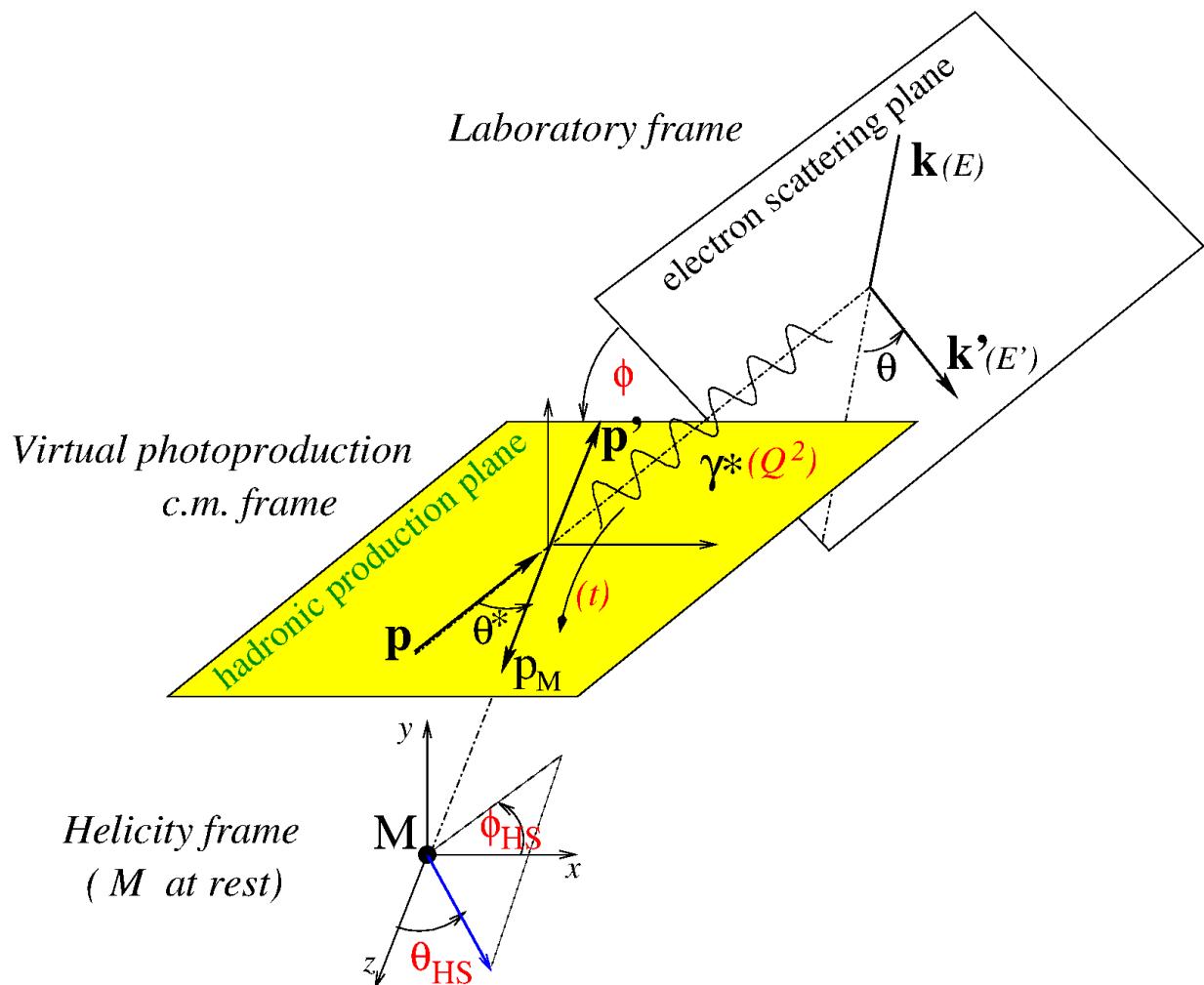


FIGURE 2.2 – Cinématique de l'électroproduction du méson exclusif M sur le nucléon N dans le référentiel d'hélicité. Les variables cinématiques en rouge repèrent celles utilisées pour décrire la réaction.

2.2 Degrés de liberté hadroniques

A faible Q^2 , la sonde électromagnétique ne permet pas de résoudre les interactions à l'échelle d'un quark. Dans ce cadre, l'électroproduction est décrite en terme de mécanisme d'échange de particules.

2.2.1 Mécanisme d'échange de particules

Plusieurs diagrammes de Feynman (figure 2.3) peuvent être formés à partir de la réaction $\gamma^* N \rightarrow N' M$, correspondant aux différentes manières de connecter l'état initial (γ^*, p) à l'état final (p', M).

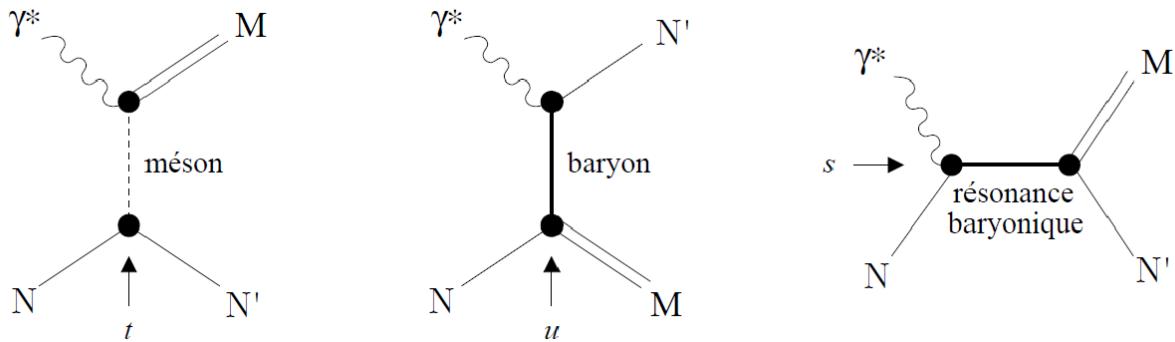


FIGURE 2.3 – Diagrammes d'échange de particules dans les voies t , u et s pour la réaction d'électroproduction du méson.

Ces diagrammes décrivent l'interaction entre le photon virtuel γ^* et le nucléon p par l'échange de hadrons dans les voies t, u ou s . Les voies t , u et s se réfèrent aux variables de Mandelstam. Il s'agit des variables invariantes de Lorentz qui définissent le quadrivecteur du propagateur, connectant les particules de l'état final et de l'état initial :

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (q - p_M)^2 = (p' - p)^2 , \quad (2.11)$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (q - p')^2 = (p_M - p)^2 , \quad (2.12)$$

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (q + p)^2 = (p_M + p')^2 \quad (2.13)$$

Les trois variables de Mandelstam satisfont la relation :

$$s + t + u = \sum_i m_i^2 , \quad (2.14)$$

où m_i sont les masses des 4 particules impliquées dans la réaction. Donc seules 2 variables de Mandelstam sont nécessaires pour décrire complètement la réaction. La conservation des nombres quantiques (charge, spin, parité etc...) impose la nature des mésons échangés dans la voie t et des baryons échangés dans les voies u et s .

L'amplitude A de chaque diagramme de la figure 2.3 peut se factoriser de la manière suivante :

$$A \propto g V P g' V' , \quad (2.15)$$

où

- g et g' sont des constantes de couplage électromagnétique et hadronique respectivement,
- V et V' sont les facteurs de vertex. Dans le cas de particules fondamentales, ces facteurs dépendent des spins des trois particules au vertex et se calculent par les règles de Feynman de la théorie de champs quantique décrivant l'interaction au vertex. Dans le cas de particules non ponctuelles (comme le nucléon ou les mésons), un facteur de forme dépendant de Q^2 ou t peut être introduit.
- P est le propagateur qui correspond à la particule échangée.

Les constantes g et g' sont des scalaires, tandis que V , V' et P sont des tenseurs d'ordre 1 (vecteurs) ou 2 (matrices). Nous allons examiner les propriétés des différentes voies.

Dans la voie s , le propagateur P est de la forme $P \propto \frac{1}{s-m_{N^*}}$, où m_{N^*} est la masse du baryon échangé. Lorsque $s = m_{N^*}^2$, l'amplitude est maximale, faisant apparaître un pic dans le spectre de section efficace ; m_{N^*} est appelé un pôle de l'amplitude. Si le baryon forme une résonance alors le propagateur devient $P \propto \frac{1}{s-m_{N^*}+i\Gamma m_{N^*}}$, où le terme $i\Gamma m_{N^*}$ tient compte de la largeur de la résonance. Un tel propagateur génère des structures (« bosses ») dans la section efficace totale en fonction de s . Dans la section efficace de photoproduction sur le proton (figure 2.4), par exemple, on observe effectivement plusieurs résonances baryoniques qui s'atténuent avec l'énergie jusqu'à disparaître à partir de $\sqrt{s} \simeq 2$ GeV, donnant lieu à un continuum. Le seuil de production du f_0 (respectivement f_2) se situant à $W \sim 1.9$ GeV ($W \sim 2.2$ GeV), la production de ces mésons est localisée dans la région du continuum de s .

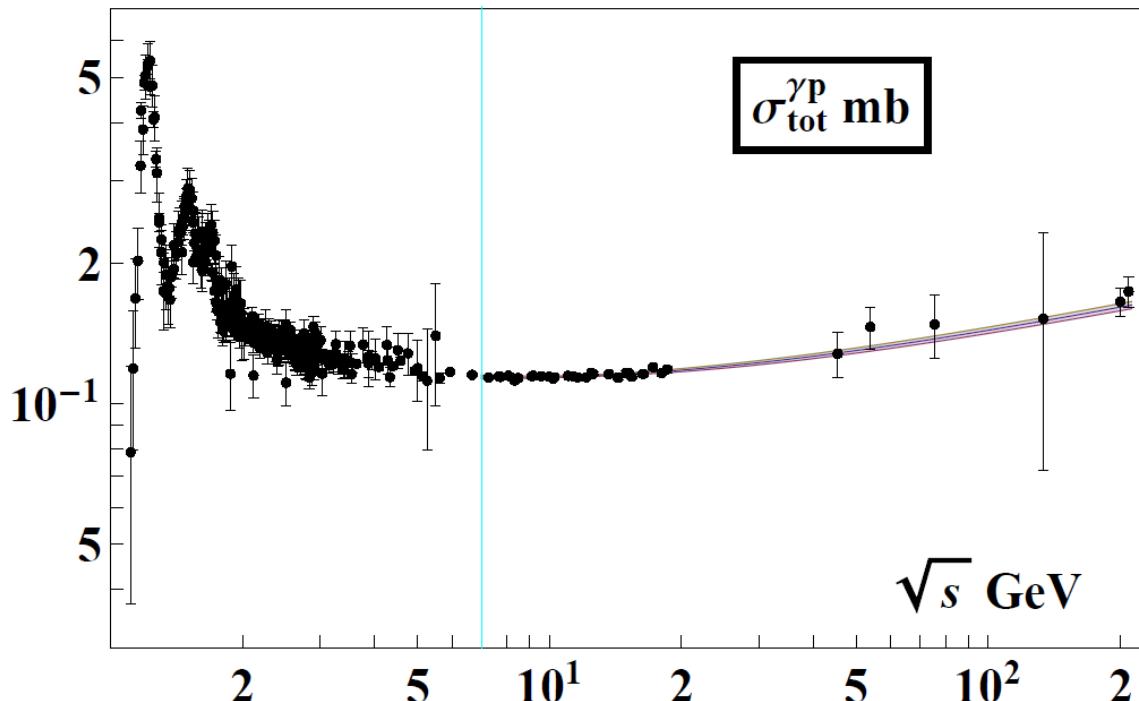


FIGURE 2.4 – Section efficace totale de photoproduction sur le proton en fonction de l'énergie \sqrt{s} du proton dans le laboratoire [1].

Dans la voie t , le propagateur de Feynman est de la forme $P \propto \frac{1}{t-\mu^2}$ où μ est la masse du méson échangé. Les valeurs physiques accessibles pour t sont toujours négatives et comprises entre deux valeurs limites t_{min} et t_{max} définies par :

$$t_{min} = \frac{m_M^4}{4s} - \left\{ \frac{s - m_N^2}{2\sqrt{s}} - \sqrt{\left(\frac{s + m_M^2 - m_N^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_M^2} \right\}^2, \quad (2.16)$$

$$t_{max} = \frac{m_M^4}{4s} + \left\{ \frac{s - m_N^2}{2\sqrt{s}} - \sqrt{\left(\frac{s + m_M^2 - m_N^2}{2\sqrt{s}} \right)^2 - m_M^2} \right\}^2, \quad (2.17)$$

où on rappelle que m_M et m_N sont les masses du méson et du nucléon respectivement. Comme t est toujours négatif, le pôle μ^2 n'est jamais atteint ; la voie t est toujours « hors couche de masse ». Soit θ^* l'angle de la particule échangée entre le méson produit et le photon incident. Dans l'approximation où $m_M = m_N = m$, la relation entre t et θ_t s'écrit [4] :

$$\frac{-2t}{s - 4m^2} = 1 - \cos \theta^*. \quad (2.18)$$

Dans la région physique $s \geq 4m^2$, les petits t correspondent aux angles avants ($\cos \theta^* \rightarrow 1$) et les grands t aux angles arrières ($\cos \theta^* \rightarrow -1$).

Dans la voie u , le propagateur est de la forme $P \propto \frac{1}{u-m_{N^*}^2}$, où m_{N^*} est la masse du nucléon ou de la résonance baryonique échangée. Comme les masses des mésons échangés sont plus faibles que celle des baryons, les pôles de la voie t sont plus proches de la région physique ($t < 0$) que ne le sont ceux de la voie u . Par conséquent, on s'attend à ce que le diagramme de la voie u contribue peu aux sections efficaces totales par rapport à la voie t . Il paraît donc légitime de ne garder que les diagrammes d'échange de mésons dans la voie t dans le calcul de l'amplitude.

2.2.2 Théorie de Regge

L'approche théorique d'une réaction confère des contraintes particulières à son amplitude. On considère les réactions suivantes :

1. La réaction de voie s $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$ (figure 2.1), dont l'énergie de centre de masse au carré vaut s . Son amplitude est notée $A^s(s, t)$.
2. La réaction croisée de voie t , $1 + \bar{3} \rightarrow \bar{2} + 4$, dont l'énergie de centre de masse au carré vaut t . Son amplitude est notée $A^t(s, t)$.
3. La réaction croisée de voie u , $1 + \bar{4} \rightarrow \bar{2} + 3$, dont l'énergie de centre de masse au carré vaut u . Son amplitude est notée $A^u(s, t)$.

D'après la propriété de croisement, les amplitudes $A^u(s, t)$, $A^s(s, t)$ et $A^t(s, t)$ de réaction sont décrites par une seule fonction analytique. L'amplitude invariante de la réaction peut donc s'écrire $A(s, t)$. Les processus physiques sont décrits par cette amplitude pour s et t réels. Afin de rendre compte de la description des réactions croisées, il est nécessaire de considérer l'amplitude $A(s, t)$ comme fonction de variables s et t à valeur complexe. L'étude de l'analyticité de $A(s, t)$ est nécessaire, car le lien entre les différentes régions physiques s'effectue par le passage dans un domaine complexe (non physique) du plan (s, t) .

La théorie de Regge [6] s'appuie sur ces propriétés fondamentales : l'analyticité et la propriété de croisement. Il faut d'abord considérer le développement de l'amplitude selon des ondes partielles dans la réaction croisée t :

$$A(s, t) \propto \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_l(t) P_l(\cos \theta_t), \quad (2.19)$$

où l est le moment angulaire orbital, θ_t est l'angle formé entre les particules 1 et $\bar{2}$, $P_l(\cos \theta_t)$ est le polynôme de Legendre associé et $f_l(t)$ est défini par :

$$f_l(t) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 P_l(\cos \theta_t) A(s, t) d\cos \theta_t \quad (2.20)$$

La région physique de cette réaction est $t > 0$ et $s < 0$. Pour respecter la propriété de croisement, cette amplitude doit décrire également la réaction de voie s ($s > 0$). Cependant, pour évaluer l'amplitude de la région $t < 0$ dans la région $s > 0$, le prolongement analytique de (2.19) est requis. Dans la théorie de Regge, le moment orbital l est considéré comme un paramètre complexe :

$$f_l(t) \rightarrow f(l, t). \quad (2.21)$$

L'amplitude (2.19), avec la paramétrisation (2.21), peut être réécrite comme une intégrale¹ dans le plan complexe l , par la transformation de Sommerfeld-Watson [7]. Dans la limite $s \gg t$, l'amplitude s'écrit alors :

$$A(s, t) \simeq \sum_n \frac{\beta_n(t)(-1)^{\alpha_n(t)}}{\sin(\pi\alpha_n(t))} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_n(t)}, \quad (2.22)$$

Où $s_0 \simeq 1$ GeV est l'échelle de masse hadronique, $\beta_n(t)$ est un facteur de couplage, lié au résidu du n-ième pôle de $f(l, t)$. Les fonctions complexes $\alpha_n(t)$, qui donnent la position du n-ième pôle en t , sont appelées les « trajectoires de Regge ». Quand la partie réelle $\alpha_n(t)$ prend une valeur entière J , cela correspond à une résonance physique de masse $m^2 = t$ et de spin J . De fait, la théorie de Regge repose sur l'observation que les particules semblent appartenir à des familles (« trajectoires de Regge ») ayant les mêmes nombres quantiques sauf la parité et le spin. En effet, les observations (figure 2.5) établissent qu'il existe une relation linéaire entre le spin et la masse carrée t des particules d'une même famille : $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha't$. C'est donc toute une trajectoire de particules qui est échangée dans un processus et non pas des particules individuelles.

1. Il est plus facile d'analyser les prolongements analytiques de $A(s, t)$ en tant qu'intégrale sur le plan complexe que sur la série (2.19), où on risque de prolonger l'amplitude dans un domaine où la série ne converge pas.

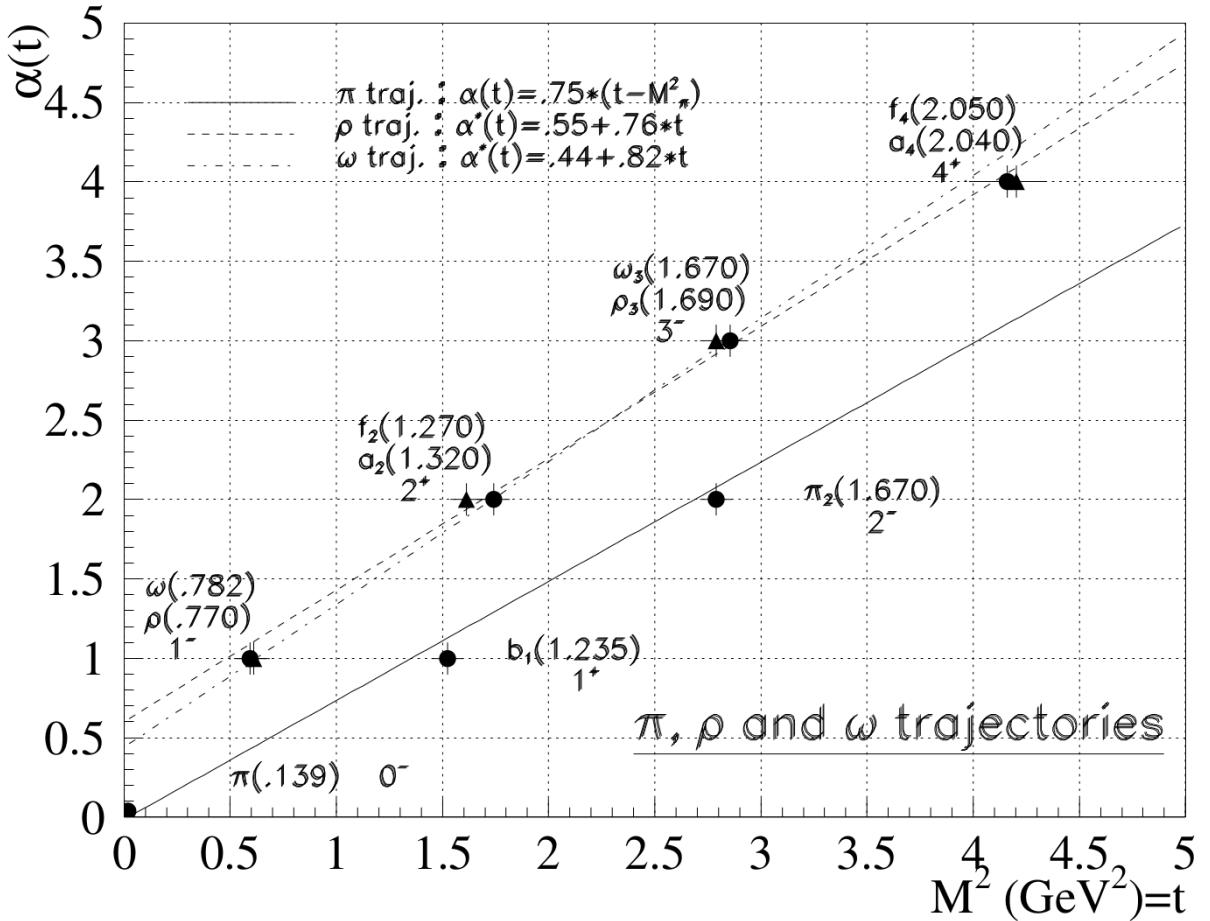


FIGURE 2.5 – Les trajectoires de Regge associées aux mésons π , ρ et ω . Les trajectoires sont approximées par des droites.

2.2.3 Le modèle JML

Compte tenu de la dominance du diagramme d'échange de voie t (figure 2.3) dans la réaction $\gamma^*N \rightarrow N'M$, il est envisageable de calculer et sommer les diagrammes voie t correspondant aux divers mésons échangés et ayant des nombres quantiques autorisés. Cependant, les vertex de Feynman V de l'équation (2.15) ont une dépendance en énergie selon $(E_\gamma)^J$ où E_γ est l'énergie du photon incident et J le spin de la particule échangée. Ainsi, lorsqu'il y a échange de méson de spin $J \geq 1$, les sections efficaces augmentent avec l'énergie \sqrt{s} ($A \propto |s|^J$), ce qui est clairement en contradiction avec les observations expérimentales.

Pour résoudre ce problème, le modèle de Jean-Marc Laget (JML) [8] [9] propose d'incorporer la théorie de Regge (« reggéiser ») dans les calculs de diagrammes de la figure 2.3, en prenant en compte l'invariance de jauge. L'échange de particules de grande masse et de grand spin dans les voies t (et u) est naturellement pris en compte. Les fonctions de vertex V de l'équation (2.15) sont alors calculées pour la particule de plus bas spin de la trajectoire. La théorie de Regge prédit que le propagateur P du diagramme est proportionnel à $s^{\alpha(t)}$. Par exemple, le propagateur de Regge du pion s'exprime par :

$$P_{\text{Regge}}^\pi = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\pi(t)} \frac{\pi \alpha'_\pi}{\sin(\pi \alpha_\pi(t))} \frac{S_\pi + e^{-i\pi} \alpha_\pi(t)}{2} \frac{1}{\Gamma(1 + \alpha_\pi(t))}, \quad (2.23)$$

où $\alpha_\pi(t) = 0.7(t - m_\pi^2)$ est la trajectoire du pion, s_0 est une échelle de masse, et la signature $S = \pm 1$, qui caractérise les nombres quantiques des particules de la trajectoire. Dans le modèle JML, le propagateur de Feynman évalué au pôle est égal au propagateur de Regge. Dans l'équation (2.15), seules les constantes de couplages g et g' aux vertex sont des paramètres libres du modèle. La section efficace totale est proportionnelle à $s^{\alpha(0)-1}$. En général, l'intercept $\alpha(0)$ est inférieur à 1 (figure 2.5), ce qui donne une dépendance en énergie des sections efficaces décroissante, conformément à l'expérience.

2.3 Degrés de liberté partoniques et distributions de partons généralisés (GPDs)

A grand Q^2 , la sonde électromagnétique devient sensible aux interactions à l'échelle des quarks ; l'électroproduction est décrite ici en termes de « degrés de liberté partoniques ».

2.3.1 Factorisation de l'électroproduction de méson

Il a été démontré [11] que l'amplitude dominante pour l'électroproduction exclusive de méson dans le régime de Bjorken ($Q^2, \nu \rightarrow \infty$ et $x_B = \frac{Q^2}{2pq}$ fixé), pour $t \ll Q^2$ et pour des photons virtuels polarisés longitudinalement, peut être factorisée selon le diagramme du « sac à main », illustré dans la figure 2.6.

Ce diagramme consiste en une partie « dure » (en haut à gauche de la figure), calculable par QCD perturbative, qui décrit l'interaction entre le photon virtuel et un quark du nucléon, une partie « molle » qui décrit la structure non perturbative du nucléon (en bas), et une autre partie non perturbative décrivant la production du méson (en haut à droite).

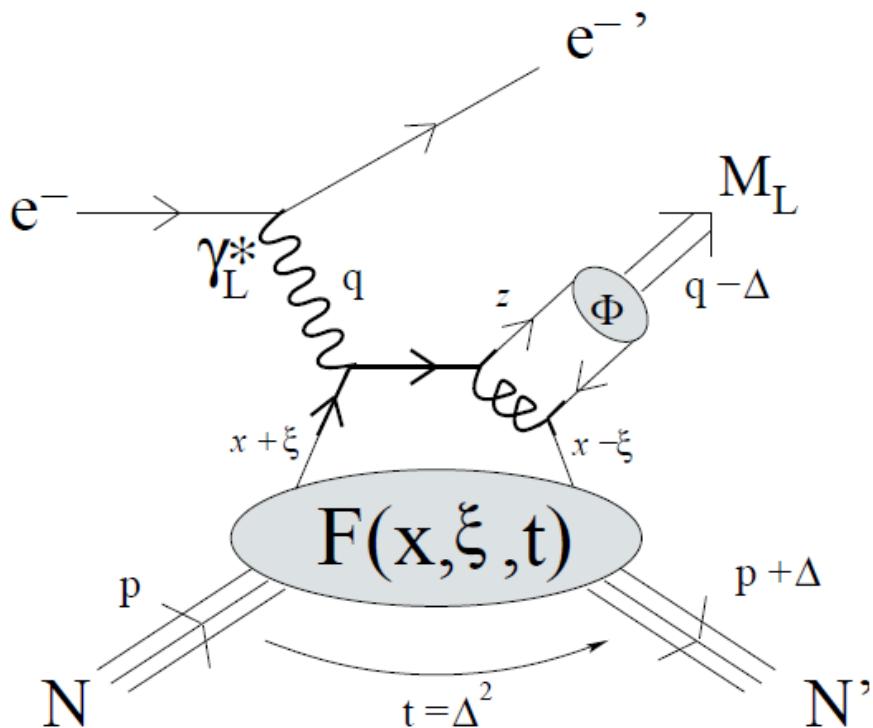


FIGURE 2.6 – Diagramme du « sac à main » pour l'électroproduction de méson profondément virtuelle.

Le diagramme du « sac à main » se calcule dans le référentiel dit du « cône de lumière », illustré dans la figure 2.7. Le référentiel est défini par les composantes « + » et « - » :

$$a^\pm = (a^0 \pm a^3)/\sqrt{2} . \quad (2.24)$$

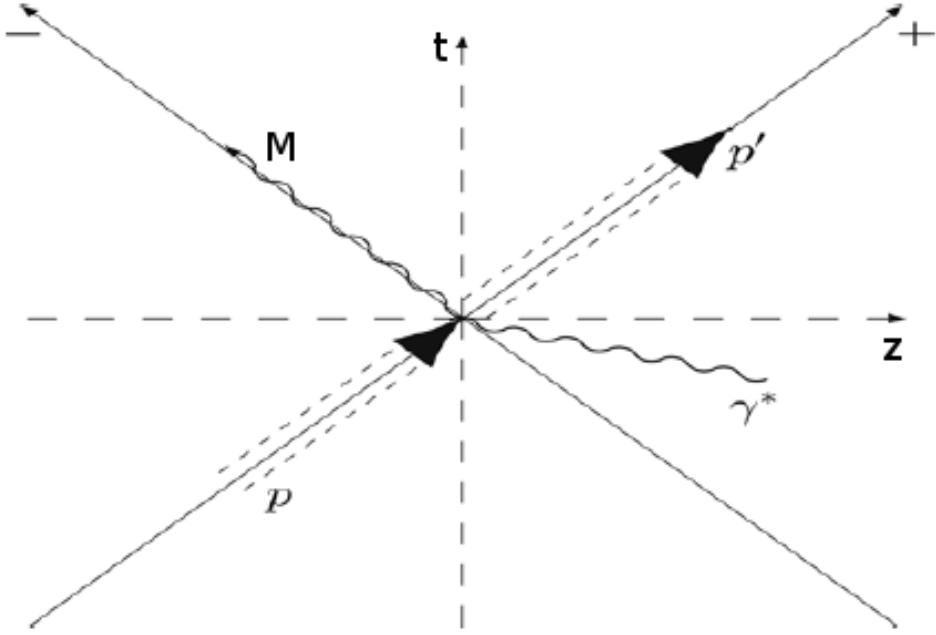


FIGURE 2.7 – Référentiel du cône de lumière pour la production exclusive de méson. La coordonnée a^0 est désignée ici par le temps t , et a^3 par la coordonnée spatiale z . En négligeant la masse des particules en jeu, les protons incident et de recul se déplacent suivant les z positif à la vitesse de la lumière (axe « + »). Le méson produit se déplace à la vitesse de la lumière dans la direction des z négatifs (axe « - »). Le photon virtuel se déplace dans la direction des z positifs à une vitesse supérieure à celle lumière, en raison de sa masse Q^2 négative : il est donc en dehors du cône de lumière et possède deux composantes « + » et « - ».

Dans ce repère, le théorème de factorisation permet alors d'écrire l'amplitude longitudinale de l'électroproduction exclusive de méson :

$$A_L = -\frac{2ie}{9} \left(\int_0^1 dz \frac{\phi(z)}{z} \right) \frac{4\pi\alpha_S(Q^2)}{Q} \int_{-1}^{+1} dx \left\{ \left[\frac{1}{x - \xi + i\epsilon} + \frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \right] F(x, \xi, t) \right\}, \quad (2.25)$$

où

- x est la fraction d'impulsion, définie par [12] : $k^+ = xP^+ = x(p + p')/2$ où k est l'impulsion du quark provenant du nucléon cible et $P = \frac{p+p'}{2}$.
- $\Delta = p' - p$ est le quadrivecteur de transfert d'impulsion du nucléon, comme défini dans l'équation (2.9).
- ξ est définie par $\Delta^+ = -2\xi P^+$, où Δ^+ est la composante + (longitudinale) du transfert d'impulsion ($p' - p$). Dans la limite de Bjorken et $t \ll Q^2$, $2\xi \rightarrow \frac{x_B}{1-x_B/2}$.
- La variable $t = \Delta^2$, est le carré du transfert d'impulsion entre le nucléon initial et le nucléon final.
- $\frac{1}{x-\xi+i\epsilon} + \frac{1}{x+\xi-i\epsilon}$ est la somme des propagateurs des quarks associés, respectivement, au terme direct et croisé.
- La distribution d'amplitude $\phi(z)$ décrit la probabilité pour un quark et un antiquark d'impulsions respectives zp_M et $(1-z)p_M$ de former un méson d'impulsion p_M . Le terme $\frac{4\pi\alpha_S(Q^2)}{Q}$ provient de l'échange de gluon nécessaire pour former le méson.

- $F(x, \xi, t)$ représente la fonction de structure non perturbative du nucléon et se décompose en terme de 4 fonctions $H_M^N, \tilde{H}_M^N, E_M^N, \tilde{E}_M^N$ appelées distributions de partons généralisées (GPDs).

Pour les mésons vecteurs, la décomposition est [13] :

$$F(x, \xi, t) = H_M^N(x, \xi, t)\bar{N}(p')\gamma^+ N(p) + E_M^N(x, \xi, t)\bar{N}(p')i\sigma^{\kappa\lambda}\frac{n_\kappa\Delta_\lambda}{2m_N}N(p), \quad (2.26)$$

où n_κ désigne les coordonnées du quadrivecteur du méson dans le référentiel du cône de lumière.

Pour les mésons pseudoscalaires :

$$F(x, \xi, t) = \tilde{H}_M^N(x, \xi, t)\bar{N}(p')\gamma^+\gamma^5 N(p) + \tilde{E}_M^N(x, \xi, t)\bar{N}(p')\gamma^5\frac{\Delta^+}{2m_N}N(p). \quad (2.27)$$

En ce qui concerne les mésons scalaires (comme le f_0), la seule différence avec le cas pseudoscalaire est l'absence de la matrice γ^5 dans la distribution d'amplitude et la factorisation est encore applicable.

La situation pour les mésons tenseurs (comme le f_2) est plus complexe, car la factorisation dépend de son état d'hélicité λ :

- Pour $\lambda = 0$, la situation est identique à l'électroproduction longitudinale d'un méson vecteur.
- Pour $\lambda = \pm 1$, la factorisation n'est pas démontrée.
- Pour $\lambda = \pm 2$, la distribution d'amplitude a deux composantes : une composante $q\bar{q}$ conventionnelle et une contribution à 2 gluons (voir figure 2.8 à gauche). Cela signifie qu'il existe un autre type de diagramme de « sac à main » (figure 2.8 à droite) qui domine celui illustré dans la figure 2.6, selon les références [15] et [16].

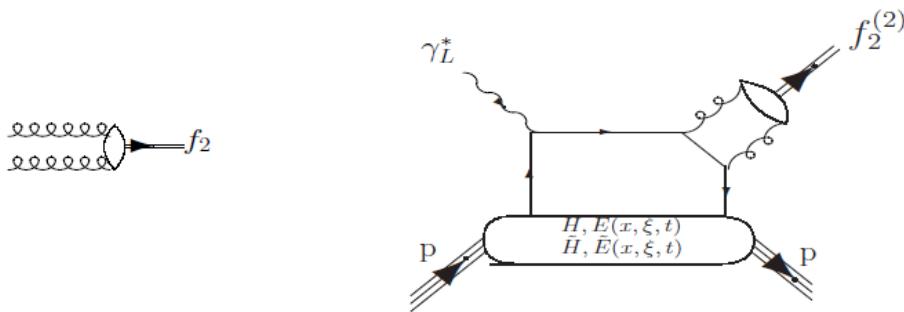


FIGURE 2.8 – A gauche : contribution gluonique à la distribution d'amplitude du f_2 . A droite : diagramme dominant pour l'électroproduction exclusive sur le proton d'un f_2 d'état d'hélicité $\lambda = \pm 2$ sur le proton.

2.3.2 Propriétés des GPDs

Les GPDs $H_M^N, \tilde{H}_M^N, E_M^N, \tilde{E}_M^N$ sont elles-mêmes des combinaisons des GPDs $H^q, \tilde{H}^q, E^q, \tilde{E}^q$, où q désigne la saveur du quark. La production d'un méson M particulier est sensible à

une combinaison particulière de saveurs de quarks dans le nucléon. Ainsi, pour déterminer les GPDs $H^q, \tilde{H}^q, E^q, \tilde{E}^q$, il faut mesurer $H_M^N, \tilde{H}_M^N, E_M^N, \tilde{E}_M^N$ pour différents M produits afin d'effectuer une séparation des saveurs.

Les GPDs $H^q, \tilde{H}^q, E^q, \tilde{E}^q(x, \xi, t)$ décrivent l'amplitude de probabilité de trouver un quark du nucléon avec une fraction d'impulsion longitudinale $x + \xi$ à l'état initial qui, par rayonnement d'un gluon, forme à l'état final une paire $q\bar{q}$ où \bar{q} porte une fraction d'impulsion longitudinale $x - \xi$. Lors du processus, le nucléon a subit un recul d'impulsion représenté par Δ^2 .

Les 4 GPDs se distinguent par la configuration d'hélicité du quark diffusé et du nucléon avant et après interaction, comme l'illustre la figure 2.9.

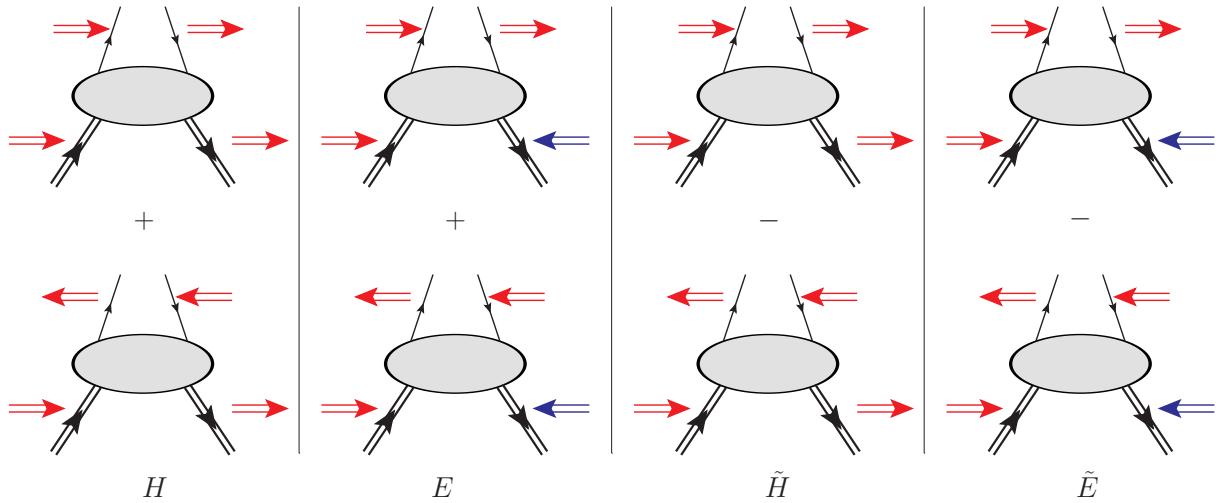


FIGURE 2.9 – Schéma des différentes configurations d'hélicité des GPDs. L'hélicité du quark et du nucléon à l'état initial et à l'état final sont représentées respectivement dans la partie haute et dans la partie basse de chaque diagramme.

Les GPDs H^q et \tilde{H}^q correspondent à des configurations où l'hélicité du nucléon est conservée entre l'état initial et l'état final, tandis que dans E^q et \tilde{E}^q il y a une inversion de l'hélicité du nucléon. Ensuite, chaque GPD est la combinaison des différents états d'hélicité pris par le quark².

Les GPDs sont riches en information sur la structure du nucléon.

Dans le plan (x, t) , les transformées de Fourier de ces fonctions permettent d'établir une corrélation $\rho(x, b_\perp)$ entre l'impulsion longitudinale x et la position transverse b_\perp du quark (figure 2.10).

De plus, la règle de somme de Ji [12] établit une relation entre le premier moment des GPDs et le moment angulaire des quarks de saveur q du nucléon :

$$\forall \xi, \lim_{t \rightarrow 0} \int_{-1}^{+1} dx x [H^q(x, \xi, t) + E^q(x, \xi, t)] = J^q, \quad (2.28)$$

où le spin du nucléon est décomposé selon la relation :

$$\frac{1}{2} = (\frac{1}{2} \Delta \Sigma + L_q) + J_g \equiv J_q + J_g, \quad (2.29)$$

2. L'hélicité du quark est conservée entre l'état initial et l'état final pour les GPDs considérées. Une factorisation plus avancée aboutit à l'apparition de GPDs dites de « transversité », où l'hélicité du quark est modifiée [17],[18].

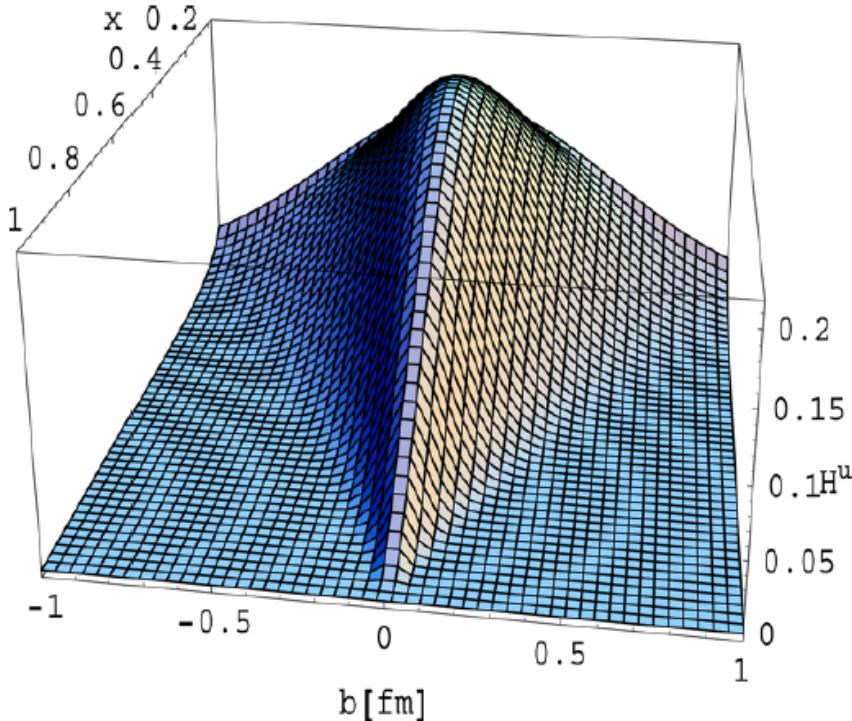


FIGURE 2.10 – La GPD $H^u(x, \xi, t)$ en fonction de la fraction d’impulsion longitudinale x et de la position transverse b_\perp à $\xi = 0$, d’après le modèle VGG [19].

où

- $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ et L_q sont la contribution du spin intrinsèque des quarks et celle de leur moment orbital au spin total du nucléon, respectivement. $\Delta\Sigma$ a été mesuré et est de l’ordre de 20 à 30 % [20].
- J_g est la contribution du moment orbital total des gluons. La contribution du spin des gluons Δg a pu être mesurée et vaut $\Delta g \sim 0$ [22] [23] [24].

2.4 Les mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$

Dans cette section, les propriétés spectroscopiques connues du $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ seront détaillées et on réalisera une revue des résultats récents.

Les mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ sont des mésons légers sans saveur qui se désintègrent tous deux dans le canal $\pi^+\pi^-$ de manière dominante. Les propriétés spectroscopiques de ces deux particules sont présentées dans la table 2.1.

| J^{PC} | f_0 | f_2 |
|-------------------------------------|--------------|-----------------------|
| | 0^{++} | 2^{++} |
| Masse (MeV) | 990 ± 20 | 1275 ± 1.2 |
| Largeur à mi-hauteur Γ (MeV) | 40-100 | 185.1 ± 3 |
| Canal de décroissance dominant | $\pi^+\pi^-$ | $\pi^+\pi^-$ (84.8 %) |
| Première observation | 1973 | 1968 |

TABLE 2.1 – Propriétés spectroscopiques des mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ [1].

Le $f_0(980)$ est probablement l'état le plus énigmatique des 2 considérés. Sa détermination expérimentale est rendue difficile par sa proximité avec le seuil de production $K\bar{K}$. De fait, la détermination de sa largeur à mi-hauteur dépend fortement de la manière d'ajuster la résonance, ce qui a pour conséquence une valeur variant du simple au double selon les analyses [1]. De plus, un autre méson scalaire, le $a_0(980)$, est produit exactement dans la même région de masse et partage certains canaux de désintégration du $f_0(980)$. Plusieurs hypothèses ont été formulées quant à sa véritable nature, sans que les résultats expérimentaux soient encore décisifs [21] : paire $q\bar{q}$, molécule de quarks [25], molécule $K\bar{K}$ [27], glueball [26], voire une combinaison de ces derniers... Un modèle pour la photoproduction $\gamma p \rightarrow p f_0$ du $f_0(980)$ basé sur l'échange de trajectoires de Regge dans la voie t (échanges de mésons) a été développé [28] et aboutit à différentes dépendances de la section efficace différentielle $d\sigma/dt$, selon la nature accordée au f_0 . L'extension de ce modèle à l'électroproduction pourrait également montrer différentes dépendances en Q^2 de la production de f_0 selon sa nature. Jusqu'ici, une telle extension pour le cas du f_0 n'a pas encore été examinée.

Le f_2 est le méson tenseur le plus léger qui peut être produit. A l'inverse du f_0 , le f_2 semble bien s'incorporer dans le modèle des quarks et la forme de la résonance semble être bien décrite par une distribution de Breit-Wigner conventionnelle [29]. Pourtant, il demeure quelques incertitudes selon lesquelles f_2 n'est pas un état $q\bar{q}$ mais plutôt un état intermédiaire produit lors d'interactions méson vecteur-méson vecteur [30]. Jusqu'ici, les deux particules ont été essentiellement étudiées au travers de diffusion πN , collisions e^+e^- et $\gamma\gamma$, ou de la désintégration du J/Ψ notamment.

Peu d'études approfondies ont encore été effectuées à l'aide de la sonde électromagnétique.

Récemment, ces résonances ont été étudiées en photoproduction $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, avec le détecteur CLAS [31]. Les moments de la distribution angulaire du π^+ de décroissance ont été extraits par une analyse en ondes partielles des données expérimentales. Ces moments permettent ensuite de déterminer les amplitudes a_M^L , qui sont liées à la probabilité de produire un π^+ issu d'une particule de moment angulaire orbital L et d'hélicité M , conférant une distribution angulaire caractéristique au π^+ . On parle d'onde S pour les π^+ issus de la décroissance d'une particule de spin 0, d'onde P pour une particule de spin 1, et d'onde D pour une particule de spin 2. La figure 2.11 illustre par exemple l'onde S obtenue. On peut y déceler une structure dans la région de masse $M=980$ MeV, correspondant bien à la résonance $f_0(980)$ (car f_0 est de spin 0 et seuls les états de spin 0 sont considérés dans cette figure). Cependant, la forme de la résonance suggère qu'il existe encore des effets d'interférence entre la résonance et un fond cohérent qui n'a pas pu être complètement éliminé. Il s'agit de la première mesure du $f_0(980)$ réalisée en photoproduction. Enfin, les figures 2.12 et 2.13 montrent les sections efficaces extraites de ces ondes dans la région du f_0 et celle du f_2 respectivement.

Ici, on s'intéresse à la leptoproduction des mésons f_0 et f_2 ³. Il y a encore assez peu d'études concernant la leptoproduction d'un méson ou de l'autre. La collaboration NOMAD, par exemple, a réalisé la mesure de la réaction inclusive $\nu_\mu N \rightarrow \nu_\mu X$ avec faisceau de neutrinos muoniques produits à partir d'un faisceau de 450 GeV/c de protons du SPS

3. La leptoproduction $lp \rightarrow l'p\pi^+\pi^-$ dans l'approximation d'échange à un seul photon, se réécrit $\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ où γ^* est le photon virtuel échangé. Dans ce cadre, la photoproduction $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ peut être vue comme le cas limite $Q^2 = 0$ de la leptoproduction.

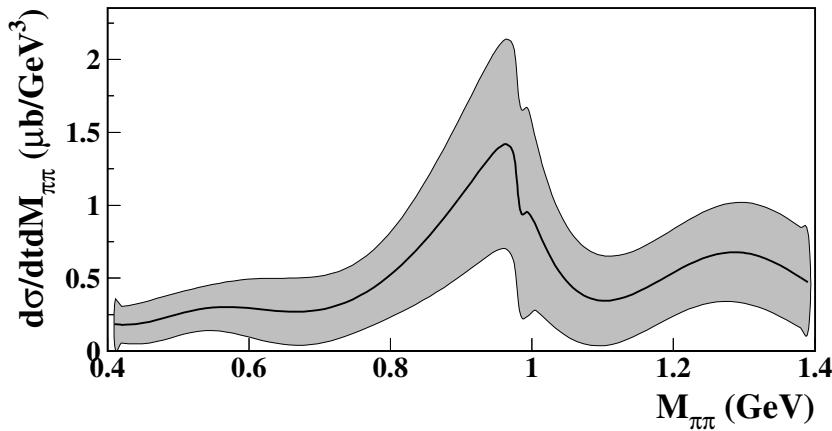


FIGURE 2.11 – Distribution de l’onde S (particule de spin 0 décroissant en $\pi^+\pi^-$) déduite d’un ajustement des moments des distributions angulaires du π^+ pour la photoproduction de deux pions. L’intervalle cinématique est $3.2 < E_\gamma < 3.4$ GeV et $0.5 < -t < 0.6$ GeV^2 . Les incertitudes sont représentées par les bandes grises [31].

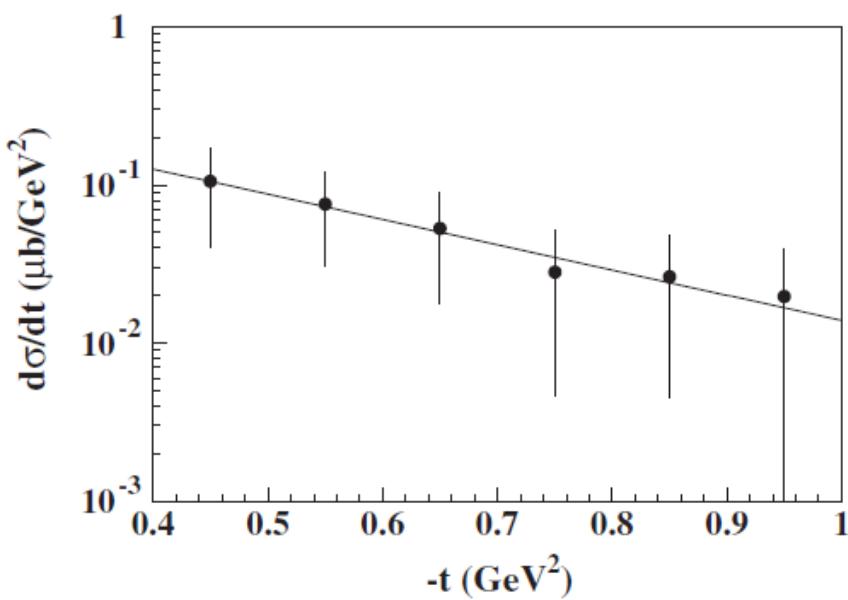


FIGURE 2.12 – Section efficace différentielle $d\sigma/dt$ de photoproduction pour les paires de pions provenant de la décroissance d’une particule de spin 0, dans la région du f_0 ($M_{\pi^+\pi^-} = 0.98 \pm 0.04$ GeV) et pour une énergie du photon $E_\gamma = 3.0 - 3.8$ GeV. La ligne continue correspond à l’ajustement Ae^{Bt} , avec $B = 3.7 \pm 0.4$ GeV^{-2} [31].

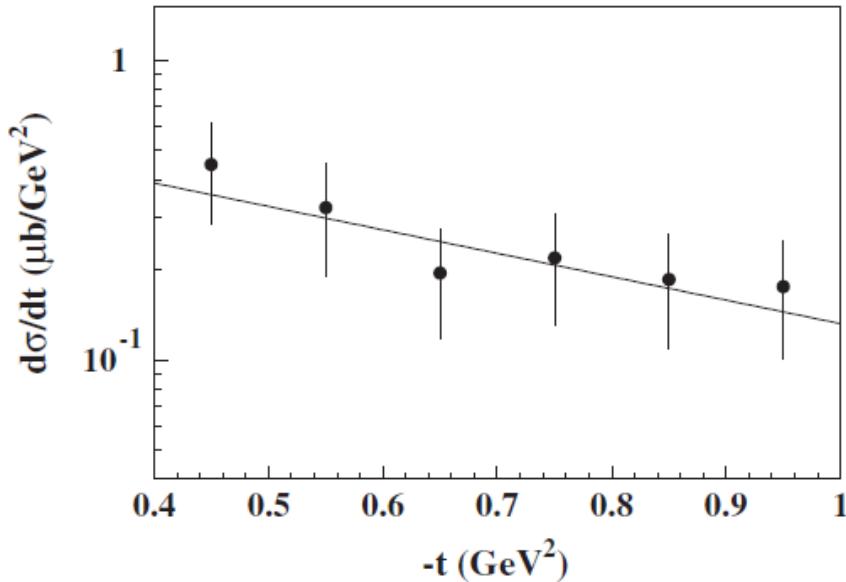


FIGURE 2.13 – Section efficace différentielle $d\sigma/dt$ de photoproduction pour les paires de pions provenant de la décroissance d'une particule de spin 2, dans la région du f_2 ($M_{\pi^+\pi^-} = 1.275 \pm 0.185 \text{ GeV}$) et pour une énergie du photon $E_\gamma = 3.0 - 3.8 \text{ GeV}$. La ligne continue correspond à l'ajustement Ae^{Bt} , avec $B = 1.8 \pm 0.6 \text{ GeV}^{-2}$ [31].

(CERN) [33]. Après soustraction de fond, l'analyse a permis de mettre en évidence les résonances f_0 et f_2 et en tirer leur caractéristiques (voir la figure 2.14). Cependant, les mesures portent directement sur les taux de comptage des données expérimentales et non sur des sections efficaces.

Dans l'expérience HERMES, l'électroproduction semi-inclusive $ep \rightarrow ef_0X$ a été également mesurée [32]. Cette analyse a permis d'établir la dépendance en Q^2 et en P_t^2 (l'impulsion transverse du méson au carré) du nombre d'évènements de f_0 corrigé des inefficacités de détection (acceptance) du détecteur, comme l'illustre la figure 2.15. La distribution en Q^2 est ajustée par la dépendance $(1/Q^2)^\alpha$, où $\alpha = 1.6 \pm 0.2$. De même, la dépendance $e^{-bP_t^2}$ en P_t^2 a été déterminée, ce qui permet de déduire une pente $b = 4.4 \pm 1.2 \text{ GeV}^{-2}$, compatible dans les erreurs avec la mesure de la collaboration NOMAD ($b = 5.3 \pm 0.2 \text{ GeV}^{-2}$ pour $P_t^2 < 0.5 \text{ GeV}^2$).

Par ailleurs, la collaboration HERMES s'est également intéressée aux moments de Legendre dans le canal $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ à $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$, qui sont des quantités sensibles aux interférences des ondes S-P et P-D [34]. Les résultats suggèrent que les interférences entre les ondes S-P, et P-D, dans la région du ρ^0 , sont plus importantes que celles dans la région du $f_0(980)$. En ce qui concerne le f_2 , l'étude semble indiquer que la contribution à la section efficace du f_2 des photons polarisés transversalement est aussi importante que celle des photons polarisés longitudinalement. Rappelons que l'état de polarisation longitudinal du photon virtuel permet une interprétation de la section efficace en terme de GPDs, pour le f_2 d'hélicité 0.

Pour résumer, les mesures d'électroproduction de f_0 et f_2 ont porté jusqu'ici sur les données expérimentales brutes ou des données corrigées d'acceptance, qui est une correction partielle dans la normalisation à une section efficace. Aucune mesure de sections efficaces de l'électroproduction des mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ n'a encore été réalisée.

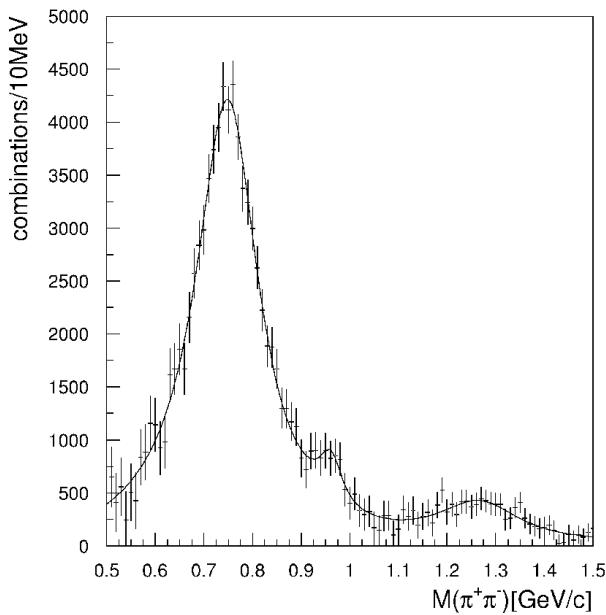


FIGURE 2.14 – Spectre de masse invariante $\pi^+\pi^-$ après soustraction du bruit combinatoire et des projections des différents états de l'analyse inclusive réalisée par la collaboration NOMAD [33].

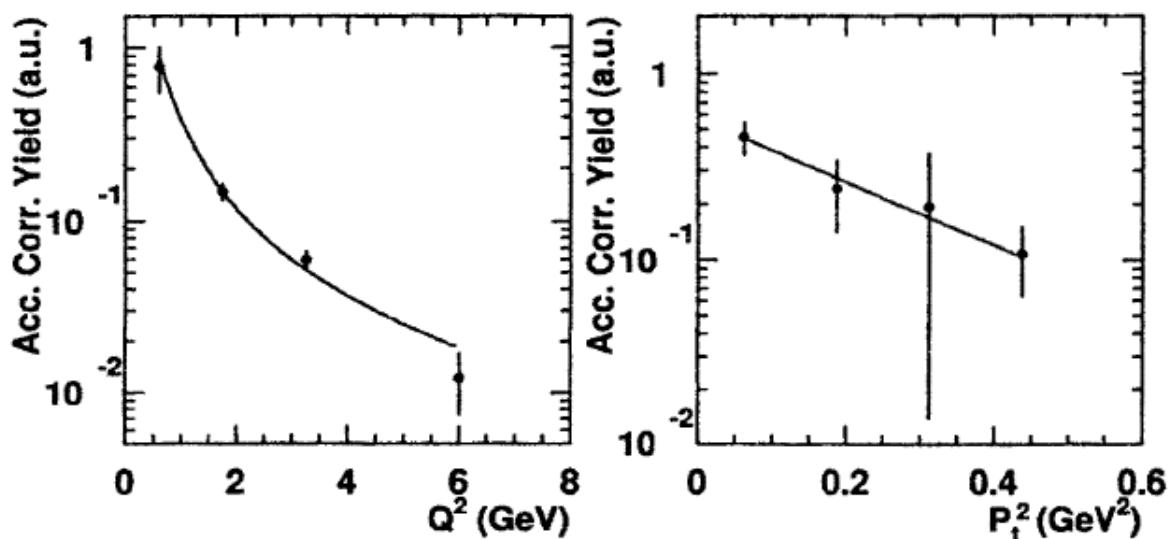


FIGURE 2.15 – Distributions corrigées d'acceptance de l'électroproduction du f_0 , en fonction de Q^2 (à gauche) et de P_t^2 (à droite) (Collaboration HERMES, [32]).

Deuxième partie

Dispositif expérimental

Chapitre 1

Le Jefferson Laboratory et l'accélérateur CEBAF

Le *Thomas Jefferson National Accelerator Facility*, plus communément appelé JLab (« Jefferson Laboratory »), est un centre de recherche fondamentale en physique nucléaire situé à Newport-News, dans l'Etat de Virginie aux Etats-Unis.

Le laboratoire s'articule autour de l'accélérateur d'électrons *Continuous Electron Beam Accelerator Facility* (CEBAF). Le site comprends également un groupe dédié à l'imagerie médicale et un laboratoire de développement d'un laser à électrons libres (FEL, *Free Electron Laser*). Le centre emploie 700 personnes, et près de 2000 scientifiques à travers le monde participent aux expériences menées sur le site.

L'accélérateur CEBAF produisait un faisceau continu d'électrons polarisés avec un haut cycle utile et une intensité pouvant atteindre $200 \mu\text{A}$, ce qui équivaut à 1.25×10^{15} électrons par seconde. La production de faisceaux polarisés (la polarisation maximale obtenue à CEBAF étant de 83% en 2005) est une particularité de CEBAF et donne accès à une large gamme d'observables. L'énergie du faisceau était modulable et pouvait atteindre une valeur maximale de 6 GeV. Il était possible de délivrer simultanément trois faisceaux d'énergies et d'intensités différentes dans 3 halls expérimentaux (A,B et C). Ainsi, plusieurs expériences pouvaient être effectuées en parallèle dans le laboratoire.

Les premiers faisceaux de l'accélérateur CEBAF ont été délivrés en 1994. L'énergie visée lors de la conception était de 4 GeV et a été atteinte au cours de l'année 1995. L'énergie de 6 GeV a été atteinte pour la première fois en 2000, après une amélioration de l'accélérateur. Le programme expérimental à 6 GeV a pris fin au cours de l'année 2012, au profit d'une montée en énergie du faisceau d'électrons de CEBAF allant jusqu'à 12 GeV pour le futur hall D, et 11 GeV pour les autres halls. Cette énergie a été atteinte à la fin de l'année 2015.

Dans la suite de ce chapitre, l'émission, l'accélération et l'extraction des électrons de CEBAF à 6 GeV seront détaillées.

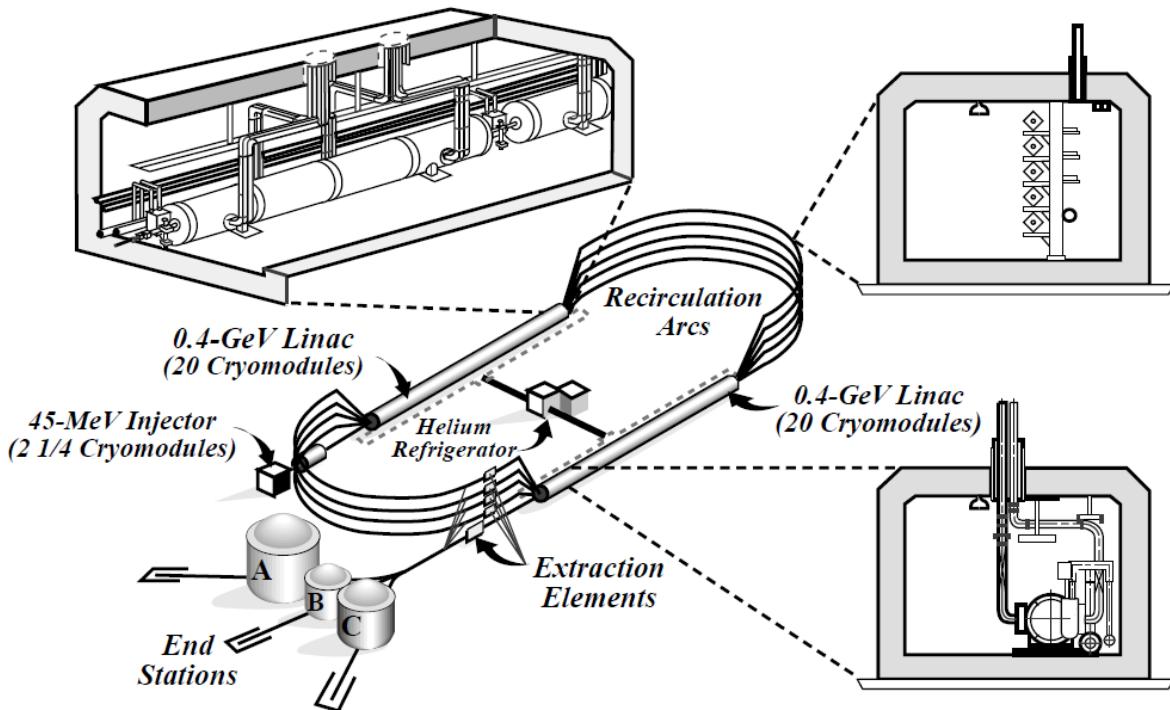


FIGURE 1.1 – Schéma de l'accélérateur CEBAF.

1.1 Injection et polarisation du faisceau d'électrons

La source d'électrons polarisés de l'accélérateur CEBAF était un cristal d'arsénure de gallium (GaAs), illuminé par trois sources laser polarisées circulairement. Chacun de ces lasers était associé à un hall expérimental et pouvait opérer à une intensité qui lui est propre. Le cristal était éclairé par une source de lumière différente chaque 2/3 de ns (soit à une fréquence de 1497 MHz). L'excitation du cristal s'accompagne de l'émission d'électrons polarisés. La polarisation des électrons émis se renverse avec une fréquence de 30Hz.

Les particules étaient ensuite accélérées par un champ électrostatique de 100 KeV. Les électrons étaient déviés transversalement à l'aide d'un champ magnétique par un *chopper* (interrupteur périodique) afin de les faire passer à travers l'une des trois ouvertures d'un obturateur avec une fréquence de 499 MHz. Le paquet d'électrons passant par une ouverture donnée étaient destinés à un hall expérimental particulier. L'intensité de chaque faisceau séparé était modulée en ajustant la taille de l'ouverture correspondante. Tous les paquets d'électrons étaient ensuite ramenés sur la même trajectoire par déviation magnétique. Ces paquets d'électrons, d'une durée de 20 ps et distants de 20 cm, étaient séparés d'un intervalle temporel de 2/3ns (fréquence $3 \times 499 = 1497$ MHz). Il en résultait la formation de 3 faisceaux distincts de fréquence 499 MHz dont chacun était lié à un hall expérimental particulier (voir la figure 1.2). Chaque hall recevait un paquet d'électrons du faisceau correspondant toute les 2 ns.

1.2 Accélération du faisceau

CEBAF était formé de 2 accélérateurs linéaires LINACs (*LINear ACcelerators*) Nord et Sud mis en parallèle, et de 9 arcs de recirculation en demi-cercle (5 au Nord et 4 au

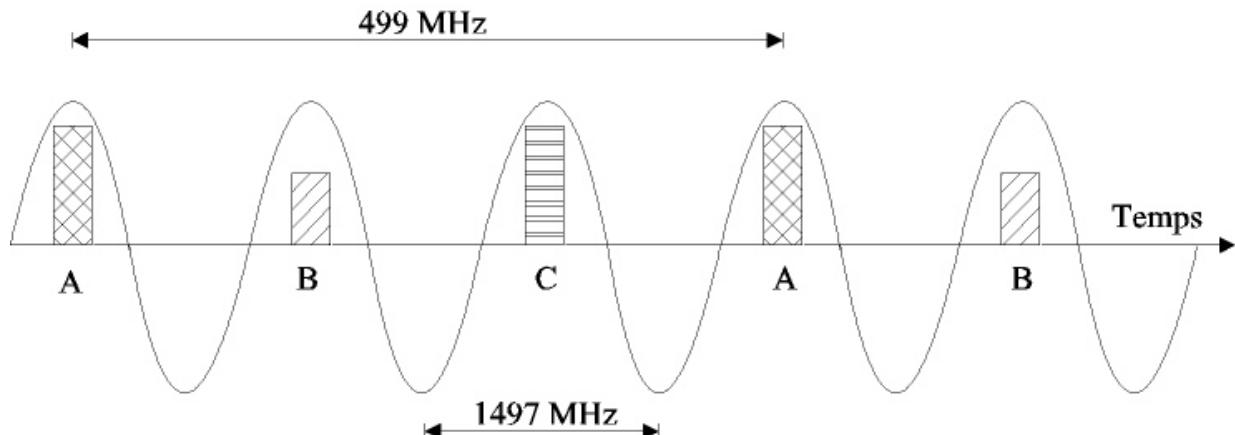


FIGURE 1.2 – Structure temporelle du faisceau d'électrons de CEBAF. Les paquets d'électrons A, B et C sont associés au Hall expérimental correspondant. La hauteur des surfaces hachurées indique l'intensité du faisceau.

Sud), ce qui permettait de dévier les électrons d'énergies croissantes vers les 2 LINACs jusqu'à 5 passages (figure 1.1).

En sortant de l'injecteur, les électrons étaient accélérés par un premier LINAC jusqu'à une énergie de 67 MeV.

L'accélération du faisceau était ensuite prise en charge par les LINACs Nord et Sud. A partir de 2000, chacun d'entre eux était doté de 160 cavités accélératrices supraconductrices en niobium refroidi par l'hélium liquide à 2° K.

Le nombre total de ces cavités était de 338 (2×160 pour les 2 LINACs et 18 pour le LINAC en sortie de l'injecteur). Les cavités des LINACs Nord et Sud étaient réparties dans 20 modules cryogéniques ; chaque module comportait donc 8 cavités. En général, le métal constituant des cavités à radiofréquence entraîne des effets résistifs, produisant une grande quantité de chaleur qui empêche une accélération continue du faisceau. En effet, les paquets d'électrons sont alors séparés par de longs intervalles de temps, ce qui donne un cycle utile relativement bas. Les cavités supraconductrices ont la propriété de réduire considérablement ces effets résistifs et permettent de ce fait d'accélérer le faisceau de manière quasiment « continue ».

Une cavité possédait un gradient d'accélération de 7.5 MeV/m. La longueur effective d'une cavité étant de 0.5 m, les électrons acquéraient une énergie de $(7.5 \times 0.5) \times 160 = 600$ MeV à chaque passage dans un LINAC. Le faisceau, pouvant effectuer au maximum 5 passages à travers les deux LINACS, pouvait atteindre une énergie maximale de 6 GeV. La dispersion en énergie du faisceau valait $\frac{\Delta E}{E} \approx 10^{-4}$ et son intensité variait de 100 pA à 100 μ A.

1.3 Distribution du faisceau aux 3 halls expérimentaux

Les paquets d'électrons sont extraits à l'aide d'un séparateur à radiofréquence en sortie du LINAC Sud selon leur énergie et leur hall de destination.

Le Hall C habitait le *High Momentum Spectrometer* (HMS) et le *Short Orbit Spectrometer* (SOS), qui mesuraient des régimes d'impulsions distincts, avec une impulsion

maximale de 7 GeV/c pour le premier et 1.8 GeV/c pour le second. Leurs résolutions en impulsion valaient $\frac{\delta p}{p} \approx 10^{-3}$.

Le Hall A était équipé de deux spectromètres à grande résolution en impulsion (*High Resolution Spectrometer* ou HRS). Leurs résolutions valaient $\frac{\delta p}{p} \approx 10^{-4}$ et mesuraient des impulsions allant jusqu'à $p \leq 4$ GeV/c. Ces détecteurs étaient montés sur des bras pouvant être pivotés autour de la cible où interagissait le faisceau.

Le Hall B contenait le détecteur CLAS, dédié à la mesure de canaux exclusifs et semi-inclusifs à plusieurs particules.

L'intensité délivrée aux halls A et C pouvait atteindre 200 μA . Pour le hall B, l'intensité était limitée à 20-30 nA. En effet, en raison de la grande acceptance du détecteur CLAS installé dans ce hall et de la proximité de la cible du détecteur, un grand flux d'électrons ne pourrait pas être complètement enregistré. De plus, ce flux pourrait noyer le détecteur d'électrons Møller ($e^- e^- \rightarrow e^- e^-$) et nuire au fonctionnement des différents sous-détecteurs. Par conséquent, la luminosité (produit de l'intensité du faisceau, de l'épaisseur et de la densité de la cible) du hall B ($L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) était 10000 fois plus faible que celles du hall A et C ($L = 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

La table 2.1 récapitule les caractéristiques du faisceau entrant dans le hall B.

Chapitre 2

Le détecteur CLAS

Le détecteur CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer* [35]) était un détecteur de grande acceptance, permettant l'identification de particules -chargées ou neutres- dans un large espace cinématique. Cette caractéristique est cruciale pour l'étude de canaux exclusifs de désintégration. La cible placée au centre de CLAS pouvait recevoir directement le faisceau d'électrons de CEBAF, ou un faisceau de photons produit par rayonnement de freinage, après passage des électrons dans un radiateur. Les performances de CLAS sont résumées dans le tableau 2.2. Il fut mis en service en 1997 dans le Hall B (figure 2.1) de Jefferson Lab et démantelé en 2012 dans le cadre de la montée en énergie de CEBAF.

| Grandeur | Intervalle | Precision | Dispositif de Contrôle |
|--------------|----------------------------------|-----------------------|------------------------|
| Energie | 0.8-6.0 GeV | $\delta E/E < 0.1 \%$ | - |
| Polarisation | 40-85 % | $\delta P/P < 3 \%$ | Polarimètre Møller |
| Position | $+/- 3$ mm du centre de la cible | 100 μm | Polarimètre Møller |
| Largeur | $\sigma < 250 \mu m$ | 10 μm | <i>Wire scans</i> |
| Courant | 1-30 nA | <1 % | Cavité de Faraday |

TABLE 2.1 – Caractéristiques du faisceau d'électrons dans le hall B.

D'un rayon d'environ 5 mètres, le détecteur était bâti autour de six bobines supraconductrices, délimitant six secteurs azimutaux. Chaque secteur contenait plusieurs sous-détecteurs organisés en couches (figure 2.2) :

- 3 régions de chambres à dérive (ou **Drift Chambers (DC)**, en bleu sur le schéma), qui permettaient de reconstruire la trajectoire des particules chargées.
- Des compteurs Čerenkov (**Cherenkov Counter (CC)**, en violet), placés aux angles avants, qui aidaient à discriminer les électrons des pions.
- Des scintillateurs(**Scintillator Counter (SC)**, en rouge) qui mesuraient le temps de vol des particules et permettaient l'identification des particules chargées.
- Des calorimètres électromagnétiques (**Electromagnetic Calorimeter (EC)**, en vert), qui mesuraient et localisaient les gerbes électromagnétiques engendrées par les particules. Ils permettaient en particulier l'identification des électrons et la détection des particules neutres.

Les éléments de CLAS sont décrits plus en détails dans les sections suivantes.

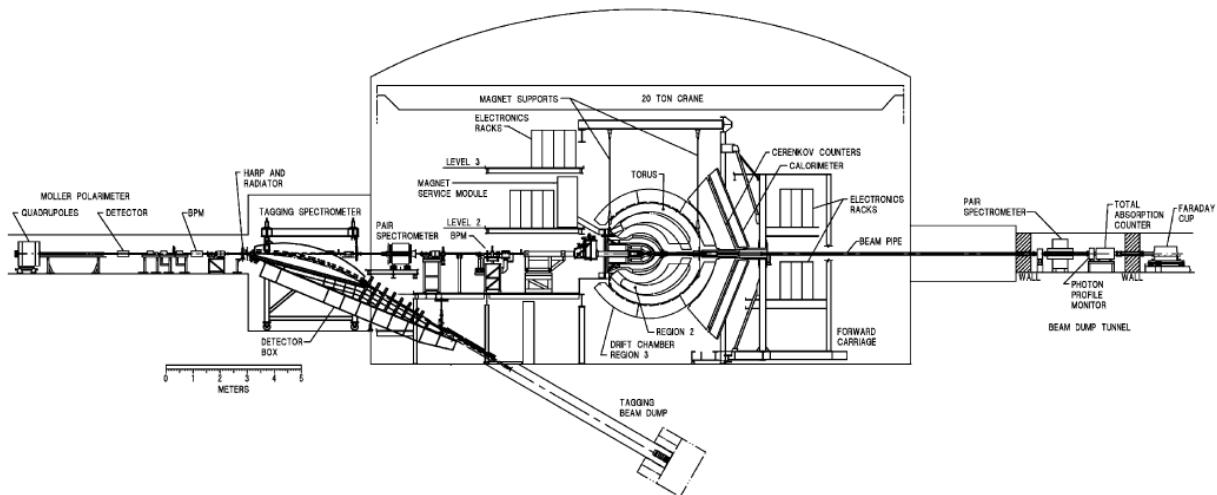


FIGURE 2.1 – Plan général du Hall B en coupe.

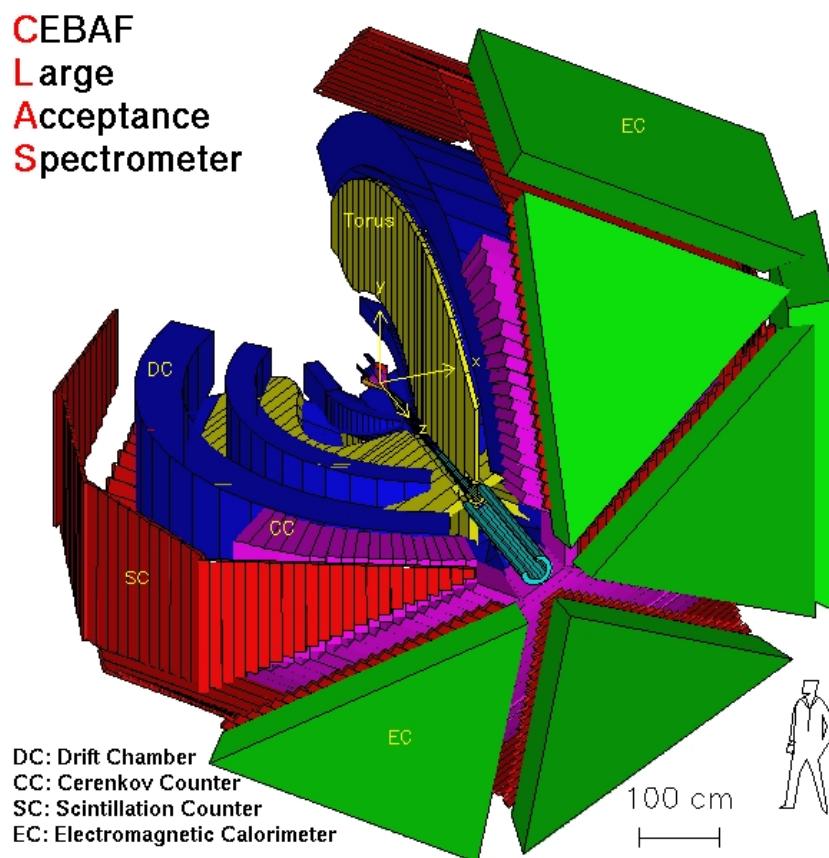


FIGURE 2.2 – Le détecteur CLAS, vue en coupe ôtée d'un secteur.

| Propriété | Valeur |
|--|---|
| Couverture | |
| Angle polaire des électrons (EC, CC) | $8^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ |
| Angle polaire des particules chargées (DC) | $8^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$ |
| Impulsion des particules chargées | $p \geq 0.2 \text{ GeV}/c$ |
| Energie des photons | $E_\gamma \geq 0.1 \text{ GeV}$ |
| Résolutions | |
| Impulsion ($\theta \leq 30^\circ$) (particules chargées) | $\sigma_p/p \approx 0.5 \%$ |
| Impulsion ($\theta \geq 30^\circ$) (particules chargées) | $\sigma_p/p \approx (1 - 2) \%$ |
| Angle polaire (particules chargées) | $\sigma_\theta \approx 1 \text{ mrad}$ |
| Angle azimutal (particules chargées) | $\sigma_\phi \approx 4 \text{ mrad}$ |
| Temps de vol (particules chargées) | $\sigma_t \approx (100 - 250) \text{ ps}$ |
| Energie des photons | $\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{10\%}{\sqrt{E}}$ |
| Identifications des particules | |
| π/K | $p \leq 2 \text{ GeV}/c$ |
| π/p | $p \leq 3.5 \text{ GeV}/c$ |
| Taux de contamination de π^- parmi les e^- | $\leq 10^{-3}$ |
| Luminosité | |
| Faisceau d'électrons | $L \approx 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ |
| Faisceau de photons | $L \approx 5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ |
| Acquisition des données | |
| Taux d'évènements | 4 kHz |
| Taux d'enregistrement | 25 Mo/s |

TABLE 2.2 – Caractéristiques du détecteur CLAS.

2.1 L'aimant toroïdal

Les six bobines étaient des aimants supraconducteurs constitués chacun de 4 couches de conducteurs NbTi/Cu, enroulés sur 54 tours par couche. Les aimants étaient refroidis à 4.5° K par de l'hélium liquide. Chaque bobine mesurait 5 m de diamètre et 5 m le long de l'axe faisceau.

Les bobines produisaient un champ magnétique toroïdal symétrique par rapport à l'axe du faisceau, comme le montre le schéma B de la figure 2.3. Autrement dit, le champ est contenu dans un plan transverse au faisceau, appelé plan azimutal. Sous l'effet de ce champ magnétique, les trajectoires des particules chargées se courbent. Pour les particules suffisamment éloignées des aimants, celles-ci sont déviées uniquement dans le plan contenant l'axe du faisceau, appelé ici plan polaire. Ceci facilitait considérablement la reconstruction de la trajectoire, car la déviation dans le plan azimutal est négligeable. Chaque bobine était en forme de « haricot », ce qui confère aux particules émises à bas angle polaire un passage dans une région de fort champ où elles seront fortement déviées. Les particules émises à haut angle polaire passent dans une région de plus faible champ.

L'intensité du courant alimentant les bobines pouvait être réglée afin d'ajuster l'intensité du champ, et en conséquence la déviation des particules. L'aimant pouvait fonctionner jusqu'à 3860 A, bien que l'intensité usuelle était limitée à 3375 A. En changeant le sens du courant alimentant les bobines, il est possible d'inverser la polarité du champ magnétique. On pouvait de cette façon choisir de dévier les particules négatives tel que l'électron vers l'axe du faisceau (*in-bending field*) ou l'éloigner de cet axe (*out-bending field*). En général,

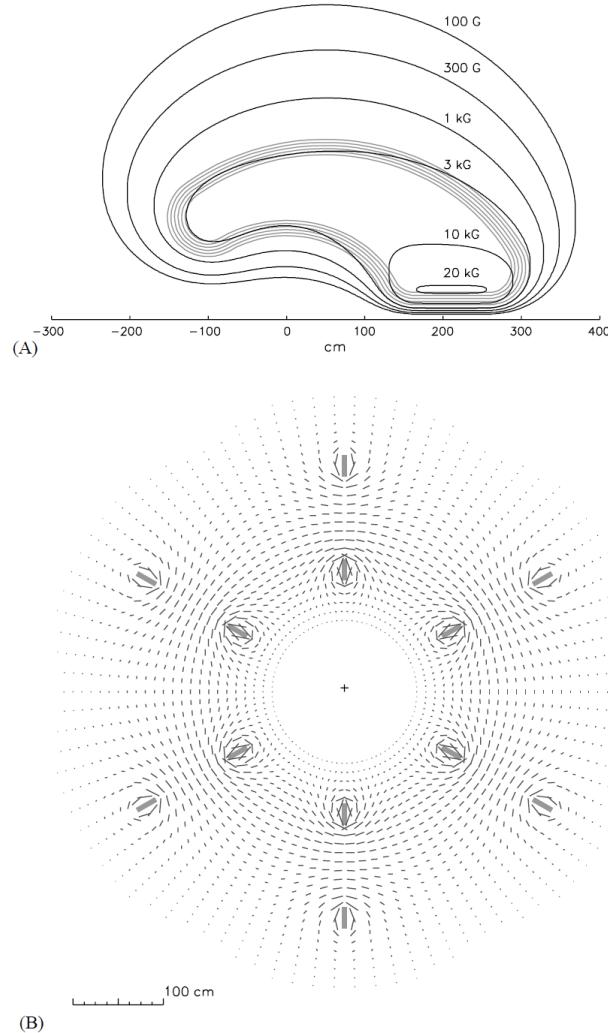


FIGURE 2.3 – A) Cartographie du champ magnétique dans un plan contenant le faisceau. Les valeurs expriment l'intensité de lignes de champs en Gauss. B) Cartographie du champ dans le plan transverse au faisceau.

la polarisation *in-bending* était choisie pour dévier l'électron vers la zone d'acceptance du détecteur Čerenkov et du calorimètre électromagnétique (la couverture en angle polaire pour ces détecteurs étant $8 < \theta < 45^\circ$).

2.2 Les chambres à dérive

La trajectoire d'un particule chargée courbée par un champ magnétique suit la loi :

$$B\rho = \frac{p}{q}, \quad (2.1)$$

où B est l'amplitude du champ magnétique, ρ le rayon de courbure suivi par la particule, p son impulsyon et q sa charge.

Les chambres à dérive [36] permettaient de reconstruire la trajectoire de ces particules, à partir de laquelle on pouvait déduire la courbure de sa trajectoire ρ puis son impulsyon p .

Chaque secteur de CLAS comportait trois chambres à dérive situés dans des régions radiales de plus en plus éloignées de la cible (voir figure 2.4). Elles couvraient un domaine angulaire en θ (angle polaire) compris entre 8° et 142° .

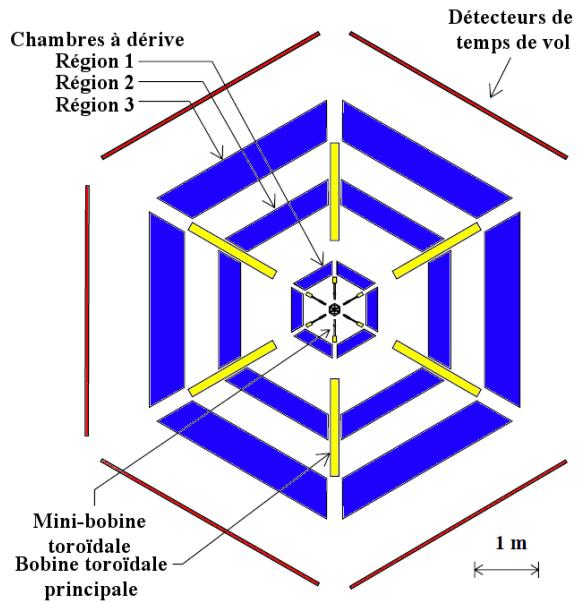


FIGURE 2.4 – Coupe transversale de CLAS représentant la position des différentes chambres à dérive. La mini-bobine toroïdale permettait de focaliser les électrons de Møller.

La première région « R1 » encadrait la cible dans une région de faible champ magnétique ; on peut voir en effet dans la figure 2.3 un éloignement des lignes de champs par rapport au centre de CLAS, où se trouvait la cible. La deuxième région « R2 » se situait dans une région de fort champ. La troisième région « R3 » était placée à l'extérieur des aimants.

Une chambre à dérive était une enceinte contenant un mélange gazeux Ar-CO₂ avec les proportions 88% - 12% et dans laquelle un ensemble de fils conducteurs étaient tissés dans la direction du champ magnétique. La chambre était composée de deux réseaux de fils ; un réseau de fils actifs polarisés négativement et un réseau de fils de potentiel polarisés positivement. Ces réseaux étaient agencés en couches concentriques de fils, comme le montre la figure 2.5.

Les deux réseaux formaient des cellules hexagonales dont chaque point correspond à un fil de potentiel, avec un fil actif au centre de chaque cellule.

Dans chaque région, les fils étaient regroupés en deux « supercouches » distinctes. Chaque supercouche incluait 6 couches de fils actifs, à l'exception de la deuxième supercouche dans la région R1 qui en comprenait 4. Dans la deuxième supercouche, la direction des fils était tournée de 6 degrés par rapport à celle dans la première supercouche. Ce décalage angulaire fournit des informations sur la composante azimutale de la trajectoire. Au total, CLAS comptait environ 35000 fils.

Le passage d'une particule chargée dans l'enceinte ionise le gaz, créant des paires électrons-ions. La différence de potentiel créée par les deux catégories de fils fait migrer les électrons vers les fils de potentiel et les ions vers les fils actifs les plus proches. Un signal est collecté dans les fils situés sur la trajectoire de la particule. Chaque fil actif était relié à un TDC (*Time-to-Digital Converter*). L'information en temps obtenue permettait d'évaluer

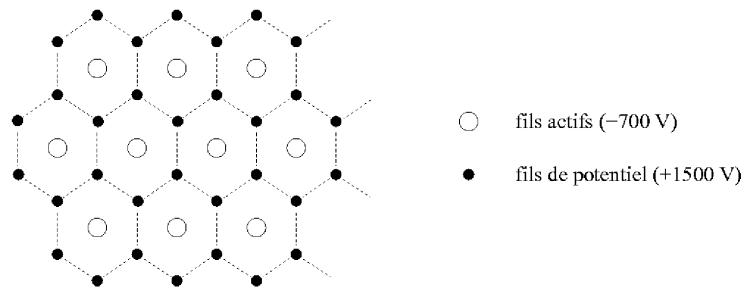


FIGURE 2.5 – Plan en coupe des fils constituant une couche d'une chambre à dérive. Les fils de potentiel forment une structure en hexagone tandis que les fils actifs se situent au centre de chacun de ces hexagones.

la distance entre la position du passage de la particule chargée et du fil actif le plus proche. La trajectoire de la particule était ainsi reconstruite à partir des informations fournies par les fils affectées (*hits*) par le passage de la particule (voir figure 2.6).

La reconstruction s'effectuait en deux étapes. La première, appelée *Hit-Based Tracking*, utilisait la position des différentes cellules affectées par le passage d'une particule, puis identifiait et regroupait les cellules compatibles à une table de trajectoires possibles, et rejettait les autres.

La seconde étape, appelée *Time-Based Tracking*, utilisait l'information en temps de chaque fil actif, puis, connaissant le temps de vol de la particule chargée (donné par le détecteur SC), déterminait dans chaque cellule touchée ayant passé le *Hit-Based Tracking* la distance entre le point de passage de la particule chargée et la position du fil actif.

Ainsi, connaissant la vitesse de dérive des ions dans le gaz des chambres à dérive, dans une cellule donnée, la particule est localisée sur un cercle centré autour du fil actif et dont le rayon correspond à la distance déterminée. L'ajustement de la trajectoire sur ces cercles permet une reconstruction précise de celle-ci.

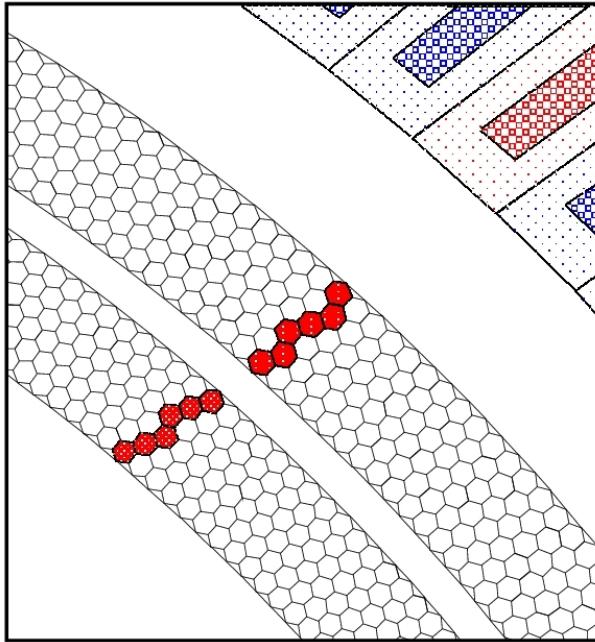


FIGURE 2.6 – Coupe montrant la section d'une chambre à dérive de la région 3. Les zones en rouges correspondent aux fils affectés par le passage d'une particule chargée. En haut à droite de la figure, des segments du détecteur Čerenkov sont représentés.

2.3 Le détecteur Čerenkov

Dans un milieu diélectrique, une particule chargée peut évoluer à une vitesse supérieur à la vitesse de la lumière de ce milieu. Il en résulte une polarisation de celui-ci, qui s'accompagne d'un cône d'émission lumineuse cohérente créée par les atomes du milieu. Il s'agit de l'effet Čerenkov, caractérisé par la loi :

$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} , \quad (2.2)$$

où θ est l'angle d'émission du cône, n est l'indice de réfraction du milieu et β est la vitesse de la particule.

Une particule chargée de masse m est susceptible d'émettre un rayonnement Čerenkov à des impulsions $p > p_{seuil}$, avec

$$p_{seuil} = m\gamma_{seuil}\beta_{seuil}c = \frac{mc}{\sqrt{n^2 - 1}} . \quad (2.3)$$

Le détecteur Čerenkov à seuil de CLAS [37] avait deux fonctions : identifier distinctement les électrons et les pions et déclencher l'acquisition à la détection d'un électron diffusé. Un gaz de perfluorobutane (C_4F_{10}) d'indice de réfraction $n = 1.00153$ était utilisé. Le seuil d'émission Čerenkov pour des particules π^- dans ce gaz est de 2.5 GeV/c. En dessous de ce seuil d'impulsion, seuls les électrons peuvent émettre un rayonnement ; les électrons peuvent donc être discriminés des π^- à basse impulsion.

Chaque compteur Čerenkov (figure 2.7) a été optimisé pour couvrir un domaine angulaire en θ compris entre 8° et 45° . Dans chaque secteur, le compteur était divisé en 18 segments polaires. La structure d'un segment est représentée dans la figure 2.8.

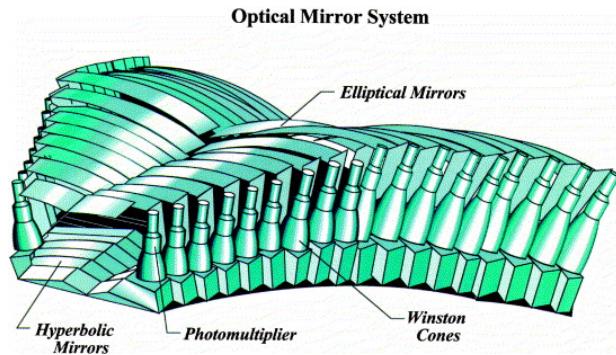


FIGURE 2.7 – Schéma représentant un compteur Čerenkov équipant chacun des 6 secteurs de CLAS.

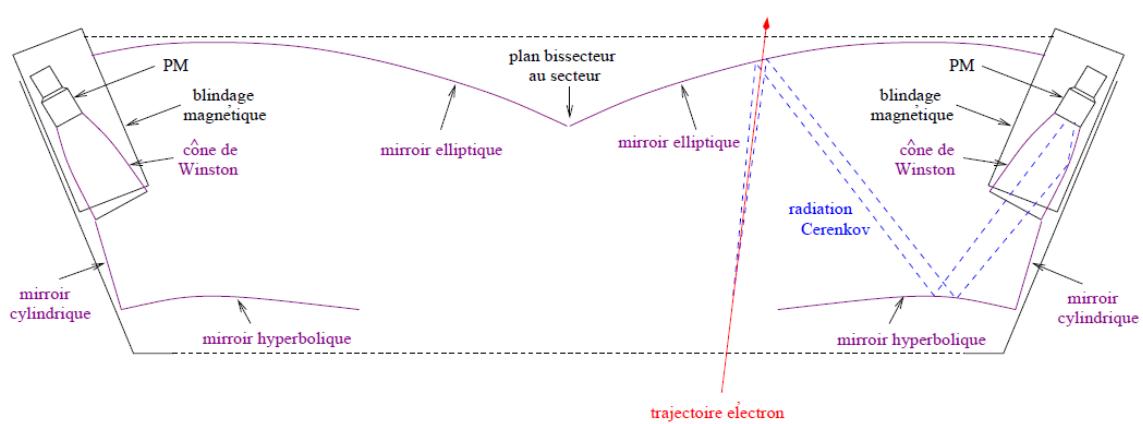


FIGURE 2.8 – Schéma représentant un des 18 segments du compteur Čerenkov dans un secteur de CLAS.

Chaque secteur était constitué de deux modules symétriques par rapport au plan bissecteur du secteur. Dans un module donné, l'émission Čerenkov laissée par une particule était focalisée au moyen d'un système de 3 miroirs ; un miroir elliptique, un miroir hyperbolique et un miroir cylindrique. La lumière était enfin collectée à l'aide d'un cône de Winston et puis mesurée par un photomultiplicateur (*PhotoMultiplier Tube* ou PMT). Les assemblages cône de Winston-PMT étaient placés dans les régions en ϕ (angle azimutal) cachées par les bobines supraconductrices.

Les compteurs Čerenkov fournissaient un signal au système de déclenchement de CLAS lors de la détection d'un électron. Pour chaque segment en θ , les signaux des photomultiplicateurs des deux modules étaient additionnés. Les signaux obtenus de cette manière pour les 4 segments voisins étaient ensuite additionnés et forment un groupe. Les segments étaient groupés de manière à ce que deux groupes voisins, comportant chacun quatre segments, présentaient deux segments en commun. Ainsi, le premier groupe contenait les régions 1 à 4, le deuxième les régions 3 à 6 et ainsi de suite. Chaque segment était alors contenu dans 8 groupes différents. Il résulte d'un tel groupement une plus grande amplitude de signal, ce qui permet de choisir un seuil de déclenchement plus élevé et ainsi réduire le bruit de fond.

2.4 Le détecteur de temps de vol

Le temps de vol d'une particule est définie par :

$$t = \frac{d}{v} , \quad (2.4)$$

avec d la distance parcourue par la particule de la cible au point d'interaction dans le détecteur de temps de vol et v la vitesse de la particule. Les mesures de t par le détecteur de temps de vol et de d par les chambres à dérive donne une mesure de v . Combinée à la mesure de l'impulsion, cette information (applicable aux particules chargées uniquement) permet de mesurer la masse de la particule ($m = \frac{p}{\gamma v}$), donc de l'identifier.

Dans le détecteur CLAS, la mesure du temps de vol s'effectuait à l'aide de scintillateurs plastiques [38]. Chacun des six secteurs de CLAS comprenait 57 barreaux scintillateurs Bicron BC-408 répartis sur 4 plans. Leur disposition est présentée sur la figure 2.9.

Ces barreaux étaient arrangés parallèlement à la direction du champ magnétique (direction azimutale). L'épaisseur des barreaux était de 5.08 cm, ce qui est suffisant pour mesurer un signal produit par des particules au minimum d'ionisation, comme c'est le cas des pions aux énergies que l'on trouvait typiquement dans CLAS. L'ensemble des scintillateurs d'un secteur donné couvrait un domaine angulaire en θ (angle polaire) compris entre 8° et 142° . La largeur des scintillateurs situés aux angles avant ($\theta < 45^\circ$) était de 15 cm, tandis que celle des autres était de 22cm. La longueur des barreaux variait selon θ entre 32 cm et 450 cm.

La particule, chargée ou neutre, interagit avec le scintillateur en émettant un signal lumineux. La lumière se propage dans le barreau et est collectée par deux photomultiplicateurs placés de part et d'autre du barreau. Le temps de vol est obtenu par la moyenne des temps mesurés par les TDC associés à chaque photomultiplicateur, rapporté à l'instant du déclenchement. Cette valeur moyenne est indépendante de la position du point d'interaction de la particule dans le barreau.

La résolution temporelle du détecteur varie en fonction de θ , en raison de l'augmentation de la longueur des scintillateurs avec θ qui entraîne la dégradation de la résolution. Ainsi,

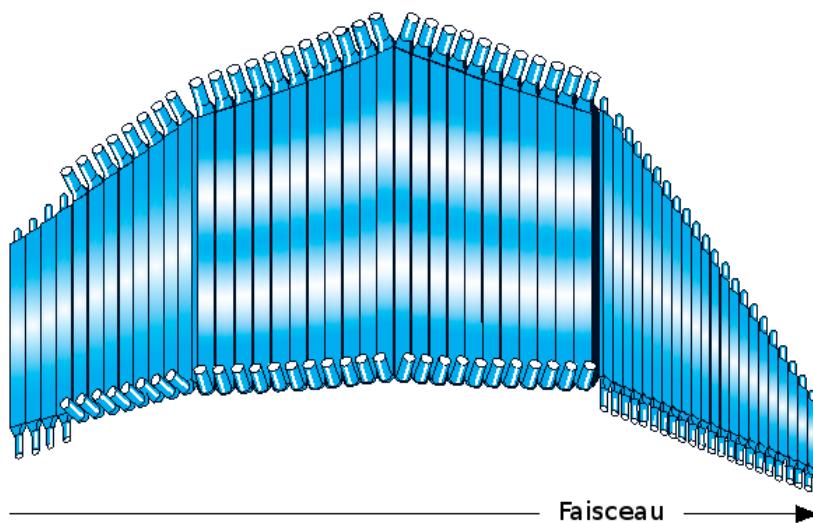


FIGURE 2.9 – Un détecteur de temps de vol parmi les 6 secteurs de CLAS.

la résolution pouvait atteindre 120 ps aux angles avant alors qu'elle était d'environ 250 ps pour les angles arrières ($\theta > 90^\circ$).

Le détecteur de temps de vol fournissait un signal au système de déclenchement de CLAS lorsque l'énergie déposée par une particule dans le scintillateur dépassait un certain seuil. Un circuit électronique se chargeait de traiter les informations provenant des scintillateurs. Ce circuit calculait la moyenne des signaux provenant des photomultiplicateurs situés aux extrémités d'un scintillateur. Le détecteur de temps de vol pouvait être utilisé pour mesurer le dépôt d'énergie d'une particule, dans les régions non couvertes par les calorimètres électromagnétique.

2.5 Le calorimètre électromagnétique

Un calorimètre électromagnétique permet de localiser et mesurer les gerbes électromagnétiques produites par les particules traversant le détecteur.

Dans le détecteur CLAS, les calorimètres électromagnétiques (*Electromagnetic Calorimeters* ou ECs [39]) avaient pour fonctions :

- la détection des électrons diffusés d'une énergie supérieure à 0.5 GeV et le déclenchement de l'acquisition ;
- la détection des photons d'une énergie supérieure à 0.2 GeV, qui permet la reconstruction des mésons neutres décroissants en deux photons, comme les π^0 et les η ;
- la détection des neutrons. L'efficacité de détection des neutrons par les calorimètres de CLAS était d'environ 25-30%.

Chaque secteur était équipé d'un module couvrant un domaine angulaire en θ allant de 8° à 45° . La structure d'un module est présentée dans la figure 2.10.

Le calorimètre, en forme de triangle quasiment unilatéral, était composé de 39 couches. Chaque couche était constituée d'une plaque de scintillateur plastique Bicron BC412 d'une épaisseur de 1 cm et d'une plaque de plomb d'une épaisseur de 2.2 mm. Les plaques de scintillateurs étaient larges de 10 cm, et leur longueur variait entre 15 cm et 4.2 m. L'épaisseur totale du calorimètre représentait 16 longueurs de radiation. Chaque couche de scintillateur se divisait en 36 bandes orientées parallèlement à un des côtés du triangle. D'une couche à l'autre, l'orientation des bandes différait de 120° . Les bandes de scintillateur définissaient

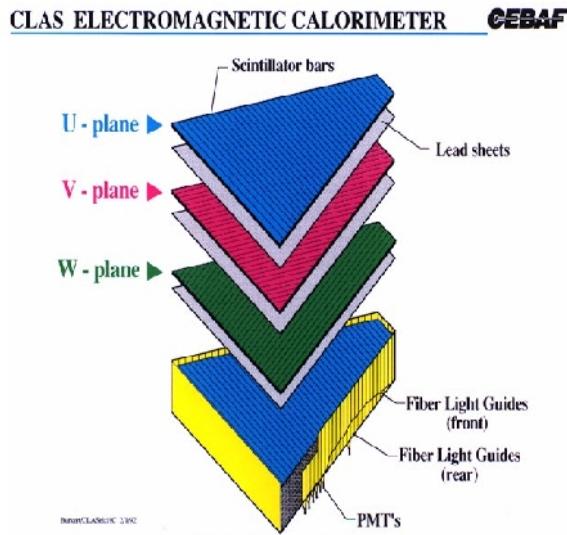


FIGURE 2.10 – Vue éclatée d'un des six calorimètres électromagnétiques de CLAS. Les flèches sur les plaques montrent l'orientation des scintillateurs selon la vue U,V ou W.

ainsi 3 orientations ou vues dénommées U,V et W. Un module EC comportait 13 couches dans chaque orientation. Pour améliorer la séparation pions/électrons, le calorimètre a été divisé en deux parties : la partie avant ou *Inner*, contenant les 5 premiers groupes de scintillateurs U,V et W, et la partie arrière ou *Outer*, contenant les 8 groupes U,V,W restant.

Chacun des 36 scintillateurs était relié à un photomultiplicateur via une fibre optique. Pour un numéro de bande donné (1-36) et une vue donnée (U,V ou W), un photomultiplicateur était associé à chacune des deux parties, *Inner* et *Outer*. Chacun des 6 calorimètres de CLAS comportait ainsi : $36(\text{bandes}) \times 3(\text{vues}) \times 2(\text{parties}) = 216$ photomultiplicateurs. On dénombre 1296 photomultiplicateurs et 8424 scintillateurs dans les 6 calorimètres électromagnétiques de CLAS.

Les calorimètres fournissaient un signal au système de déclenchement de CLAS lors de la détection d'un électron, à partir de l'énergie totale déposée par celui-ci. Pour cela, les signaux des 216 photomultiplicateurs de chaque module EC étaient additionnés et plusieurs combinaisons pouvait en résulter : somme totale, sommes partielles (partie *Inner*, partie *Outer*, somme des vues). La résolution en énergie $\frac{\Delta E}{E}$ était de l'ordre de $\frac{10\%}{\sqrt{E}}$.

2.6 La cavité de Faraday

A la sortie du Hall B, le faisceau d'électrons était collecté par une cavité de Faraday (figure 2.11). Ce dispositif permettait de mesurer directement la charge du faisceau. La cavité, composée de 4000 kg de plomb -soit 75 longueurs de radiations-, agit comme un piège à électrons. Le courant créé dans la partie conductrice est canalisé vers un dispositif de conversion de courant en tension.

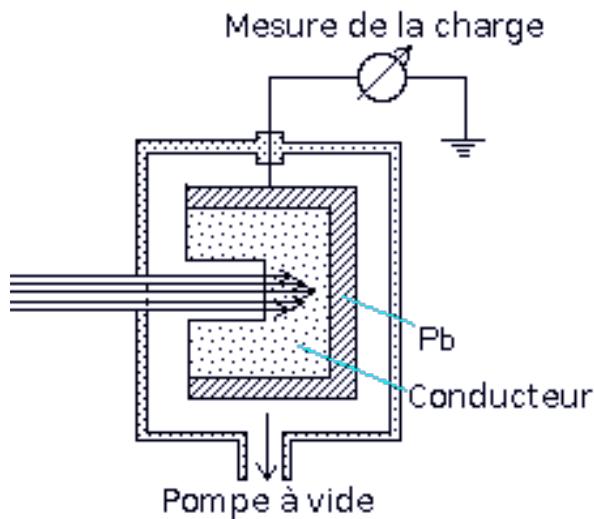


FIGURE 2.11 – Schéma de la cavité de Faraday.

2.7 Le système de déclenchement

Au cours d'une expérience, le détecteur doit être en mesure de traiter et conserver uniquement des événements dans lesquels les particules sont correctement mesurées. Pour cela, les informations des modules ADCs (*Analog to Digital Converter*) et TDCs (*Time to Digital Converter*) provenant des différents détecteurs étaient gérées par un coordinateur de déclenchement (*Trigger Supervisor* ou TS).

Pour un faisceau d'électrons, le TS reposait sur un système de déclenchement hiérarchisé à deux niveaux :

- Le **premier niveau (L1)** exploitait les informations provenant des PMTs des différents détecteurs. Ces informations comprenaient notamment la localisation des points d'interactions dans les modules de temps de vol, les signaux des compteurs Čerenkov et l'énergie déposée dans le calorimètre. Les modules ADCs et TDCs des différents détecteurs codent ces informations sous forme de séquences binaires. Ces séquences étaient comparées à une table prédefinie de séquences qui décrivent ce qu'une particule produirait dans le détecteur considéré.
- Le **deuxième niveau (L2)** prenait en considération les informations de trajectographie établies grâce aux chambres à dérive. Ce niveau de déclenchement permettait en particulier de rejeter les rayonnements cosmiques. Le déclencheur tentait de corrélérer les informations du premier niveau avec les trajectoires dans la chambre à dérive. Si aucun candidat ne présentait une corrélation suffisamment importante, le *Trigger Supervisor* envoyait un signal de réinitialisation dit *fast clear*. L'acquisition de l'événement était alors annulée et le système de déclenchement se réactivait au prochain événement.

2.8 Le système d'acquisition

Lorsque le *Trigger Supervisor* acceptait un événement, il envoyait un signal démarrant la numérisation des informations ADC et TDC.

Les données numérisées étaient lues par 17 contrôleurs de lectures, appelés ROCs (*Read Out Controllers*), qui les transmettaient par le réseau vers le « constructeur d'événements »,

Event Builder (EB sur la figure 2.12). Ce programme collectait les informations et les transcrit au format BOS [40]. Pour chaque évènement, les données étaient rangées dans des « banques » selon le détecteur d'origine, le type de données (simulation ou données réelles), etc.

Ensuite, le programme *Event Recorder* (ER sur la figure 2.12) se chargeait d'écrire ces banques d'informations dans des fichiers stockés temporairement sur des disques RAID (Redundant Array of Inexpensive Disk). Finalement, ces fichiers étaient copiés sur un « silo » de grande capacité pour un stockage permanent.

Le taux d'acquisition d'évènements pouvait atteindre 4 kHz et le taux d'enregistrement était de 25 Mo/s, avec un temps mort inférieur à 10%.

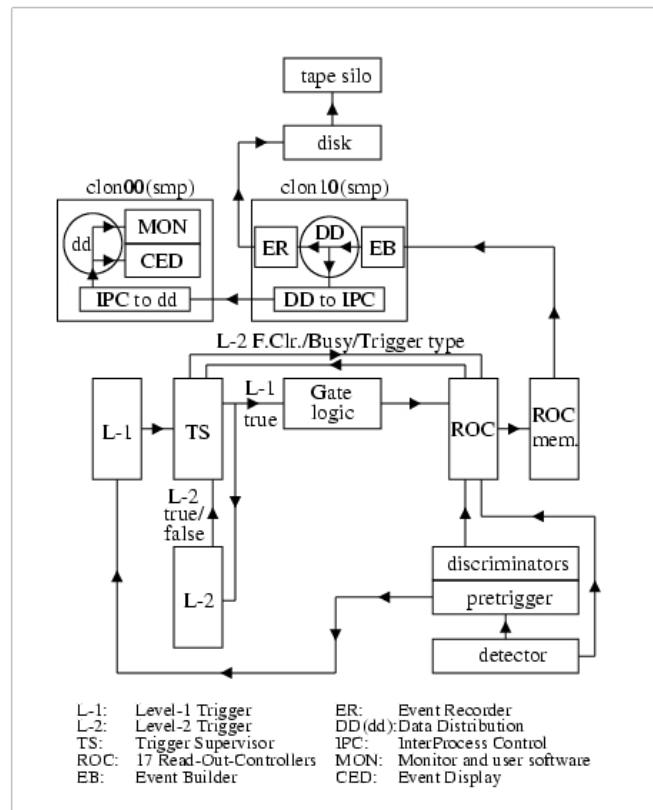


FIGURE 2.12 – Schéma du système de déclenchement et d'acquisition de CLAS.

Troisième partie

Analyse des données

Chapitre 1

L'expérience e1-6

Ce chapitre est consacré à l'expérience analysée dans ce travail de thèse. On décrira dans un premier temps les conditions expérimentales, puis on s'intéressera à la mesure de la charge intégrée du faisceau.

1.1 Les conditions expérimentales

Les expériences conduites dans le Hall B dépendent du type de faisceau délivré et de la cible employée. L'expérience e1-6 était une expérience de diffusion du faisceau d'électrons de CEBAF sur une cible de dihydrogène liquide refroidie à 4°K.

Le faisceau était caractérisé par une énergie moyenne de 5.754 GeV et par une intensité de 7 nA. La cible (figure 1.1), d'une longueur de 4.5 cm, était positionnée à -4 cm du centre de CLAS, le long de l'axe du faisceau.

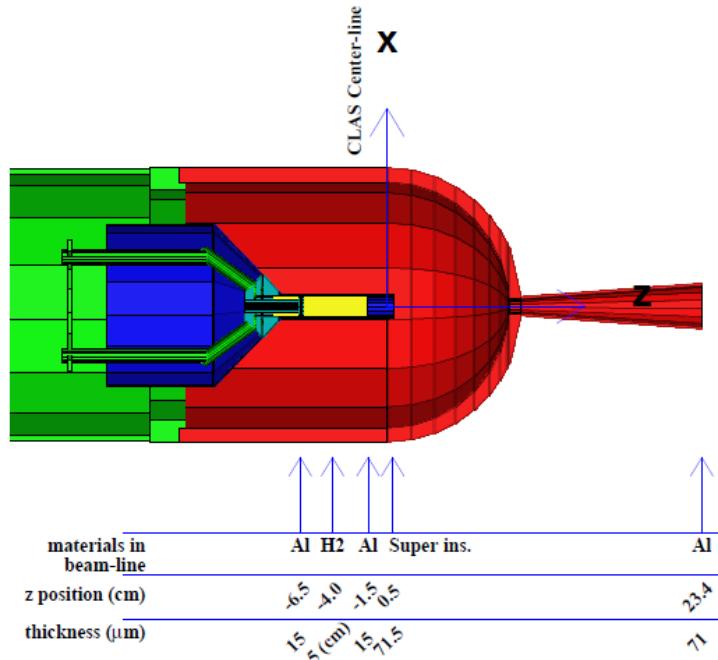


FIGURE 1.1 – Modélisation de la cible dans le programme de simulation de CLAS GSIM.

L'expérience s'est déroulée d'octobre 2001 à janvier 2002, divisée en 3 périodes de fais-

ceau (voir figure 1.2). Au total, l'expérience représente environ 1000 heures de temps de faisceau.

Le système de déclenchement de CLAS doit permettre l'acquisition d'évènements correspondant à la diffusion d'un électron sur la cible considérée. Pour cela, il faut fixer des seuils de déclenchement sur les signaux émis par les détecteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques, impliqués dans le niveau L1 du système de déclenchement.

Un seuil de 20 mV a été imposé aux compteurs Čerenkov. Dans les calorimètres électromagnétiques, un seuil de 75 mV a été imposé pour le module *Inner* du calorimètre tandis que ce seuil valait 175 mV pour la totalité du calorimètre. Avec un taux d'acquisition de 1.5 kHz et un temps mort de 5 à 7%, 1.25 milliards d'évènements ont été enregistrés, représentant 11 Téra-octets de données.

L'expérience est divisée en périodes de faisceaux appelées *runs*. Il peut arriver qu'un élément de CLAS ou le faisceau lui-même voie ses performances réduites pendant une certaine période. La mesure de quantités physiques peut en être compromise. Les précédentes analyses réalisées avec cette expérience ont permis d'établir une liste de runs pour laquelle une étude physique est fiable. Fort de cette expérience, une telle liste de runs [43] servira de base pour la présente analyse de données.

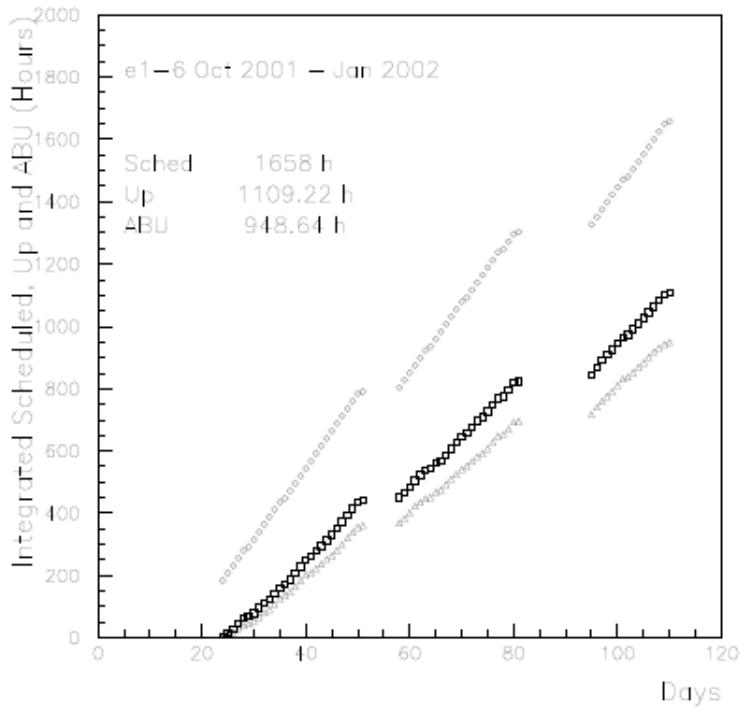


FIGURE 1.2 – Données accumulées (en unité arbitraire) en fonction du jour de prise de données.

1.2 Détermination de la luminosité intégrée

La luminosité intégrée est définie par :

$$L_{int} = n_{cible} \frac{Q_{int}}{e} = \frac{2l_{cible}\rho_H N_A}{M_{H_2}} \frac{Q_{int}}{e}, \quad (1.1)$$

où :

- n_{cible} est le nombre d'atomes d'hydrogène par cm^2 contenus dans la cible ;
- Q_{int} est la charge totale accumulée pendant la durée de l'expérience ;
- l_{cible} est la longueur de la cible (5 cm) ;
- ρ_H est la densité de l'hydrogène liquide (0.0711 g/cm^3) ;
- $e = 1.602 \times 10^{-19}\text{C}$ est la charge de l'électron.

Pour déterminer la luminosité intégrée, il est nécessaire de mesurer la charge intégrée Q_{int} à l'aide de la cavité de Faraday. Le signal de la cavité est mesuré par deux échelles de comptage (*scalers*) appelées FC et FCG. Avec le FCG, la charge d'un run est incrémentée uniquement lorsqu'une acquisition est déclenchée. Par conséquent, la mesure de la charge intégrée Q_{int} avec cette échelle de comptage tient compte du temps mort de l'acquisition. Le compteur FCG est lu toutes les 10 secondes. Par conséquent, pendant cette durée, les événements enregistrés sont associés à une même valeur de charge Q_i , comme l'illustre la figure 1.3. On désigne ce groupe d'événements par une plage d'équicharge. Une fois les 10 secondes passées, la charge accumulée est incrémentée à la charge Q_f et une nouvelle plage d'équicharge est enregistrée. La quantité $\delta Q = Q_f - Q_i$ correspond donc à la charge apportée par la tranche d'équicharge i .

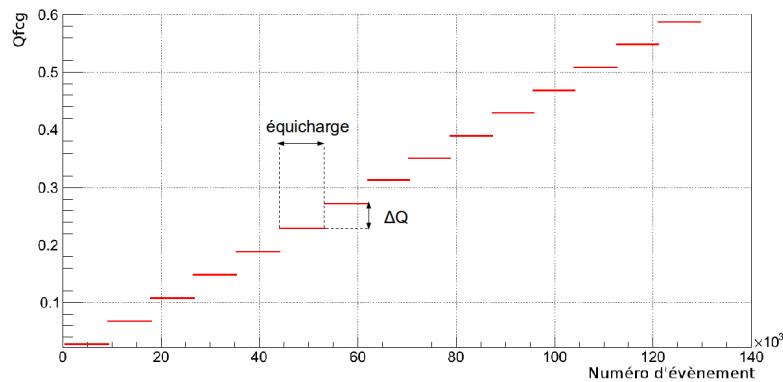


FIGURE 1.3 – Distribution de la charge lu par la cavité de Faraday en fonction du numéro de l'évènement pour le run 30587.

Pour s'assurer que la charge a été correctement mesurée pour une équicharge donnée, la charge $Q_f - Q_i$ apportée par cette tranche doit être mise en rapport au nombre d'événements contenus dans l'équicharge i . La figure 1.4 montre la distribution du nombre d'événements par équicharge N divisé par l'écart de charge $Q_f - Q_i$, intégrée sur tous les runs. La majorité des valeurs $\frac{N}{Q_f - Q_i}$ forment une distribution gaussienne. Le centre de ce pic correspond à la valeur $\frac{N}{Q_f - Q_i}$ mesurée la plus probable. Il existe cependant des équicharges dont la valeur $\frac{N}{Q_f - Q_i}$ est considérablement plus faible. Cela indique un problème lié à l'acquisition ou au faisceau à un instant donné de l'expérience. De plus, le compteur FCG n'est pas synchronisé avec le début d'un run. Ainsi, la charge réelle de la première et de la dernière équicharge d'un run ne correspondent pas à celles mesurées ; ces équicharges sont donc rejetées. La réjection est définie par un ajustement gaussien du pic de la figure 1.4 et la coupure est établie à 5σ autour de pic. Les délimitations de cette coupure sont représentées dans la figure 1.5, en fonction du numéro de run.

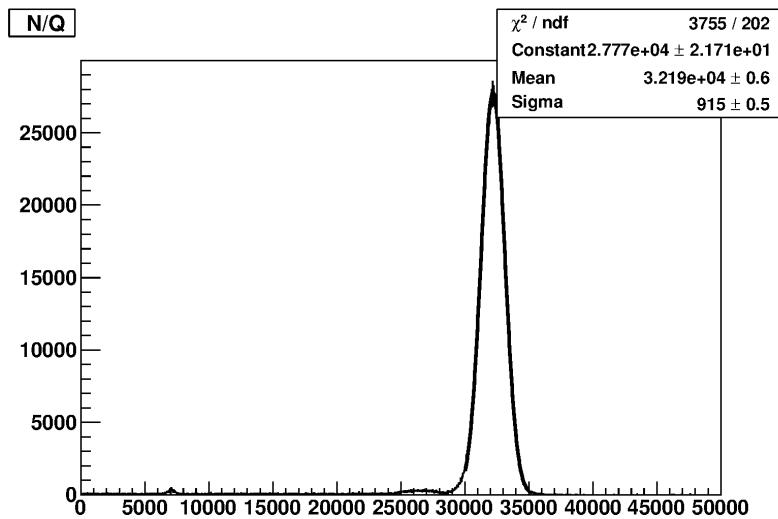


FIGURE 1.4 – Distribution $N/(Q_f - Q_i)$ intégrée sur tous les runs.

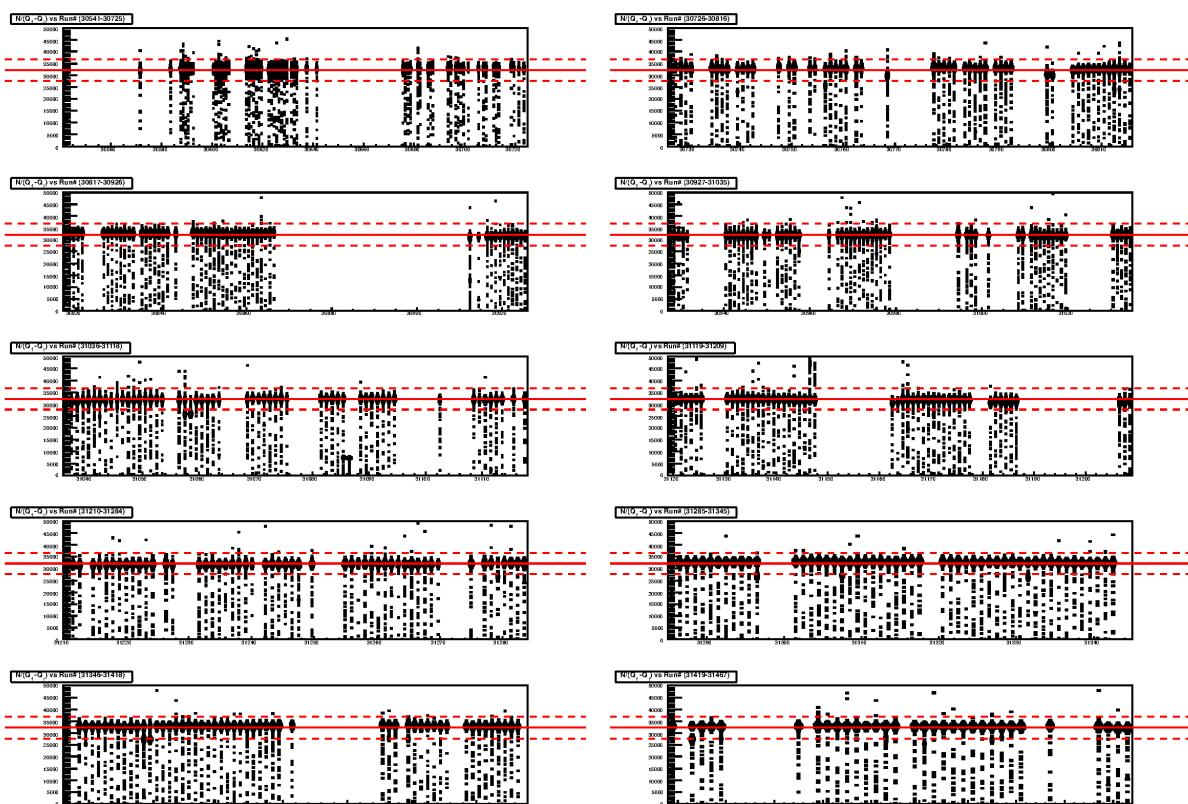


FIGURE 1.5 – $\frac{N}{Q_f - Q_i}$ en fonction du numéro de run. Les lignes rouges pointillées délimitent la coupure à 5σ appliquée aux équicharges.

En définitive, la charge totale intégrée correspond à :

$$Q_{int} = \sum_{\text{équicharges i à } 5\sigma} Q_{i+1} - Q_i \quad (1.2)$$

et vaut $Q_{int} = 20.6$ mC. On en déduit la luminosité intégrée :

$$L_{int} = 2.76 \times 10^{40} \text{ cm}^{-2} \cong 30 \text{ fb}^{-1} . \quad (1.3)$$

Chapitre 2

Sélection des évènements

$$ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$$

La première étape de l'analyse consiste à sélectionner le canal exclusif $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$ dans les données enregistrées pendant l'expérience.

L'électron diffusé, le proton de recul et le π^+ de décroissance sont directement identifiés avec le détecteur CLAS. L'identification du π^+ est privilégiée par rapport au π^- , car la polarité du champ magnétique de l'expérience fait dévier les particules de charges négatives vers l'axe du faisceau, où l'acceptance de CLAS est limitée.

Le canal exclusif $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$ est déterminé par sélection sur la masse manquante X du système $e' p' \pi^+ X$.

2.1 Identification de l'électron

2.1.1 Préselection

Dans l'optique de réduire la quantité de données à traiter, des conditions minimales à l'identification de l'électron sont requises :

- Les particules de charge $q = -1$ sont considérées.
- Seuls les trajectoires ayant passé l'étape de reconstruction *Time Based Tracking* sont conservées.
- La trajectoire doit passer dans les détecteurs DC, CC et EC d'un même secteur de CLAS.
- En raison des fluctuations des signaux de déclenchement par rapport aux seuils fixés pour EC et CC, une coupure sur l'impulsion est imposée : $p_{e-} \geq 0.8 \text{ GeV}/c$.

2.1.2 Coupures sur la position du vertex Z_{vertex}

Seuls les électrons ayant diffusé dans la cible de dihydrogène doivent être considérés. Pour cela, il faut appliquer des coupures de sélection sur le point d'interaction (*vertex*) de l'électron avec un proton de la cible par rapport à l'axe du faisceau (axe Z). La figure 2.1 montre les distributions de la coordonnée Z du vertex pour les particules négatives détectées dans chacun des 6 secteurs de CLAS. Chaque distribution montre deux structures : un plateau centré à -4 cm et d'une largeur de 10 cm, correspondant à la cible, et un pic à 0 cm environ qui correspond à la feuille d'aluminium utilisée pour positionner précisément la cible. Les distributions sont décalées d'un secteur à l'autre. Ce décalage provient d'un

décentrement de la cible par rapport à la position transverse du faisceau. En conséquence, les coupures de sélection doivent être adaptées selon le secteur considéré.

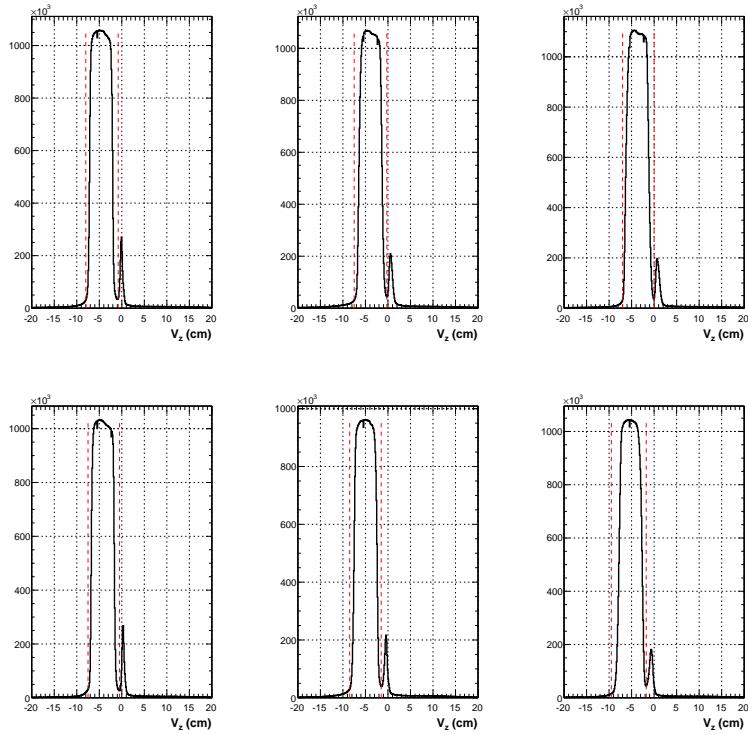


FIGURE 2.1 – Distributions de la position en Z du vertex pour les particules de charge négative détectées dans chacun des 6 secteurs de CLAS. Les lignes rouges pointillées représentent les coupures de sélection.

2.1.3 Coupures fiducielles

Les différents détecteurs de CLAS présentent des régions où la détection des particules n'est pas fiable. Les détecteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques sont particulièrement concernés par les inefficacités géométriques :

- 1. Les coupures fiducielles des détecteurs Čerenkov :** L'efficacité de collection de la lumière Čerenkov décroît en se rapprochant aux extrémités des miroirs du détecteur.

Cela se produit notamment pour des particules traversant le détecteur à proximité de ces extrémités. Pour éliminer ces zones de faibles efficacités, une étude [44] selon l'impulsion de l'électron a permis d'établir la paramétrisation suivante pour e1-6 :

$$\theta \geq \theta_{cut}, \theta_{cut} = C_1 + \frac{C_2}{(p + p_{shift})} \quad (2.1)$$

$$|\phi_S| \leq C_4 \sin(\theta - \theta_{cut})^{C_3 p^\alpha}, \quad (2.2)$$

où ϕ_S est l'angle azimuthal de la particule par rapport au centre du secteur par lequel elle passe. Les valeurs numériques des paramètres sont : $C_1 = 12^\circ$, $C_2 = 18.5^\circ \text{ GeV}^{-1}$, $C_3 = 0.25 \text{ GeV}^{-\alpha}$, $C_4 = 25^\circ$, $\alpha = 0.41667$ et $p_{shift} = 0.14 \text{ GeV}$.

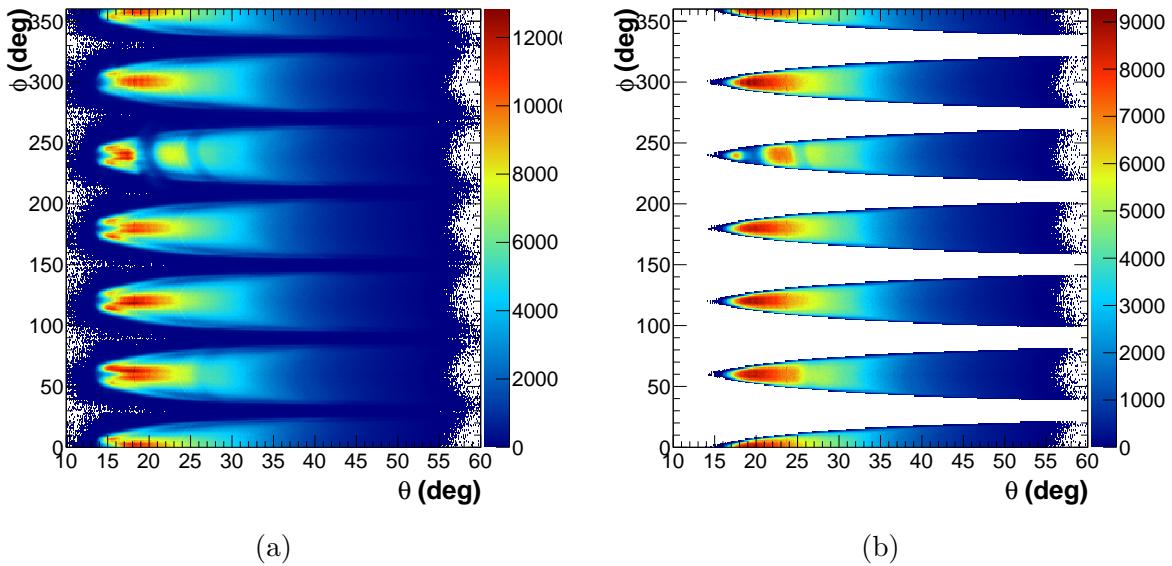


FIGURE 2.2 – Distribution angulaires (θ, ϕ) des particules négatives avant (a) et après (b) application des coupures fiducielles sur les détecteurs Čerenkov.

2. Les coupures fiducielles des calorimètres électromagnétiques : L’identification d’une particule par un calorimètre électromagnétique nécessite la mesure de la totalité de la gerbe créée par la particule. A proximité des bords d’un calorimètre, une partie de la gerbe ne sera pas reconstituée. On estime qu’un électron initiant une gerbe doit être détecté à au moins de 10 cm des bords d’une couche du calorimètre pour être mesuré correctement. Les particules dont les points d’interactions dans les coordonnées (U, V, W) sont trop proches des bords sont rejetées . La figure 2.3 montre les coupures dans chacune des vues U,V,W de l’EC.

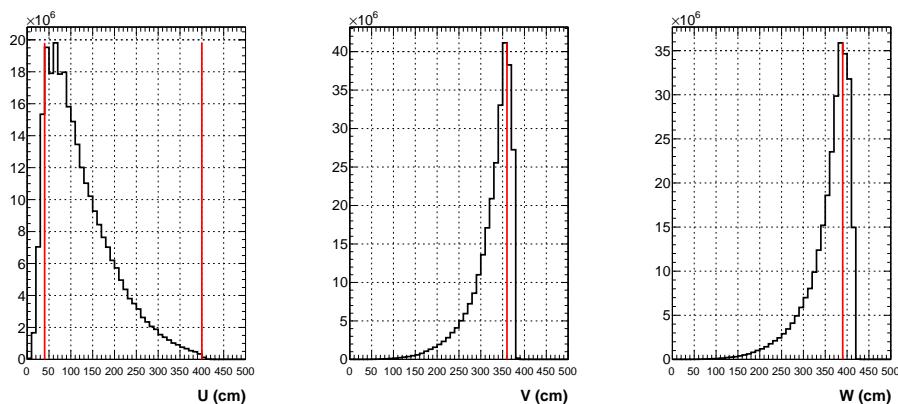


FIGURE 2.3 – Distributions des points d’interactions des particules de charge négative selon les coordonnées U,V et W des calorimètres. Les coupures sont représentées par les lignes rouges.

2.1.4 Discrimination π^-/e^-

Les coupures fiducielles permettent de conserver des informations fiables pour identifier les particules. Mais ces coupures seules ne suffisent pas pour l'identification. En effet, les électrons et les pions chargés négativement peuvent tous deux interagir avec les calorimètres électromagnétiques et produire de la lumière dans les compteurs Čerenkov (à partir d'une impulsion $p \geq 2.5$ GeV/c). Des pions chargés négativement peuvent alors être identifiés par erreur comme des électrons. Pour réduire cette contamination, il faut imposer des contraintes supplémentaires basées sur les propriétés d'interaction des particules avec les détecteurs EC et CC.

Sélection sur la fraction d'énergie totale déposée dans les calorimètres EC Dans les calorimètres électromagnétiques, un électron produit une gerbe électromagnétique dont l'énergie déposée est proportionnelle à l'impulsion de la particule. Cette propriété se manifeste dans la figure 2.4 par une structure constante en $\frac{E_{tot}}{p}$ selon l'impulsion de la particule. La structure est caractérisée en évaluant le centre et la largeur pour différentes tranches en impulsion.

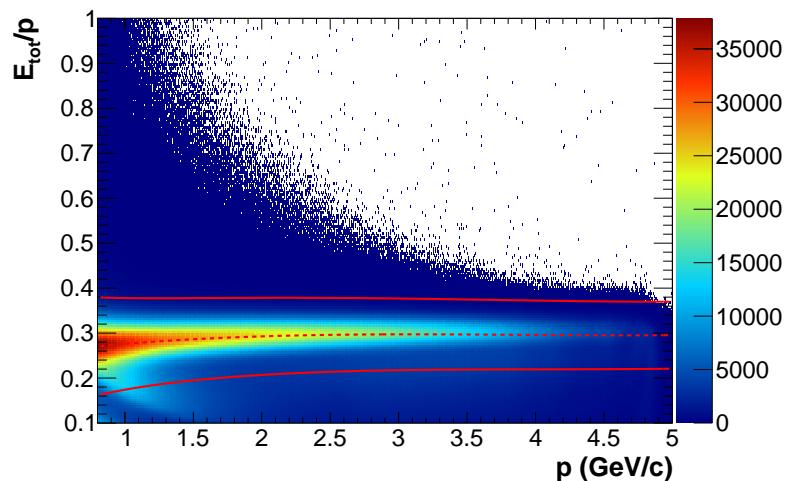


FIGURE 2.4 – Dépôt total d'énergie dans l'EC divisé par l'impulsion en fonction de l'impulsion pour des particules chargées négativement. Les lignes rouges définissent la coupure de sélection à 3σ sur la distribution des électrons. La ligne rouge pointillée définit le centre de la distribution.

La coupure de sélection sur cette distribution est ainsi paramétrisée :

$$\begin{aligned} \left| \frac{E}{p} - \mu(p) \right| &< 3\sigma(p) \\ \mu(p) &= 0.240571 + 0.046972 \times p - 0.012609 \times p^2 + 0.001081 \times p^3 \\ \sigma(p) &= \left(\frac{0.025913}{\sqrt{p}} \right)^2 + (0.021957)^2 . \end{aligned} \quad (2.3)$$

Les pions d'impulsions de l'ordre de $p \approx 1$ GeV/c sont caractérisés par une perte d'énergie minimale dans le matériau qu'ils traversent (*Minimum Ionizing Particle*). Ainsi, ils déposent la même quantité d'énergie par épaisseur de matériau traversé (2 MeV/cm

([45]) environ), indépendamment de leur impulsion. La partie des calorimètres qui collecte l'énergie déposée par une particule est constituée de 39 couches de scintillateurs de 10mm chacune. L'énergie totale déposée par un pion dans les calorimètres de CLAS peut alors être calculée :

$$E_{tot} = 39 \times 10 \text{ mm} \times 2 \text{ MeV/cm} = 78 \text{ MeV}. \quad (2.4)$$

Rappelons que les calorimètres de CLAS sont groupés en deux parties : une partie interne (*Inner*) est constituée des 15 premières couches, et la partie externe (*Outer*) des 24 autres couches. Il est alors possible de mesurer E_{inner} et E_{outer} , les énergies deposées dans chacune des deux parties. La figure 2.5 montre la distribution de E_{inner} en fonction de E_{outer} . Deux structures apparaissent : un pic localisé à des faibles valeurs de E_{inner} et E_{outer} et une plus large distribution à plus grandes valeurs de E_{inner} . On s'attend à ce que l'électron perde une grande partie de son énergie dans la partie interne du calorimètre en raison du dépôt d'énergie proportionnel à son impulsion, par conséquent E_{inner} est plus important que E_{outer} . Quant aux pions, ils perdent la même quantité d'énergie par unité de longueur, d'où la relation entre E_{inner} et E_{outer} pour les pions :

$$\frac{E_{inner}}{15} = \frac{E_{outer}}{24} = \frac{E_{tot}}{39} = \frac{78}{39}, \quad (2.5)$$

d'où $E_{inner} = 30 \text{ MeV}$ et $E_{outer} = 48 \text{ MeV}$. La structure dans la partie $E_{inner} \geq 60 \text{ MeV}$ est donc attribuée aux électrons.

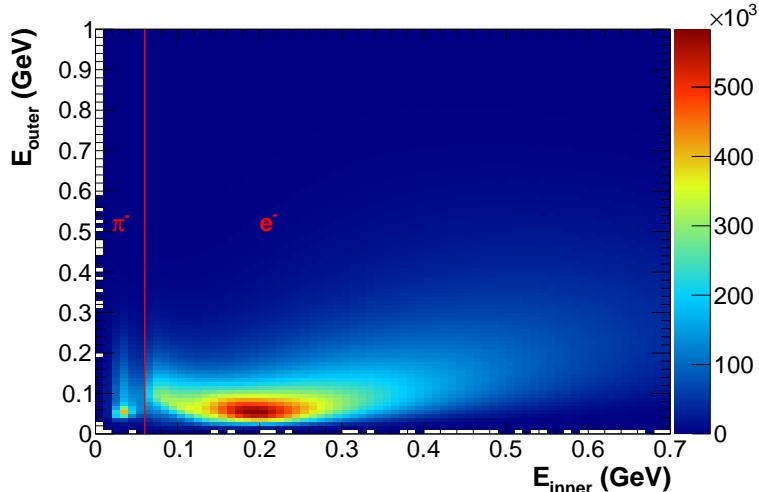


FIGURE 2.5 – Fraction d'énergie déposée dans la partie interne (*Inner*) en fonction de celle déposée dans la partie externe (*Outer*) du calorimètre. La coupure $E_{inner} > 60 \text{ MeV}$ est représentée par la ligne rouge.

Correspondance en temps et en angle de la trajectoire avec les données des Compteurs Čerenkov : Le rayonnement Čerenkov émis par des électrons ultra-relativistes forme dans un photomultiplicateur une distribution poissonienne selon le nombre de photoélectrons produit à la photocathode. Or, en examinant le spectre d'émission (figure 2.6) des particules ayant passé les coupures de vertex, les coupures fiducielles, et de fraction d'énergie déposée pour la sélection de l'électron, deux structures sont observées. La première est une large distribution poissonienne de valeur moyenne d'environ

10 photoélectrons, à laquelle les électrons contribuent majoritairement. La deuxième est un pic étroit à fort taux de comptage à 1-2 photoélectrons environ.

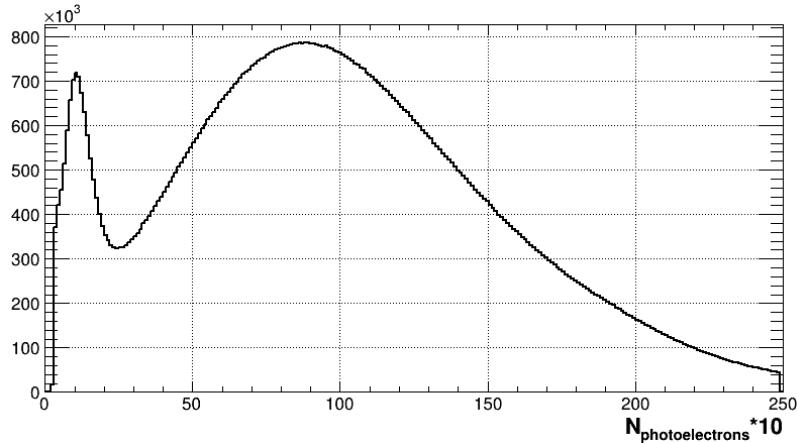


FIGURE 2.6 – Spectre d'émission de photoélectrons (x10) par les particules candidates à être identifiées comme électrons.

Or, la corrélation du spectre d'émission des photoélectrons en fonction de la fraction d'énergie déposée dans EC divisée par l'impulsion (figure 2.7) montre qu'une large part des événements dans la région du pic 1-photoélectron dépose une fraction d'énergie inférieure à ce qui est attendu pour un électron ($\frac{E_{tot}}{p} \approx 0.3$) .

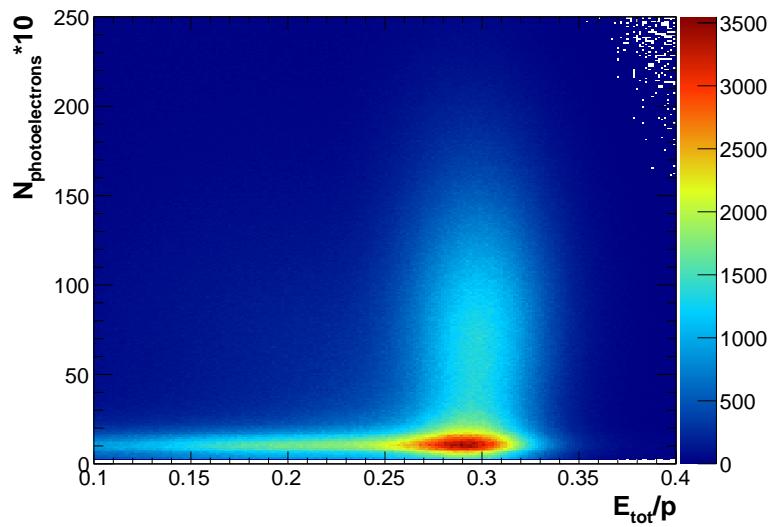


FIGURE 2.7 – Fraction d'énergie déposée $\frac{E_{tot}}{p}$ en fonction du nombre de photoélectrons (x10).

De fait, le déclenchement de l'acquisition d'un évènement de CLAS repose sur la coïncidence d'une particule avec les *hits* mesurés dans l'EC et le CC au sein d'une fenêtre de 150 ns. Or, cette coïncidence repose uniquement sur une correspondance selon le secteur des informations mesurées. Ainsi, un pion émis à grand angle polaire, hors de la couverture angulaire des détecteurs Čerenkov, peut coïncider dans la fenêtre de déclenchement

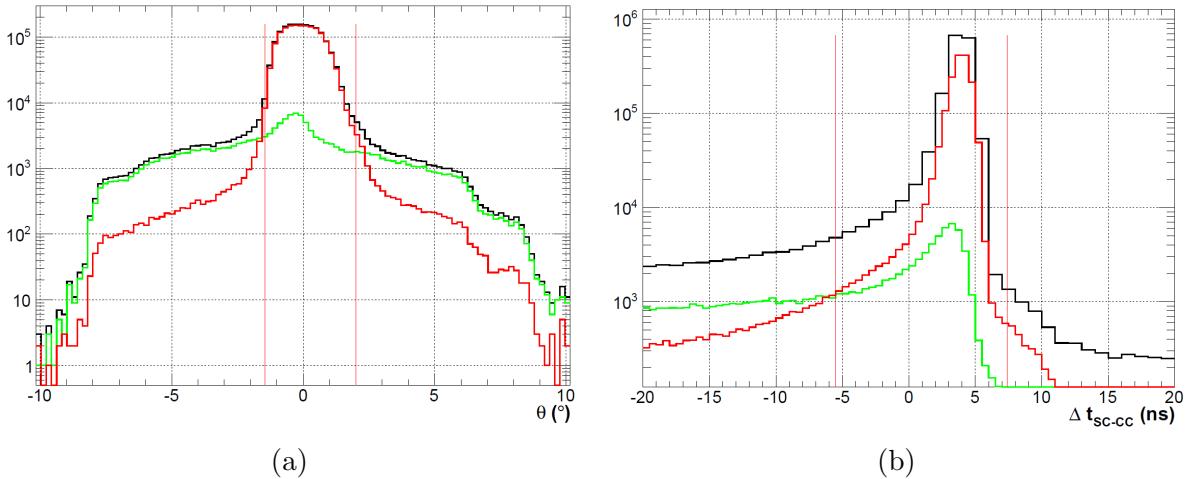


FIGURE 2.8 – Exemple de l’application de la procédure *CC Matching* pour le segment 7 du secteur 3 du détecteur Čerenkov : a) Distribution angulaire par rapport au centre du segment des particules ayant passés les coupures fiducielles et les coupures sur la fraction d’énergie déposée dans EC. b) Distribution du temps d’arrivée entre le compteur Čerenkov et le détecteur de temps de vol. En vert, les particules ayant émis $N_{phe} \leq 2.5$. En rouge, celles ayant émis $N_{phe} \geq 2.5$. En noir, les deux contributions. Les lignes verticales rouges délimitent les coupures de sélection.

avec un signal de bruit d’un compteur Čerenkov dans le même secteur que le pion. Dans ce cas de figure l’évènement est quand même acquis avec un signal à bas photoélectrons correspondant à du bruit.

L’étude [46] propose de réduire le pic 1-photoélectrons en contraignant davantage la correspondance de la trajectoire reconstruite dans les chambres à dérive avec les informations mesurées par le compteur Čerenkov.

La stratégie (surnommée *CC Matching*) repose sur deux types de sélection : des coupures de sélection géométrique de la trajectoire de la particule dans le détecteur Čerenkov et de temps de vol entre le compteur Čerenkov et le détecteur SC touché par la particule.

Dans le premier cas, la trajectoire de la particule est prolongée au-delà des chambres à dérive de manière à localiser la particule dans les détecteurs Čerenkov. Dans un secteur donné, les segments Čerenkov sont modélisés par un plan sur lequel on repère le point d’impact de la particule. Dans ce plan sont également projetées les coordonnées délimitant les différents segments polaires du détecteur. On peut ainsi établir l’écart en angle polaire de la particule par rapport au centre du segment Čerenkov par lequel passe cette particule.

Ensuite, pour chaque secteur et chaque segment Čerenkov donné, on examine comment sont distribuées, selon l’écart polaire au centre du segment θ et le temps de parcours δt_{CC-SC} , les particules ayant $N_{phe} < 2.5$, dominées par le bruit et les particules ayant $N_{phe} > 2.5$, dominées par des électrons réels. La figure 2.8 illustre la procédure pour le segment 7 du secteur 3 de CLAS. Dans la distribution de l’écart en angle polaire, on peut constater une forte concentration des particules $N_{phe} > 2.5$ (en rouge) au voisinage du centre du segment, tandis que les particules $N_{phe} < 2.5$ (en vert) sont distribuées plus uniformément selon l’angle. Les régions où la distribution $N_{phe} < 2.5$ domine sont exclues, car il s’agit de régions trop contaminées par le bruit. La distribution δt_{CC-SC} montre un pic dominé par les particules $N_{phe} > 2.5$. On rejette également ici les régions dominées par le pic 1-photoélectron .

L’application de ces deux coupures permet de réduire considérablement le pic à 1-

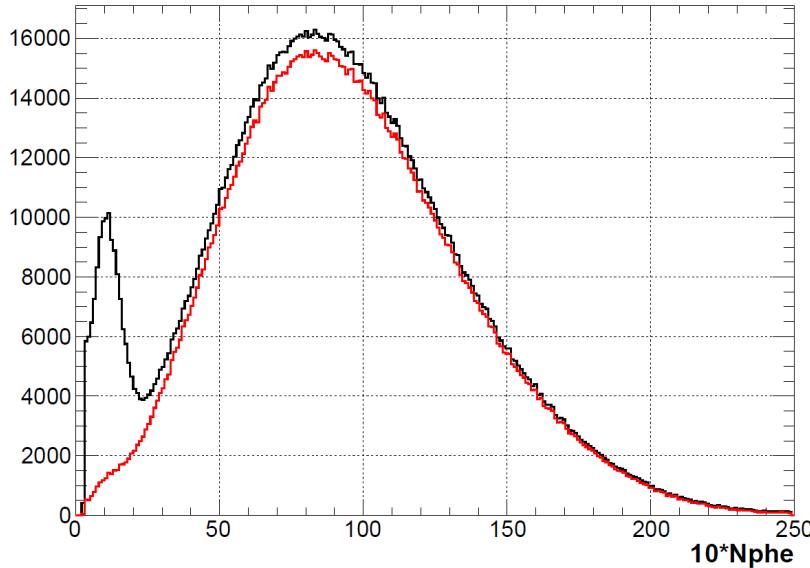


FIGURE 2.9 – Spectres d'émissions des photoélectrons dans les détecteurs CC pour les particules candidates à être identifiées comme électrons. En noir, le spectre d'émission pour les particules ayant passés les coupures fiducielles et les coupures sur la fraction d'énergie déposée. En rouge, le spectre d'émission pour les mêmes conditions après application de la procédure CC Matching.

photoélectron, comme le montre la figure 2.9.

2.2 Identification du proton et π^+

2.2.1 Préselection

Une fois l'électron identifié, les conditions minimales requises pour l'identification du proton et du π^+ sont les suivantes :

- Les particules de charge $q \neq 0$ sont considérées.
- Seules les traces ayant passé l'étape de reconstruction *Time Based Tracking* sont conservées.
- Une coupure sur l'impulsion est imposée : $p \geq 0.2 \text{ GeV}/c$.

2.2.2 Coupures fiducielles dues aux bobines toroïdales

Le détecteur CLAS présente des zones mortes en raison de l'espace occupé par les bobines toroïdales entre les différents secteurs. La coupure fiduciale est décrite de la manière suivante :

$$\phi_{min}(S) \leq \phi(S) \leq \phi_{max}(S) , \quad (2.6)$$

avec :

- S le numéro de secteur de CLAS ;
- $\phi_{min}(S) = -a_{0m}(S) \times (1 - e^{-a_{1m}(S) \times (\theta - a_{2m}(s))}) + a_{3m}(S)$;
- $\phi_{max}(S) = -a_{0p}(S) \times (1 - e^{-a_{1p}(S) \times (\theta - a_{2p}(s))}) + a_{3p}(S)$.

Les paramètres a_{im} et a_{ip} pour l'expérience e1-6 ont été obtenus dans l'étude [47] par un ajustement des distributions en ϕ pour les particules p , π^+ et π^- , selon différentes tranches en θ . L'effet de la coupure fiduciale est visible dans la figure 2.10.

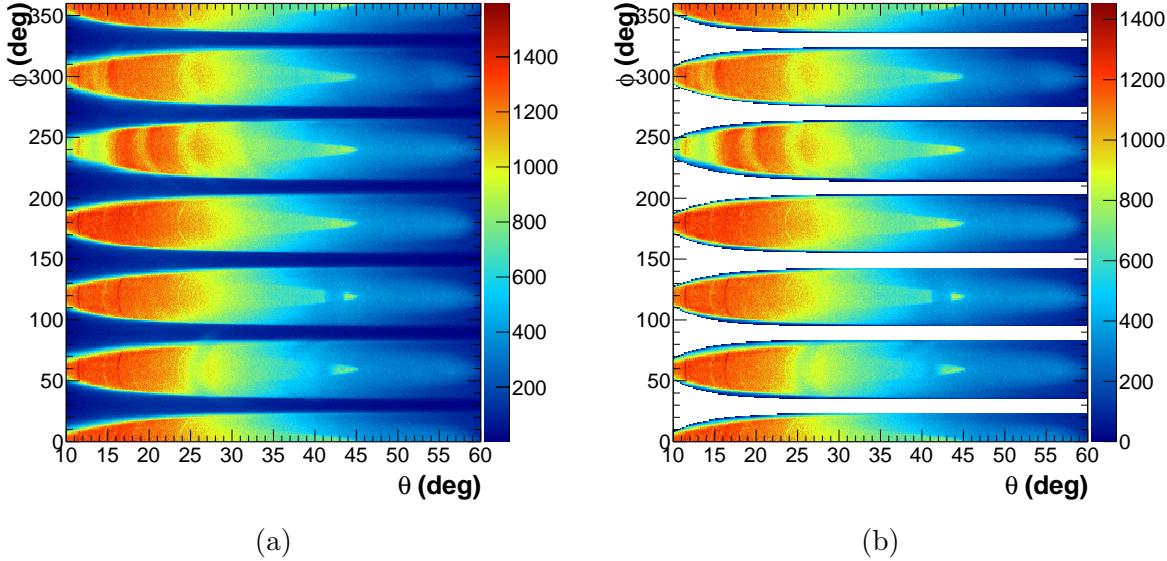


FIGURE 2.10 – Distribution des particules positives avant (a) et après (b) coupures fiducielles dues aux bobines toroïdales.

2.2.3 Coupures sur la position du vertex en Z

Une coupure sur la position Z du vertex reconstruit pour la particule chargée est appliquée selon le secteur traversé par la particule (figure 2.11). La largeur ΔV_Z des coupures (16 cm) est plus large que les coupures pour la sélection de l'électron (7 cm) pour tenir compte des différences de résolutions dans la reconstruction.

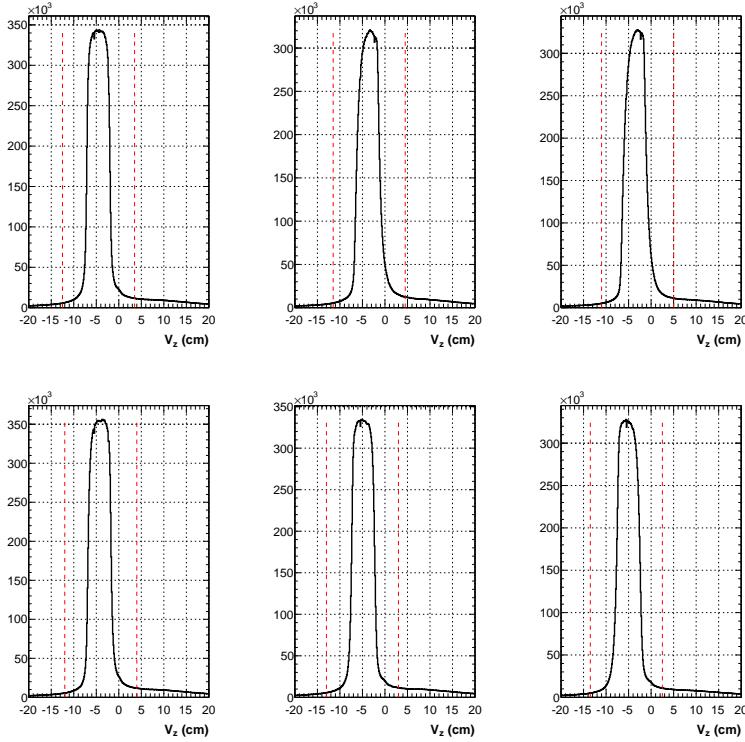


FIGURE 2.11 – Distributions de la position en Z du vertex pour les particules de charge positive détectées dans chacun des 6 secteurs de CLAS, après coupures fiducielles dues aux bobines toroïdales. Les lignes rouges pointillées représentent les coupures de sélection.

2.2.4 Sélection par mesure du temps de vol

L’identification du proton et du pion est réalisée à l’aide du temps de vol t donné par les détecteurs SC, la longueur de trajectoire l et l’impulsion p reconstruites dans les chambres à dérive. On peut alors calculer la vitesse β de la particule et la comparer à la vitesse d’une particule candidate de masse m qui évoluerait à la même impulsion que celle mesurée :

$$\Delta\beta_m = \beta_{mes} - \beta_{calc}(m) = \frac{l}{ct} - \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} . \quad (2.7)$$

La figure 2.12 montre les distributions $\Delta\beta$ selon l’impulsion de la particule. On constate l’existence de plusieurs structures, que l’on peut associer à différentes particules. Dans la distribution $\Delta\beta_{proton}$ (respectivement $\Delta\beta_{\pi^+}$), la distribution centrée à 0 correspond aux protons (π^+).

Les protons et les pions sont sélectionnés avec les coupures :

$$|\Delta\beta_{proton}| \leq 0.05 \quad (2.8)$$

$$|\Delta\beta_{\pi^+}| \leq 0.045 \quad (2.9)$$

Notons qu’au-delà de 2-2.5 GeV/c, la plupart des particules peuvent présenter une valeur de $\Delta\beta_{proton}$ et de $\Delta\beta_{\pi^+}$ qui satisfait à la fois les critères de sélection pour le proton et pour le pion. Dans ce cas, la résolution sur le temps de vol ne permet pas de déterminer sans ambiguïté la nature de la particule. De tels événements sont donc rejettés de l’analyse.

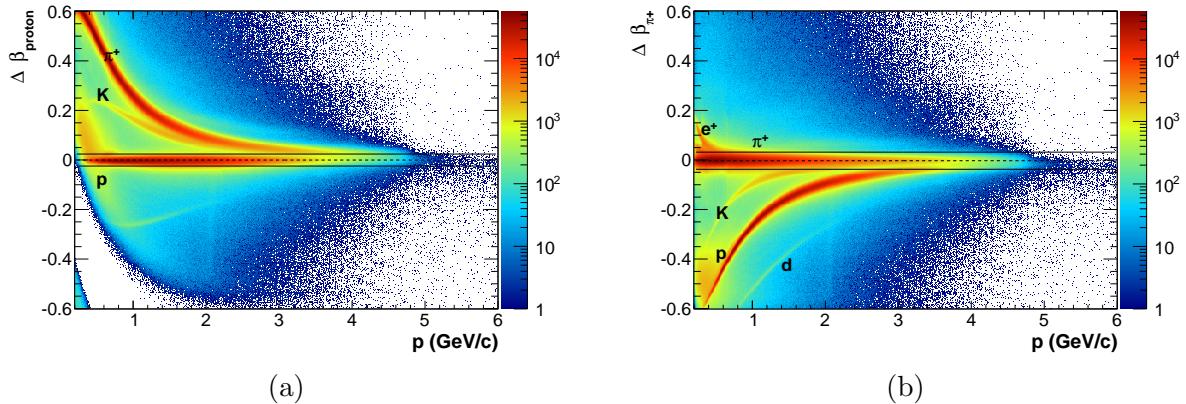


FIGURE 2.12 – Distributions de $\Delta\beta$ (a) calculé avec la masse du proton et (b) calculé avec la masse du pion en fonction de l’impulsion p . Les coupures d’identification du proton (respectivement du pion) sont représentées par les lignes noires continues.

2.3 Corrections d’impulsion au vertex

Les particules de l’état final perdent de l’énergie le long de leur parcours par interaction avec les matériaux des détecteurs, ainsi que par rayonnement de freinage dû à la courbure de la trajectoire par le champ magnétique de CLAS.

L’objectif est de retrouver la cinématique d’une particule à son origine. Les simulations Monte Carlo permettent de retrouver la cinématique au vertex d’une particule reconstruite par le programme de simulation de CLAS, GSIM (se référer au chapitre 3 pour une description détaillée des simulations Monte Carlo).

On peut alors comparer chacune des variables cinématiques (p, θ, ϕ) des particules générées au vertex avec ce qui a été mesuré par CLAS. La figure 2.13 représente le rapport de l’impulsion générée au vertex par rapport à l’impulsion reconstruite pour des protons dans le canal exclusif $ep\pi^+\pi^-$. On constate un écart pouvant atteindre 10% environ vers les faibles impulsions. Le centre de la distribution en fonction de l’impulsion reconstruite est paramétrisé à partir des différentes projections de la distribution selon des tranches en impulsion. Une fois déterminée, cette paramétrisation de $\frac{p_{GEN}}{p_{REC}}$ permet de calculer l’impulsion corrigée, définie par $p_{corr} = p \cdot \frac{p_{GEN}}{p_{REC}}$. Les paramétrisations obtenues dans cette analyse pour l’électron, le proton et le pion sont les suivantes :

$$p_{corr} = p \cdot \left(1.001 + \frac{1.331 \times 10^{-3}}{p} - \frac{4.32 \times 10^{-4}}{p^2} \right) \text{ pour les électrons} \quad (2.10)$$

$$p_{corr} = p \cdot \left(0.9947 + \frac{3.425 \times 10^{-2}}{p} - \frac{6.42 \times 10^{-2}}{p^2} + \frac{5.76 \times 10^{-2}}{p^3} - \frac{2.25 \times 10^{-2}}{p^4} + \frac{3.36 \times 10^{-3}}{p^5} \right) \text{ pour les protons} \quad (2.11)$$

$$p_{corr} = p \cdot \left(1.001 + \frac{4.57 \times 10^{-4}}{p} + \frac{5.1 \times 10^{-5}}{p^2} \right) \text{ pour les } \pi^+. \quad (2.12)$$

En ce qui concerne l’angle polaire θ et l’angle azimutal ϕ , l’écart relatif entre ce qui est généré et ce qui est mesuré n’excède pas 0.2%. Par conséquent, aucune correction n’a été appliquée sur les coordonnées angulaires.

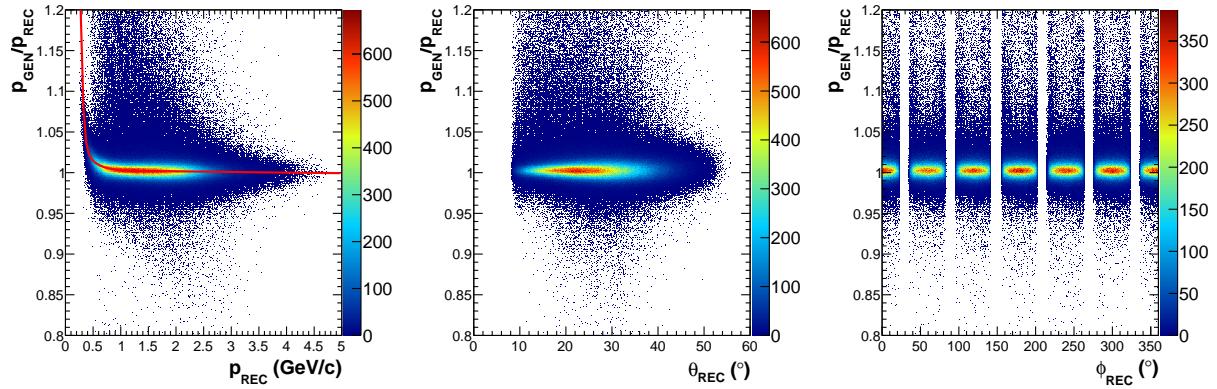


FIGURE 2.13 – $\frac{p_{\text{GEN}}}{p_{\text{REC}}}$ en fonction de l’impulsion (à gauche), de l ’angle polaire (au milieu), et de l’angle azimutal (à droite) d’un proton reconstruit. La courbe rouge sur la figure à gauche représente une fonction ajustée sur le centre de la distribution.

2.4 Sélection du canal $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$

2.4.1 Sélection sur la masse manquante $e'p'\pi^+X$

Une fois que l’électron diffusé, le proton de recul et le π^+ ont été identifiés, l’exclusivité de l’état final est déterminée par une sélection aux voisinage de la masse du pion dans le spectre de masse manquante $ep\pi^+X$. Le quadrivecteur p_X de X est défini par :

$$p_X = p_p + p_e - (p_{e'} + p_{p'} + p_{\pi^+}), \quad (2.13)$$

où p désigne le proton de la cible, e l’électron du faisceau, e' l’électron diffusé, p' le proton de recul et π^+ le pion de décroissance identifié avec CLAS.

La figure 2.14 représente ce spectre. Le spectre montre un pic à la masse du pion suivi par un continuum correspondant à la masse de multiples pions. La détermination des valeurs des coupures a fait auparavant l’objet d’une étude systématique dans la note [48], qui a permis d’établir le taux de comptage optimal pour le méson ρ^0 . Les valeurs obtenues seront réutilisées dans ce travail :

$$-0.05 \leq Mm^2[ep\pi^+X] \leq 0.08 \text{ GeV}^2. \quad (2.14)$$

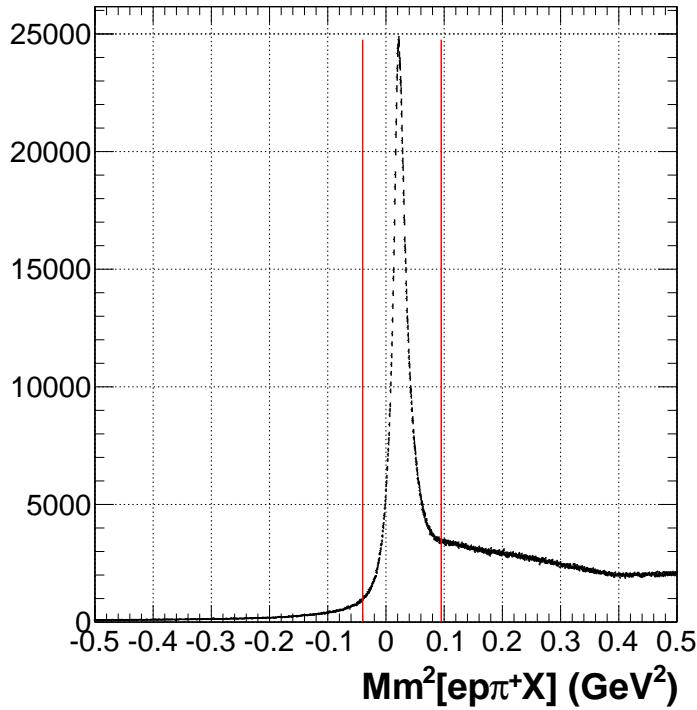


FIGURE 2.14 – Distribution de la masse carrée de X dans le système $ep\pi^+X$. La largeur à mi-hauteur du pic vaut $\Gamma = 0.04 \text{ GeV}^2$.

2.4.2 Coupure sur le pic 1-photoélectron

Malgré les coupures appliquées dans les détecteurs Čerenkov pour identifier les électrons, le pic à 1-photoélectron subsiste après la coupure d'exclusivité sur la masse manquante (2.14). La figure 2.15 montre que ce pic apparaît surtout dans la région $p_{e^-} \leq 1.5 \text{ GeV}/c$ et $N_{phe} \leq 2$. N'étant pas en mesure de réduire la contamination dans cette région, tous les événements dans cette région sont rejettés.

2.4.3 Sélection sur le vertex Z

La position reconstruite du vertex le long de l'axe Z doit être la même pour l'électron, le proton et le π^+ , aux effets de résolution près. Pour cela, on considère les distributions $\Delta V_z^{pe} = V_z^p - V_z^e$ et $\Delta V_z^{\pi e} = V_z^\pi - V_z^e$, fonctions respectivement de l'impulsion du proton et du π^+ . Pour $ij = pe$ ou $ij = \pi e$, les coupures suivantes sont appliquées :

$$|\Delta V_z^{ij}(p^i) - \mu^{ij}(p^i)| < 4.5 \times \sigma^{ij}(p^i) \quad (2.15)$$

Dans chaque secteur les paramétrisations pour la valeur moyenne $\mu^{ij}(p)$ et la largeur $\sigma^{ij}(p)$ ont la forme :

$$\mu^{ij}(p^i) = \alpha^{ij} + \beta^{ij} p^i + \gamma(p^i)^2 \quad (2.16)$$

$$\sigma^{ij}(p^i) = \alpha^{ij} + \beta^{ij} p^i + \gamma(p^i)^2 . \quad (2.17)$$

L'effet de ces coupures est visible dans la figure 2.16.

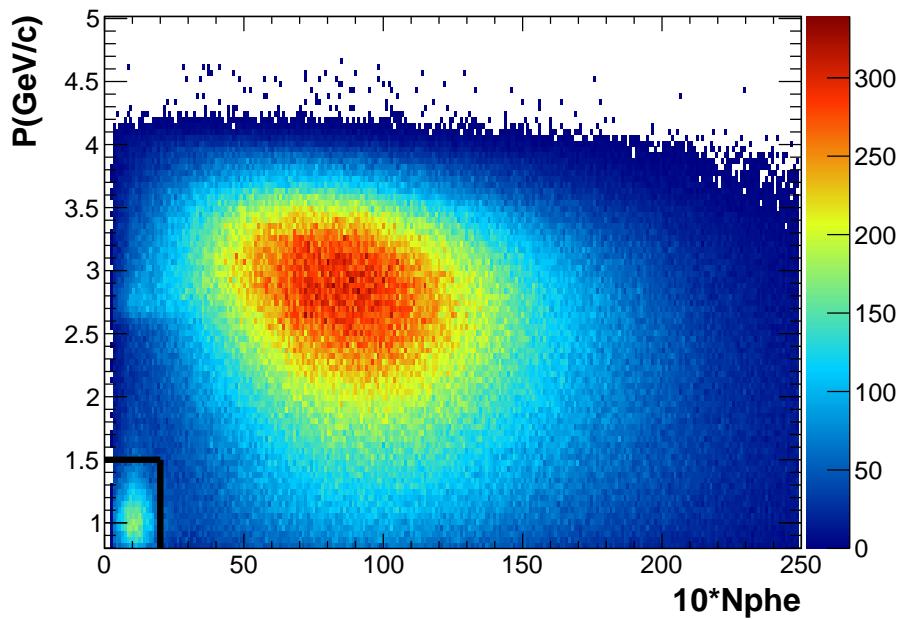


FIGURE 2.15 – Impulsion des électrons du canal $ep\pi^+\pi^-$ en fonction du nombre de photoélectrons émis, après application de la coupure d'exclusivité sur la masse manquante. Les lignes noires délimitent en bas à gauche de la figure la région où domine le pic 1-phe.

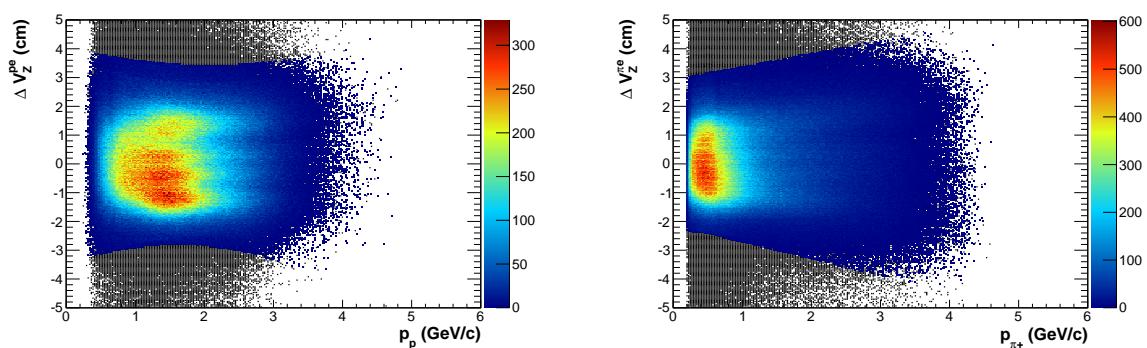


FIGURE 2.16 – A gauche, ΔV_Z^{pe} en fonction de l'impulsion du proton avant (en noir) et après coupure (en couleur). A droite, $\Delta V_Z^{\pi^+e}$ en fonction de l'impulsion du π^+ avant (en noir) et après coupures (en couleur).

Chapitre 3

Mesure des sections efficaces

$$\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$$

Ce chapitre explique comment a été calculée la section efficace de la réaction $\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$ à partir de données expérimentales. C'est à partir des spectres de section efficace en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+ \pi^-}$ des produits de décroissance en deux pions d'un méson, que sont extraits les mésons $\rho^0(770)$, $f_0(980)$ et $f_2(1270)$, comme cela sera décrit dans le chapitre suivant.

3.1 L'état final $e' p' \pi^+ \pi^-$

La figure 3.1 montre la distribution des événements $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$ pour chacune des 7 variables cinétiques décrivant le processus, définies dans la partie I chapitre 2, ainsi que selon l'énergie W du centre de masse du système (γ^* , p).

L'état final $e' p' \pi^+ \pi^-$ est le produit de différentes réactions possibles ; il peut provenir aussi bien de la décroissance d'un méson ($ep \rightarrow epM \hookrightarrow \pi\pi$) que de la décroissance d'un état excité du nucléon ($ep \rightarrow e\pi N^* \hookrightarrow p\pi$).

Outre la décroissance d'un méson en $\pi^+ \pi^-$, il faut donc considérer les différentes combinaisons $p\pi$ pouvant former une résonance baryonique. Les diagrammes de Dalitz de la figure 3.2 permettent de les visualiser. On peut constater une importante contribution du canal $ep \rightarrow e\pi^- \Delta^{++}(1232) \hookrightarrow p\pi^+$, dont la structure vient fortement contaminer la région de masse $M_{\pi^+ \pi^-}$ du $\rho^0(770)$ et du $f_0(980)$. Les productions des résonances $\Delta^0(1232) \hookrightarrow p\pi^-$, $D_{13}(1520) \hookrightarrow p\pi^-$ ainsi que $F_{15}(1680) \hookrightarrow p\pi^-$ sont également observées.

La figure 3.3 illustre l'évolution de l'énergie du centre de masse W selon la masse invariante de la paire $\pi^+ \pi^-$. Elle permet de corrélérer la production des mésons aux éventuels états excités du proton.

Une importante structure apparaît dans la région de masse invariante $M_{\pi^+ \pi^-} = 770$ MeV, correspondant à la décroissance du méson ρ^0 .

A $W=1.72$ GeV, la production du ρ^0 provient de l'excitation du proton vers l'état $N(1720) : \gamma + p \rightarrow N(1720) \rightarrow p + \rho^0 \hookrightarrow \pi^+ + \pi^-$. Cependant, dans la même région en W, l'étalement de la structure en fonction de la masse invariante $\pi^+ \pi^-$ signe la présence des états $N(1700)$ et $N(1710)$, qui décroissent en une paire $\pi^+ \pi^-$ non résonante.

Pour l'étude des mésons ρ^0 , f_0 et f_2 , les contributions $N(1700)$ et $N(1710)$ sont rejetées.

Ainsi, seule la région cinétique $W > 1.8$ GeV, hors de la région des résonances, sera considérée dans le reste de ce travail.

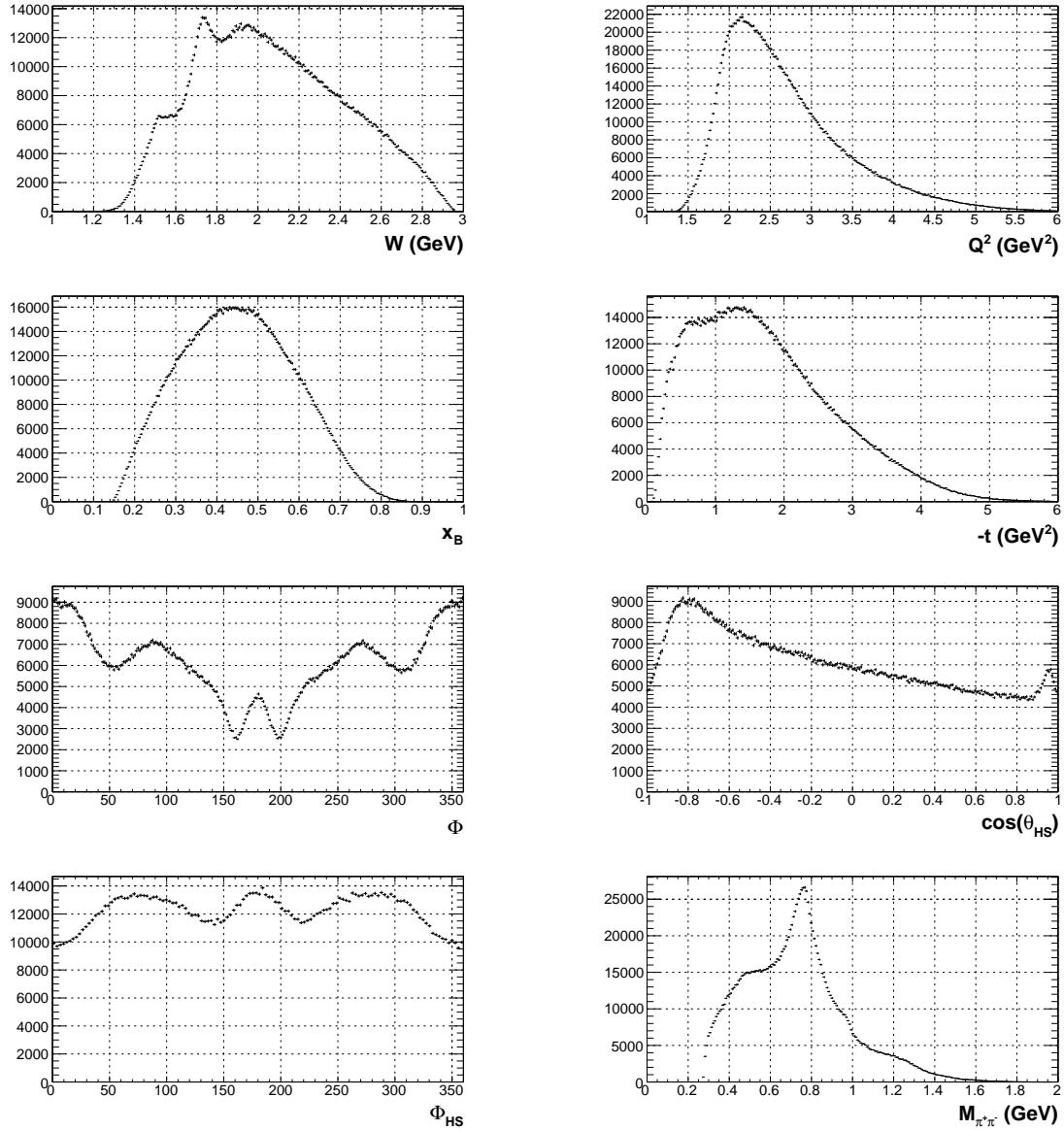


FIGURE 3.1 – Distributions des variables cinétiques des événements $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ (données expérimentales).

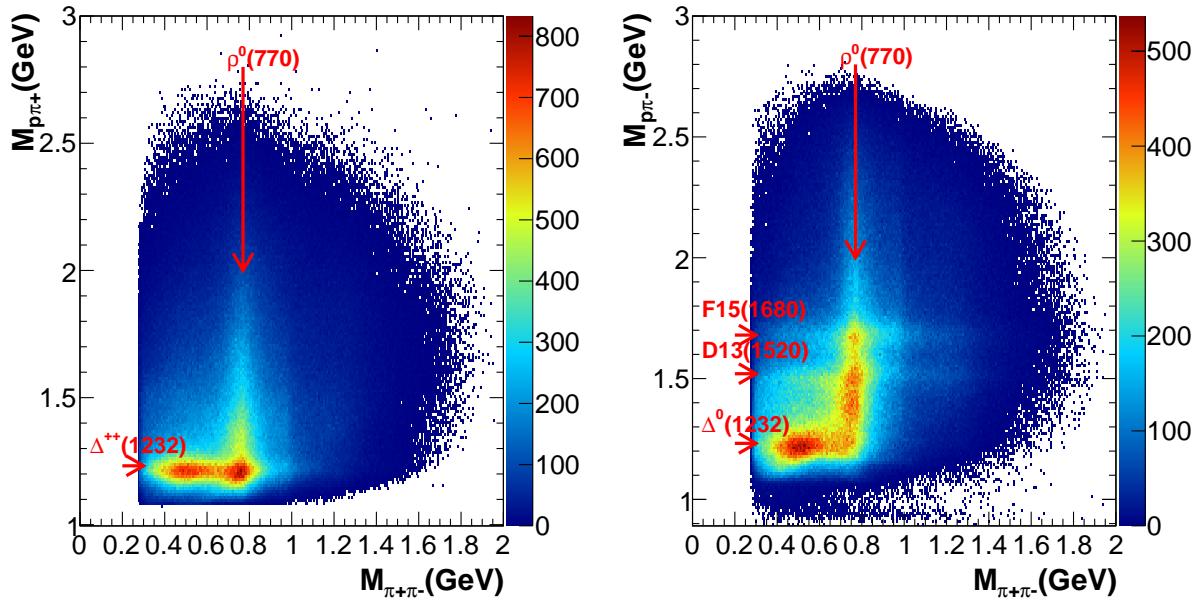


FIGURE 3.2 – Diagrammes de Dalitz pour les données expérimentales. Les résonances mésoniques et baryoniques principales sont indiquées par les flèches.

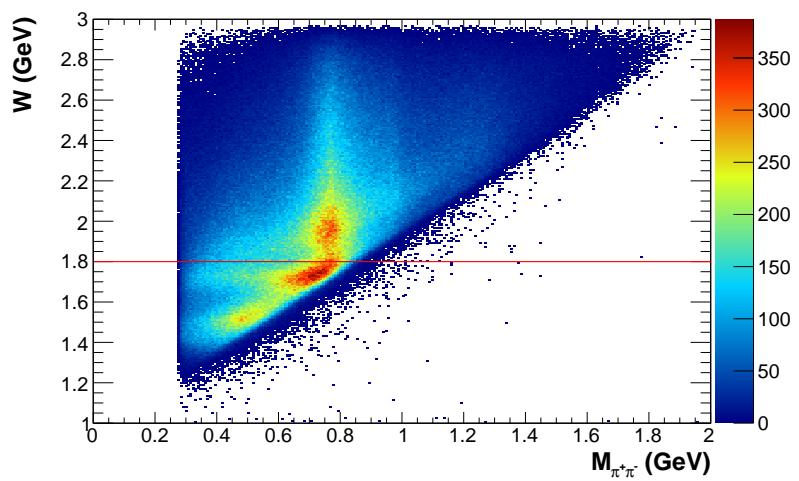


FIGURE 3.3 – Distribution de l'énergie du centre de masse W en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ pour les données expérimentales. La ligne rouge marque la coupure $W > 1.8$ GeV.

3.2 Calcul des sections efficaces différentielles

Dans le cadre de la production d'un méson par l'échange d'une seul photon entre l'électron et le nucléon, la réaction $ep \rightarrow e'p'M$ peut être factorisée en une partie $e \rightarrow e'\gamma^*$ et $\gamma^*p \rightarrow p'M$. Ce dernier processus porte les informations liées à la structure du nucléon et de la production de mésons. On parle alors de *sections efficaces réduites* qui s'écrivent :

$$\sigma^{\gamma^*p}(Q^2, x_B) = \frac{1}{\Gamma_V(Q^2, x_B)} \frac{d^2\sigma^{ep}}{dQ^2 dx_B}, \quad (3.1)$$

où Γ_V est le facteur de flux du photon virtuel. La probabilité d'émission d'un photon virtuel par un électron est définie de manière conventionnelle. La convention de Hand [49] sera employée pour le calcul de ce facteur. Le facteur de flux s'écrit alors :

$$\Gamma_V = \frac{\alpha}{8\pi} \frac{Q^2}{M_p^2 E^2} \frac{1-x_B}{x_B^3} \frac{1}{1-\epsilon}, \quad (3.2)$$

avec

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \frac{Q^2 + (E-E')^2}{4EE' - Q^2}}, \quad (3.3)$$

où $\alpha = \frac{1}{137}$ est la constante de couplage électromagnétique. E et E' désignent respectivement l'énergie de l'électron incident et celle de l'électron diffusé. M_p est la masse du proton.

Une table d'intervalles est définie pour chacune des 7 variables cinématiques $Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-}$. En identifiant un certain intervalle d'une variable cinématique par un numéro, on peut ainsi décrire complètement la cinématique du canal $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ par un ensemble de 7 coordonnées que l'on appellera *bin 7-dimensionnels*.

La présente analyse vise à établir les spectres de section efficace du processus $\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$, dans des intervalles bidimensionnels (Q^2, x_B) , tridimensionnels (Q^2, x_B, τ) ou quadridimensionnels (Q^2, x_B, τ, ν) . Les symboles τ et ν désignent chacun une des 4 autres variables cinématiques : $-t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}$.

On considère l'intervalle (appelé aussi *bin*) multidimensionnel $\Omega = (Q^2, x_B, \tau, M_{\pi^+\pi^-})$. La section efficace réduite différentielle selon $d\tau dM$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma^{\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-}}{d\tau dM} = \frac{N^{\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-}(\Omega)}{L_{int} \Delta\Omega F_{CorrVol}(\Omega) F_h(\Omega)} \quad (3.4)$$

où

- L_{int} est la luminosité intégrée ;
- $\Delta\Omega = \Delta Q^2 \Delta x_B \Delta \tau \Delta M$ est l'hypervolume du bin Ω . L'hypervolume est délimité par une table d'intervalles pour les variables cinématiques dont dépend le bin Ω ;
- $F_{CorrVol}$ est la correction du volume du bin Ω (section 3.7) ;
- $F_h(\Omega)$ est le « facteur de trou », qui est une correction apportée à l'acceptance dans le bin Ω (section 3.6) ;
- $N_{\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-}(\Omega)$ est le nombre total d'événements $\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ corrigés des inefficacités de détection et des effets radiatifs dans le bin Ω . Il est défini par :

$$\begin{aligned}
 N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\Omega) &= \sum_{k=1}^{N^{ep\pi^+\pi^-}(\Omega)} f_k \\
 &= \sum_{k=1}^{N^{ep\pi^+\pi^-}(\Omega)} \frac{1}{\Gamma_V(Q^2, x_B) Acc_{CorrRad}(\omega) Eff_{CC}(p_{e^-}, Q^2, x_B)} ,
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

où

- $N^{ep\pi^+\pi^-}(\Omega)$ est le nombre d'événements $ep\pi^+\pi^-$ détectés dans le bin Ω .
- k est l'indice sur les événements $ep\pi^+\pi^-$ détectés. Chaque événement k est pondéré par un facteur f_k .
- $\omega = (Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos \theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})$ est le bin 7-dimensionnel décrivant la cinématique de l'événement k .
- $\Gamma_V(Q^2, x_B)$ est le facteur de flux du photon virtuel (3.2). Il est calculé pour la valeur de (Q^2, x_B) associée à l'événement k .
- $Acc_{CorrRad}(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos \theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})$ est l'acceptance corrigée des effets radiatifs (section 3.5). A chaque événement k est associée une valeur d'acceptance dans la table d'intervalle à 7 dimensions qui correspond à la cinématique ω de l'événement.
- $Eff_{CC}(p_{e^-}, Q^2, x_B)$ est l'efficacité des coupures de sélection des électrons dans les compteurs Cerenkov (section 3.8).

Les événements pondérés sont regroupés dans le bin cinématique 7-dimensionnel ω associé. $N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}$ est alors la somme de l'ensemble des bins 7-dimensionnels contenus dans Ω :

$$N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\Omega) = \sum_{\omega_i \subset \Omega} N(\omega_i) . \tag{3.6}$$

L'erreur statistique dans chaque bin 7-dimensionnel ω est définie par :

$$(\Delta N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\omega))^2 = (N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\omega))^2 \left(\left(\frac{\Delta N^{ep\pi^+\pi^-}}{N^{ep\pi^+\pi^-}}(\omega) \right)^2 + \left(\frac{\Delta Acc}{Acc}(\omega) \right)^2 \right) , \tag{3.7}$$

avec $\Delta N^{ep\pi^+\pi^-}(\omega) = \sqrt{N^{ep\pi^+\pi^-}(\omega)}$ l'erreur sur le nombre d'événements $ep\pi^+\pi^-$ détectés dans le bin ω , et $\Delta Acc(\omega)$ l'erreur statistique sur l'acceptance, définie par la formule (3.21).

Dans ce travail, l'erreur statistique liée à Eff_{CC} est considérée négligeable. En effet, cette quantité est évaluée à partir de l'échantillon $e^- X$ dans les données, ce qui représente environ 100 millions d'événements (contre 1.5 millions d'événements $e^- p \pi^+ \pi^-$).

L'erreur statistique de $N_{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\Omega)$ devient :

$$(\Delta N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\Omega))^2 = (N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}(\Omega))^2 \sum_{\omega_i \subset \Omega} \left(\frac{\Delta N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}}{N^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}}(\omega_i) \right)^2 . \tag{3.8}$$

3.3 Simulations Monte Carlo du canal $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$

La mesure de la section efficace de la réaction $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$ revient à se demander comment et avec quelle probabilité cette réaction est produite. Or, les informations détectées par CLAS ne dévoilent qu'un aspect incomplet de la physique de la réaction

et ne suffisent donc pas à quantifier des sections efficaces. L'objectif est alors de *simuler* l'expérience pour accéder aux informations manquantes. Celle-ci peut se résumer en deux étapes. Tout d'abord, les particules de l'état final $e'p'\pi^+\pi^-$ sont produites par la méthode d'extraction/réjection de Monte Carlo ; la cinématique de chaque particule est générée de manière aléatoire, et seuls les événements respectant la conservation énergie-impulsion et un éventuel modèle physique seront conservés. Les événements ainsi générés passent ensuite dans une simulation du détecteur. Ainsi, les informations sur le canal sont entièrement connues de la source jusqu'à la détection. Dans cette thèse, les simulations Monte Carlo ont plusieurs utilités :

- Evaluer l'efficacité de détection (acceptance) combinée au effets radiatifs ;
- Evaluer les pertes d'énergies des particules de la cible jusqu'aux détecteurs de CLAS ;
- Générer les spectres de fonds pour l'extraction des sections efficaces des mésons ρ^0 , f_0 et f_2 .

3.3.1 Le générateur d'événements GENEV

Les événements $e'p'\pi^+\pi^-$ ont été produits avec le générateur d'événements *GENEV*, développé par le groupe de Gênes [50]. Il permet de générer différents canaux d'électroproduction exclusive, en incluant leurs décroissances, sur une cible de protons ou de neutrons. L'extraction d'événements est basée sur une table de sections efficaces de photoproduction des différents canaux, en fonction de W , l'énergie du centre de masse. Pour extrapoler à l'électroproduction, le code normalise par le flux du photon virtuel Γ_V et introduit un facteur de forme électromagnétique ad-hoc, fonction de Q^2 . La section efficace d'électroproduction prend la forme :

$$\sigma_{\gamma^*p}(Q^2, W) = \sigma_{\gamma p}(W)\Gamma_V \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{0.7})^2}, \quad (3.9)$$

où $\sigma_{\gamma p}(W)$ est la section efficace de photoproduction du canal d'intérêt en fonction de W .

Le générateur permet également d'incorporer des effets radiatifs basés sur les calculs de Mo et Tsai [51] (voir la section 3.5 pour plus de détails).

Dans ce travail, les réactions suivantes sont simulées :

1. $e^-p \rightarrow e^-p\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$;
2. $e^-p \rightarrow e^-\pi^-\Delta^{++} \hookrightarrow p\pi^+$;
3. $e^-p \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ non résonant.

La réaction 1/ décrit le ρ^0 décroissant en $\pi^+\pi^-$. La décroissance du ρ^0 est décrite dans la référence [52] (équation 92) en fonction des angles θ_{HS} et ϕ_{HS} d'un des pions dans le référentiel d'hélicité.

La distribution des produits de décroissance s'exprime en fonction des éléments de la matrice de densité de spin (*Spin Density Matrix Elements* ou SDME). Les valeurs numériques implémentées dans le code sont prises des mesures de [53].

La réaction 2/ décrit la résonance baryonique principale décroissant en $p\pi^+$. Les résonances baryoniques, dont le Δ^{++} , forment un continuum en fonction la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Les résonances baryoniques autres que le Δ^{++} sont modélisées de façon approximée par le canal non résonant $\pi^+\pi^-$, dans lequel les particules de l'état final occupent l'ensemble de l'espace de phase accessible.

Les événements Monte Carlo sont produits dans un domaine cinématique légèrement plus étendu que celui des données, afin de tenir compte de la « migration de bins » (un

événement généré dans un bin cinématique peut être reconstruit dans un bin différent en raison d'effets radiatifs ou d'effets de résolution du détecteur). Au final, les événements Monte Carlo sont générés avec les conditions suivantes :

- Energie du faisceau : $E_{faisceau} = 5.754 \text{ GeV}$,
- $1.4 < Q^2 < 6.6 \text{ GeV}^2$,
- $1.7 < W < 3.2 \text{ GeV}$,
- $0.1 < \frac{\nu}{E_{faisceau}} < 0.95$.

3.3.2 Simulations avec GSIM

Les événements Monte Carlo passent dans une simulation du détecteur CLAS appelée GSIM.

Basée sur le programme GEANT3 développé par le CERN [54], GSIM contient les propriétés géométriques et physiques des sous-détecteurs de CLAS, à l'exception des compteurs Čerenkov, dont la géométrie complexe des miroirs est décrite de façon approximative.

GSIM se charge de simuler l'interaction de chaque particule avec les matériaux (comportant scintillateurs et milieu gazeux) constituant les sous-détecteurs, puis de numériser les informations de charges et de temps associées aux modules ADCs et TDCs de CLAS.

Cependant, les données réelles enregistrées par l'électronique de lecture de CLAS subissent des fluctuations qui ne sont que partiellement décrites par GSIM. De plus, au cours d'une expérience de CLAS, la plupart des détecteurs présentaient des imperfections, dépendentes du run de l'expérience, dont GSIM ne tient pas compte.

Le programme GPP (*GSIM Post Processing*) permet de mieux rendre compte de ces altérations pour reproduire les données réelles.

Pour cette analyse, les fils des chambres à dérive qui étaient « morts » pendant l'acquisition des données sont également désactivés dans la simulation du détecteur.

Ensuite, GPP est utilisé pour altérer la résolution de chacune des 3 régions de chambres à dérive (DC) et celle des détecteurs de temps de vol (SC), avec un paramètre pour chaque composante (donc 3 paramètres pour DC, 1 pour chaque région, et 1 pour SC).

Pour les chambres à dérive, l'effet de GPP sur la résolution se manifeste notamment sur la masse manquante $Mm^2[ep\pi^+X]$, qui se calcule à partir des impulsions mesurées par les DC. On détermine les paramètres GPP associés aux chambres à dérive en ajustant la distribution des simulations Monte Carlo sur celle des données expérimentales, comme l'illustre la figure 3.4a. On applique la même valeur pour les 3 paramètres de GPP.

Pour les détecteurs SC, la distribution $\Delta\beta$ (figure 3.4b), qui se calcule à partir du temps de vol donné par les détecteurs SC, est ajustée sur les données.

L'effet des paramètres DC (respectivement SC) de GPP sur la distribution $\Delta\beta$ ($Mm^2[ep\pi^+X]$) est négligeable.

En définitive, les paramètres GPP retenus valent 2.2 pour les 3 régions des chambres à dérive et 0.9 pour les temps de vol.

Un autre programme (*reccsis*) permet enfin de reconstruire les trajectoires à partir des informations ADC et TDC brutes.

La sélection des données simulées est identique à la sélection des données réelles sauf pour les coupures suivantes :

- Les coupures *CC Matching* ne sont pas appliquées. En effet, la description des compteurs CC par GSIM est approximative et ne permet pas de reproduire fidèlement les spectres d'émissions de photoélectrons observés dans les données expérimentales.

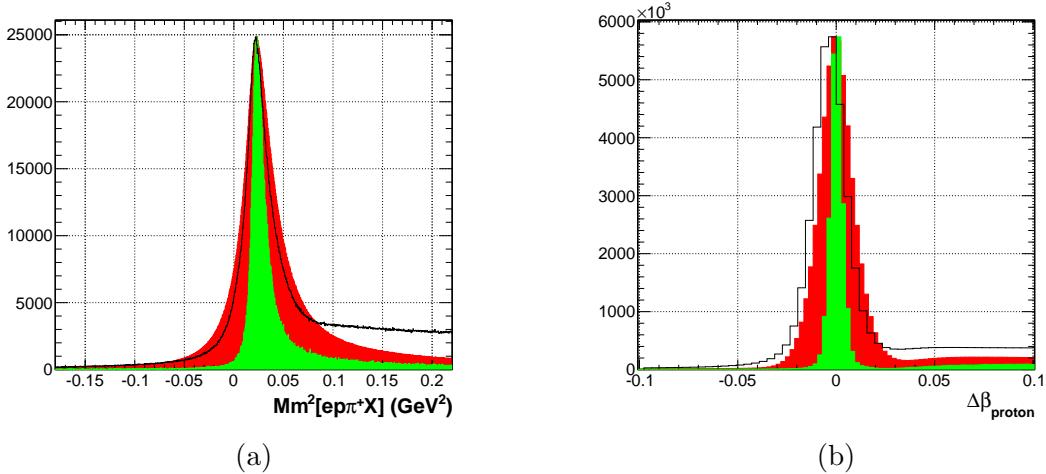


FIGURE 3.4 – a) Distribution de masse manquante $Mm^2[ep\pi^+X]$ de l'échantillon $e^-p\pi^+X$. b) Distribution de $\Delta\beta_{\text{proton}}$ pour l'échantillon e^-X . Les données expérimentales sont représentées en noir, les données Monte-Carlo avant traitement GPP en vert et après en rouge.

- La coupure E_{tot}/p est adaptée aux données simulées. Dans GSIM, la fraction d'énergie déposée E_{tot}/p est définie à une constante additive près et ne correspond pas nécessairement à celle mesurée dans les données.
- Les coupures $\Delta\beta$ sont adaptées aux données simulées, certaines caractéristiques des données n'étant pas tout à fait reproduites par GPP (notamment un léger décalage du centre de la distribution de $\Delta\beta$).

3.3.3 Détermination du modèle Monte Carlo

En utilisant les réactions décrites dans la sous-section 3.3.1, il faut élaborer un modèle qui reproduit les caractéristiques principales des données. Pour cela, les distributions cinétiques des différentes réactions sont ajustées au mieux sur celles des données expérimentales. La figure 3.5 montre le meilleur mélange Monte Carlo obtenu comparé aux données. Le mélange retenu est constitué à 55% du canal non résonant, 23% de Δ^{++} , 22% de ρ^0 .

La figure 3.6 montre la distributions des événements Monte Carlo générés avec le modèle précédemment défini.

Les dépendances en Q^2 , $-t$, Φ et en $M_{\pi^+\pi^-}$ du Monte Carlo dans CLAS sont en bon accord avec les données. La dépendance en Φ montre la présence de 7 bosses ; ces 7 bosses correspondent aux effets d'acceptance des 6 secteurs de CLAS (un des 6 secteurs étant séparé en deux avec notre choix de coordonnée angulaire).

Cependant, les distributions de x_B , ϕ_{HS} , et $\cos\theta_{HS}$ des événements Monte Carlo reconstruits reproduisent moins bien les données expérimentales.

En particulier, la distribution $\cos\theta_{HS}$ présente un pic étroit à l'avant ($\cos\theta_{HS} = 1$) dans les données expérimentales alors que la distribution des simulations Monte Carlo est lisse. En corrélant l'impulsion p_{π^+} du π^+ à son angle $\cos\theta_{HS}$ dans le référentiel d'hélicité (figure 3.7), on peut constater que les données expérimentales montrent un déficit d'événements dans la région d'impulsion $p > 3 \text{ GeV}/c$ par rapport aux simulations Monte Carlo. Cette région correspond au recouvrement des structures du proton et du π^+ dans les distributions ($\Delta\beta$, p), qui permettent d'identifier ces particules. Dans cette région, la plupart des

événements doivent être rejetés car les particules ne peuvent être identifiées de manière distincte¹. Malgré la paramétrisation GPP des données Monte Carlo et le même algorithme de sélection de particules entre les données réelles et les simulations, il existe un désaccord entre les simulations et les données expérimentales à haute impulsion. Cela pourrait trouver son origine dans une détérioration des données qui n'est pas fidèlement modélisée par GPP.

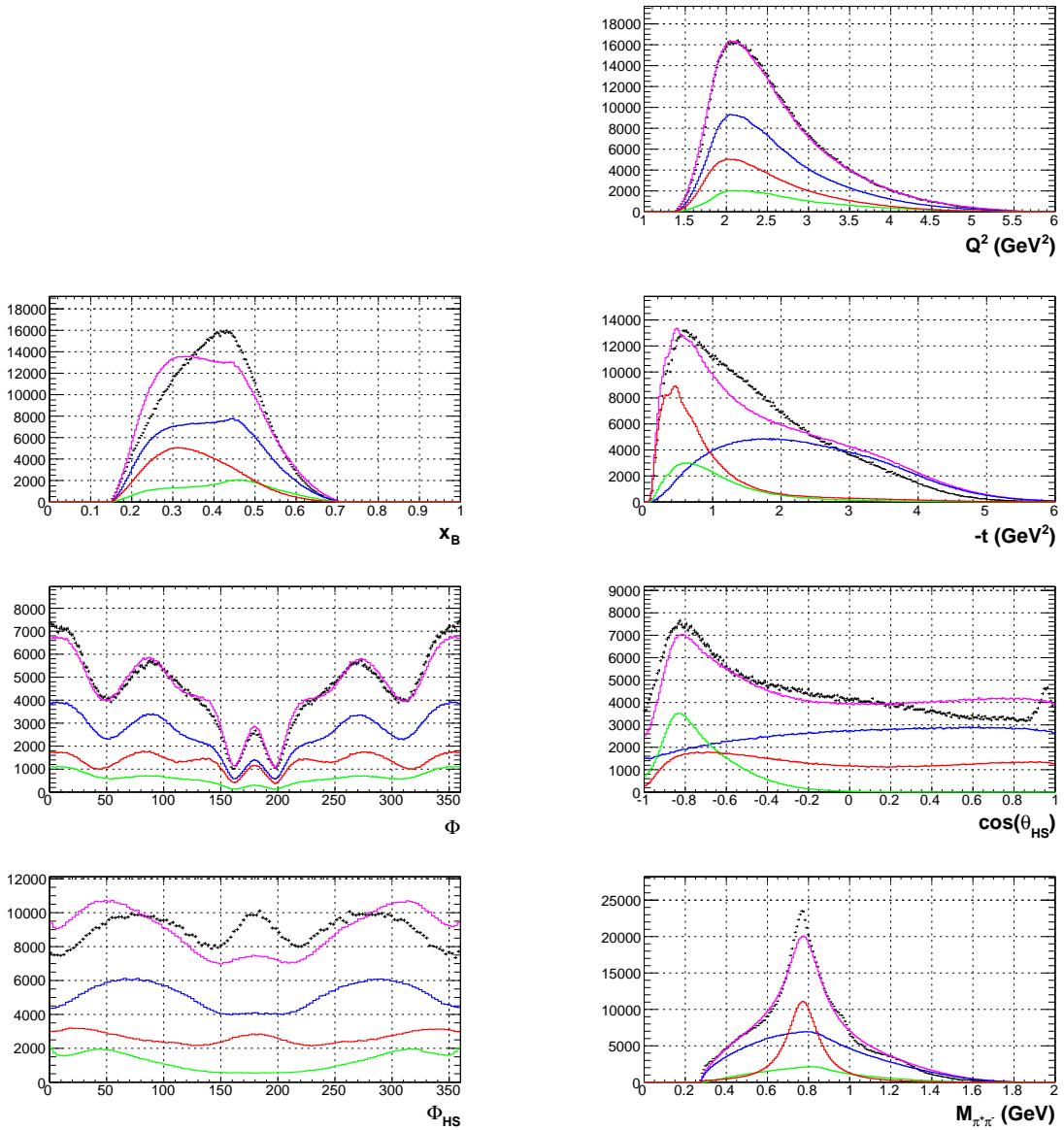


FIGURE 3.5 – Distributions des variables cinétiques des événements $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$ reconstruites dans les données expérimentales en noir, dans l'ensemble des canaux MC en magenta, dans le canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant en bleu, le canal $ep\pi^+\pi^- \rightarrow e\pi^-\Delta^{++}$ en vert et le canal $ep\pi^+\pi^- \rightarrow epp^0$ en rouge. Les spectres MC sont mis à l'échelle de manière à ce que l'ensemble des contributions MC (magenta) soit normalisé aux données.

1. En élargissant les coupures $\Delta\beta_{\pi+}$, le pic $\cos\theta_{HS} = 1$ est réduit. Mais cela se fait au prix d'une réjection plus importante des protons et des pions dans la région de recouvrement. De plus, un élargissement des coupures peut conduire à inclure d'autres structures associées à des particules différentes du pion (comme le K, e^+).

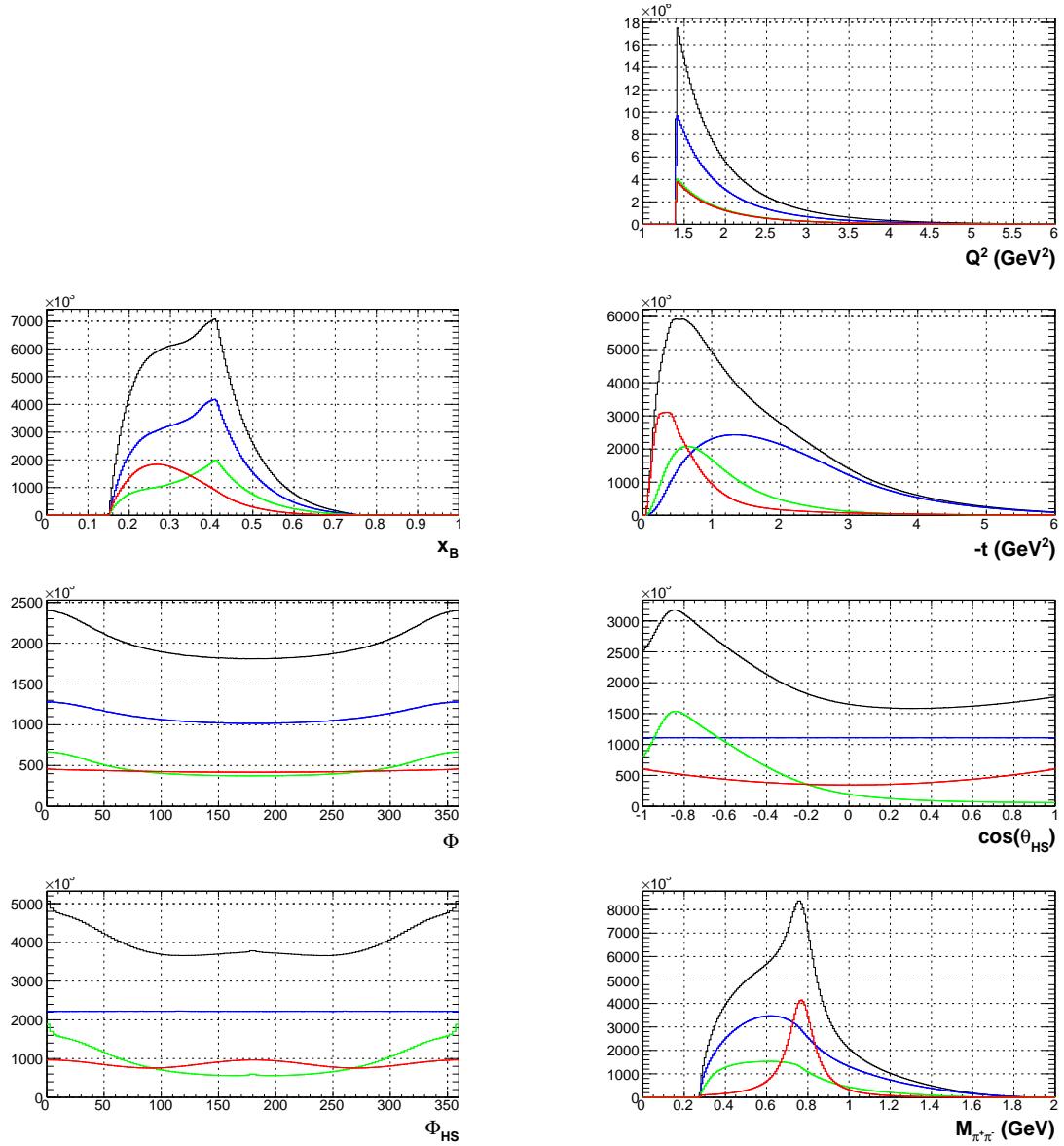


FIGURE 3.6 – Distributions des variables cinétiques des événements $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$ Monte Carlo générés . En noir, la contribution de l'ensemble des canaux pour le modèle choisi, en bleu le canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant (55 % du total), en vert le canal $ep\pi^+\pi^- \rightarrow e\pi^+\Delta^{++}$ (23 %) et en rouge le canal $ep\pi^+\pi^- \rightarrow epp^0$ (22 %).

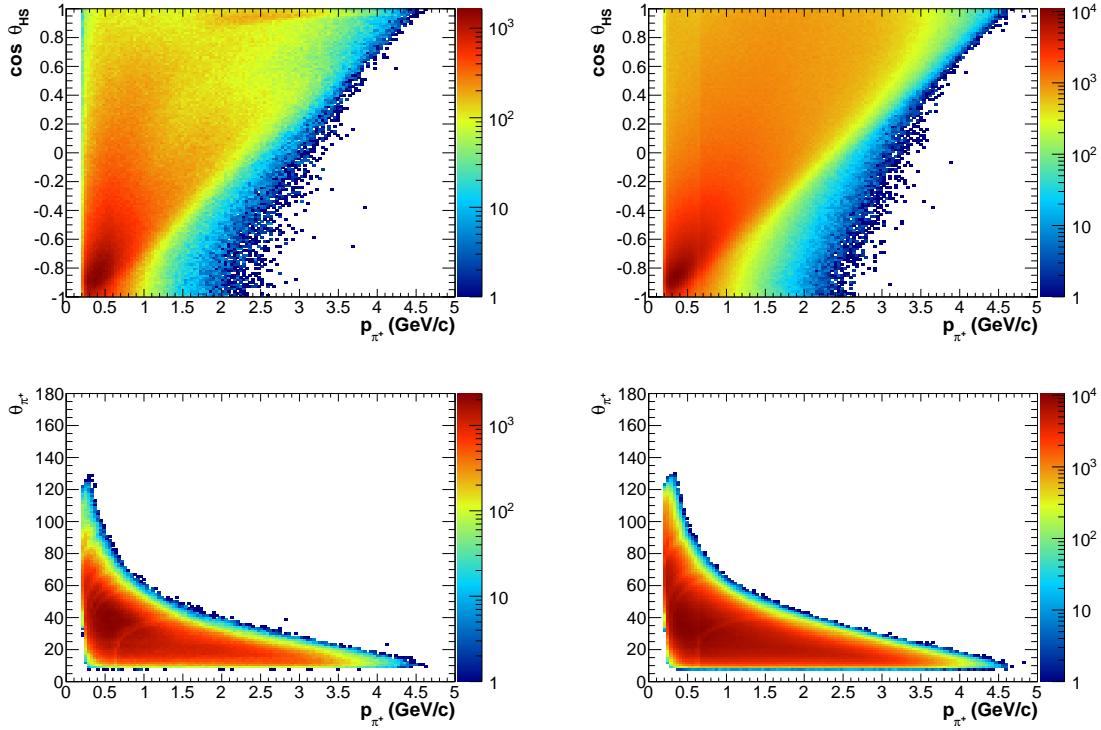


FIGURE 3.7 – Distributions cinétiques du π^+ pour les données expérimentales (colonne de gauche) et pour les données Monte Carlo reconstruites (colonne de droite). En haut : distributions (p_{π^+} , $\cos \theta_{HS}$). En bas : distributions (p_{π^+} , θ_{π^+}).

3.4 Découpage de l'espace de phase

Le calcul de la section efficace de l'équation 3.2 requiert la définition d'une table d'intervalle pour chacune des 7 variables cinétiques décrivant l'électroproduction de mésons.

Le découpage de l'espace de phase (appelé par la suite *binning*) doit être suffisamment fin pour que le calcul de l'acceptance soit le plus indépendant possible du modèle Monte Carlo choisi. De plus, le binning ne peut pas être plus fin que la résolution du détecteur sur chaque variable cinématique.

La table 3.1 montre le binning choisi pour cette analyse.

| Variable | Unité | Intervalle | Nombre de bins | Largeur de bins |
|-----------------------------|------------------|------------|----------------|-----------------|
| Q^2 | GeV ² | 1.50-2.80 | 4 | 0.325 |
| | | 2.80-5.10 | 3 | 0.76 |
| x_B | - | 0.15-0.55 | 6 | 0.06 |
| $-t$ | GeV ² | 0.10-1.90 | 6 | 0.30 |
| | | 1.90-4.30 | 3 | 0.80 |
| Φ | degrés | 0-360 | 7 | 51.42 |
| $\cos(\theta_{\pi^+}^{HS})$ | - | -1.00-1.00 | 7 | 0.28 |
| $\Phi_{\pi^+}^{HS}$ | degrés | 0-360 | 7 | 51.42 |
| $M_{\pi^+ \pi^-}$ | GeV | 0.26-2.00 | 45 | 0.04 |

TABLE 3.1 – Définition du binning.

En plus des limitations des 7 variables cinétiques décrites ci-dessus, les autres cou-

pures cinématiques de l'analyse doivent être à nouveau précisées :

$$W > 1.8 \text{ GeV} \quad (3.10)$$

$$p_{e^-} > 0.8 \text{ GeV/c}, 10^\circ < \theta_{e^-} < 90^\circ, \quad (3.11)$$

$$0.1 < \frac{\nu}{E_{faisceau}} < 0.95 \quad (3.12)$$

La figure 3.8 permet de visualiser le binning pour chacune des variables cinématiques.

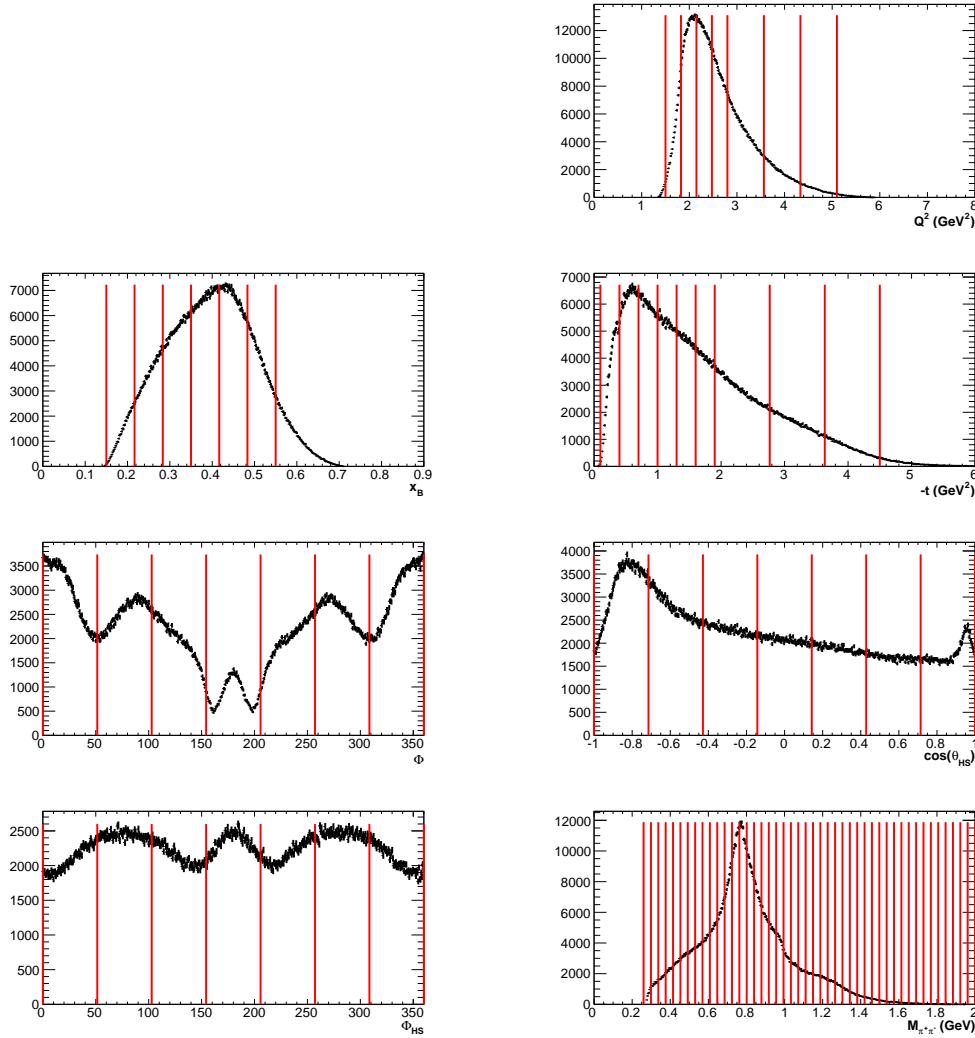


FIGURE 3.8 – Distributions des variables cinématiques dans les données expérimentales, avec les coupures (3.10), (3.11) et (3.12). Les lignes rouges définissent les limites du binning.

La variation de l'angle leptonique-hadronique Φ dans les données expérimentales est dictée par l'acceptance des 6 secteurs de CLAS. Partant de cette observation, il faudrait au moins 7 bins pour décrire correctement la dépendance en Φ de l'amplitude, car dans la projection selon l'angle Φ des secteurs de CLAS sur $[0, 2\pi]$, un des 6 secteurs se trouve séparé en deux. Un découpage particulièrement fin de la masse invariante a été défini, de manière à rester sensible à la présence d'un signal du f_0 , dont la largeur est relativement petite.

La figure 3.9 illustre l'espace de phase (x_B, Q^2) , $(Q^2, -t)$ et $(M_{\pi^+\pi^-}, x_B)$ couvert par l'état final $e' p' \pi^+ \pi^-$ par les données expérimentales. La grille noire représente le binning pour les variables considérées.

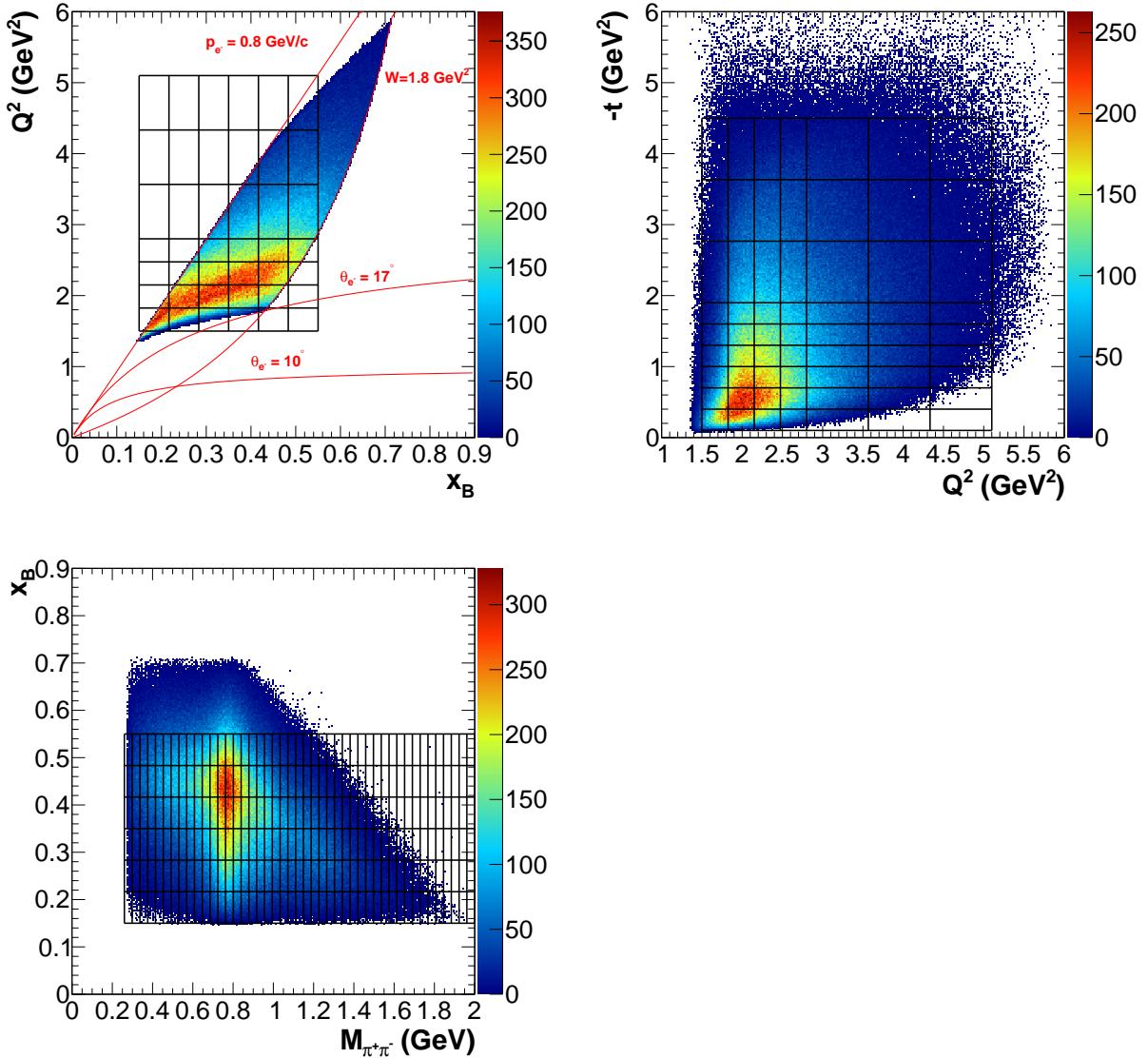


FIGURE 3.9 – Espaces de phases (x_B, Q^2) , $(Q^2, -t)$ et $(M_{\pi^+\pi^-}, x_B)$ pour les données expérimentales, avec les coupures (3.10), (3.11) et (3.12). Dans l'espace de phase (x_B, Q^2) , les courbes $W = 1.8 \text{ GeV}^2$, $p_{e^-} = 0.8 \text{ GeV}/c$ et $\theta_{e^-} = 10^\circ$, représentent les coupures (3.10) et (3.11), respectivement. La courbe $\theta_{e^-} = 17^\circ$ illustre une limite de l'acceptance de CLAS pour l'angle polaire des électrons.

L'espace de phase est restreint à l'étude du f_0 et du f_2 ; le graphique $(M_{\pi^+\pi^-}, x_B)$ montre un signal significatif dans la région du f_0 et du f_2 uniquement pour $x_B < 0.55$.

On peut remarquer que la plupart des cellules (Q^2, x_B) et $(Q^2, -t)$ sont vides ou partiellement remplies par les événements physiques.

Pour les cellules partiellement remplies, on se proposera d'apporter une correction au calcul des sections efficaces différentielles sur l'intervalle cinématique effectivement occupé (section 3.7).

Enfin, la figure 3.10 montre les spectres de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ des données

expérimentales, disposés selon la grille en (Q^2, x_B) .

Dans cette représentation, qui sera réutilisée par la suite, chaque cellule contenant un spectre de masse est délimité par l'intervalle (Q^2, x_B) correspondant. L'intervalle en masse invariante occupé dépend de l'intervalle (Q^2, x_B) considéré. En effet, à un intervalle Q^2 fixé, de plus grandes valeurs de masses invariantes sont occupées à des valeurs de x_B de plus en plus petites. Dit autrement, l'énergie W apportée par le photon virtuel au proton est de plus en plus grande, donnant accès à des états de plus grandes masses. Dans cette expérience, la masse invariante peut atteindre 1.8 GeV/c au maximum. On peut donc constater l'existence d'un signal au delà du seuil du $f_2(1270)$ à bas x_B (grand W), ainsi que la présence d'une épaule près du pic du $\rho^0(770)$, suggérant l'apparition d'un pic de résonance du $f_0(980)$.

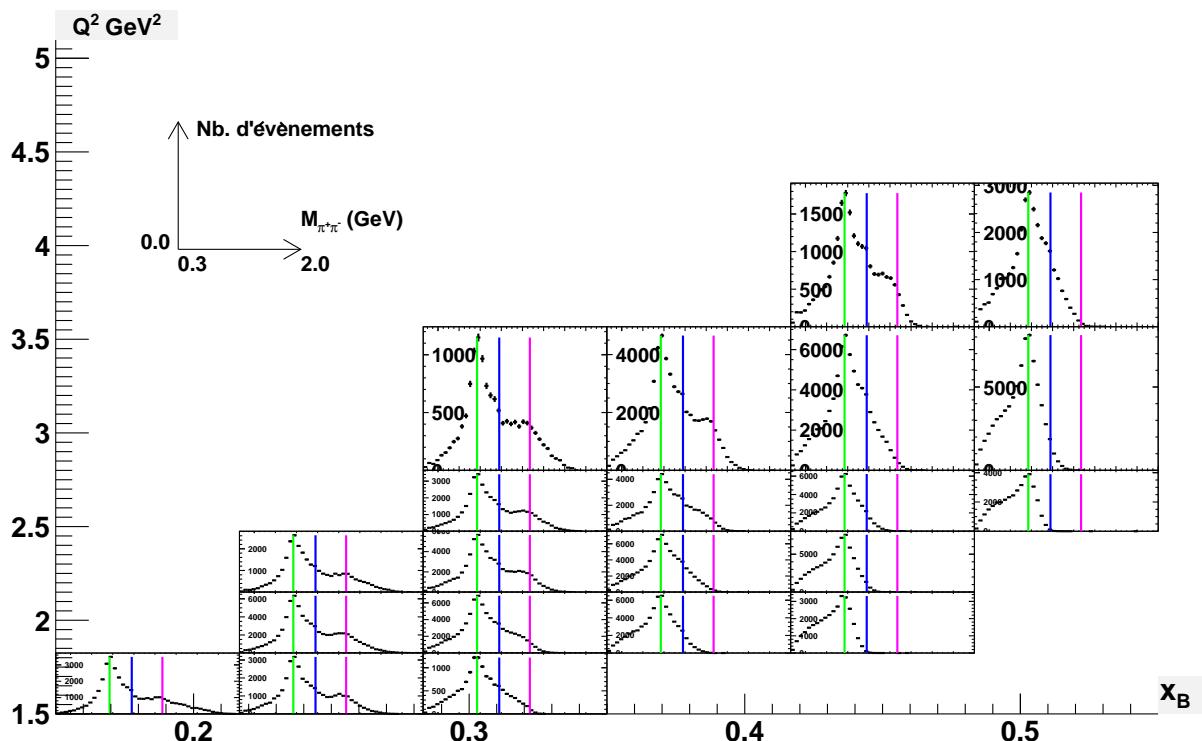


FIGURE 3.10 – Spectres de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ (en GeV) des données expérimentales en fonction du bin (Q^2, x_B) . Les lignes verticales localisent la masse du ρ^0 en vert, du f_0 en bleu et du f_2 en rose.

3.5 Acceptance et corrections radiatives

Dans cette section, l'acceptance et les corrections radiatives sont d'abord décrites séparément. On montrera ensuite que ces deux effets peuvent être réunis en un seul terme correctif dans le calcul de section efficace.

3.5.1 Acceptance

L'acceptance est définie comme l'efficacité de reconstruction d'un évènement dans un certain intervalle cinématique. Cette efficacité doit être prise au sens large ; elle inclut l'acceptance purement géométrique du détecteur ainsi que l'efficacité de détection des particules par CLAS. La simulation de CLAS tient compte de ces deux aspects ; les simulations Monte Carlo permettent donc d'évaluer l'acceptance.

L'acceptance est calculée dans chaque intervalle à 7 dimensions qui correspondent aux variables cinématiques ($Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-}$) décrivant complètement l'état final $e p \pi^+ \pi^-$. On désigne par $Gen(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})$, le nombre d'évènements Monte Carlo générés dans l'intervalle à 7 dimensions et $Rec(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})$ le nombre d'évènements reconstruits dans cet intervalle. L'acceptance $Acc(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})$ est définie par :

$$Acc(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-}) = \frac{Rec(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})}{Gen(Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-})}. \quad (3.13)$$

Bien que l'analyse porte sur l'étude des spectres de masse limités dans des intervalles définis sur 2, 3 voire 4 variables cinématiques, il est nécessaire de calculer l'acceptance en fonction des 7 variables cinématiques. En effet, dans un domaine cinématique τ pour lequel une variable cinématique X est intégrée, les taux de comptages $Gen(\tau)$ et $Rec(\tau)$ pour ce bin dépendent de la variation de l'acceptance selon la variable cinématique X . Le schéma 3.11 illustre ce problème.

Dans cet exemple, l'acceptance selon X est connue ; l'acceptance est parfaite dans une première région en X , et vaut 0.5 dans une seconde région. On souhaite générer 200 évènements puis compter le nombre d'évènements total qui ont été reconstruits. Selon la manière dont sont distribués ces 200 évènements dans les deux intervalles en X , le nombre total (ou intégré) d'évènements reconstruits sera différent.

On en déduit que la manière dont est générée la variable cinématique X influence l'acceptance dans un bin cinématique intégré sur cette même variable.

Une telle dépendance du calcul d'acceptance selon le modèle Monte Carlo doit être évitée, car cette quantité est censée représenter l'efficacité de reconstruction, qui est propre au détecteur et non à la physique du processus considéré.

Par conséquent, pour limiter ce problème, l'acceptance doit être calculée dans chaque bin 7 dimensionnel, en prenant soin que le découpage de chaque variable cinématique décrive bien l'évolution de l'acceptance dans cette variable.

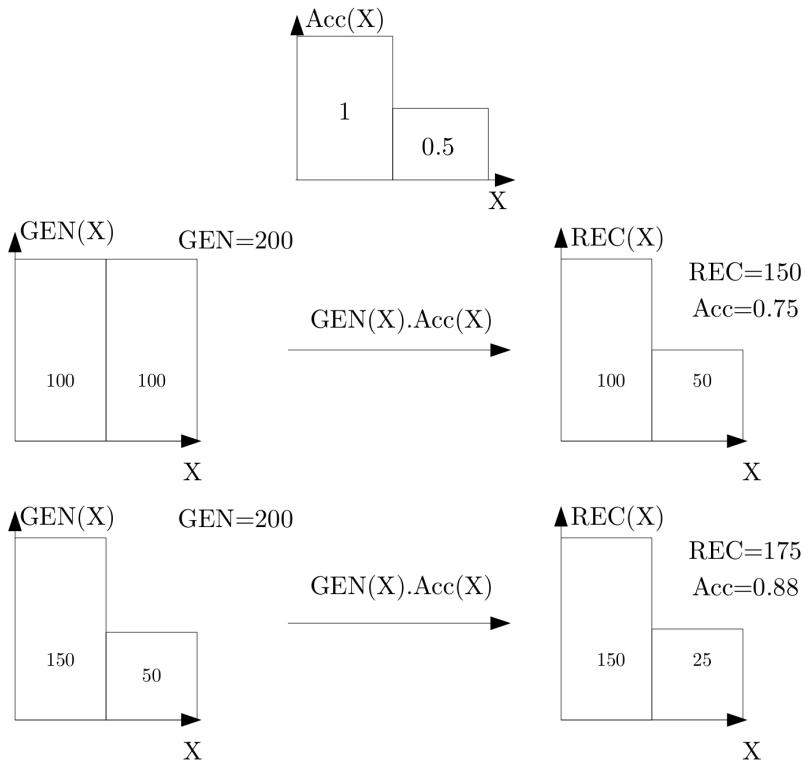


FIGURE 3.11 – Calcul de l’acceptance Acc intégrée sur X avec une dépendance non uniforme de l’acceptance en fonction de cette variable. Différents modèles de générateur Monte Carlo (histogrammes à gauche) aboutissent à des nombres d’évènements reconstruits totaux (à droite) différents, pour un nombre d’évènements générés fixé.

3.5.2 Corrections radiatives

En raison de leurs masses très faibles, les électrons peuvent rayonner facilement des photons. La cinématique de l'électron peut s'en trouver fortement altérée. La section efficace différentielle dans un intervalle cinématique (Q^2 ou son angle polaire θ , par exemple) donné de l'électron est également modifiée car les électrons ayant rayonné peuplent l'espace de phase différemment des électrons dépourvus d'effets radiatifs. Les effets radiatifs des électrons peuvent être distingués en deux catégories : les photons « durs » et les photons « mous ». Les photons durs sont suffisamment énergétiques pour être mesurés par CLAS. Les autres photons, non détectés, sont appelés des photons mous ; la plupart sont des photons immédiatement absorbés (polarisation du vide), ou des émissions à basses énergies.

Les effets radiatifs ont été introduits dans le générateur d'événements Monte Carlo en utilisant les calculs de Mo et Tsai [51]. Ces calculs sont effectués dans l'approximation du processus élastique $ep \rightarrow ep$. Les diagrammes pris en compte dans le calcul des corrections radiatives sont représentés dans la figure 3.12.

Les effets radiatifs se manifestent dans le calcul de la masse manquante $Mm^2[e'p'\pi^+X]$ par une queue à droite du pic du π^- , comme le montre la figure 3.13.

Alors que les photons durs sont rejetés par la coupure en masse manquante, les photons mous demeurent parmi les événements conservés. Ainsi, les données expérimentales contiennent des photons mous venant de la réaction : $ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-\gamma$.

Dans ces conditions, l'acceptance qui corrige ces données doit être calculée également

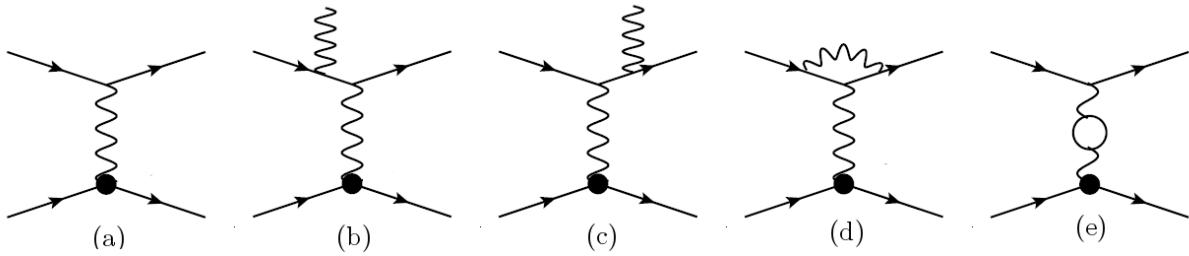


FIGURE 3.12 – Diagrammes de Feynman des processus radiatifs pris en compte dans le calcul de Mo et Tsai. (a) Diagramme de Born, (b) Radiation de l'électron de l'état initial, (c) radiation de l'électron de l'état final, (d) boucle radiative entre les électrons d'état initial et d'état final, et (e) polarisation du vide.

pour des événements radiatifs mous : la coupure sur les photons durs doit s'appliquer aux nombre d'événements générés Gen .

Comme nous cherchons à mesurer la section efficace de la réaction $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$, dénuée des effets radiatifs (on parle alors de section efficace de Born, figure 3.12 (a)), il faut appliquer un facteur F_{rad} qui corrige la section efficace de ces effets radiatifs. Le facteur de correction F_{rad} est calculé à l'aide des simulations Monte Carlo :

$$F_{rad} = \frac{Gen_{non\ rad}}{Gen_{rad\ mou}} . \quad (3.14)$$

Le facteur F_{rad} n'a de sens que si $Gen_{non\ rad}$ et $Gen_{rad\ mou}$ sont correctement normalisés. Pour cela, le générateur d'événement Monte Carlo doit être exécuté deux fois avec le même nombre d'essais : une première exécution avec effet radiatifs et la seconde sans. De cette façon, la différence du nombre d'événements extraits entre Gen_{Nonrad} et Gen_{radmou} est associée uniquement aux effets radiatifs du générateur qui modifient la section efficace.

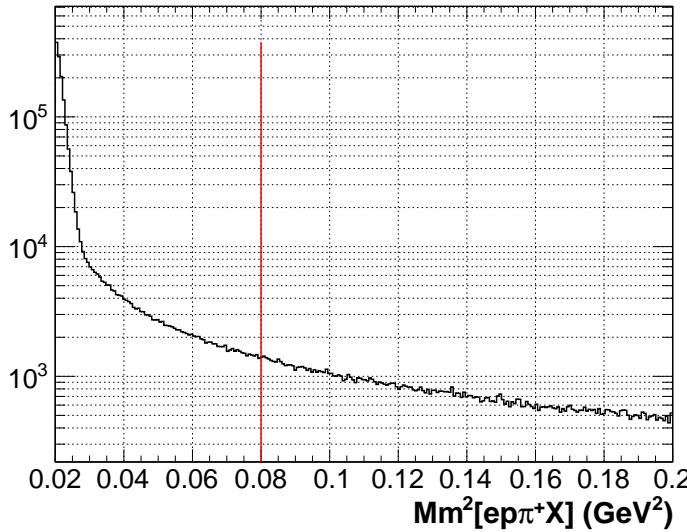


FIGURE 3.13 – Distribution en masse manquante $Mm^2[ep\pi^+X]$ des événements Monte Carlo générés avec les effets radiatifs selon les calculs de Mo et Tsai. La ligne rouge représente la coupure d'exclusivité imposée aux événements reconstruits et indique la séparation entre photons « mous » à gauche et « durs » à droite du spectre.

3.5.3 Acceptance corrigée des effets radiatifs

En suivant une procédure décrite par M. Ripani [57], la section efficace de Born dans un intervalle cinématique Ω donné s'écrit :

$$\sigma_{Born} = \sigma_{Rad} \cdot F_{Rad}, \quad (3.15)$$

où :

- Le facteur de correction radiatif F_{Rad} est défini dans la formule (3.14) ;
- La section efficace radiative σ_{Rad} est définie par :

$$\sigma_{Rad} = \frac{N}{L_{int} \cdot Acc_{Rad} \cdot \Delta\Omega}, \quad (3.16)$$

où :

- N est le nombre d'événements des données expérimentales dans le bin Ω ;
- L_{int} est la luminosité intégrée
- $\Delta\Omega$ est le volume du bin Ω ;
- Acc_{Rad} est l'acceptance pour les événements radiatifs qui s'exprime par :

$$Acc_{Rad} = \frac{Rec_{rad\ mou}}{Gen_{rad\ mou}}. \quad (3.17)$$

En prenant en compte les relations (3.16), (3.14) et (3.17), la section efficace de Born (3.15) devient :

$$\sigma_{Born} = \frac{N}{L_{int} \frac{Rec_{rad\ mou}}{Gen_{rad\ mou}} \Delta\Omega} \cdot \frac{Gen_{non\ rad}}{Gen_{rad\ mou}}. \quad (3.18)$$

Après simplification, la section efficace de Born s'exprime par :

$$\sigma_{Born} = \frac{N}{L_{int} Acc_{Corr Rad} \Delta\Omega}, \quad (3.19)$$

avec l'acceptance corrigée des effets radiatifs, définie comme :

$$Acc_{Corr Rad} = \frac{Rec_{rad mou}}{Gen_{non rad}}. \quad (3.20)$$

De manière analogue à la précédente section, pour que $Rec_{rad mou}$ et $Gen_{non rad}$ soient correctement normalisés, les simulations Monte Carlo doivent être exécutées deux fois avec le même nombre d'essais : une première fois avec les effets radiatifs, pour lesquels les événements générés passent dans GSIM puis dans la sélection d'évènement de l'analyse pour comptabiliser $Rec_{rad mou}$, puis une seconde sans les effets radiatifs. Il n'est pas nécessaire de reconstruire le deuxième ensemble d'évènements, car (3.20) n'utilise que les évènements générés. Autrement dit, l'acceptance et les corrections radiatives sont incorporées dans un seul terme correctif. Procéder ainsi offre un avantage pour les corrections radiatives. En effet, si l'acceptance et F_{rad} étaient évaluées séparément, il aurait fallu définir la quantité $Gen_{rad mou}$. Or, la frontière entre les photons durs et les photons mous est arbitraire. De fait, c'est la coupure d'exclusivité sur la masse manquante qui définit cette limite, qui est établie à partir des données expérimentales. Il faut garder à l'esprit que la largeur du pic du pion dans un spectre de masse manquante $Mm[ep\pi^+ X]$ est une convolution de la résolution sur la cinématique des particules identifiées avec la queue radiative. Etablir une valeur de coupure sur une telle distribution ne permet pas d'établir exactement une séparation des photons durs des photons mous.

Afin de donner un ordre de grandeur de l'acceptance de CLAS corrigée des effets radiatifs, la figure 3.14 représente l'acceptance en fonction de chaque variable cinématique intégrée sur les autres variables. Ces acceptances intégrées sont de l'ordre de quelques pourcents.

Au total, 240 millions d'évènements non radiatifs sont conservés pour le calcul de l'acceptance.

Avec le binning choisi pour cette analyse, les simulations Monte Carlo doivent peupler environ 6 millions de bins 7-dimensionnels. L'erreur statistique sur l'acceptance corrigée des effets radiatifs² dans un bin 7-dimensionnel est calculée par la propagation quadratique de l'incertitude sur $Rec_{rad mou}$, $\Delta Rec_{rad mou}$, et sur $Gen_{non rad}$, $\Delta Gen_{non rad}$:

$$\begin{aligned} \Delta Acc_{Corr Rad}^2 &= \frac{Gen_{non rad}^2 (\Delta Rec_{rad mou})^2 + Rec_{rad mou}^2 (\Delta Gen_{non rad})^2}{Gen^4} \\ &= \frac{Gen_{non rad}^2 Rec_{rad mou} + Rec_{rad mou}^2 Gen_{non rad}}{Gen^4} \end{aligned} \quad (3.21)$$

La plupart des bins 7-dimensionnels présentent une erreur statistique très importante, ce qui rend la correction d'acceptance peu fiable. Ainsi, il a été choisi de rejeter les bins dont l'erreur relative est trop élevée (figure 3.15) :

$$\frac{\Delta Acc}{Acc} < 0.8 \quad (3.22)$$

2. L'erreur calculée pour $Acc_{Corr Rad}$ diffère du calcul de l'acceptance définie dans l'équation (3.13). Cette dernière correspond à la probabilité de reconstruire ou non un évènement généré ; cette probabilité suit une loi binomiale et l'erreur vaut $\Delta Acc = \sqrt{\frac{Acc(1-Acc)}{Gen}}$.

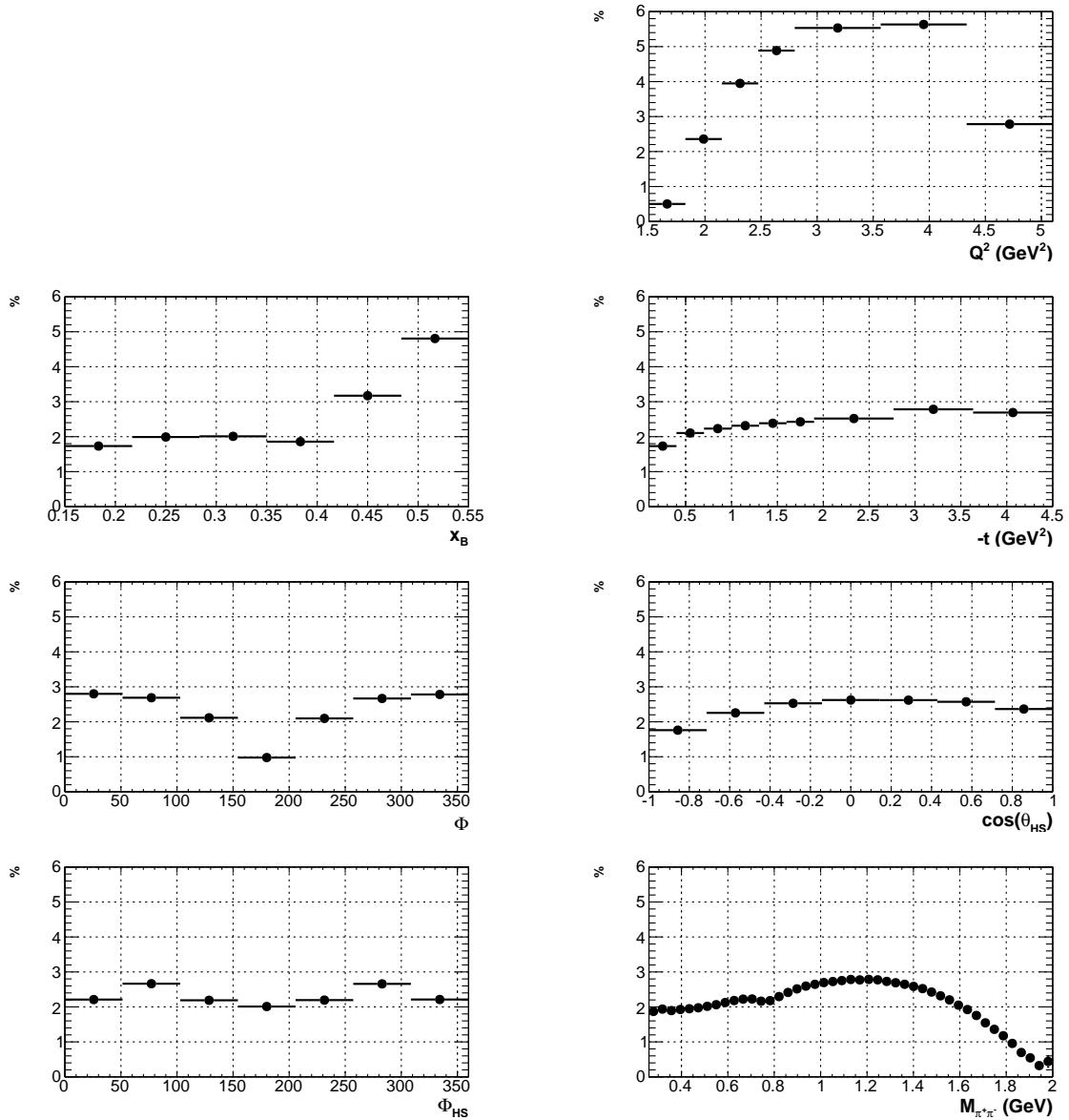


FIGURE 3.14 – Acceptance corrigée des effets radiatifs intégrée, en fonction de chaque variable cinématique. L'acceptance est exprimée en pourcentage.

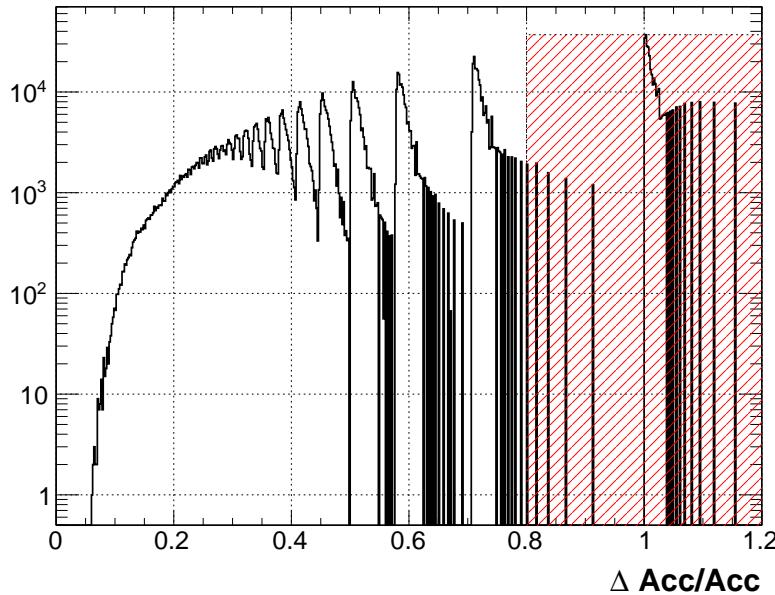


FIGURE 3.15 – Distribution de l’erreur relative $\Delta \text{Acc}/\text{Acc}$ sur l’acceptance des intervalles 7-dimensionnels. La région hachurée en rouge est exclue de l’analyse.

3.6 Les facteurs de trou

Dans cette analyse, les spectres de section efficace sont intégrées sur plusieurs variables cinématiques. Il convient de s’assurer que notre correction d’acceptance 7-dimensionnelle permette de récupérer les événements générés pris dans un intervalle intégré sur la plupart des variables cinématiques.

Considérons pour cela la distribution $h_{\text{CorrAcc7D}}(\tau, M)$ en masse invariante, restreinte à un intervalle multidimensionnel τ des événements reconstruits corrigés par l’acceptance 7-dimensionnelle. Comparons cette distribution à celle des événements générés $h_{\text{Gen}}(\tau, M)$ dans le même intervalle τ en introduisant le facteur :

$$F_h(\tau, M) = \frac{h_{\text{CorrAcc7D}}(\tau, M)}{h_{\text{Gen}}(\tau, M)}. \quad (3.23)$$

La figure 3.16 montre les distributions F_h dans les différents intervalles $\tau = (Q^2, x_B)$. On peut constater que le facteur F_h diffère de 1 : la correction d’acceptance appliquée aux événements Monte Carlo reconstruits ne permet pas de récupérer la totalité des événements générés au départ.

Cette différence tient ici en deux raisons. Premièrement, avec la condition (3.22), certains bins 7-dimensionnels sont éliminés de la correction d’acceptance, et ne sont donc pas inclus dans la distribution intégrée $h_{\text{CorrAcc7D}}(\tau, M)$.

Deuxièmement, même en l’absence de toutes coupures sur les bins 7-dimensionnels, le taux de comptage de $h_{\text{CorrAcc7D}}(\tau, M)$ est inférieur à celui de $h_{\text{Gen}}(\tau, M)$. En effet, certains bins 7-dimensionnels ont un nombre d’événements générés insuffisant pour produire au moins un événement reconstruit dans ce bin. À cause de cette limitation statistique, l’acceptance vaut 0 pour ce bin et les événements générés ne sont pas recouverts. En principe, en l’absence de coupures au niveau de la correction d’acceptance 7-dimensionnelle et en générant suffisamment d’événements Monte Carlo, le facteur F_h doit valoir 1.

La correction d'acceptance à 7 dimensions comporte donc des « trous » qui sont corrigés par le facteur F_h , que l'on appellera par la suite « facteur de trou ».

Il faut remarquer que le facteur de trou est calculé uniquement à l'aide des simulations Monte Carlo. Comme il est intégré sur la plupart des variables cinématiques décrivant l'électroproduction, ce facteur de correction sur l'acceptance dépend du modèle Monte Carlo choisi.

Avec la condition (3.22) et la statistique des simulations Monte Carlo de cette analyse, la figure 3.16 comporte des intervalles (Q^2, x_B) où F_h est très faible. Ceci implique que la correction apportée par le facteur de trou est très importante et considérablement assujettie au modèle Monte Carlo. Dans ce genre de situation, la correction d'acceptance aura d'importantes incertitudes systématiques. Ainsi, seuls les intervalles multidimensionnels τ avec la condition suivante seront considérés dans le reste de l'analyse :

$$\bar{F}_h(\tau) > 0.3 . \quad (3.24)$$

Le facteur $\bar{F}_h(\tau)$ désigne la valeur de $F_h(\tau, M)$ intégrée sur la masse invariante. La condition (3.24) a été choisie afin de rejeter les bins (Q^2, x_B) situés aux bords de l'acceptance de CLAS sur ces variables (figure 3.9).

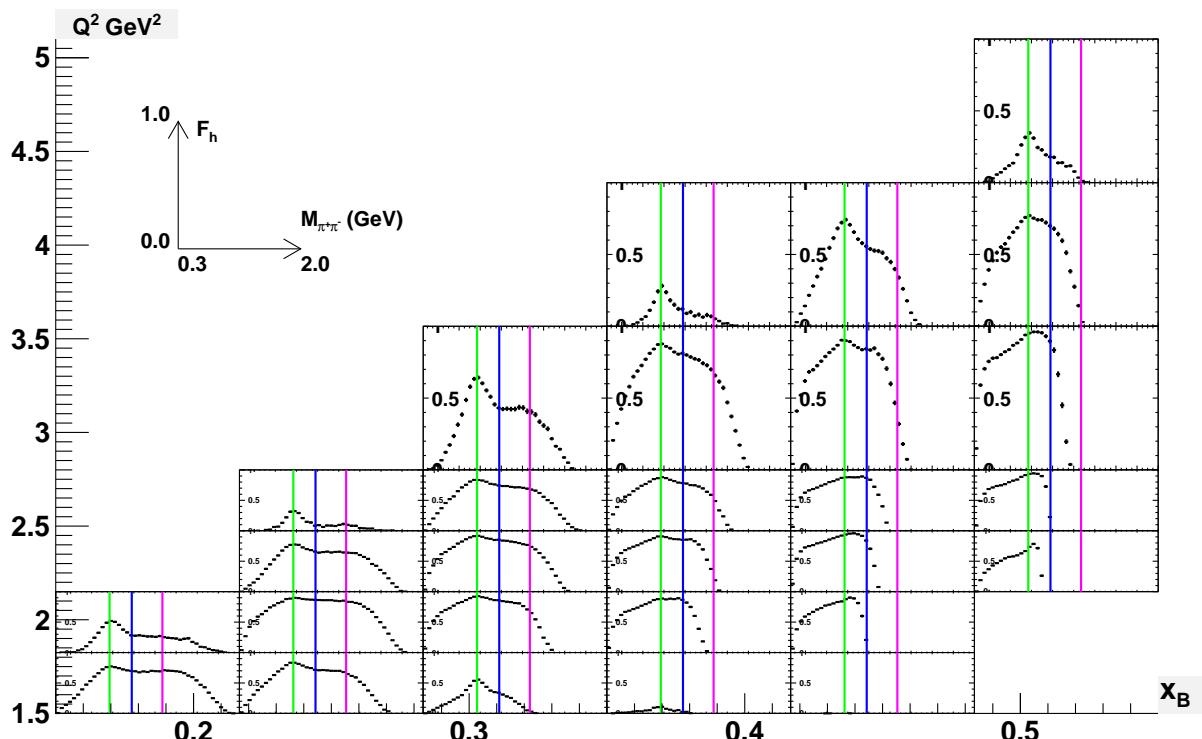


FIGURE 3.16 – Facteurs de trou en fonction du bin (Q^2, x_B) .

3.7 Les corrections de volumes de bins

Dans le calcul de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}}{d\tau dM}$ (équation (3.4)), il faut diviser par la largeur des intervalles cinématiques. Or, à cause de la limite de l'espace de phase de notre réaction ainsi que des coupures cinématiques (3.10), (3.11) et (3.12) imposées lors de la génération d'événements MC, la plupart des bins cinématiques ne sont pas entièrement remplis. On parle dans ce cas de bin « réduits ». Les variables cinématiques Q^2 , x_B et t sont particulièrement concernées par cet effet (voir figure 3.9).

La normalisation de la section efficace s'effectue donc en divisant par la taille du bin « réduit » au lieu du bin entier. Le volume du bin cinématique « plein » est corrigé à l'aide d'un facteur dénommé « correction de volume », défini par :

$$F_{CorrVol} = \frac{V'}{V}, \quad (3.25)$$

où V et V' désignent respectivement les volumes entier et « réduit » du bin ($V \geq V'$).

La procédure pour déterminer le volume réduit V' des bins à 3 dimensions (Q^2 , x_B , t) est décrite ci-dessous :

1. Chaque intervalle en Q^2 , x_B et t est subdivisé en 100 sous-intervalles, ce qui correspond à $100 \times 100 \times 100$ volumes élémentaires pour chaque bin (Q^2 , x_B , t). Les volumes V et V' sont exprimés en unité de volume élémentaires (donc $V = 10^4$ volumes élémentaires).
2. En prenant les valeurs centrales de Q^2 , x_B et t d'un bin élémentaire, il est possible de calculer les variables cinématiques W , θ_{e-} et ν sur lesquelles des coupures sont imposées. Notons que, à une énergie de faisceau, Q^2 et x_B fixés, l'espace de phase accessible pour la variable t est limité entre une valeur t_{min} et t_{max} pour l'état final $e p \pi^+ \pi^-$. Ici, t_{min} a été calculé au seuil de production d'une paire de pions.
3. On compte le nombre de volumes élémentaires dont la cinématique satisfait les coupures (3.10), (3.11), (3.12) et $t > t_{min}$. Le total correspond à V' .

La procédure pour calculer le volume réduit des bins (Q^2 , x_B) est similaire, la condition $t > t_{min}$ n'étant plus à être considérée. La figure 3.17 montre le résultat dans le binnage (Q^2 , x_B) étudié. La distribution des événements Monte Carlo générés est superposée aux résultats pour illustrer l'espace de phase.

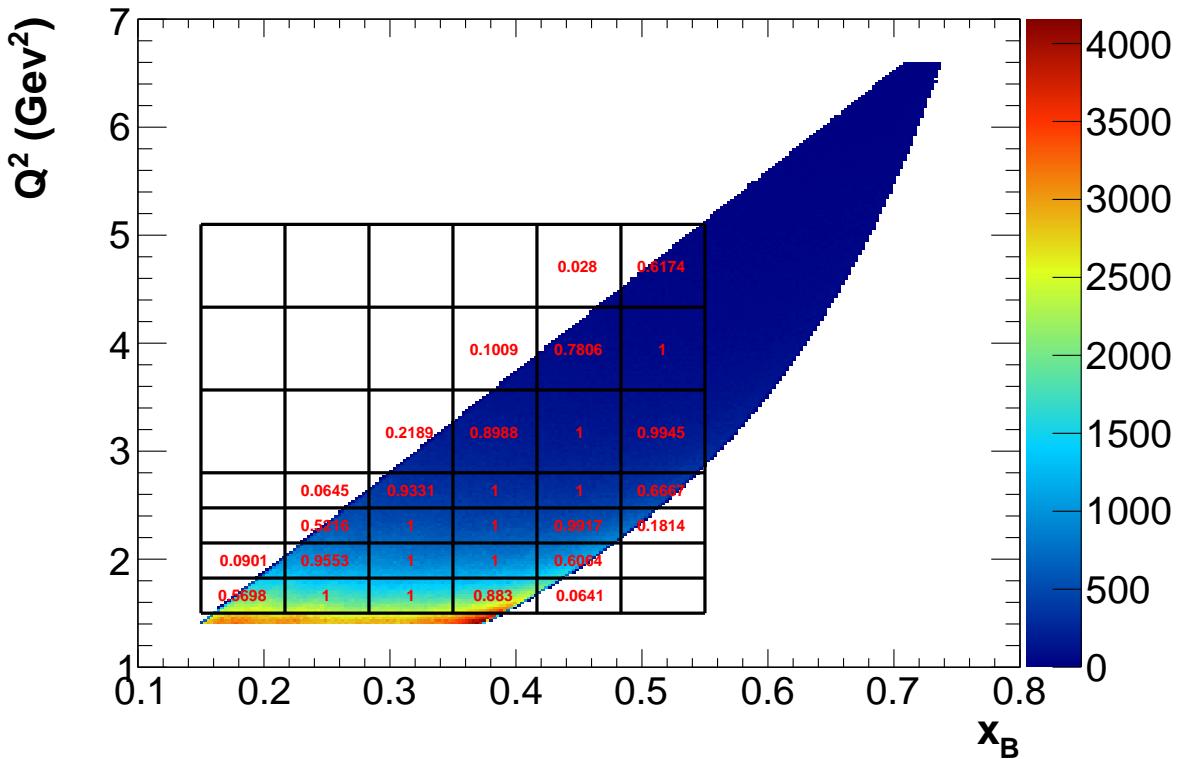


FIGURE 3.17 – Correction de volume des bins (Q^2 , x_B). La valeur est inscrite dans chaque cellule en (Q^2 , x_B) délimitée par la grille en noir.

3.8 Les efficacités de coupures de sélection des électrons dans les compteurs Čerenkov

Pour discriminer les électrons des pions, des coupures sur les signaux des compteurs Čerenkov ont dû être appliquées (voir chapitre 2, paragraphe 2.1.4). Ces coupures ne sont valables que pour les données expérimentales, car la géométrie complexe des miroirs des compteurs Čerenkov est décrite de façon approximative par la simulation de CLAS. Un certain nombre d'électrons a été rejeté par les coupures de sélection. Il faut estimer combien de bons évènements ont été rejetés, afin de corriger le taux de comptage des données expérimentales pour le calcul des sections efficaces. Les coupures appliquées aux compteurs Čerenkov diffèrent selon le régime d'impulsion de l'électron candidat. Les efficacités de coupures de sélection seront donc spécifiques au régime d'impulsion considéré.

3.8.1 Régime $p_{e^-} < 1.5 \text{ GeV}/c$

La procédure de réduction de la contamination électrons/pions n'a pas permis d'éliminer le pic 1-photoélectron pour la région d'impulsion $p_{e^-} < 1.5 \text{ GeV}/c$. Les particules chargées négativement qui émettent $10 \times N_{phe} \leq 25$ sont rejetées.

Pour quantifier le nombre d'électrons dans cette région du spectre du nombre de photoélectrons émis, celle-ci est ajustée par une distribution de Poisson généralisée qui est prolongée vers la région rejetée :

$$y\left(\frac{x}{p}\right) = k \frac{L^{\frac{x}{p}} e^{-L}}{\Gamma\left(\frac{x}{p} + 1\right)}, \quad (3.26)$$

où k , L et p sont des paramètres à ajuster. L'intégrale de la fonction ajustée sur l'ensemble de l'intervalle du nombre de photoélectrons émis permet d'estimer le nombre total de « bons » photoélectrons avant coupure. L'ajustement des spectres $10 \times N_{phe}$ est appliqué pour chaque bin (Q^2 , x_B).

L'efficacité des coupures sur les compteurs Čerenkov est définie par :

$$Eff_{CC}(Q^2, x_B) = \frac{\int_{25}^{250} y(N_{phe} \times 10) d(N_{phe} \times 10)}{\int_0^{250} y(N_{phe} \times 10) d(N_{phe} \times 10)}. \quad (3.27)$$

Les résultats des efficacités de coupures en fonction de (Q^2 , x_B) sont représentés dans la figure 3.18. La correction d'efficacité de coupure apportée à la section efficace est de 4% en moyenne.

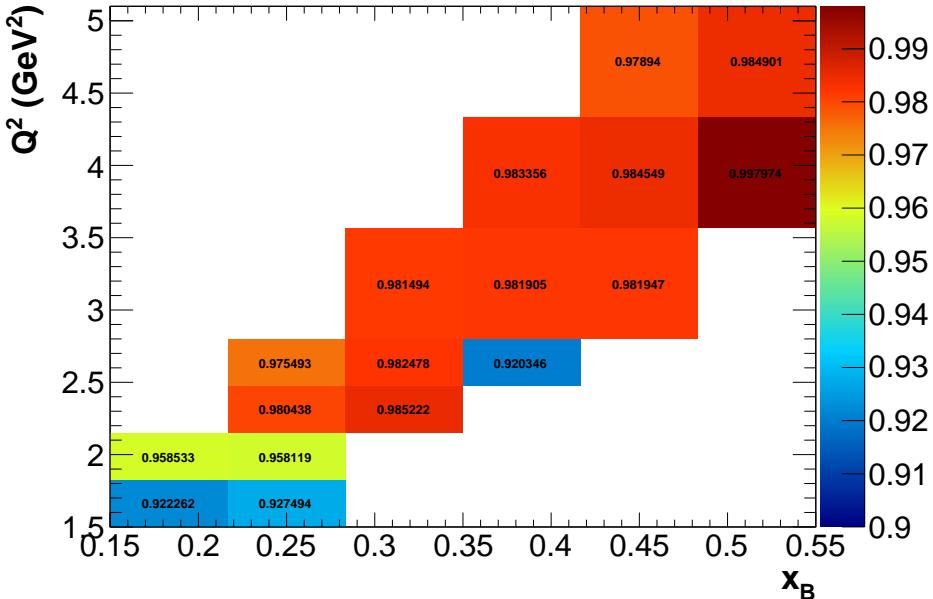


FIGURE 3.18 – Efficacités de coupures Eff_{CC} en fonction du bin (Q^2 , x_B) dans le régime $p_{e^-} < 1.5$ GeV/c.

3.8.2 Régime $p_{e^-} > 1.5$ GeV/c

Pour des impulsions supérieures à 1.5 GeV/c, le pic à 1-Phe est supprimé par la procédure *CC Matching* (voir chapitre 2, paragraphe 2.1.4). Cependant, cette procédure de réduction conduit à l'exclusion de quelques bons électrons, y compris dans la région de la structure poissonienne du spectre. Pour évaluer cette perte, il suffit de comparer l'intégrale du spectre avant et après application de la procédure *CC Matching* dans la région du pic poissonien :

$$Eff_{CC}(Q^2, x_B) = \frac{\int_{40}^{400} h^{\text{Après coupures CC}}(N_{phe} \times 10) d(N_{phe} \times 10)}{\int_{40}^{400} h^{\text{Avant coupures CC}}(N_{phe} \times 10) d(N_{phe} \times 10)}. \quad (3.28)$$

Les efficacités de coupures sont représentées dans la figure 3.19. La correction d'efficacité de coupure apportée à la section efficace est de 5% en moyenne.

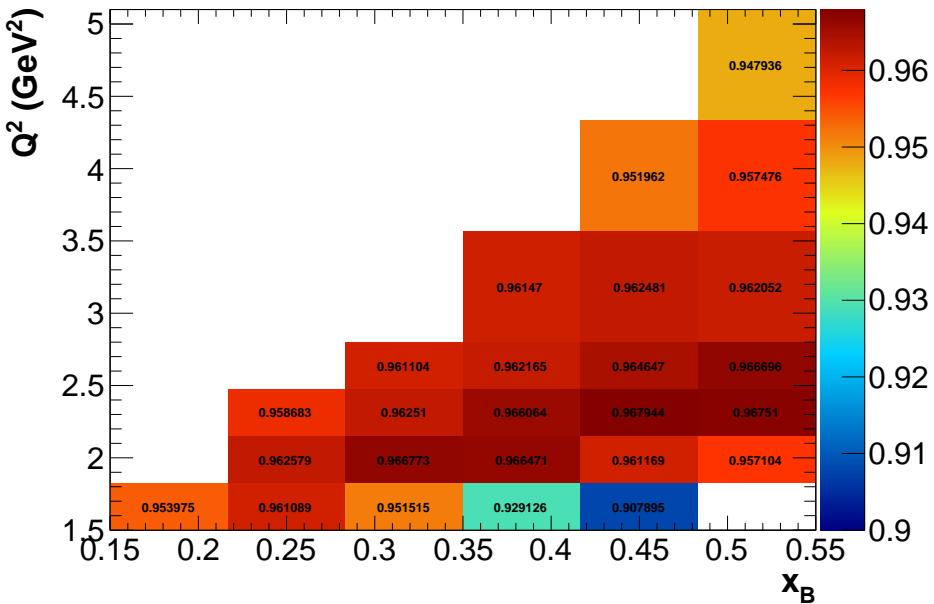


FIGURE 3.19 – Efficacités de coupures Eff_{CC} en fonction du bin (Q^2, x_B) dans le régime $p_{e^-} > 1.5 \text{ GeV}/c$.

3.9 Sections efficaces réduites de $\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ dans des bins (Q^2, x_B)

La totalité des termes impliqués dans les relations (3.4) et (3.5) est déterminée pour des intervalles cinématiques différentiels en Q^2 , x_B et M , la masse invariante des produits de décroissance ($M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{p\pi^+}$ ou $M_{p\pi^-}$). Les spectres des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dM}$, fonctions de M , sont définis les intervalles (Q^2, x_B) de la table 3.1.

La figure 3.20 représente ces spectres, en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Le pic de la résonance du $\rho^0(770)$ domine l'ensemble des spectres dans l'espace de phase considéré. La plupart des distributions présente une épaule sur le pic du $\rho^0(770)$ dans la région à 1 GeV, signant la présence de la résonance $f_0(980)$. Certains intervalles (Q^2, x_B) suggèrent une large bosse dans la région du $f_2(1270)$, bien que son maximum soit légèrement décalé par rapport à la masse attendue du f_2 .

Dans les spectres de $M_{p\pi^+}$ (figure 3.21), seule la résonance $\Delta^{++}(1232)$ est clairement visible.

Quant aux spectres de $M_{p\pi^-}$ (figure 3.22), plusieurs pics peuvent être identifiés aux résonances attendues ; le $\Delta^0(1232)$ et les états excités $N^*(1520)$ et $N^*(1680)$.

Nous nous intéresserons par la suite à la section efficace du processus $\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ pour chaque intervalle en (Q^2, x_B). Elle est définie par l'intégrale du spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ de l'intervalle (Q^2, x_B) considéré.

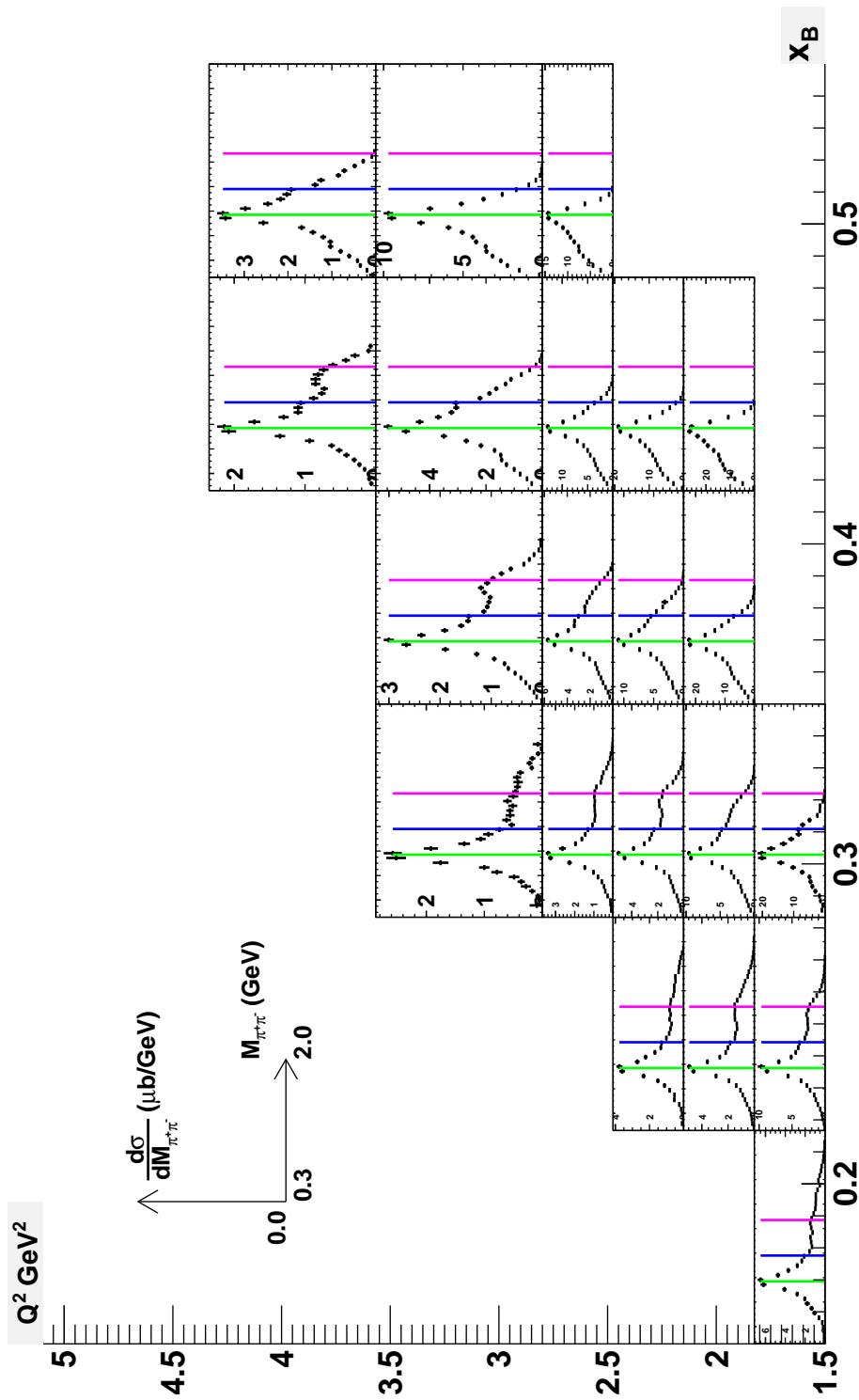


FIGURE 3.20 – Spectres de sections efficaces réduites en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ (en GeV), pour différents bins (Q^2 , x_B). Les lignes verticales localisent la masse du $\rho^0(770)$ en vert, du $f_0(980)$ en bleu et du $f_2(1270)$ en rose.

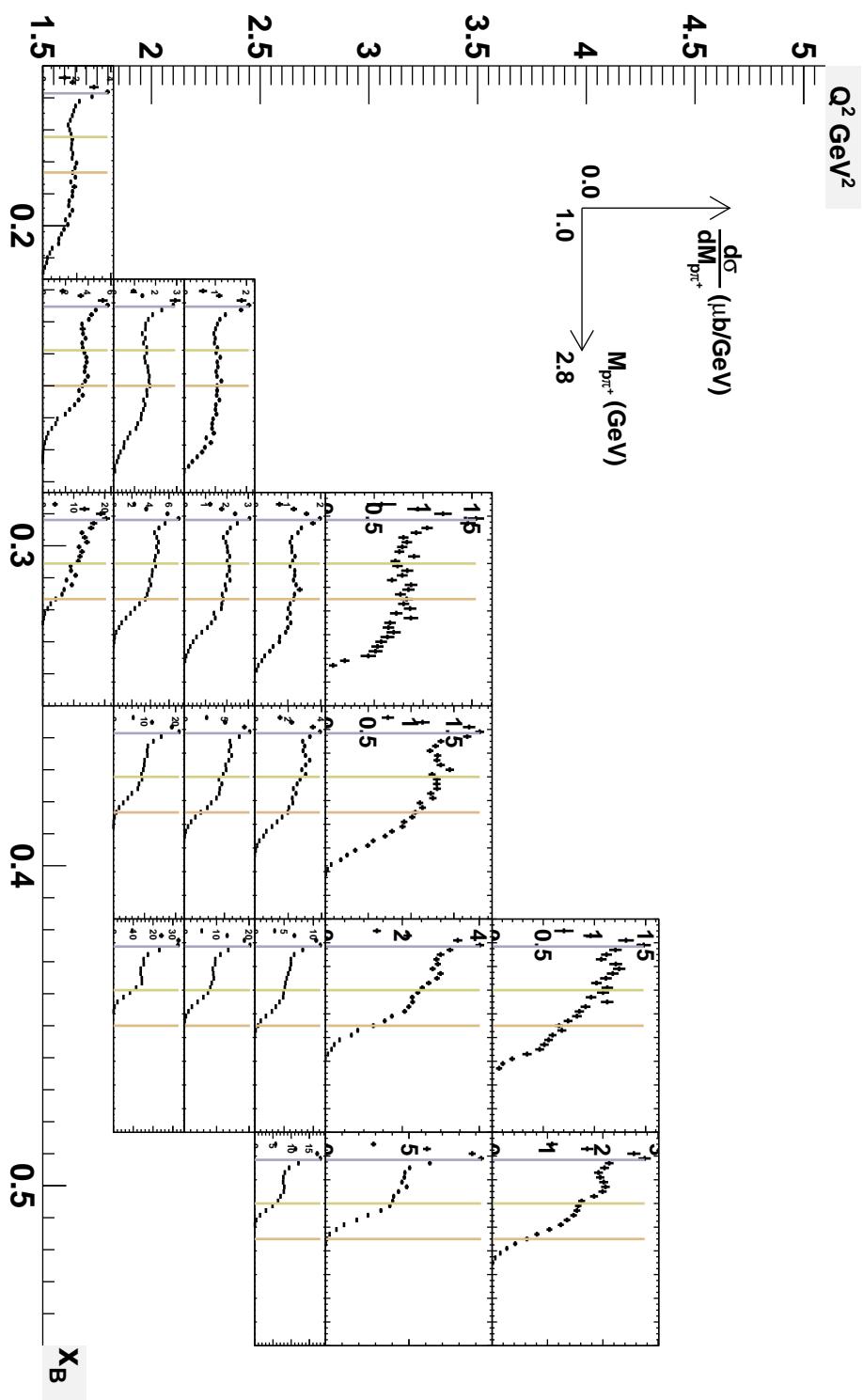


FIGURE 3.21 – Spectres de sections efficaces réduites en fonction de la masse invariante $M_{p\pi^+}$ (en GeV), pour différents bins (Q^2 , x_B). Les lignes verticales localisent, dans chaque spectre de gauche à droite, la masse du $\Delta^{++}(1232)$ (en gris), du $\Delta(1600)$ (en jaune) et du $\Delta(1900)$ (en orange).

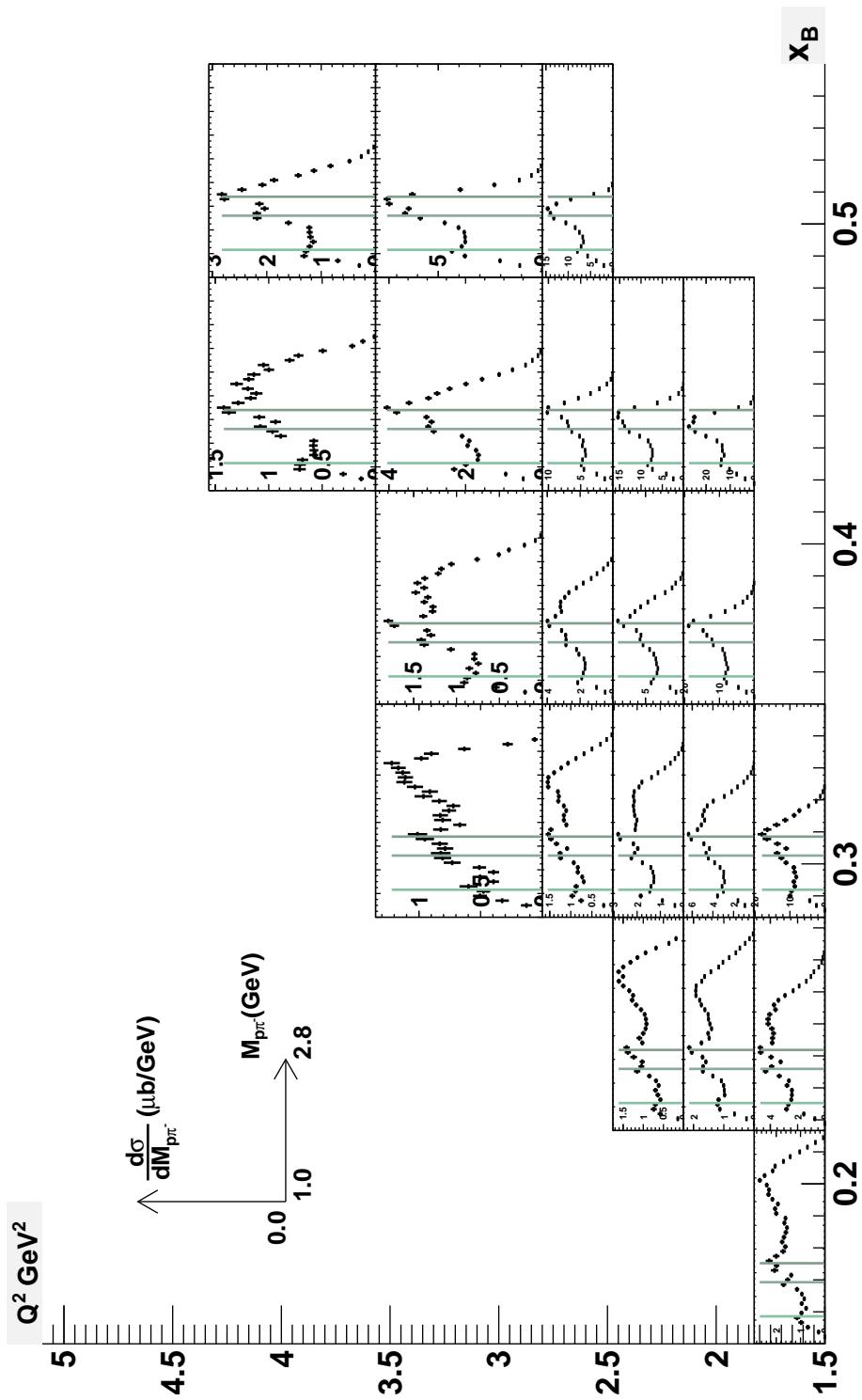


FIGURE 3.22 – Spectres des sections efficaces réduites en fonction de la masse invariante $M_{p\pi^-}$ (en GeV), pour différents bins (Q^2 , x_B). Les lignes verticales localisent, dans chaque spectre de gauche à droite, la masse du $\Delta^0(1232)$ (en vert clair), du $N^*(1520)$ (en bleu clair) et du $N^*(1680)$ (en vert foncé).

3.10 Estimation des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur la section efficace $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-}$ ont été évaluées en étudiant l'incertitude sur chacun des termes qui la compose.

Il y a d'abord les incertitudes liées à l'expérience e1-6, tels que la détermination des caractéristiques de la cible, les efficacités de coupures CC, le choix des runs. Ces incertitudes ont fait l'objet d'études détaillées dans le passé (voir par exemple [48]), dont on reprendra ici les valeurs des erreurs.

Il y a ensuite les incertitudes liées à l'analyse du canal $ep\pi^+\pi^-$ elle-même. On se focalisera sur celles qui sont les plus importantes pour la mesure des sections efficaces.

La méthode de calcul de l'acceptance et des corrections radiatives contribue de manière importante. Tout d'abord, le choix de la coupure (3.22) sur l'erreur relative des bin 7D d'acceptance reste une convention ; l'analyse pourrait très bien se passer d'une telle coupure, qui vient accroître la correction d'acceptance par le facteur de trou et donc la dépendance du modèle Monte Carlo. Les sections efficaces calculées sans la condition (3.22) montrent un écart relatif de 8 à 30% par rapport aux mesures de référence, et une valeur moyenne de 15% sur l'ensemble des bins (Q^2 , x_B). Ensuite, un autre binning de l'acceptance peut être utilisé. Des écarts compris entre 3% et 18% ont été relevés après utilisation d'un binning plus fin dans les variables ($\Phi, \cos(\theta_{HS})$ et Φ_{HS}), avec une valeur moyenne de 10%. A l'issue de ces deux variations, une erreur systématique de 15% concernant le calcul d'acceptance est retenue.

Le choix du modèle Monte Carlo pour calculer l'acceptance et les corrections radiatives est aussi déterminant. Pour tenir compte des caractéristiques principales des spectres $M_{\pi^+\pi^-}$ il faut au moins le canal Monte Carlo $\pi^+\pi^-$ non résonant pour couvrir l'ensemble de l'espace de phase, et le canal ρ^0 pour satisfaire une bonne correction radiative du pic proéminent dans ces spectres. Avec un modèle Monte Carlo composé à 80% du canal non résonant et 20% de ρ^0 , on aboutit à des écarts compris entre 1% et 7% par rapport aux mesures de référence (dont le modèle est composé à 55% de non résonant, 23% de Δ^{++} et 22% de ρ^0). Une valeur moyenne de 5% est retenue comme erreur systématique relative.

L'ensemble de ces sources d'erreurs, récapitulées dans la table 3.2, constitue une incertitude sur la normalisation des spectres $M_{\pi^+\pi^-}$ ³. L'erreur systématique totale correspond à la somme quadratique des différentes sources d'erreurs. Il en résulte 17% d'erreur systématique globale.

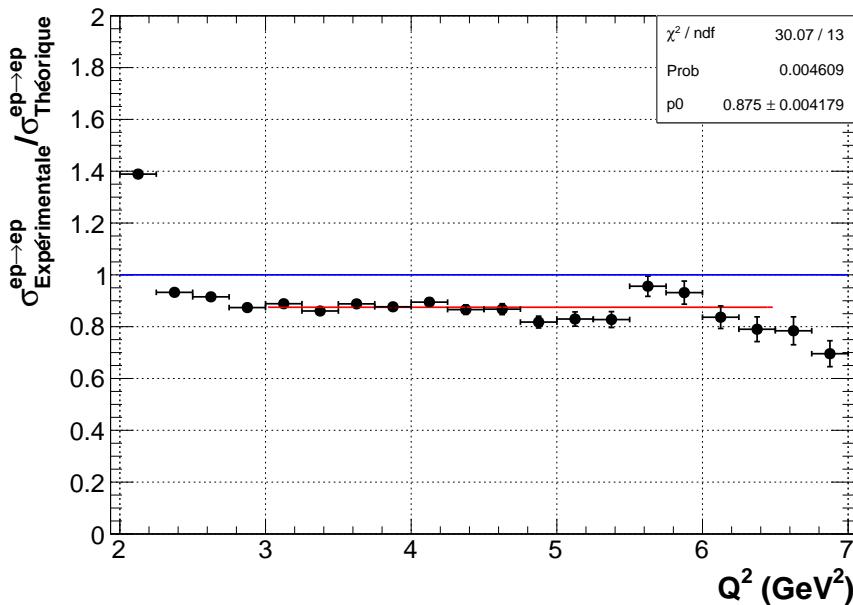
L'incertitude totale sur la section efficace est définie ici comme la somme quadratique de l'erreur statistique sur la détermination de l'intégrale du spectre et l'erreur systématique sur la normalisation globale.

Une manière de vérifier l'évaluation de cette incertitude sur la normalisation absolue est de se référer à la mesure de la diffusion élastique $ep \rightarrow ep$ dans CLAS. En effet, la section efficace de cette réaction est connue. Par conséquent, la comparaison de la section efficace mesurée avec la valeur attendue renseigne sur la qualité de la détermination expérimentale d'une section efficace.

La figure 3.23 illustre les résultats obtenus dans ce travail de thèse : les mesures expérimentales et la prédiction théorique montrent un désaccord d'environ 12%, stables selon la cinématique Q^2 de la réaction.

3. Dans cette analyse, l'erreur systématique est dominée par la procédure d'extraction des signaux du f_0 et du f_2 , comme nous allons le voir dans le chapitre suivant. Comme ce type d'erreur est en général bien plus grande (plus de 25%) que les erreurs systématiques étudiées jusqu'ici (30% au plus), ces dernières sont approximées par une erreur systématique globale que nous qualifions d'erreur sur la normalisation.

| Source d'erreur | Erreur estimée |
|------------------------------|----------------|
| Acceptance | 15% |
| Modèle Monte Carlo | 5% |
| Trous des chambres à dérives | 6% |
| Efficacités de coupures CC | 1.5% |
| Epaisseur de la cible | 2% |
| Densité de la cible | 1% |
| Charge intégrée | 2% |
| Somme en quadrature | 17% |

 TABLE 3.2 – Erreurs systématiques sur la section efficace de $\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$

 FIGURE 3.23 – Rapport entre la section efficace de la diffusion élastique $\sigma^{ep \rightarrow ep}$ mesurée et la section efficace théorique, en fonction de Q^2 .

3.11 Comparaison avec les données existantes

Les sections efficaces $\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ sont présentées dans cette section, avec les erreurs statistiques et systématiques sommées en quadrature.

D'autres mesures d'électroproduction ont été publiées à DESY en 1976 ([53]), avec un faisceau de 7.2 GeV, à CORNELL en 1981 avec un faisceau de 11.5 GeV([58]), et avec le détecteur CLAS sur la même expérience que la présente analyse, en 2009 ([55]).

Dans un souci de comparaison directe avec les précédentes mesures de CLAS, il a été décidé de calculer les sections efficaces dans le même binning (Q^2 , x_B) (table 3.3) que l'analyse [55]. Cela offre l'avantage de couvrir la totalité de l'espace de phase. Les autres variables cinématiques sont toujours binnées par la table 3.1. La table d'acceptance et les efficacités des coupures CC ont été recalculées avec le nouveau binning.

La figure 3.24 représente l'ensemble des mesures de section efficace $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p \pi^+ \pi^-}$, calculées pour les valeurs Q^2 et W associées aux intervalles (Q^2 , x_B). Tout d'abord, notons

| Variable | Unité | Intervalle | Nombre de bins | Largeur de bins |
|----------|----------|------------|----------------|-----------------|
| Q^2 | GeV 2 | 1.60-3.10 | 5 | 0.30 |
| | | 3.10-5.60 | 5 | 0.50 |
| x_B | - | 0.16-0.70 | 9 | 0.06 |

 TABLE 3.3 – Définition du binning en Q^2 , x_B de la référence [55].

que les sections efficaces étudiées se décomposent selon la relation :

$$\sigma_{tot} = \sigma_T + \epsilon\sigma_L , \quad (3.29)$$

où σ_T est la section efficace $\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ avec un photon de polarisation transverse, et σ_L avec un photon de polarisation longitudinale. Le facteur ϵ dépend de Q^2 , x_B et de l'énergie du faisceau. Par conséquent, à Q^2 et x_B fixé, les mesures de section efficace des différentes expériences ne peuvent pas être comparées directement. On peut constater un bon accord avec les mesures de la précédente analyse de CLAS pour $W < 2.40$ GeV, en tenant compte des barres d'erreurs systématiques. A plus haute énergie W (plus bas x_B), le désaccord devient plus important et peut atteindre 40%. Les mesures sont systématiquement plus basses dans ce travail de thèse.

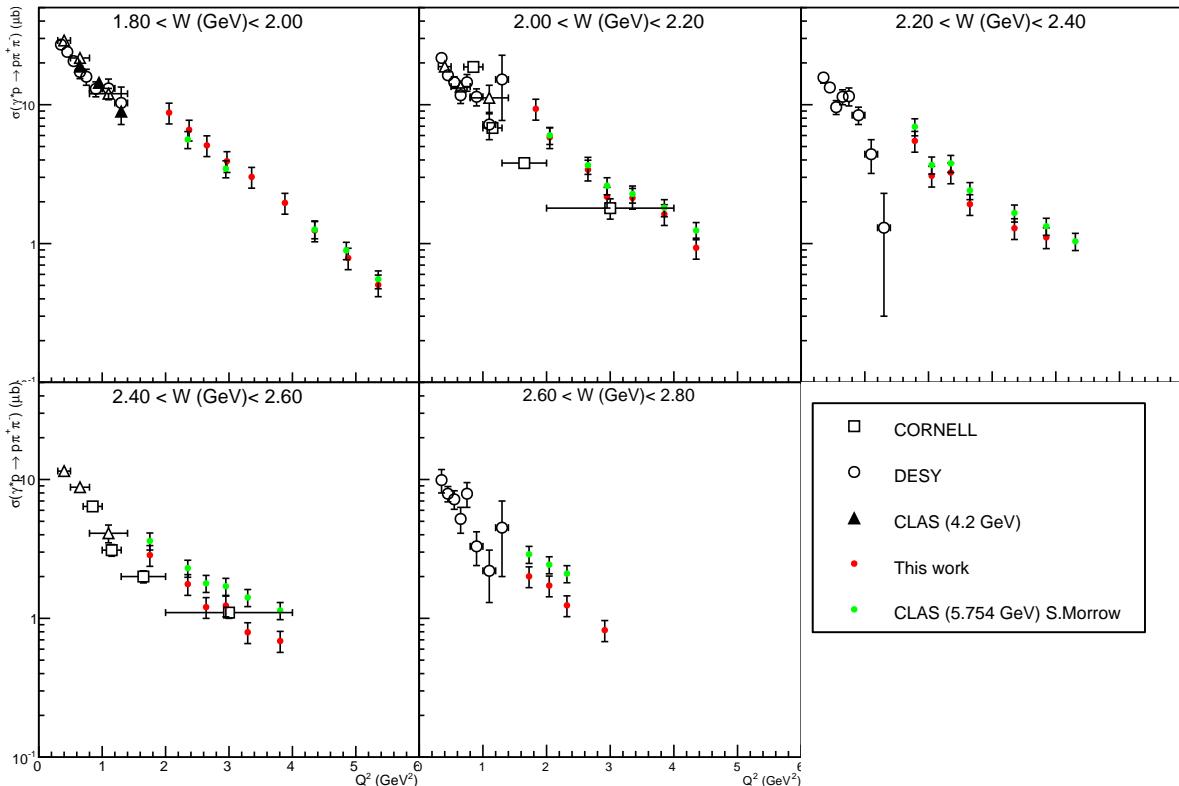


FIGURE 3.24 – Données mondiales des sections efficaces de la réaction $\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ en fonction de Q^2 , dans différents intervalles en W . Les données obtenues dans ce travail de thèse sont représentées en rouge. Les points verts correspondent aux mesures de [55]. Les barres d'erreurs incluent les erreurs statistiques et systématiques sommées en quadrature.

Une étude comparative entre la présente analyse de données et celle détaillée dans la référence [48] a été effectuée pour tenter de comprendre ces différences.

Les caractéristiques principales de deux analyses sont consignées dans le tableau 3.4.

| | Cette analyse | Analyse du ρ^0 [48] |
|--|---|--|
| Calibration des données | pass 3 (2014) | pass 2 (2003) |
| Corrections cinématiques | | |
| Correction sur le vertex | Non | Oui |
| Correction de pertes d'énergie | Oui | Oui |
| Corrections d'impulsions | Non | Oui |
| Sélection de l'électron | | |
| Coupure sur V_z | Dépendante du secteur | $-8 \leq V_z \leq -0.8$ cm |
| Coupures fiducielles CC | Oui | Oui |
| Coupures fiducielles EC | Oui | Oui |
| <i>CC Matching</i> | Oui | Oui |
| | $N_{phe} > 20$ pour $p_{e^-} > 1.5$ | $N_{phe} > 20$ pour tout p_{e^-} |
| Sélection p/π^+ | | |
| Coupures fiducielles DC | Oui | Oui |
| Sélection proton | $ \beta_{mes} - \beta_{proton} < 2.5\sigma$ | $ \beta_{mes} - \beta_{proton} < 5.7\sigma$ |
| Sélection π^+ | $ \beta_{mes} - \beta_{\pi^+} < 2.5\sigma$ | $ \beta_{mes} - \beta_{\pi^+} < 3.5\sigma$ |
| Coupures d'exclusivité | | |
| $Mm^2[ep\pi^+X]$ | $-0.05 \leq Mm^2 \leq 0.08$ GeV 2 | $-0.05 \leq Mm^2 \leq 0.08$ GeV 2 |
| ΔV_z^{pe} | Oui (dépendant du secteur) | Oui |
| $\Delta V_z^{\pi e}$ | Oui (dépendant du secteur) | Oui |
| Analyse de $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-}$ | | |
| Binning de l'acceptance | $10 \times 9 \times 9 \times 7 \times 7 \times 7 \times 45$ | $10 \times 9 \times 9 \times 8 \times 8 \times 15$ |
| Modèle Monte Carlo | 55% N.R, 23% Δ^{++} , 22% ρ^0 | 40% N.R, 20% Δ^{++} , 40% ρ^0 |
| Variable de masse | Masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ | Masse manquante $Mm[epX]$ |
| Acceptance | $Acc_{RadCorr} = \frac{Rec_{radmou}}{Gen_{nonrad}}$ | $Acc = \frac{Rec_{radmou}}{Gen_{rad}}$ |
| Corrections radiatives | Inclues dans $Acc_{RadCorr}$ | $F_{Rad}(Q^2, x_B) = \frac{Gen_{nonrad}}{Gen_{rad}}$ |
| | Dépendantes de la masse | Intégrées sur la masse |
| Facteurs de trou | $F_h(Q^2, x_B, M)$ | $F_h(Q^2, x_B, M)$ |

TABLE 3.4 – Comparaison des analyses des sections efficaces $\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ dans les bins (Q^2, x_B) dans ce travail de thèse et la référence [48].

La calibration des données dans ce travail de thèse (« pass 3 ») bénéficie d'une correction des constantes de calibrations des détecteurs SC ; la résolution temporelle des SC est 2 fois meilleure que la précédente calibration (« pass 2 »), permettant une meilleure identification des protons et des pions à $p > 2.5$ GeV/c. Dans l'analyse [48], une correction sur la reconstruction du vertex a été appliquée, permettant d'éliminer le décalage des distributions du vertex z entre les différents secteurs. Cette correction n'est pas utilisée dans cette analyse ; les coupures sont adaptées au secteur de CLAS considéré. Toujours dans l'analyse [48], la reconstruction de l'impulsion des particules a été améliorée en corrigéant des inexactitudes de la carte de champ magnétique de CLAS et du positionnement des chambres à dérive. Cependant, l'effet de cette correction est très faible (< 0.8%) et à la limite des erreurs systématiques de la méthode utilisée pour établir ces corrections. Par conséquent, ce type de correction n'est pas considéré dans ce travail de thèse.

Une différence notable a été relevée concernant le calcul des corrections radiatives en fonction de la masse. Dans l'analyse du ρ^0 , les spectres sont établis en fonction de la masse manquante $Mm[epX]$, tandis que la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ est utilisée dans ce

travail. Le système manquant X peut inclure des états finaux autre que $\pi^+\pi^-$, comme l'état $\pi^+\pi^-\gamma$. Cela est le cas en évaluant la masse manquante pour des événements $ep\pi^+\pi^-$ Monte Carlo générés avec des effets radiatifs, qui sont utilisés pour calculer l'acceptance pour l'électroproduction. En utilisant la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$, on s'assure que seuls les produits de décroissance $\pi^+\pi^-$ sont considérés.

Contrairement à cette analyse de données, les corrections radiatives dans [55] sont appliquées séparément de la correction d'acceptance. Le facteur de correction radiative F_{Rad} est calculé selon le bin (Q^2, x_B) uniquement. Dans ces conditions, le spectre de section efficace est établi à partir du spectre de masse corrigé d'acceptance, multiplié par le facteur de corrections radiatives, qui est ici un simple facteur d'échelle. Or, le calcul du facteur de correction $F_h = \frac{Gen_{non\ rad}}{Gen_{rad}}$, à partir des données Monte Carlo, montre une forte dépendance selon la masse $M_{\pi^+\pi^-}$, comme le montre la figure 3.25. Lorsque ce facteur

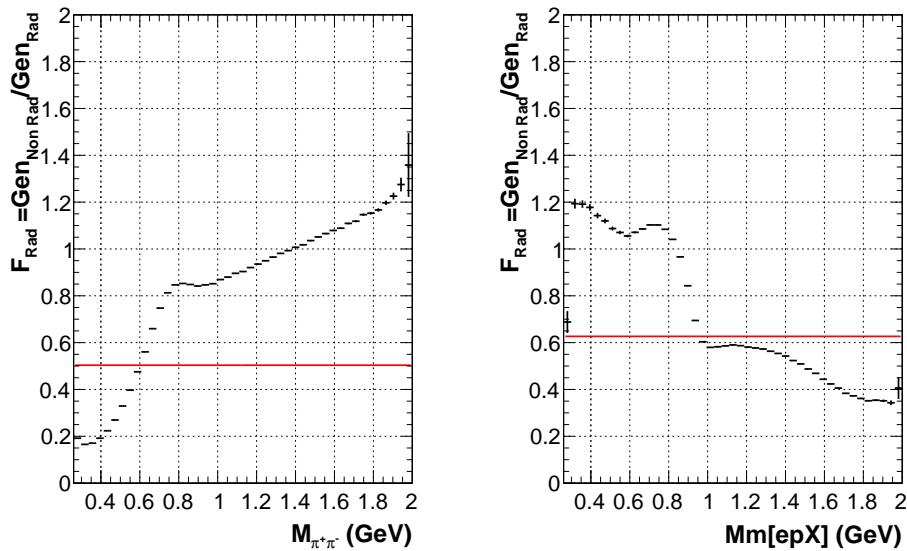


FIGURE 3.25 – Facteurs de corrections radiatives F_{Rad} dans l'intervalle $1.60 < Q^2 < 1.90$ GeV 2 , $0.16 < x_B < 0.22$, calculées avec le modèle Monte Carlo de cette analyse. À gauche, le facteur est décrit en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ et à droite, en fonction de la masse manquante $Mm[epX]$. Les lignes rouges correspondent à l'ajustement d'une constante sur la distribution, qui donne la valeur moyenne de F_{Rad} .

dépendant de la masse est appliqué au calcul de section efficace, le spectre résultant est fortement déformé en comparaison à l'application d'un simple facteur indépendant de la masse (figure 3.26).

Ainsi, la soustraction de fond pour extraire les signaux des mésons pourrait être sensible aux corrections radiatives, à la lumière des déformations causées par ces corrections aux spectres. En revanche, en se référant au calcul des sections efficaces intégrées sur la masse de la figure 3.26, leur valeurs semblent elles-mêmes peu affectées par ces effets (moins de 5% de différence entre les intégrales des deux spectres).

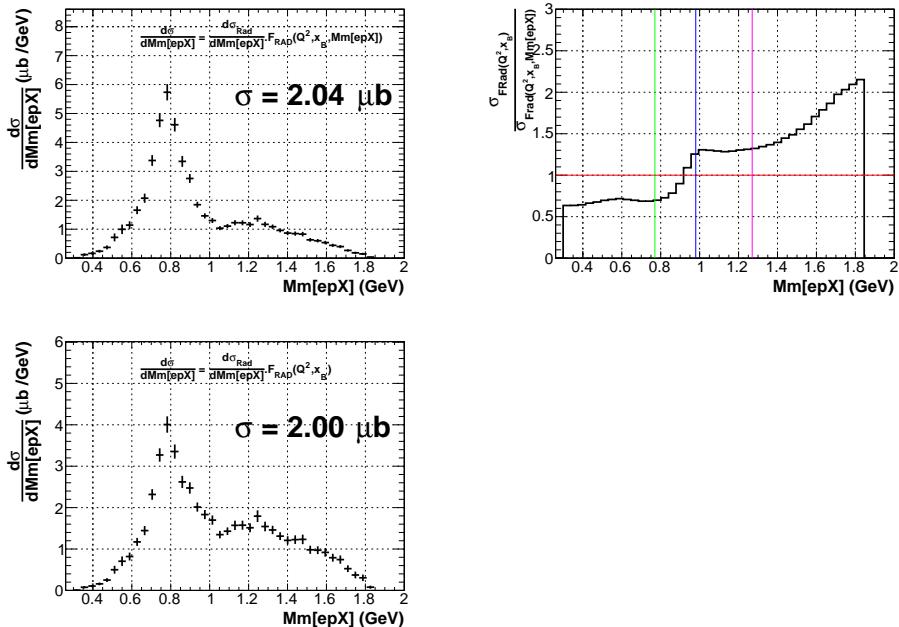


FIGURE 3.26 – Spectres de sections efficaces en fonction de la masse manquante $Mm[epX]$, obtenues pour différentes corrections radiatives. En haut à gauche, la correction radiative dépend de la masse manquante. En bas à gauche, la correction dépend uniquement de Q^2 et x_B . Pour chaque spectre, la section efficace intégrée est présentée. En haut à droite, le rapport des deux spectres. La ligne rouge indique un rapport égale à 1. L'espace de phase considéré est $1.60 < Q^2 < 1.90 \text{ GeV}^2$, $0.16 < x_B < 0.22$.

Chapitre 4

Extraction des sections efficaces

$$\gamma^* p \rightarrow p'(f_0/f_2)$$

Dans ce chapitre, la méthode pour extraire les sections efficaces des réactions $\gamma^* p \rightarrow p'\rho^0$, $\gamma^* p \rightarrow p'f_0$ et $\gamma^* p \rightarrow p'f_2$ est détaillée.

Ensuite, les résultats des sections efficaces différentielles d'électroproduction de ces mésons sont présentés.

4.1 Ajustement des spectres de masse $M_{\pi^+\pi^-}$

L'extraction des sections efficaces $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\rho^0}$, $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pf_0}$ et $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pf_2}$ repose sur une soustraction du bruit de fond des spectres de section efficace réduite en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Pour cela, le spectre de masse doit être ajusté (ou *fitté*) par un modèle qui décrit les résonances que l'on souhaite extraire. Ce modèle contient un ensemble de paramètres libres Θ . L'ajustement est basé sur la méthode de minimisation du χ^2 , défini par :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(x(M_i) - f(M_i, \Theta))^2}{\Delta x(M_i)^2}, \quad (4.1)$$

où :

- i est le numéro de bin de masse invariante M du spectre,
- N est le nombre total de bins de masse inclus dans le spectre,
- M_i la valeur centrale de masse invariante du bin i ,
- $x(M_i)$ est la valeur de section efficace en un point M_i du spectre, et $\Delta x(M_i)$ son erreur statistique,
- $f(M_i, \Theta)$ est la valeur prise par le modèle.

Le but de cette méthode est de déterminer les valeurs numériques de Θ qui permettent de minimiser χ^2 , qui mesure l'écart entre le modèle et les données expérimentales. La minimisation est effectuée par le programme MINUIT [59].

Il faut déterminer un modèle permettant de reproduire fidèlement un spectre dépendant de $M_{\pi^+\pi^-}$. Comme il a été expliqué dans le chapitre précédent, le spectre de section efficace $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-}$ est formé par 3 types de processus :

1. La production de résonances mésoniques $\gamma^* p \rightarrow pM \hookrightarrow \pi^+\pi^-$.
2. La production de résonances baryoniques $\gamma^* p \rightarrow \pi B \hookrightarrow p\pi$.
3. La production de paires de pions non résonantes.

Malheureusement, il n'existe pas une paramétrisation théorique complète de la production de paires de pions. En fait, la plupart des processus 2/ et 3/ ne sont pas bien connus. Une description des amplitudes de production des canaux $ep \rightarrow e'\pi N^* \rightarrow p\pi$ a été développée [61], mais elle concerne un domaine cinématique différent de cette analyse. De plus, l'amplitude carrée de production totale $\gamma^*p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ est la somme carrée des amplitudes des différents processus. Les différentes réactions peuvent donc interférer entre elles, ce qui complique considérablement l'élaboration d'un modèle.

In fine, en admettant que le modèle décrit entièrement la physique de production de $\pi^+\pi^-$, le nombre de paramètres à considérer serait probablement trop important pour être ajusté sur le seul spectre de masse invariante ; on a pu identifier 3 résonances mésoniques (ρ^0 , f_0 , f_2) et 4 résonances baryoniques (Δ^{++} , Δ^0 , D_{13} et F_{15}), auxquelles il faudrait ajouter les interférences de ces canaux entre eux. Par conséquent, il a été décidé d'utiliser un modèle défini comme la somme incohérente des différentes résonances de mésons, incluant les canaux de fonds jugés les plus significatifs.

4.1.1 Paramétrisation des résonances de mésons

Une résonance R de spin l décroissant en deux particules (ici une paire de pions) est décrite par une distribution de Breit-Wigner asymétrique [62] [63] :

$$\frac{d\sigma}{dM_{\pi^+\pi^-}} = BW_R(M_{\pi^+\pi^-}) = I \frac{2}{\pi} \frac{M_{\pi^+\pi^-} M_R \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})}{(M_R^2 - M_{\pi^+\pi^-}^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2(M_{\pi^+\pi^-})}, \quad (4.2)$$

où I est l'intensité du pic, M_R la valeur nominale du centre de la distribution et Γ sa largeur à mi-hauteur. La largeur à mi-hauteur dépendante de l'énergie est définie par :

$$\Gamma(M_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_R \left(\frac{q}{q_R} \right)^{2l+1} \frac{M_R}{M_{\pi^+\pi^-}}, \quad (4.3)$$

où q est l'impulsion d'un des pions de décroissance dans le référentiel de R au repos, et q_R la valeur de q pour $M_{\pi^+\pi^-} = M_R$:

$$q = \frac{\sqrt{M_{\pi^+\pi^-}^2 - 4M_\pi^2}}{2} \quad q_R = \frac{\sqrt{M_R^2 - 4M_\pi^2}}{2} \quad (4.4)$$

où M_π est la masse du pion (139 MeV). Le ρ^0 a fait l'objet de plusieurs études théoriques permettant de décrire la forme de la résonance. Deux types de mécanismes ont été proposés pour expliquer la forme observée du ρ^0 . Le premier mécanisme, décrit par Söding [64], correspond à l'interférence de l'amplitude ρ^0 avec les contributions $\pi^+\pi^-$ non résonantes, qui conduisent à un décalage vers les basses masses du centre du pic du ρ^0 . Le deuxième mécanisme, proposé par Ross et Stodolsky [65], repose sur la dissociation d'un photon en un méson vecteur selon le diagramme 4.1. Le calcul de Ross et Stodolsky aboutit à l'introduction d'un facteur de correction de la distribution Breit Wigner (4.2) qui décale le centroïde de la distribution :

$$BW_R^{sk.}(M_{\pi^+\pi^-}) = BW_R(M_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{M_R}{M_{\pi^+\pi^-}} \right)^{nskew}, \quad (4.5)$$

où $nskew$ est le paramètre de distorsion (*skewness* en anglais). Il introduit en effet une asymétrie vers les basses masses dans la distribution de la résonance, tandis que le terme

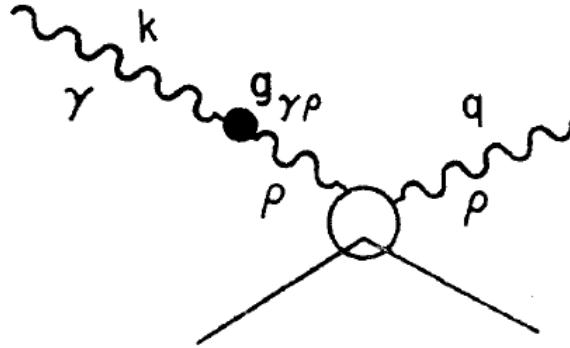


FIGURE 4.1 – Diagramme de dissociation pour la photoproduction du ρ^0 , selon Ross et Stodolsky. Un couplage entre le photon et le ρ est introduit par le facteur phénoménologique $g_{\gamma\rho}$. Le ρ ainsi formé interagit avec le proton (lignes en bas de la figure) par diffusion élastique $\rho p \rightarrow \rho p$.

(4.3) apporte une queue vers les hautes masses. Le calcul de Ross-Stodolsky prédit $n_{skew} = 4$ pour le ρ^0 , mais cette quantité est laissée libre dans l'ajustement des spectres de masses pour cette analyse.

Les mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ sont aussi paramétrisés par la distribution (4.5), où on tient compte de leur spins respectifs ($l = 0$ et $l = 2$) dans la relation (4.3). Le facteur de distorsion est maintenu pour tenir compte des possibles effets d'interférences. Cependant, l'effet de ce facteur dépend du spin de la résonance, comme le montre la figure 4.2. Il apparaît par exemple, que la distribution décrivant une particule de spin 0 (comme c'est le cas pour f_0) forme une large structure non physique à basse masse en augmentant n_{skew} . Par conséquent, la distorsion pour le f_0 doit être plus limitée que pour le ρ^0 et le f_2 . Dans l'ajustement, le paramètre de distorsion varie entre 0 et 1 pour le f_0 , et entre 0 et 5 pour le ρ^0 et f_2 .

Au final, les résonances $\rho^0(770)$, $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ sont modélisées par la distribution (4.5), où les paramètres I (Intensité du pic), M_R (centroïde), Γ_R (largeur à mi-hauteur) et n_{skew} sont à ajuster sur le spectre de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. En principe, les seuls paramètres à ajuster sont I et n_{skew} . Cependant, le centroïde et la largeur à mi-hauteur sont laissés libres sur un intervalle très réduit (20 MeV environ), pour tenir compte d'un certain nombre d'effets qui pourraient déformer la forme de la résonance ; corrections radiatives, corrections d'acceptances, incertitudes des données du *Particle Data Group*. En particulier, la largeur du f_0 est mal connue, variant de 40 à 100 MeV [45].

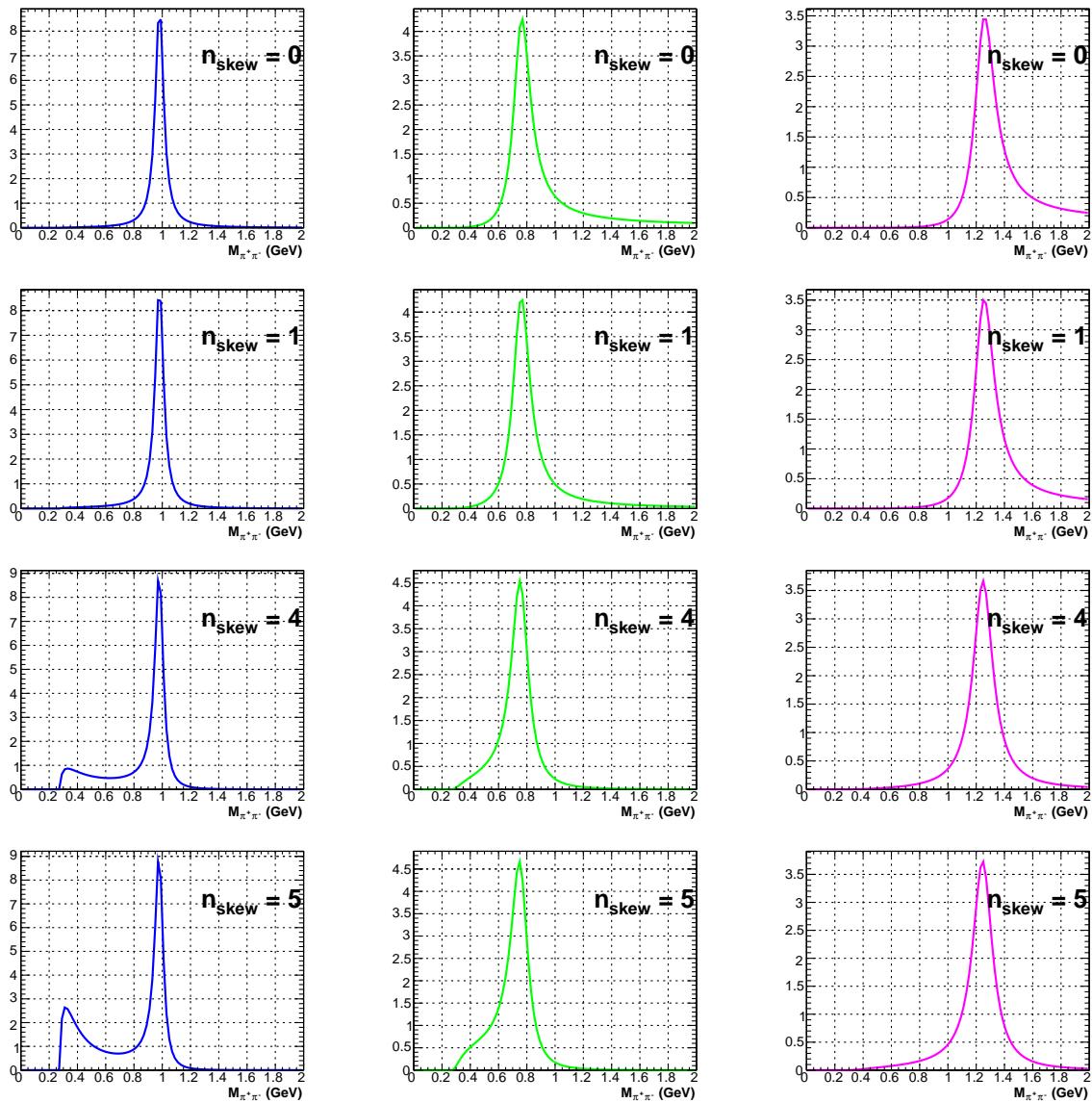


FIGURE 4.2 – Effet du paramètre de distorsion sur la distribution Breit Wigner (4.2) pour une résonance de spin $l=0$ (colonne de gauche), de spin $l=1$ (colonne du milieu) et de spin $l=2$ (colonne de droite). Les 4 lignes correspondent à 4 valeurs de n_{skew} : 0, 1, 4 et 5.

4.1.2 Paramétrisation du bruit de fond

Dans cette analyse, deux contributions sont prises en compte pour modéliser le fond : le canal $e p \pi^+ \pi^-$ non résonant et le canal $e p \pi^- \Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$. Les distributions des fonds sont établies à partir du générateur Monte Carlo GENEV : les distributions, dépendantes de $M_{\pi^+ \pi^-}$, sont formées par l'accumulation d'événements Monte Carlo générés dans un canal de fond donné, sans effets radiatifs. Chaque événement généré est pondéré par le facteur de flux du photon virtuel de manière à rendre ces distributions équivalentes aux sections efficaces réduites.

La forme des distributions étant fixée par le générateur Monte Carlo, le fond est ajusté sur les spectres expérimentaux par un facteur d'échelle α . On souhaite que α ne dépende pas du nombre d'événements Monte Carlo générés pour créer les distributions de fonds. Pour cela, celles-ci sont normalisées avant l'ajustement, de manière à ce que l'intégrale sur $M_{\pi^+ \pi^-}$ d'une distribution de fond soit égale à l'intégrale du spectre de section efficace à

ajuster :

$$\int \text{Fond}(\Omega, M_{\pi^+\pi^-}) dM_{\pi^+\pi^-} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega dM_{\pi^+\pi^-}} dM_{\pi^+\pi^-}, \quad (4.6)$$

où Ω désigne un ensemble parmi les 7 variables cinématiques décrivant l'électroproduction. Avec la condition (4.6), le facteur d'échelle α décrit la fraction de fond sur la totalité du spectre de section efficace.

4.1.3 Commentaires sur la stratégie d'ajustement

Dans la soustraction de fonds, il faudrait en principe tenir compte de la totalité des processus impliquant la production de baryons. Mais, comme il a été mentionné auparavant, il n'existe pas de modèles permettant de décrire la production de tous les N^* . Dans l'analyse [48], un ajustement simultané des spectres $M_{\pi^+\pi^-}$, $M_{p\pi^+}$ et $M_{p\pi^-}$ a été tenté, en incorporant les contributions du Δ^0 , des N^* et les projections des résonances ρ^0 , f_0 , f_2 . La distribution de ces contributions suivant $M_{\pi^+\pi^-}$ – $M_{p\pi^+}$ ou $M_{p\pi^-}$ a été obtenue en utilisant GENEV, à partir des canaux déjà existants dans le générateur : les $\Delta(1600)$ et $\Delta(1900)$ sont obtenus à partir du Δ^{++} , les $N^*(1520)$ et $N^*(1680)$ à partir du Δ^0 , et les projections du $f_0(980)$ et du $f_2(1270)$ à partir du ρ^0 , en modifiant le centre et la largeur des résonances existantes dans Genev. A l'issue de cette étude [66], il est apparu que :

- Le signal du ρ^0 obtenu après ajustement simultané des spectres $Mm[epX]$, $M_{p\pi^+}$ et $M_{p\pi^-}$ ne reproduit pas bien les données expérimentales. En fait, le signal obtenu par l'ajustement du seul spectre $Mm[epX]$ tient mieux compte du pic du ρ^0 présent dans le spectre $Mm[epX]$ des données expérimentales.
- Les projections des résonances N^* dans les spectres $Mm[epX]$ montrent une forte similarité avec la distribution du canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant, et peuvent être absorbées dans ce dernier.
- Parmi les projections $Mm[epX]$ non résonantes, seule la distribution du canal $ep\pi^-\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+$ montrait une différence notable avec celle du canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant.

Partant de ces conclusions, l'extraction des résonances ρ^0 , f_0 et f_2 dans ce travail de thèse se fera par un ajustement sur le spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ uniquement.

4.1.4 Ajustement de référence

A ce stade, l'ajustement du spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ avec les 3 résonances et les deux distributions de fond donne une contribution dominante, voire exclusive, du Δ^{++} . Cette contribution atteint jusqu'à $\alpha_{\Delta^{++}}=40\%$ dans certains bins (Q^2 , x_B) où les régions de masse du f_0 et du f_2 sont accessibles. Or, un ajustement sur le spectre $M_{p\pi^+}$ d'un même bin montre que le Δ^{++} , qui forme un pic dans ce spectre, apporte une contribution inférieure à 20% à la section efficace totale, comme le montre par exemple la figure 4.3. Ainsi, l'ajustement du seul spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ ne donne pas une contribution réaliste du continuum Δ^{++} et nécessite de contraindre l'ajustement.

De manière générale, la contribution du Δ^{++} au spectre $M_{p\pi^+}$, dans les bins où le f_0 et le f_2 sont susceptibles d'apparaître, n'excède pas 25% (figure 4.4).

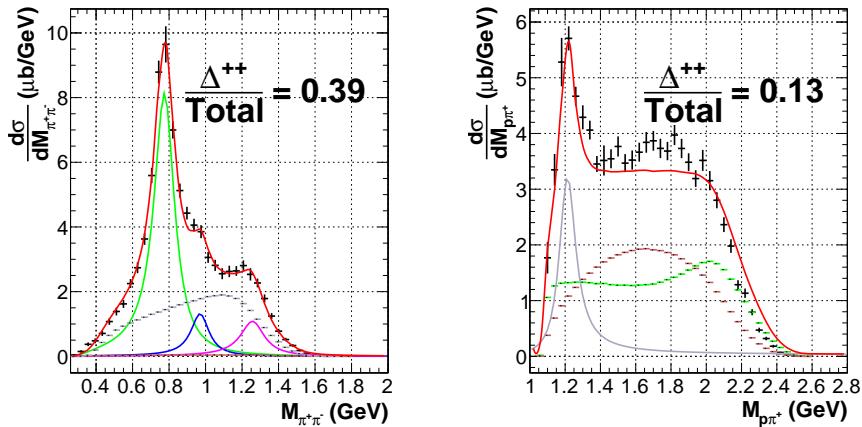


FIGURE 4.3 – A gauche, ajustement sur un spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ avec les contributions du ρ^0 en vert, du f_0 en bleu, du f_2 en rose, de la projection du canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant en marron, et de la projection du Δ^{++} en gris. La résultante de ces contributions est représentée par la courbe rouge. A droite, ajustement sur le spectres $M_{p\pi^+}$ avec la contribution du Δ^{++} en gris, la projection du ρ^0 en vert, le canal $ep\pi^+\pi^-$ en marron. Les ajustements à gauche et à droite sont indépendants. La fraction du Δ^{++} par rapport à la section efficace intégrée est indiquée sur les deux spectres. L'espace de phase considéré est $1.5 < Q^2 < 1.82$ et $0.22 < x_B < 0.28$.

Par conséquent, pour avoir une soustraction du fond plus réaliste dans la région du f_0 et du f_2 , le facteur de normalisation du fond $\alpha_{\Delta^{++}}$ a été limité entre 1% et 20% de la section efficace totale. Le fond non résonant, quant à lui, est laissé entièrement libre (α_{NR} entre 1% et 100%).

Pour résumer, pour chaque spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ délimité dans un intervalle (Q^2, x_B) , (Q^2, x_B, τ) ou (Q^2, x_B, τ, ν) (τ et ν étant chacun une des 4 autres variables cinématiques), le modèle dépend de 14 paramètres :

- ρ^0 : intensité du pic (I_{ρ^0}), masse (M_{ρ^0}), largeur à mi-hauteur (Γ_{ρ^0}), distorsion ($n_{skew \rho^0}$) ;
- f_0 : intensité du pic (I_{f_0}), masse (M_{f_0}), largeur à mi-hauteur (Γ_{f_0}), distorsion ($n_{skew f_0}$) ;
- f_2 : intensité du pic (I_{f_2}), masse (M_{f_2}), largeur à mi-hauteur (Γ_{f_2}), distorsion ($n_{skew f_2}$) ;
- Normalisation ($\alpha_{N.R.}$) de la projection $M_{\pi^+\pi^-}$ du canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant ;
- Normalisation ($\alpha_{\Delta^{++}}$) de la projection $M_{\pi^+\pi^-}$ du canal $ep\pi^-\Delta^{++} \hookrightarrow p\pi^+$.

Les limites utilisées pour ces paramètres dans l'ajustement sont détaillées dans le tableau 4.1.

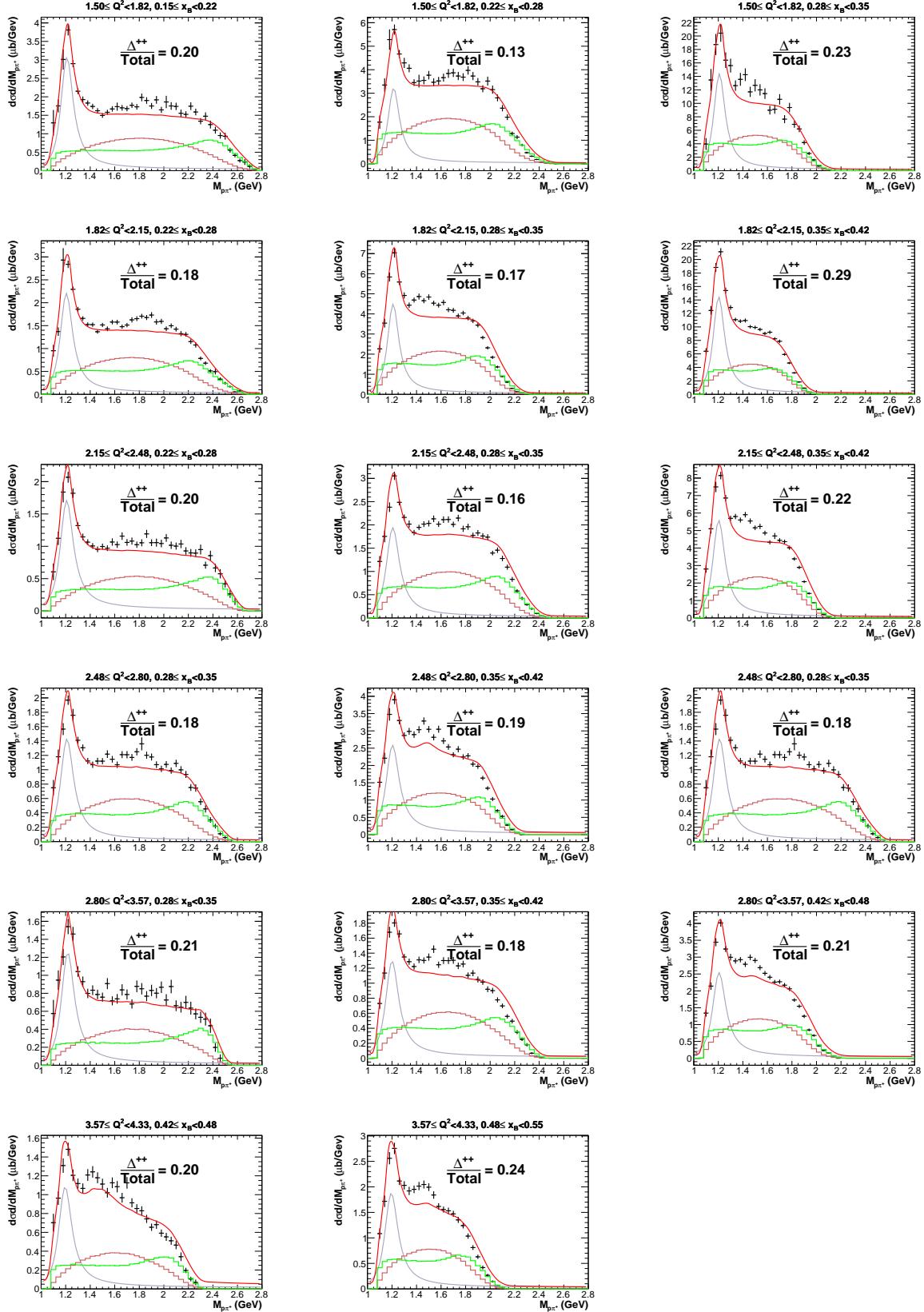


FIGURE 4.4 – Ajustements sur les spectres $M_{p\pi^+}$ avec la contribution du Δ^{++} en gris, la projection du ρ^0 en vert, le canal $ep\pi^+\pi^-$ en marron. La résultante de ces contributions est représentée par la courbe rouge. Sur chaque spectre figure la fraction de Δ^{++} par rapport à la section efficace intégrée.

| Paramètre | Minimum | Maximum | Prédiction |
|--------------------------------------|---------|---------|------------|
| $I_{\rho^0} (\frac{\mu b}{\Omega})$ | 0 | 10 | - |
| M_{ρ^0} (MeV) | 750 | 790 | 770 |
| Γ_{ρ^0} (MeV) | 140 | 170 | 150 |
| $n_{skew \rho^0}$ | 0 | 5 | 4 ([65]) |
| $I_{f_0} (\frac{\mu b.GeV}{\Omega})$ | 0 | 10 | - |
| M_{f_0} (MeV) | 970 | 990 | 980 |
| Γ_{f_0} (MeV) | 40 | 120 | 40-100 |
| $n_{skew f_0}$ | 0 | 1 | - |
| $I_{f_2} (\frac{\mu b.GeV}{\Omega})$ | 0 | 10 | - |
| M_{f_2} (MeV) | 1260 | 1280 | 1270 |
| Γ_{f_2} (MeV) | 170 | 200 | 185 |
| $n_{skew f_2}$ | 0 | 5 | - |
| $\alpha_{N.R}$ | 0.01 | 1. | - |
| $\alpha_{\Delta^{++}}$ | 0.01 | 0.20 | - |

TABLE 4.1 – Tableau des valeurs limites des paramètres à ajuster, et leur prédictions.

4.2 Extraction des sections efficaces différentielles

La section efficace de production $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pM}$ d'un méson M est l'intégrale de la distribution $BW_M(M_{\pi^+\pi^-})$ ajustée sur les données, divisée par le rapport de brancement $BR^{\gamma^* p \rightarrow pM \hookrightarrow \pi^+\pi^-}$ de décroissance du méson en une paire $\pi^+\pi^-$:

$$\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pM} = \frac{\int_0^2 BW_M(M_{\pi^+\pi^-}) dM_{\pi^+\pi^-}}{BR^{\gamma^* p \rightarrow pM \hookrightarrow \pi^+\pi^-}} . \quad (4.7)$$

Les rapports de brancement sont pris de la référence [45] :

- Pour le $\rho^0(770)$, $BR^{\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-} = 100\%$, à 10^{-3} près.
- Pour le $f_0(980)$, il n'existe pas de valeur numérique pour le rapport de brancement. La référence [45] mentionne que la décroissance en $\pi^+\pi^-$ est « dominante ». En l'absence de plus d'informations, on impose $BR^{f_0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-} = 100\%$.
- Pour le $f_2(1270)$, $BR^{f_2 \hookrightarrow \pi^+\pi^-} = 84.8\%$.

4.3 Estimation des erreurs

L'erreur totale relative sur les sections efficaces est définie par :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \sqrt{\frac{\Delta\sigma_{\text{stat fit}}^2}{\sigma} + \frac{\Delta\sigma_{\text{syst norm}}^2}{\sigma} + \frac{\Delta\sigma_{\text{syst fit}}^2}{\sigma}} , \quad (4.8)$$

avec :

- $\Delta\sigma_{\text{stat fit}}$ l'erreur statistique sur l'intégrale du signal. Elle est calculée à partir de la matrice de covariance des paramètres d'ajustement, produite par MINUIT.
- $\Delta\sigma_{\text{syst norm}}$ l'erreur systématique liée à la normalisation des spectres de section efficace, discutée dans la section 3.10.
- $\Delta\sigma_{\text{syst fit}}$ l'erreur systématique liée à la procédure d'ajustement.

Un certain nombre de choix doivent être faits pour établir la procédure d'ajustement. Un protocole différent aurait pu ainsi être envisagé. Pour évaluer $\Delta\sigma_{\text{syst fit}}$, on a considéré

différentes variations par rapport à la procédure de référence, établie dans la section 4.1 et paramétrisée par la table 4.1 :

1. Ajustement des spectres avec le paramètre de normalisation $\alpha_{\Delta^{++}}$ laissé libre ($0.01 \leq \alpha_{\Delta^{++}} \leq 1.$).
2. Ajustement des spectres avec un fond décrit par le canal $ep\pi^+\pi^-$ non résonant uniquement.
3. Ajustement du f_0 et du f_2 sans le paramètre de distorsion.
4. Ajustement des spectres avec une plage de variation des masses centrales et des largeurs à mi-hauteur à $\pm 15\%$, à l'exception de la largeur à mi-hauteur définie pour le f_0 , qui va déjà du simple au double.

Ces variations sont reportées dans le tableau 4.2.

L'erreur $\Delta\sigma_{\text{syst fit}}$ est définie par la variance de la valeur de référence σ par rapport aux autres mesures σ_i obtenues dans les scénarii décrits précédemment :

$$\Delta\sigma_{\text{syst fit}} = \sqrt{\frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 (\sigma - \sigma_i)^2}. \quad (4.9)$$

Pour la mesure des sections efficaces $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\rho^0}$, $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p f_0}$ et $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p f_2}$ dans les intervalles (Q^2, x_B) , la variation 2/ (ajustement avec un seul spectre de fond) a le plus fort impact parmi les 4 variations considérées. Pour la mesure du ρ^0 , cette variation crée un écart moyen de 10 % environ par rapport à la valeur de référence. En revanche, pour le f_0 et le f_2 , cette même variation engendre de plus grands écarts, allant de 25 à plus de 100 % selon le bin, par rapport à la mesure de référence. La soustraction du fond est donc une étape critique qui apporte de fortes variations systématiques.

| Scénario d'ajustement | Nature de la variation |
|-----------------------|---|
| Référence | - |
| Variation 1 | $0.01 \leq \alpha_{\Delta^{++}} \leq 1.$ |
| Variation 2 | Pas de contribution du fond Δ^{++} . |
| Variation 3 | $nskew_{f_0} = 0$ et $nskew_{f_2} = 0$. |
| Variation 4 | Plage de variation des masses centrales M_{ρ^0, f_2} et des largeurs Γ_{ρ^0, f_2} à $\pm 15\%$. |

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des variations appliquées à l'ajustement des spectres de masse invariante, pour étudier l'erreur systématique sur la soustraction de fond.

Dans le reste de ce travail, les points où l'erreur statistique $\Delta\sigma_{\text{stat fit}}$ vaut plus de 90% de la valeur mesurée sont rejettés :

$$\frac{\Delta\sigma_{\text{stat fit}}}{\sigma} \leq 0.9. \quad (4.10)$$

4.4 Sections efficaces différentielles (Q^2, x_B) du ρ^0

Le $\rho^0(770)$ est la résonance mésonique proéminente de cette expérience. Comme la résonance apparaît dans un espace de phase plus étendu que celui défini pour le f_0 et le f_2 , on choisit d'étudier le ρ^0 avec le même découpage que celui utilisé pour l'étude des

sections efficaces intégrées $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-}$ (voir table 3.3). Cela permet aussi d'établir une comparaison directe avec les données publiées [55]. Les résultats des ajustements sur les spectres délimités en intervalles (Q^2 , x_B) sont présentés sur la figure 4.5.

Globalement, le modèle choisi s'ajuste bien sur les données expérimentales, à l'exception de quelques bins à haut x_B où le pic du ρ^0 est moins bien reproduit.

La figure 4.6 présente les sections efficaces du ρ^0 , extraites des spectre de la figure 4.5 par la formule (4.7), pour ce travail de thèse (en noir sur la figure) et l'analyse [55] (en rouge).

La présence de points supplémentaires dans ce travail s'explique par le critère (3.24) de réjection des mesures selon le facteur de trou, qui est plus restrictif dans la précédente analyse. A bas x_B , les sections efficaces obtenues sont en accord avec les précédentes mesures en incluant les erreurs systématiques. Mais dans certains bins en Q^2 , la plupart des sections efficaces à grand x_B ($x_B > 0.4$) sont plus élevées que les précédentes mesures, au delà des incertitudes systématiques.

4.5 Sections efficaces différentielles (Q^2 , x_B)

La figure 4.7 montre les ajustements sur les spectres délimités en intervalles (Q^2 , x_B) définis pour l'étude du f_0 et du f_2 (table 3.1).

Les sections efficaces des différentes résonances, extraites des ajustements, sont représentées dans la figure 4.8, superposées avec la section efficace totale dans un intervalle (Q^2 , x_B).

La section efficace totale $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-}$ décroît d'un facteur 10 pour une augmentation de 2 GeV² en Q^2 . La section efficace $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p\rho^0}$ du ρ^0 suit une tendance de décroissance similaire. Les sections efficaces $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pf_0}$ et $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pf_2}$ contribuent en même proportion à la section efficace totale, et représentent chacune moins de 10% de contribution. Le domaine $0.22 \leq x_B \leq 0.35$ semble le plus instructif concernant l'évolution des sections efficaces du f_0 et du f_2 en fonction de Q^2 , grâce à une meilleure couverture cinématique. Pour $0.22 \leq x_B \leq 0.28$, la production des deux mésons décroît de façon similaire en fonction de Q^2 .

4.6 Sections efficaces différentielles (Q^2 , x_B , $-t$)

Dans cette section, les spectres de masse invariante sont délimités par des intervalles en (Q^2 , x_B , $-t$). Les ajustements sur les spectres sont présentés dans l'annexe A. Dans une coordonnée (Q^2 , x_B) fixée, l'allure des spectres varie fortement selon l'intervalle en transfert d'impulsion $-t$. Pour $t < 0.4$ GeV², les spectres sont fortement dominés par le pic du ρ^0 , avec une contribution quasiment inexisteante de la région du f_0 et du f_2 . A mesure que $-t$ augmente, les contributions relatives des régions du f_0 et du f_2 deviennent de plus en plus importantes ; à des valeurs intermédiaires en $-t$ (typiquement entre 1 et 2 GeV²), les pics du f_0 et du f_2 apparaissent clairement. L'extraction des mésons sur ces spectres est par conséquent moins incertaine qu'elle ne l'était pour des spectres différenciés en Q^2 et x_B , au prix d'une statistique amoindrie. On extrait ensuite les sections efficaces $\frac{d\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pf_0}}{dt}$ et $\frac{d\sigma^{\gamma^* p \rightarrow pf_2}}{dt}$ pour chaque coordonnée (Q^2 , x_B , $-t$). Les figures 4.9, 4.10 et 4.11 montrent la dépendance en $-t$ respectivement pour le ρ^0 , le f_0 et pour le f_2 .

La forme générale des distributions à grand t est de type diffractif, c.à.d. $\sim e^{-bt}$. Cela indique que le mécanisme d'échange d'une trajectoire de Regge dans la voie t est dominant

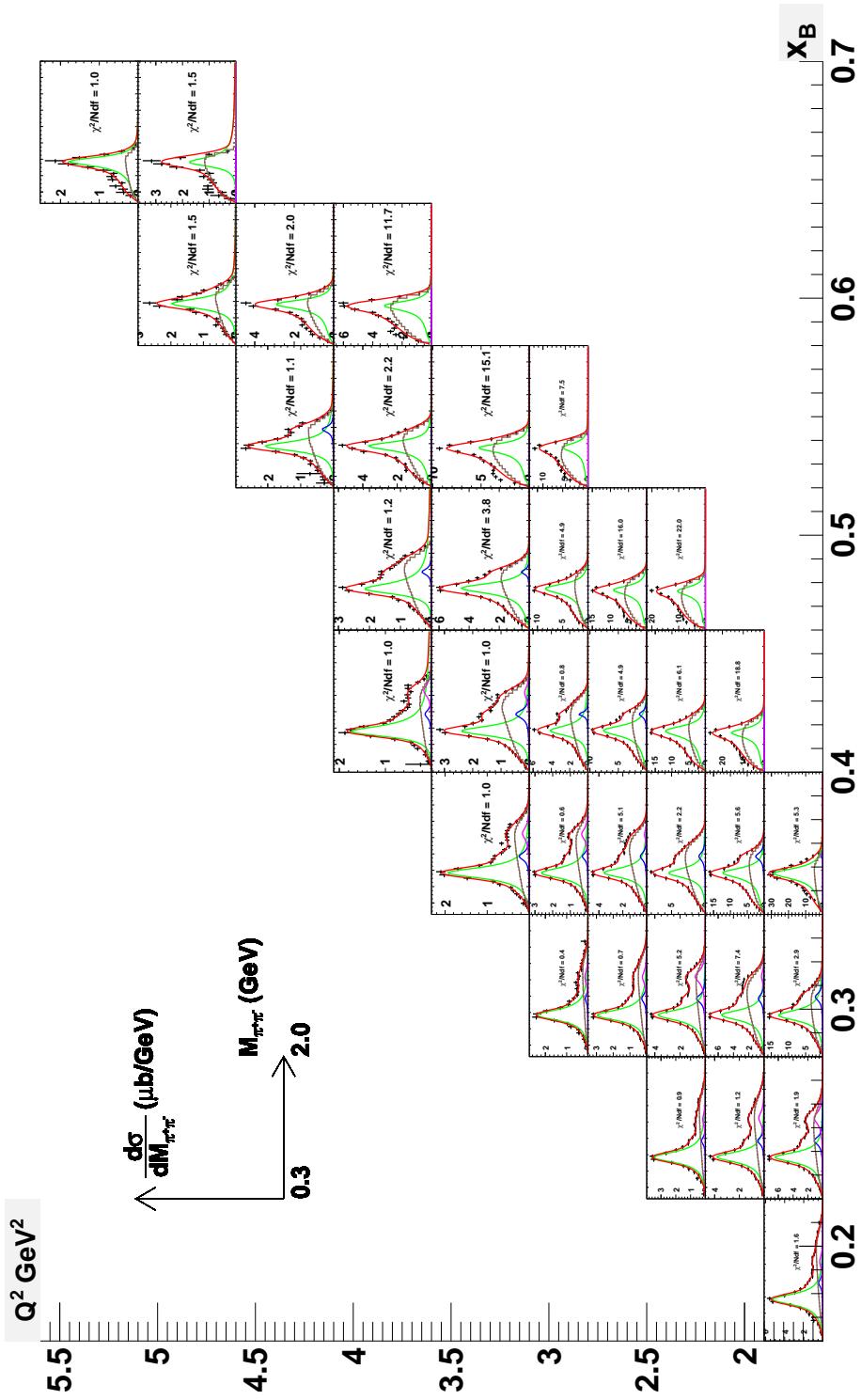


FIGURE 4.5 – Ajustement des spectres $\sigma \gamma^* p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ en fonction de $M_{\pi^+\pi^-}$, pour les différents bins (Q^2 , x_B). La contribution du $\rho^0(770)$ est représentée en vert, celle du $f_0(980)$ en bleu, celle du $f_2(1270)$ en rose, la contribution du fond (non résonant et Δ^{++}) en marron et la somme de toutes les contributions en rouge. La grille de bins (Q^2 , x_B) est définie par la table 3.3 .

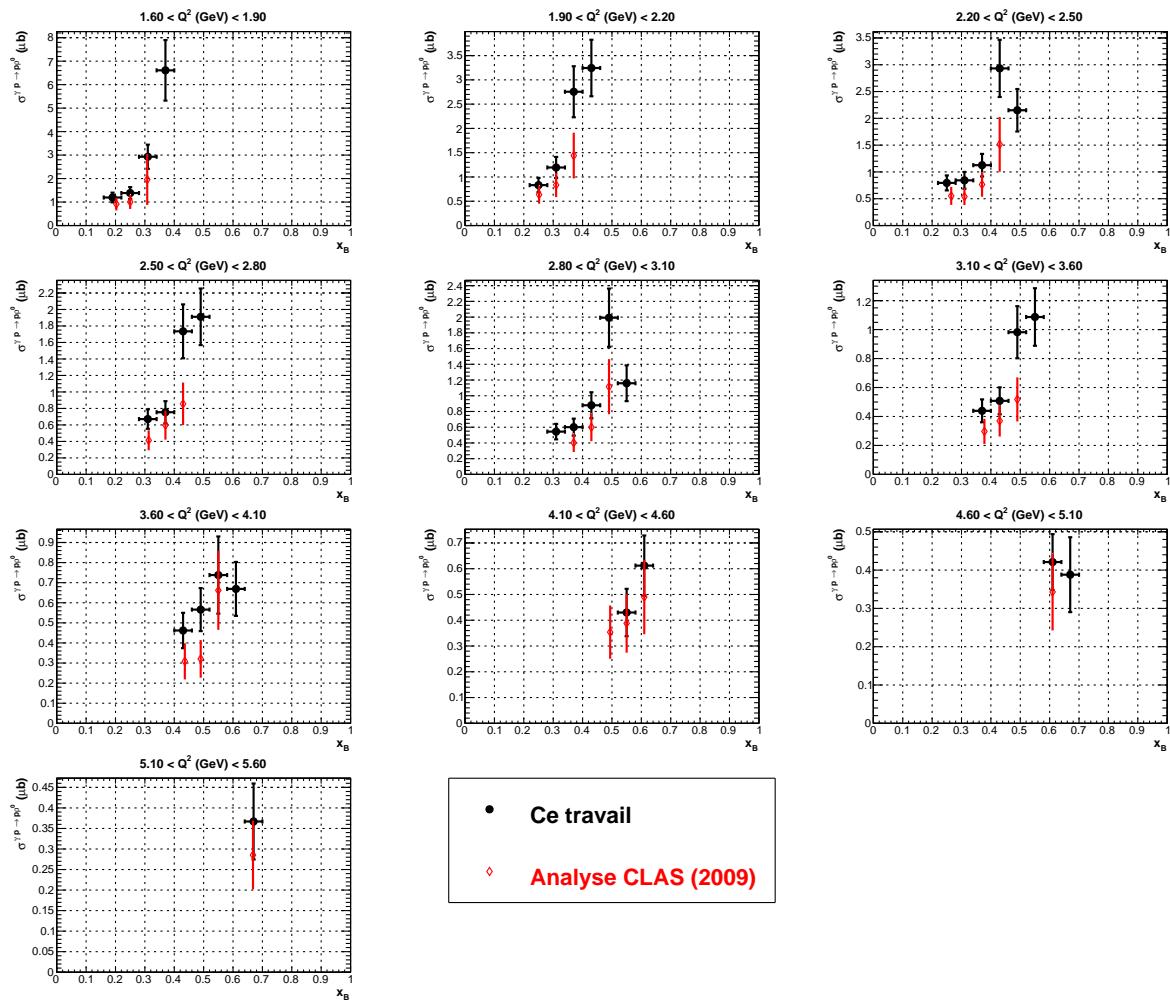


FIGURE 4.6 – Sections efficaces $\sigma \gamma^* p \rightarrow pp^0$ en fonction de Q^2 pour différents intervalles en x_B . En noir, les résultats obtenus dans cette analyse, et en rouge, ceux obtenus dans l’analyse [55]. Les barres d’erreur représentent la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques.

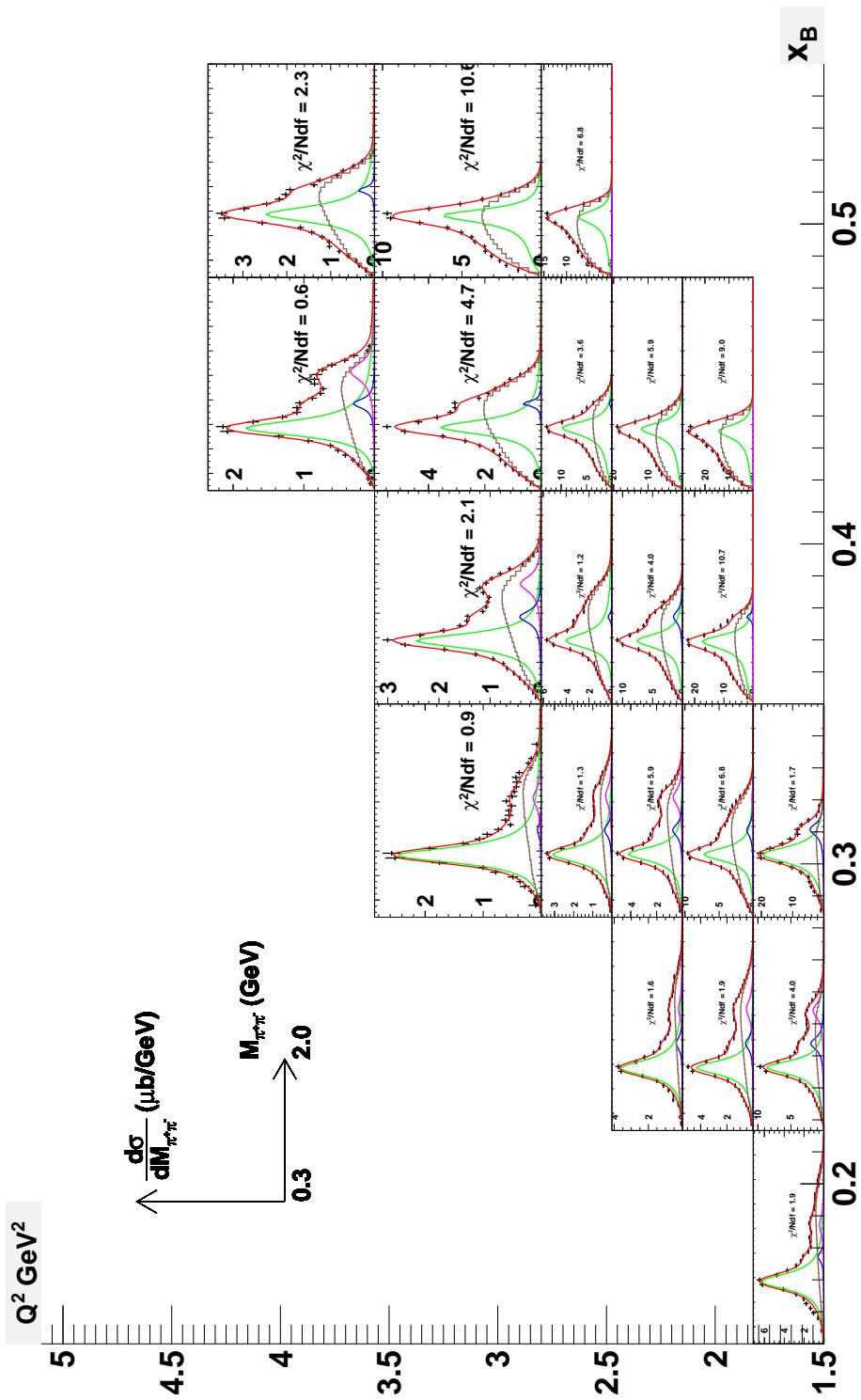


FIGURE 4.7 – Ajustement des spectres $M_{\pi^+\pi^-}$ en fonction du bin (Q^2, x_B) . La contribution du $\rho^0(770)$ est représentée en vert, celle du $f_0(980)$ en bleu, celle du $f_2(1270)$ en rose, en marron la contribution du fond (non résonant et Δ^{++}) et en rouge l'ensemble de toutes les contributions. La grille de bins (Q^2, x_B) est définie par la table 3.1.

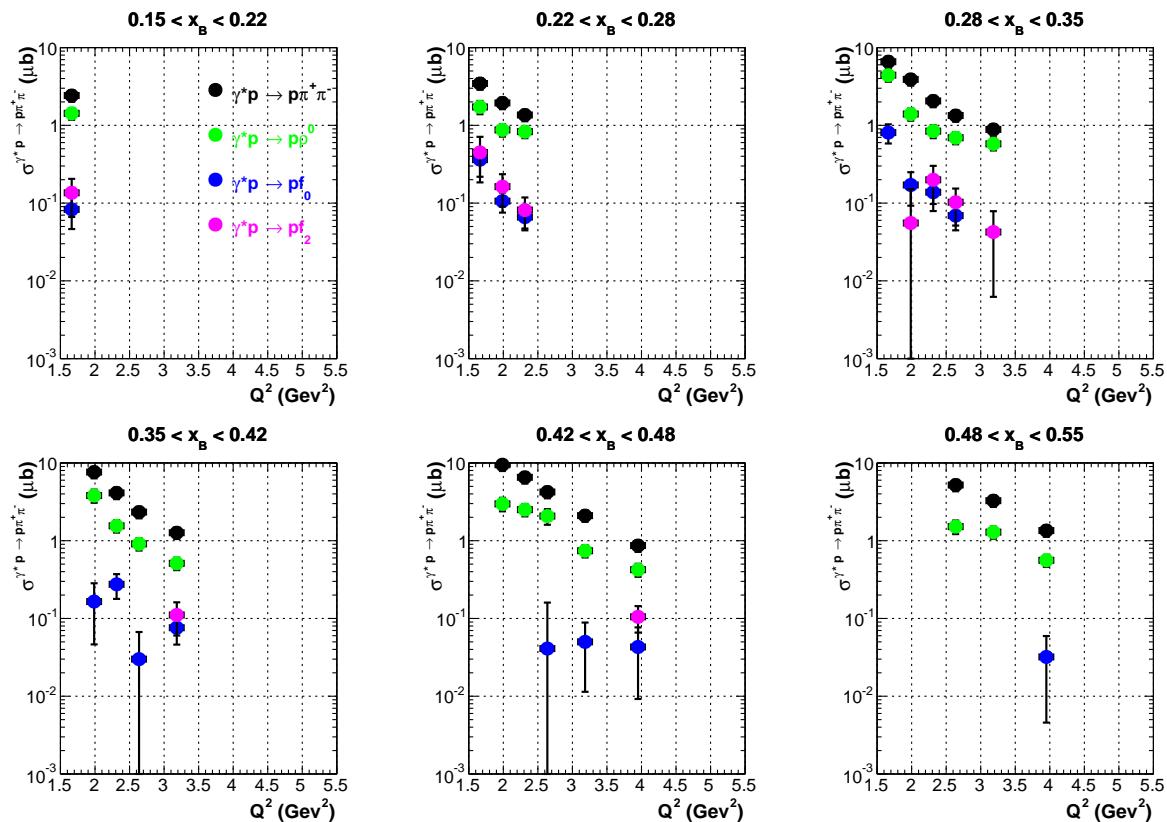


FIGURE 4.8 – Résultats des sections efficaces selon Q^2 , pour les différentes intervalles en x_B . Les sections efficaces totales sont représentées en noir, celles du ρ^0 en vert, celles du f_0 en bleu et celles du f_2 en rose. Les barres d'erreur correspondent à la combinaison des erreurs statistiques et systématiques en quadrature.

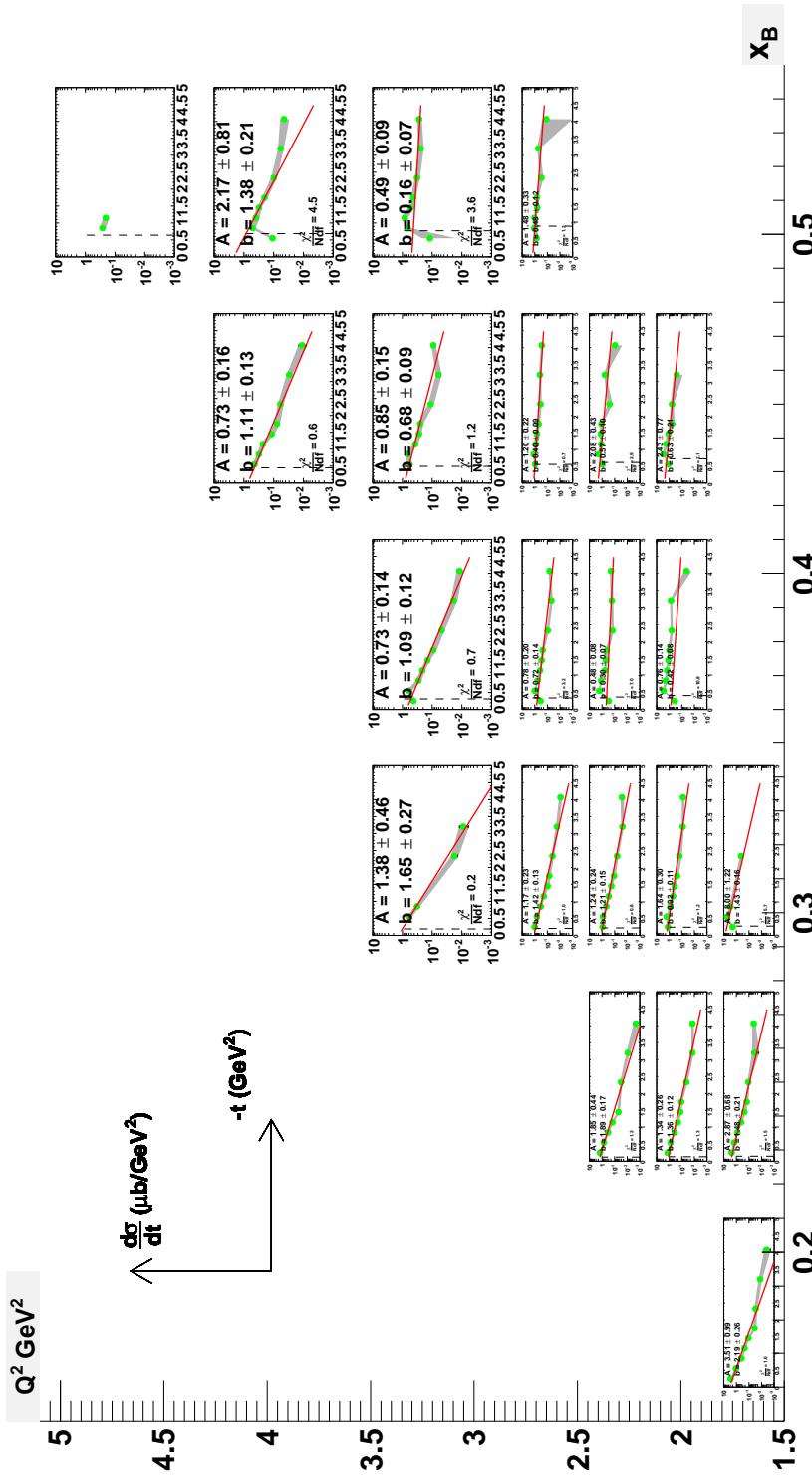


FIGURE 4.9 – Ajustement des sections efficaces $\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow p' f}}{dt}$ par la fonction Ae^{-bt} , pour chaque bin (Q^2, x_B) . La ligne verticale pointillée de chaque graphique localise la valeur t_{min} du bin (Q^2, x_B) associé. Chaque point de section efficace présente une barre d'erreur, correspondant à l'erreur statistique $\Delta\sigma_{\text{stat}}$. La bande grise correspond à la somme quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur systématische.

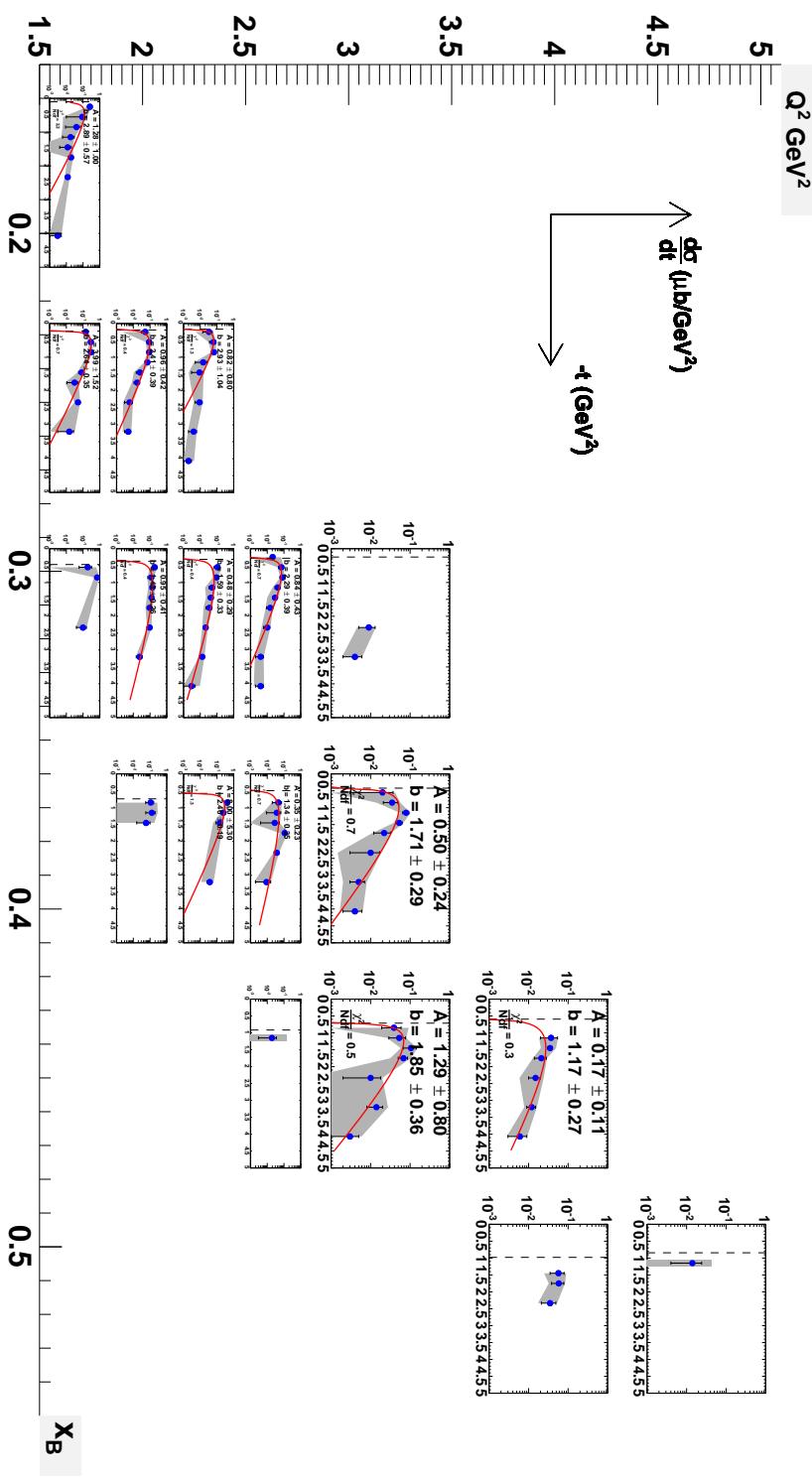


FIGURE 4.10 – Ajustement des sections efficaces $\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow p f_0}}{dt}$ par la fonction $A(t - t_{min})e^{-bt}$, pour chaque bin (Q^2, x_B) .

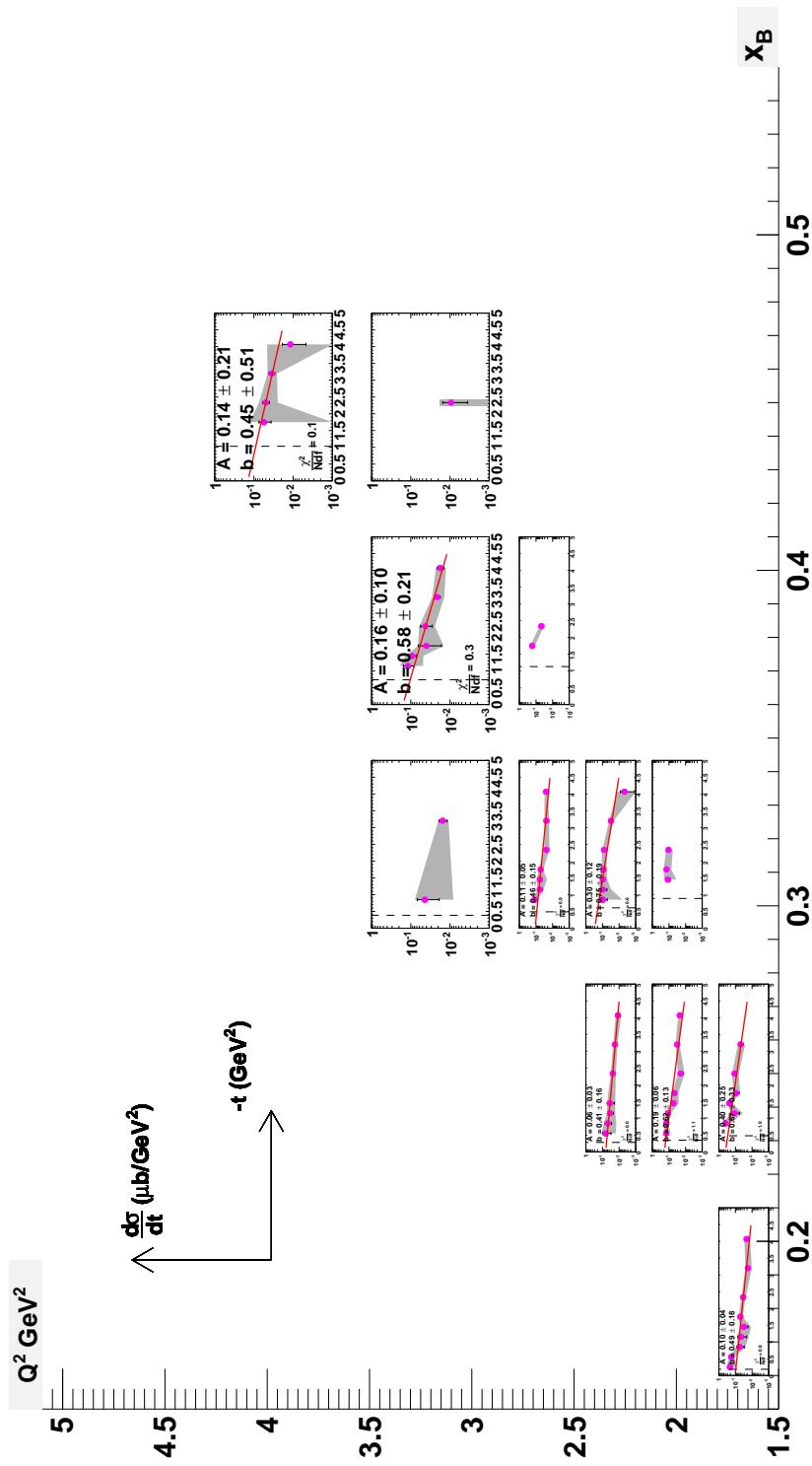


FIGURE 4.11 – Ajustement des sections efficaces $\frac{d\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p' f_2}}{dt}$ par la fonction Ae^{-bt} , pour chaque bin (Q^2, x_B) .

à grands t.

Dans le cas du f_0 , dans plusieurs bin (Q^2, x_B), $d\sigma/dt$ présente une retombée vers les t minimum de production du f_0 . Cela peut s'expliquer par une inversion de l'état d'hélicité du nucléon d'état initial et d'état final dans le mécanisme d'échange de voie t. En effet, dans ce cas, la production d'un méson aligné avec le photon virtuel ($t = 0$) est supprimé.

En tenant compte de cet effet, les sections efficaces $d\sigma/dt$ sont ajustées, en incluant l'erreur totale de chaque point, de la manière suivante :

$$\frac{d\sigma}{dt} = Ae^{-bt} \text{ pour le } \rho^0 \text{ et le } f_2, \quad (4.11)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = A(t - t_{min})e^{-bt} \text{ pour le } f_0, \quad (4.12)$$

où A et b sont les paramètres à ajuster. La transformée de Fourier de b est un paramètre d'impact lié à la taille transverse de la région d'interaction du système γ^*p . La quantité t_{min} correspond à la valeur minimale de t pour produire le méson ρ^0 , f_0 ou f_2 , à Q^2 et x_B fixé.

La figure 4.12 montre les valeurs de la pente b en fonction de l'énergie du centre de masse W . La pente du f_0 évolue entre 1 et 3 GeV^{-2} en suivant la même évolution que le ρ^0 à grand W . La pente du f_2 semble être constante sur l'intervalle en W considéré et vaut 0.5 GeV^{-2} environ.

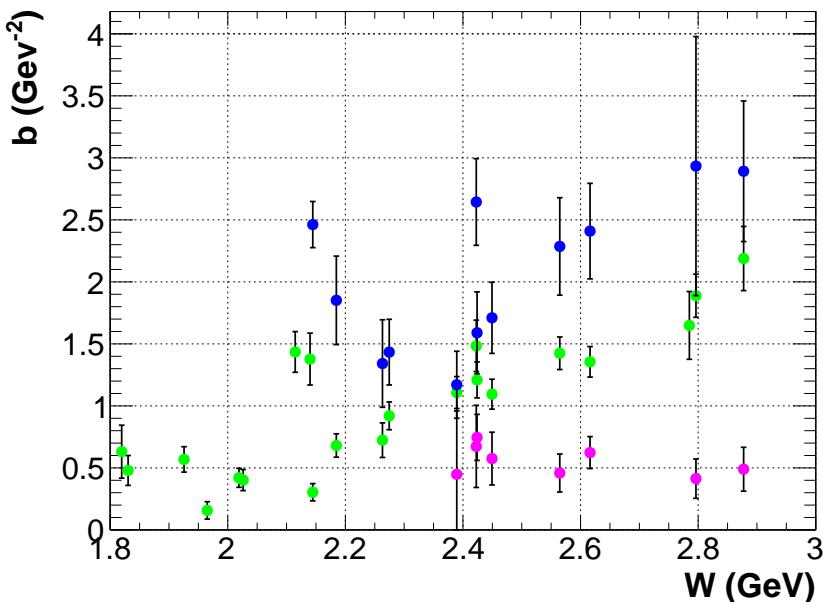


FIGURE 4.12 – Paramètre d'impact b en fonction de l'énergie de centre de masse W des mésons ρ^0 (en vert), f_0 (en bleu) et f_2 en rose. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur donnée par l'ajustement des spectres $\frac{d\sigma}{dt}$.

4.7 Sections efficaces différentielles (Q^2, x_B, Φ)

Les résultats des ajustements sur les spectres de masse invariante sont présentés dans l'annexe C. Le photon virtuel γ^* a trois états d'hélicité (projection du spin sur la direction du photon) possibles : $\lambda = \pm 1$, où la polarisation du photon est dite transverse (T), et $\lambda = 0$, où la polarisation est longitudinale (L). La séparation des états de polarisation du photon virtuel est cruciale pour l'étude des GPDs (voir partie I, chapitre 2, section 2.3). La dépendance de la section efficace selon l'angle Φ entre le plan leptonique et hadronique permet de renseigner sur la polarisation. Dans l'hypothèse de l'échange d'un seul photon virtuel entre l'électron et le système hadronique, la formule prédictive pour l'électroproduction exclusive non polarisée d'un méson s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Phi} = \frac{1}{2\pi} (\sigma_T + \epsilon\sigma_L + \epsilon \cos 2\Phi \sigma_{TT} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \cos \Phi \sigma_{TL}), \quad (4.13)$$

où σ_L , σ_T , σ_{TT} , σ_{TL} sont, respectivement, les fonctions de structure « longitudinale », « transverse », d'interférence « transverse-transverse » et « transverse-longitudinale ». La fraction de polarisation transverse et longitudinale ϵ est définie par l'équation (3.3). La séparation des composantes longitudinale σ_L et transverse σ_T dépend du méson produit. De façon générale, la technique de Rosenbluth est employée ; les sections efficaces sont mesurées avec plusieurs énergies de faisceaux différentes. Dans un intervalle (Q^2, x_B) fixé, seule la quantité ϵ diffère dans les différentes mesures. La combinaison des différentes mesures de $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$ permet d'extraire σ_L et σ_T . Dans le cas des mésons vecteurs (spin 1), dans l'hypothèse où le méson produit a le même état d'hélicité λ que le photon virtuel (on parle de « s-channel helicity conservation »), il existe une relation directe entre le rapport r_{00}^{04} (rapport entre les états de polarisation longitudinale et transverse du méson vecteur, mesurable à partir des distributions angulaires $\cos \theta_{HS}$), et le rapport $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$.

Les fonctions de structure $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, σ_{TT} et σ_{TL} , sont les paramètres à ajuster sur les distributions $\frac{d\sigma}{d\Phi}$ mesurées. La figure 4.13 montre ces distributions en fonction du bin (Q^2, x_B) pour le f_0 , avec les résultats des ajustements. Les fonctions de structure $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, σ_{TT} et σ_{TL} résultant des ajustements sont représentées dans la figure 4.14. Dans l'intervalle $0.22 \leq x_B \leq 0.35$, les interférences TT sont du même ordre de grandeur que la section efficace non polarisée $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$, tandis que l'interférence TL est proche de zéro, en particulier pour le bin $0.28 \leq x_B \leq 0.35$. Une même tendance a été observée pour l'électroproduction du méson pseudoscalaire π^0 [67], où la contribution σ_{TT} est de signe opposé à la section efficace totale $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$. La figure 4.15 montre ces distributions en fonction du bin (Q^2, x_B) pour le f_2 , avec les résultats des ajustements.

Les résultats, présentés dans la figure 4.16, semblent montrer cette fois une prédominance de l'interférence σ_{TL} par rapport à la section efficace totale dans l'intervalle $0.22 \leq x_B \leq 0.28$.

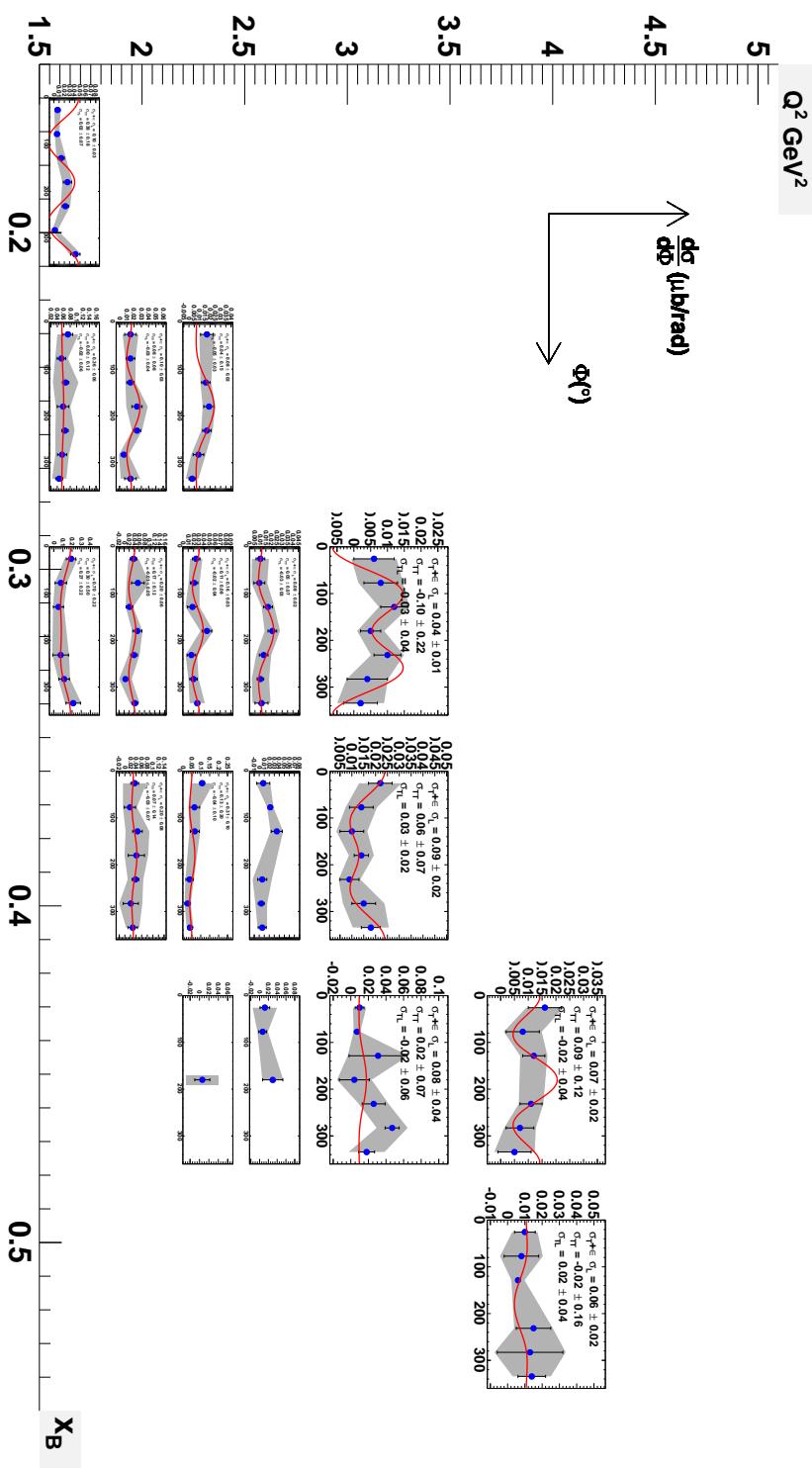


FIGURE 4.13 – Ajustement des sections efficaces $\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow p f_0}}{d\Phi}$ par la fonction (4.13), selon le bin (Q^2, x_B) .

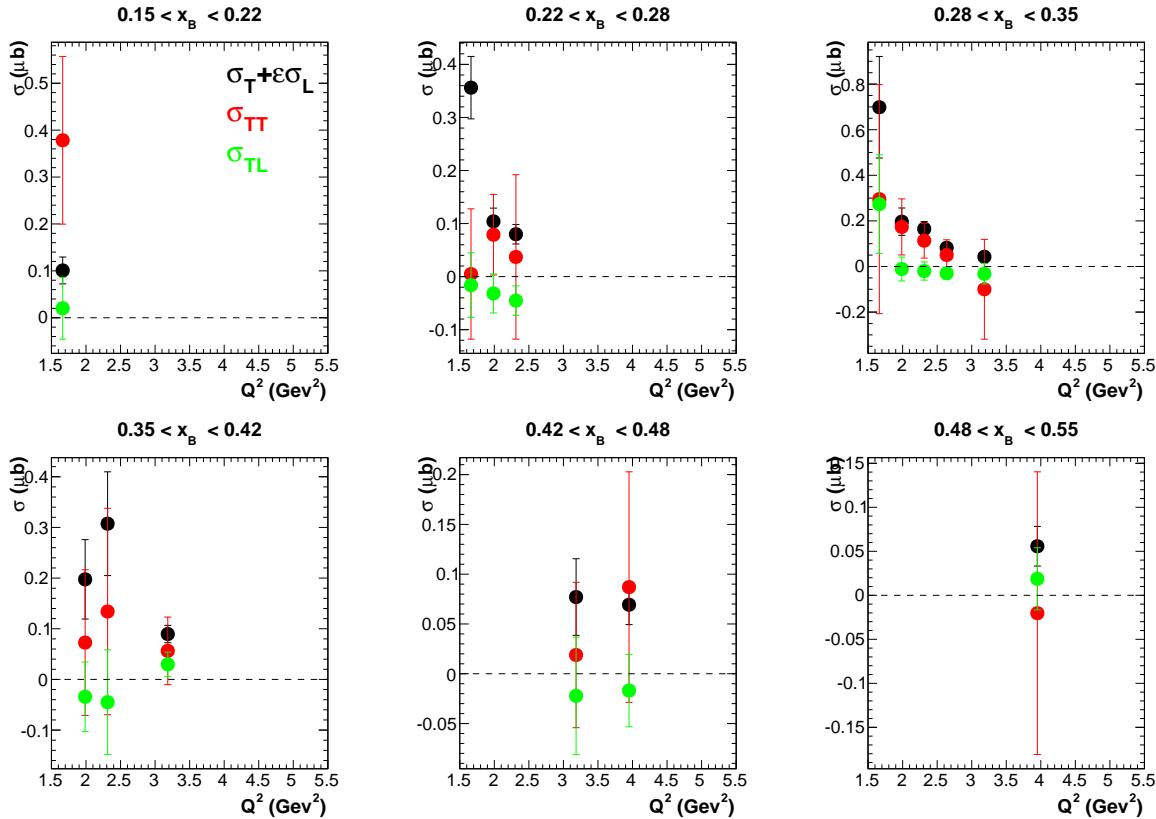


FIGURE 4.14 – Section efficace totale $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$ en noir, section efficace σ_{TT} en rouge, et section efficace σ_{TL} en vert, pour le f_0 , en fonction de Q^2 et pour différents bin en x_B .

4.8 Sections efficaces différentielles ($Q^2, x_B, -t, \Phi$)

Nous cherchons ici à établir la dépendance en $-t$ des sections efficaces selon les différentes polarisations du photon virtuel. Pour cela, il s'agira d'ajuster les distributions de sections efficaces différentielles $\frac{d^2\sigma}{dt d\Phi}$ selon Φ dans les intervalles $(Q^2, x_B, -t)$ par la formule :

$$\frac{d\sigma}{dt d\Phi} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \epsilon \cos 2\Phi \frac{d\sigma_{TT}}{dt} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} \cos \Phi \frac{d\sigma_{TL}}{dt} \right) \quad (4.14)$$

Il faut préalablement extraire les signaux du f_0 et du f_2 des spectres de masse invariante. Or, une différenciation des spectres selon 4 variables cinématiques ($Q^2, x_B, -t$ et Φ) avec un découpage de celles-ci selon la table 3.1 risque d'aboutir à une statistique très limitée dans chaque spectre. Pour cette étude, le découpage de l'espace est redéfini en réduisant le nombre d'intervalles Q^2, x_B et $-t$, décrits dans le tableau 4.3 :

| Variable | Unité | Intervalle | Nombre de bins | Largeur de bins |
|----------|------------------|------------|----------------|-----------------|
| Q^2 | GeV ² | 1.50-5.10 | 3 | 1.20 |
| x_B | - | 0.15-0.55 | 3 | 0.13 |
| $-t$ | GeV ² | 0.10-1.90 | 2 | 0.90 |
| | | 1.90-4.50 | 2 | 1.30 |

TABLE 4.3 – Définition du binning pour l'étude des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt d\Phi}$.

La table des corrections d'acceptance et d'efficacité des coupures Čerenkov reste définie par la table 3.1. Par conséquent, les intervalles $(Q^2, x_B, -t, \Phi)$ utilisés pour la présente

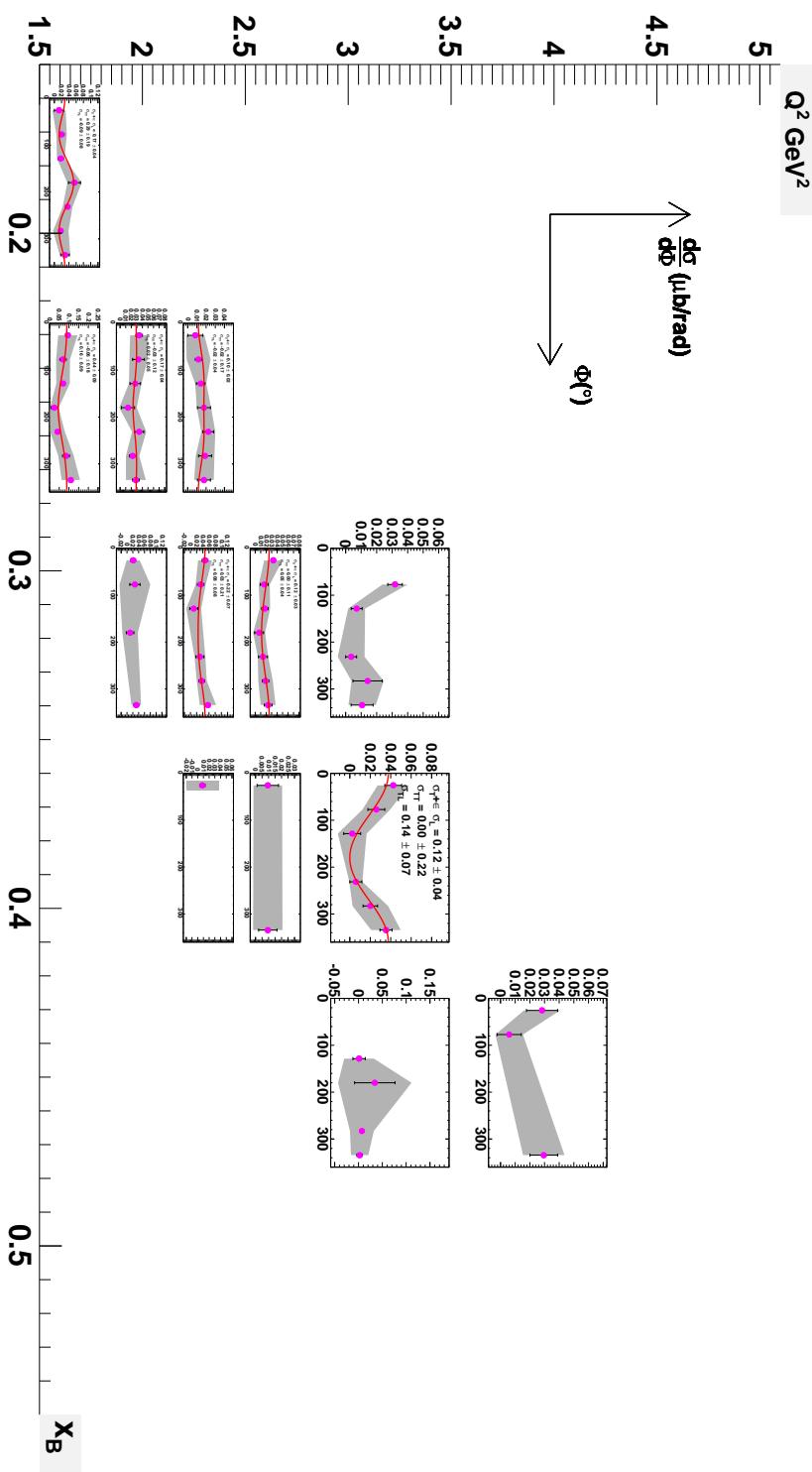


FIGURE 4.15 – Ajustement des sections efficaces $\frac{d\sigma_{\gamma^* p \rightarrow p f_2}}{d\Phi}$ par la fonction (4.13), selon le bin (Q^2, x_B) .

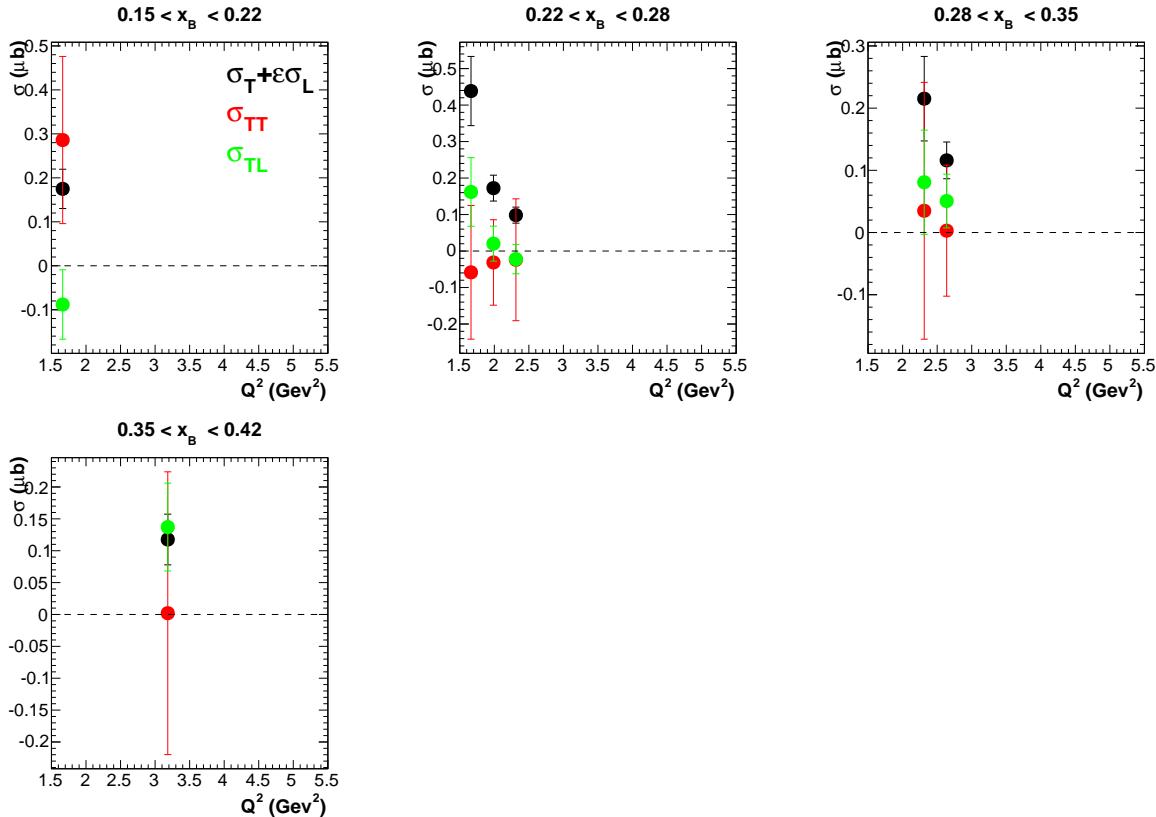


FIGURE 4.16 – Section efficace totale $\sigma_T + \epsilon\sigma_L$ en noir, section efficace σ_{TT} en rouge, et section efficace σ_{TL} en vert, pour le f_2 , en fonction de Q^2 et pour différents bins en x_B .

analyse sont plus grossiers que les intervalles définis pour l'acceptance. Malheureusement, cela aboutit à une correction de facteur de trou (dont on rappelle la définition (3.23)) très élevée. De ce fait, les spectres de certains intervalles cinématiques se retrouvent rejetés par la condition (3.24).

Les ajustements des spectres $M_{\pi^+\pi^-}$ figurent dans l'annexe D.

La figure 4.17 montre les résultats des fonctions de structure en fonction de $-t$ pour le f_0 , après ajustement de la formule (4.14) sur les distributions $\frac{d\sigma}{dt d\Phi}$. Les larges barres d'erreurs rendent difficiles l'établissement d'une tendance générale concernant les fonctions de structure.

En ce qui concerne le f_2 , la contribution σ_{TL} domine devant σ_{TT} sur l'ensemble des points en $-t$, en accord avec ce qui a été relevé dans la section précédente.

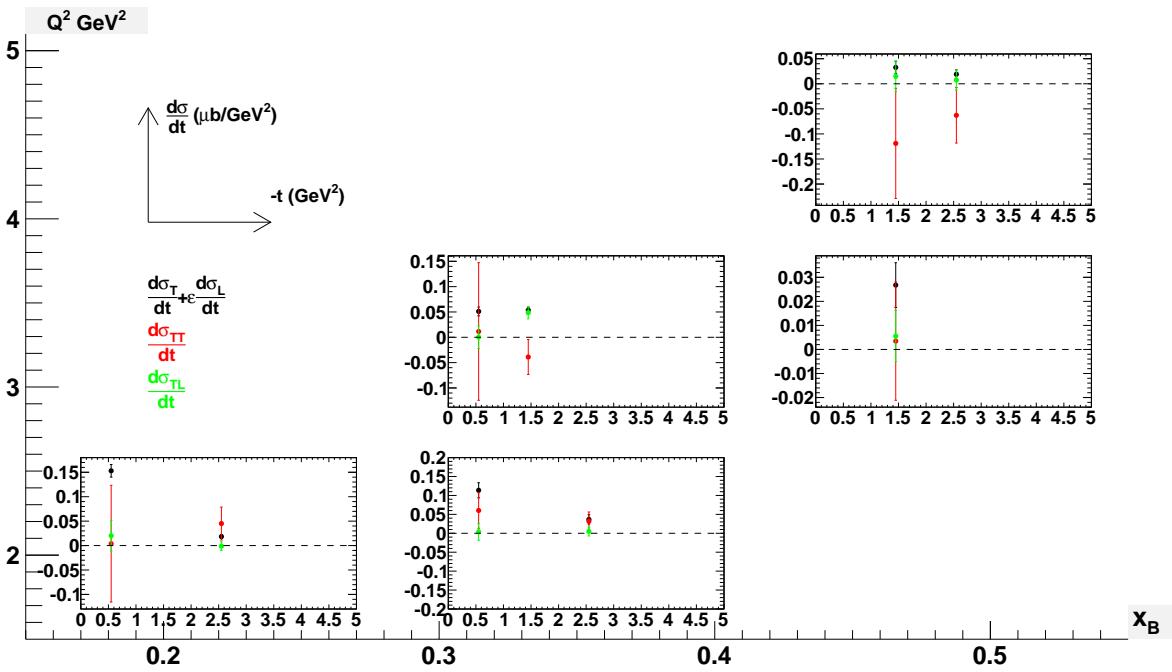


FIGURE 4.17 – Section efficace totale $\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ en noir, section efficace $\frac{d\sigma_{TT}}{dt}$ en rouge, et section efficace $\frac{d\sigma_{TL}}{dt}$ en vert, pour le f_0 , pour différents bins en (Q^2, x_B) et en fonction de t .

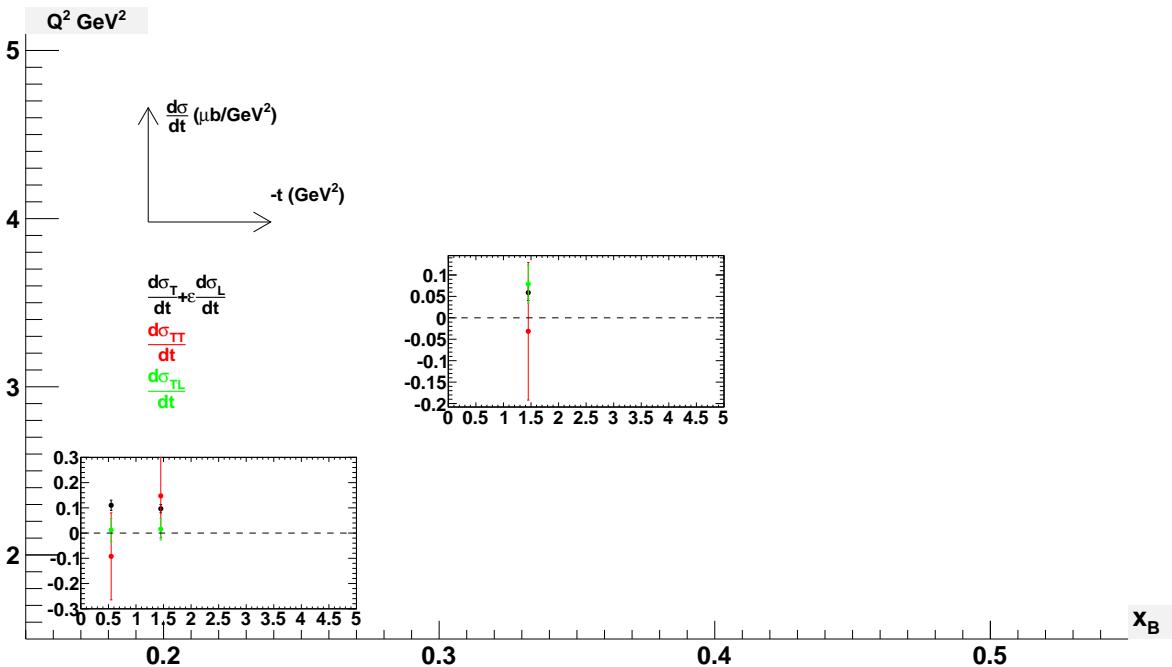


FIGURE 4.18 – Section efficace totale $\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ en noir, section efficace $\frac{d\sigma_{TT}}{dt}$ en rouge, et section efficace $\frac{d\sigma_{TL}}{dt}$ en vert, pour le f_2 , pour différents bins en (Q^2, x_B) et en fonction de t .

4.9 Sections efficaces différentielles ($Q^2, x_B, \cos \theta_{HS}$)

Dans le cas d'un méson décroissant en une paire de pions (qui sont des particules de spin 0), les distributions angulaires de décroissance d'un des deux pions (le π^+ ici) dans le référentiel du méson au repos permet de renseigner directement sur le spin du méson dont il provient, comme il sera démontré dans le chapitre 5.

La distribution angulaire en θ et ϕ des produits de décroissance résulte d'une combinaison d'harmoniques sphériques. Les sections efficaces sont proportionnelles au carré de cette combinaison, ce qui conduit à l'apparition de termes d'interférences. Négligeant ces interférences pour le moment, les sections efficaces sont alors décrites par une combinaison des carrés des harmoniques sphériques, qui dépendent uniquement de l'angle polaire $\cos \theta_{HS}$.

Les résultats des ajustements sur les spectres de masses invariantes sont présentés dans l'annexe B.

Pour extraire les distributions angulaires $\cos \theta_{HS}$ selon les bins (Q^2, x_B), la procédure de soustraction de bruit de fond a été modifiée. En effet, d'après les simulations Monte Carlo, les événements générés du canal Δ^{++} (sans effets radiatifs) occupent une région angulaire limité à $\cos \theta_{HS} < -0.4$. Par conséquent, la soustraction de bruit de fond dépend de l'intervalle $\cos \theta_{HS}$ délimitant le spectre de masse à ajuster :

- Pour l'intervalle $\cos \theta_{HS} < -0.4$ (soit les 2 premiers bins, comme défini par la table 3.1), les spectres sont ajustés avec les 2 contributions de fonds $e\pi^+\pi^-$ non résonant et Δ^{++} . Les paramètres sont laissés entièrement libres à l'initialisation, pour permettre une contribution potentiellement maximale du Δ^{++} ; $0.01 \leq \alpha_{NR} \leq 1$. et $0.01 \leq \alpha_{\Delta^{++}} \leq 1$.
- Sinon, les spectres sont ajustés par le fond $e\pi^+\pi^-$ non résonant uniquement.

L'évaluation de l'erreur systématique doit également être révisée ; la nouvelle procédure de référence est comparée à un scénario d'ajustement avec le fond résonant uniquement pour l'intervalle $\cos \theta_{HS} < -0.4$, avec l'absence de distorsion du f_0 et du f_2 et l'élargissement des paramètres de centre et de largeur à mi-hauteur. Les variations systématiques sont resumées dans le tableau 4.4.

| Scénario d'ajustement | Nature de la variation |
|-----------------------|---|
| Référence | - |
| Variation 1 | Pas de contribution du fond Δ^{++} . |
| Variation 2 | $nskew_{f_0} = 0$ et $nskew_{f_2} = 0$. |
| Variation 3 | Plage de variation des masses centrales M_{ρ^0, f_2} et des largeurs Γ_{ρ^0, f_2} à $\pm 15\%$. |

TABLE 4.4 – Tableau récapitulatif des variations systématiques appliquées à l'ajustement des spectres de masse invariante, binnés selon $\cos \theta_{HS}$.

Les figures 4.19 et 4.20 montrent les dépendances selon $\cos \theta_{HS}$ respectivement pour le f_0 et pour le f_2 , avec cette procédure adaptée.

Le f_0 est un méson scalaire, donc de spin nul. Il en résulte que la distribution angulaire $\cos \theta_{HS}$ du π^+ de décroissance doit être constante (polynôme de Legendre d'ordre 0). Or les distributions angulaires de la figure 4.19 montrent des fluctuations significatives au delà de l'erreur totale pour chaque point. En particulier, dans la région de $\cos \theta_{HS} = -1$, la section efficace mesurée du f_0 est systématiquement plus élevée. Pour le f_2 (figure 4.20), la distribution du π^+ de décroissance est ajustée par un polynôme de Legendre d'ordre 4, qui

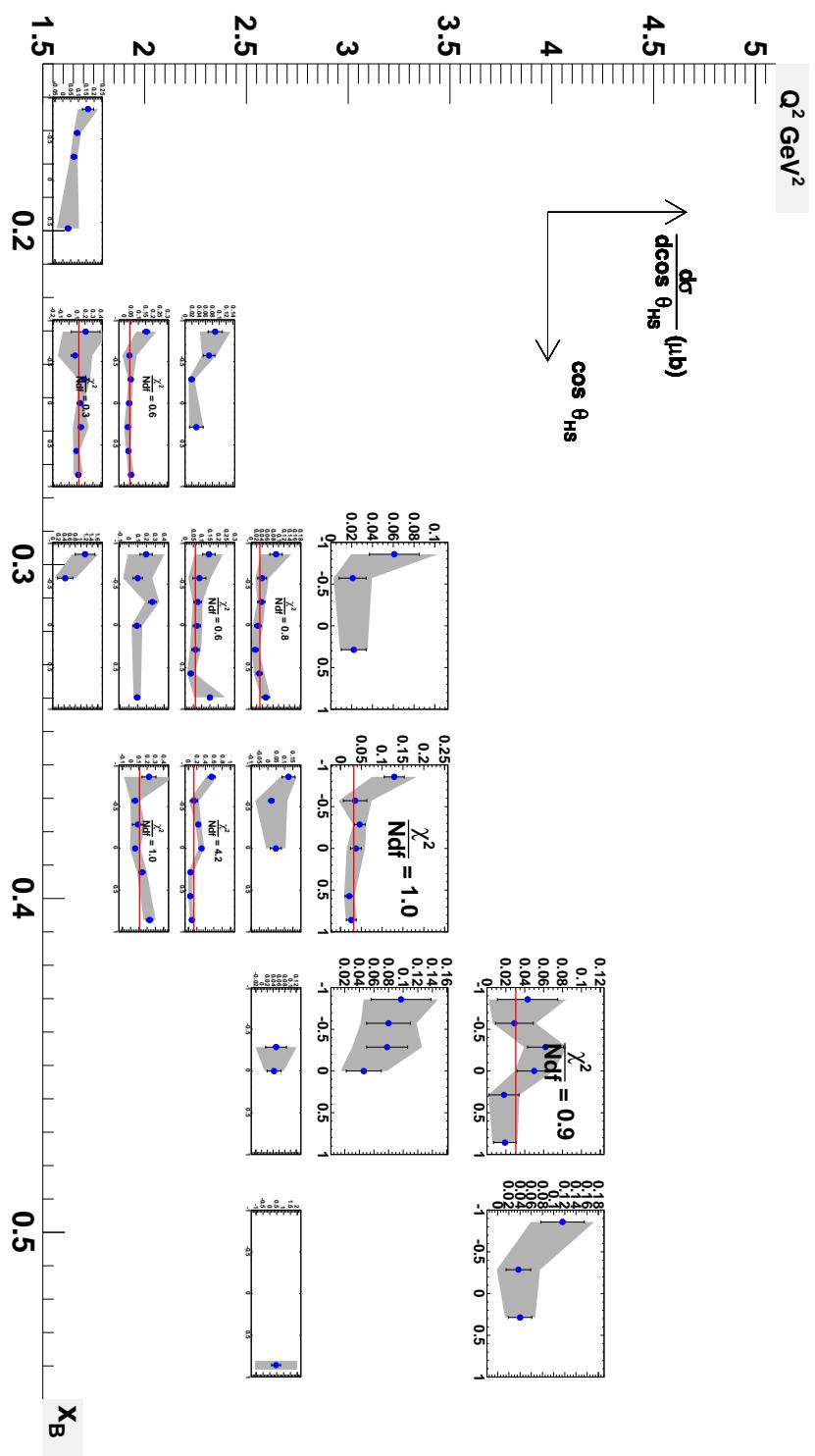


FIGURE 4.19 – Sections efficaces différentes $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_{HS}}$ du f_0 pour différents bins en (Q^2, x_B) , en fonction de $\cos\theta_{HS}$. La dépendance en $\cos\theta_{HS}$ dans chaque bin (Q^2, x_B) est ajustée par un polynôme de Legendre d'ordre 0 (α), où α est un paramètre libre.

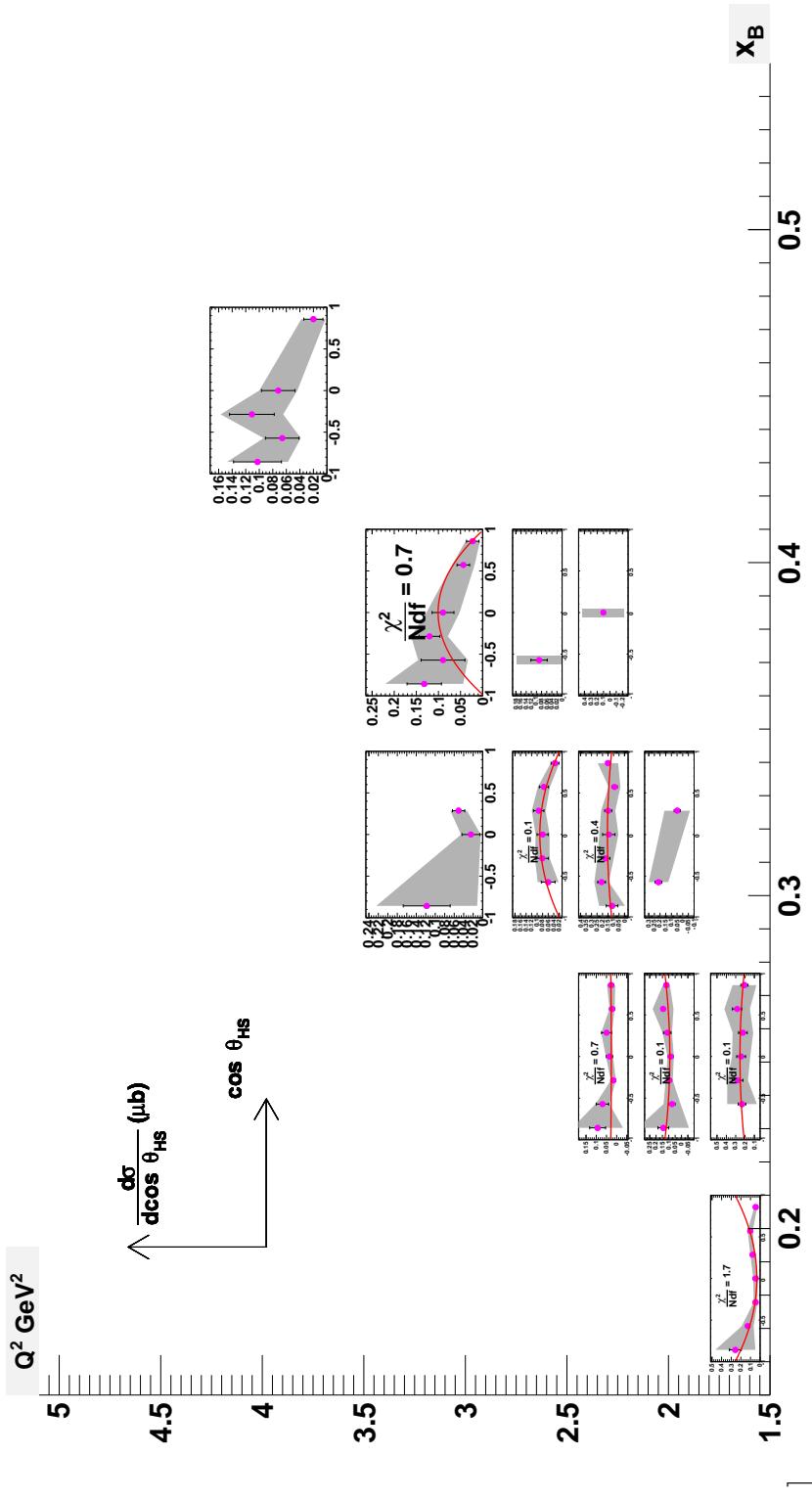


FIGURE 4.20 – Sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d\cos\theta_{HS}}$ du f_2 pour différents bins en (Q^2, x_B) , en fonction de $\cos\theta_{HS}$. La dépendance en $\cos\theta_{HS}$ dans chaque bin (Q^2, x_B) est ajustée par un polynôme de Legendre d'ordre 4 ($\alpha + \beta\cos^2\theta_{HS} + \gamma\cos^4\theta_{HS}$) où α, β et γ sont des paramètres libres.

caractérise la distribution angulaire des produits de décroissance d'une particule de spin 2. On relève également que la section efficace est plus élevée dans la région de $\cos \theta_{HS} = -1$.

Or, en s'intéressant aux distributions angulaires avant soustraction de fond (figure 4.21), la même asymétrie se manifeste dans la région $\cos \theta_{HS} = -1$. Deux causes peuvent alors être avancées pour expliquer cela. Il pourrait s'agir d'une incompatibilité entre les simulations et ce qui a été mesuré, donnant lieu à un calcul d'acceptance erroné. Cependant, la figure 3.5 montre que les données Monte Carlo reconstruites par la simulation de CLAS reproduisent la distribution des données expérimentales en fonction de $\cos \theta_{HS}$ dans la région considérée, ce qui écarte l'hypothèse avancée. La deuxième cause pourrait provenir de la contribution du Δ^{++} , qui occupe uniquement la région $\cos \theta_{HS}$ problématique. Vu que l'asymétrie subsiste après soustraction du fond, qui inclut la contribution du Δ^{++} , il est probable que la contribution du Δ^{++} donnée par l'ajustement sous-estime la contribution réelle, ou que la contribution des autres résonances baryoniques qui ne sont pas prises en compte dans la soustraction du fond devienne importante.

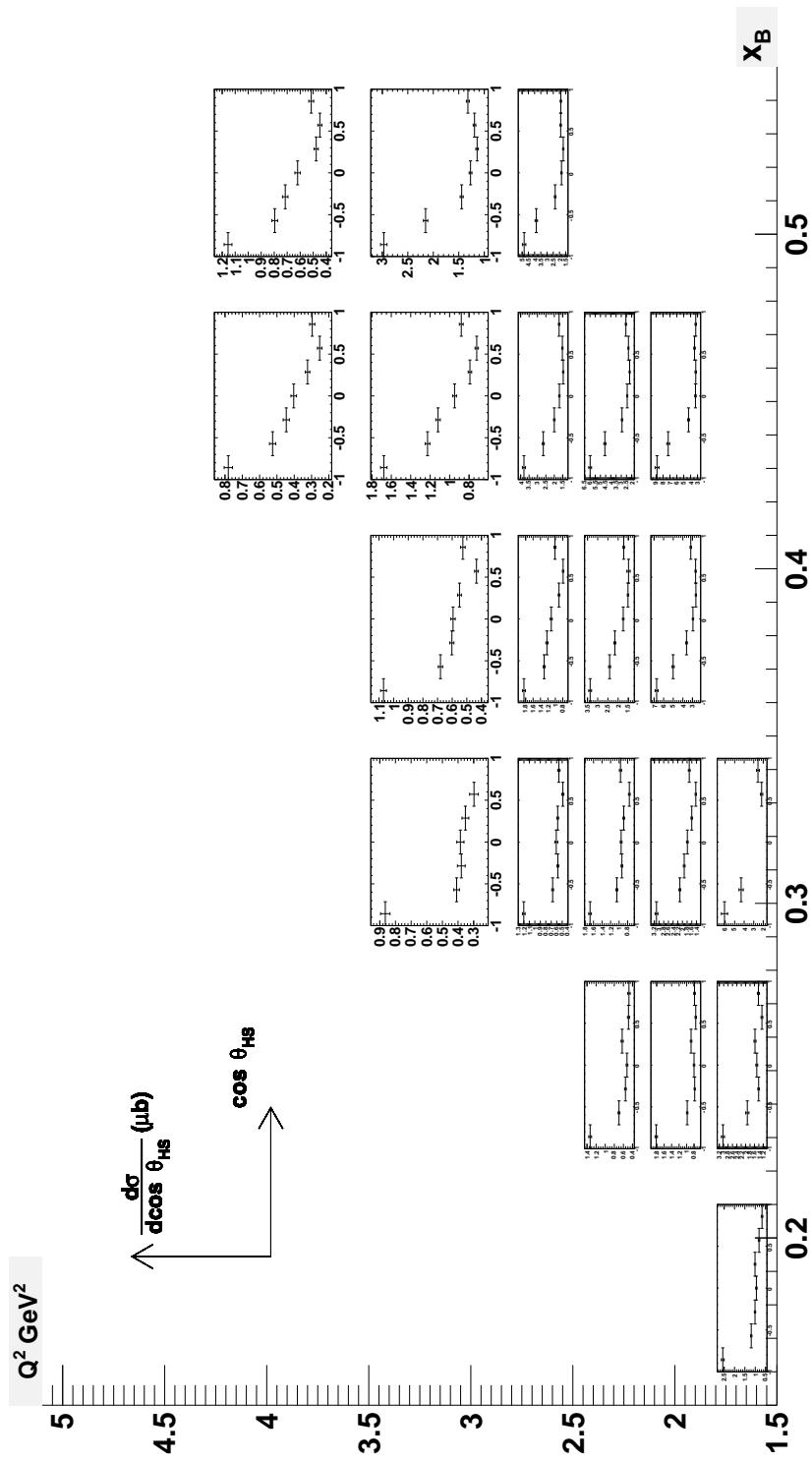


FIGURE 4.21 – Sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{d \cos \theta_{HS}}$ des spectres intégrées sur la masse invariante pour différents bins en (Q^2, x_B) , en fonction de $\cos \theta_{HS}$. Les erreurs sont statistiques uniquement.

Chapitre 5

Analyse en ondes partielles

Formellement, une résonance est définie comme un pôle de l'amplitude dans un espace complexe des variables cinématiques. En pratique, les résonances sont nombreuses et peuvent interférer entre elles. Seuls des états bien isolés conduisent à des structures que l'on peut identifier comme des pics dans un spectre. Comme il a pu être constaté dans le chapitre précédent, les mésons f_0 (980) et f_2 (1270) apparaissent dans une région où la contribution relative du fond est particulièrement importante, rendant difficile leur extraction.

L'identification précise de ces états nécessite l'extraction d'informations additionnelles, comme le moment angulaire, qui définit un nombre quantique caractéristique de la résonance considérée.

La technique d'analyses en ondes partielles permet d'obtenir ces informations.

5.1 Analyse en termes d'amplitudes

5.1.1 Principe

La section efficace d'un processus est paramétrisée comme une somme cohérente de sous-amplitudes (appelées ondes partielles) pouvant interférer entre elles. Cette somme est appelée une intensité :

$$I(\tau) = |\mathcal{A}|^2 , \quad (5.1)$$

où τ désigne l'ensemble des variables cinématiques décrivant la réaction, et \mathcal{A} est l'amplitude invariante du processus (partie I, équation 1.9). $I(\tau)$ est un poids affecté à un événement du processus considéré et varie selon sa cinématique τ .

Chaque onde partielle est caractérisée par un ensemble de nombres quantiques α . Une onde partielle est factorisée en une amplitude de *production*, qui décrit dans notre cas celle du méson, et en une amplitude de *décroissance*, qui décrit ici sa décroissance en une paire $\pi^+\pi^-$ [69, 70].

L'intensité s'écrit alors :

$$I(\tau) = \left| \sum_{\alpha} V_{\alpha} A_{\alpha}(\tau) \right|^2 , \quad (5.2)$$

où

- $V_{\alpha} \in \mathbb{C}$ est l'amplitude de production.

- $A_\alpha(\tau) \in \mathbb{C}$ est l'amplitude de décroissance. Il s'agit d'une fonction à valeur complexe qui dépend de la cinématique τ d'un évènement donné.

L'analyse en ondes partielles consiste à ajuster la partie réelle et imaginaire de chaque paramètre libre V_α (respectivement, l'intensité et la phase) de l'équation (5.2) sur les données expérimentales.

L'ensemble des $A_\alpha(\tau)$ constitue une base fonctionnelle : l'extension de l'intensité $I(\tau)$ à une infinité d'ondes partielles (i.e. les valeurs prises par les nombres quantiques α tendent vers l'infini) aboutit à une description complète de l'amplitude invariante.

La description de l'intensité en tant que carré d'une somme cohérente est à l'origine des effets d'interférences. Ainsi, déterminer les V_α connaissant l'expression analytique de l'intensité revient à résoudre un système d'équations quadratiques couplées des parties réelles et imaginaires des V_α . Or, ces équations admettent plusieurs solutions ; il peut exister des ambiguïtés quant à la valeur prise par V_α . La résolution numérique par un ajustement ne peut suffire dans ce cas, et nécessite une analyse des amplitudes.

L'analyse en ondes partielles a été réalisée à l'aide du programme AmpTools, développé par l'université d'Indiana [68]. AmpTools fournit un ensemble de bibliothèques C++ adaptées pour l'ajustement d'amplitudes complexes par le calcul d'un maximum de vraisemblance, en laissant à l'utilisateur la liberté de paramétriser la base d'amplitudes.

5.1.2 Ajustement de l'intensité

Le maximum de vraisemblance est la quantité utilisée pour ajuster l'intensité (5.2) sur les données, et en extraire les paramètres libres V_α . Le maximum de vraisemblance L est défini comme le produit des probabilités P_i de détecter chaque évènement i :

$$L = \prod_i^N P_i(\tau_i, \vec{x}) , \quad (5.3)$$

où le produit est calculé sur l'ensemble des N évènements mesurés. Chaque évènement i possède une cinématique τ_i , et \vec{x} sont l'ensemble des paramètres V_α que l'on cherche à extraire. La probabilité de détection P_i de l'évènement i est proportionnelle au produit de l'intensité multipliée par l'acceptance du détecteur ϵ_i pour cet évènement :

$$P_i(\tau_i, \vec{x}) \propto I(\tau_i, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau_i) . \quad (5.4)$$

L'acceptance évènement par évènement, $\epsilon(\tau_i)$, est définie de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \epsilon(\tau_i) &= 1 \text{ si l'évènement } i \text{ est détecté} \\ \epsilon(\tau_i) &= 0 \text{ sinon.} \end{aligned} \quad (5.5)$$

A ce stade, la formule exacte de la probabilité est connue à une constante multiplicative de normalisation près. La condition de normalisation est telle que l'intégrale de l'intensité multipliée par l'acceptance du détecteur $\epsilon(\tau)$ sur l'ensemble de l'espace de phase correspond au nombre d'évènements détectés moyen μ au cours d'une expérience :

$$\mu(\vec{x}) = \int I(\tau, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau) d\tau \quad (5.6)$$

$$P_i(\tau_i, \vec{x}) = \frac{I(\tau_i, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau_i)}{\int I(\tau, \vec{x}) \cdot \epsilon_i d\tau} . \quad (5.7)$$

Le nombre total d'événements N est une variable statistique : en réalisant une expérience plusieurs fois avec une même durée de faisceau, le nombre d'événements détectés fluctue autour de la valeur moyenne μ selon la loi de Poisson. Ainsi, la probabilité de mesurer *exactement* N événements doit être prise en compte dans la formule de vraisemblance, ce qui donne :

$$L = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \cdot \prod_i^N \frac{I(\tau_i, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau_i)}{\int I(\tau, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau) d\tau} = \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \cdot \prod_i^N \frac{I(\tau_i, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau_i)}{\mu(\vec{x})}. \quad (5.8)$$

Comme on considère le produit des événements qui ont été détectés, $\epsilon(\tau_i)$ vaut toujours 1. On en déduit :

$$L = \frac{e^{-\mu}}{N!} \prod_i^N I(\tau_i, \vec{x}). \quad (5.9)$$

Pour le calcul numérique de L , il est préférable de minimiser la quantité $-\ln L$, car sa valeur s'accroît moins vite que L pour N de plus en plus grand. Son expression devient [70] :

$$-\ln L \propto \left(- \sum_i^N \ln I(\tau_i, \vec{x}) \right) + \mu(\vec{x}). \quad (5.10)$$

Le premier terme de l'expression (5.10) est une somme sur les données expérimentales et peut être calculé connaissant l'intensité, pour une combinaison définie de \vec{x} . Le second terme $\mu(\vec{x})$ correspond à l'intégrale de normalisation de l'acceptance, définie par (5.6). Ce terme permet de rendre compte de la correction d'acceptance nécessaire pour établir l'intensité de production I . De manière générale, il est difficile sinon impossible d'établir une formule analytique de $\epsilon(\tau)$ pour calculer cette intégrale. Cette intégrale est calculée de manière numérique, en générant N_{GEN} événements par la méthode de Monte Carlo puis en les injectant dans une simulation du détecteur. Les événements détectés N_{REC} doivent être reconstruits avec le même algorithme de sélection que pour les données expérimentales. De cette manière, l'intégrale devient la somme $\sum_i^{N_{GEN}} I(\tau_i, \vec{x}) \cdot \epsilon(\tau_i)$, où l'acceptance $\epsilon(\tau_i)$ est cette fois-ci calculable par la relation (5.5). La valeur moyenne du nombre attendu d'événements mesurés s'écrit alors :

$$\mu(\vec{x}) = \frac{\tau}{N_{GEN}} \sum_i^{N_{REC}} I(\tau_i, \vec{x}), \quad (5.11)$$

où le facteur τ représente le volume total d'espace de phase occupé par l'état final. Ce facteur est une constante additive dans l'expression de $-\ln L$: comme elle ne dépend pas des paramètres \vec{x} à extraire, elle peut être ignorée du calcul d'ajustement.

Dans AmpTools, la quantité $-\ln L$ est définie de manière à ce que le nombre d'événements attendus μ corresponde exactement au nombre N d'événement mesurés :

$$\mu(\vec{x}) = \frac{1}{N_{GEN}} \sum_i^{N_{REC}} I(\tau_i, \vec{x}) = N. \quad (5.12)$$

5.1.3 Application à l'électroproduction de deux pions

Dans ce travail, on souhaite extraire le moment angulaire total \mathbf{J} d'un méson à partir des spectres de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Dans le référentiel d'hélicité, le méson est au repos, le moment angulaire orbital est nul, et donc J se confond avec le spin de la particule

$(\mathbf{J} = \mathbf{S})^1$. Le méson décroît en une paire $\pi^+\pi^-$. La décomposition du moment angulaire total à partir des deux pions de décroissance s'écrit :

$$\mathbf{J}_{\pi^+\pi^-} = \mathbf{L}_{rel} + \mathbf{S}_{\pi^+\pi^-} \quad (5.13)$$

où \mathbf{L}_{rel} est le moment orbital relatif des deux pions et $\mathbf{S}_{\pi^+\pi^-}$ est la combinaison des spins des deux pions. Comme le pion a un spin nul, il ne subsiste que le moment orbital relatif dans la décomposition :

$$\mathbf{J}_{\pi^+\pi^-} = \mathbf{L}_{rel} . \quad (5.14)$$

Dans un référentiel où le méson est au repos, comme les deux particules de décroissance ont la même masse, les deux pions s'éloignent de part et d'autre après la désintégration. Il suffit donc de connaître la cinématique de l'un des deux pions pour établir le moment angulaire orbital relatif, puis déduire le spin de la résonance. Ici, le spin du méson est déterminé par la décomposition du moment orbital du π^+ dans le calcul d'intensité. L'intensité est alors fonction des angles de décroissance θ_{HS} et ϕ_{HS} du π^+ dans le référentiel d'hélicité.

L'intensité décrivant la décroissance du méson en deux pions s'écrit :

$$I(\theta_{HS}, \phi_{HS}) = \left| \sum_{L=0}^{L_{max}} \sum_{M=-L}^L V_{LM} Y_{LM}(\theta_{HS}, \phi_{HS}) \right|^2 , \quad (5.15)$$

où :

- $Y_{LM}(\theta_{HS}, \phi_{HS})$ sont les harmoniques sphériques, dont les formules sont expliquées dans l'annexe E. Les harmoniques sphériques forment une base orthonormale décomposant la distribution angulaire du pion de décroissance. L désigne le moment angulaire et M sa projection selon l'axe z du référentiel d'hélicité.
- V_{LM} sont les amplitudes de production.

L'électroproduction est décrite par 7 variables cinématiques indépendantes ($Q^2, x_B, -t, \Phi, \cos \theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-}$). En principe, l'intensité doit dépendre de ces 7 variables pour décrire complètement l'amplitude. Cela implique que l'amplitude de production doit être fonction des variables ($Q^2, x_B, -t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-}$) : $V_{LM}(Q^2, x_B, -t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$. Il y a trois manières de prendre en compte cette dépendance :

1. En introduisant une amplitude $V_{LM}(Q^2, x_B, -t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$ paramétrée en fonction de ses variables cinématiques. Dans AmpTools, la partie $V_{LM}(Q^2, x_B, -t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$ doit être inclue dans l'amplitude de décroissance.
2. En introduisant la dépendance des variables cinématiques dans le générateur Monte Carlo utilisé pour calculer l'intégrale d'espace de phase.
3. En ajustant l'intensité pour différents bins en ($Q^2, x_B, -t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-}$).

Les deux premières méthodes, équivalentes l'une de l'autre, supposent que la dépendance de la section efficace selon les variables mentionnées soit entièrement connue, ce qui n'est pas le cas. Nous choisissons la troisième méthode, car aucune supposition ne doit être faite sur la physique de la réaction.

Pour mettre en évidence les résonances dans un spectre $M_{\pi^+\pi^-}$ avec une analyse en ondes partielles, sans présager leur forme, il est nécessaire d'effectuer un ajustement pour chaque bin de masse $M_{\pi^+\pi^-}$. Le binning doit être suffisamment fin pour prendre en compte les possibles variations de l'amplitude.

En principe, la description des distributions angulaires de décroissance est complète pour une infinité d'ondes L . En pratique, il est nécessaire de limiter le nombre d'ondes L

1. Par convention, \mathbf{J} est toujours donné dans le référentiel de la particule au repos.

pour pouvoir calculer l'intensité numériquement. De plus, pour une valeur maximale L_{max} , la formule (5.15) contient $2(L_{max} + 1)^2$ paramètres à ajuster, le facteur 2 provenant des parties réelle et imaginaire de chaque V_{LM} . Par exemple, pour $L_{max} = 2$, nécessaire pour extraire la résonance f_2 , 18 paramètres doivent être ajustés.

En raison de la statistique limitée des données expérimentales dans un bin de masse, il convient d'examiner quelles ondes sont susceptibles d'être significatives. Tout d'abord, aucune résonance de spin 3 n'a été identifiée dans nos spectres expérimentaux. L'étude est donc restreinte à $L_{max} = 2$. En outre, les résultats de photoproduction sur le proton suggèrent que les états $M \geq 2$ contribuent peu dans la région de masse considéré [72]. On décide donc de restreindre les états M à $M \leq 1$.

Pour résumer, l'intensité suivante est calculée pour chaque bin de masse :

$$I(\theta_{HS}, \phi_{HS}) = \left| \sum_{L=0}^2 \sum_{M=-1}^1 V_{LM} Y_{LM}(\theta_{HS}, \phi_{HS}) \right|^2. \quad (5.16)$$

Une fois que les paramètres V_{LM} sont déterminés après ajustement sur les données avec la formule (5.10), plusieurs quantités seront examinées dans ce travail :

- L'amplitude V_{LM} de production elle-même.
- Le nombre total d'événements $ep\pi^+\pi^-$ produits, qui est la somme des intensités sur l'ensemble des événements Monte Carlo générés :

$$\tilde{\mu} = \int I(\theta_{HS}, \phi_{HS}) d\theta_{HS} d\phi_{HS} = \frac{1}{N_{GEN}} \sum_i^{N_{GEN}} I_i(\theta_{HS}, \phi_{HS}). \quad (5.17)$$

On peut voir que cette quantité provient du calcul d'une intégrale d'espace de phase sans les effets d'acceptance du détecteur. Ainsi, $\tilde{\mu}$ peut être vue comme le nombre d'événements corrigés d'acceptance.

- Le carré de l'amplitude d'une onde L fixée, définie par l'intensité :

$$I_L = \sum_M |V_{LM}|^2. \quad (5.18)$$

Les ondes $L = 0$, $L = 1$, $L = 2$ sont appelées les ondes S, P et D respectivement. On peut en déduire le nombre d'événement $\widetilde{\mu}_L$ créé par cette onde :

$$\widetilde{\mu}_L = \int I_L(\theta_{HS}, \phi_{HS}) d\theta_{HS} d\phi_{HS} = \frac{1}{N_{GEN}} \sum_i^{N_{GEN}} I_{L,i}(\theta_{HS}, \phi_{HS}). \quad (5.19)$$

5.1.4 Le générateur Monte Carlo d'espace de phase

Les intégrales d'espace de phase (5.12) et (5.17) sont calculées à partir d'événements $ep\pi^+\pi^-$ générés par la méthode de Monte Carlo. Comme ces intégrales contiennent les paramètres V_{LM} à ajuster, le générateur Monte Carlo doit satisfaire plusieurs conditions :

1. L'ensemble de l'espace de phase disponible doit être couvert.
2. Les particules sont produites selon la conservation énergie-impulsion uniquement. L'amplitude physique de production est décrite séparément par l'intensité.
3. Les distributions angulaires du π^+ dans le référentiel d'hélicité doivent être uniformes. Sinon, l'ajustement des ondes partielles aboutit à des contributions biaisées par les distributions angulaires prises par le π^+ dans le modèle Monte Carlo.

Pour remplir ces conditions, un modèle Monte-Carlo de type $ep \rightarrow epX \hookrightarrow \pi^+\pi^-$, illustrée dans la figure 5.1, a été élaboré. L'idée de base est de construire un modèle décrivant la décroissance d'un méson quelconque X en une paire de pions. Le modèle comporte deux étapes. La première consiste à générer l'électron, le proton et le méson X ayant une masse aléatoire avec l'énergie $W^2 = (cible + faisceau)^2$ dans l'espace de phase, en se basant sur l'algorithme de la référence [73]. Dans la deuxième étape, le modèle Monte Carlo imite la décroissance du méson en une paire de pions dans l'espace de phase, avec le même algorithme. On s'assure de cette manière que les pions sont générés de manière uniforme selon leur angle de décroissance (voir figure 5.2).

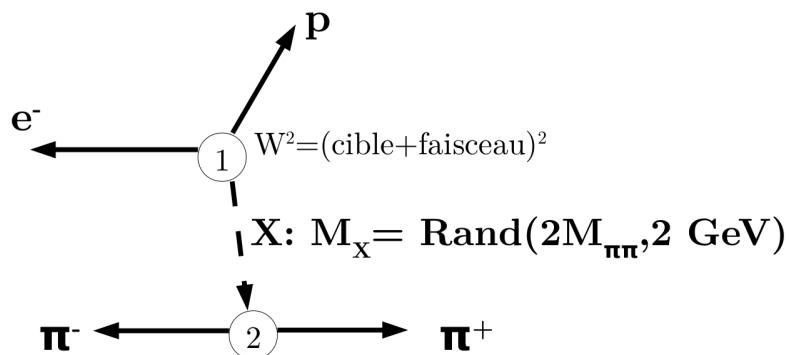


FIGURE 5.1 – Modèle Monte Carlo pour générer l'état final $ep\pi^+\pi^-$ dans l'espace de phase. 1/ L'électron, le proton et une particule X, qui représente le méson, de masse aléatoire, sont générés avec l'énergie de centre de masse $W^2 = (M_{cible} + E_{faisceau})^2$. 2/Le méson X décroît en une paire $\pi^+\pi^-$.

Pour que le calcul des intégrales d'espace de phase soit satisfaisant pour un ajustement sur les données, on estime qu'il faut au moins 10 fois plus d'événements Monte Carlo d'espace de phase par rapport aux données dans un bin fixé [31] [71].

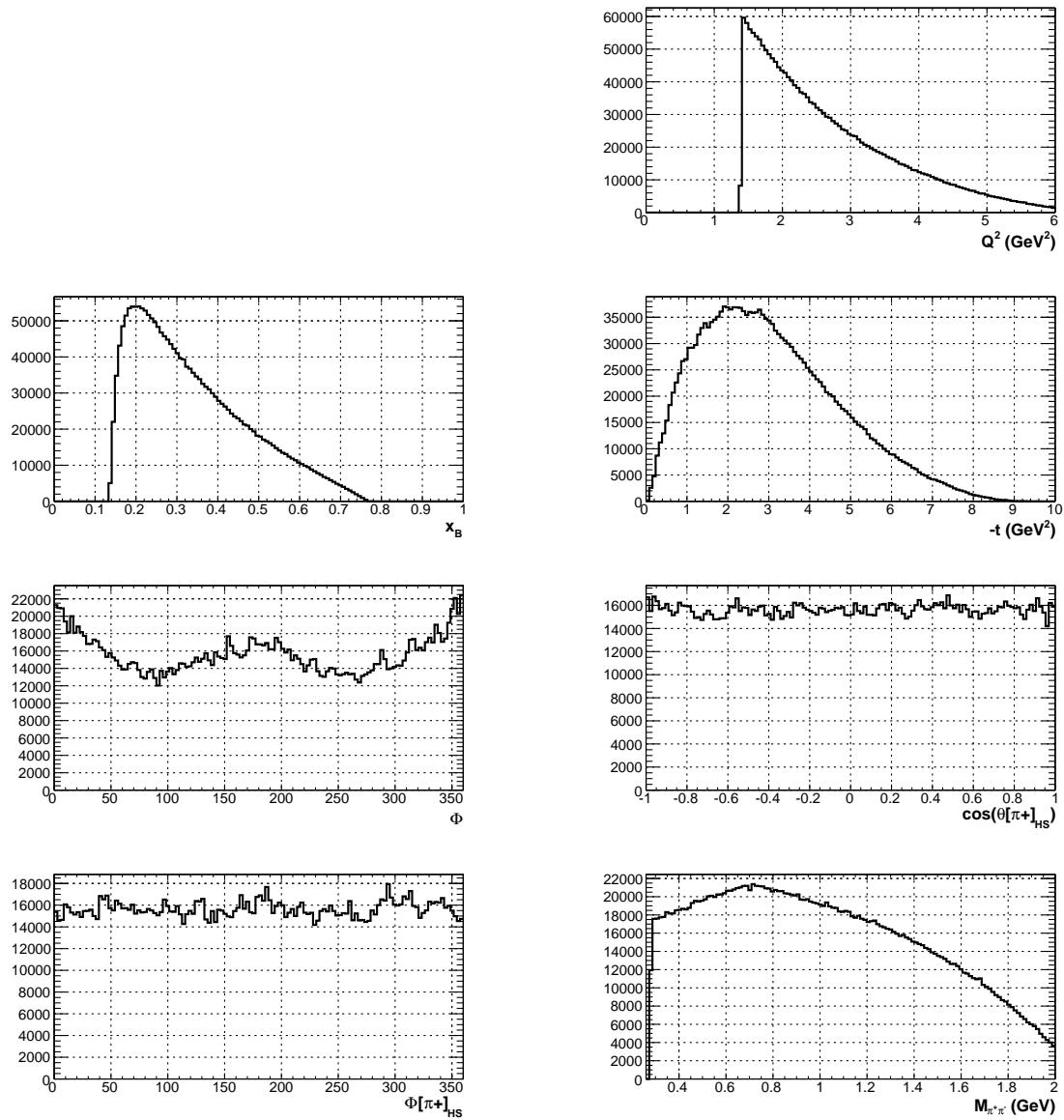


FIGURE 5.2 – Distributions des variables cinétiques générées avec le modèle Monte Carlo d'espace de phase. Le domaine cinématique est $W > 1.7 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 > 1.4 \text{ GeV}^2$.

5.1.5 Stratégie de détermination de la solution

Pour choisir la solution d'un ajustement en ondes partielles, il faut s'assurer de la qualité mathématique et physique de l'ajustement.

Du point de vue mathématique, la meilleure solution est celle qui donne la valeur absolue de $| -\ln L |$ la plus grande.

Du point de vue physique, la meilleure solution est celle dont les ondes extraites présentent un comportement en fonction de la masse conforme à nos connaissances spectroscopiques. Par exemple, le pic proéminent du ρ^0 (770) observé en électroproduction dans les spectres de masse indique que l'onde P (décroissance équivalente à une particule de spin 1) va dominer dans la région de masse de 770 MeV environ.

Dans les données expérimentales, les différentes contributions des amplitudes dans un bin de masse ne peuvent pas être complètement connues à priori. Il existe plusieurs stratégies permettant d'extraire la meilleure solution d'ajustement.

La méthode la plus générale consiste à initialiser de manière aléatoire les parties réelles et imaginaires V_{LM} , effectuer l'ajustement dans un bin de masse et répéter à plusieurs reprises cette procédure.

Il en résulte un ensemble de solutions d'ajustement parmi lesquelles on choisit de conserver celle qui donne le résultat le plus satisfaisant. Dans les différentes analyses en ondes partielles, la meilleure solution conservée est couramment celle donnant la valeur de $| -\ln L |$ la plus grande. Le maximum de vraisemblance $\ln L$ pouvant admettre plusieurs extrêmes locaux, procéder à une infinité d'essais permet de faire émerger la meilleure solution mathématique. La méthode est appliquée pour chaque bin de masse de manière indépendante. L'inconvénient de cette technique appliquée à notre intensité est qu'elle n'assure pas la continuité des amplitudes en fonction de la masse. Il faudrait alors examiner l'ensemble des résultats de chaque bin de masse, puis choisir celui qui assure à la fois une décomposition en onde réaliste et une continuité de ces ondes d'un bin de masse à l'autre.

Une méthode alternative proposée ici est de déterminer la meilleure solution d'un bin de masse pour lequel on a le plus d'informations à priori, puis utiliser cette solution comme initialisation des paramètres d'ajustement des bins voisins. L'algorithme procède de la manière suivante :

1. Ajustement du bin de masse du ρ^0 ($M_{\pi^+\pi^-} = 770$ MeV) par une initialisation aléatoire des paramètres. L'ajustement est répété avec une initialisation distincte à chaque fois.
2. En examinant les solutions par valeurs de $| -\ln L |$ décroissantes, la première solution donnant une dominance de l'onde P est conservée.
3. Les paramètres V_{LM} de la solution du pic du ρ^0 servent à initialiser un ajustement de ses bins voisins. Le premier ajustement utilise directement ces valeurs, et 7 autres ajustements sont réalisés en faisant varier les valeurs initiales de $\pm 40\%$ par rapport à celles de départ. La meilleure solution est celle aboutissant au meilleur $-\ln L$.
4. La solution obtenue sert d'initialisation au bin suivant. Comme pour la procédure 3, plusieurs ajustements sont effectués autour des valeurs trouvées pour le précédent bin (variation aléatoire de $\pm 40\%$ des paramètres), puis la solution avec le meilleur $-\ln L$ est conservée. Cette étape est répétée de proche en proche sur l'ensemble des bins.

La phase absolue d'une amplitude n'est pas une quantité mesurable. Par contre, la phase relative entre différentes amplitudes l'est. Par conséquent, il est possible de fixer

la phase d'une amplitude sans avoir d'effets sur la physique. Pour l'ajustement des ondes partielles, la partie imaginaire V_{00} est fixée dans ce travail à 0 :

$$\Im(V_{00}) = 0 . \quad (5.20)$$

Dans un premier temps, il convient de vérifier que la méthode employée permet de retrouver des données dont nous contrôlons le contenu, autrement dit des pseudo-données. Ensuite, la méthode sera appliquée aux données réelles.

5.1.6 Analyse des pseudo-données ρ^0

La première question est de savoir si la méthode permet de déterminer les amplitudes V_{LM} sans ambiguïté. Pour cela, considérons la production d'une résonance formée de l'interférence de 2 amplitudes. La totalité des événements est détectée : on imagine une expérience avec un détecteur d'acceptance parfaite. Les événements sont produits par méthode de réjection/extraction des données générés par le générateur d'espace de phase, suivant l'amplitude :

$$I(\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-}) = |BW_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-}) \cdot (V_{10}Y_{10}(\theta_{HS}, \phi_{HS}) + V_{11}Y_{11}(\theta_{HS}, \phi_{HS}))|^2 , \quad (5.21)$$

où $V_{10} = 50$, $V_{11} = 50$ et

$$BW_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-}) = \frac{1}{(M_{\pi^+\pi^-}^2 - M_{\rho^0}^2) + iM_{\rho^0}\Gamma_{\rho^0}} \quad (5.22)$$

est l'amplitude de Breit Wigner de production du ρ^0 . Environ 75 000 événements sont générés de cette façon. Les paramètres V_{LM} sont extraits du fit.

Nous appliquons la stratégie d'ajustement détaillée dans la section précédente.

Contrairement à un ajustement par la méthode de minimisation de χ^2 , la valeur $-\ln L$ ne suffit pas à renseigner sur la qualité réelle de l'ajustement. Pour s'en assurer, il convient de vérifier l'accord des distributions θ_{HS} et ϕ_{HS} entre les pseudo-données et celles produites par l'intensité ajustée. Pour cette dernière, les distributions sont créées en appliquant la méthode de réjection et d'extraction des événements générés d'espace de phase suivant l'intensité ajustée. Les différentes distributions sont présentées dans la figure 5.3, et montrent un excellent accord entre les pseudo-données et l'ajustement.

L'ajustement de l'ensemble des bins de masse permet de déduire les contributions des ondes S, P et D en fonction de la masse, comme le montre la figure 5.4.

L'onde P contribue de manière quasi-exclusive, avec quelques résidus d'ondes S et D. Ce résultat est conforme au choix des amplitudes qui ont servi à générer les pseudo-données.

On cherche maintenant à savoir si cette analyse permet de retrouver les amplitudes V_{LM} , la contribution $L = 1$ étant dominante. Après 50 essais d'ajustement sur le bin de masse du ρ^0 , il s'avère que le maximum de vraisemblance $-\ln L$ ne prend que quelques valeurs particulières. Il existe, en particulier, plusieurs solutions avec le meilleur $-\ln L$ trouvé. La table 5.1 montre le résultat des carrés des amplitudes pour deux ajustements avec la même valeur de $-\ln L$. On peut constater qu'une des deux solutions donne une même contribution relative de $|V_{10}|^2$ et $|V_{11}|^2$ par rapport à la paramétrisation des pseudo-données², tandis

2. Les valeurs numériques imposées pour générer les pseudo-données diffèrent des résultats de l'ajustement. En effet, les amplitudes ajustées sont normalisées par la condition (5.12), tandis que les valeurs pour générer les pseudo-données sont normalisées par la simple somme des intensités pour la méthode d'extraction de Monte Carlo. Ce qui importe en revanche est la contribution relative des différentes amplitudes au carré.

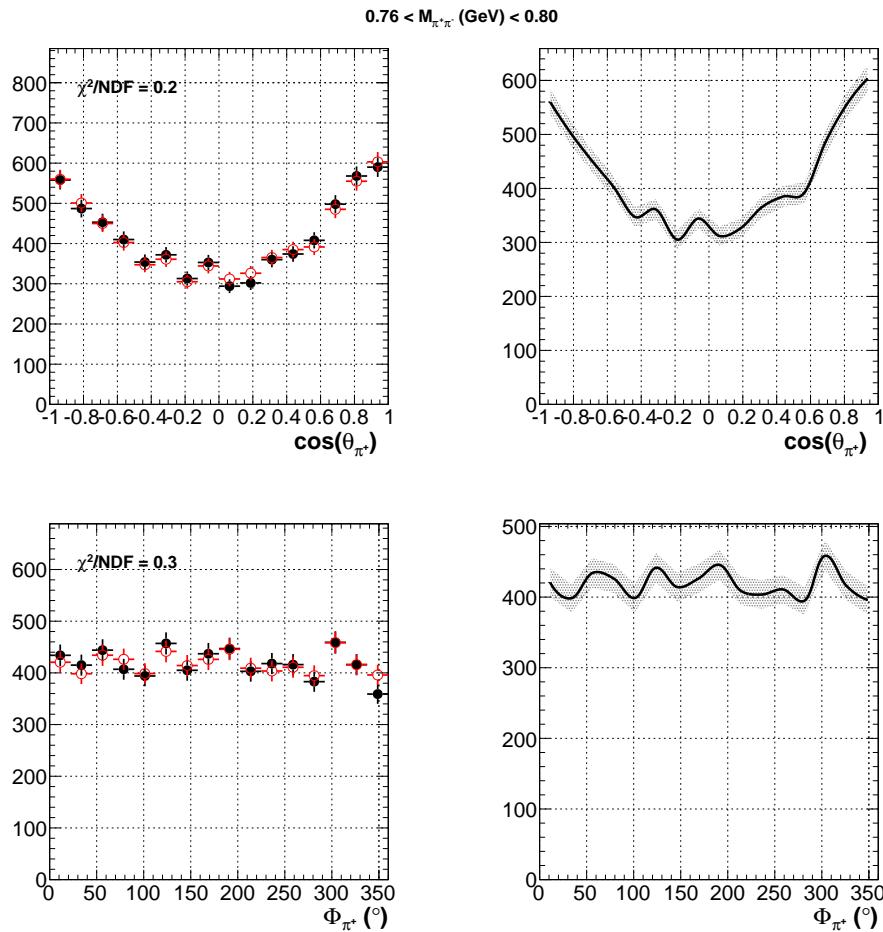


FIGURE 5.3 – Résultats de l’ajustement dans la région de masse du ρ^0 pour les pseudo-données ρ^0 . En haut à gauche, la distribution angulaire $\cos \theta_{HS}$ du π^+ pour les pseudo-données, en noir, et celle produite par l’intensité ajustée, en rouge. En haut à droite, la distribution interpolée $\cos \theta_{HS}$ donnée par l’intensité, illustrant la forme de l’intensité projetée sur $\cos \theta_{HS}$. En bas à gauche, la distribution angulaire ϕ_{HS} des pseudo-données, en noir, et celle produite par l’intensité ajustée, en rouge. En bas à droite, la distribution interpolée ϕ_{HS} donnée par l’intensité.

que l’autre donne une contribution des amplitudes $|V_{10}|^2$ et $|V_{1-1}|^2$.

Bien que la méthode d’analyse permette de retrouver par un ajustement de l’intensité (5.16) l’onde P générée, elle ne permet pas de déterminer sans ambiguïtés les contributions des différents états d’hélicité M .

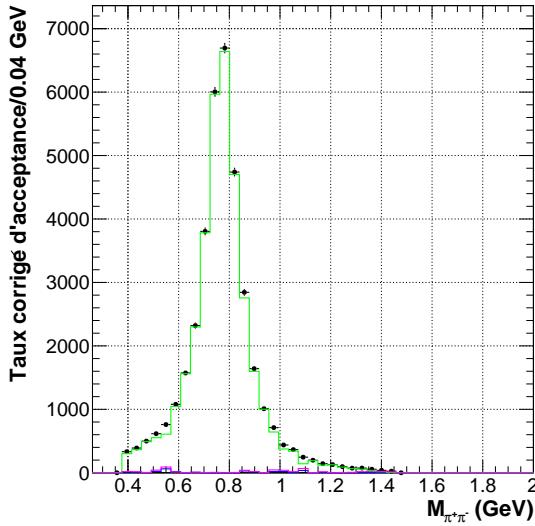


FIGURE 5.4 – Décomposition en ondes S (en bleu), P (en vert), D (en rose) des pseudo-données ρ^0 , déduite des paramètres ajustés de l'intensité. Les points en noir correspondent au nombre d'évènements des pseudo-données générés.

| Numéro d'ajustement | 0 | 3 |
|---------------------|---------|---------|
| $-\ln L$ | -106971 | -106971 |
| $ V_{1-1} ^2$ | 41984 | 4.08 |
| $ V_{10} ^2$ | 40977 | 40885 |
| $ V_{11} ^2$ | 4.08 | 41813 |

TABLE 5.1 – Valeurs numériques des amplitudes pour $L = 1$ dans la région du pic du ρ^0 .

5.1.7 Analyse des pseudo-données ρ^0 et f_0

Il faut s'interroger sur la possibilité de séparer les différentes ondes L . Pour cela, on se propose d'étudier la superposition de deux résonances provenant de 2 ondes distinctes : le ρ^0 ($J=1$, ou onde P) et le f_0 ($J=0$, ou onde S). Les pseudo-données sont paramétrisées par la formule :

$$I(\theta_{HS}, \phi_{HS}, M_{\pi^+\pi^-}) = |BW_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-}) \cdot V_{10} Y_{10}(\theta_{HS}, \phi_{HS}) + BW_{f_0}(M_{\pi^+\pi^-}) \cdot V_{00} Y_{00}(\theta_{HS}, \phi_{HS})|^2 , \quad (5.23)$$

où $V_{10} = 85$, $V_{00} = 15$, $BW_{\rho^0}(M_{\pi^+\pi^-})$ et $BW_{f_0}(M_{\pi^+\pi^-})$ définissent les pics des résonances du ρ^0 et du f_0 respectivement. La largeur choisie pour le f_0 est $\Gamma_{f_0} = 70$ MeV.

Cas avec une acceptance parfaite Il faut s'assurer que la méthode permette de séparer les différentes ondes. Comme pour la section précédente, les pseudo-données sont produites par extraction des évènements Monte Carlo d'espace de phase suivant l'intensité (5.23). Environ 170000 évènements sont générés au total.

La décomposition en ondes partielles déduite des ajustements selon le bin de masse est présentée dans la figure 5.5.

La décomposition montre la présence d'un pic majoritaire dans l'onde P, attribuable au ρ^0 , et d'un pic de faible intensité dans l'onde S, correspondant au f_0 . De plus, les propriétés

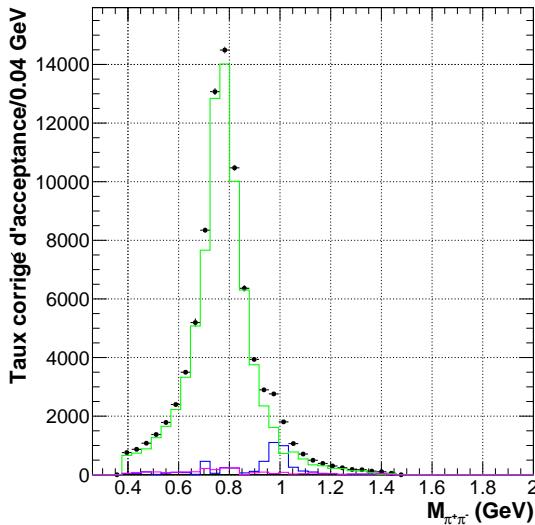


FIGURE 5.5 – Décomposition des ondes S (en bleu), P (en vert), D (en rose) des pseudo-données $\rho^0 + f_0$, déduite des paramètres ajustés de l'intensité. Les points en noirs correspondent au nombre d'évènements des pseudo-données générés.

des ondes déduites de l'ajustement semblent bien conserver la paramétrisation originelle. En effet, la fraction de l'onde S sur la contribution totale est 5 % environ. D'après l'équation (5.23), la fraction de l'amplitude V_{00} vaut $\frac{15^2}{(85+15)^2} = 2\%$. De plus, le pic de l'onde S présente une largeur à mi-hauteur de 100 MeV environ, contre 70 MeV dans la paramétrisation de départ.

Cas avec l'acceptance de CLAS Il faut maintenant s'assurer qu'une telle décomposition est toujours possible avec un détecteur réaliste.

Pour cela, les pseudo-données doivent correspondre à des événements d'un processus physique détecté par CLAS. Ici, les pseudo-données sont obtenues en appliquant une extraction des événements Monte Carlo d'espace de phase reconstruits par CLAS, suivant l'intensité (5.23). Les événements Monte Carlo d'espace de phase reconstruits sont obtenus en injectant les événements d'espace de phase générés dans la simulation GSIM du détecteur CLAS, puis les données reconstruites sont dégradées à l'aide de GPP avec la même paramétrisation que pour les données expérimentales de e1-6, et le même algorithme de sélection de l'état final $e\pi^+\pi^-$ que les données est appliqué. Environ 98000 événements ont été produits de cette manière.

L'accord entre les pseudo-données mesurées et l'intensité ajustée peut être visualisé en considérant les distributions angulaires de décroissance mesurées par CLAS et celles qui seraient mesurées si le processus était décrit par l'intensité ajustée (figure 5.6). Ces distributions sont produites en appliquant l'intensité ajustée sur les événements Monte Carlo reconstruits par CLAS.

Il apparaît un très bon accord entre les pseudo-données reconstruites et l'ajustement de l'intensité. La distribution $\cos \theta_{HS}$ corrigée d'acceptance montre une dépendance en $\cos^2(\theta_{HS})$ qui correspond exactement au comportement de l'amplitude $|V_{10}Y_{10}|^2$ paramétrisant les pseudo-données d'origine.

Enfin, la figure 5.7 montre la décomposition en ondes L de l'intensité.

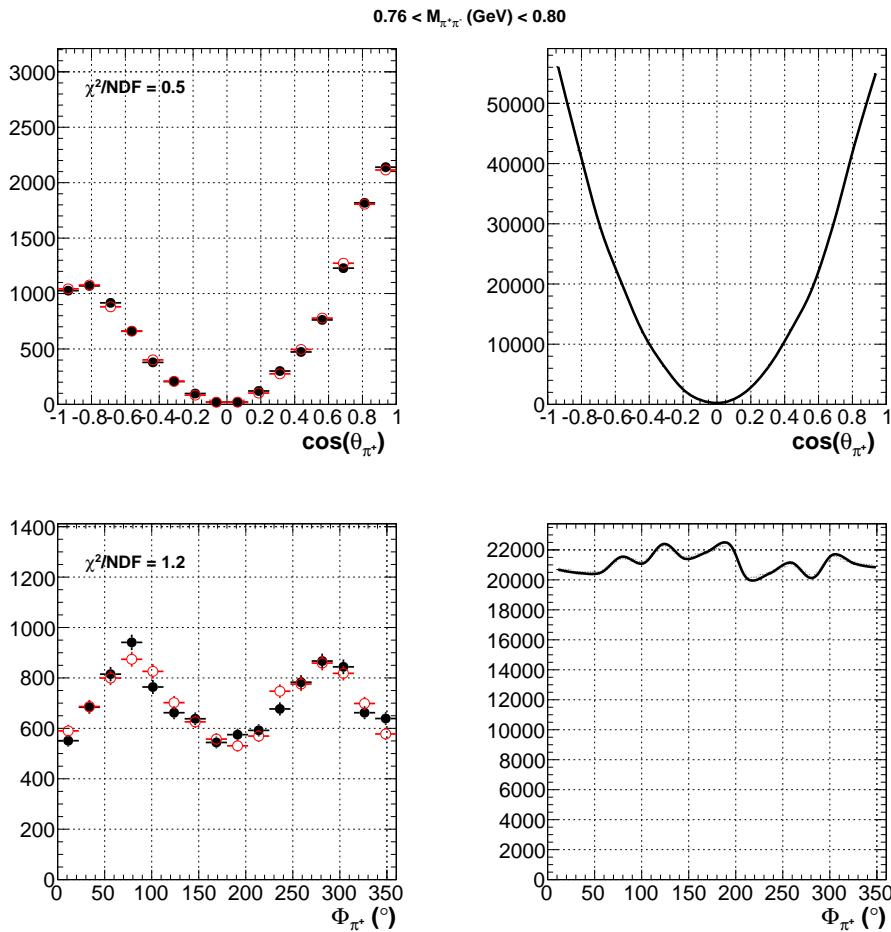


FIGURE 5.6 – Résultats de l’ajustement dans la région de masse du ρ^0 pour les pseudo-données $\rho^0 + f_0$ reconstruites avec le détecteur CLAS. En haut à gauche, la distribution angulaire $\cos \theta_{HS}$ des pseudo-données en noir et celle de l’intensité reconstruite par CLAS en rouge. En haut à droite, la distribution $\cos \theta_{HS}$ donnée par l’intensité, corrigée des effets d’acceptance. En bas à gauche, la distribution angulaire ϕ_{HS} des pseudo-données en noir et celle de l’intensité reconstruite par CLAS en rouge. En bas à droite, la distribution ϕ_{HS} donnée par l’intensité, corrigée des effets d’acceptance.

Les résonances des pseudo-données apparaissent clairement dans les ondes correspondantes.

Ces études sur les pseudo-données montrent qu’il est possible de séparer les ondes L avec des pseudo-données mesurées avec CLAS, dans un cas physique simple où deux amplitudes sont superposées.

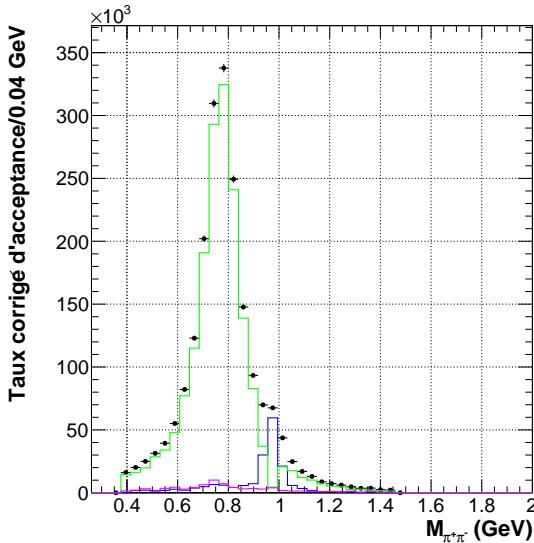


FIGURE 5.7 – Décomposition des ondes S (en bleu), P (en vert), D (en rose) déduite des paramètres ajustés de l'intensité sur les pseudo-données $\rho^0 + f_0$ avec l'acceptance de CLAS. Les points en noir correspondent au nombre d'événements corrigés d'acceptance, obtenus par l'application de l'intensité sur des événements Monte Carlo d'espace de phase.

5.1.8 Analyse des données expérimentales

Une fois que la validité de l'analyse en ondes partielles a été vérifiée sur les pseudo-données, on peut envisager son application aux données expérimentales.

Dans une situation réelle, les amplitudes de production V_{LM} peuvent dépendre des variables cinématiques Q^2 , x_B , $-t$ et Φ . En principe, il faudrait effectuer un ajustement pour chaque bin (Q^2 , x_B , $-t$, Φ , $M_{\pi^+\pi^-}$), avec un binning suffisamment fin de chaque variable pour tenir compte des possibles variations de l'amplitude.

Binner les variables Q^2 , x_B et $-t$ en $3 \times 3 \times 4$ bins permet d'avoir une première idée de l'évolution des amplitudes selon ces variables. Malheureusement, avec un découpage de Φ en 7 bins, le plus grand nombre d'événements disponible parmi les différents bins de masse n'excède pas 300 événements. Il est à craindre qu'une telle statistique ne soit pas suffisante pour décomposer les distributions angulaires de manière satisfaisante. En effet, on estime qu'il faut environ 100 événements pour chaque onde partielle complexe comprise dans l'intensité (référence [71], section 4.1). Avec notre intensité 5.16, avec 7 amplitudes complexes, il faudrait 700 événements par bin pour évaluer correctement l'intensité.

Par conséquent, l'analyse a été effectuée en intégrant sur la variable Φ pour chaque bin de masse situé dans l'intervalle $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$ et $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$.

Les données expérimentales $e p \pi^+ \pi^-$ incluent entre autres la production de méson $e p M \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et la production de baryons $e \pi N^* \rightarrow p \pi$. Pour ce dernier type de réaction, l'angle θ_{HS} du π^+ dans le référentiel d'hélicité se projette sur une infinité d'harmoniques sphériques. En ajustant les données directement avec l'intensité (5.16), dont le développement en ondes partielles est limité, les contributions des ondes partielles qui ne sont pas incluses dans l'intensité vont être décrites par des mauvaises ondes partielles. Il est possible d'exclure ces réactions de l'analyse par des sélections cinématiques. En effet, dans le référentiel du centre de masse du système (cible, faisceau), les pions de décroissance de

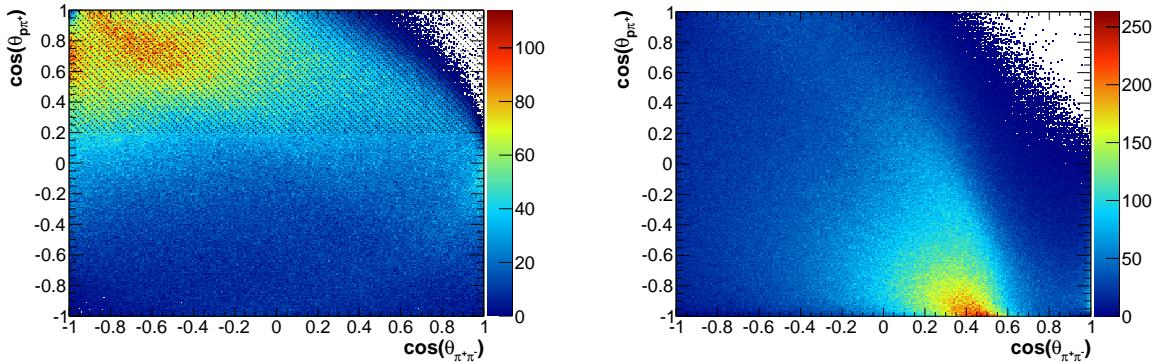


FIGURE 5.8 – Distributions de l’angle entre les deux pions $\cos(\theta_{\pi^+\pi^-})$ en fonction de l’angle $\cos(\theta_{p\pi^+})$ dans le référentiel du centre de masse du système (faisceau, cible). À gauche, la distribution générée par des événements Monte-Carlo du canal $e\pi^-\Delta^{++}$ de GENEV et, à droite, celle générée par le canal $epp\rho^0$ de GENEV. La partie hachurée dans la distribution de gauche correspond à la coupure cinématique (5.24).

la réaction $epM \rightarrow \pi^+\pi^-$ ont la tendance à être collinéaires, tandis que le p et le π ont la tendance à l’être pour la réaction $e\pi N^* \rightarrow p\pi$.

Les simulations Monte Carlo permettent de confirmer ce comportement, illustré dans la figure 5.8.

En analysant la distribution $(\cos \theta_{p\pi^+}, \cos \theta_{\pi^+\pi^-})$ de la réaction $e\pi^-\Delta^{++}$, on peut établir que sa contribution est non négligeable dans l’intervalle $0.2 \leq \cos \theta_{p\pi^+} \leq 1.$, tandis que le canal $epp\rho^0$ occupe peu cet espace de phase. En supposant un comportement similaire pour les réactions $e\pi^+N^* \rightarrow p\pi^-$, il est possible de réduire la contamination des données par les résonances baryoniques avec les coupures suivantes dans le référentiel de centre de masse du système (cible, faisceau) :

$$\begin{aligned} \cos \theta_{p\pi^+} &\leq 0.2, \\ \cos \theta_{p\pi^-} &\leq 0.2. \end{aligned} \quad (5.24)$$

L’effet de ces coupures cinématiques sur le spectre de masse invariante est visible dans la figure 5.9. Les régions du ρ^0 et du f_0 semblent peu affectées par cette coupure, alors que le pic dans la région du f_2 subit une plus forte suppression. Cela semble indiquer que la présence des résonances baryoniques est plus forte dans la région des hautes masses invariantes.

La procédure d’ajustement est appliquée pour chaque bin du spectre de masse invariante. Le bin initial du ρ^0 est ajusté 50 fois avec une initialisation aléatoire des paramètres V_{LM} . La solution donnant une composante de l’onde P dominante est également celle donnant le meilleur $-\ln L$.

Les résultats de l’ajustement sont présentés dans la figure 5.10. L’accord entre les distributions angulaires des données et celles reconstituées par les données est très bon. L’intensité (5.16) permet donc de bien décrire les données expérimentales.

A partir de ce résultat, on applique la procédure d’ajustement aux autres bins. L’ensemble de ces ajustements, représentés dans l’annexe F, permet de déduire la contribution de chaque onde en fonction de la masse. Les résultats, présentés dans la figure 5.11, ne sont malheureusement pas satisfaisants.

Bien que la décomposition fasse bien apparaître un pic du ρ^0 (770) dans l’onde P et un pic du $f_0(980)$ dans l’onde S, la largeur du pic du ρ^0 ne semble pas être en accord avec la

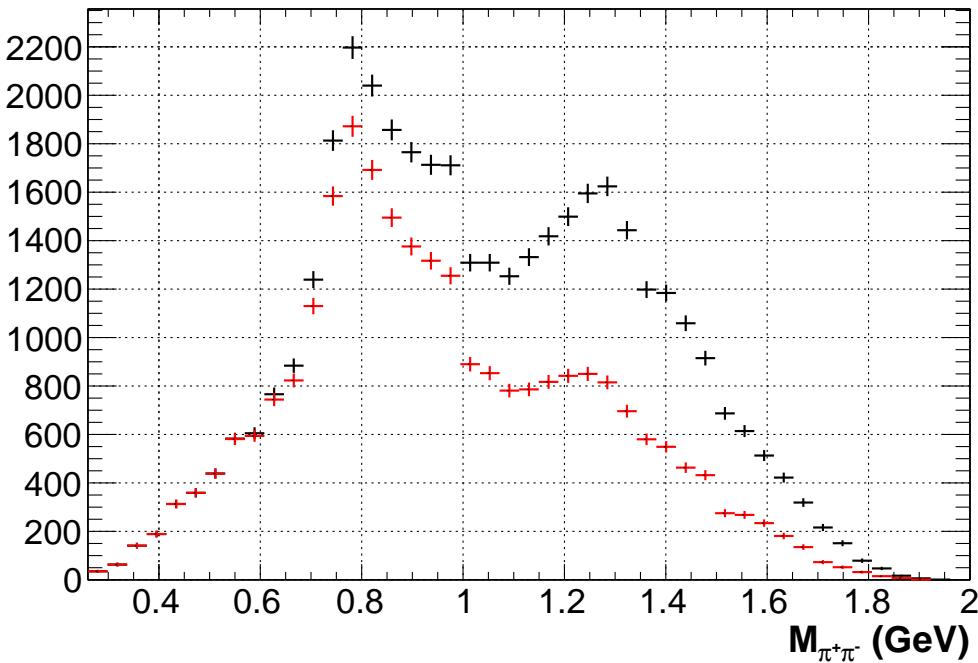


FIGURE 5.9 – Spectres de masse invariante des données dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$ et $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$, avant (en noir) et après (en rouge) application des coupures cinématiques (5.24).

largeur mesurée ($\Gamma = 150 \text{ MeV}$). De même, dans la région de masse du $f_2(1270)$, aucun pic n'apparaît pour l'onde D dans la région du f_2 .

Plusieurs raisons peuvent être avancées pour expliquer cet échec. Tout d'abord, la stratégie d'ajustement présente des limites. En effet, la recherche de la solution dans un bin différent du ρ^0 (qui sert de point de départ dans l'ajustement) passe par la variation à plus ou moins 40 % des amplitudes déterminées pour le bin voisin. Il est possible qu'il existe des variations plus fortes d'une amplitude d'un bin de masse à un autre, qui ne sont pas prises en compte dans notre procédure. Pour vérifier cette hypothèse, on applique une procédure d'ajustement dans laquelle chaque bin est ajusté indépendamment 50 fois avec une initialisation aléatoire des paramètres. Pour chaque bin, l'ajustement donnant le meilleur $-\ln L$ est retenu. La décomposition en ondes partielles est donnée dans la figure 5.12.

Malheureusement, cette stratégie de détermination des solutions n'aboutit pas à des meilleurs résultats ; les discontinuités apparentes des ondes sont importantes et l'onde D ne forme toujours pas de pic dans la région du $f_2(1270)$.

Ensuite, les variations de l'amplitude en fonction de Φ ne sont pas prises en compte dans cette analyse. Celles-ci peuvent être suffisamment importantes pour fausser les résultats. Enfin, le nombre d'événements par bin de masse est peut être insuffisant pour avoir les informations nécessaires permettant de résoudre la décomposition en harmoniques sphériques. A titre de comparaison, 40 millions d'événements $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ ont pu être collectés dans l'expérience de photoproduction [31], contre 1.5 millions d'événements $ep \rightarrow ep\pi^+\pi^-$ dans cette analyse.

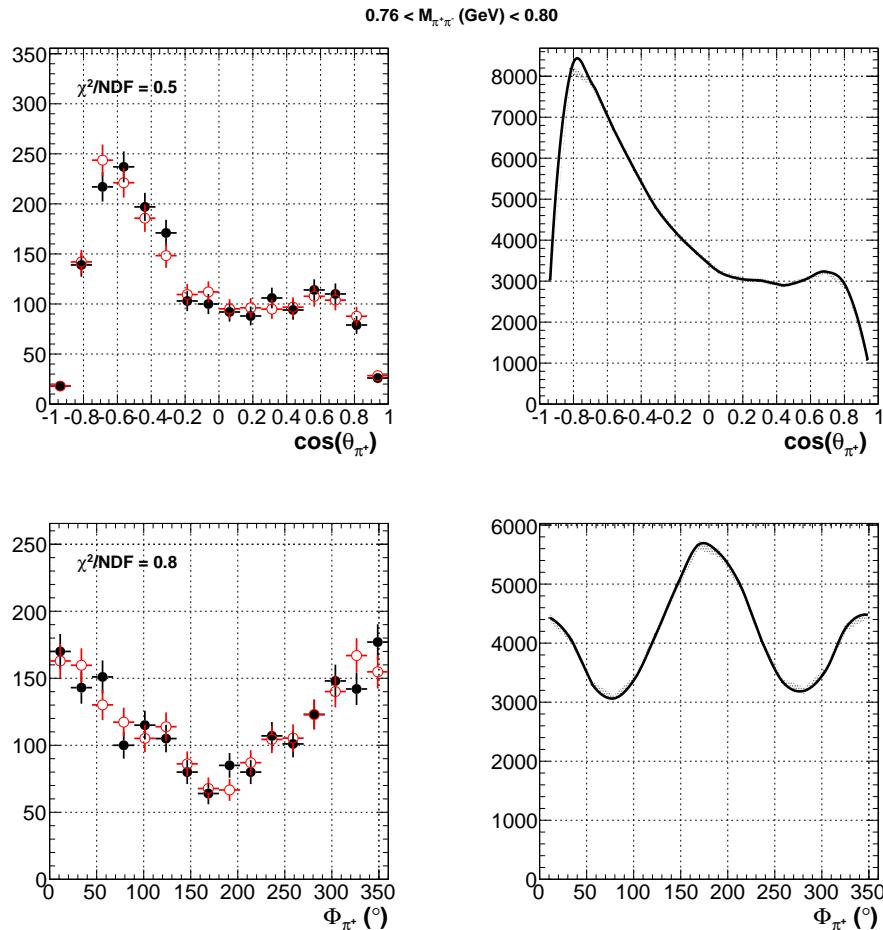


FIGURE 5.10 – Résultats de l’ajustement dans la région de masse du ρ^0 pour les données expérimentales dans l’intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$. En haut à gauche, la distribution angulaire $\cos \theta_{HS}$ des données, en noir, et celle de l’intensité reconstruite par CLAS, en rouge. En haut à droite, la distribution $\cos \theta_{HS}$ donnée par l’intensité, corrigée des effets d’acceptance. En bas à gauche, la distribution angulaire ϕ_{HS} des données, en noir, et celle de l’intensité reconstruite par CLAS, en rouge. En bas à droite, la distribution ϕ_{HS} donnée par l’intensité, corrigée des effets d’acceptance.

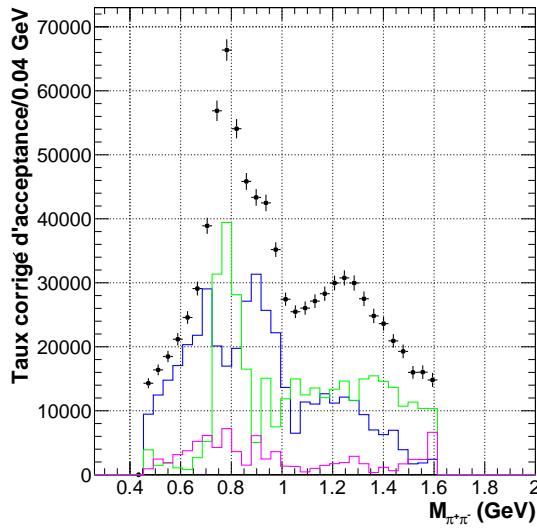


FIGURE 5.11 – Décomposition des ondes S (en bleu), P (en vert), D (en rose) déduite des paramètres de l'intensité ajustée sur les données expérimentales. L'intervalle cinématique est $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$. Les points en noir correspondent au nombre d'évènements corrigé de l'acceptance de CLAS, obtenus par l'application de l'intensité sur des évènements Monte Carlo d'espace de phase.

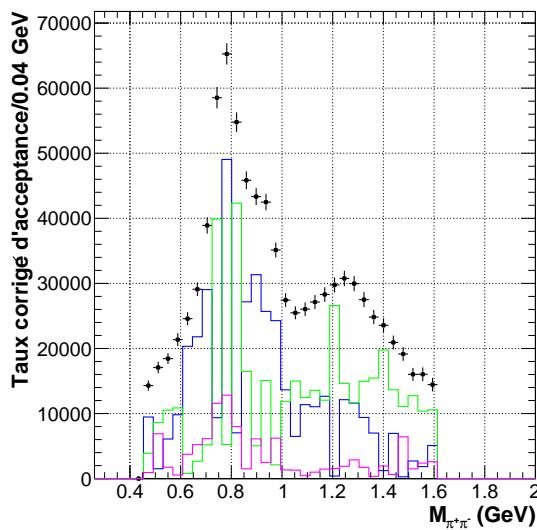


FIGURE 5.12 – Décomposition des ondes S (en bleu), P (en vert), D (en rose) après ajustement indépendant de chaque bin de masse par différentes initialisations aléatoires. L'intervalle cinématique est $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$. Les points en noir correspondent au nombre d'évènements corrigé de l'acceptance de CLAS, obtenus par l'application de l'intensité sur des évènements Monte Carlo d'espace de phase.

5.2 Analyse en termes de moments

Comme l'a montré la section 5.1, la détermination des amplitudes partielles est rendue difficile par la présence de multiples solutions. Il est alors nécessaire de développer un algorithme permettant de choisir parmi ces solutions, selon un certain modèle physique.

Cependant, il est possible de déterminer les amplitudes partielles de manière indirecte, par l'analyse des moments des distributions angulaires d'un des produits de décroissance d'un méson. Pour l'électroproduction exclusive d'un méson en deux pions, les moments sont définis par [31] :

$$\langle Y_{LM} \rangle (Q^2, x_B, t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-}) = \sqrt{4\pi} \int d\Omega_{\pi^+} \frac{d\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-}}{dt d\Phi dM_{\pi^+\pi^-}} \text{Re}(Y_{LM}(\Omega_{\pi^+})) , \quad (5.25)$$

où $d\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-}$ est la section efficace différentielle réduite selon t , Φ et $M_{\pi^+\pi^-}$, Y_{LM} sont les fonctions d'harmoniques sphériques de degré L et d'ordre M ($0 \leq M \leq L$), et $\Omega_{\pi^+} = (\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+})$ sont les angles polaire et azimuthal du π^+ dans le référentiel d'hélicité.

Les moments peuvent être exprimés par une combinaison bilinéaire des amplitudes partielles $a_{lm} = a_{lm}(\lambda, \lambda', \lambda_\gamma, Q^2, x_B, t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$:

$$\langle Y_{LM} \rangle = \sum_{l'm', lm, \lambda, \lambda'} C(l'm', lm, LM) \times a_{lm} a_{l'm'}^* , \quad (5.26)$$

où l et l' correspondent à des moments angulaires, m et m' à des projections du moment angulaire selon un axe z . Les facteurs $C(l'm', lm, LM)$ correspondent aux coefficients de Clebsch-Gordan. λ_γ est l'hélicité du photon virtuel. λ et λ' sont respectivement les hélicités du nucléon à l'état initial et à l'état final. Les formes explicites des moments sont données dans l'annexe G, avec la troncature $m, m' \leq 1$. Ainsi, les moments représentent des quantités sensibles aux interférences entre amplitudes partielles. La combinaison des différents moments, conjointe à des contraintes sur les amplitudes, permettent de déduire ces dernières.

5.2.1 Paramétrisation

La méthode pour déterminer les moments est ici identique à celle élaborée dans le cadre de l'analyse en amplitudes d'ondes partielles (section 5.1). Le logiciel AmpTools a été utilisé pour réaliser l'analyse. Le processus physique étudié est caractérisé par l'intensité suivante :

$$I(\theta_{HS}, \phi_{HS}) = \sqrt{4\pi} \sum_{L=0}^{L_{max}} \sum_{M=0}^L \langle Y_{LM} \rangle \text{Re}(Y_{LM}(\theta_{HS}, \phi_{HS})) , \quad (5.27)$$

Les moments $\langle Y_{LM} \rangle (Q^2, x_B, t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$ sont les paramètres libres de l'intensité (5.27), à déterminer pour chaque bin $(Q^2, x_B, t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$ indépendamment. Comme dans l'analyse en termes d'amplitudes, l'intensité est ajustée sur les données par la minimisation de la formule (5.10). Le modèle Monte Carlo utilisé pour calculer les intégrales d'espace de phase est décrit dans la section 5.1. Contrairement à l'intensité (5.15), paramétrisée en termes d'amplitudes, la paramétrisation (5.27) en terme de moments ne contient pas de termes quadratiques. Comme la base d'harmoniques sphériques est orthonormale, la résolution numérique de (5.27) est sans ambiguïté. D'après les expressions de l'annexe G, pour bien prendre en compte l'onde D dans laquelle la production de f_2 est attendue, il est nécessaire d'étendre le développement de l'intensité (5.27) au moins jusqu'à $L = 3$. En

effet, le moment $\langle Y_{30} \rangle$ contient les termes d'interférences entre l'onde P , responsable de la production du méson dominant ρ^0 , et l'onde D . Dans ce travail, le développement est porté à $L_{max} = 4$, et aucune troncature n'est appliquée sur M .

5.2.2 Analyse des données expérimentales

Compte tenu des limitations statistiques des données expérimentales, il est nécessaire de faire des compromis dans le choix du binning. La statistique n'est à priori pas suffisante pour déterminer les moments dans un bin $(Q^2, x_B, t, \Phi, M_{\pi^+\pi^-})$. Nous choisissons dans ce travail un domaine cinématique large en Q^2 et x_B , restreint en t , et intégré sur Φ . Le domaine cinématique retenu est $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$ et $0.7 < -t < 1 \text{ GeV}^2$. Pour chaque bin de masse, on procède à 8 scénarii d'ajustement :

1. Un essai « témoin », pour lequel tous les paramètres sont initialisés à 0.
2. 7 essais où les paramètres sont initialisés aléatoirement.

La solution avec le meilleur $-ln L$ est retenue. Parmi ces ajustements, certains ne convergent pas tandis que les autres donnent une même valeur de $-ln L$. Pour ces derniers, les valeurs des paramètres $\langle Y_{LM} \rangle$ extraits sont identiques d'un ajustement à l'autre. La situation est différente de l'analyse en termes d'amplitudes, où différentes initialisations aboutissent à une multitude de résultats de $-ln L$ distincts. Pour s'assurer de la bonne qualité de l'ajustement, il suffit de considérer l'accord entre les données et l'intensité ajustée sur les distributions angulaires $(\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+})$. La figure 5.13 illustre par exemple la qualité de l'ajustement dans la région du pic du ρ^0 . L'accord entre les données et les distributions prédites par l'intensité est très bon. Il en est de même pour l'ensemble des bins de masse considérés dans ce travail.

La figure 5.14 représente les différents moments en fonction des bins de masse invariante. Avec la condition de normalisation (5.17), la valeur des moments correspond à un taux de comptage corrigé de l'acceptance de CLAS.

Le moment $\langle Y_{00} \rangle$, par définition de l'équation (5.26), est proportionnel à la section efficace différentielle $d\sigma/dt$, aux corrections radiatives près³. Cette grandeur montre le pic dominant du ρ^0 , ainsi qu'une épaule dans la région du f_0 et une bosse dans celle du f_2 , signalant la présence de ces résonances dans l'intervalle considéré. Les autres moments contiennent les interférences entre les différentes amplitudes (cf. Annexe G), ce qui permet de déduire la présence ou non d'une amplitude dans une région de masse donnée (si un terme d'interférence est nul, cela signifie qu'une des deux amplitudes formant ce terme est nulle). Les moments $\langle Y_{10} \rangle$ (équation (G.3)) et $\langle Y_{11} \rangle$ (équation (G.4)) contiennent notamment les termes d'interférences entre les ondes S et P. On peut constater que le pic du ρ^0 apparaît principalement dans $\langle Y_{10} \rangle$, autrement dit via les interférences entre S et $P_{m=0}$. Cela semble indiquer que la production du ρ^0 se fait majoritairement dans l'état d'hélicité $m = 0$ de la particule. Dans la région de masse du f_0 (980 MeV), on relève un « creux » étroit dans les distributions $\langle Y_{10} \rangle$ et $\langle Y_{11} \rangle$, occupant 1 à 2 bins de masses (soit de 40 à 80 MeV). Cela conforte la présence de la résonance $f_0(980)$, caractérisée par

3. Dans l'analyse en terme d'amplitudes et en terme de moments de cette thèse, l'intensité est ajustée sur les données réelles, affectées par des effets radiatifs mous, et on utilise un modèle Monte Carlo sans effets radiatifs. On suppose ici que ces effets sont suffisamment négligeables pour considérer que les données en soient dépourvues. Si tel est le cas, alors l'intensité appliquée à des événements Monte Carlo générés non radiatifs décrit correctement la section efficace du processus. Dans le cas contraire, il faudrait d'abord ajuster l'intensité sur les données et un modèle Monte Carlo radiatif, effectuer l'extraction d'événements Monte Carlo générés avec des effets radiatifs mous selon cette intensité, puis appliquer les corrections radiatives aux distributions physiques résultantes de cette extraction.

une largeur très étroite dans la limite basse indiquée dans la référence [1]. La résolution de masse invariante adoptée dans cette analyse (40 MeV par bin de masse) est probablement limitante pour étudier le f_0 . Notons également que l'existence de cette structure est à mettre sous réserve des erreurs systématiques sur les moments, qui ne sont pas évaluées ici. Dans le moment Y_{11} , on relève également la présence d'un pic dans la région du f_2 , signant la formation de cette résonance dans l'intervalle cinématique considéré. Cette structure apparaît dans d'autres moments, tels que Y_{22} , Y_{30} et Y_{30} , ce qui implique la production du f_2 entre en jeu par l'interférence de l'onde D avec plusieurs amplitudes.

L'étape suivante consiste à extraire la contribution des amplitudes partielles à partir de l'ensemble des moments mesurés. Les amplitudes doivent être paramétrisées par une relation dite de dispersion, puis ajuster les paramètres libres de ces amplitudes sur les équations 5.26. Il faut cependant s'assurer que la dépendance des moments selon les différentes variables cinématiques de la réaction soit aussi précise que la dépendance des amplitudes selon ces variables. Idéalement, l'ajustement des moments devrait être réalisé dans des intervalles suffisamment fins pour chacune des variables cinématiques. Malheureusement, la statistique de nos données expérimentales ne permet pas de procéder à une telle analyse. En l'état actuel, il serait préférable de supposer la dépendance des amplitudes selon certaines variables cinématiques connues et paramétriser celle-ci en conséquence. Cette dépendance peut être introduite au sein du modèle Monte Carlo. La dépendance des sections efficaces $\sigma^{\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-}$ en fonction d'une des différentes variables cinématiques Q^2 , x_B , $-t$ ou Φ , fournit une paramétrisation de référence qui indique de quelle façon générer les événements du modèle Monte Carlo. Nous disposons déjà d'une méthode pour extraire ces sections efficaces, exposée dans le chapitre 3.

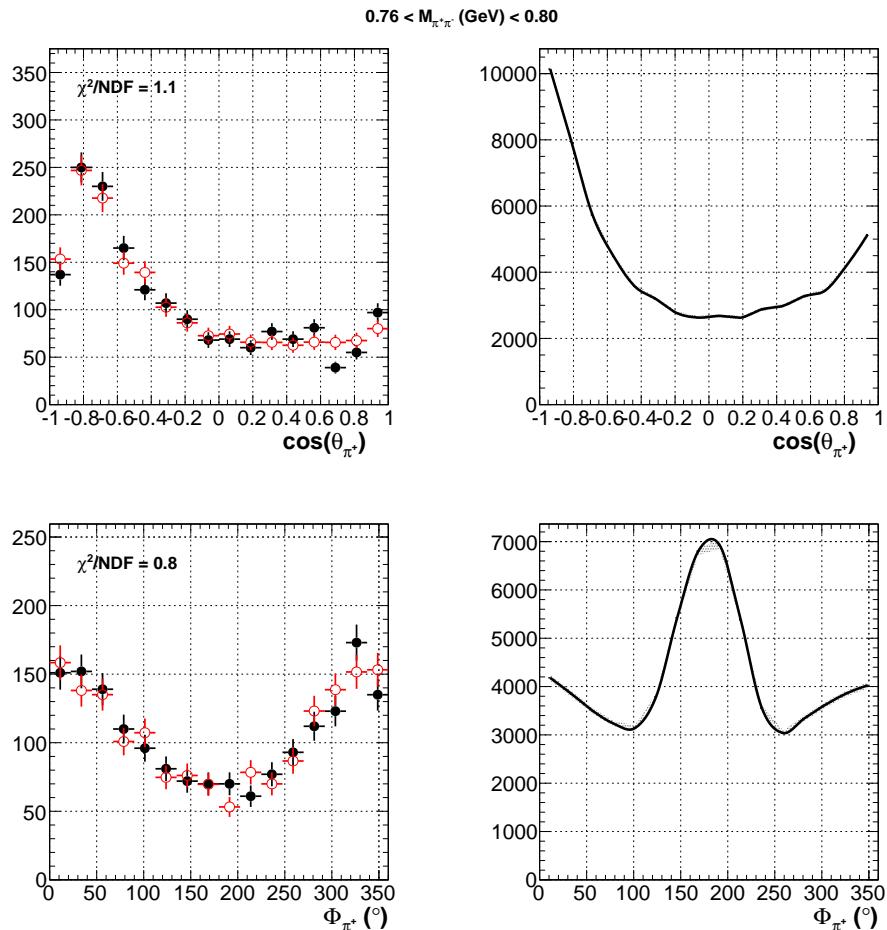


FIGURE 5.13 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité. Le domaine cinématique est $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $0.7 < -t < 1 \text{ GeV}^2$ et $0.76 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.80 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

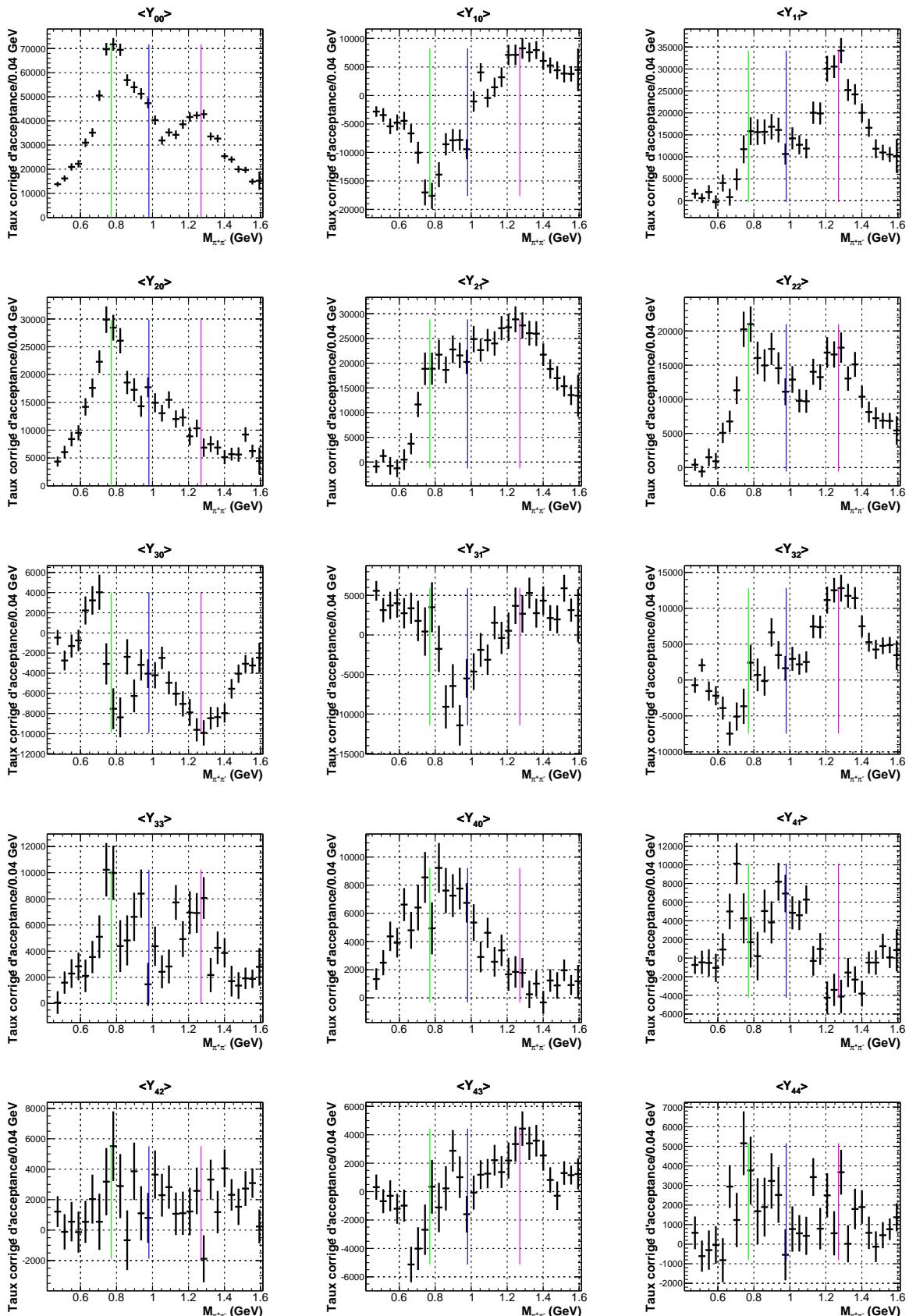


FIGURE 5.14 – Moments des distributions angulaires du π^+ dans l'intervalle cinétique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $0.7 < -t < 1 \text{ GeV}^2$, en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Les lignes verticales vertes, bleues et roses indiquent respectivement la masse du $\rho^0(770)$, du $f_0(980)$ et du $f_2(1270)$. Les barres d'erreurs sont statistiques uniquement.

Quatrième partie

Interprétation des résultats

Chapitre 1

Comparaison avec le modèle JML

Dans ce chapitre, nous nous proposons de comparer les résultats de l'analyse de données avec le modèle de Jean-Marc Laget (JML). Dans un premier temps, nous allons décrire la paramétrisation du modèle. Ensuite, on examinera et interprétera les résultats du modèle comparés aux spectres des sections efficaces expérimentales.

1.1 Photoproduction

Comme nous l'avons vu dans la partie I, la photo- et l'électro-production de méson au dessus de la région des résonances peuvent être interprétées par l'échange de trajectoires de mésons « reggés » dans la voie t .

Le modèle original « VGL » [9] a été d'abord développé pour la photoproduction des mésons pseudo-scalaires, puis a été étendu aux mésons vecteurs [8]. Les équations des trajectoires de Regge considérées dans le modèle JML sont les suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha_\pi &= 0.7(t - m_\pi^2) \\ \alpha_{f_2} &= 0.55 + 0.7t \\ \alpha_\sigma(t) &= -0.175 + 0.7t \\ \alpha_P(t) &= 1.08 + 0.25t \\ \alpha_\rho(t) &= 0.55 + 0.76t ,\end{aligned}\tag{1.1}$$

où P désigne le Pomeron, une particule hypothétique ayant les nombres quantiques du vide (ie de valeurs nulles). Dans sa version actuelle, le modèle tient compte de la production des canaux suivants [74] :

- $\gamma p \rightarrow \pi\Delta$, comprenant le $\Delta(1232)$ et ses états excités.
- $\gamma p \rightarrow \pi N^*$.
- $\gamma p \rightarrow p\rho^0$.
- $\gamma p \rightarrow p\sigma^0$.
- $\gamma p \rightarrow pf_0$.
- $\gamma p \rightarrow pf_2$.

L'amplitude de production du $\Delta(1232)$ est la somme invariante de jauge du terme d'échange du pion, du terme de contact, du terme d'échange du nucléon et du terme d'échange du $\Delta(1232)$. Les diagrammes sont représentés dans la figure 1.1. La trajectoire saturante du pion (figure 1.2) est utilisée pour décrire le propagateur de Regge. L'amplitude du $\Delta(1232)$ est reggésée en la multipliant par le propagateur P_{Regge}^π et en la divisant par le propagateur de Feynman [74].

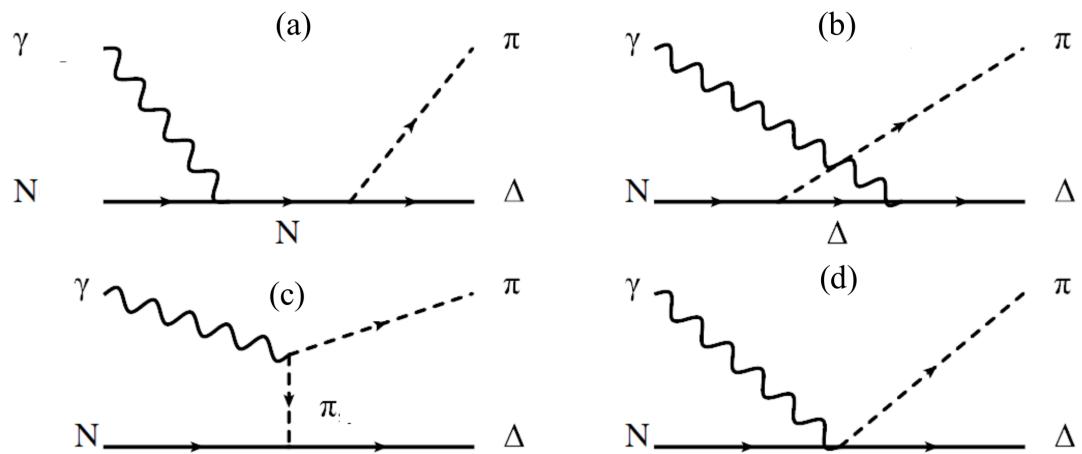


FIGURE 1.1 – Diagrammes d'échanges pour la photoproduction du $\Delta(1232)$, pris en compte dans le modèle JML : (a) Echange du nucléon, (b) Echange du Δ , (c) Echange du π , (d) Terme de contact.

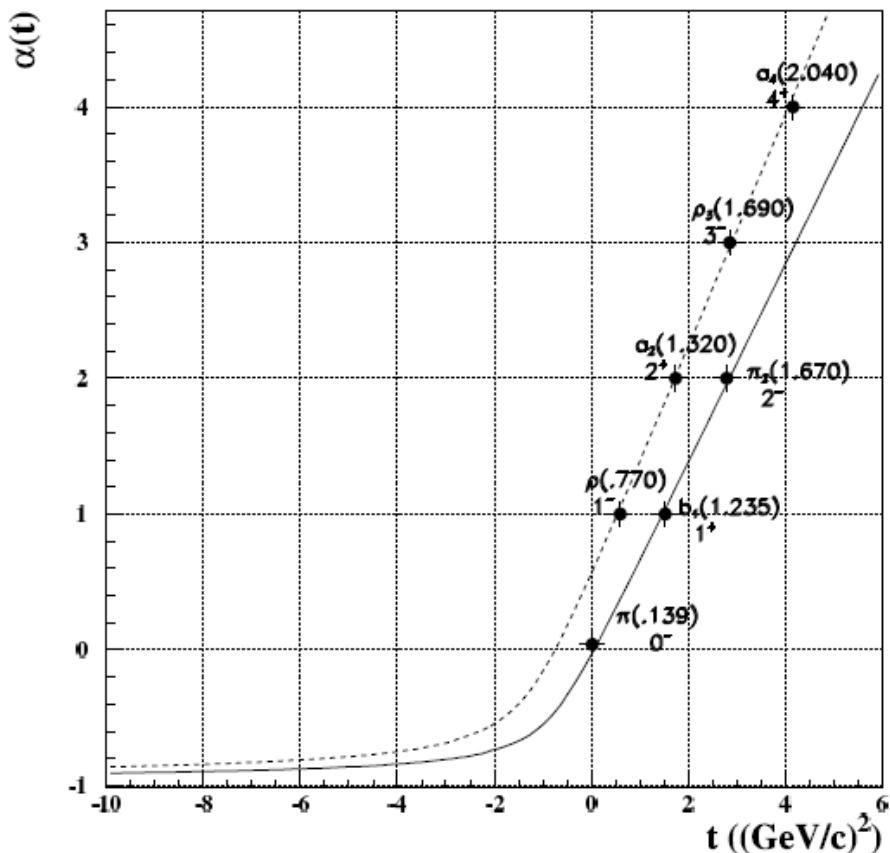


FIGURE 1.2 – Les trajectoires saturantes du ρ^0 et du π^0 . La saturation se manifeste vers les t négatifs.

L'amplitude de production des autres résonances Δ et N^* est décrite par le mécanisme d'échange du pion.

Pour la production des mésons ρ^0 , f_0 , f_2 et σ , les diagrammes considérés dans l'amplitude de production sont présentés dans la figure 1.3.

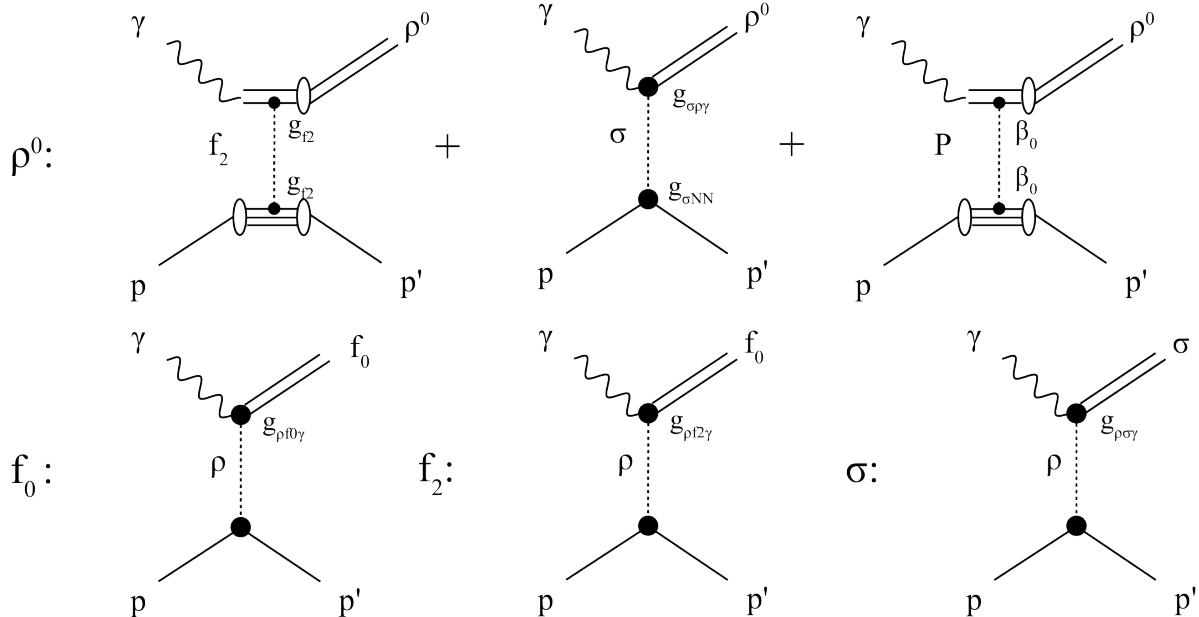


FIGURE 1.3 – Diagrammes d'échanges principaux dans la voie t pour les réactions de photoproduction des mésons ρ^0 , f_0 , f_2 et σ .

L'amplitude de production du ρ^0 est la somme du terme d'échange du Pomeron, du terme d'échange du f_2 , du terme d'échange du σ^0 et du terme d'échange du π (négligeable) dans la voie t . Les amplitudes de production du σ , f_0 et f_2 sont basées sur l'échange de la trajectoire de Regge saturante du ρ^0 (figure 1.2) dans la voie t .

Les constantes de couplage $g_{\sigma\rho\gamma}$, $g_{\sigma NN}^2/4\pi$, $g_{f_2}^2/\beta_0^2$, $g_{\rho\sigma\gamma}$, $g_{\rho f_0\gamma}$ et $g_{\rho f_2\gamma}$, représentées dans la figure 1.3, sont les paramètres libres du modèle. Elles sont ajustées en comparant le résultat du modèle avec les données de photoproduction existantes. La figure 1.4 montre les résultats pour la photoproduction des mésons vecteurs. Les valeurs des constantes de couplage utilisées dans le modèle sont récapitulées dans le tableau 1.1.

| Constantes de couplages | Valeurs |
|-------------------------|----------------------|
| $g_{\sigma\rho\gamma}$ | 1 |
| $g_{\sigma NN}^2/4\pi$ | 15 |
| $g_{f_2}^2/\beta_0^2$ | 9 |
| β_0^2 | 4 GeV^{-2} |
| $g_{\rho\sigma\gamma}$ | 3 |
| $g_{\rho f_0\gamma}$ | 1.25 |
| $g_{\rho f_2\gamma}$ | 7 |

TABLE 1.1 – Valeurs des constantes de couplage intervenant dans la production des mésons ρ , σ , f_0 et f_2 .

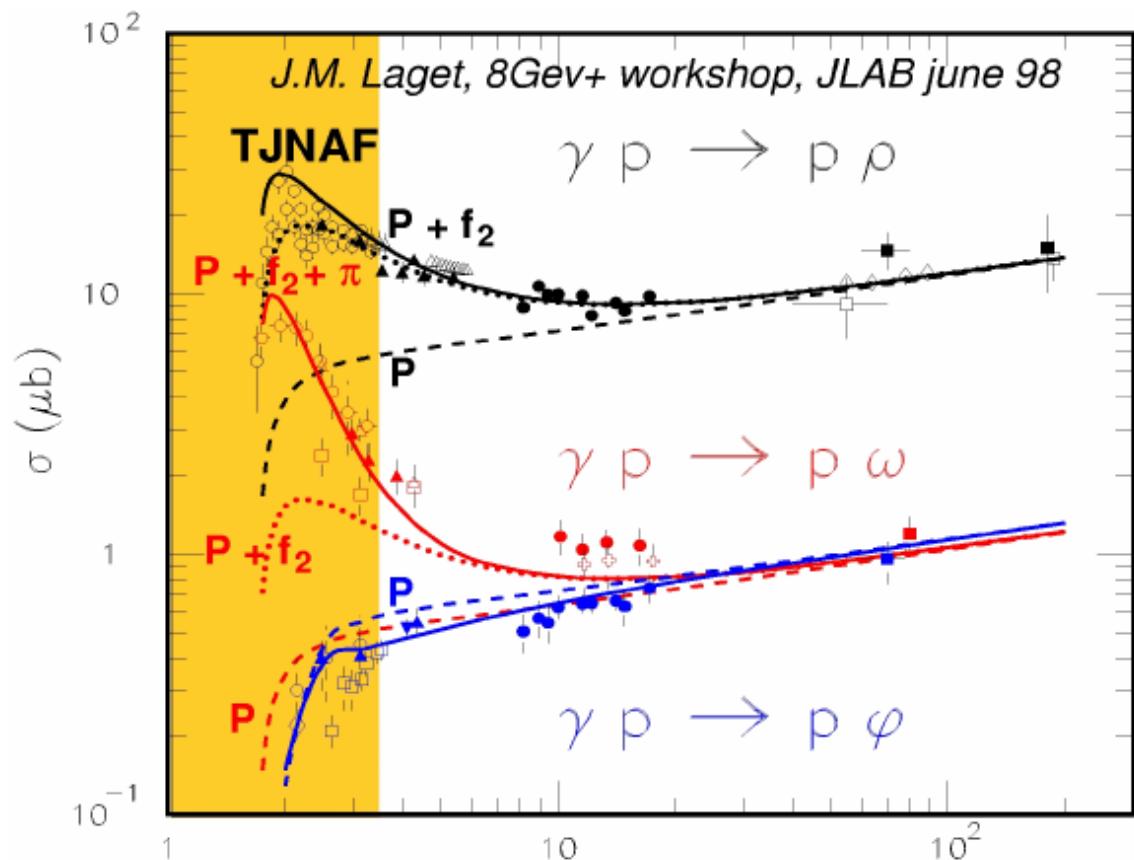


FIGURE 1.4 – Sections efficaces de photoproduction des mésons vecteurs sur le proton, en fonction de W . Les prédictions du modèle JML sont représentées par les courbes. La région en jaune correspond à la région cinématique accessible par JLab à 6 GeV [75].

1.2 Extension à l'électroproduction

Le modèle JML, développé à l'origine dans le cadre de la photoproduction, a été étendu à l'électroproduction [10]. L'amplitude dans ce cas est proportionnelle à :

$$J_\mu j^\mu = -\vec{J}_\perp \cdot \vec{j}_\perp - J_z j_z + J_0 j_0 , \quad (1.2)$$

où J_μ et j^μ sont les quadrivecteurs de courant du proton (courant hadronique) et de l'électron (courant leptonique) respectivement. Par l'invariance de jauge, chacun de ces courants est conservé :

$$q^\mu J_\mu = q^\mu j_\mu = 0 , \quad (1.3)$$

où q^μ désigne le quadrivecteur du photon virtuel échangé. L'équation (1.3) permet de réexprimer les composantes temporelles J_0 et j_0 par les relations :

$$\nu J_0 = |\vec{q}| J_z , \quad (1.4)$$

et

$$\nu j_0 = |\vec{q}| j_z . \quad (1.5)$$

On en déduit alors l'amplitude :

$$T \propto J_\mu j^\mu = -\vec{J}_\perp \cdot \vec{j}_\perp + \frac{Q^2}{\nu^2} j_z J_z . \quad (1.6)$$

L'amplitude (1.6) fait intervenir les composantes longitudinales des courants J_Z et j_z . Pour étendre le modèle JML à l'électroproduction, il faut introduire des facteurs de forme électromagnétiques pour tenir compte de la taille finie du vertex ($\gamma^* - M - R$), où M est le méson échangé et R désigne le méson de l'état final :

$$F_{\gamma^* MR} = \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{\Lambda_0^2}} , \quad (1.7)$$

où Λ_0 désigne l'échelle de masse du vertex $\gamma^* MR$. Pour tenir compte du fait qu'à grand t on sonde des configurations du nucléon de plus en plus petites, une dépendance en t sur l'échelle de masse Λ a été introduite [76] :

$$F_{\gamma^* MR} = \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{\Lambda_0^2} \left(\frac{1+\alpha_M(t)}{1+\alpha_M(0)} \right)^2} . \quad (1.8)$$

On rappelle que $\alpha_M(t)$ est la trajectoire du méson échangé. Dans la version du modèle utilisé dans ce travail, les paramètres Λ_0 pour le σ , f_0 et f_2 sont identiques :

$$\Lambda_{0\sigma}^2 = \Lambda_{0f_0}^2 = \Lambda_{0f_2}^2 = 0.6 \text{ GeV}^2 . \quad (1.9)$$

1.3 Comparaison du modèle avec les données

Le modèle décrit dans les sections précédentes est comparé aux spectres de sections efficaces $\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$ en fonction de la masse invariante $M_{\pi^+ \pi^-}$. Les spectres sont définis dans les bins Q^2 , x_B , t utilisés pour mesurer les sections efficaces des f_0 et des f_2 dans ce travail de thèse. Dans le modèle, les distributions de sections efficaces sont générées par la

méthode d'extraction de Monte Carlo, en respectant les amplitudes de productions définies précédemment.

Les figures 1.5 et 1.6 montrent les spectres des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt dM_{\pi^+\pi^-}}$ pour différents bins en $-t$, dans un domaine cinématique à Q^2 fixé ($1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$) et à x_B variable ($0.15 < x_B < 0.22$ et $0.22 < x_B < 0.28$ respectivement). Ces domaines cinématiques diffèrent donc par leur énergie ($W = 2.88 \text{ GeV}$ pour la figure 1.5 contre $W = 2.42 \text{ GeV}$ pour la figure 1.6) et par le rapport de polarisation du photon virtuel $\varepsilon = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ ($\varepsilon = 0.28$ contre $\varepsilon = 0.59$).

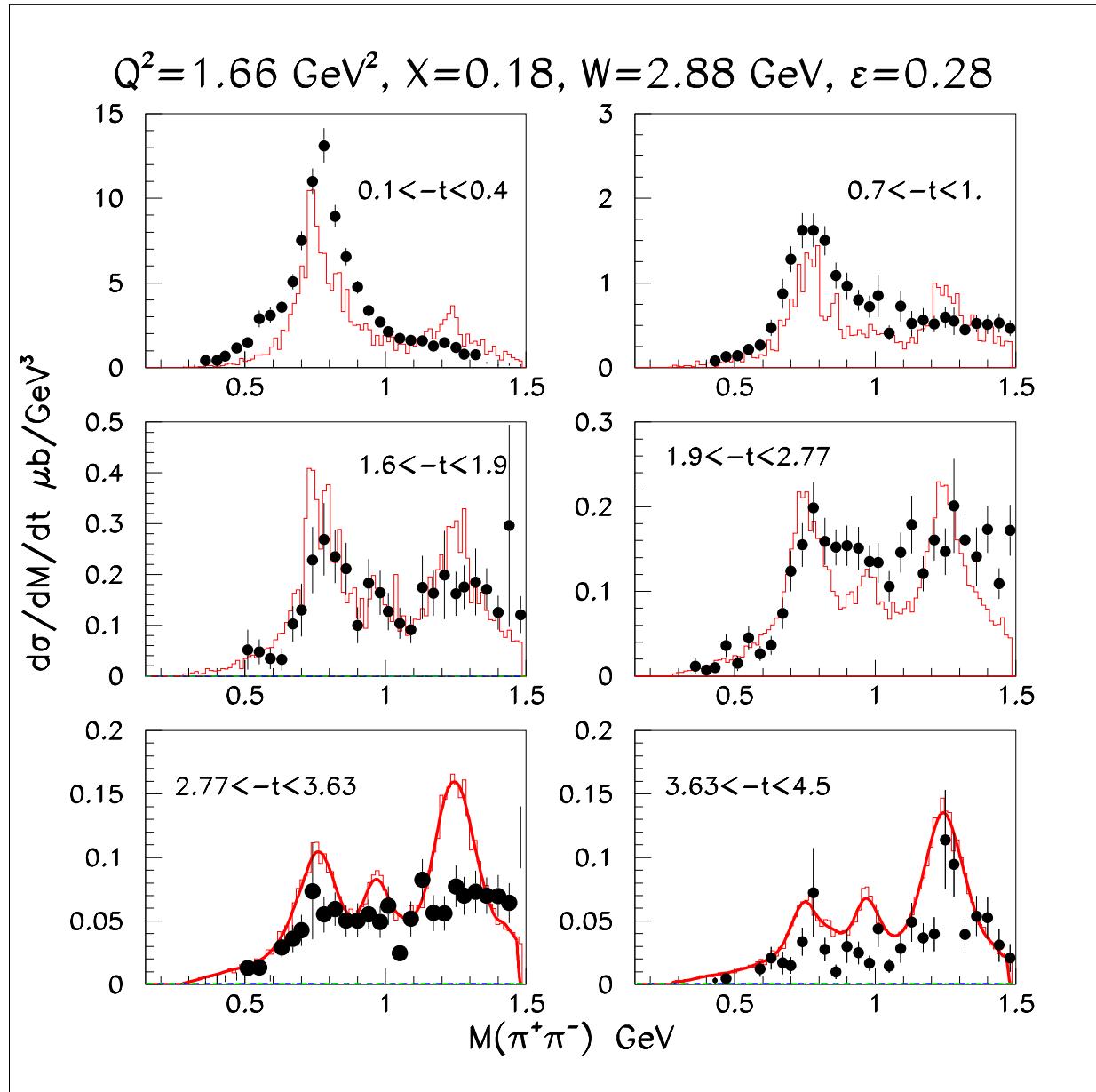


FIGURE 1.5 – Spectres des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt dM_{\pi^+\pi^-}}$ des données expérimentales (points noirs) et du modèle JML (histogrammes et courbes rouges), pour différents intervalles en t . Le domaine cinématique est $1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et $0.15 < x_B < 0.22$. Figure de Jean-Marc Laget [74].

Dans les deux figures, le modèle est en bon accord avec les spectres expérimentaux, dans

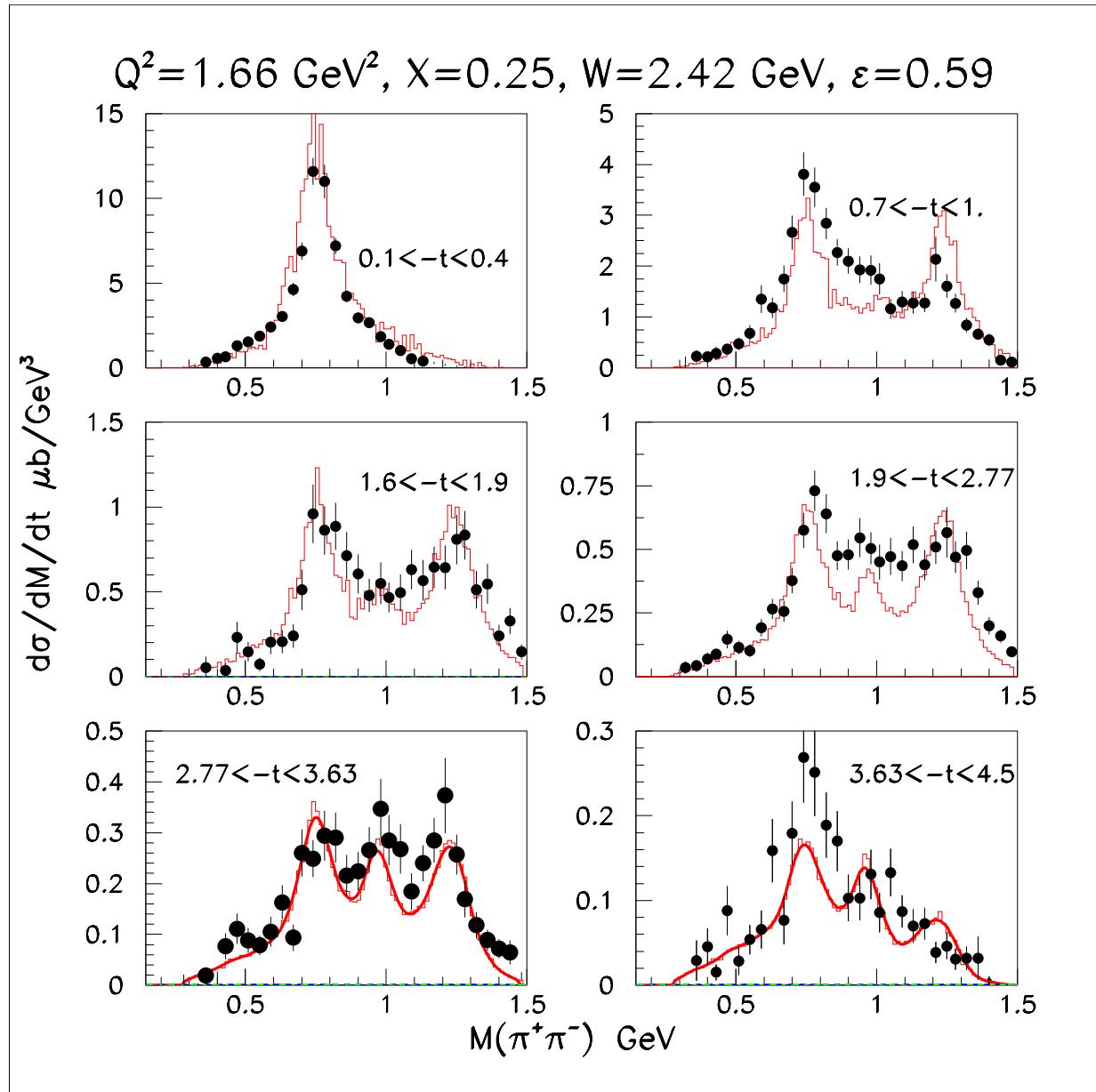


FIGURE 1.6 – Spectres des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt dM_{\pi^+\pi^-}}$ des données expérimentales (points noirs) et du modèle JML (histogrammes et courbes rouges), pour différents intervalles en t . Le domaine cinématique est $1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et $0.22 < x_B < 0.28$ [74].

les différents bin en $-t$. Cet accord entre le modèle et les données à la même valeur de Q^2 pour différentes valeurs de ε est une indication que le rapport de polarisation longitudinal et transverse est sous contrôle dans le modèle.

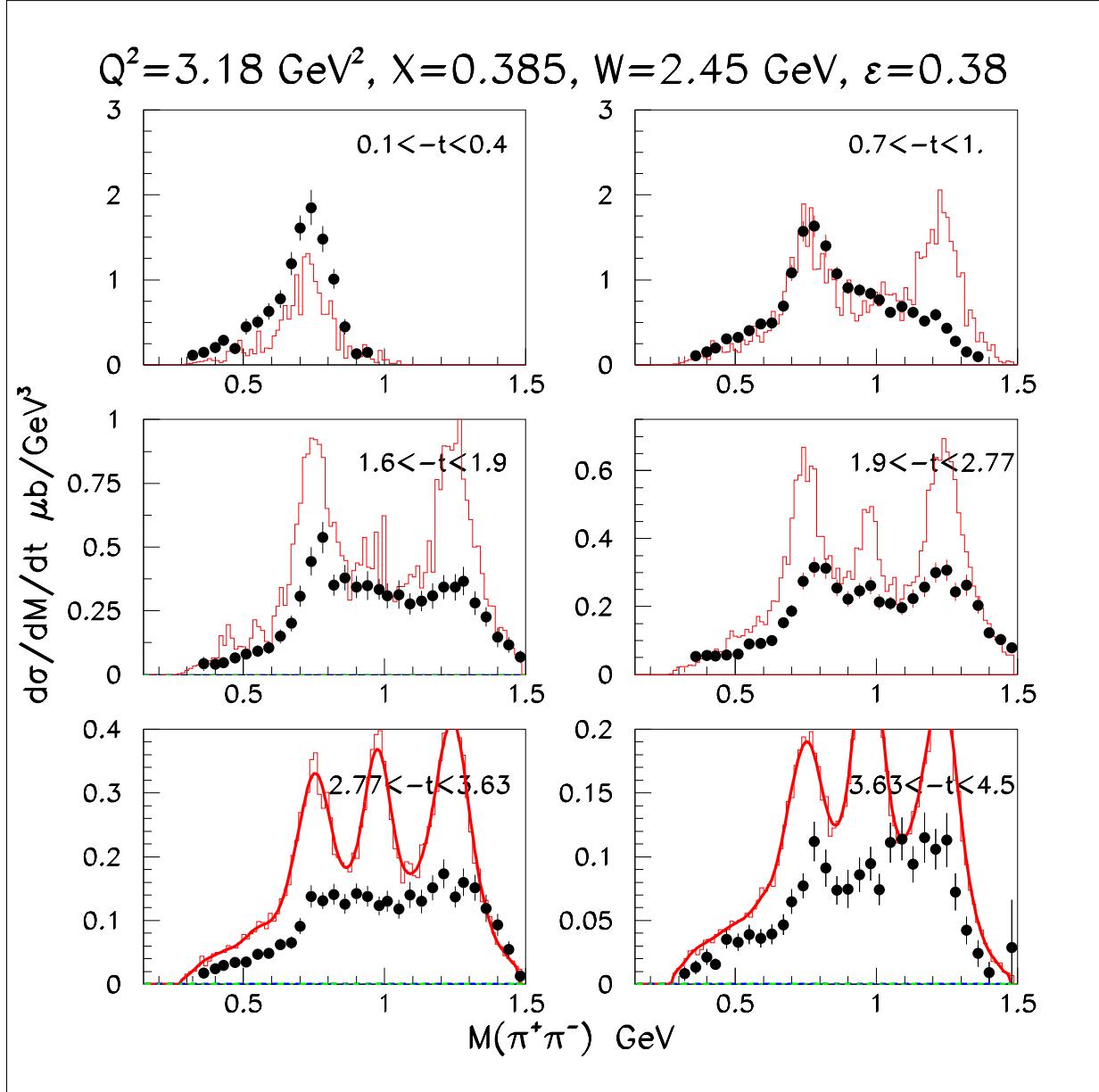


FIGURE 1.7 – Spectres des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt dM_{\pi^+\pi^-}}$ des données expérimentales (points noirs) et du modèle JML (histogrammes et courbes rouges), pour différents intervalles en t . Le domaine cinématique est $2.8 < Q^2 < 3.6 \text{ GeV}^2$ et $0.35 < x_B < 0.42$ [74].

En considérant les domaines cinématiques (Q^2, x_B) couverts par les figures 1.6 et 1.7, l'énergie W y est fixée ($W = 2.4 \text{ GeV}$) et Q^2 est variable. Dans la figure 1.7, où Q^2 est le plus grand, le modèle prédit des spectres de sections efficaces plus élevés et les résonances ρ^0, f_0 et f_2 sont systématiquement surestimées au delà de $-t = 1 \text{ GeV}^2$. Ainsi, le modèle reproduit bien les spectres de masses à grande énergie, et notamment leur dépendance en t au point photon réel ($Q^2 = 0$) et jusqu'à $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$ environ. Au delà, et notamment jusqu'au voisinage de $Q^2 = 3 \text{ GeV}^2$, l'accord est correct jusqu'à $-t = 2 \text{ GeV}^2$ environ, mais le modèle surestime les données à grand $-t$ et à grand Q^2 .

Par ailleurs, si on paramétrise le modèle par des facteurs de forme où l'échelle de masse est constante (formule (1.7)), on obtient de moins bons résultats dans le domaine cinématique $1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et $0.22 < x_B < 0.28$, comme l'illustre la figure 1.8.

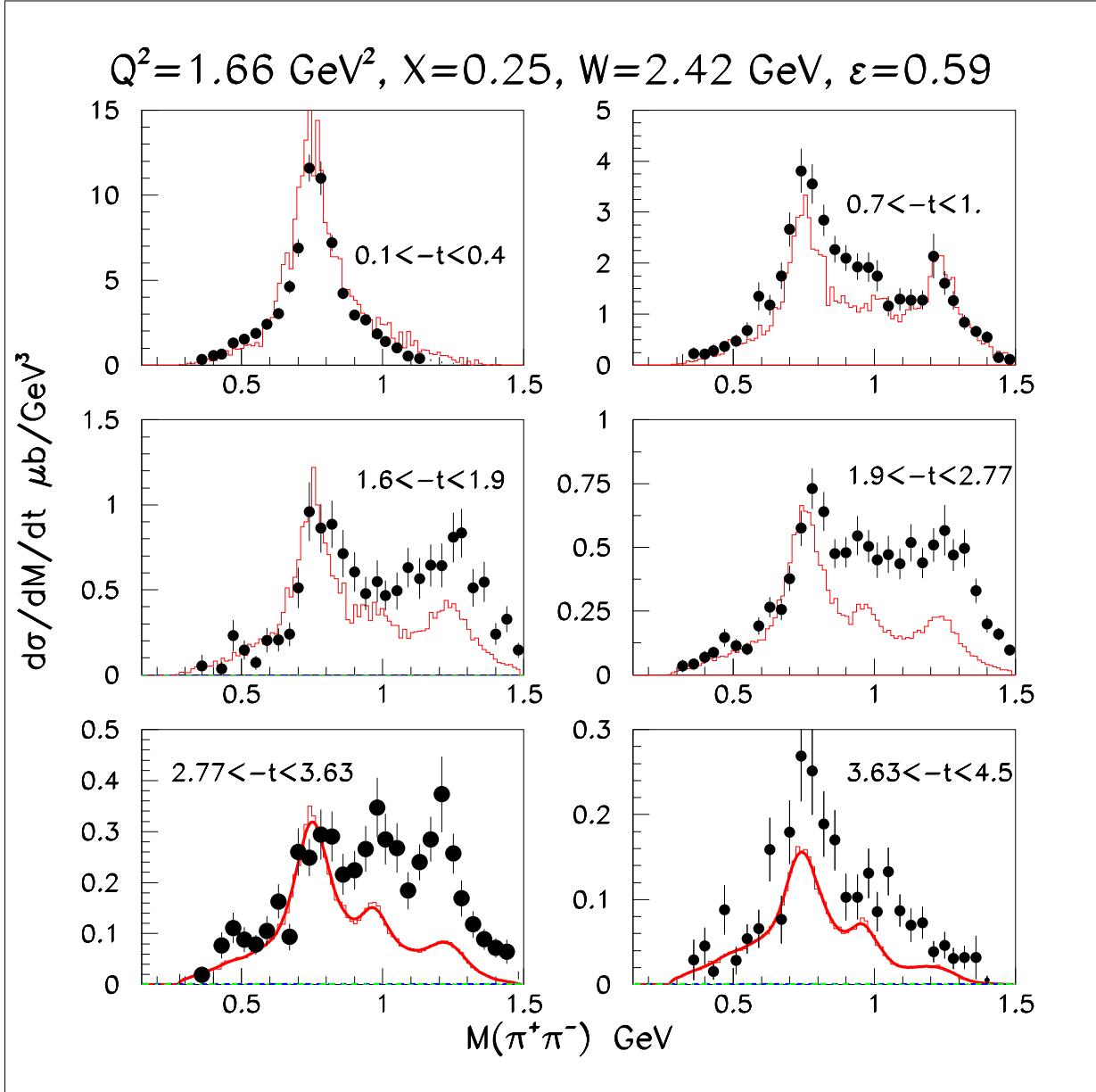


FIGURE 1.8 – Spectres des sections efficaces $\frac{d\sigma}{dt dM_{\pi^+\pi^-}}$ des données expérimentales (points noirs) et le modèle JML (histogrammes et courbes rouges) décrit par des facteurs de formes avec une échelle de masse de coupure constante . Le domaine cinématique est $1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et $0.20 < x_B < 0.28$. [74]

On peut en déduire qu'avec des facteurs de forme électromagnétiques « classiques » (échelle de masse constante), il n'est pas possible de reproduire l'amplitude des distributions de masse à grand $-t$, dans le domaine des photons virtuels.

Le modèle JML permet également de prédire la section efficace pour chaque canal individuellement. Dans ce cas, le méson M d'un canal $\gamma^* p \rightarrow pM$ donné est considéré comme stable (il ne décroît plus en une paire $\pi^+\pi^-$), et seule l'amplitude de production

de cette réaction est prise en compte. Les figures 1.9 et 1.10 présente les dépendances en $-t$ des différents canaux, comparées aux sections efficaces différentielles mesurées dans ce travail de thèse. Le domaine cinématique est fixé en Q^2 et varie en W entre les deux figures. A l'énergie la plus haute (figure 1.9), l'accord entre le modèle et les mesures de sections efficaces est bon pour le ρ^0 et le f_2 , et valide la méthode d'extraction de ces canaux pris individuellement. En revanche, pour le f_0 , il existe un désaccord pouvant atteindre un facteur 10 à bas $-t$. Notons cependant que l'erreur systématique de ces mesures est très importante. A plus basse énergie (figure 1.10), l'accord pour le ρ^0 se détériore quand t augmente ; pour le bin $3.63 < -t < 4.5 \text{ GeV}^2$, le désaccord est de l'ordre d'un facteur 2 entre la prédiction du modèle et la mesure. Le f_0 est fortement sous-évalué (d'un facteur 10), en comparaison avec nos mesures. Le f_2 est en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Sous réserve d'une meilleure dépendance selon $-t$, la description classique en termes d'échanges de particules dans la voie t n'est pas bien adaptée dans un domaine de grand $-t$ et grand Q^2 . C'est là que les degrés de liberté associés aux quarks deviennent une nécessité, mais à ce jour des modèles de GPDs décrivant l'électroproduction du f_0 et du f_2 n'ont pas encore été développés.

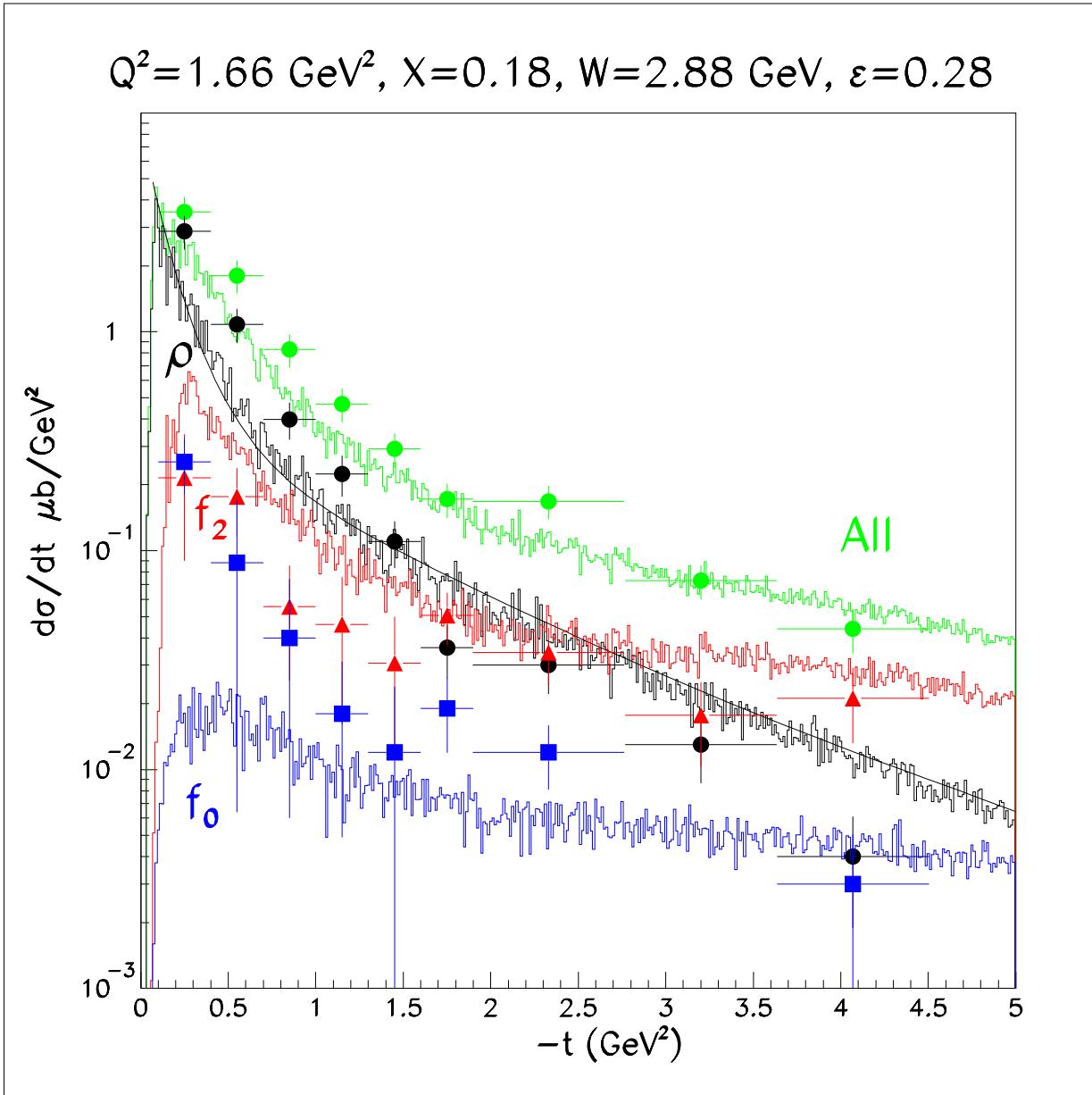


FIGURE 1.9 – Dépendances en $-t$ des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la production de $\pi^+\pi^-$ (en vert), du ρ^0 (en noir), du f_0 (en bleu) et du f_2 (en rouge). Les distributions prédites par le modèle JML sont représentées par les lignes continues et les mesures expérimentales par les points. La barre d'erreur sur chaque point corresponds à l'erreur totale. Le domaine cinématique est $1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et $0.15 < x_B < 0.22$. [74]

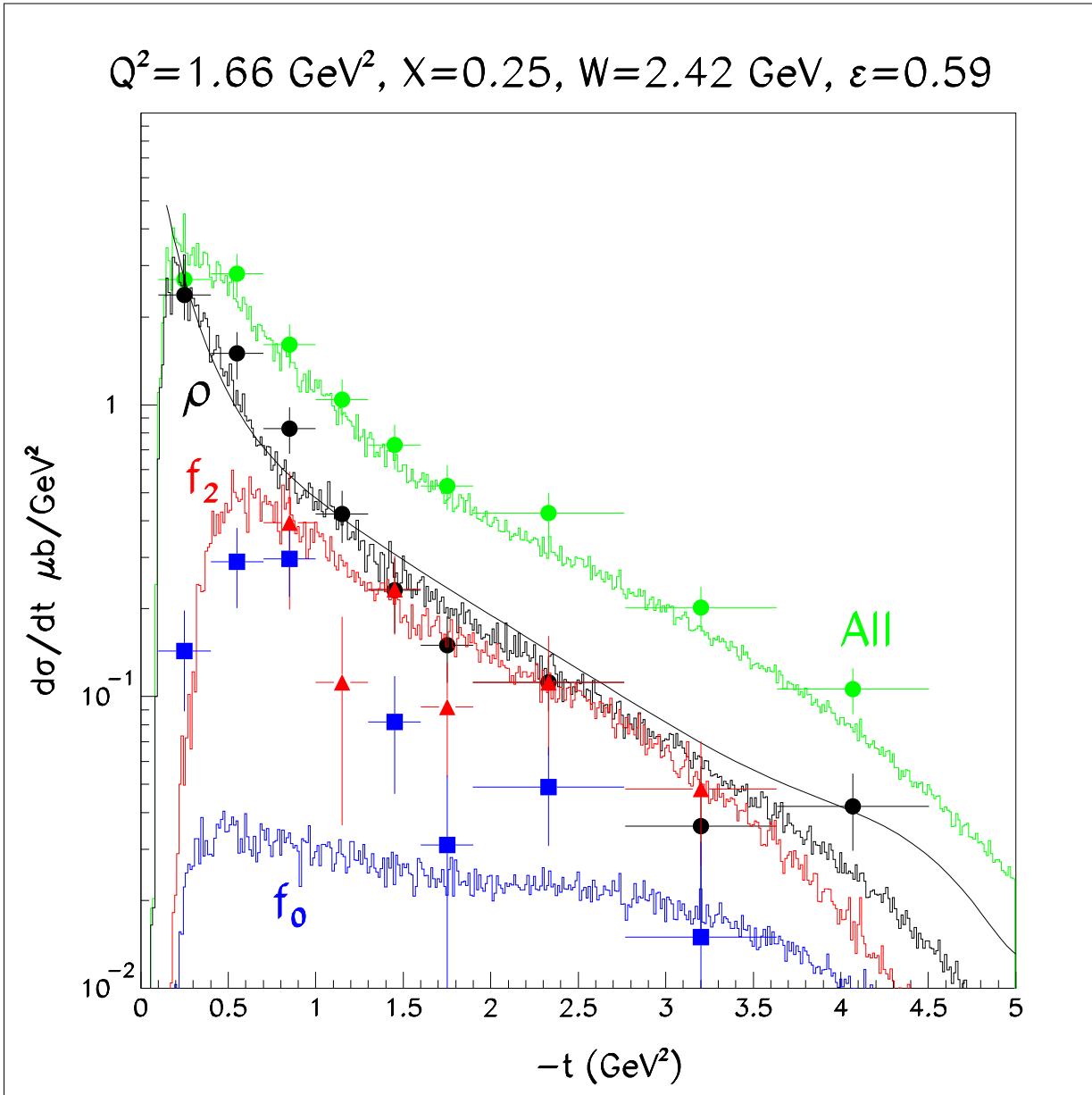


FIGURE 1.10 – Dépendances en $-t$ des sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la production de $\pi^+\pi^-$ (en vert), du ρ^0 (en noir), du f_0 (en bleu) et du f_2 (en rouge). Les distributions prédites par le modèle JML sont représentées par les lignes continues et les mesures expérimentales par les points. La barre d'erreur sur chaque point correspond à l'erreur totale. Le domaine cinématique est $1.5 < Q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$ et $0.22 < x_B < 0.28$. [74]

Chapitre 2

Comparaison avec les données existantes

L'analyse des données de ce travail de thèse (partie III) a permis de mesurer des mésons de nature différente : un méson vecteur (ρ^0), un méson scalaire (f_0) et un méson tenseur (f_2). Dans ce chapitre, ces mésons sont mis en rapport avec les données existantes. Pour compléter l'étude de sections efficaces de production de mésons de différents spins, les données d'électroproduction exclusive du pseudo-scalaire π^0 , extensivement mesuré par la collaboration CLAS, sont également incluses dans cette comparaison.

2.1 Sections efficaces totales

Dépendance en W La figure 2.1 montre les sections efficaces des mésons ρ^0 , f_0 , f_2 et π^0 en fonction de W pour différents domaines en Q^2 . La plupart des mesures du f_0 et f_2 montrent des larges erreurs systématiques. Malgré cela, les mesures de ces particules dans les intervalles ($1.50 < Q^2 < 1.82 \text{ GeV}^2$) et ($2.15 < Q^2 < 2.48 \text{ GeV}^2$) permettent d'examiner des tendances. Les sections efficaces en fonction de W du ρ^0 , f_0 , f_2 et π^0 montrent un même comportement aux énergies de JLab : elles diminuent toutes quand W augmente, dans la limite des erreurs systématiques. Ce comportement peut être attribué au mécanisme d'échange de méson dans la voie t . Les sections efficaces du f_0 et du f_2 sont similaires, et sont 5 à 50 fois inférieures à celle du ρ^0 . À bas Q^2 , les sections efficaces du π^0 sont également proches de celles du f_0 et f_2 . L'écart entre le π^0 d'une part, et le f_0 et le f_2 d'autre part, se creuse à mesure que Q^2 s'accroît.

Dépendance en Q^2 La figure 2.2 montre la dépendance en Q^2 des mésons considérés, dans les deux bins x_B pour lesquels nous avons la meilleure couverture cinématique. Les sections efficaces du f_0 et du f_2 décroissent en fonction de Q^2 plus fortement que le ρ^0 . À plus grand Q^2 , des interactions à plus petite échelle de distance sont mises en jeu. Ces interactions de petites échelles semblent supprimer de manière importante la production de f_0 et de f_2 , ce qui suggère que ces mésons sont formés par des systèmes de plus grande taille que pour le ρ^0 . Pour estimer cette dépendance, les points sont ajustés par l'expression $A/(Q^2)^\alpha$ (figure 2.2). Les sections efficaces de production du ρ^0 montrent une dépendance en $1/Q^6$, tandis que le f_0 et le f_2 présentent tous deux une dépendance en $1/Q^{10}$. Dans le cadre de l'interprétation partonique décrite dans la partie (partie I, chapitre 2, figure 2.6), la QCD prédit un comportement asymptotique $\sigma_L \sim 1/Q^6$ pour la production de méson par des photons longitudinaux, et $\sigma_T \sim 1/Q^8$. Pour le ρ^0 , le rapport $R_\rho = \sigma_L/\sigma_T$

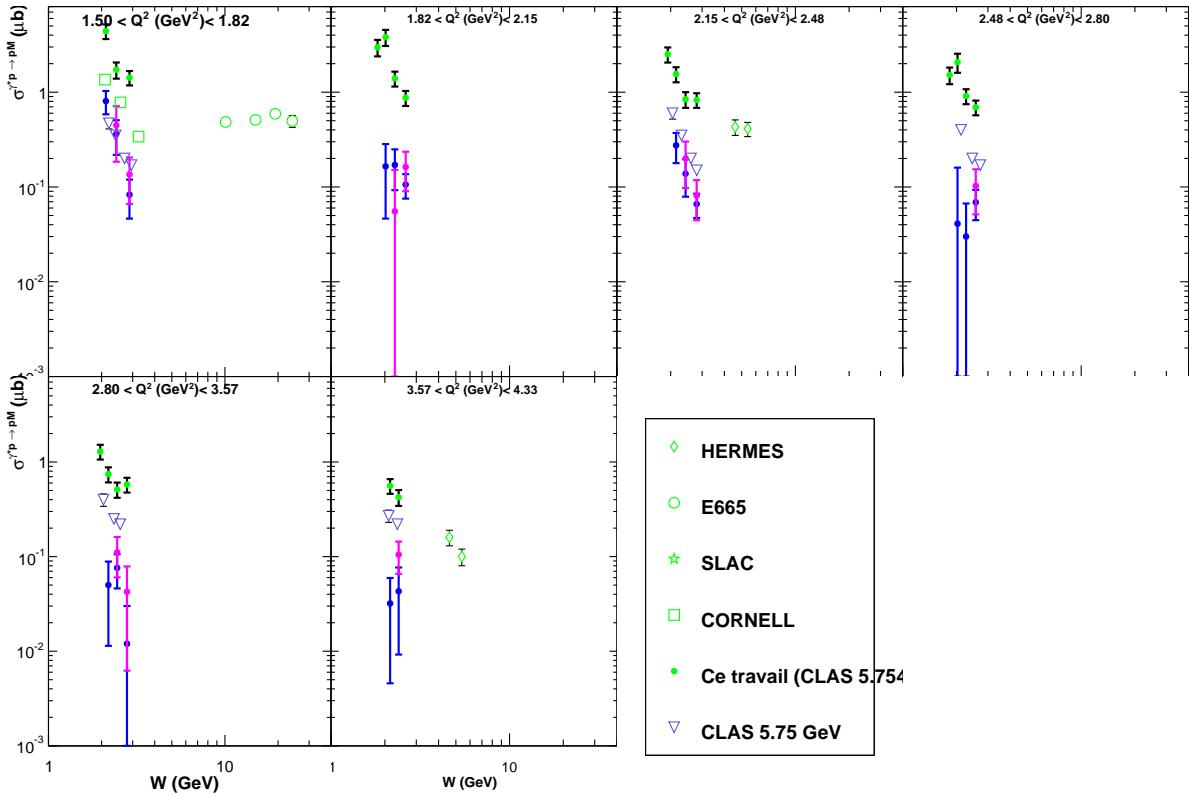


FIGURE 2.1 – Sections efficaces totales d'électroproduction exclusive sur le proton en fonction de W pour des bins fixés en Q^2 , pour les mésons ρ^0 (en vert), f_0 (en bleu), f_2 (en rose), et π^0 (triangles bleu) [67]. Les données mondiales de CORNELL, HERMES et E665 proviennent des références [58], [79] et [80]. Les barres d'erreurs comprennent les erreurs statistiques et systématiques.

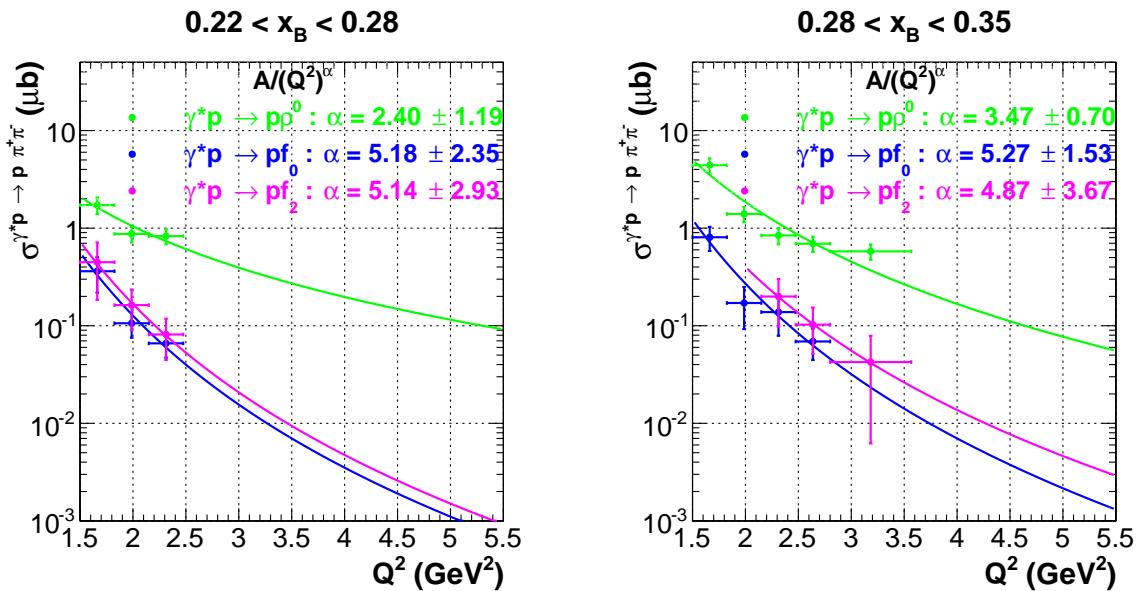


FIGURE 2.2 – Ajustement de la dépendance en Q^2 des sections efficaces du ρ^0 , f_0 et f_2 par la fonction $A/(Q^2)^\alpha$. Les résultats sont représentés sur chaque graphique.

est évalué entre 1 et 2.5 dans un intervalle en Q^2 compris entre 2 et 5 GeV^2 [55]. Ainsi, la composante longitudinale de la section efficace totale tend à être dominante à grand Q^2 , ce que confirme la loi de puissance ajustée sur la section efficace totale. Par contre, la loi de puissance ajustée pour le f_0 et le f_2 décroît en $1/Q^{10}$ et ne correspond pas à un comportement asymptotique prévu dans le cadre de la QCD perturbative. Il est probable que ces mesures de section efficace ne sont pas à des Q^2 suffisamment élevés pour mettre en évidence un comportement asymptotique.

2.2 Sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$

Dans la région $0.5 < -t < 4 \text{ GeV}^2$, les sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$ des différents mésons présentent un comportement asymptotique que l'on peut ajuster par la fonction Ae^{-bt} . Comme il a été évoqué précédemment, le paramètre b peut être assimilé à un paramètre d'impact et relié à la taille transverse du système $\gamma^* - p$. Dans la figure 2.3, on constate une augmentation de b avec W pour les mésons ρ^0 , f_0 et π^0 . L'augmentation de b traduit ici le fait que la région d'interaction dans le nucléon augmente avec W . En interprétant cela d'un point de vue partonique, les quarks de valence (bas W) sont localisés au cœur du nucléon tandis que les quarks de la mer (haut W) s'étendent à la périphérie. Pour le f_2 , en revanche, le paramètre b reste constant sur l'intervalle en W accessible.

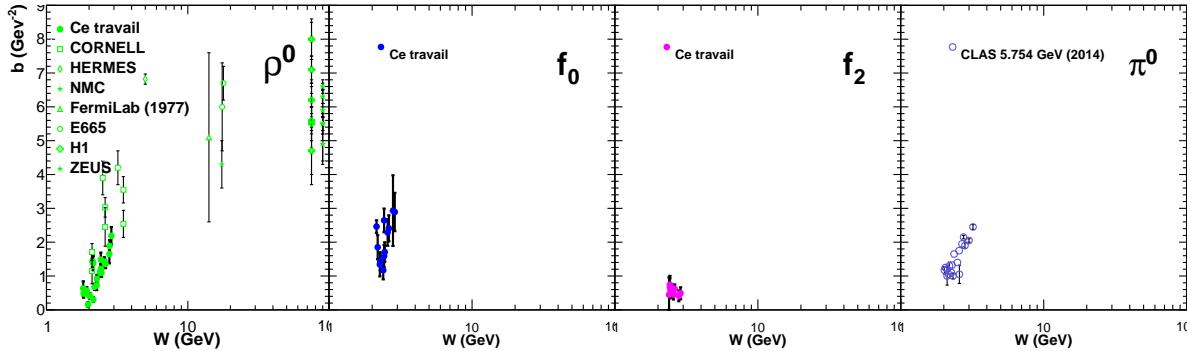


FIGURE 2.3 – Dépendance de la pente b en fonction de W pour les mésons ρ^0 , f_0 , f_2 et π^0 . Les données du ρ^0 proviennent de Cornell [58] [81], HERMES [79], NMC [82], Fermilab [83], E665 [80], H1 [84] et ZEUS [85].

La figure 2.4 montre la dépendance en Q^2 de b . Les données de photoproduction ($Q^2 = 0$) ont été ajoutées.

Dans le cas des mesures de photoproduction de f_0 et de f_2 , les sections efficaces différentielles $d\sigma^{f_0}/dt$ et $d\sigma^{f_2}/dt$ sont définies par l'intégrale de l'onde P dans la région de masse $M = 0.98 \pm 0.04 \text{ GeV}$ et par l'intégrale de l'onde D dans la région de masse $M = 1.275 \pm 0.185 \text{ GeV}$, respectivement [31]. Pour les mesures de la pente b pour le ρ^0 , on peut relever un désaccord entre les travaux de la référence [31] ($b = 4 \pm 0.3 \text{ GeV}^{-2}$) et [72] ($b \sim 6 \text{ GeV}^{-2}$). Ce désaccord est attribué à la différence sur les intervalles en $-t$ considérés pour déterminer le paramètre d'impact ($-t = 0.4 - 1 \text{ GeV}^2$ pour [31], $-t = 0.02 - 0.5 \text{ GeV}^2$ pour [72]), car un changement de pente est observé à $-t \sim 0.4 \text{ GeV}^2$.

Le cas de la photoproduction du π^0 est encore plus problématique : la dépendance de la section efficace $d\sigma/dt$ selon $-t$ présente plusieurs pics (figure 2.5), qui restent pour

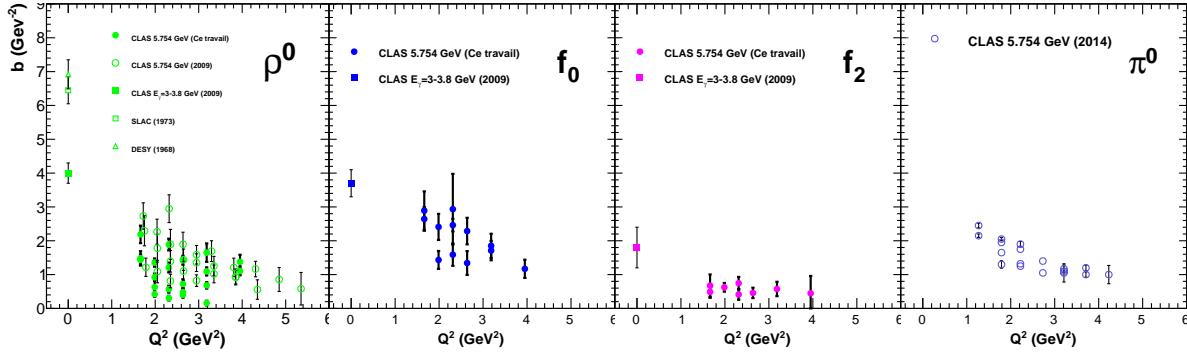


FIGURE 2.4 – Dépendance de la pente b en fonction de Q^2 pour les ρ^0 , f_0 , f_2 et π^0 . Les données de photoproduction du ρ^0 proviennent de [72], [77] et [31]. Les données de photoproduction du f_0 et f_2 sont issues de [31].

la plupart inexplicables. Définir une décroissance exponentielle dans ce cas n'est donc pas envisageable.

Pour l'ensemble des mésons considérés, la pente b semble diminuer quand Q^2 augmente. En d'autres termes, le système méson-nucléon sondé est de taille de plus en plus petite quand Q^2 , la résolution de la sonde, augmente. On note également que le f_2 , le méson le plus lourd considéré ici, présente un paramètre d'impact qui décroît plus faiblement avec Q^2 .

Dans la figure 2.6 le paramètre d'impact est corrélé à un paramètre d'échelle $\mu^2 = (Q^2 + M_M^2)/4$, où M_M est la masse du méson produit. On observe une même diminution de b pour le $\rho^0(770)$ et le $J/\psi(3097)$. Si cette évolution est rapportée en fonction de l'échelle Q^2 , les mesures de b du J/ψ , en raison de sa masse plus élevée, sont décalés vers des valeurs de Q^2 plus proches de 0 que celles du ρ^0 . En d'autres termes, le paramètre d'impact d'un méson lourd en photoproduction est équivalent au paramètre d'impact d'un méson plus léger produit à une valeur de Q^2 plus élevée. La masse du méson joue donc le rôle d'échelle de résolution au même titre que Q^2 . L'évolution du paramètre d'impact b mesuré pour le f_2 semble confirmer ce phénomène.

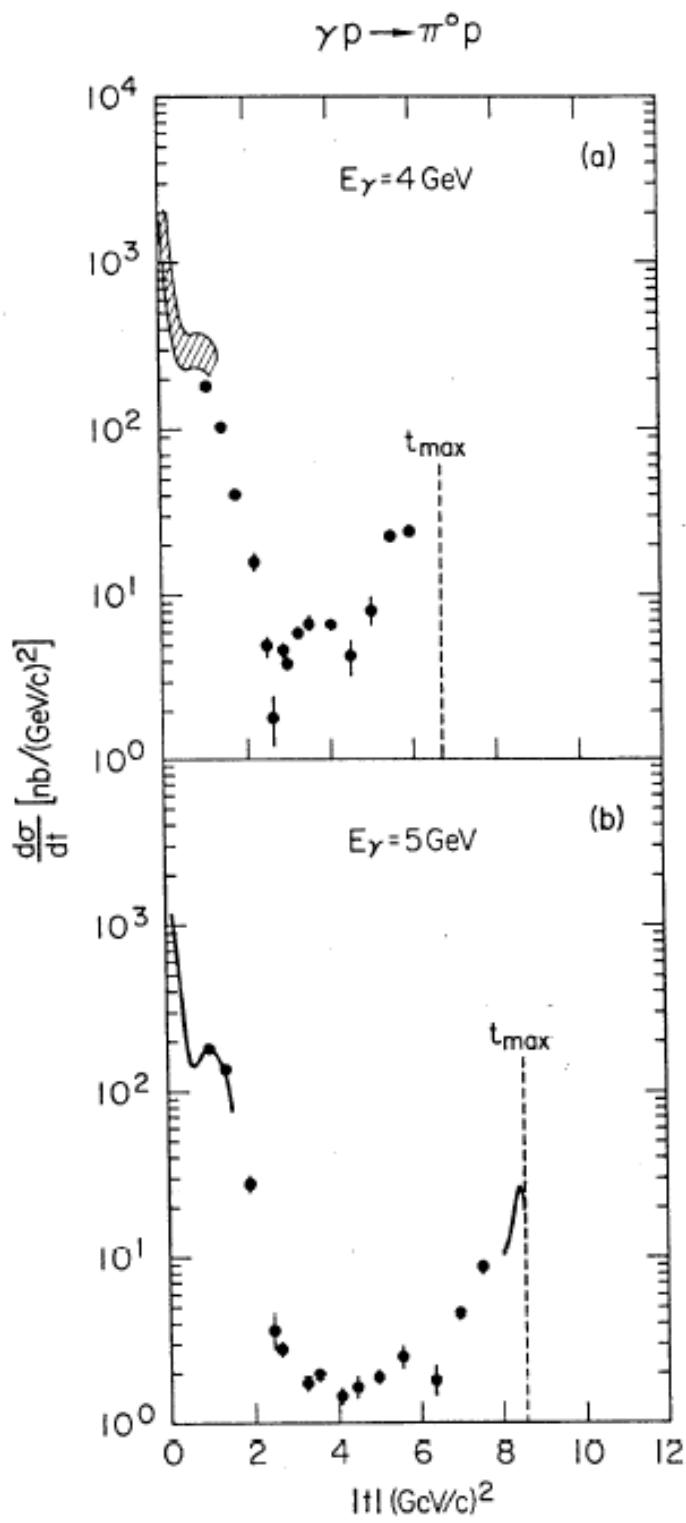


FIGURE 2.5 – $d\sigma/dt$ en fonction de t pour la réaction $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ à l'énergie (a) $E_\gamma = 4.0 \text{ GeV}$ et (b) $E_\gamma = 5.0 \text{ GeV}$. La figure provient de la référence [86].

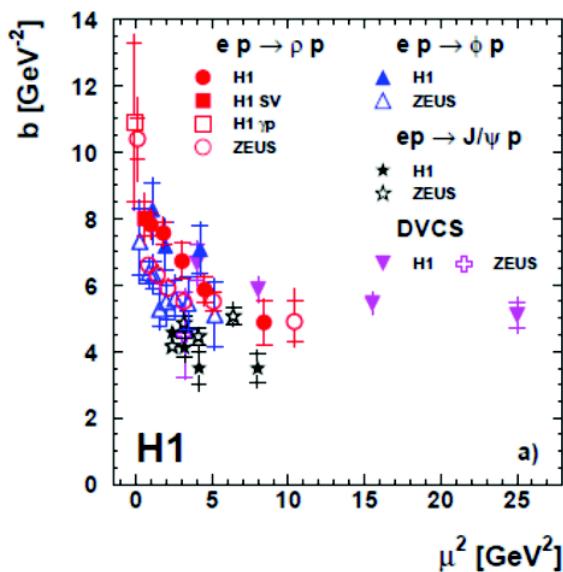


FIGURE 2.6 – Evolution du paramètre d’impact b en fonction de l’échelle $\mu^2 = (Q^2 + M_M^2)/4$, où M_M est la masse du méson produit.

Cinquième partie

Calibration des photomultiplicateurs du DéTECTeur Central de Neutron de CLAS12

Chapitre 1

Le détecteur CLAS12

Suite à la montée en énergie de CEBAF de 6 GeV à 11 GeV, le Hall B accueillera le détecteur CLAS12 [41] qui remplacera le détecteur CLAS. Ce nouveau dispositif a été conçu pour réaliser des expériences de diffusion d'un faisceau d'électrons de haute énergie sur des cibles polarisées ou non, à une luminosité pouvant atteindre $10^{35} \text{ cm}^2\text{s}^{-1}$. Les réactions exclusives et semi-inclusives qui seront mesurées avec CLAS12 sont caractérisées par la production d'un baryon à basse impulsion (à grand angle), et de une ou plusieurs particules de haute impulsion (à bas angle). Pour couvrir ces régions cinématiques, CLAS12 est constitué d'un détecteur aux angles avant (*Forward Detector* ou FD), et d'un détecteur central (*Central Detector* ou CD) pour les angles arrières. Les performances attendues de CLAS12 sont résumées dans le tableau 1.1.

| Propriété | Détecteur Avant | Détecteur Central |
|--------------------------------------|---|---|
| Couverture | | |
| Angle polaire (particules chargées) | $5^\circ \leq \theta \leq 35^\circ$ | $35^\circ \leq \theta \leq 125^\circ$ |
| Angle polaire (particules neutres) | $5^\circ \leq \theta \leq 40^\circ$ | $40^\circ \leq \theta \leq 130^\circ$ (neutrons) |
| Résolution | | |
| Angle polaire (particules chargées) | $\delta\theta < 1 \text{ mrad}$ | $\delta\theta < 10 \text{ mrad à } 20 \text{ mrad}$ |
| Angle azimutal (particules chargées) | $\delta\phi < 4 \text{ mrad}$ | $\delta\phi < 5 \text{ mrad}$ |
| Impulsion (particules chargées) | $\frac{\delta p}{p} < 1\% \text{ à } 5 \text{ GeV/c}$ | $\frac{\delta p}{p} < 5\% \text{ à } 5 \text{ GeV/c}$ |
| Angle polaire (particules neutres) | $\delta\theta < 4 \text{ mrad}$ | $\delta\theta < 10 \text{ mrad}$ |
| Energie/Impulsion | $\delta E < 0.1/\sqrt{E}$ | $\frac{\delta p}{p} < 1 \text{ GeV/c}$ |
| Identification des particules | | |
| e/π | Toute impulsion | - |
| π/p | Toute impulsion | $p < 1.25 \text{ GeV/c}$ |
| K/π | $p < 3 \text{ GeV/c}$ | $p < 0.65 \text{ GeV/c}$ |
| K/p | $p < 4 \text{ GeV/c}$ | $p < 1 \text{ GeV/c}$ |

TABLE 1.1 – Performances du détecteur CLAS12.

1.1 Le détecteur aux angles avant

Le détecteur aux angles avant (*Forward Detector*, FD) permet de mesurer et d'identifier les particules chargées et neutres pour des angles polaires compris entre 5° et 35° , dans tout le domaine d'impulsion. Similairement au détecteur CLAS, le FD est construit autour de 6 bobines supraconductrices arrangeées autour de l'axe du faisceau, générant un champ

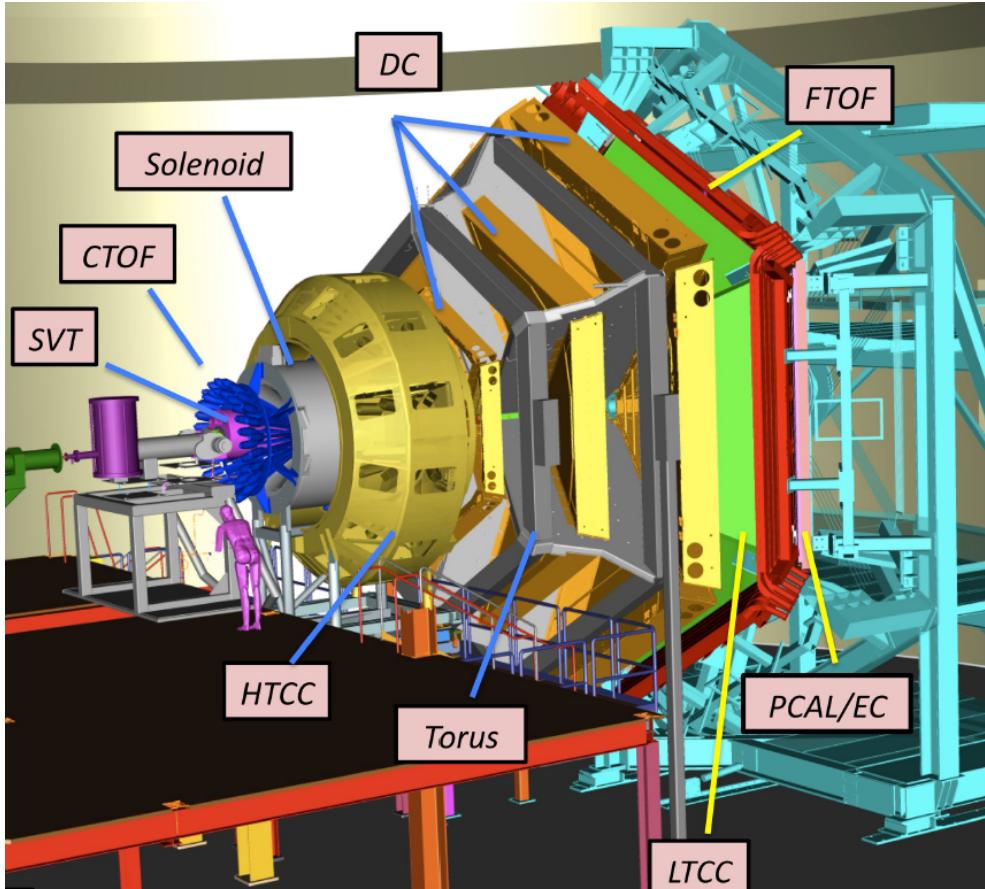


FIGURE 1.1 – Le détecteur CLAS12 et ses différents composants.

magnétique toroïdal. Ces bobines délimitent 6 secteurs contenant chacun un spectromètre. Chaque spectromètre (figure 1.2) est équipé d'un trajectographe Micromégas, d'un compteur Čerenkov à haut seuil (HTCC), de plusieurs chambres à dérive (FDC), d'un compteur Čerenkov à bas seuil(LTCC), de détecteurs de temps de vol (FTOF) et de calorimètres électromagnétiques (FEC et PCAL). La plupart des composants de CLAS sont réutilisées dans le FD.

1.1.1 Le système de trajectographie

Les modules Micromégas avant (*Forward Micromegas Tracker*, FMT) et les chambres à dérive à l'avant (*Forward Drift Chambers*, FDC), en conjonction avec les aimants supraconducteurs, constituent le système de trajectographie du *Forward Detector*. La résolution en impulsion, en fonction de l'angle polaire, varie de 0.3% pour $\theta = 5^\circ$ à 1.0% pour $\theta = 30^\circ$, et est pratiquement constante en fonction de l'impulsion. La résolution prévue pour les angles polaires et azimutaux sont respectivement de $\delta\theta = 1$ mrad et $\delta\phi = 1$ mrad/ $\sin\theta$.

Les modules Micromégas (*Micro Mesh Gaseous Structure*) [42] sont des détecteurs gazeux, mesurant l'ionisation induite par le passage d'une particule chargée dans le volume gazeux. Cet espace est divisé en deux parties par un micromaillage (*micromesh*) métallique : l'espace de conversion, épais de 3 mm environ, et l'espace d'amplification, épais de 25 – 100 μm . La particule passe dans le volume de conversion, engendrant des paires électrons-ions par ionisation du gaz. Le champ électrique dans l'espace de conversion fait dériver l'électron vers le micromaillage et l'ion vers la cathode. L'électron passe par

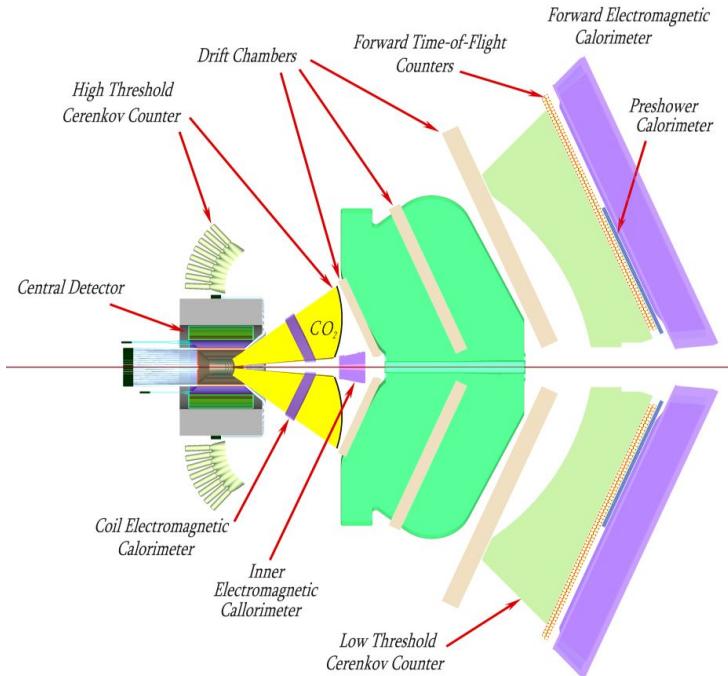


FIGURE 1.2 – Le détecteur aux angles avant de CLAS12, en vue de coupe.

un des trous du micromaillage où il ressent un fort champ électrique ; l'électron est suffisamment accéléré pour produire des paires électrons-ions secondaires qui initient à leur tour une avalanche électronique. Le fort signal électrique résultant est collecté à l'anode, puis est lu en passant par un circuit d'amplification. L'anode est segmentée en bandes pour reconstruire la position de la particule traversant les Micromégas. Le *Forward Micromegas Tracker* est constitué de 3 doubles couches de détecteurs en forme de disque. Pour chaque double couche, la première est segmentée par des bandes de $500 \mu m$ de largeur, suivant la direction transverse à celle du faisceau, et la seconde est tournée de 90° , permettant de mesurer la position du point d'interaction de la particule chargée. La résolution prévue est de $144 \mu m$ dans les directions x et y .

Les *Forward Drift Chambers* permettent de reconstruire la trajectoire des particules chargées sous l'effet du champ magnétique toroïdal, permettant d'en déterminer l'impulsion. La structure est très semblable à celle de CLAS, avec quelques modifications pour une utilisation à plus haute luminosité et avec une meilleure résolution. Le détecteur est constitué de 3 régions de chambres à dérive : la première est située devant les bobines, la deuxième entre les bobines, et la troisième à l'extérieur de celles-ci. Comme pour CLAS, chaque région est constituée de deux supercouches, avec des réseaux de fils formant un angle stéréo de $\pm 6^\circ$ par rapport au champ toroïdal, afin de mesurer les angles polaire et azimutal de la trajectoire.

1.1.2 Les détecteurs de temps de vol

Les détecteurs de temps de vol à l'avant (*Forward Time-Of-Flight*, FTOF) sont utilisés pour mesurer la vitesse β des particules et identifier les particules chargées. Le système FTOF a été conçu pour permettre la séparation des pions et des kaons jusqu'à une impulsion de $3 \text{ GeV}/c$. La résolution à bas angle, où sont émises les particules de haute impulsion, vaut 60 ps et atteint 150 ps dans la région à grand angle. Dans chaque secteur de CLAS,

un module FTOF est constitué de 3 ensembles de scintillateurs, appelés « panneaux ». Les panneaux « 1a » et « 1b » couvrent les angles polaires de 5° à 36° , tandis que le panneau « 2 » couvre les angles de 36° à 45° . Le panneau « 1a » comporte 23 scintillateurs plastiques, épais de 5.08 cm et larges de 15 cm. La longueur des scintillateurs varie de 32 cm aux petits angles à 275 cm aux angles les plus grands. Le panneau « 1b » comporte 58 scintillateurs, épais de 6 cm et larges de 6 cm, dont les longueurs correspondent à celles du panneau « 1a ». Enfin, le panneau « 2 » est constitué des scintillateurs de CLAS, épais de 5.08 cm et larges de 22 cm. La lumière est transférée aux photomultiplicateurs par des guides de lumière plastiques.

1.1.3 Les calorimètres électromagnétiques

Les calorimètres électromagnétiques de CLAS12 (*Forward Electromagnetic Calorimeters*) ont 3 fonctions : la mesure et l'identification des électrons d'énergies supérieures à 0.5 GeV, la mesure des photons d'une énergie supérieure à 0.2 GeV, et l'identification des photons et des neutrons. Les calorimètres électromagnétiques de CLAS sont réutilisés dans CLAS12 et sont installés à environ 6 m de la cible. Cependant, ces calorimètres ne peuvent pas absorber intégralement les gerbes électromagnétiques produites par les électrons et les photons au delà de 5 GeV. Pour pallier à ce problème, un calorimètre de pré-gerbe (*Pre-shower CALorimeter*, PCAL) est installé en amont du FEC. Ce calorimètre est constitué d'une succession de 15 couches de scintillateurs et de plomb, où les couches consécutives sont tournées d'un angle de 120° . L'ensemble des deux calorimètres correspond à 5.5 longueurs de radiation, et la résolution en énergie prévue vaut $\frac{\sigma_E}{E} \sim 0.1/\sqrt{E}$.

1.2 Le détecteur Central

Le détecteur central (*Central Detector*, figure 1.3) repose sur l'utilisation d'un aimant solénoïdal supraconducteur de 5 T, à l'intérieur duquel se trouve un système de trajectographie et deux sous-détecteurs de temps de vol, les scintillateurs du *Central Time-Of-Flight* (CTOF), et le détecteur central de neutrons (*Central Neutron Detector*, CND), que nous détaillerons ci-après.

Le détecteur central a été conçu pour mesurer principalement les hadrons d'impulsions $p < 1.5$ GeV/c, avec une couverture en angle polaire allant de 35° à 125° , et une couverture intégrale en angle azimutal. Le champ magnétique créé par le solénoïde permet de courber la trajectoire des particules chargées pour mesurer leur impulsion, et permet de focaliser les électrons de Møller vers la ligne du faisceau. La cible utilisée dans CLAS12 est située au milieu du détecteur central.

1.2.1 Le système central de trajectographie

Le système central de trajectographie (*Central Tracker*) est un détecteur hybride constitué de bandes de silicium et de détecteurs Micromégas. Le système est formé de 2 double couches de détecteurs à Silicium appelés *Silicon Vertex Tracker*, eux-mêmes entourés par 3 double couches de détecteurs Micromégas. Cette combinaison aboutit, d'après les simulations, à une meilleure résolution en impulsion qu'en utilisant un seul type de détecteur.

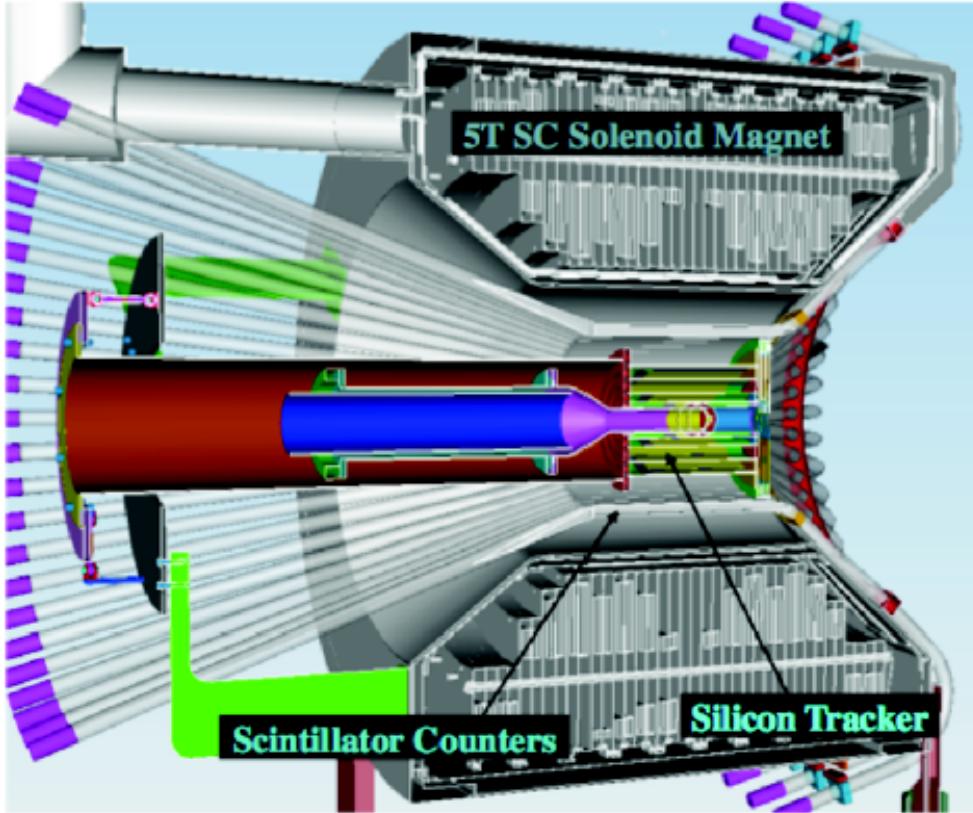


FIGURE 1.3 – Le détecteur central de CLAS12.

1.2.2 Le détecteur *Central Time-Of-Flight* (CTOF)

Le CTOF est constitué de 48 scintillateurs plastiques, long de 66 cm chacun et avec une section de $3.4 \times 3 \text{ cm}^2$. Les scintillateurs sont positionnés à l'intérieur du solénoïde à 25 cm environ de l'axe du faisceau. Ils sont couplés à des photomultiplicateurs par des guides de lumière plastiques. Les performances d'un photomultiplicateur sont fortement dégradées en présence d'un champ magnétique. Celui du solénoïde de CLAS12 étant considérable, les photomultiplicateurs doivent être éloignés de son champ. Cependant, les photomultiplicateurs situés en aval du faisceau ne peuvent être éloignés suffisamment à cause de l'encombrement du détecteur aux angles avant. Ils sont alors placés à l'extérieur du retour de fer du solénoïde à l'aide de guides de lumière courbés (figure 1.4). La résolution en temps imposée dans le cahier des charges est de 50 ps, ce qui permet une séparation à 4σ des pions et des kaons jusqu'à 0.64 GeV/c d'impulsion, et une séparation des pions et des protons jusqu'à 1.25 GeV/c.

1.2.3 Le Détecteur Central de Neutron

Dans la conception originale de CLAS12, le détecteur central présentait un espace radial inoccupé de 10 cm entre le CTOF et le solénoïde. Or, dans cette configuration, l'efficacité de détection des neutrons par le seul CTOF est limité à 2-3% environ.

Le détecteur central de neutron (*Central Neutron Detector*, CND) est le détecteur à scintillation qui occupera cet espace vide. Il est dédié à l'étude de la réaction nDVCS ($e n \rightarrow e' n' \gamma$), avec un domaine d'impulsion de 0.2 à 1 GeV/c pour les neutrons. Les spécifications techniques du détecteur sont résumées dans le tableau 1.2.

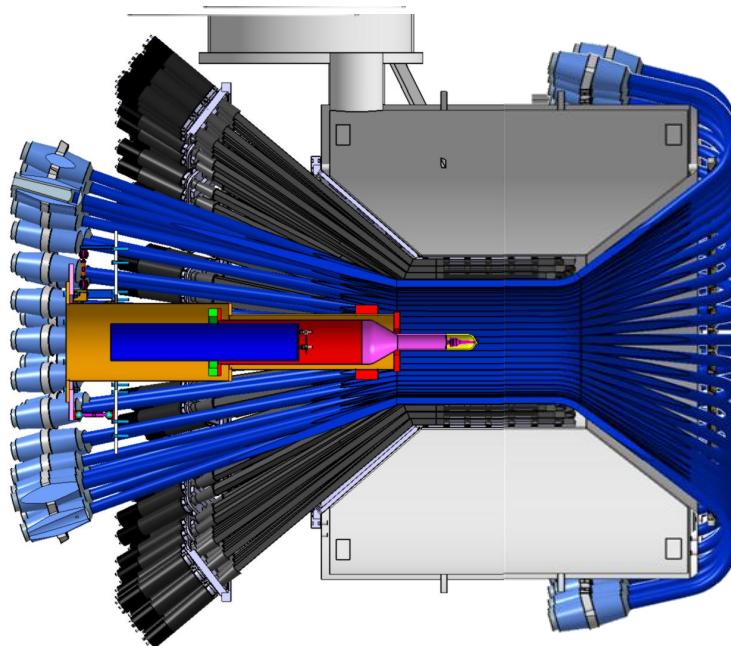


FIGURE 1.4 – Vue en coupe du détecteur central, montrant le CTOF (en bleu) et le CND (en noir).

A une énergie de faisceau d'électrons de 11 GeV, le neutron de recul du nDVCS va principalement interagir avec les protons composant le scintillateur par diffusion élastique. L'énergie fournie par le neutron est suffisante pour éjecter hors de son cortège électronique un proton, qui peut alors entrer en collision avec d'autres atomes et les ioniser, produisant de la lumière. La détection d'un neutron est donc indirecte. Pour un neutron d'impulsion de 500 MeV/c, typique d'un évènement nDVCS (figure 1.5), la probabilité d'interaction d'un neutron est de 1% pour chaque centimètre de scintillateur plastique traversé. En remplissant l'interstice entre le CTOF et le solénoïde (~ 10 cm) par des couches de scintillateurs, l'efficacité de détection du neutron dans cet espace est de $\sim 10\%$. La combinaison du CTOF et des scintillateurs additionnels du CND porte l'efficacité de détection des neutrons par le CD à 12%.

Le CND possède une géométrie cylindrique et est constitué de 3 couches radiales de scintillateurs, chacune segmentée en 48 secteurs azimutaux (figure 1.6).

La mesure du temps de vol d'un neutron nécessite de localiser son point d'interaction dans un des scintillateurs. Ceci est possible par la mesure du temps d'arrivée de la lumière de scintillation à deux photomultiplicateurs situés de part et d'autre d'un barreau de scintillateur. Cependant, par manque de place à l'avant du détecteur central, les photomultiplicateurs ne peuvent être disposés que du côté arrière. Dans chaque couche, les scintillateurs sont couplés deux à deux par un guide de lumière semi-circulaire (appelé *U-Turn*) servant à faire circuler le signal lumineux se propageant vers l'avant de CLAS12 (le sens est appelé indirect) dans le barreau adjacent. Comme le montre la figure 1.7, la lumière de scintillation émise dans le sens indirect circule dans le scintillateur voisin dans la direction opposée, ce qui permet de recueillir le signal par le photomultiplicateur associé

| | |
|--|--|
| Couverture angulaire | $40^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ |
| Nombre de couches radiales | 3 |
| Nombre de segments azimutaux | 48 |
| Scintillateur | Plastique (ELJEN 200) |
| Longueur d'onde du maximum d'émission du scintillateur | ~ 430 nm |
| Guides de lumière en amont | 144, longueur 1.2 mètres, inclinés de 30° |
| Guides de lumière en aval | 72 « U-turns » |
| Lecture du signal | 144 photomultiplicateurs Hamamatsu R1000 |
| Blindage des PMs | 1 mm de μ -métal, 5 mm d'acier mou |
| Efficacité de détection du neutron | $\sim 10\%$ |
| Résolution temporelle | ~ 130 ps |
| Identification du neutron | $0.2 < p < 1$ GeV/c ² |
| Résolution en angle polaire | $\Delta\theta = 2^\circ$ |
| Résolution en angle azimual | $\Delta\Phi = 2^\circ$ |

TABLE 1.2 – Caractéristiques techniques du CND.

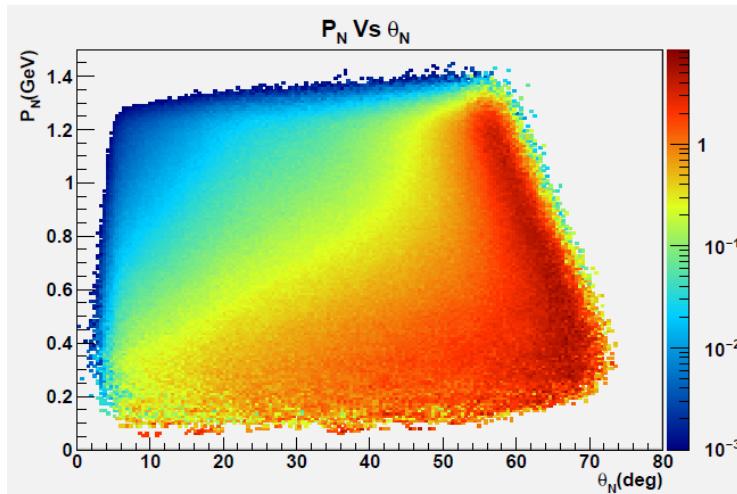


FIGURE 1.5 – Impulsion du neutron en fonction de son angle polaire, pour des évènements nDVCS simulés.

(PM indirect). Ainsi, le CND présente un photomultiplicateur par barreau scintillateur, soit au total $48 \times 3 = 144$ photomultiplicateurs.

Comme pour le CTOF, les photomultiplicateurs sont éloignés le plus possible du champ du solénoïde ; la lumière de scintillation est transférée du barreau aux photomultiplicateurs via un guide de lumière de 1.50 mètres de long.

Les simulations du processus nDVCS ont montré que la résolution temporelle nécessaire pour distinguer un neutron nDVCS (d'impulsion $0.2 < p_N < 1$ GeV/c) d'un photon doit être, au maximum, de 150 ps.

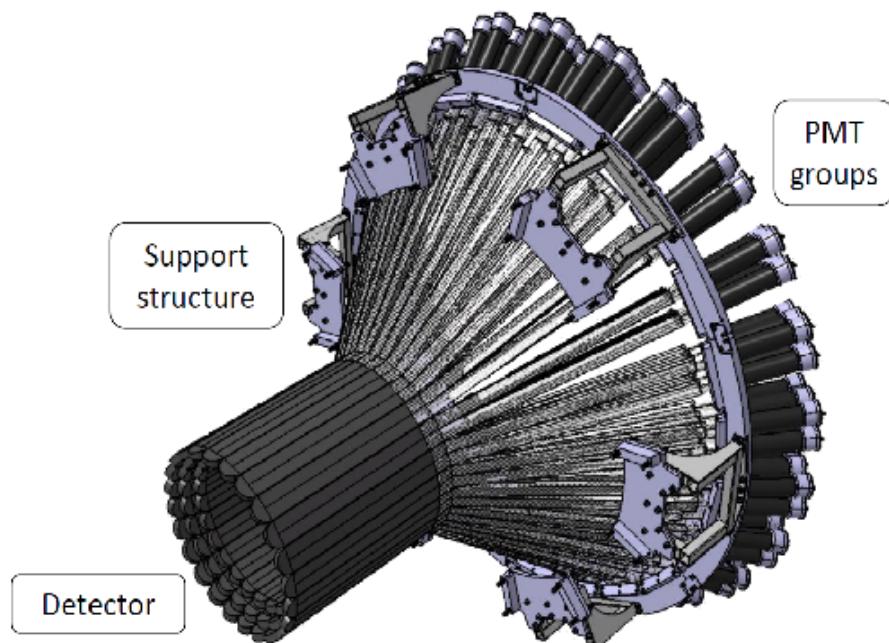


FIGURE 1.6 – Vue d'ensemble du détecteur central de neutron.

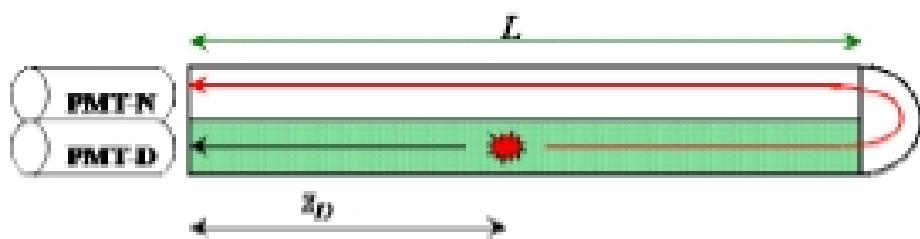


FIGURE 1.7 – Propagation de la lumière de scintillation dans une couche du CND.

Chapitre 2

Mesures de calibration

Dans le CND, la lumière produite dans les scintillateurs est collectée par des photomultiplicateurs situés aux extrémités des guides de lumière. Afin de rendre possible la mesure du signal de scintillation, chacun des 144 photomultiplicateurs du CND doit être caractérisé.

Deux caractéristiques des photomultiplicateurs revêtent un intérêt particulier pour la détection du neutron : le gain, c'est-à-dire la réponse d'amplification électronique du photomultiplicateur, et la résolution temporelle de l'appareil. Le faible dépôt d'énergie laissée par l'interaction d'un neutron avec le scintillateur requiert une sensibilité suffisante de la part des photomultiplicateurs. Ensuite, l'identification des neutrons sur ce détecteur reposant sur une mesure du temps de vol, la résolution temporelle doit être suffisante pour séparer le temps d'arrivée d'un photon et d'un neutron.

Nous nous intéressons ici à la mesure du gain en fonction de la tension d'alimentation. Celle-ci est d'autant plus importante dans CLAS12 car les photomultiplicateurs seront ajustés pour avoir une même valeur de gain.

2.1 Le photomultiplicateur

Le photomultiplicateur (PM) est un tube à vide qui permet de collecter la lumière, de la convertir en courant électronique puis d'accélérer et amplifier ce dernier. La réponse du PM est proportionnelle à l'intensité de la lumière incidente. Un PM est constitué de plusieurs éléments successifs :

- **La fenêtre** : La fenêtre d'entrée du photomultiplicateur a pour but de limiter le domaine spectral d'émission photoélectrique de la photocathode.
- **La photocathode** : La photocathode est une couche mince de matériaux semi-conducteurs photoémissifs déposés sur la face interne de la fenêtre d'entrée par vaporisation sous-vide. La lumière incidente interagit à la surface de celle-ci, dans laquelle les photons incidents sont convertis en électrons par effet photoélectrique. Cette conversion s'effectue avec un certain rendement (appelé efficacité quantique) et est optimale dans une certaine plage de longueur d'onde, selon le matériau constituant la photocathode.
- **L'optique d'entrée** : Les photoélectrons émis par la photocathode sont dirigés vers la première dynode et accélérés à l'aide d'électrodes focalisatrices ou accélératrices.
- **La chaîne de dynodes** : Les électrons sont ensuite attirés vers une succession d'électrodes amplificatrices appelées dynodes. En interagissant avec chacune d'elles, les électrons arrachent des électrons secondaires, amplifiant le flux proportionnellement



FIGURE 2.1 – Un exemplaire de photomultiplicateur Hamamatsu R10533.

au gain de la dynode. Le gain g_i de la dynode i est lié au nombre d'électrons secondaires δ_i produits par un seul électron sur la dynode, ainsi qu'au taux de collection d'électrons incidents sur la surface d'interaction η_i :

$$g_i = \eta_i \delta_i . \quad (2.1)$$

Le flux résultant est accéléré et amplifié par la dynode suivante et ainsi de suite. Un circuit de ponts diviseurs assure l'application d'un potentiel croissant le long des dynodes, permettant une accélération graduelle et le transport du courant d'électrons d'une dynode à l'autre jusqu'à l'anode (voir figure 2.1).

- **L'anode :** Le courant d'électrons amplifié est collecté à l'anode. Il en résulte la formation d'une courte impulsion de courant dont on mesure la charge intégrée à l'aide d'un condensateur.

Le gain total d'un photomultiplicateur G est défini par le rapport du courant I_k de photoélectrons produits à la photocathode sur le courant mesuré à l'anode I_a :

$$G = \frac{I_k}{I_a} . \quad (2.2)$$

Pour un tube à N étages d'amplifications, le gain G sera le produit des contributions de chaque étage :

$$G = \eta \prod_{i=1}^N \eta_i \delta_i = \eta \prod_{i=1}^N g_i , \quad (2.3)$$

avec η le taux de collection de la première dynode et g_i le gain de la i -ème dynode. Le gain dépend de la tension appliquée aux différents étages d'amplifications. Ainsi, si il n'y

a aucune perte de collection des électrons, le gain s'écrit :

$$G = \prod_{i=1}^N k_i V_i^\alpha , \quad (2.4)$$

avec k_i une constante multiplicative, V_i la différence de potentiel entre 2 dynodes et α le coefficient d'absorption du matériau, de valeur typique comprise entre 0.6 et 0.8. En considérant que V_i représente une fraction k'_i de la tension d'alimentation V_{HT} , l'expression (2.4) devient :

$$G = \prod_{i=1}^N k_i (k'_i V_{HT})^\alpha = K V_{HT}^{N\alpha} . \quad (2.5)$$

Le photomultiplicateur permet ainsi d'obtenir des gains élevés : pour un tube à 10 étages d'amplifications, un gain de 10^6 peut être atteint pour une tension de 800 à 1200 V.

Dans le détecteur central de neutrons de CLAS12, le choix du photomultiplicateur est contraint par la conjonction d'un gain élevé, d'une bonne résolution temporelle et d'un coût modéré compte tenu du nombre total de PM sur le CND. Le photomultiplicateur Hamamatsu R10533 a été finalement retenu. Il s'agit d'un photomultiplicateur à réponse temporelle rapide, comportant 10 étages d'amplifications. Le gain typique donné par le fabricant est de $4,2 \times 10^6$ à une tension de 1700V (figure 2.2). L'appareil est muni d'un fenêtre en verre de borosilicium qui transmet une lumière entre une longueur d'onde de 300 nm à 600 nm (la lumière produite par les scintillateurs du CND étant de 430 nm environ).

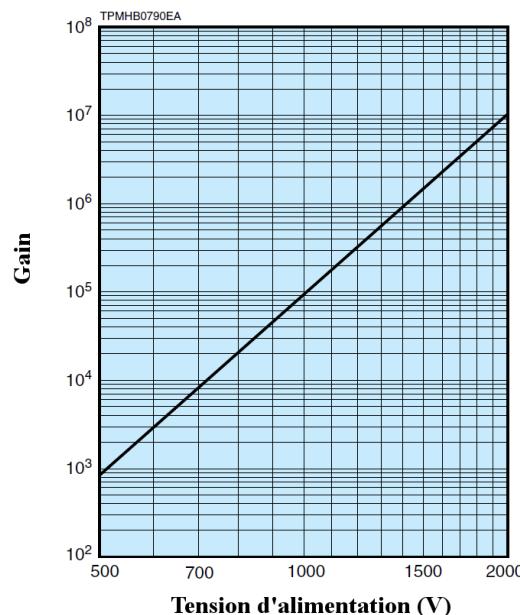


FIGURE 2.2 – Courbe de gain du photomultiplicateur Hamamatsu R10533, donnée par le fabricant.

2.2 Le dispositif expérimental

L'approche suivie pour mesurer le gain du photomultiplicateur est d'évaluer la réponse d'amplification de l'appareil éclairé par une source lumineuse : on parle de « méthode impulsionnelle ». Le photomultiplicateur doit être isolé de toute autre source lumineuse parasite ; pour cela le photomultiplicateur est situé dans une salle obscure du laboratoire.

Le PM est connecté à une embase pour l'alimenter avec un générateur haute tension et pour transmettre son signal vers le système d'acquisition de données (*Data Acquisition System* ou DAQ). Pour les mesures de calibration, un support d'embase pouvant accueillir jusqu'à 8 PMs à la fois a été utilisé.

La source lumineuse utilisée est une diode bleue pulsée. Les conditions d'éclairement doivent être suffisamment faibles pour provoquer sporadiquement un signal dans le PM.

On mesure en coïncidence avec le signal lumineux le signal du PM pour associer la réponse de l'appareil à la bonne impulsion lumineuse. Ainsi, un générateur d'impulsions de fréquence 1 kHz déclenche l'émission d'impulsion lumineuse de la diode. Le signal du générateur déclenche d'autre part la création d'une fenêtre temporelle (porte) de 120 ns, au cours de laquelle la charge accumulée par le photomultiplicateur est enregistrée sur un canal du convertisseur analogique numérique de charge (ADC) CAEN N843. Dans ce modèle, l'ADC code la charge parmi 1024 canaux (codage sur 10 bits) avec une calibration de 0.25 pC/canal. La charge maximale mesurable est de 256 pC. Les informations de l'ADC sont acquises par un module CAMAC relié à un ordinateur. Le signal issu du PM est préamplifié avec un gain de 5.

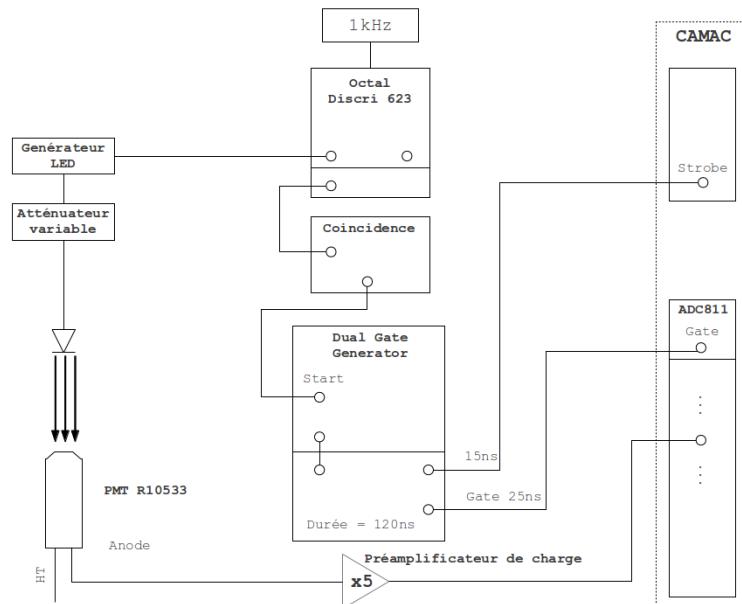


FIGURE 2.3 – Schéma du système d'acquisition des données pour la calibration des PMTs du CND.

2.3 La méthode de calibration

Le spectre de charge d'un PM éclairé par une LED se décompose en plusieurs structures :

- Le piédestal : en se placant à des conditions d'éclairement suffisamment faibles, il se peut qu'aucune charge n'ait été créée dans le photomultiplicateur après l'émission d'un signal lumineux par la source. Dans ce cas, on mesure un pic -le piédestal- qui sert de référence pour définir la charge nulle.
- Le signal d'émission photoélectrique : Il se décompose en plusieurs pics correspondant chacun à l'émission d'un certain nombre de photoélectrons. Chaque pic suit une loi de Poisson paramétrée par la proportion de coups non nuls. Une telle distribution résulte de la fluctuation de production d'électrons secondaires aux dynodes. L'ensemble des contributions de ces pics forme dans le spectre d'émission photoélectrique une large distribution décrite elle-même par la loi de Poisson.

Le centre de cette distribution poissonienne correspond à la valeur de charge engendrée par l'émission de N_{phe} photoélectrons la plus probable. Le gain G à la tension d'alimentation V donnée peut s'exprimer à partir des données du spectre de charge ADC de la manière suivante :

$$G(V) = \frac{(\text{pic} - \text{ped}) * 0.25 \text{ pC/canal}}{G_{\text{preamp}} * e * N_{phe}}, \quad (2.6)$$

où « pic » représente la valeur du centroïde en unité de canal ADC, « ped » celle du piédestal, G_{preamp} la valeur de gain du préamplificateur de charge et e la charge d'un électron. La mesure de gain est réalisée dans le régime d'émission d'un photoélectron unique à la photocathode, ce qui permet de fixer $N_{phe} = 1$ dans la formule (2.6). Pour s'assurer que ce régime est bien atteint, la luminosité de la source lumineuse est réduite de manière à ce que 9 impulsions sur dix en moyenne produisent une charge nulle, ce qui se traduit par une incrémentation du piédestal dans le spectre. La tension d'alimentation maximale ($U = 1900$ V) de l'appareil est appliquée pour avoir une sensibilité optimale au photoélectron unique.

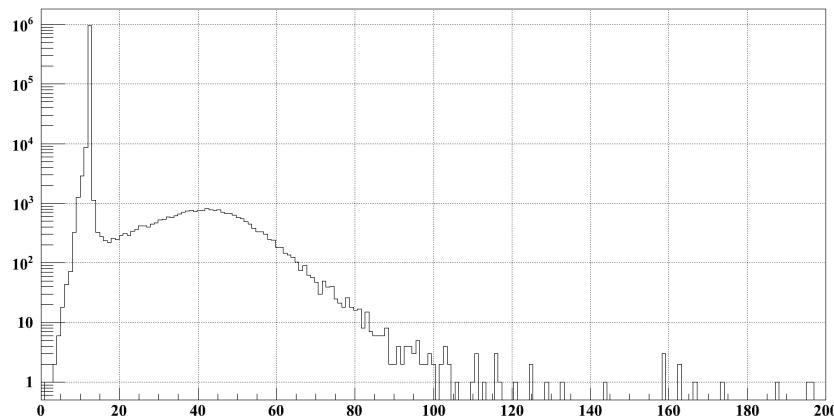


FIGURE 2.4 – Spectre de charge ADC du PM WA0322 mesuré dans le régime du photoélectron unique ($V=-1900$ V). L'échelle de comptage est logarithmique pour rendre visible le piédestal et le pic d'émission photoélectrique (qui représente 10% des coups dans ce spectre).

Dans ces conditions, la détermination du pic permet de connaître le gain du PM. A des tensions d'alimentation de moins en moins élevées, le PM devient moins sensible au signal du photoélectron unique. Ce signal produit alors un plus faible courant électronique, plus difficile à mesurer en raison du bruit. Ainsi, l'éclairement de la LED est accru. Le pic d'émission photoélectrique se décale vers des valeurs de charge plus élevées. Connaissant le gain, on calcule alors le nombre de photoélectrons moyen N_{Phe} émis à la photocathode en mesurant le nouveau pic. Ensuite, on impose une tension $V' < V$ et on calcule le gain $G(V')$ à l'aide de la formule (2.6) et de N_{Phe} évalué à la tension V.

En procédant de la sorte, le gain est déterminé pour 4 valeurs de tension : -1900 V, -1700 V, -1500 V et -1300 V. Attendu que le gain évolue avec la tension en loi de puissance, les points sont ajustés de la manière suivante :

$$G(V) = A \cdot V^B , \quad (2.7)$$

où A et B sont les paramètres libres de l'ajustement.

Cet ajustement permet de prédire quelle tension est nécessaire pour que le PM fonctionne à une valeur de gain souhaitée. En principe, pour avoir une valeur de gain uniforme pour l'ensemble des PMs du CND, il faudrait appliquer une valeur de tension spécifique à chaque PM d'après sa calibration avec la loi (2.7).

2.4 Résultats

Sur un total de 150 PMs R10533 commandés, j'ai pu en calibrer 144, les 8 autres ayant déjà été calibrés et/ou utilisés sur un autre banc de test. La prise des données est effectuée par série de 8 PMs installés sur le support d'embases. Sur la figure 2.5 sont représentés les spectres de charge ADC pour différents points de mesures. Le centroïde du pic d'émission photoélectrique est déterminé en ajustant par une gaussienne le spectre. On déduit la courbe de gain de chaque PM (par exemple ceux de la 12ème série de mesures, dans la figure 2.6). La loi de puissance théorique (2.7) s'ajuste très bien aux données : le coefficient de corrélation est meilleur que 98% pour tous les PMs calibrés (figure 2.7). La qualité de l'ajustement de la loi théorique sur le photomultiplicateur WA0167 montre un écart plus important que les autres PMs mesurés. Aussi, il apparaît un coefficient plus faible pour tous les PMs de la série 15 relativement aux autres séries. Toutefois, la corrélation reste très bonne (supérieure à 99%).

Pour un gain de 1×10^6 , le fabricant annonce une tension d'alimentation de -1400V. La tension d'alimentation des PMs étudiés pour parvenir à cette valeur de gain montre une grande variabilité : la tension est comprise entre -1250V et -1650V. D'un PM à un autre, le gain peut évoluer d'un facteur 2 à 4 à une tension donnée.

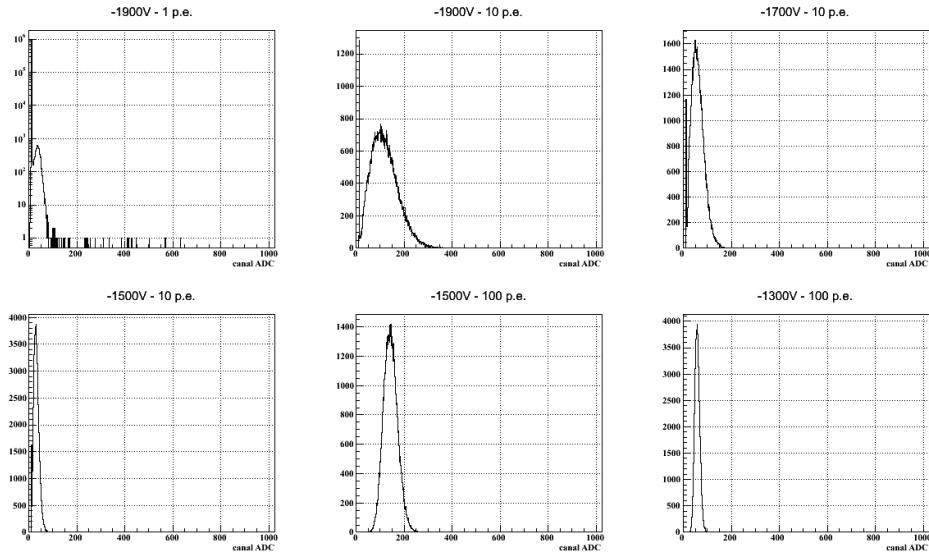


FIGURE 2.5 – Spectres de charge ADC du PM WA0322.

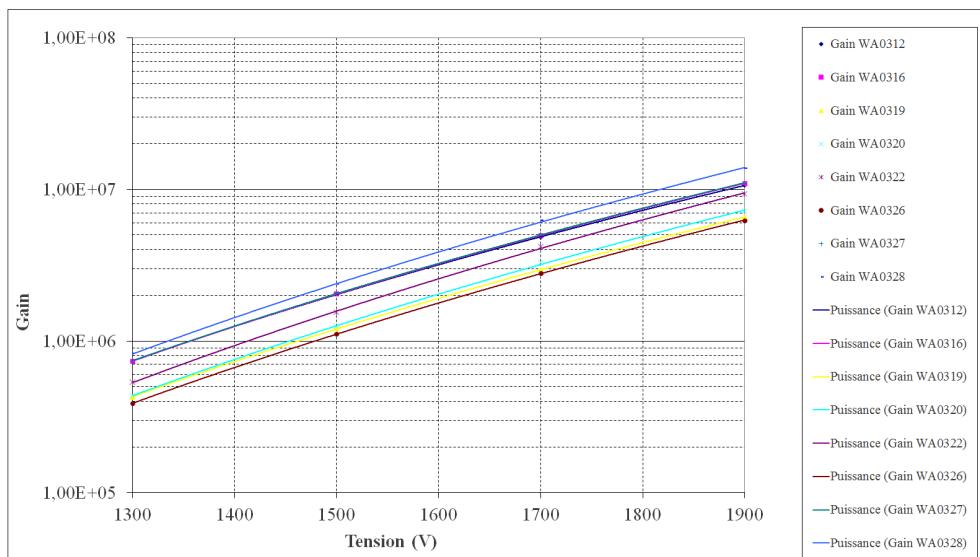


FIGURE 2.6 – Courbes de gains (échelle logarithmique) en fonction de la tension d'alimentation pour une série de 8 PMs. Les tensions sont indiquées en valeur absolue.

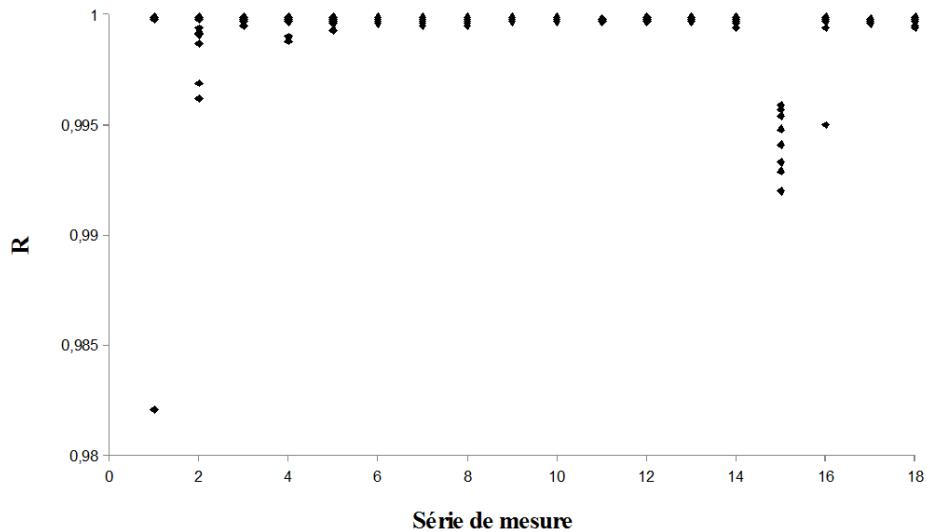


FIGURE 2.7 – Coefficients de corrélations selon la série de PMs mesurée. Chaque série comprend 8 PM chacun représenté par un point dans cette figure.

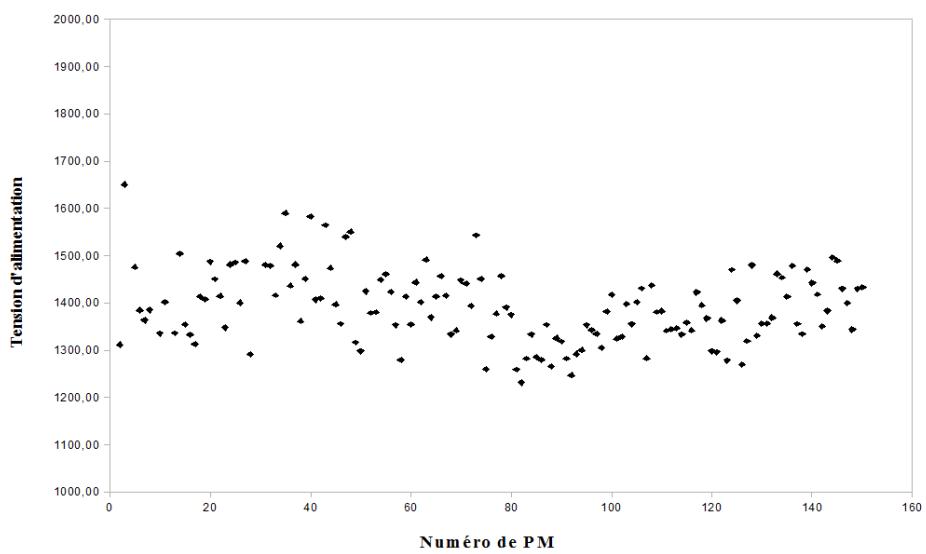


FIGURE 2.8 – Tension d'alimentation à appliquer selon le numéro de PM pour obtenir un gain de 1×10^6 .

Conclusions

Ce travail de thèse a permis de mesurer les sections efficaces totales et différentielles de l'électroproduction exclusive du $f_0(980)$ et du $f_2(1270)$, dans un vaste domaine cinématique jamais exploré jusqu'à présent pour ces deux mésons ($1.8 < Q^2 < 4.3 \text{ GeV}^2$ et $0.15 < x_B < 0.55$). Ces mesures ont été réalisées en analysant des données de diffusion d'un faisceau d'électrons de 5.754 GeV sur une cible de protons. La prise des données de l'expérience e1-6 a eu lieu en 2001 dans le Hall B du Jefferson Laboratory (Etats-Unis), avec le détecteur CLAS.

Dans la première partie du manuscrit, nous avons introduit deux approches permettant de décrire l'électroproduction exclusive de méson selon la « dureté » (Q^2) de la réaction : d'une part, une approche, basée sur des degrés de liberté hadroniques, qui se traduit par le mécanisme d'échange de particules et la théorie de Regge et, d'autre part, une approche partonique s'appuyant sur la notion de factorisation, qui permet d'interpréter la structure du nucléon en termes de GPDs et la structure du méson en terme d'une Distribution d'Amplitude.

La deuxième partie décrit le dispositif expérimental de cette analyse, plus précisément l'accélérateur d'électrons CEBAF et le détecteur CLAS. Ce détecteur, par sa grande acceptance, constitue un excellent outil pour la mesure de canaux exclusifs tels que celui de cette analyse ($ep \rightarrow e'p'\pi^+\pi^-$), ayant 4 particules dans l'état final.

La troisième partie a été consacrée à la chaîne d'analyse des données aboutissant à la mesure des sections efficaces de $\gamma^*p \rightarrow p'f_0$ et $\gamma^*p \rightarrow p'f_2$. La mesure d'une section efficace passe en premier lieu par la détermination de la luminosité intégrée de l'expérience. Il faut pour cela sélectionner les données pour lesquelles la mesure de charge du faisceau est fiable. Ensuite, on sélectionne les événements de l'état final exclusif $e'p'\pi^+\pi^-$, en appliquant des coupures sur les données provenant des différents sous-détecteurs de CLAS. Un effort particulier sur la sélection de l'électron a été fait, pour conserver le plus grand nombre d'événements possible. La cinématique de certaines particules, en particulier le proton, est affectée par des pertes d'énergie qu'il faut corriger pour obtenir la cinématique au point d'interaction : cela a été accompli à l'aide de simulations Monte Carlo.

Le calcul des sections efficaces réduites de Born $\gamma^*p \rightarrow p'\pi^+\pi^-$ nécessite de normaliser les données. Pour cela, chaque événement est pondéré par l'acceptance du détecteur, les effets radiatifs et les efficacités de coupures. L'acceptance et les effets radiatifs peuvent être décrits de manière effective par un seul terme correctif. Ce terme a été calculé à partir de simulations Monte Carlo du détecteur CLAS pour chaque bin 7-dimensionnel, correspondant au nombre de variables indépendantes décrivant notre réaction. L'évaluation des corrections radiatives en fonction de la totalité des variables indépendantes constitue une amélioration significative de leur traitement par rapport aux travaux précédents. Elle a permis de mettre en évidence l'effet important des processus radiatifs durs sur les spectres de masse corrigés d'acceptance. Par conséquent, au lieu d'appliquer la correction radiative au seul processus qui nous intéresse (comme ce fut le cas dans l'analyse publiée du ρ^0 avec

CLAS), nous appliquons une correction adaptée à la totalité d'un spectre de masse.

Après application des corrections de trous de l'acceptance, les sections efficaces totales ou différentielles de Born $\gamma^* p \rightarrow p' \pi^+ \pi^-$ sont organisées en spectres fonctions de la masse invariante $M_{\pi^+ \pi^-}$, pour différents intervalles cinématiques.

Les sections efficaces totales et différentielles du f_0 et du f_2 sont extraites de ces spectres par une soustraction du fond. La dépendance en ϕ des sections efficaces a permis de mettre en évidence la contribution des différents états de polarisation du photon virtuel au f_0 et au f_2 . Pour le f_0 , il apparaît que l'interférence TT est non négligeable. Pour le f_2 , c'est l'interférence TL qui se manifeste, confirmant les observations de la collaboration HERMES selon lesquelles la contribution transverse est aussi importante que la contribution longitudinale. L'interprétation en termes de GPDs des deux réactions nécessite de déterminer la composante longitudinale de la section efficace. La technique de séparation de Rosenbluth est requise pour l'extraire. Cela pourra être accompli en combinant nos données avec celles qui seront prises avec CLAS12 et le nouveau faisceau à 11 GeV de CEBAF.

La procédure d'extraction du f_0 et du f_2 est sans doute l'étape la plus critique de cette analyse. Le f_0 et le f_2 se situent dans une région parfois dominée par le bruit de fond. Là où les variations systématiques de la procédure de soustraction ont un effet modéré sur l'extraction du ρ^0 , elles sont considérables pour le f_0 et le f_2 . Une explication possible pour ce constat est notre description du fond. La forme de chacune des deux contributions au fond que nous avons introduit ($\pi^+ \pi^-$ non résonants et Δ^{++}) est générée par la méthode de Monte Carlo et son échelle est un paramètre dans l'ajustement du spectre de section efficace. Avec deux paramètres libres, il y a moins de souplesse pour modifier la forme du fond que si l'on décrivait le fond par une fonction analytique. Cependant, dans notre cas, la forme du fond est dictée par des critères physiques (comme l'espace de phase), qui ne peuvent pas être aisément paramétrisés dans une fonction analytique. Plusieurs alternatives peuvent être envisagées. La première consiste à ajuster simultanément les spectres $M_{\pi^+ \pi^-}$, $M_{p\pi^+}$, $M_{p\pi^-}$, dans lesquels résident l'ensemble des résonances mésoniques ($M_{\pi^+ \pi^-}$) et baryoniques ($M_{p\pi^+}$ et $M_{p\pi^-}$). Pour réaliser un tel ajustement, il est nécessaire de projeter chaque contribution sur les trois spectres, et que ces projections aient la même contribution relative dans ces spectres. La méthode de Monte Carlo permet de générer ces différentes contributions. Cependant, l'ajustement peut conduire à modifier la forme de ces projections, nécessitant de régénérer les spectres du fond à nouveau. Cette procédure a déjà été tentée, et aboutit malheureusement à un ajustement de moins bonne qualité du ρ^0 sur le spectre $M_{\pi^+ \pi^-}$ que la procédure d'ajustement sur le seul spectre $M_{\pi^+ \pi^-}$. L'autre solution consiste à réaliser une analyse en ondes partielles. Cette technique permet de décomposer les spectres de masse selon le spin du méson produit, à partir d'amplitudes partielles. Son application étant inédite pour la réaction $ep \rightarrow e' p' \pi^+ \pi^-$, nous avons développé une procédure d'analyse qui s'applique avec succès sur des pseudo-données. La procédure d'analyse en ondes partielles a été ensuite employée sur les données réelles, mais les résultats actuels ne sont pas concluants. L'analyse en ondes partielles repose sur l'ajustement de paramètres complexes, ce qui conduit à l'examen de multiples solutions. La détermination de la solution nécessite des considérations physiques qui rendent difficile une détermination automatisée. Toutefois, les amplitudes partielles peuvent être déterminées indirectement, par la mesure des moments des angles d'un des produits de décroissance. La détermination de ces quantités, contrairement aux amplitudes partielles, a l'avantage d'être univoque. Ensuite, en paramétrisant les amplitudes partielles par une relation de dispersion, les amplitudes peuvent être déduites en ajustant les paramètres des amplitudes dans les relations liant les amplitudes et les moments. Cependant, la détermination des amplitudes partielles nécessite une grande précision des moments en fonction de l'ensemble des variables

cinématiques. Avec la statistique de nos données expérimentales, une analyse de ce type ne peut pas être pleinement réalisée, à moins de connaître la dépendance de certaines variables cinématiques. Ainsi, la détermination du f_0 et du f_2 par ce type d'analyse est principalement limitée par la statistique, tandis qu'une détermination par soustraction incohérente du bruit de fond est limitée par nos connaissances sur les processus en jeu, notamment la production de baryons. Le futur détecteur CLAS12, avec une luminosité 10 fois supérieure à son prédecesseur CLAS, pourrait offrir des données de plus grande statistique, autorisant peut-être une analyse des moments plus précise.

La quatrième partie du manuscrit est consacrée à l'interprétation des résultats. Nos données ont été comparées au modèle de Jean-Marc Laget qui permet d'interpréter les résultats selon des degrés de liberté hadroniques. Il apparaît que le modèle est en accord avec les données à bas Q^2 , là où s'appliquent à plus forte raison les mécanismes d'échanges de particules dans la voie t . Cependant, dans sa paramétrisation actuelle, le modèle entre en désaccord à grand Q^2 , où une interprétation en terme de partons peut être envisagée. Il est probable que la paramétrisation des facteurs de forme électromagnétiques, qui permet l'extension du modèle de la photoproduction à l'électroproduction, doive être réexaminée pour le canal d'électroproduction exclusive de méson décroissant en deux pions. Le travail de cette thèse permet également de comparer des mésons de différents spins : scalaire (f_0), pseudo-scalaire (π^0), vecteur (ρ^0) et tenseur (f_2). La dépendance du paramètre d'impact b en fonction de Q^2 permet de confirmer le phénomène pour lequel la masse du méson agit comme une échelle de résolution. La dépendance en Q^2 du f_0 et du f_2 montre un comportement qui n'est pas prévu dans le cadre d'une interprétation en termes de GPDs. Cependant, il est possible que le comportement asymptotique ne soit pas atteint. L'augmentation en énergie de JLab jusqu'à 12 GeV permettra d'éclaircir cette problématique en sondant un plus grand domaine en Q^2 .

La dernière partie concerne la calibration des photomultiplicateurs du détecteur central de neutron qui sera installé dans CLAS12. Ce détecteur permettra de mesurer la réaction n-DVCS, qui apportera de nouvelles contraintes sur les GPDs, notamment leur séparation selon la saveur des quarks.

Conclusions

Annexe A

Soustraction de fond pour chaque bin (Q^2 , x_B , $-t$)

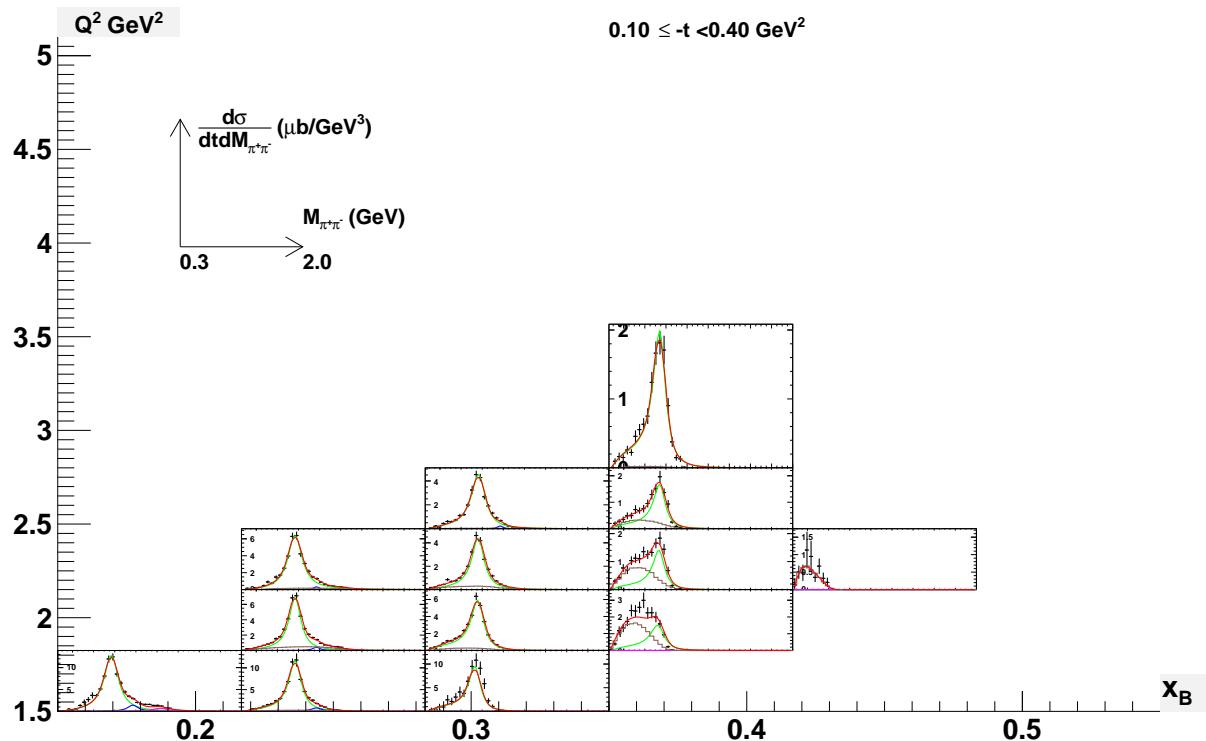
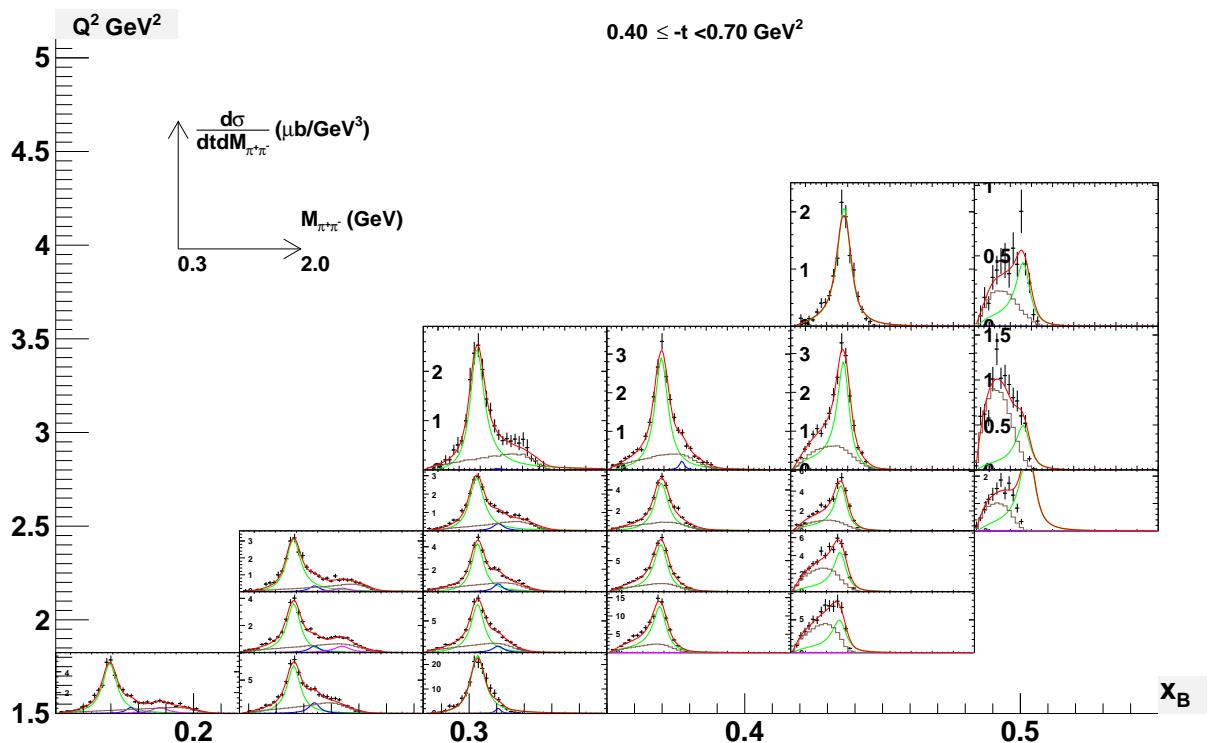
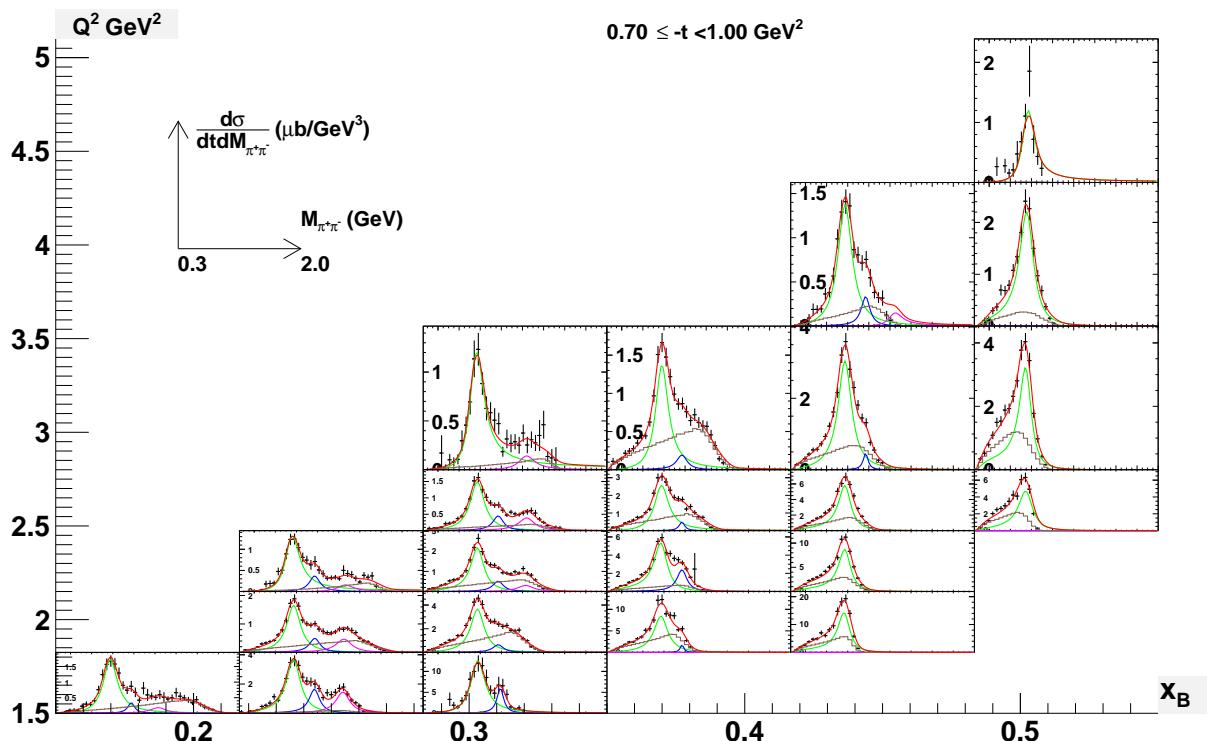
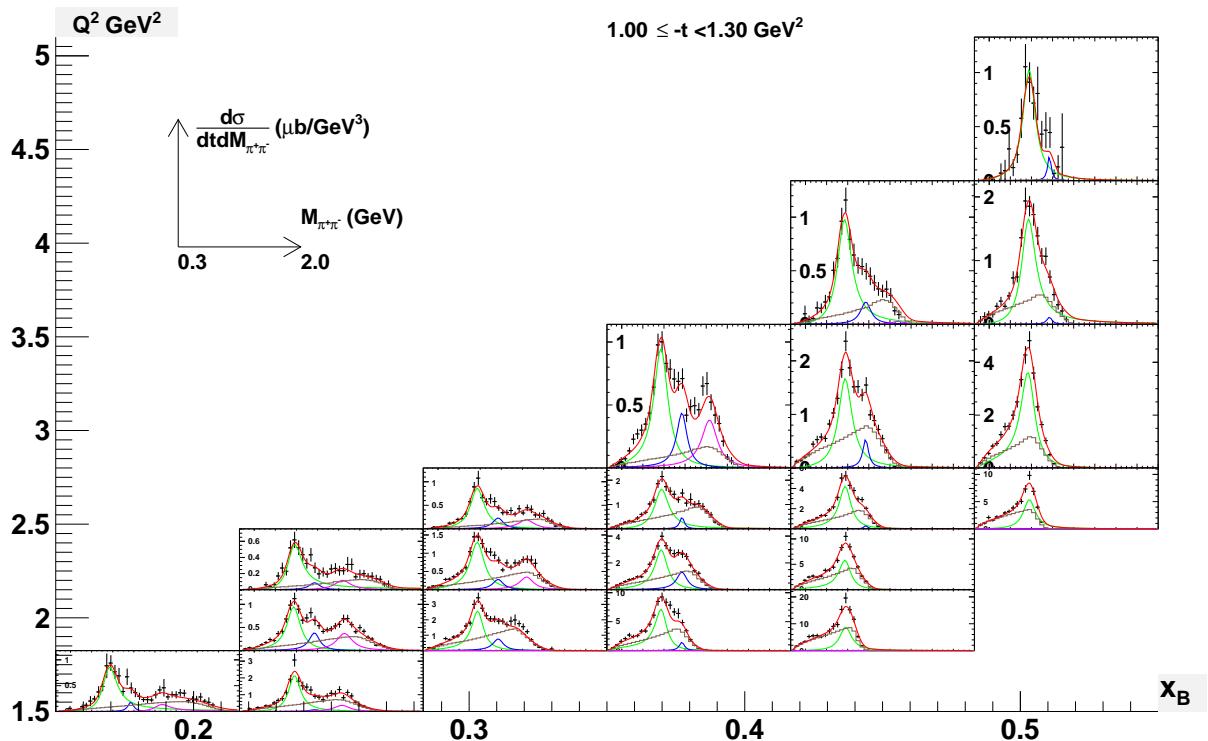
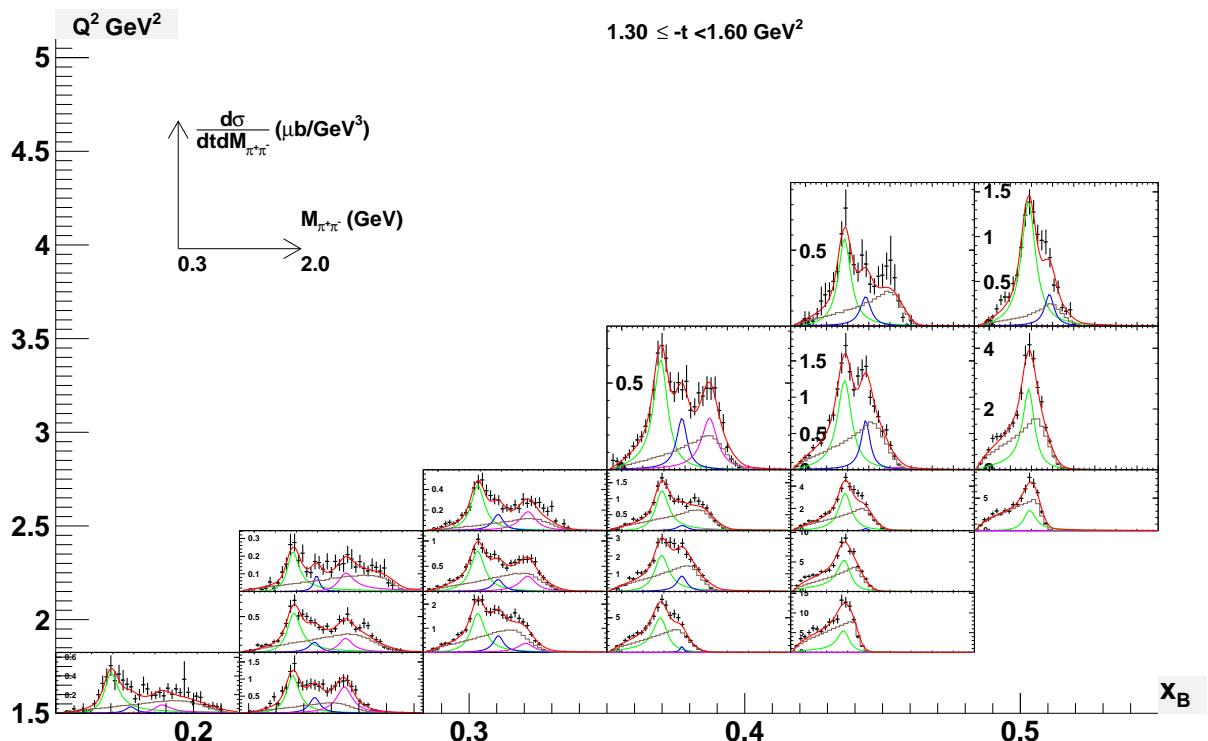
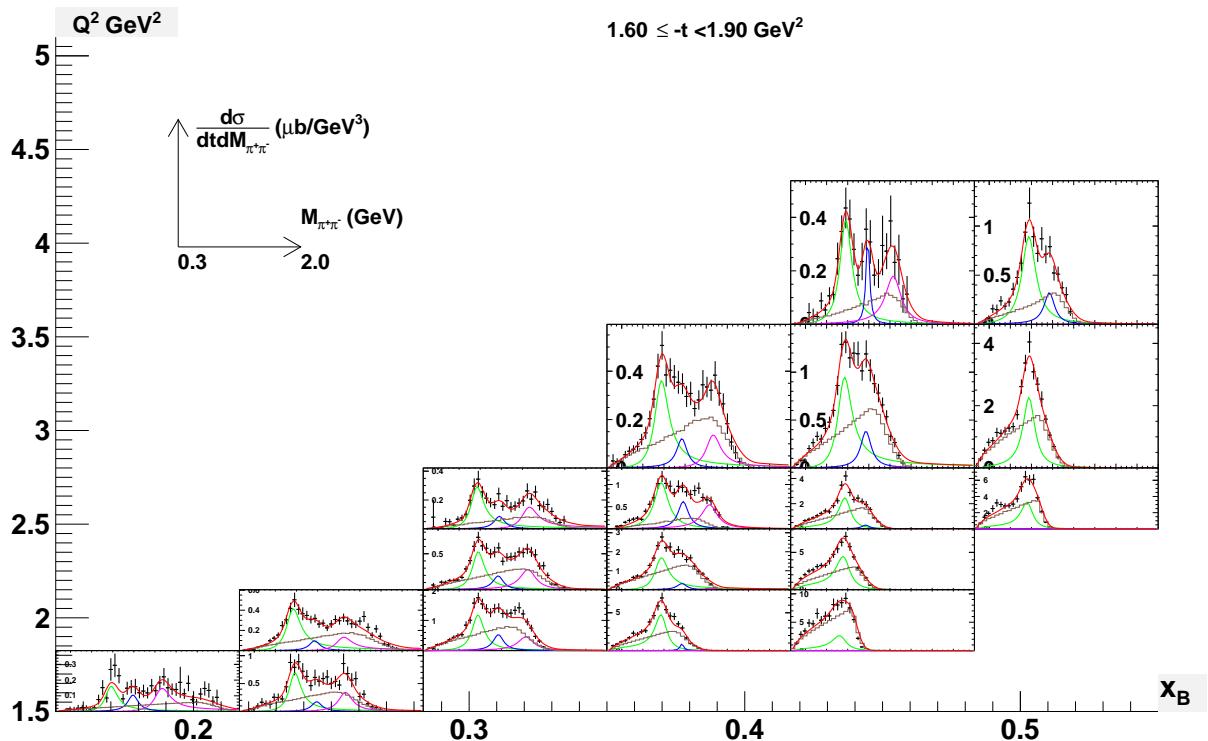
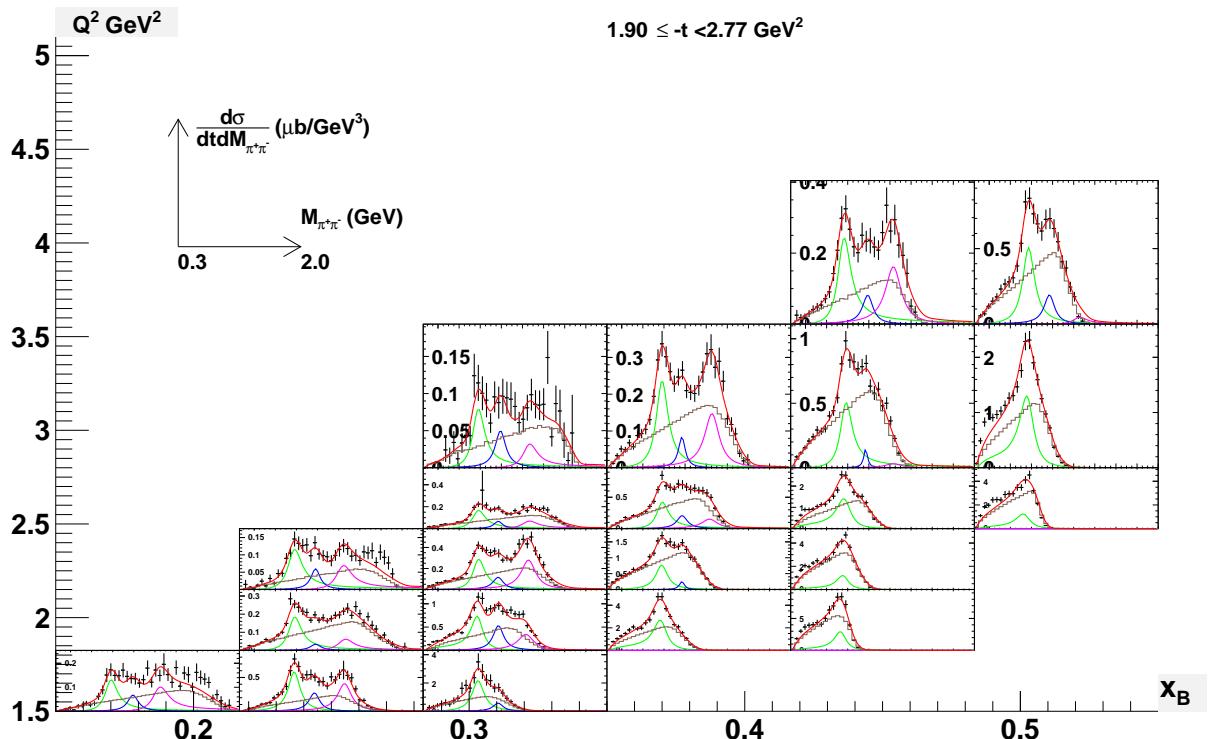
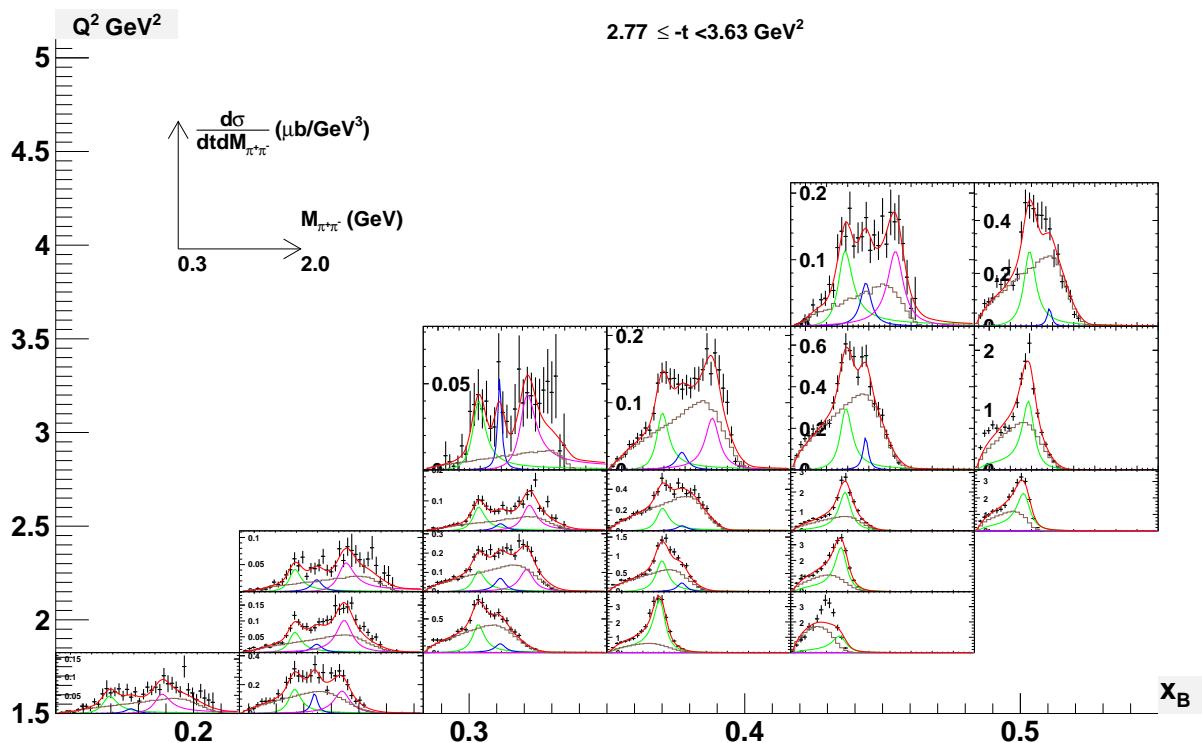
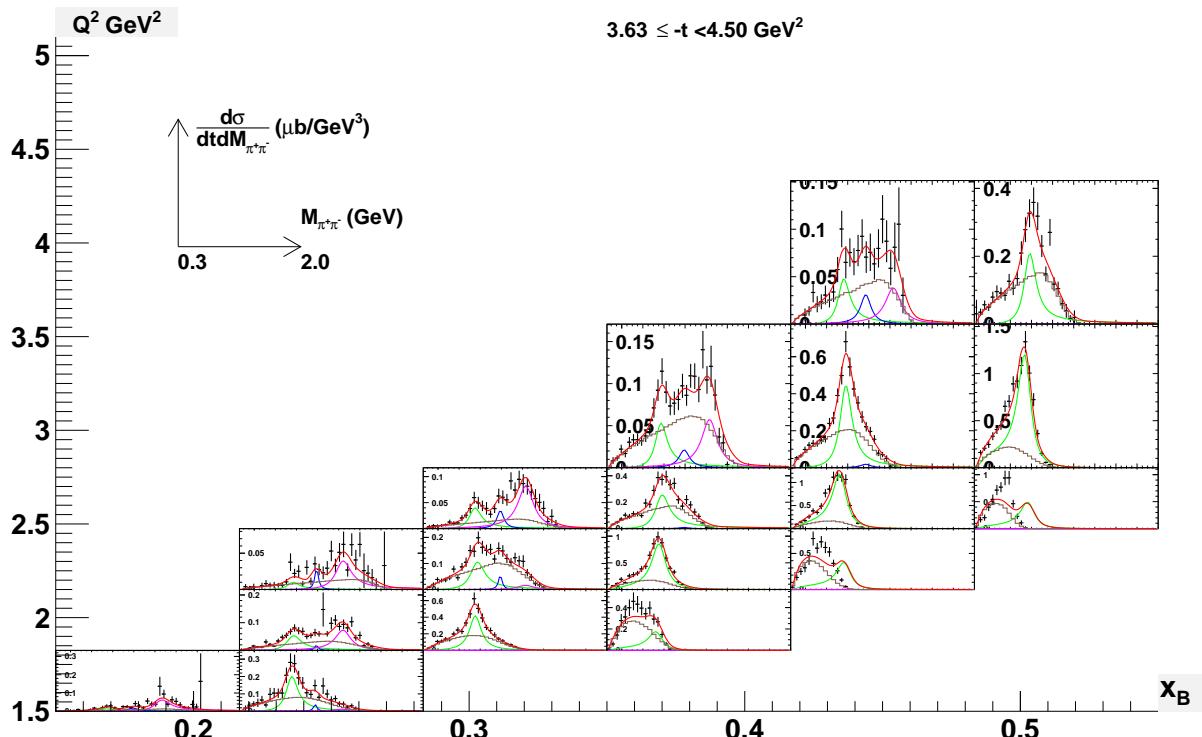


FIGURE A.1 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 0.40 \text{ GeV}^2$.


 FIGURE A.2 – Soustraction de fond pour $0.40 < -t < 0.70 \text{ GeV}^2$.

 FIGURE A.3 – Soustraction de fond pour $0.70 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$.


 FIGURE A.4 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.30 \text{ GeV}^2$.

 FIGURE A.5 – Soustraction de fond pour $1.30 < -t < 1.60 \text{ GeV}^2$.


 FIGURE A.6 – Soustraction de fond pour $1.60 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$.

 FIGURE A.7 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 2.77 \text{ GeV}^2$.


 FIGURE A.8 – Soustraction de fond pour $2.77 < -t < 3.63 \text{ GeV}^2$.

 FIGURE A.9 – Soustraction de fond pour $3.63 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$.

Annexe B

Soustraction de fond pour chaque bin (Q^2 , x_B , $\cos \theta_{HS}$)

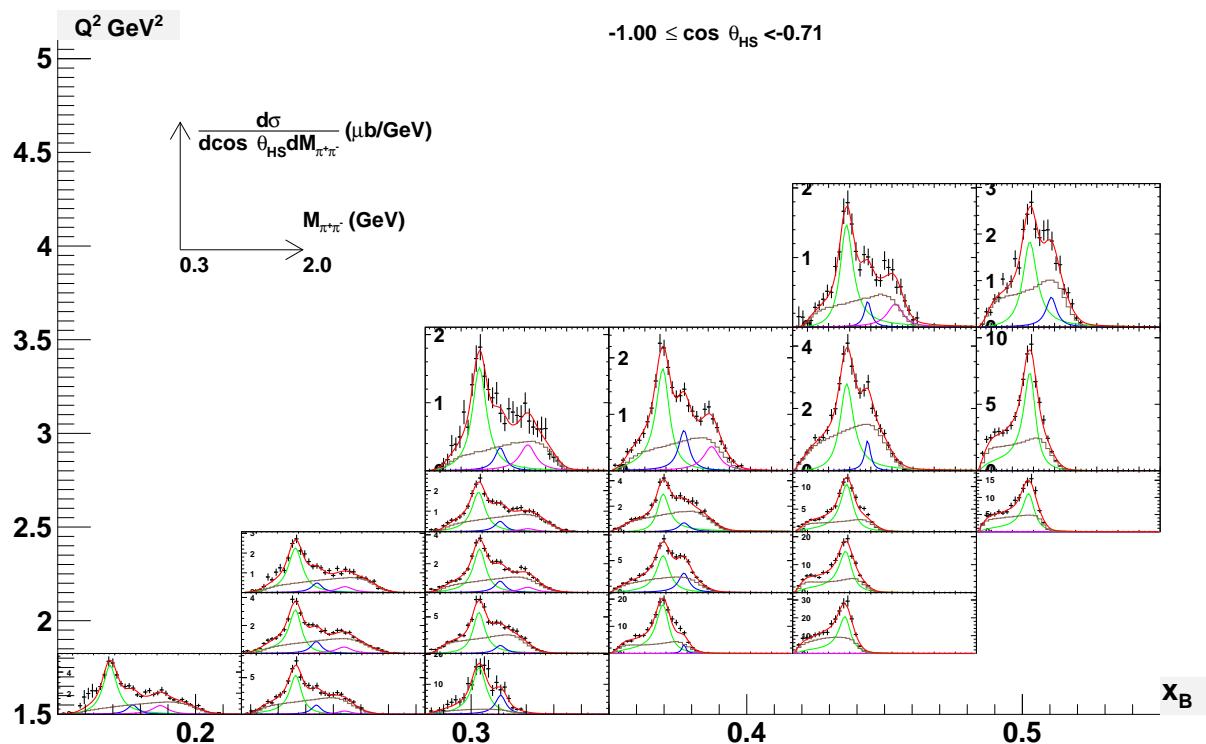


FIGURE B.1 – Soustraction de fond pour $-1.00 < \cos \theta_{HS} < -0.71$.

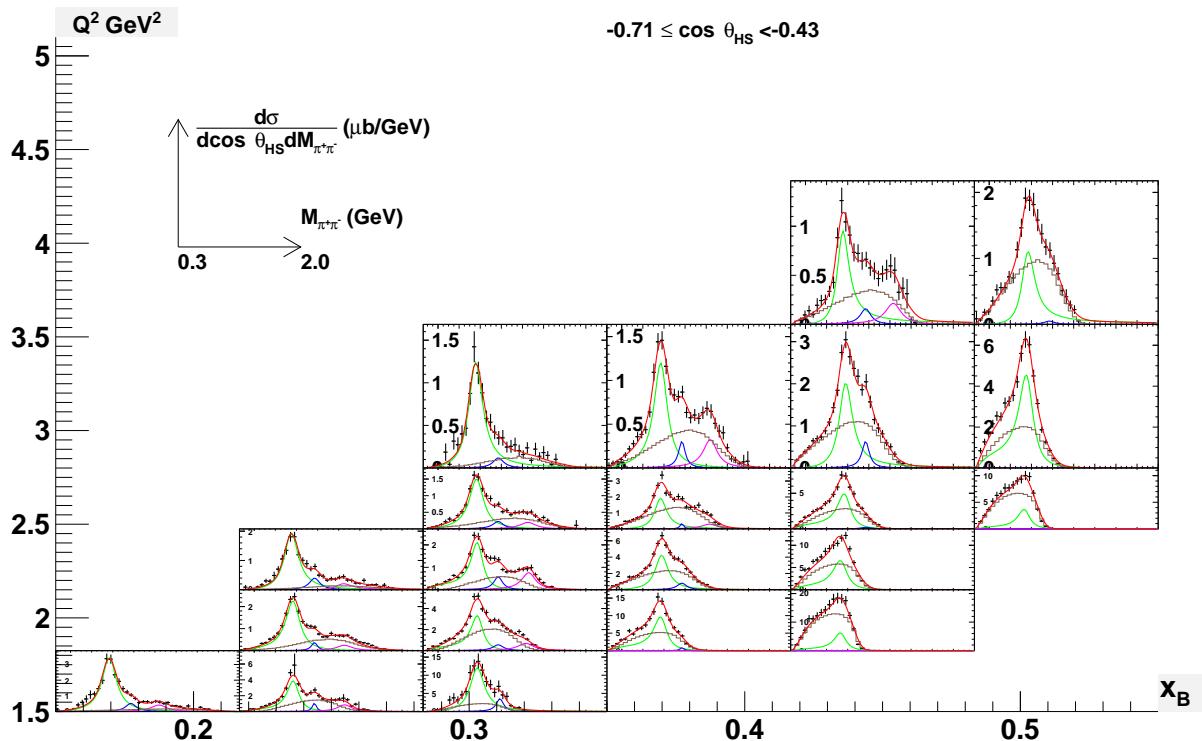


FIGURE B.2 – Soustraction de fond pour $-0.71 < \cos \theta_{HS} < -0.43$.

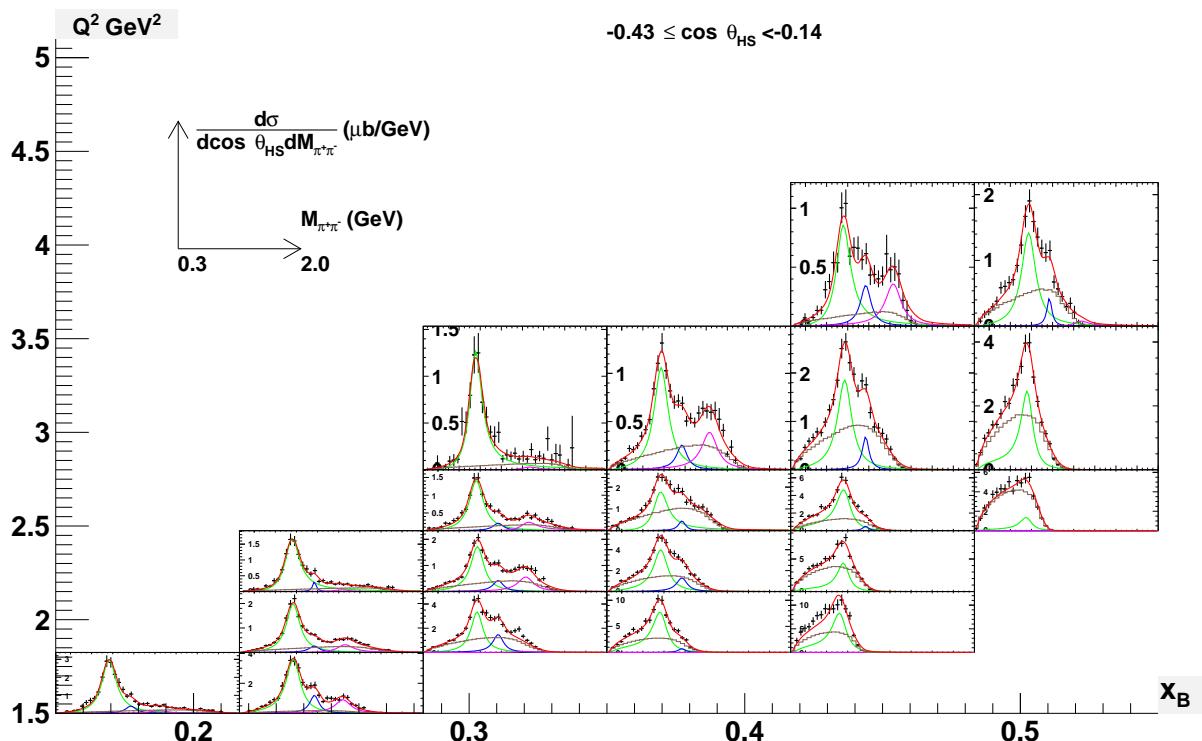


FIGURE B.3 – Soustraction de fond pour $-0.43 < \cos \theta_{HS} < -0.14$.

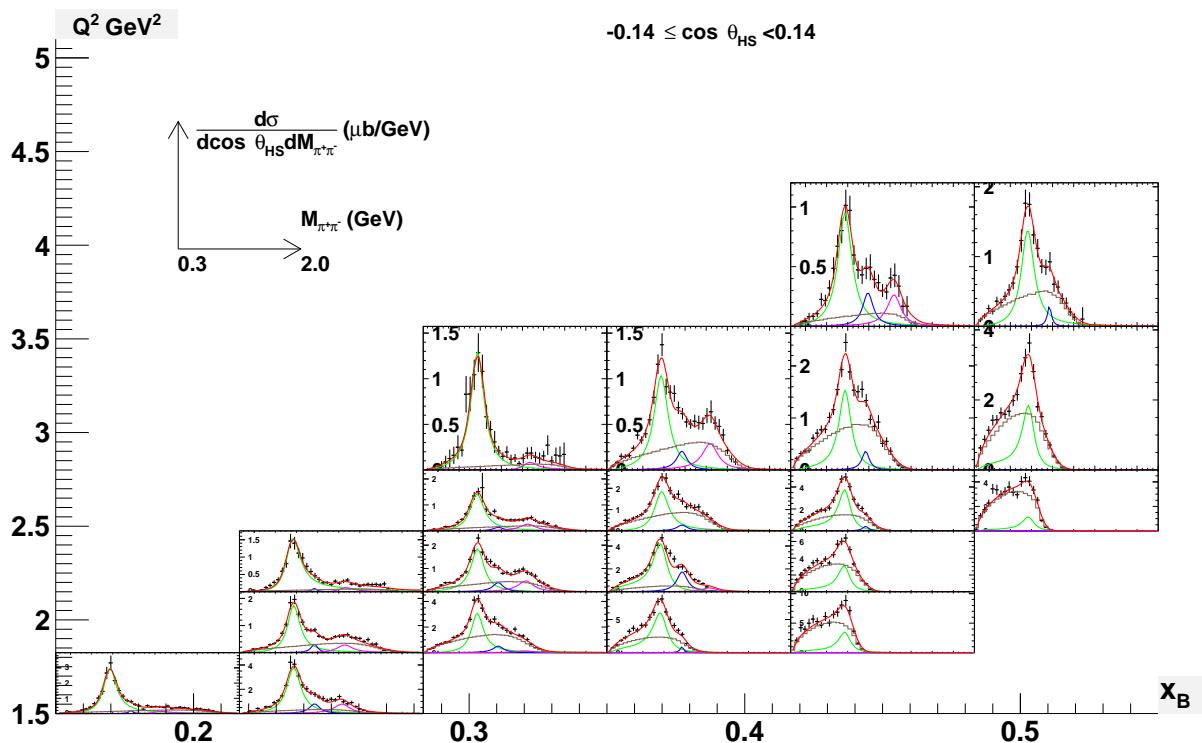


FIGURE B.4 – Soustraction de fond pour $-0.14 < \cos \theta_{HS} < 0.14$.

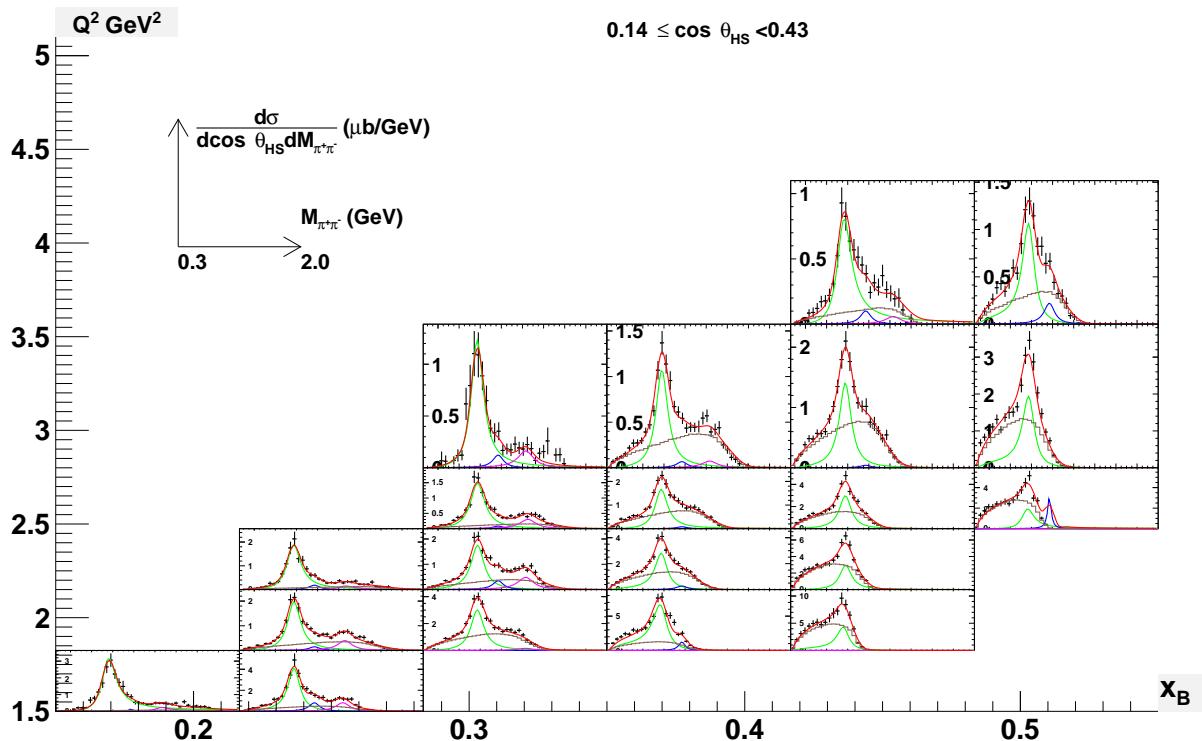


FIGURE B.5 – Soustraction de fond pour $0.14 < \cos \theta_{HS} < 0.43$.

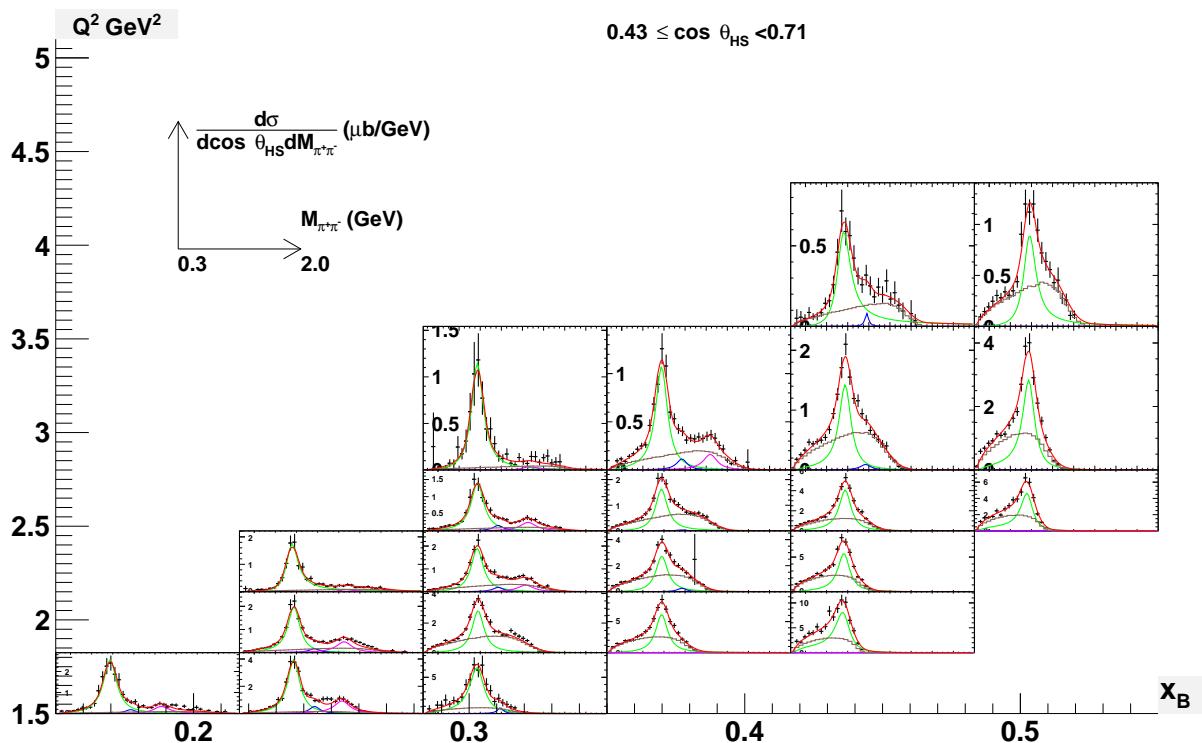


FIGURE B.6 – Soustraction de fond pour $0.43 < \cos \theta_{HS} < 0.71$.

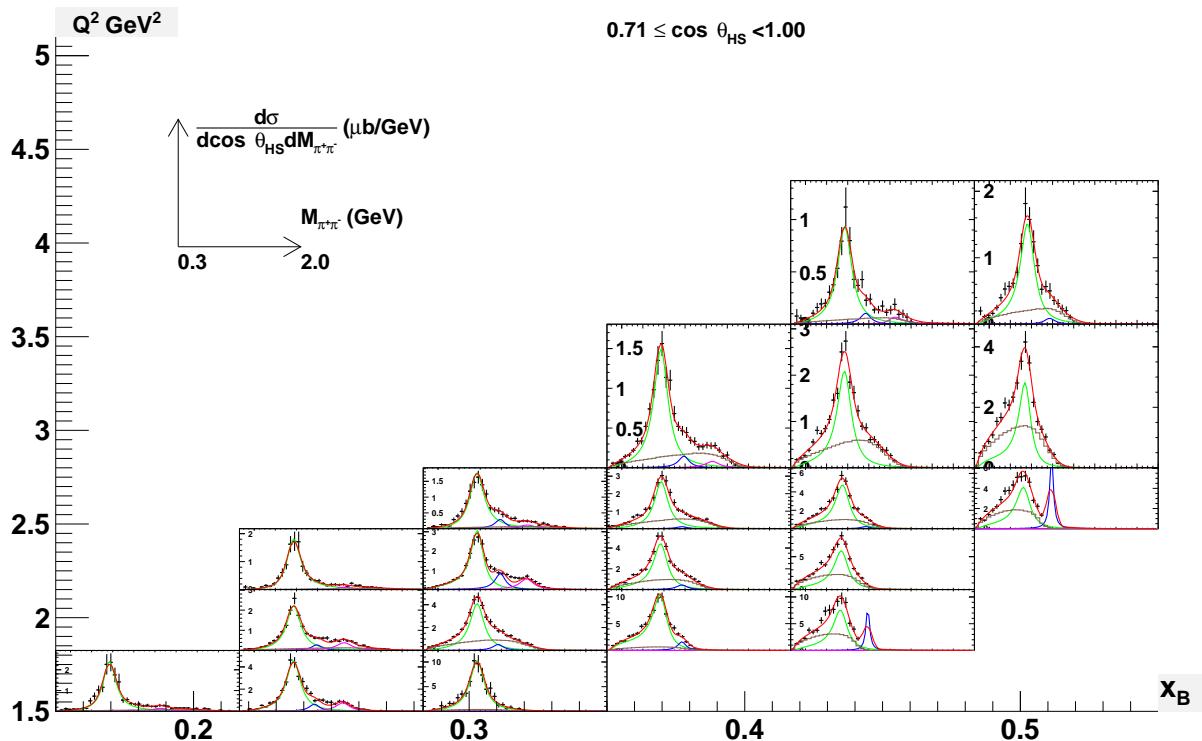


FIGURE B.7 – Soustraction de fond pour $0.71 < \cos \theta_{HS} < 1.00$.

Annexe C

Soustraction de fond pour chaque bin (Q^2 , x_B , Φ)

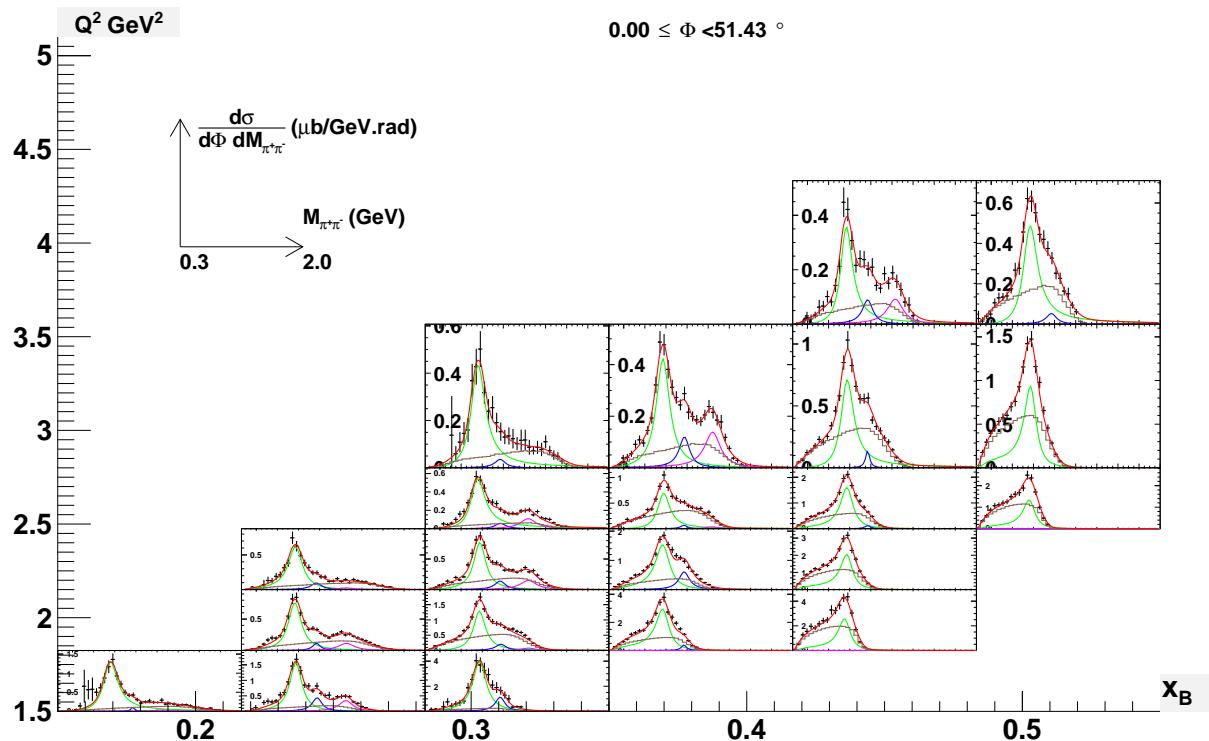


FIGURE C.1 – Soustraction de fond pour $0.0^\circ < \Phi < 51.4^\circ$.

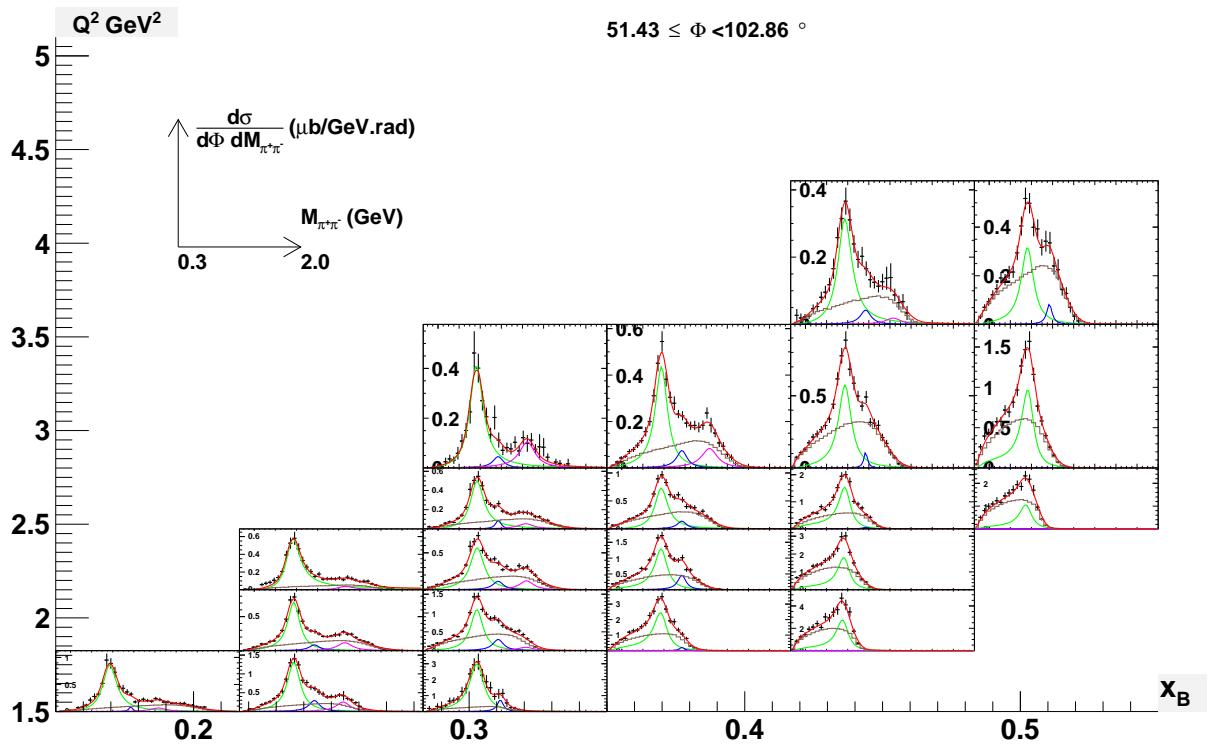


FIGURE C.2 – Soustraction de fond pour $51.4^\circ < \Phi < 102.9^\circ$.

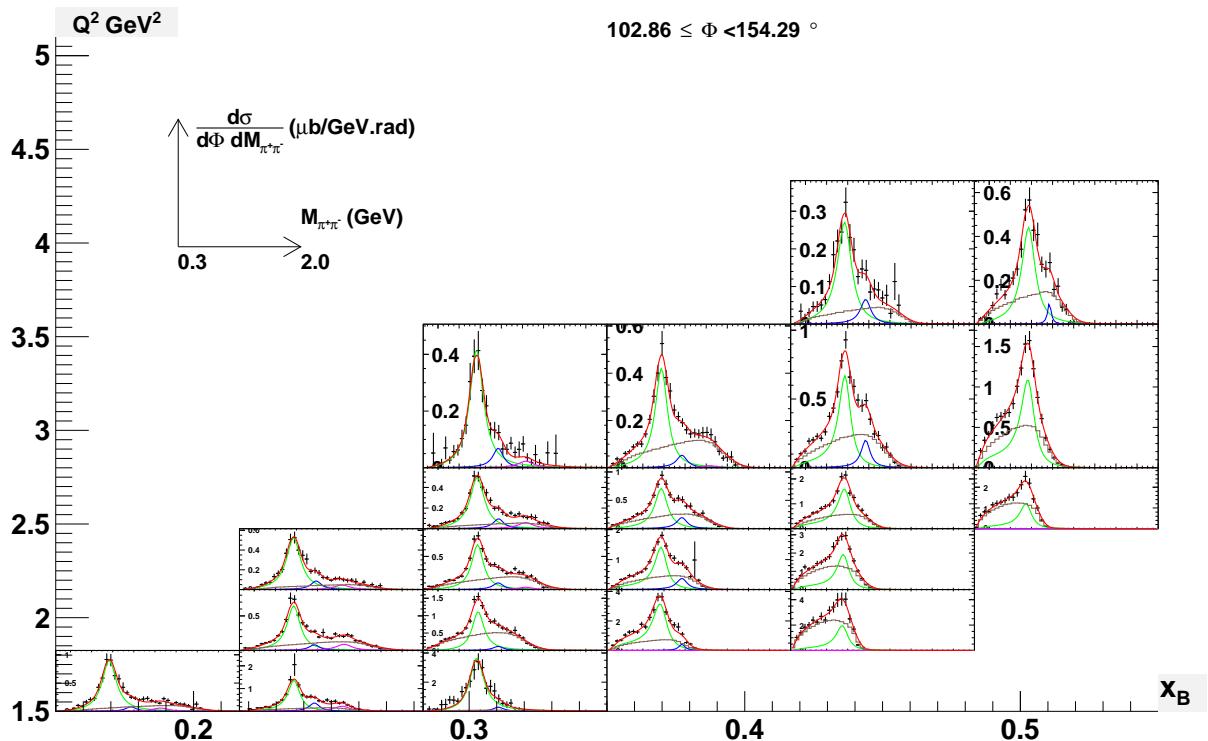
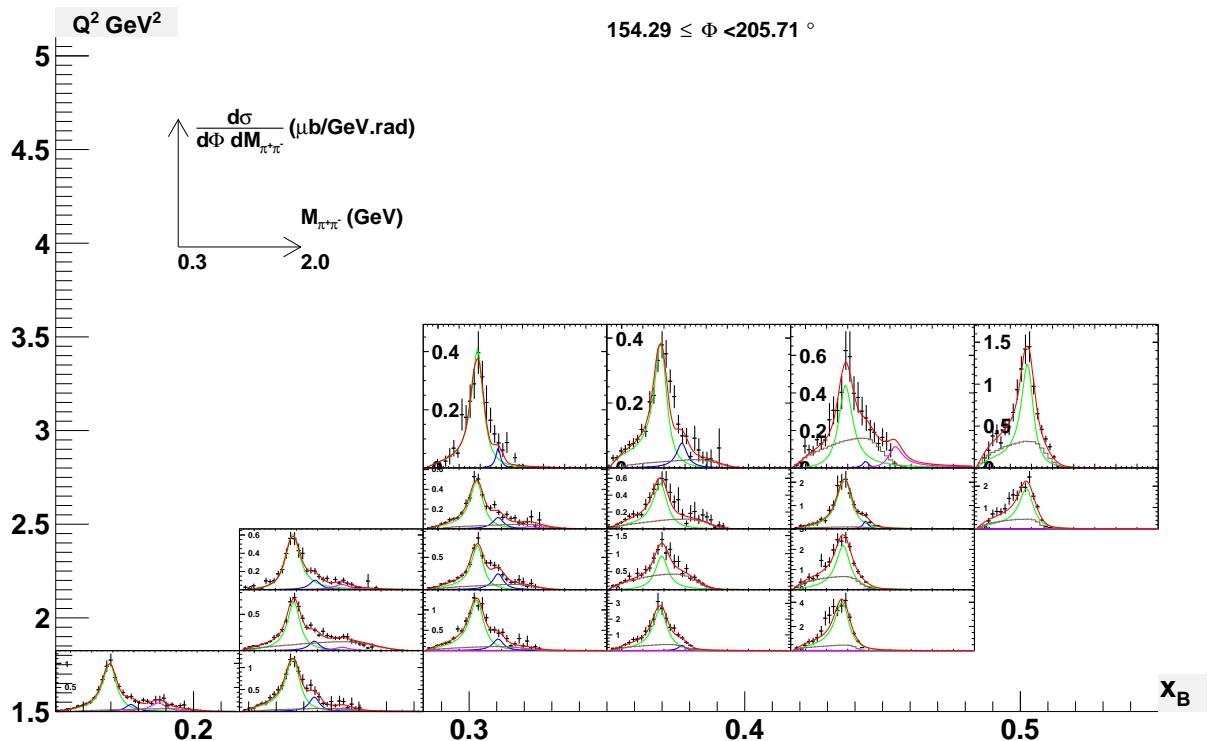
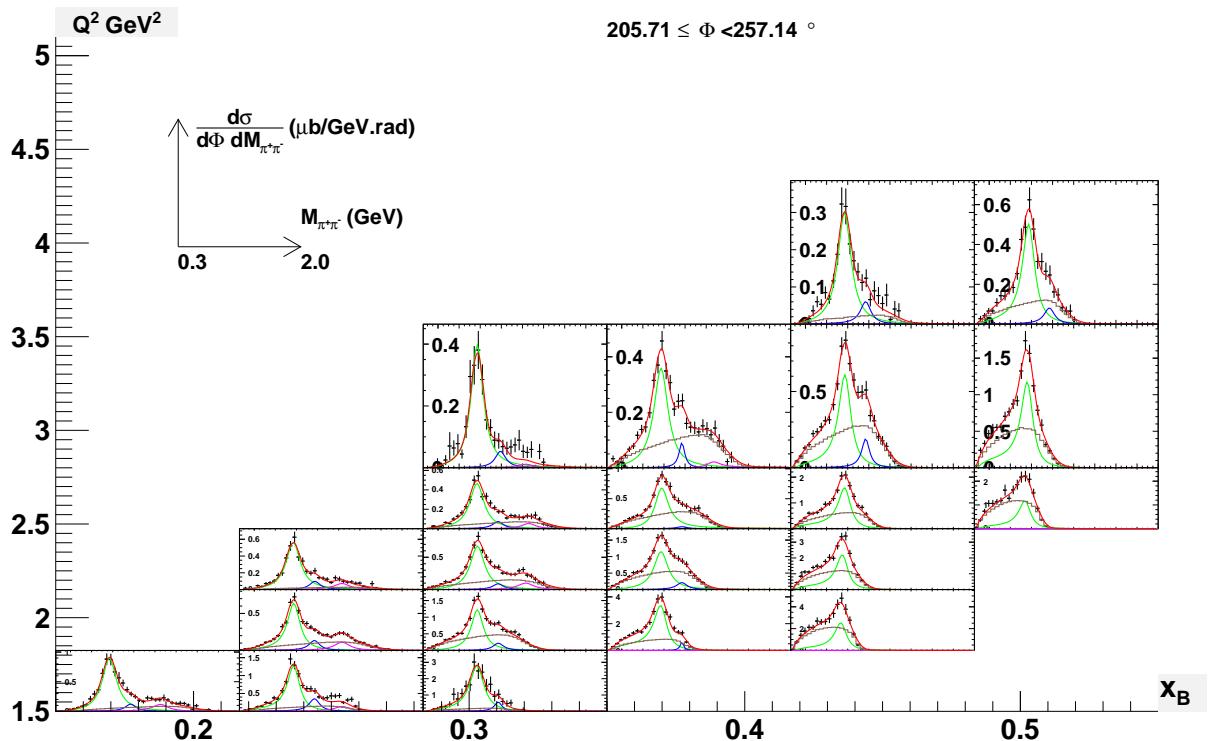


FIGURE C.3 – Soustraction de fond pour $102.9^\circ < \Phi < 154.3^\circ$.


 FIGURE C.4 – Soustraction de fond pour $154.3^\circ < \Phi < 205.7^\circ$.

 FIGURE C.5 – Soustraction de fond pour $205.7^\circ < \Phi < 257.1^\circ$.

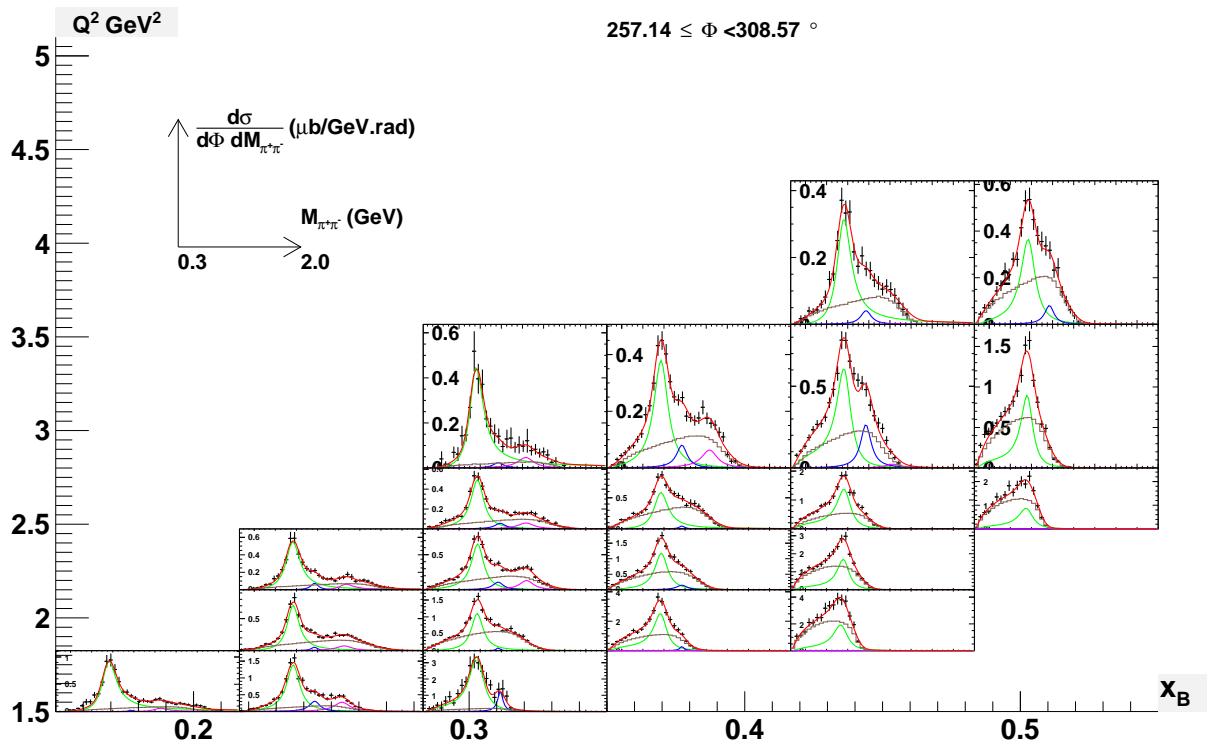


FIGURE C.6 – Soustraction de fond pour $257.1^\circ < \Phi < 308.6^\circ$.

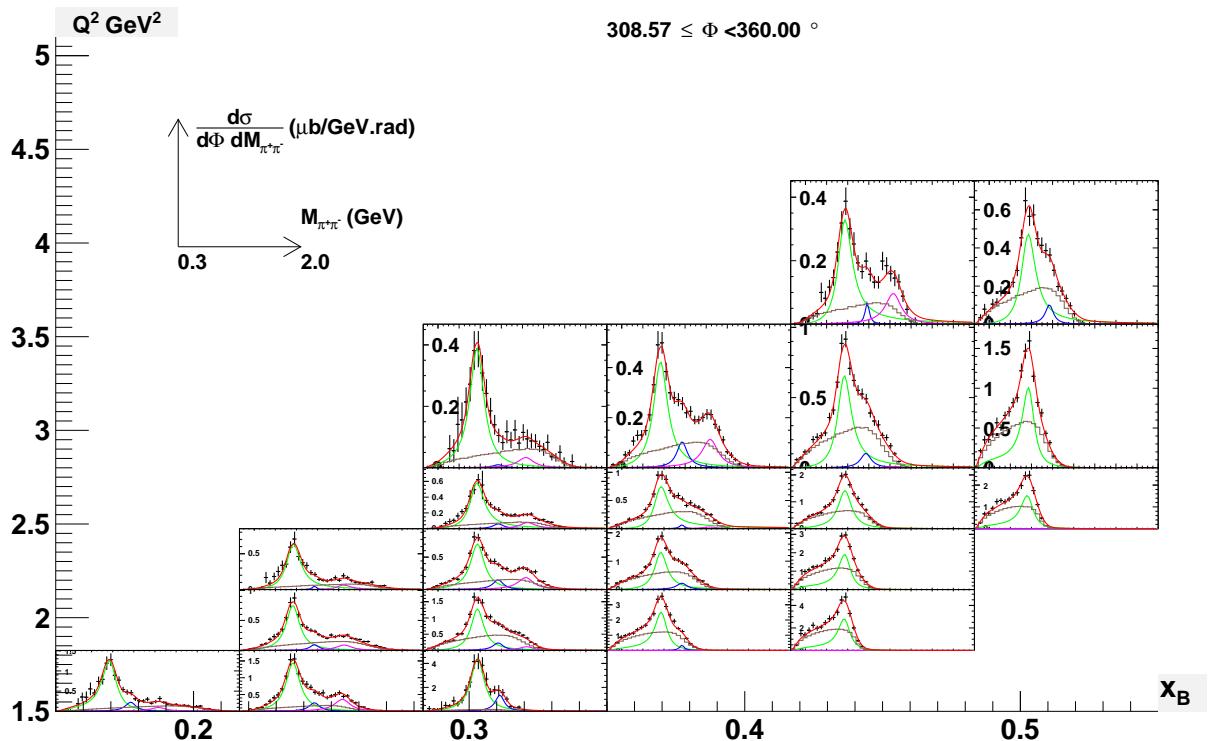


FIGURE C.7 – Soustraction de fond pour $308.6^\circ < \Phi < 360.0^\circ$.

Annexe D

Soustraction de fond pour chaque bin (Q^2 , x_B , $-t$, Φ)

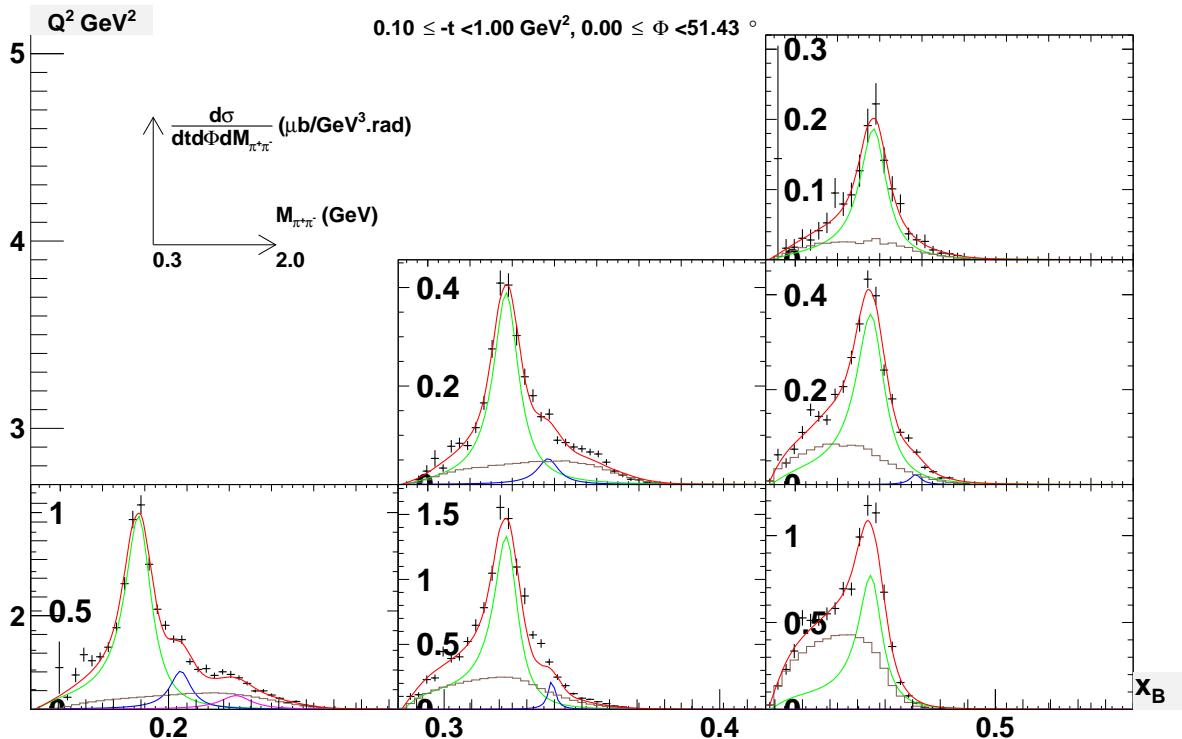
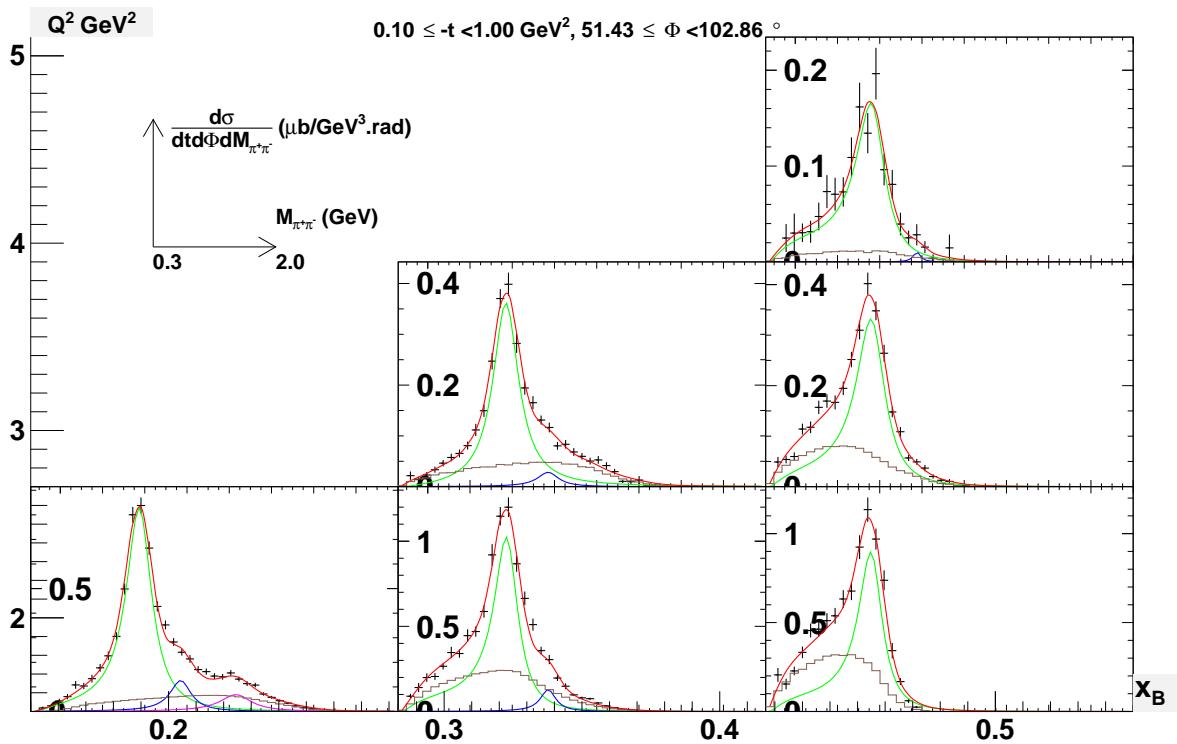
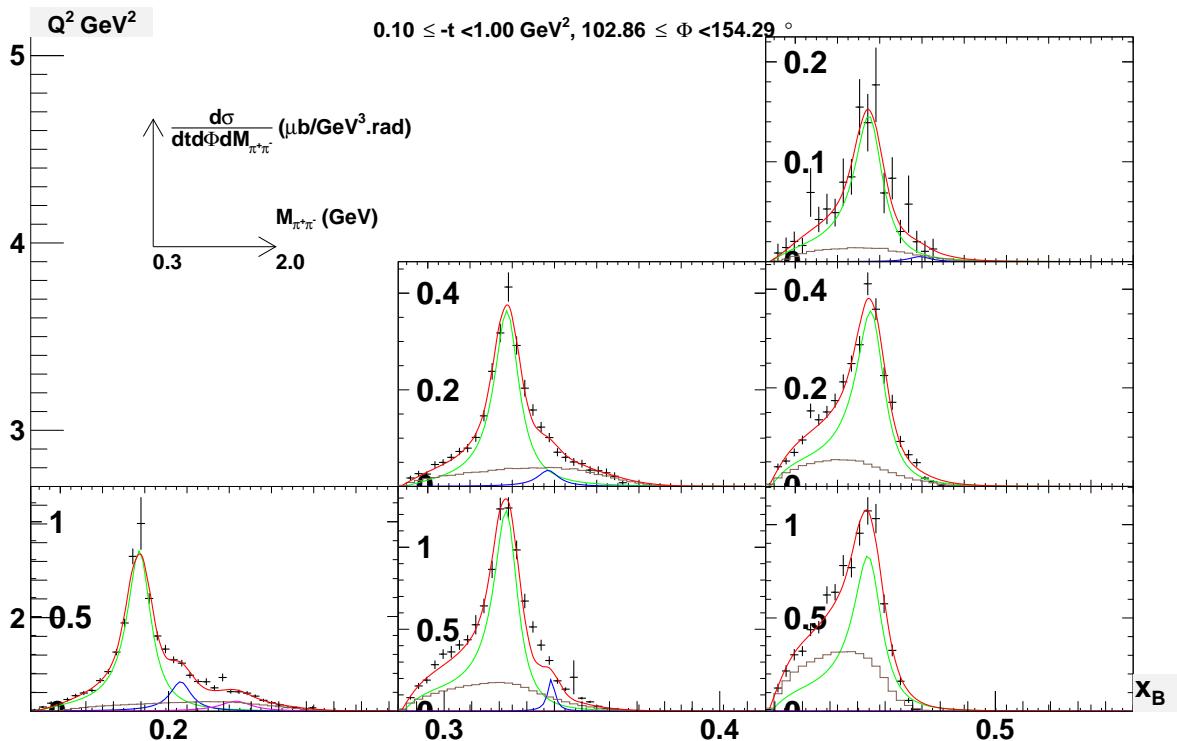
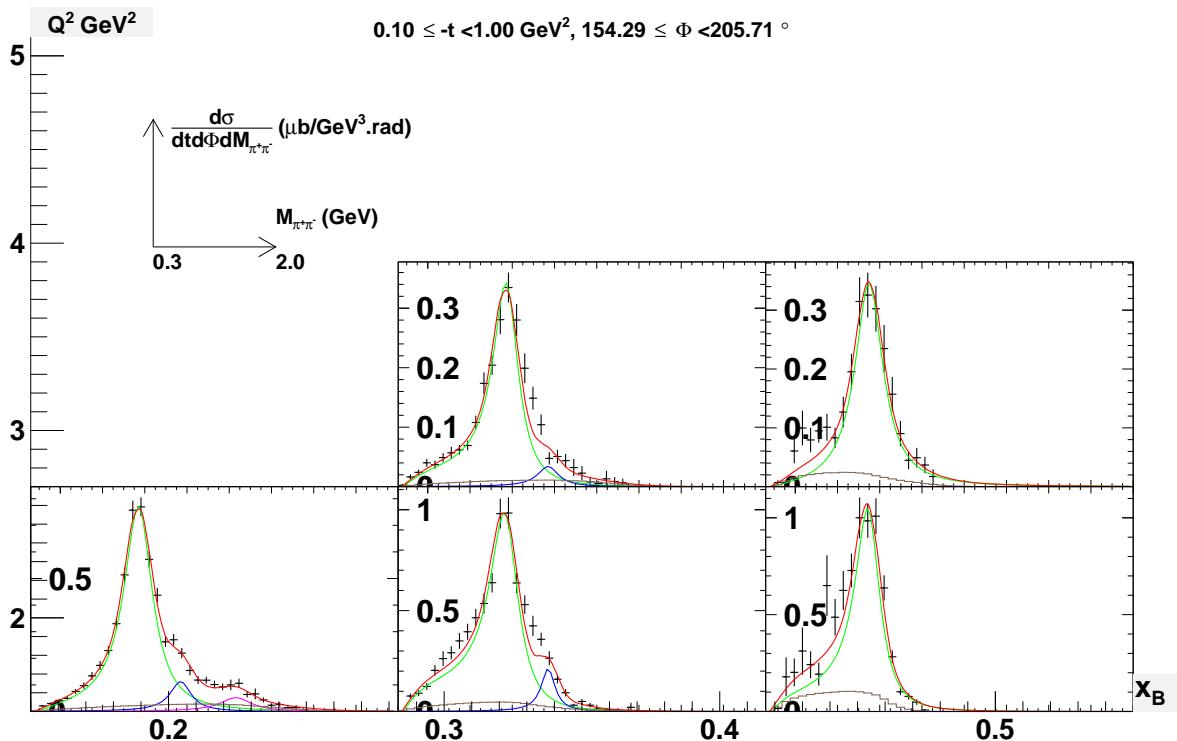
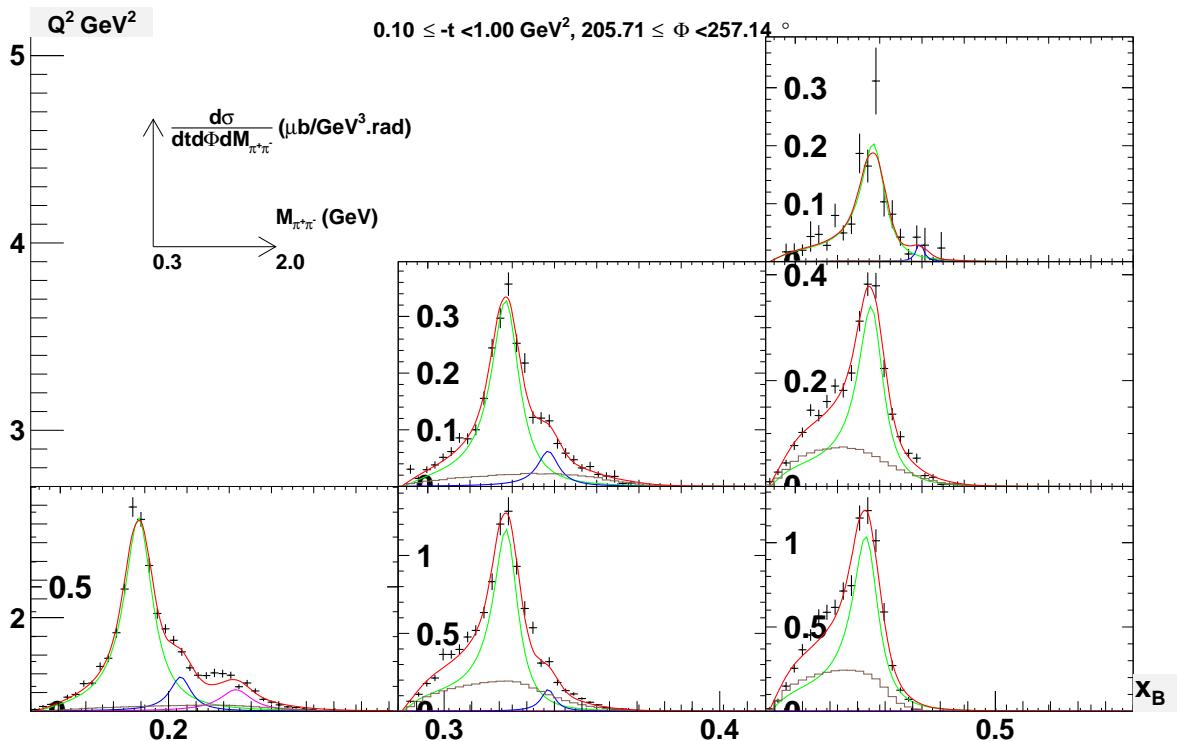


FIGURE D.1 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $0.0^\circ < \Phi < 51.4^\circ$.


 FIGURE D.2 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $51.4^\circ < \Phi < 102.9^\circ$.

 FIGURE D.3 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $102.9^\circ < \Phi < 154.3^\circ$.


 FIGURE D.4 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $154.3^\circ < \Phi < 205.7^\circ$.

 FIGURE D.5 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $205.7^\circ < \Phi < 257.1^\circ$.

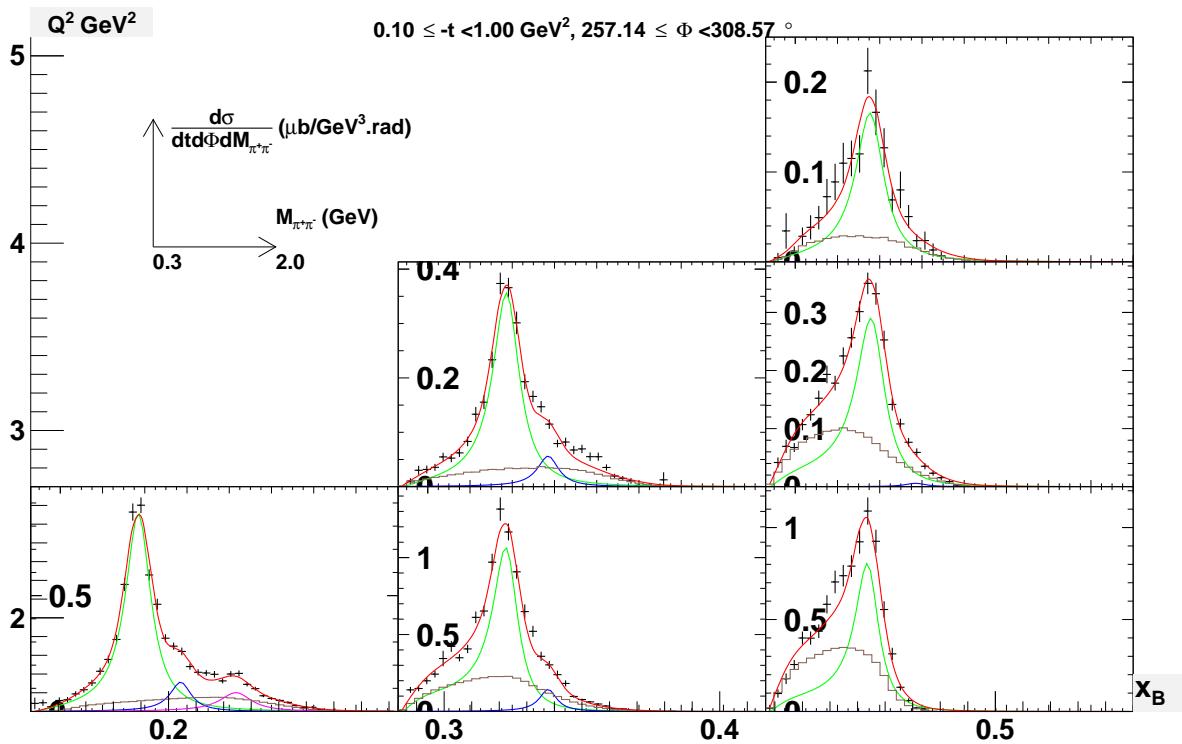


FIGURE D.6 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $257.1^\circ < \Phi < 308.6^\circ$.

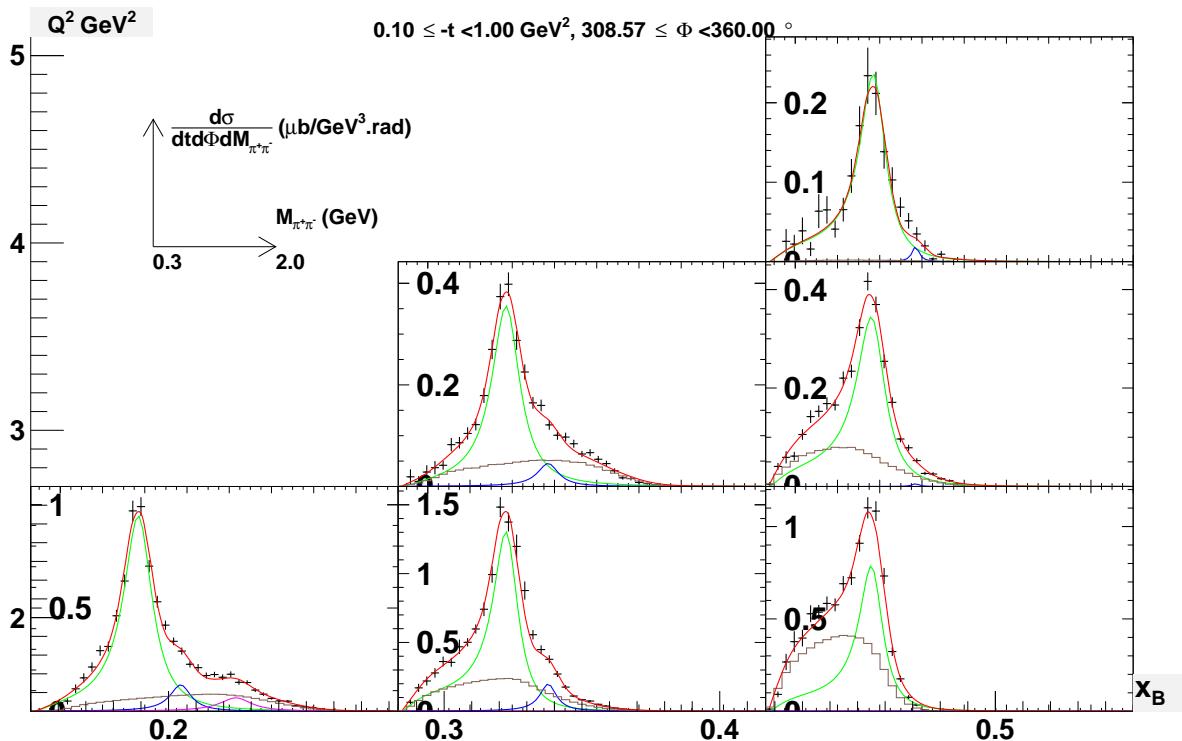
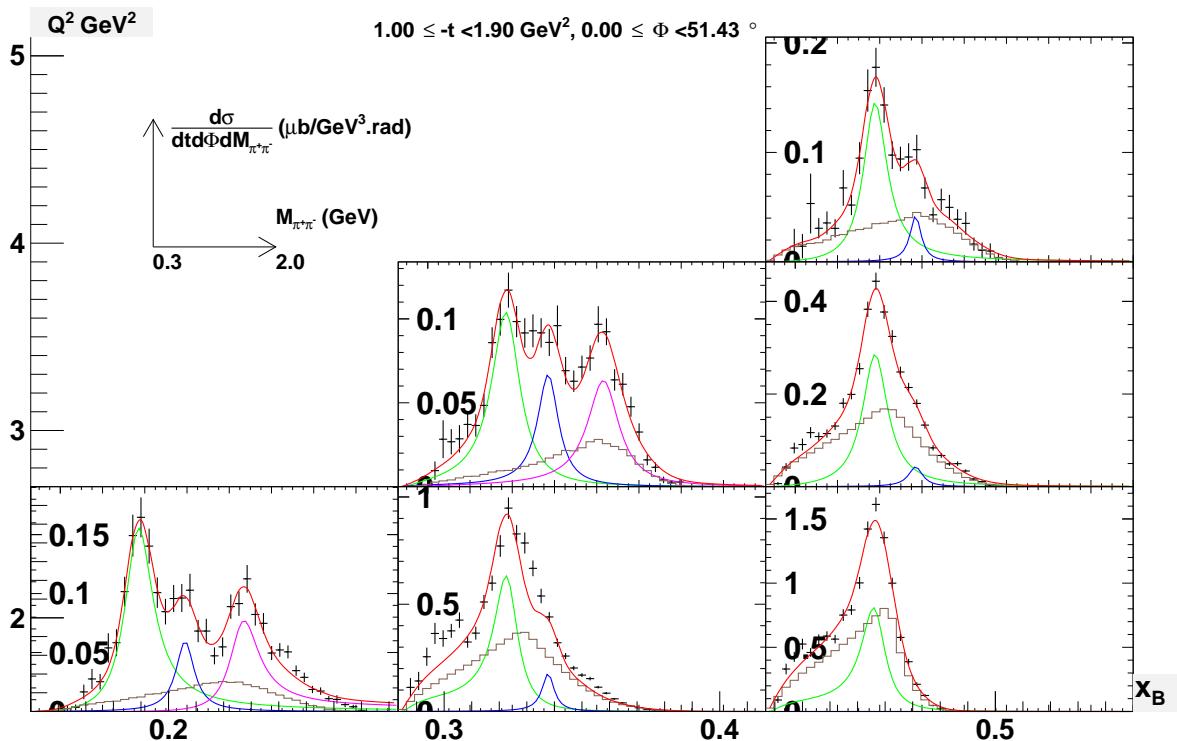
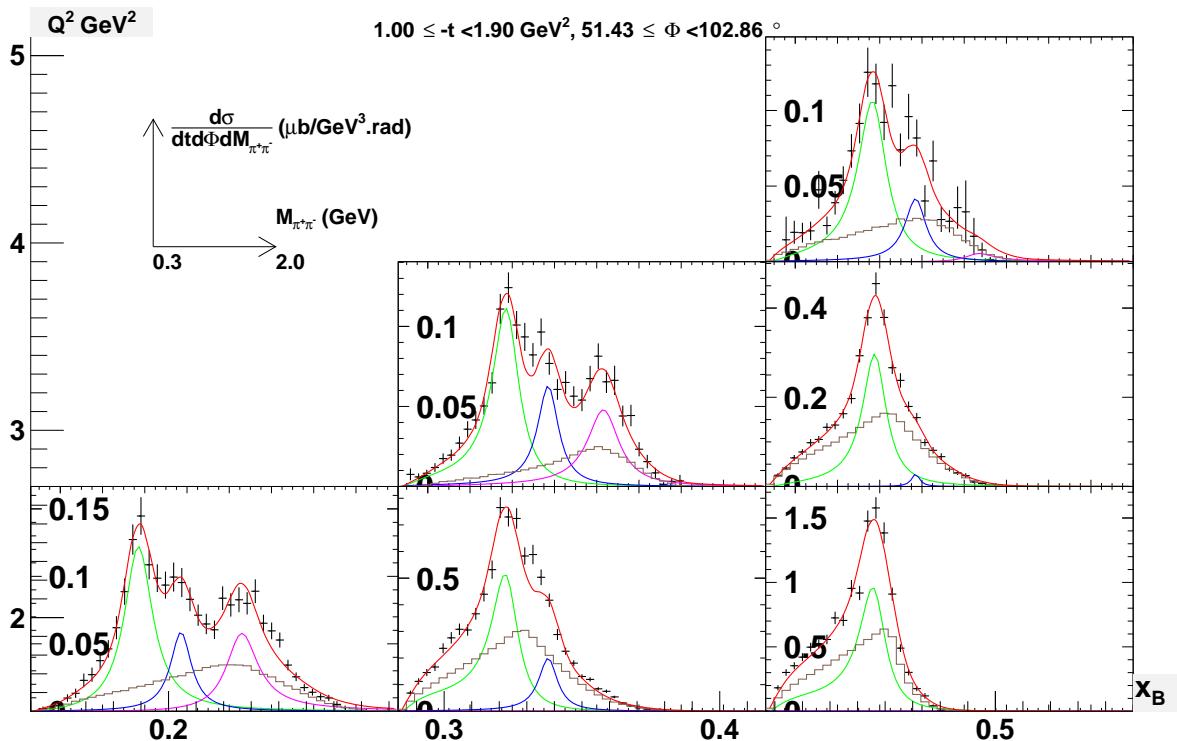


FIGURE D.7 – Soustraction de fond pour $0.10 < -t < 1.00 \text{ GeV}^2$ et $308.6^\circ < \Phi < 360.0^\circ$.


 FIGURE D.8 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.0^\circ < \Phi < 51.4^\circ$.

 FIGURE D.9 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $51.4^\circ < \Phi < 102.9^\circ$.

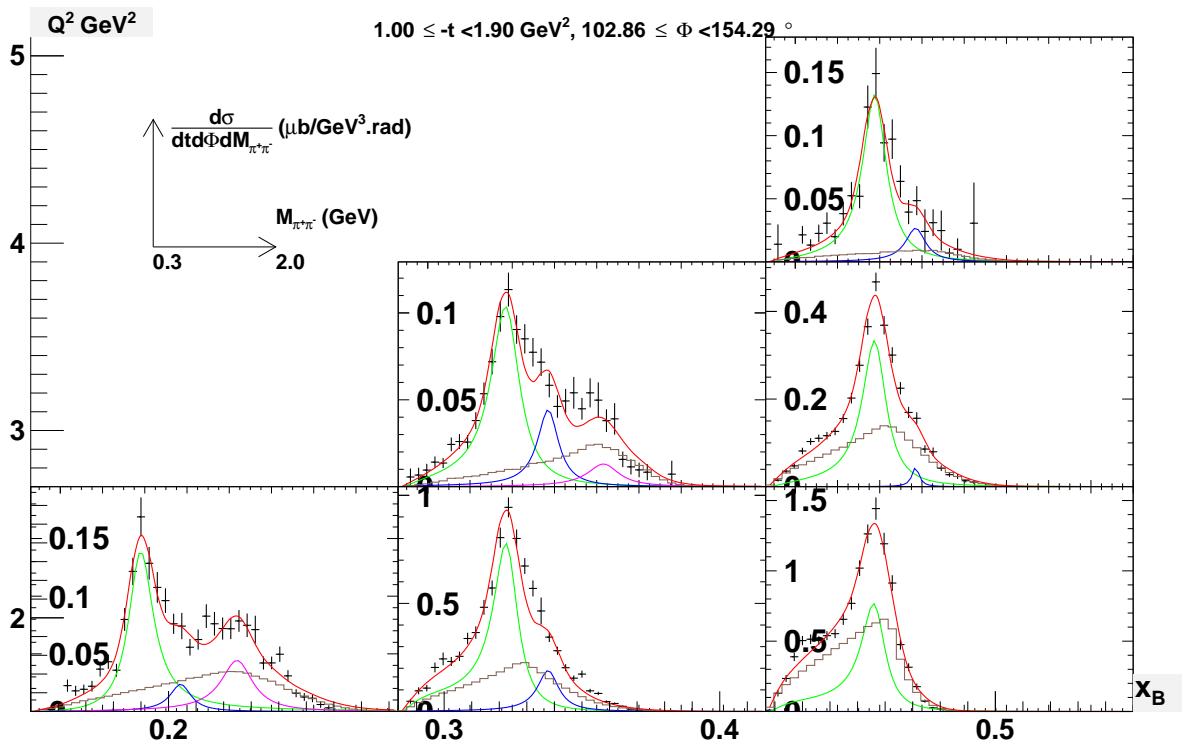


FIGURE D.10 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $102.9^\circ < \Phi < 154.3^\circ$.

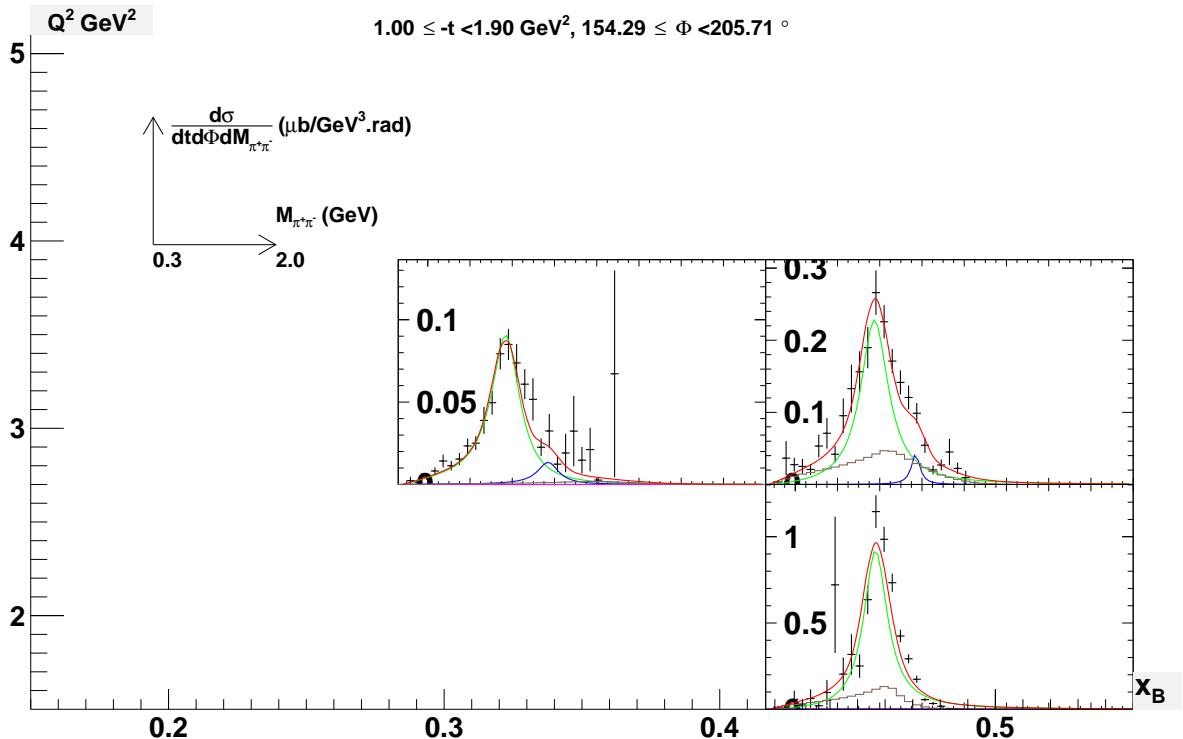
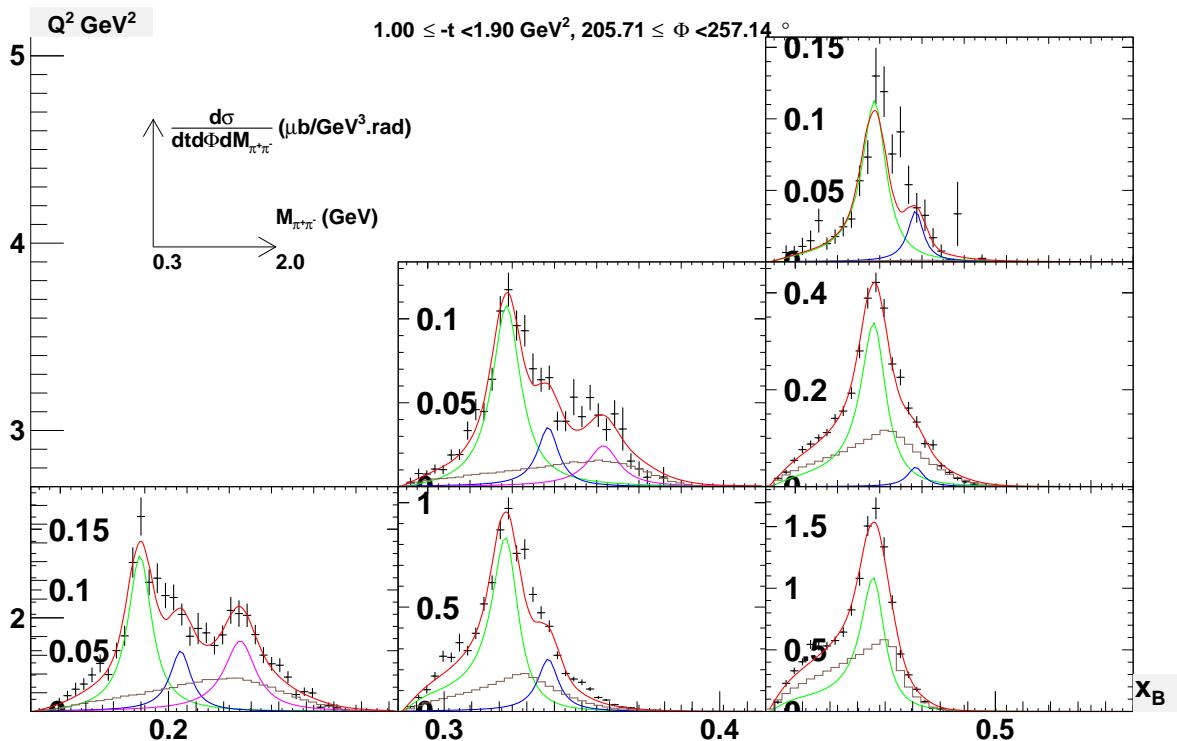
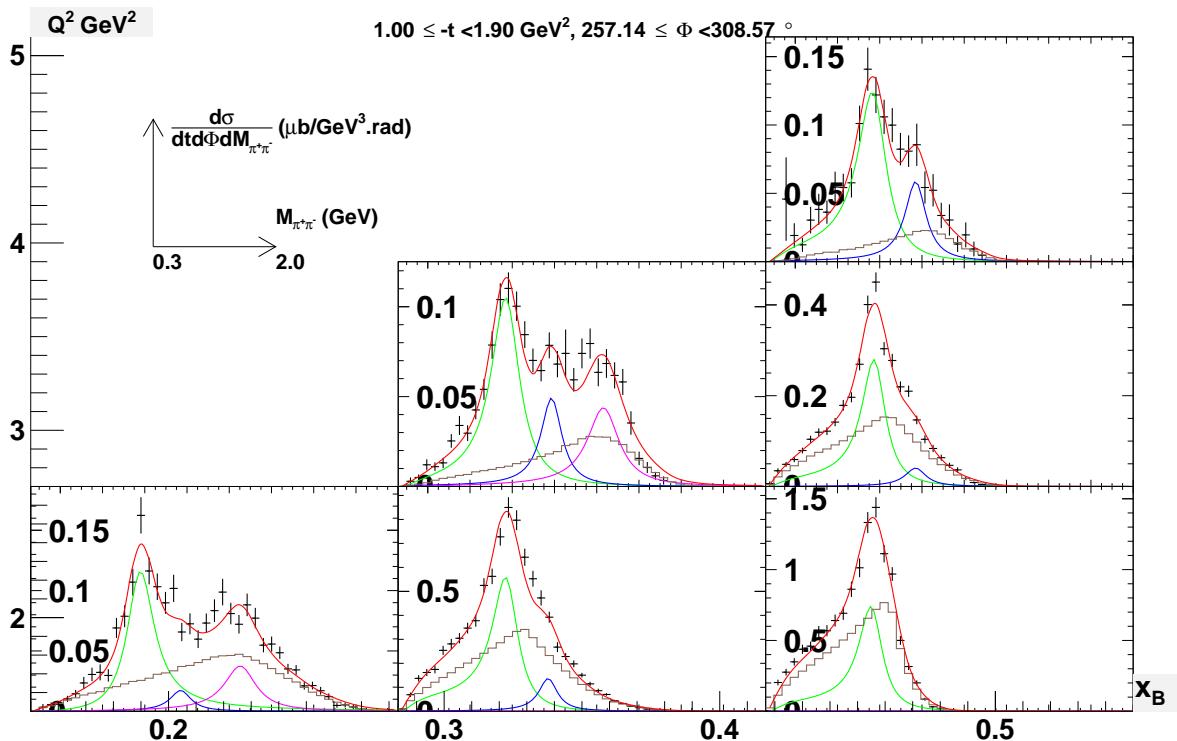
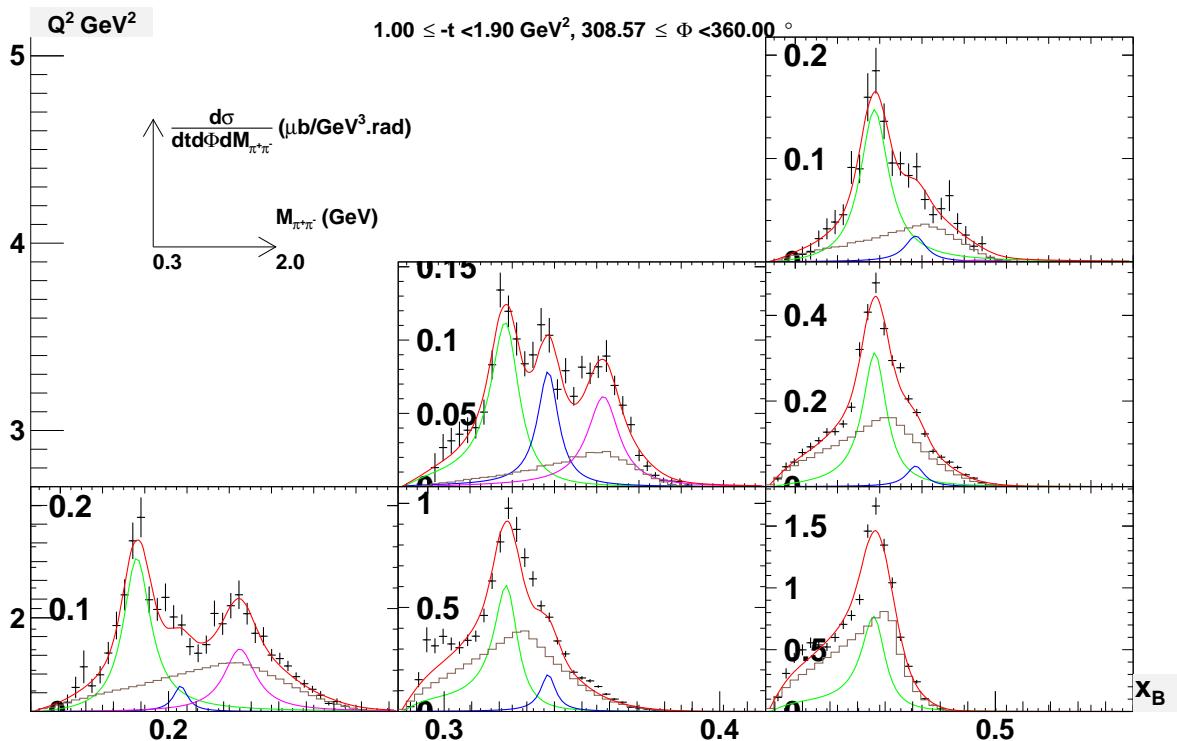
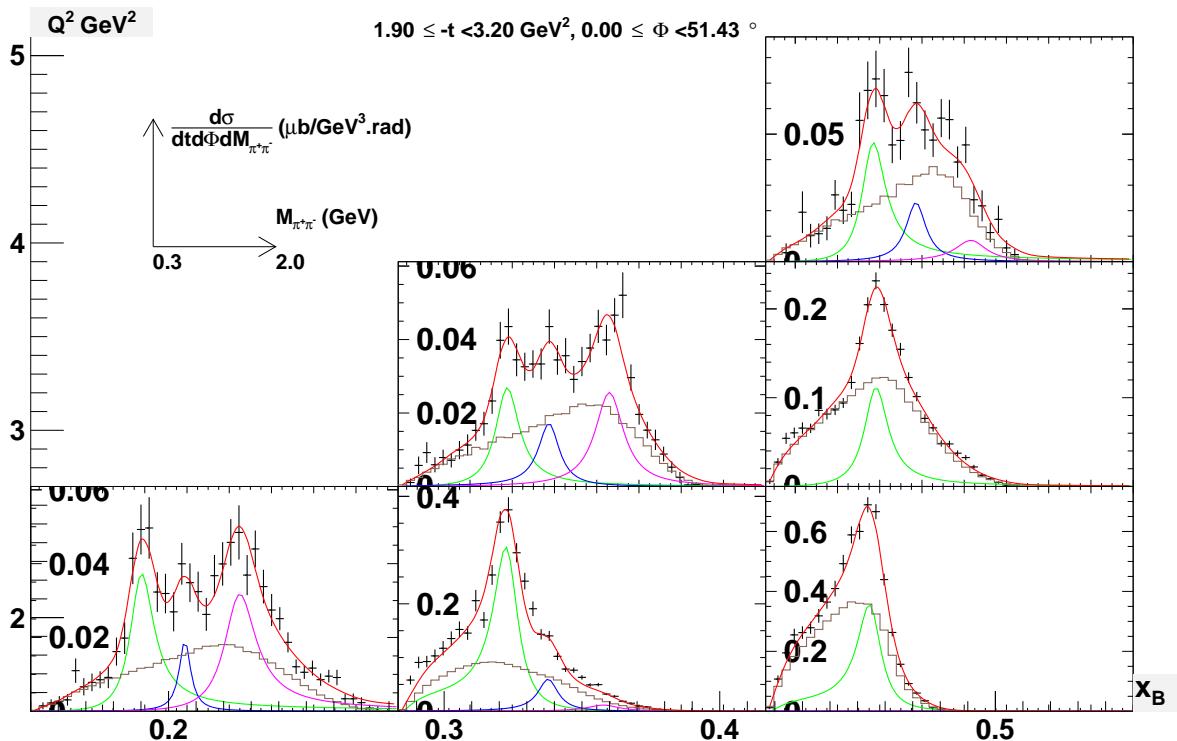


FIGURE D.11 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $154.3^\circ < \Phi < 205.7^\circ$.


 FIGURE D.12 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $205.7^\circ < \Phi < 257.1^\circ$.

 FIGURE D.13 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $257.1^\circ < \Phi < 308.6^\circ$.


 FIGURE D.14 – Soustraction de fond pour $1.00 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $308.6^\circ < \Phi < 360.0^\circ$.

 FIGURE D.15 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $0.0^\circ < \Phi < 51.4^\circ$.

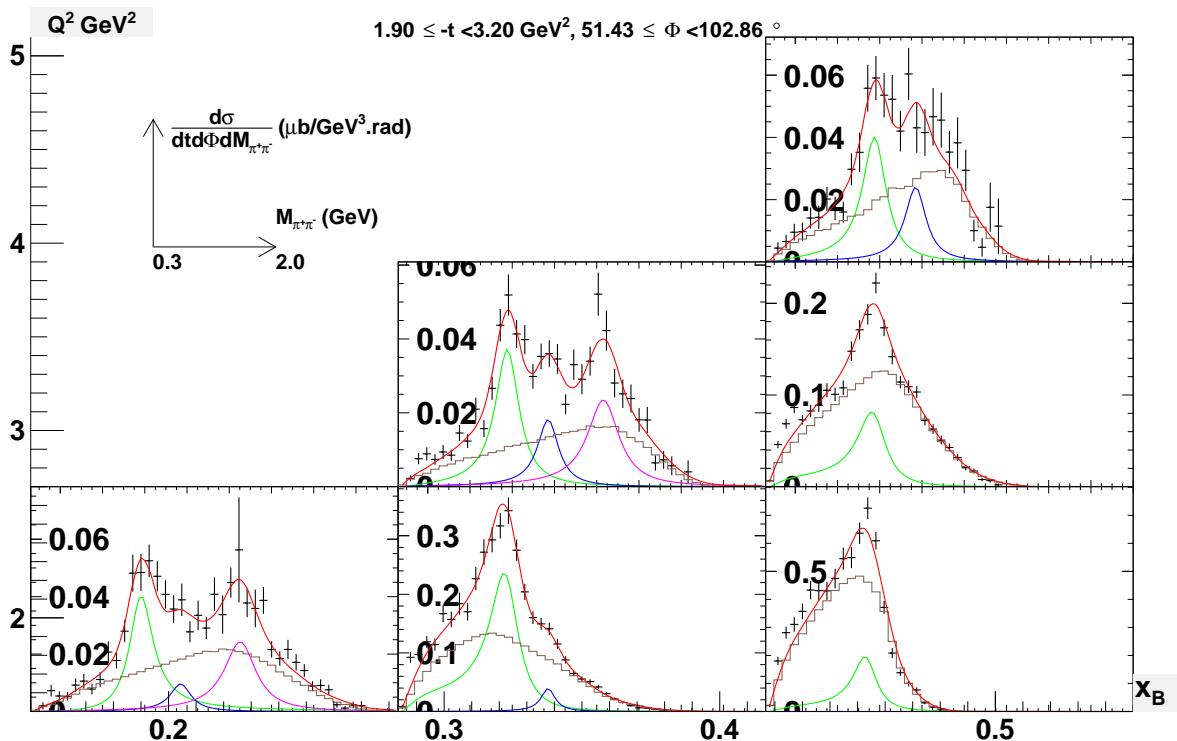


FIGURE D.16 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $51.4^\circ < \Phi < 102.9^\circ$.

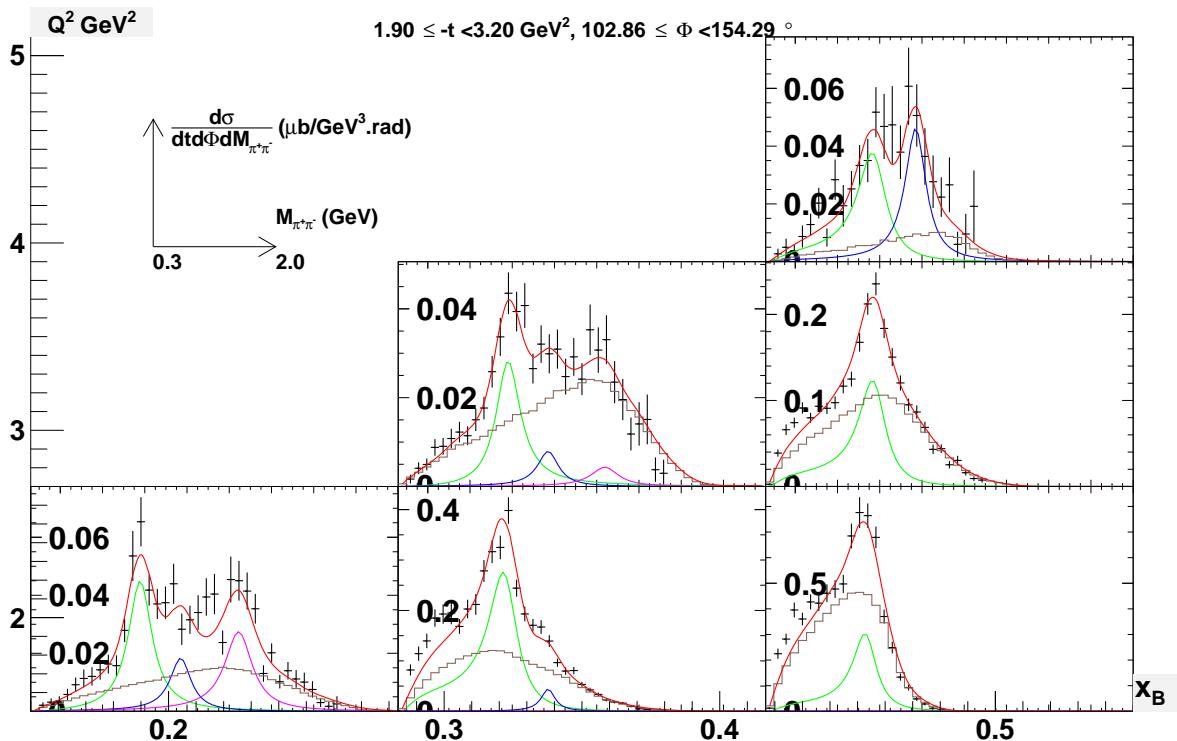


FIGURE D.17 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $102.9^\circ < \Phi < 154.3^\circ$.

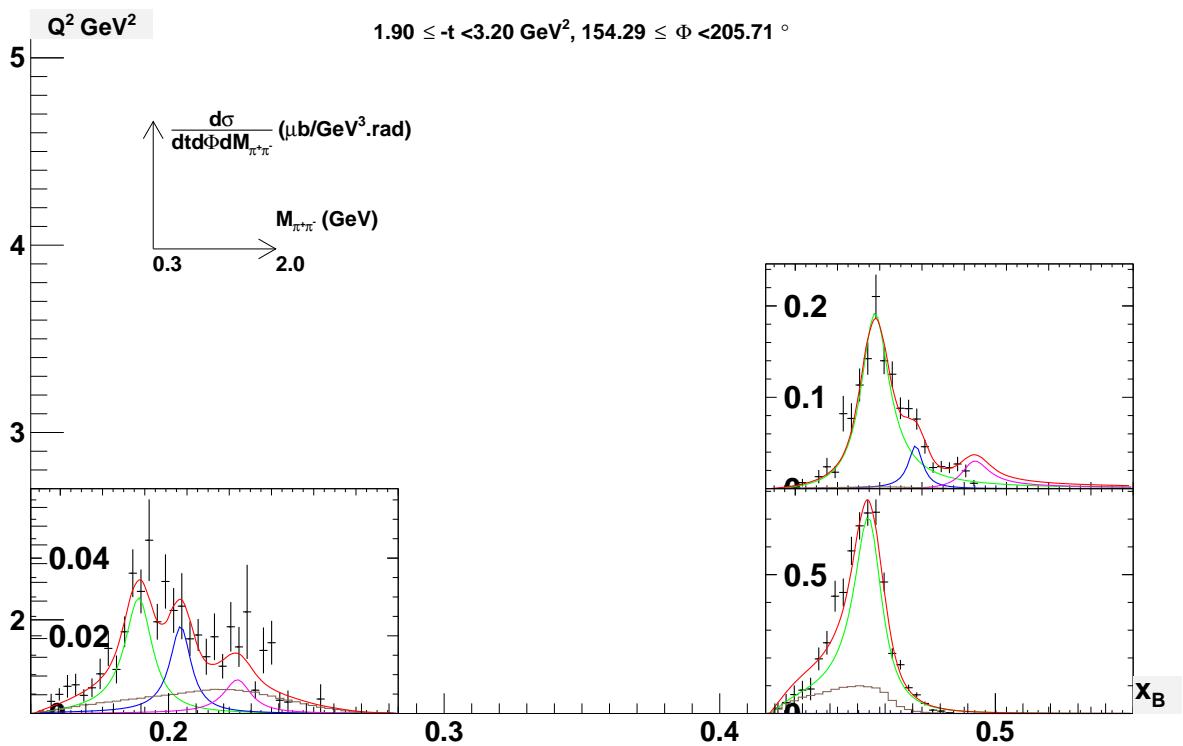


FIGURE D.18 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $154.3^\circ < \Phi < 205.7^\circ$.

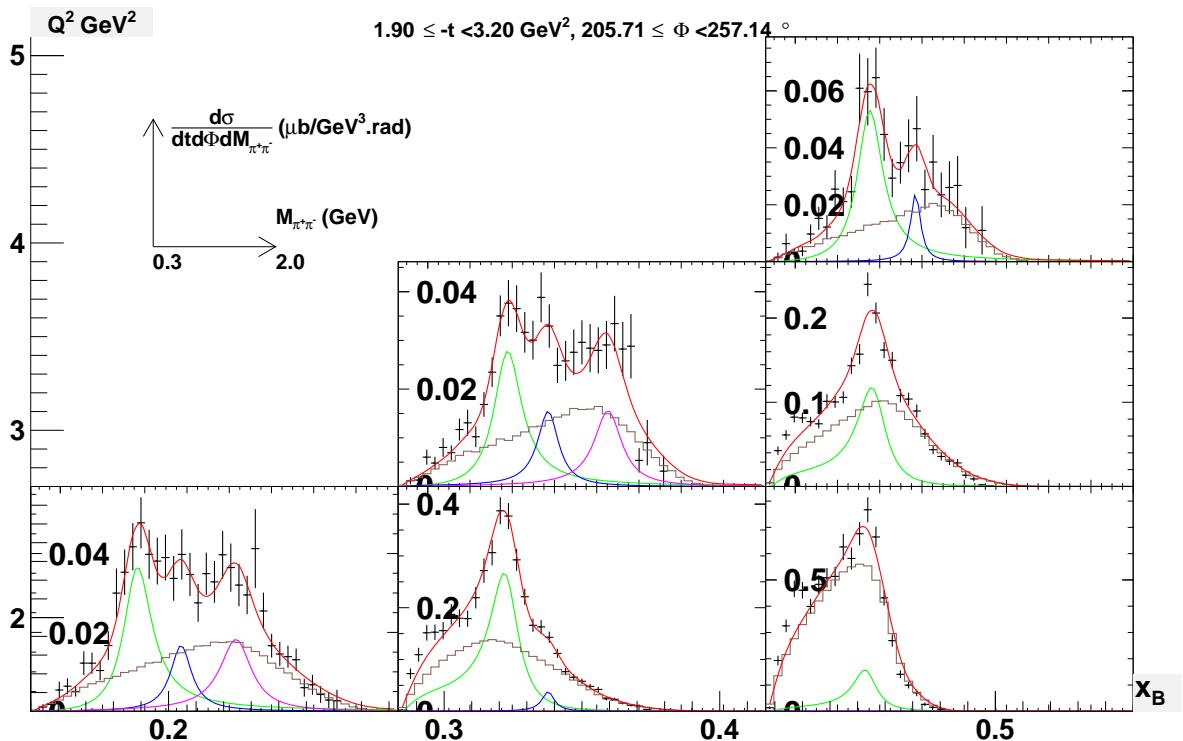


FIGURE D.19 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $205.7^\circ < \Phi < 257.1^\circ$.

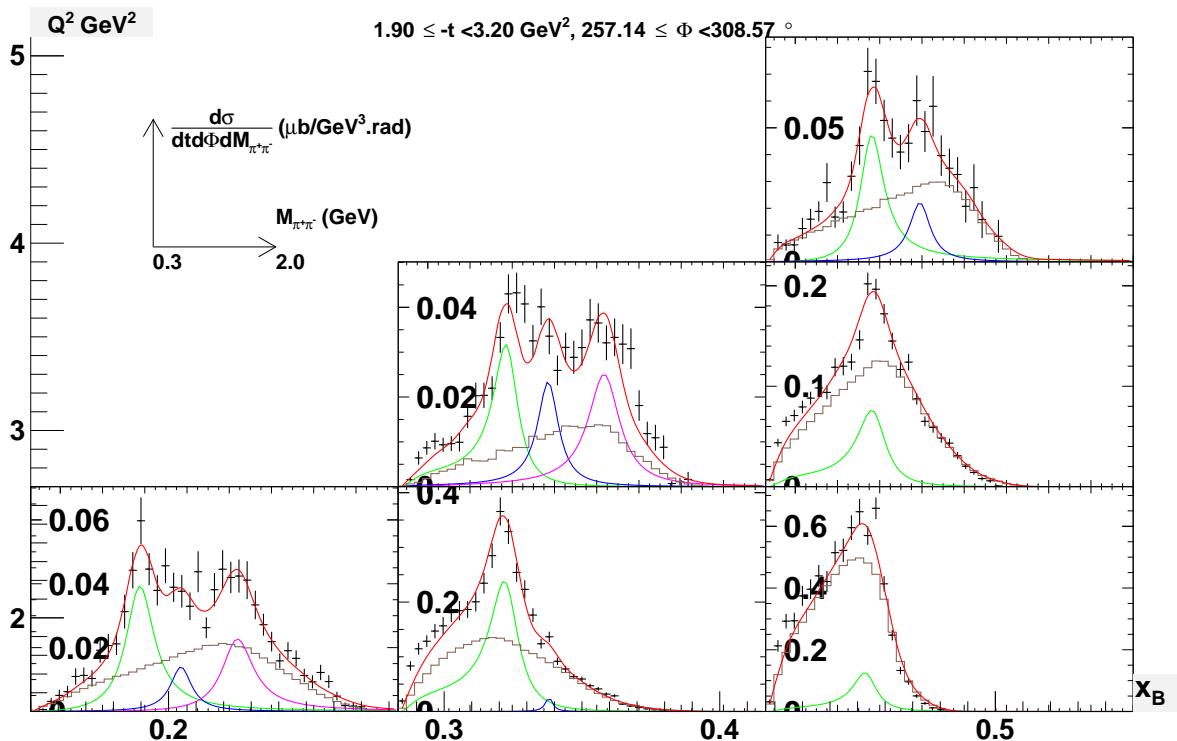


FIGURE D.20 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $257.1^\circ < \Phi < 308.6^\circ$.

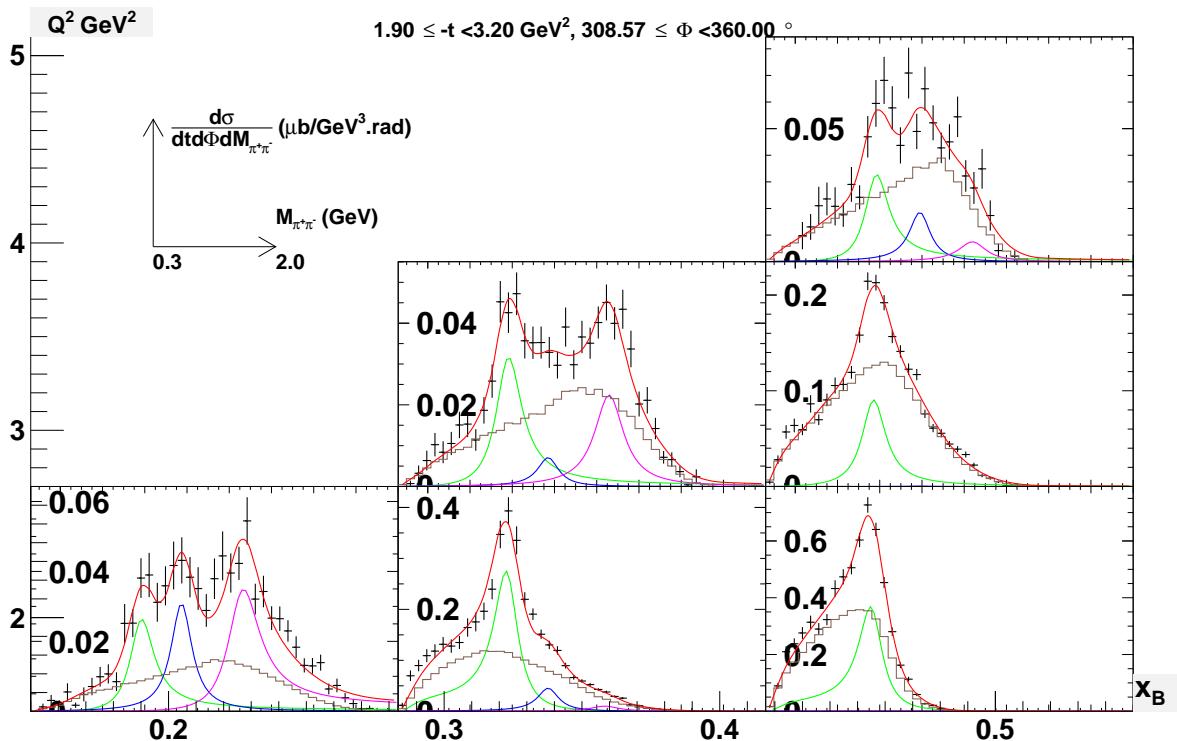


FIGURE D.21 – Soustraction de fond pour $1.90 < -t < 3.20 \text{ GeV}^2$ et $308.6^\circ < \Phi < 360.0^\circ$.

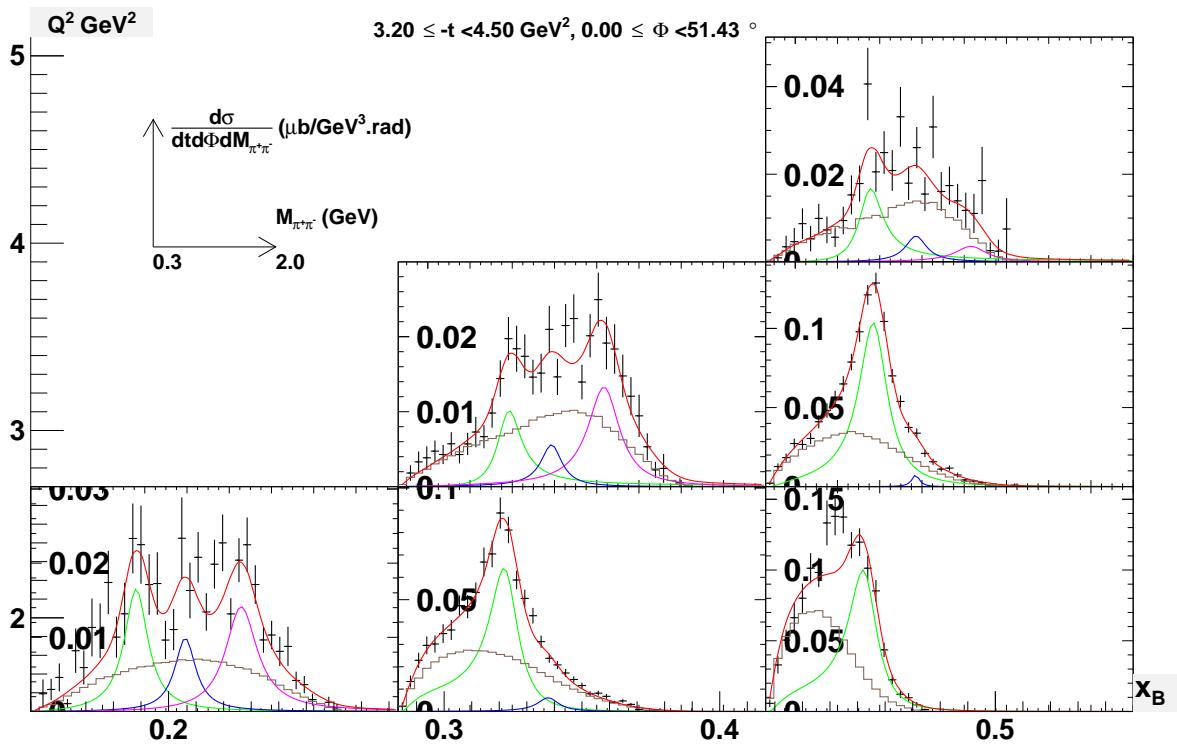


FIGURE D.22 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $0.0^\circ < \Phi < 51.4^\circ$.

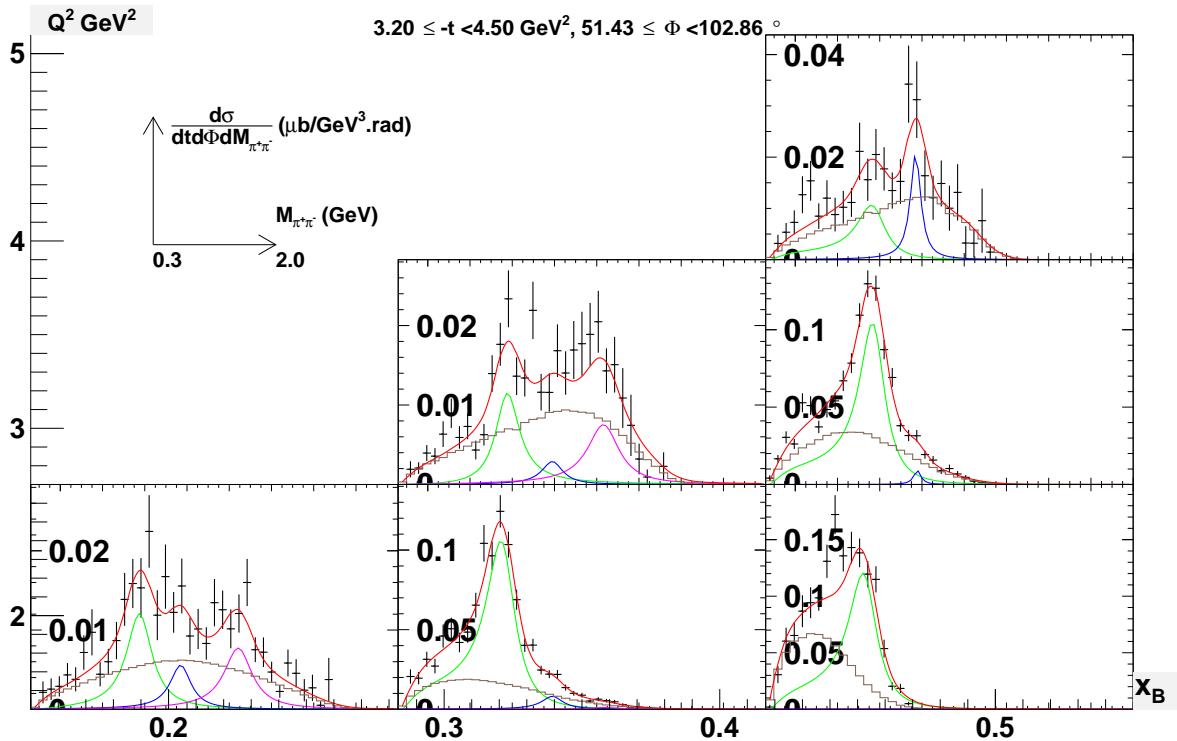
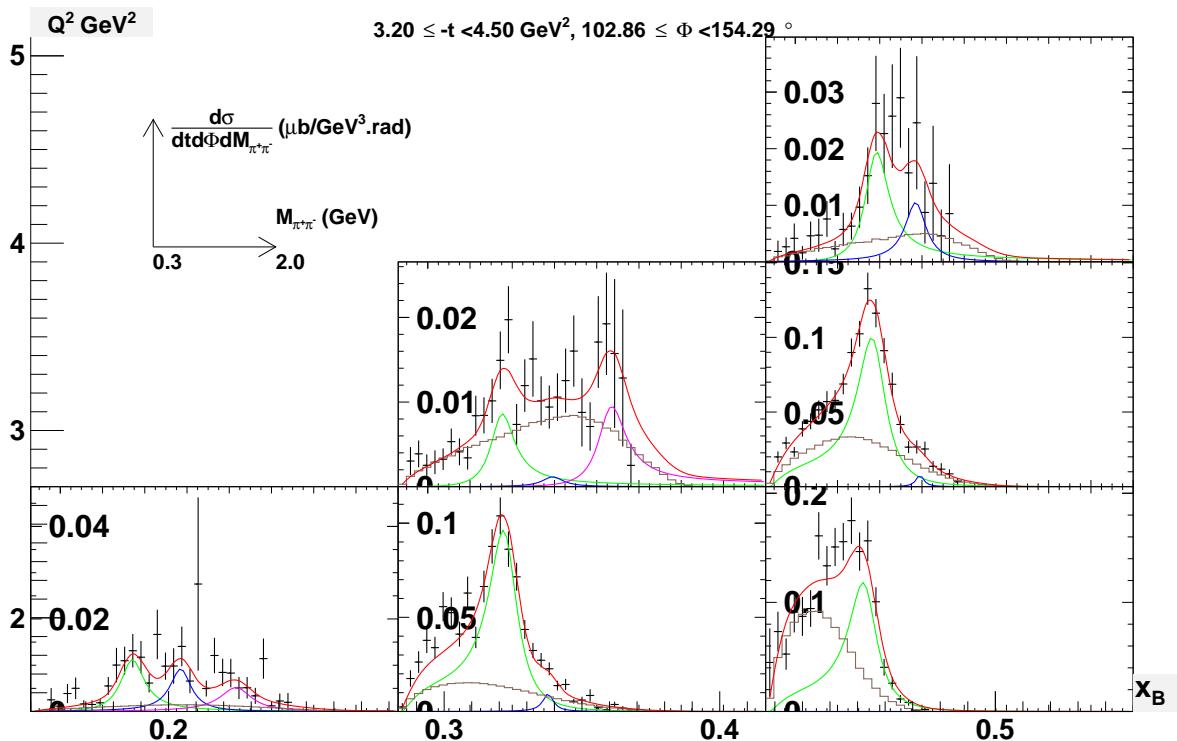
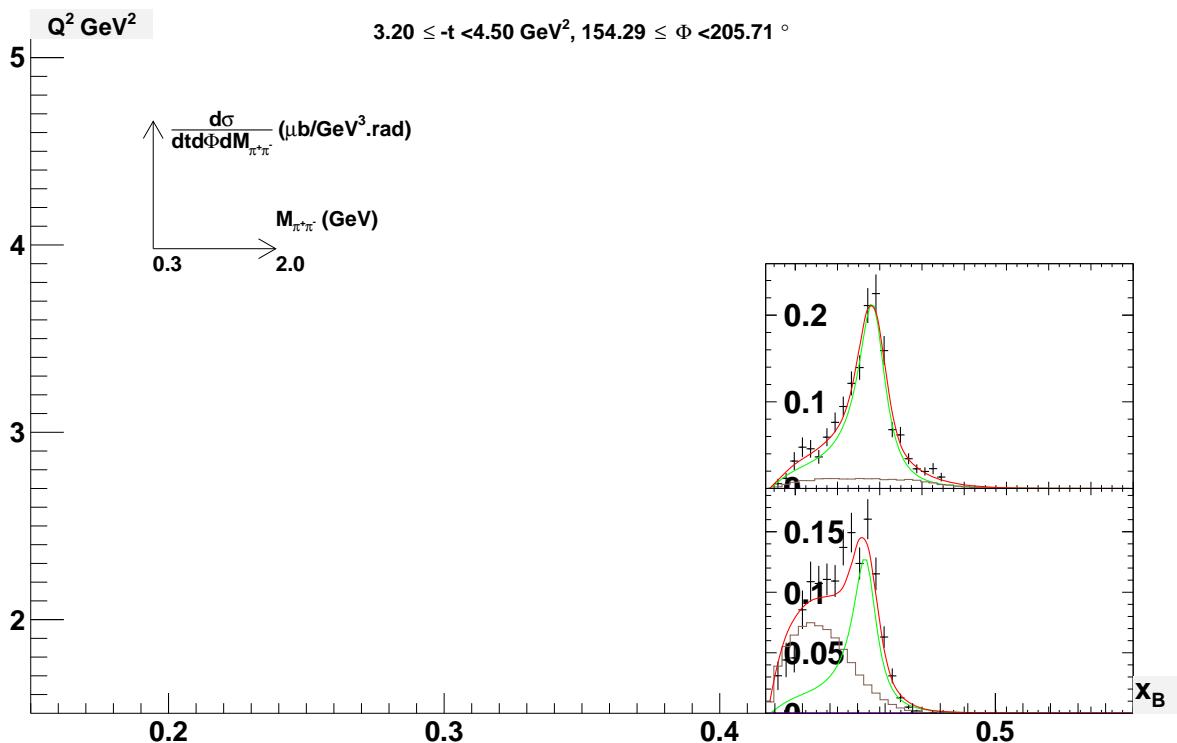


FIGURE D.23 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $51.4^\circ < \Phi < 102.9^\circ$.


 FIGURE D.24 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $102.9^\circ < \Phi < 154.3^\circ$.

 FIGURE D.25 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $154.3^\circ < \Phi < 205.7^\circ$.

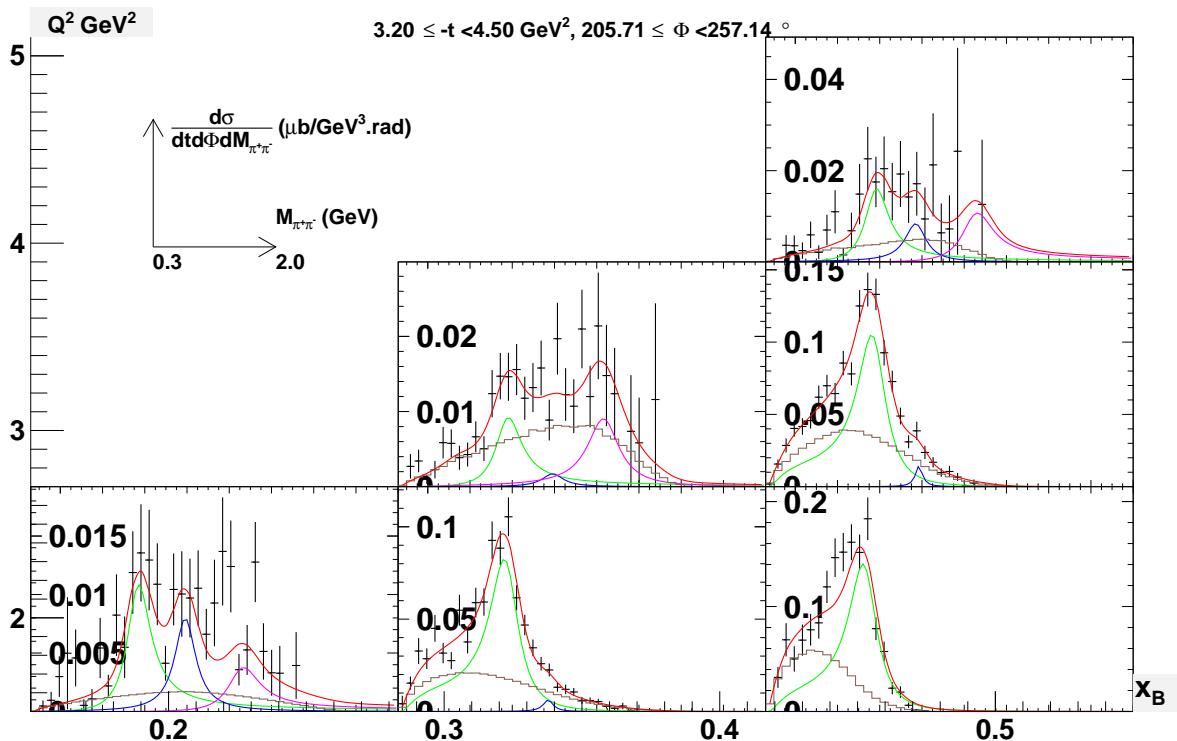


FIGURE D.26 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $205.7^\circ < \Phi < 257.1^\circ$.

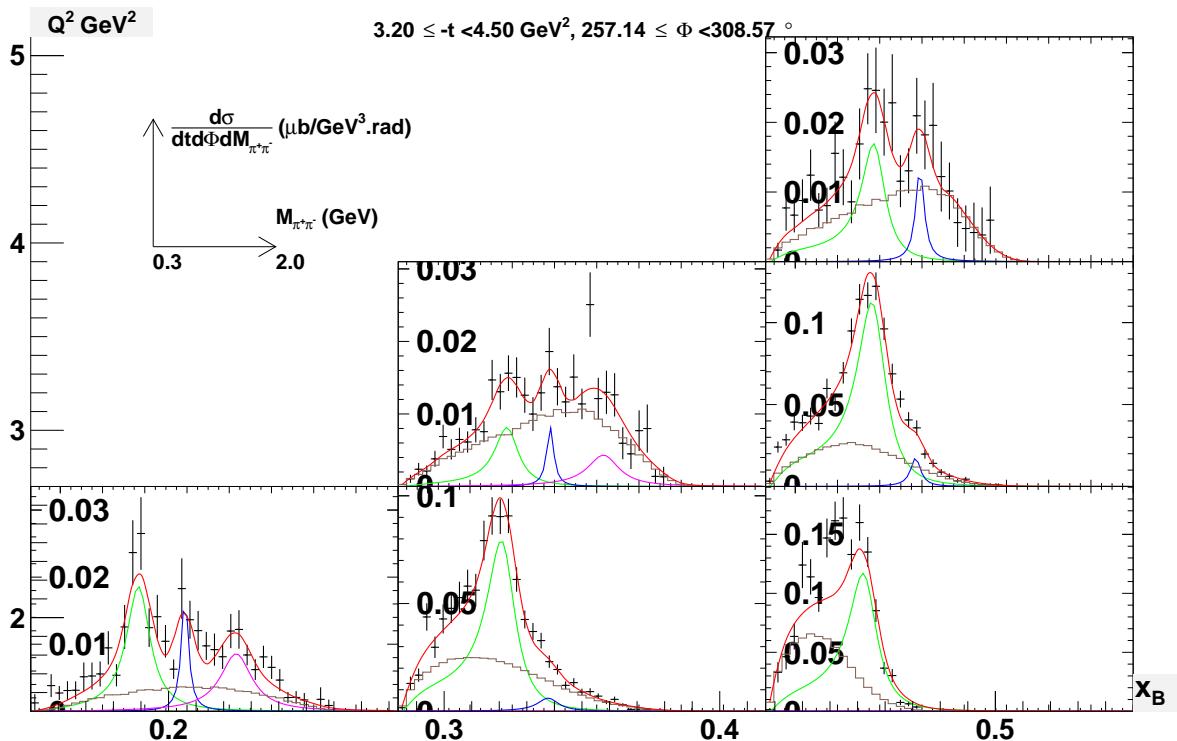


FIGURE D.27 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $257.1^\circ < \Phi < 308.6^\circ$.

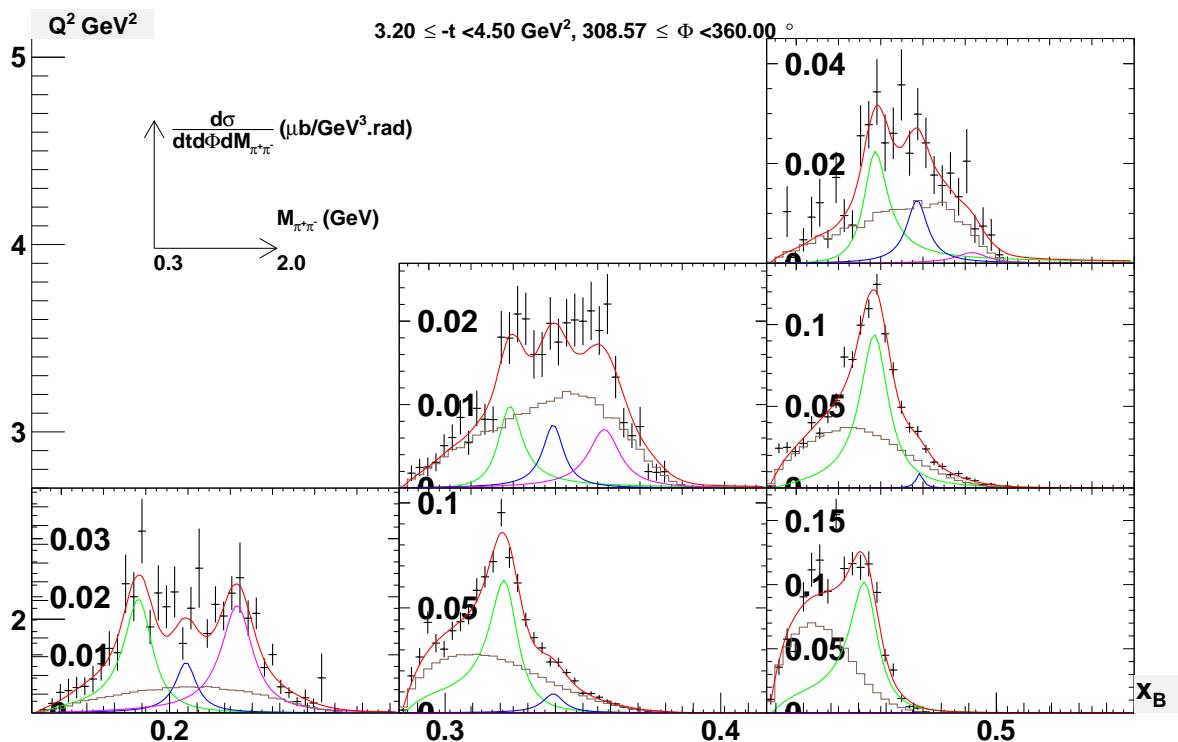


FIGURE D.28 – Soustraction de fond pour $3.20 < -t < 4.50 \text{ GeV}^2$ et $308.6^\circ < \Phi < 360.0^\circ$.

Annexe E

Table d'harmoniques sphériques

$$Y_{LM}(\theta, \phi) = (-1)^M \sqrt{\frac{(2L+1).(L-M)!}{4\pi.(L+M)!}} P_{LM}(\cos \theta) e^{iM\phi}, \quad (\text{E.1})$$

Où $P_{LM}(x)$ est le polynôme de Legendre associé.

$$Y_{00}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \quad (\text{E.2})$$

$$Y_{1-1}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin(\theta) e^{-i\phi} \quad (\text{E.3})$$

$$Y_{10}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \cos(\theta) \quad (\text{E.4})$$

$$Y_{11}(\theta, \phi) = -\sqrt{\frac{3}{8\pi}} \sin(\theta) e^{i\phi} \quad (\text{E.5})$$

$$Y_{2-2}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2(\theta) e^{-i2\phi} \quad (\text{E.6})$$

$$Y_{2-1}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin(\theta) \cos(\theta) e^{-i\phi} \quad (\text{E.7})$$

$$Y_{20}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} (3\cos^2(\theta) - 1) \quad (\text{E.8})$$

$$Y_{21}(\theta, \phi) = -\sqrt{\frac{15}{8\pi}} \sin(\theta) \cos(\theta) e^{i\phi} \quad (\text{E.9})$$

$$Y_{22}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{15}{32\pi}} \sin^2(\theta) e^{i2\phi} \quad (\text{E.10})$$

Annexe E. Table d'harmoniques sphériques

Annexe F

Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

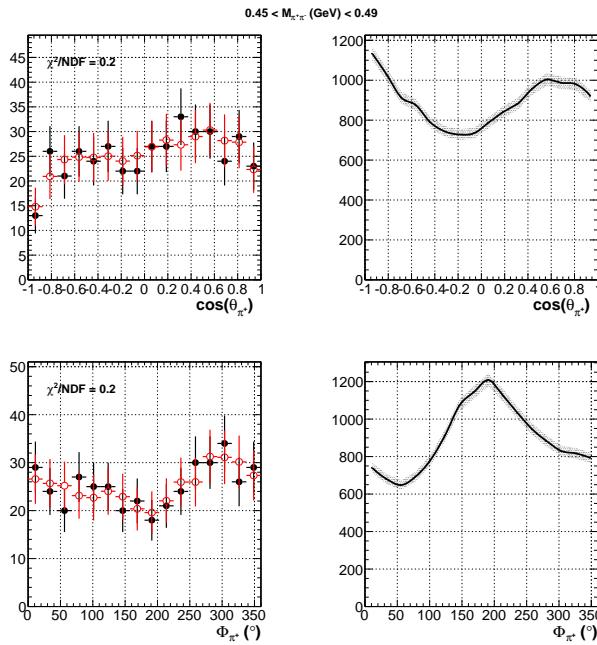


FIGURE F.1 – Distributions angulaires $(\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+})$ dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.45 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.49 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

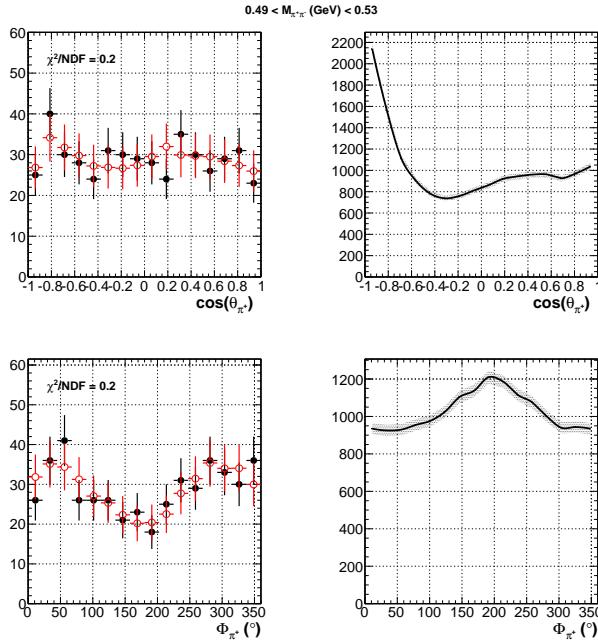


FIGURE F.2 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.49 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.53 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

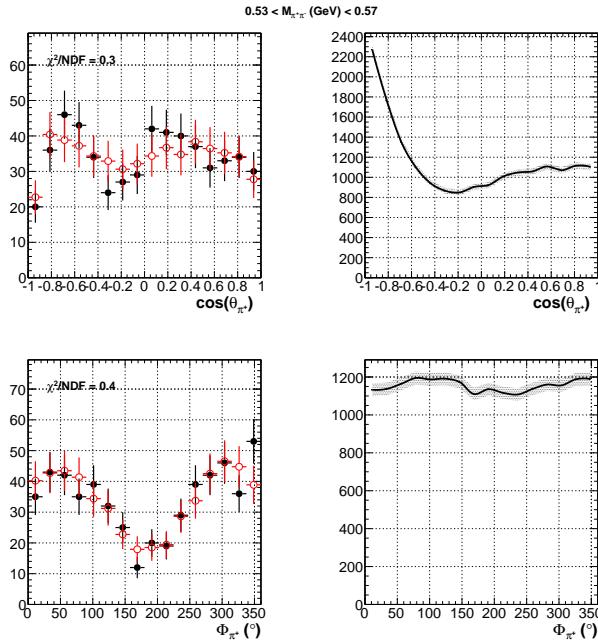


FIGURE F.3 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.53 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.57 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

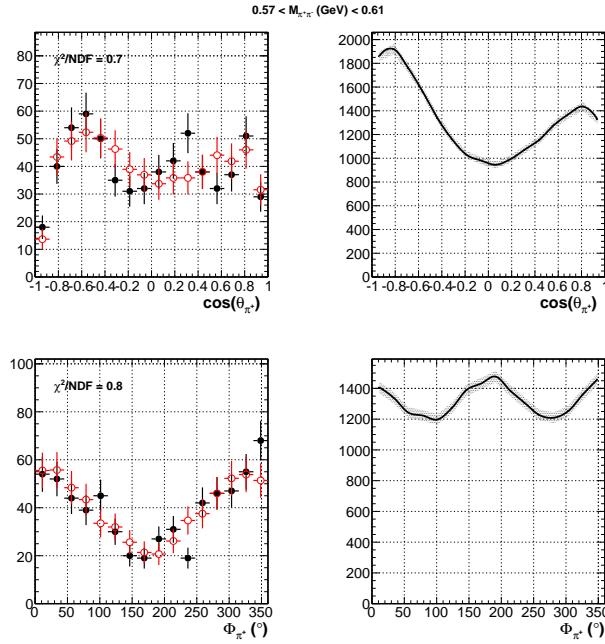


FIGURE F.4 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.57 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.61 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

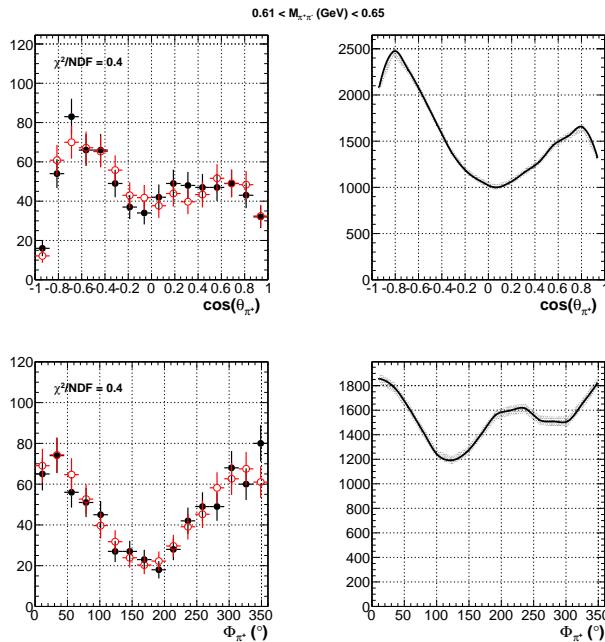


FIGURE F.5 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.61 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.65 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

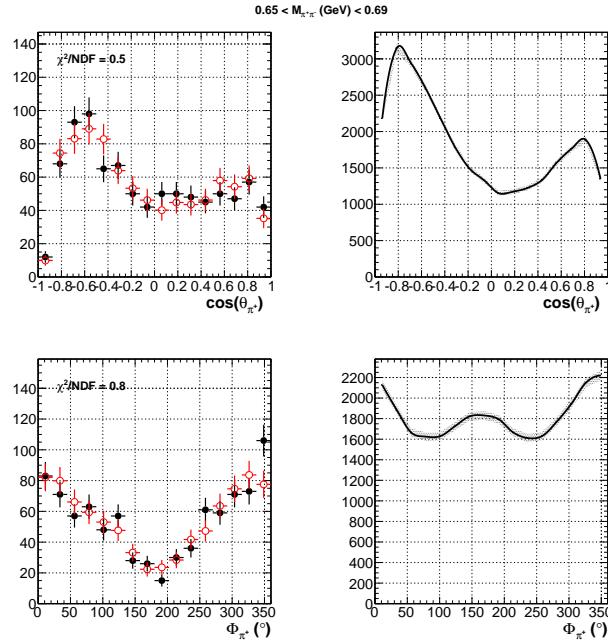


FIGURE F.6 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.65 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.69 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

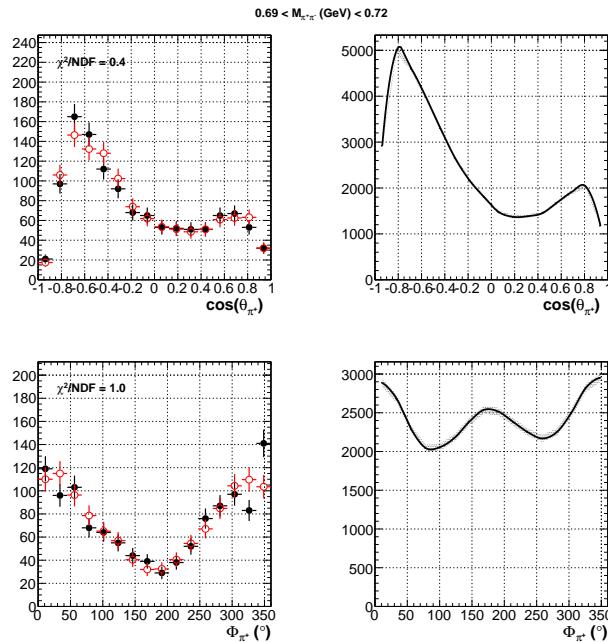


FIGURE F.7 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.69 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.72 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

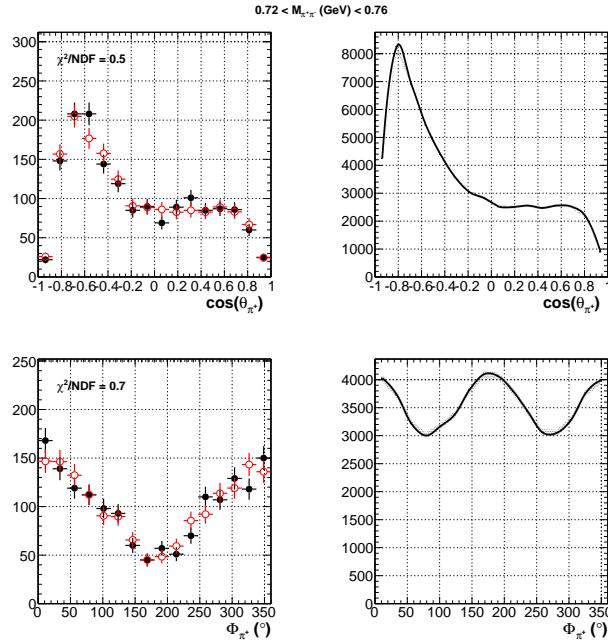


FIGURE F.8 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.72 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.76 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

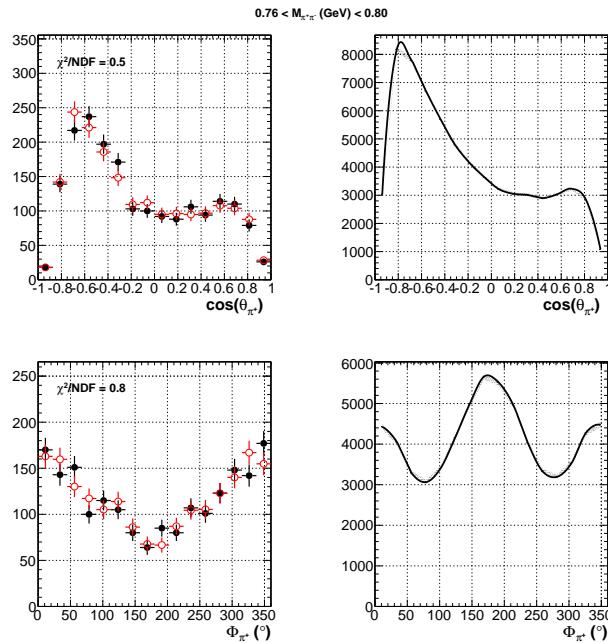


FIGURE F.9 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.76 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.80 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

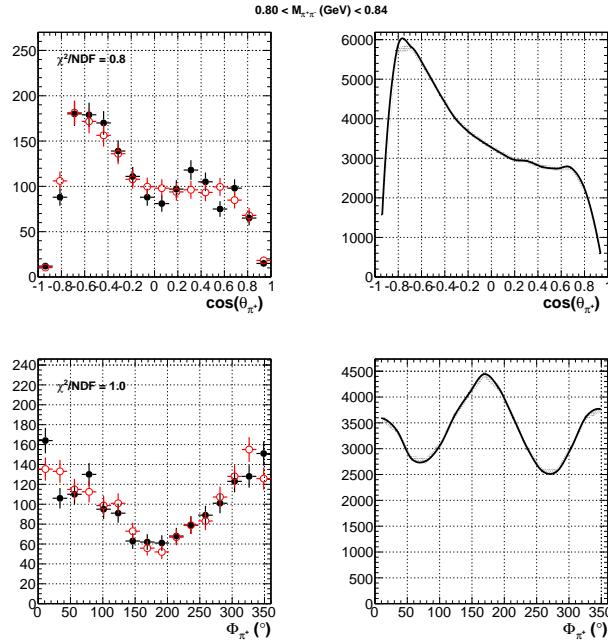


FIGURE F.10 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.80 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.84 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

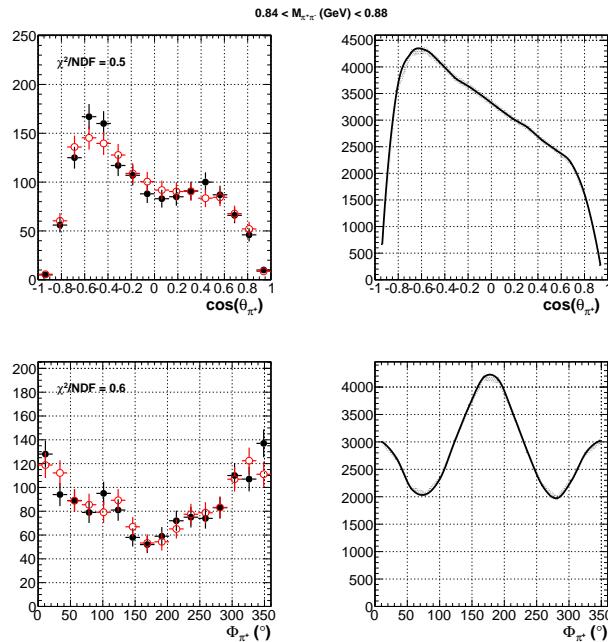


FIGURE F.11 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.84 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.88 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

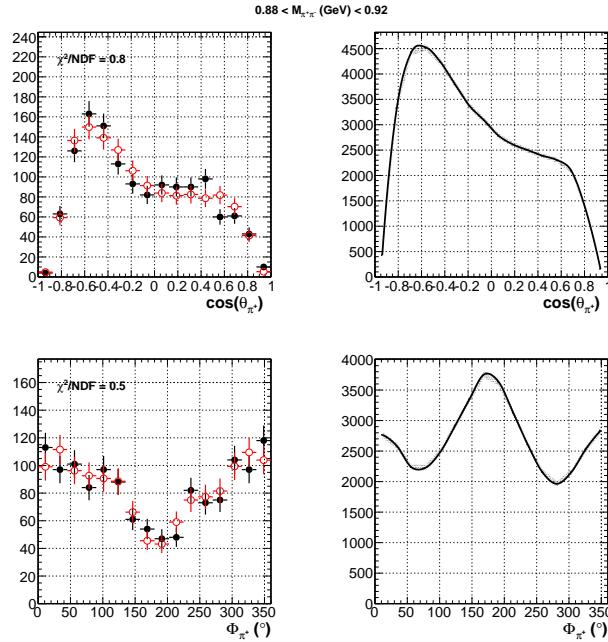


FIGURE F.12 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.88 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.92 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

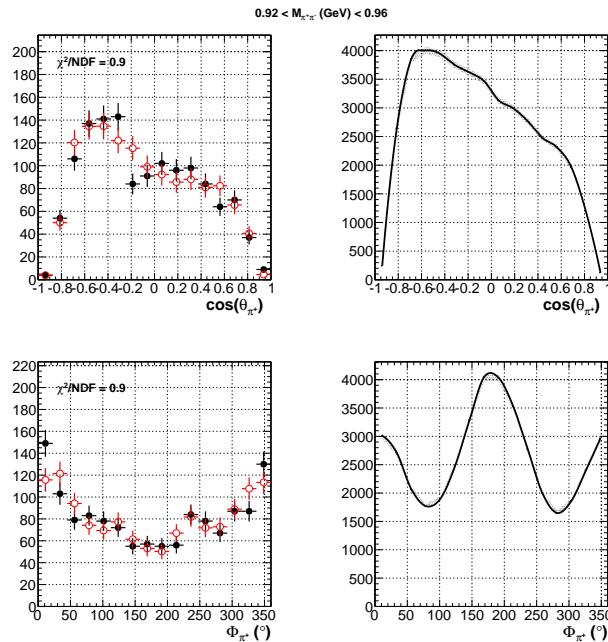


FIGURE F.13 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.92 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.96 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

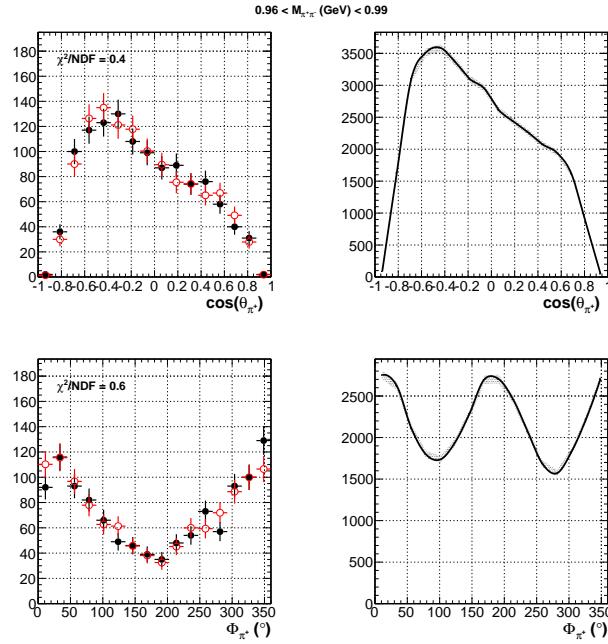


FIGURE F.14 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.96 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.99 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

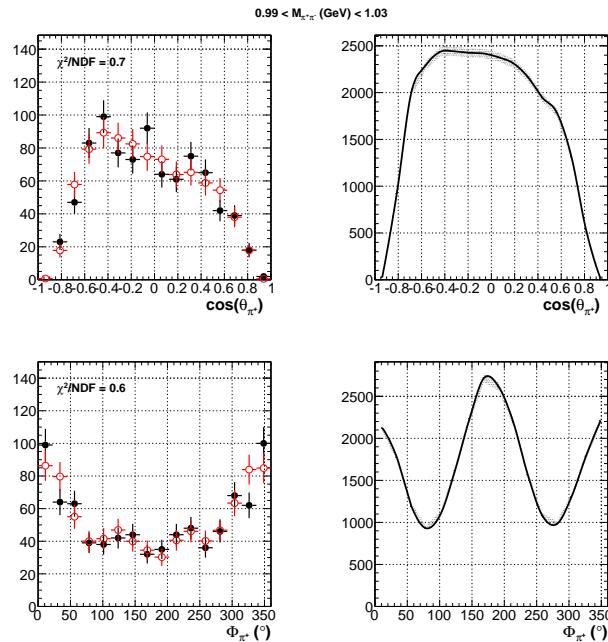


FIGURE F.15 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $0.99 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.03 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

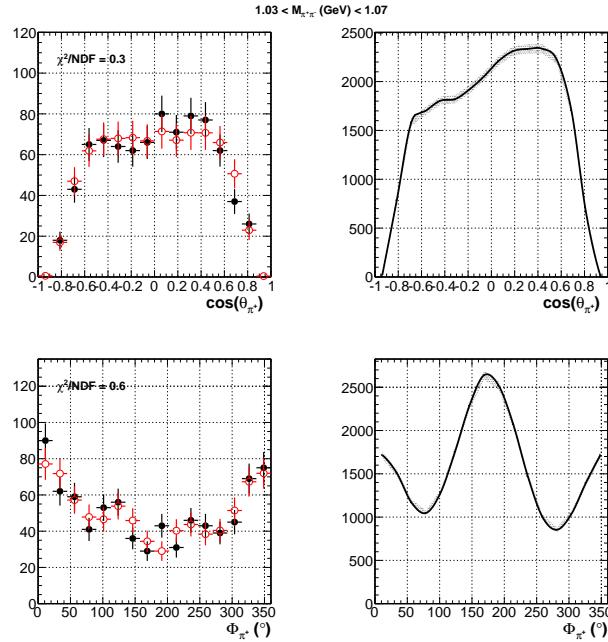


FIGURE F.16 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.03 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.07 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

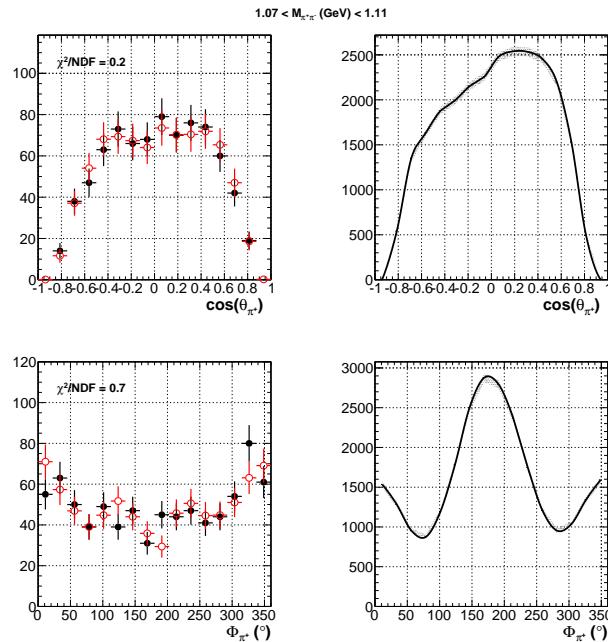


FIGURE F.17 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.07 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.11 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

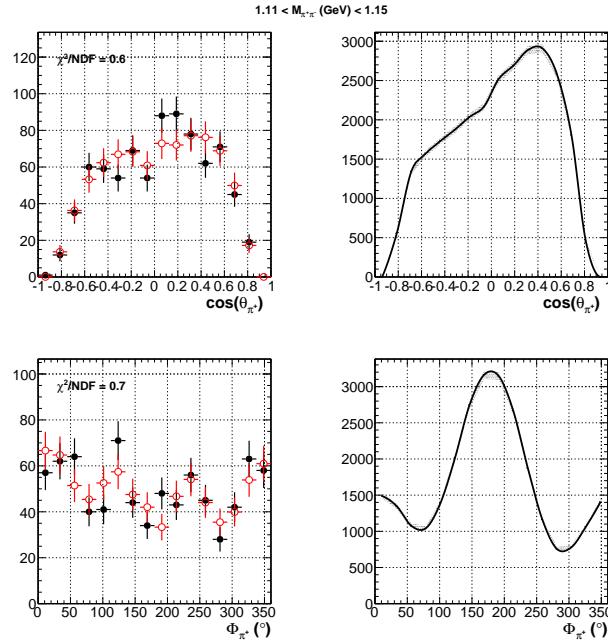


FIGURE F.18 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.11 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.15 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

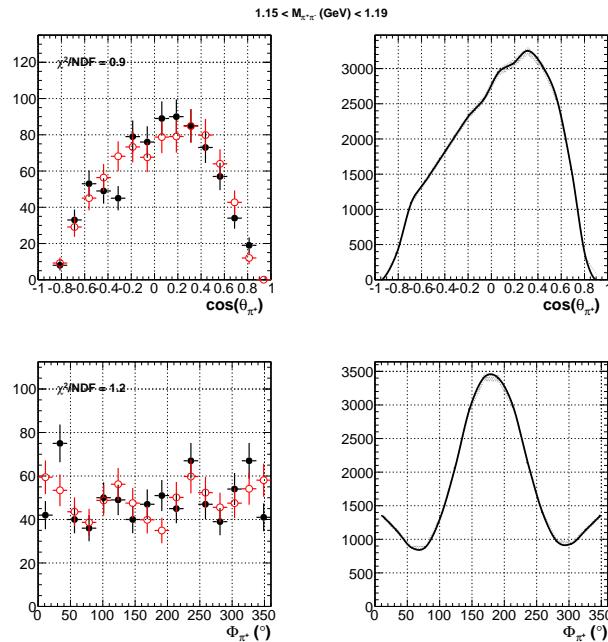


FIGURE F.19 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.15 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.19 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

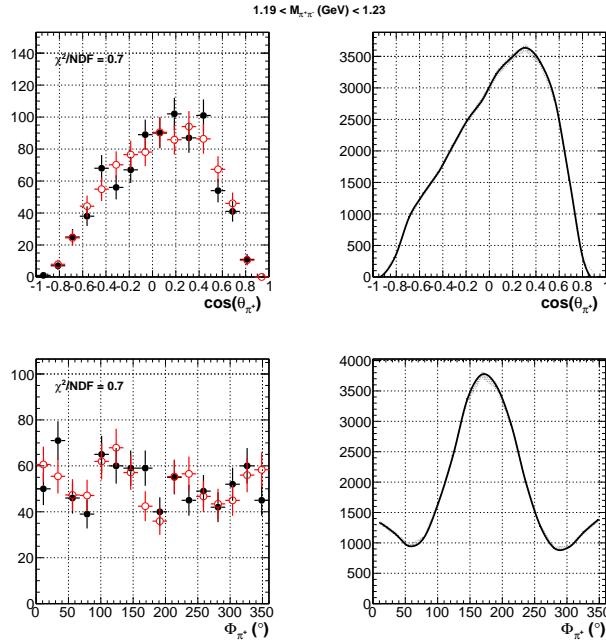


FIGURE F.20 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.19 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.23 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

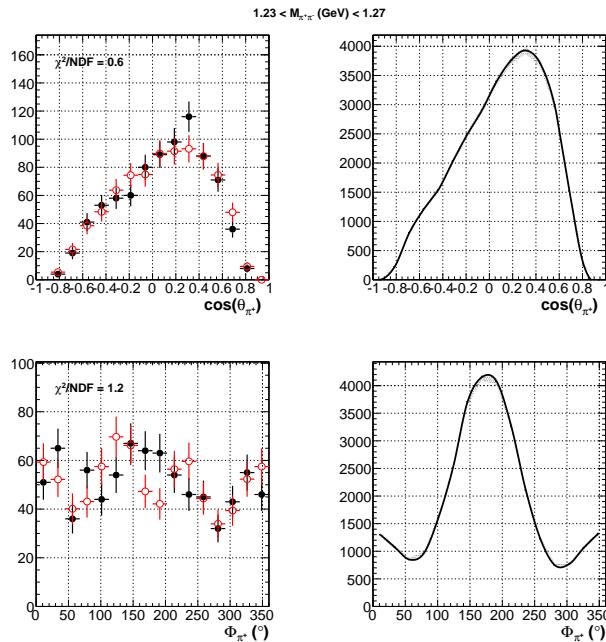


FIGURE F.21 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.23 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.27 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

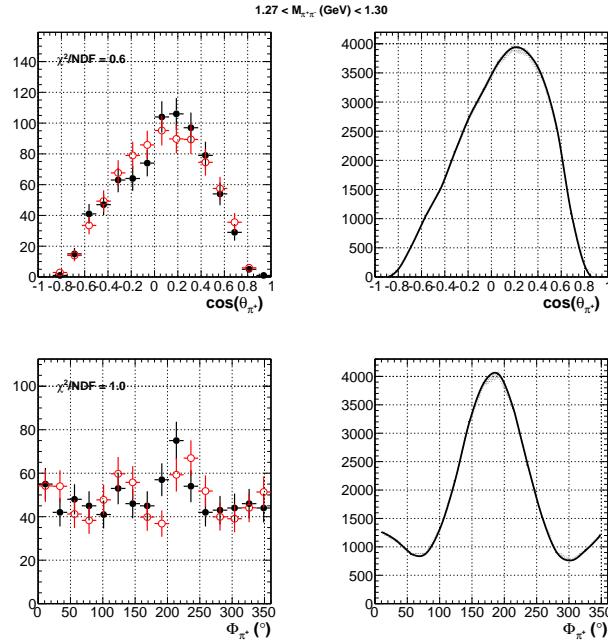


FIGURE F.22 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.27 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.30 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

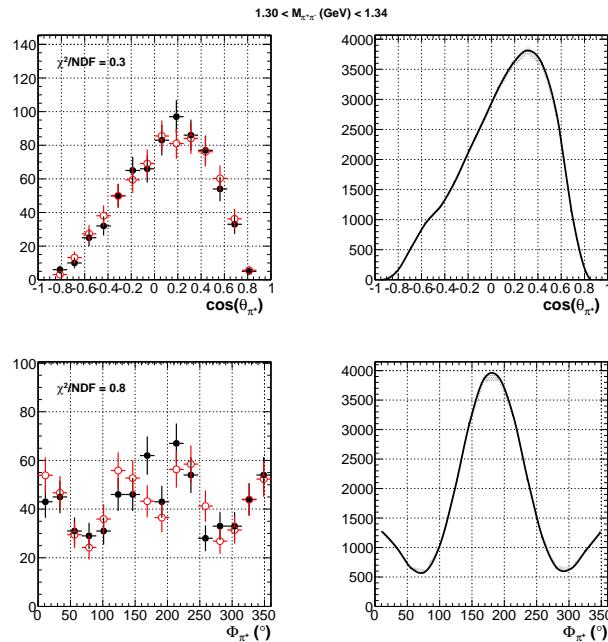


FIGURE F.23 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.30 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.34 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

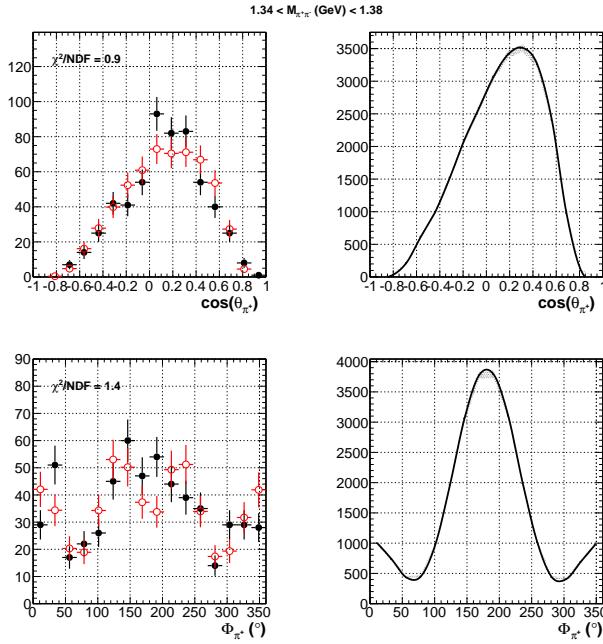


FIGURE F.24 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.34 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.38 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

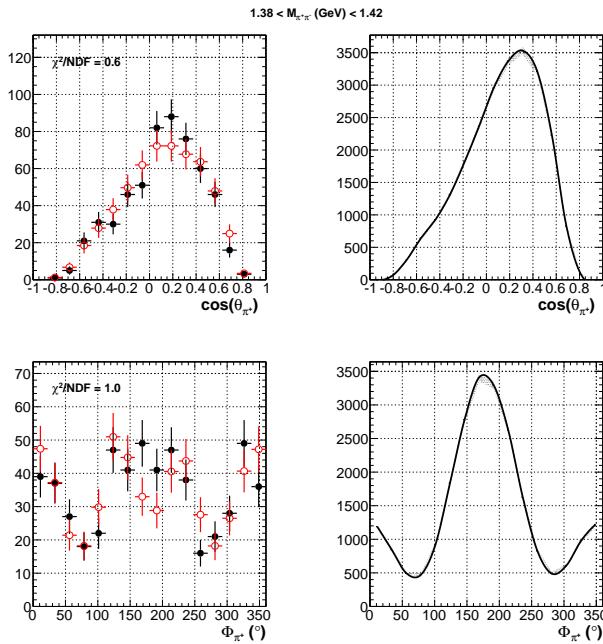


FIGURE F.25 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.38 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.42 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

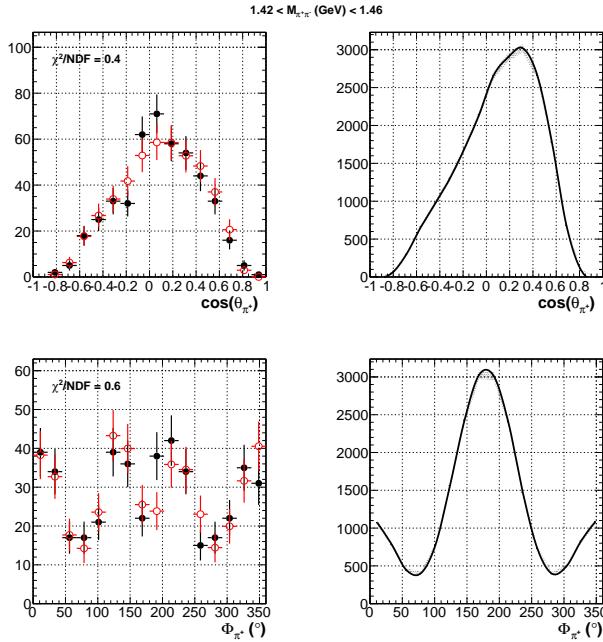


FIGURE F.26 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.42 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.46 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

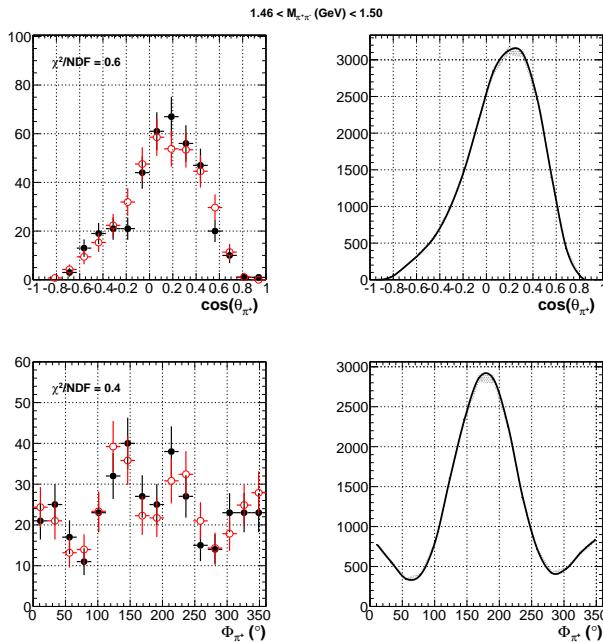


FIGURE F.27 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.46 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.50 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe F. Ajustement des ondes partielles par bin de masse dans les données expérimentales

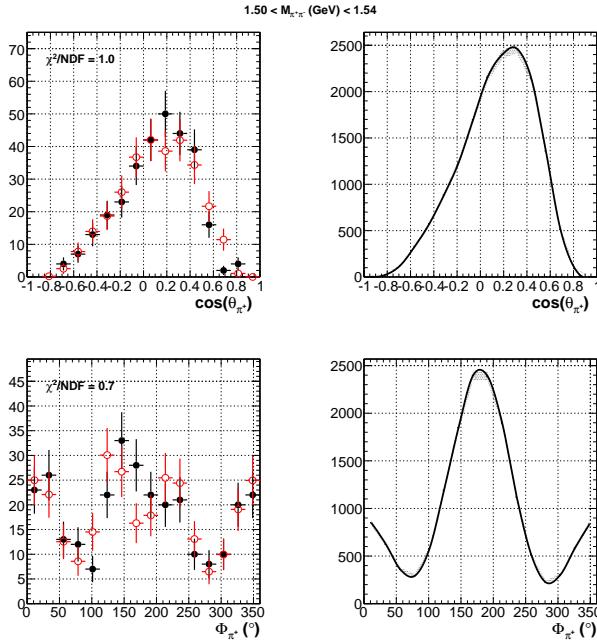


FIGURE F.28 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.50 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.54 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

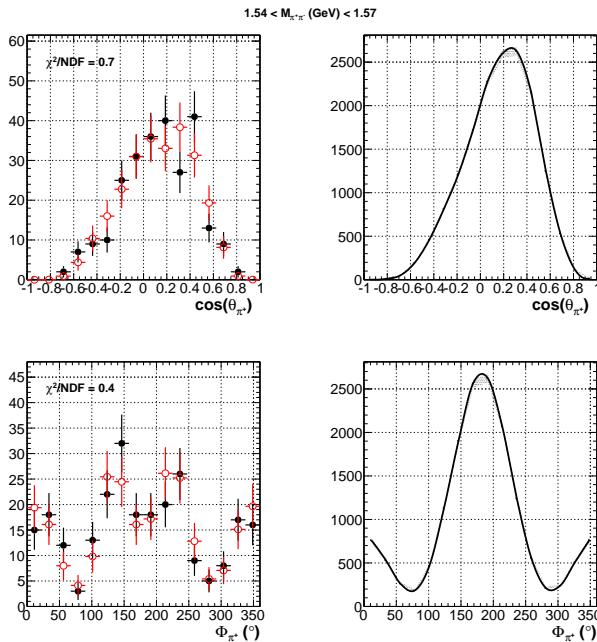


FIGURE F.29 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.54 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.57 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

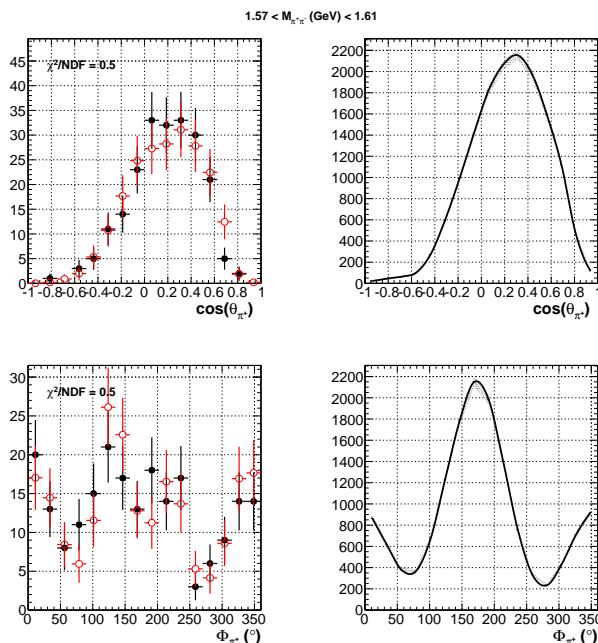


FIGURE F.30 – Distributions angulaires ($\theta_{\pi^+}, \phi_{\pi^+}$) dans le référentiel d'hélicité dans l'intervalle cinématique $1.5 < Q^2 < 2.7 \text{ GeV}^2$, $0.15 < x_B < 0.28$, $1 < -t < 1.90 \text{ GeV}^2$ et $1.57 < M_{\pi^+\pi^-} < 1.61 \text{ GeV}$. Colonne de gauche : comparaison entre les données expérimentales (en noir) et l'ajustement (en rouge). Colonne de droite : projections de l'intensité après correction d'acceptance.

Annexe G

Relations entre amplitudes partielles et moments

$$\langle Y_{LM} \rangle = \sum_{l'm', lm} C(l'm', lm, LM) \times a_{lm} a_{l'm'}^* , \quad (G.1)$$

Où l et l' correspondent à des moments angulaires, m et m' à des projections du moment angulaire selon un axe z . Les facteurs $C(l'm', lm, LM)$ correspondent aux coefficients de Clebsch-Gordan. Les formules ci-dessous sont les développements explicite de la série G.1 avec la troncature $m, m' \leq 1$. Dans les expressions ci-dessous, les symboles S, P, D et F désignent les amplitudes de moment angulaire $l = 0, 1, 2, 3$, respectivement. Les symboles $-$, 0 et $+$ sont associés aux états $m = -1, m = 0, m = +1$ respectivement.

$$\langle Y_{00} \rangle = |S|^2 + |P_-|^2 + |P_0|^2 + |P_+|^2 + |D_-|^2 + |D_0|^2 + |D_+|^2 + |F_-|^2 + |F_0|^2 + |F_+|^2 \quad (G.2)$$

$$\langle Y_{10} \rangle = SP_0^* + P_0S^* + \sqrt{\frac{3}{5}} (P_-D_-^* + P_-^*D_- + P_+D_+^* + D_+P_+^*) + \sqrt{\frac{4}{5}} (P_0D_0^* + D_0P_0^*) \quad (G.3)$$

$$\begin{aligned} \langle Y_{11} \rangle &= (-P_-S^* - SP_-^* + P_+S^* + SP_+^*) + \sqrt{\frac{1}{20}} (P_-D_0^* + D_0P_-^* - P_+D_0^* - D_0P_+^*) \\ &\quad + \sqrt{\frac{3}{20}} (-P_0D_-^* - D_-P_0^* + P_0D_+^* + D_+P_0^*) + \sqrt{\frac{9}{140}} (D_-F_0^* + F_0D_-^* - D_+F_0^* - F_0D_+^*) \\ &\quad + \sqrt{\frac{9}{70}} (-D_0F_-^* - F_-D_0^* + D_0F_+^* + F_+D_0^*) \end{aligned} \quad (G.4)$$

$$\begin{aligned} \langle Y_{20} \rangle &= SD_0^* + D_0S^* + \sqrt{\frac{1}{5}} (2|P_0|^2 - |P_-|^2 - |P_+|^2 + |F_-|^2 + |F_+|^2) \\ &\quad + \sqrt{\frac{18}{35}} (P_-F_-^* + F_-P_-^* + P_+F_+^* + F_+P_+^*) \\ &\quad + \sqrt{\frac{27}{35}} (P_0F_0^* + F_0P_0^*) + \sqrt{\frac{5}{49}} (|D_-|^2 + |D_+|^2) + \sqrt{\frac{20}{49}} |D_0|^2 + \sqrt{\frac{16}{45}} |F_0|^2 \end{aligned} \quad (G.5)$$

$$\begin{aligned}
 \langle Y_{21} \rangle = & \frac{1}{2} (SD_+^* + D_+S^* - SD_-^* - D_-S^*) + \sqrt{\frac{3}{20}} (P_0P_+^* + P_+P_0^* - P_-P_0^* - P_0P_-^*) \\
 & + \sqrt{\frac{9}{140}} (P_-F_0^* + F_0P_-^* - P_+F_0^* - F_0P_+^*) + \sqrt{\frac{6}{35}} (P_0F_+^* + F_+P_0^* - P_0F_-^* - F_-P_0^*) \\
 & + \sqrt{\frac{5}{196}} (D_0D_+^* + D_+D_0^* - D_0D_-^* - D_-D_0^*) + \sqrt{\frac{1}{90}} (F_0F_+^* + F_+F_0^* - F_0F_-^* - F_-F_0^*)
 \end{aligned} \tag{G.6}$$

$$\begin{aligned}
 \langle Y_{22} \rangle = & \sqrt{\frac{3}{10}} (P_-P_+^* + P_+P_-^*) + \sqrt{\frac{3}{140}} (P_-F_+^* + F_+P_-^* + P_+F_-^* + F_-P_+^*) \\
 & + \sqrt{\frac{4}{30}} (-F_+F_-^* - F_-F_+^*) + \sqrt{\frac{3}{196}} (-D_-D_+^* - D_+D_-^*)
 \end{aligned} \tag{G.7}$$

$$\begin{aligned}
 \langle Y_{30} \rangle = & SF_0^* + F_0S^* + \sqrt{\frac{18}{70}} (-P_-D_-^* - D_-P_-^* - P_+D_+^* - D_+P_+^*) + \sqrt{\frac{108}{140}} (P_0D_0^* + D_0P_0^*) \\
 & + \sqrt{\frac{2}{45}} (D_-F_-^* + F_-D_-^* + D_+F_+^* + F_+D_+^*) + \sqrt{\frac{16}{45}} (D_0F_0^* + F_0D_0^*)
 \end{aligned} \tag{G.8}$$

$$\begin{aligned}
 \langle Y_{31} \rangle = & \frac{1}{2} (SF_+^* + F_+S^* - SF_-^* - F_-S^*) + \sqrt{\frac{18}{140}} (P_+D_0^* + D_0P_+^* - P_-D_0^* - D_0P_-^*) \\
 & + \sqrt{\frac{6}{35}} (P_0D_+^* + D_+P_0^* - P_0D_-^* - D_-P_0^*) + \sqrt{\frac{1}{90}} (D_+F_0^* + F_0D_+^* - D_-F_0^* - F_0D_-^*) \\
 & + \sqrt{\frac{1}{20}} (D_0F_+^* + F_+D_0^* - D_0F_-^* - F_-D_0^*)
 \end{aligned} \tag{G.9}$$

$$\langle Y_{32} \rangle = \sqrt{\frac{3}{14}} (-P_+D_-^* - D_-P_+^* - P_-D_+^* - D_+P_-^*) + \sqrt{\frac{1}{12}} (-D_+F_-^* - F_-D_+^* - D_-F_+^* - F_+D_-^*) \tag{G.10}$$

$$\begin{aligned}
 \langle Y_{40} \rangle = & \sqrt{\frac{2}{7}} (-P_+F_+^* - F_+P_+^* - P_-F_-^* - F_-P_-^*) + \sqrt{\frac{16}{21}} (P_0F_0^* + F_0P_0^*) + \sqrt{\frac{16}{49}} (-|D_+|^2 - |D_-|^2) \\
 & + \sqrt{\frac{36}{49}} |D_0|^2 + \sqrt{\frac{36}{121}} |F_0|^2 + \sqrt{\frac{1}{121}} (|F_+|^2 + |F_-|^2)
 \end{aligned} \tag{G.11}$$

$$\begin{aligned}
 \langle Y_{41} \rangle = & \sqrt{\frac{5}{42}} (P_+F_0^* + F_0P_+^* - P_-F_0^* - F_0P_-^*) + \sqrt{\frac{5}{28}} (P_0F_+^* + F_+P_0^* - P_0F_-^* - F_-P_0^*) \\
 & + \sqrt{\frac{30}{196}} (D_0D_+^* + D_+D_0^* - D_-D_0^* - D_0D_-^*) + \sqrt{\frac{30}{968}} (F_0F_+^* + F_+F_0^* - F_0F_-^* - F_-F_0^*)
 \end{aligned} \tag{G.12}$$

$$\begin{aligned} \langle Y_{42} \rangle = & \sqrt{\frac{5}{28}} (-P_+ F_-^* - F_- P_+^* - P_- F_+^* - F_+ P_-^*) + \sqrt{\frac{10}{49}} (-D_- D_+^* - D_+ D_-^*) \\ & + \sqrt{\frac{10}{121}} (-F_- F_+^* - F_+ F_-^*) \end{aligned} \quad (\text{G.13})$$

Bibliographie

- [1] K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38**, 010009 (2014).
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett 8.3, p.214-215 (1964).
- [3] G. Zweig, *An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking*, CERN pre-print (1964).
- [4] A.Fradi, Thèse, Université Paris-Sud (2009).
- [5] M. Guidal, J.-M. Laget and M. Vanderhaeghen, Phys. Lett. B **400**, 6 (1997) ; M. Guidal, J.-M. Laget and M. Vanderhaeghen, Nucl. Phys. A **627**, 645 (1997) ; M. Vanderhaeghen, M. Guidal and J.-M. Laget, Phys. Rev. C **57**, 1454 (1998).
- [6] T. Regge, *Introduction to complex orbital momenta*, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959) ; *Bound states, shadow states and Mandelstam representation*, Nuovo Cimento **18**, 947 (1960).
- [7] M.Guidal, Thèse, Université Paris-Sud (1996).
- [8] J.M.Laget, R.Mendez-Galain, Exclusive photoproduction and electroproduction of vector mesons at large momentum transfer, Nucl.Phys. A **581**, 397-428 (1995) ; J.-M. Laget, Phys. Lett. B **489**, 313 (2000).
- [9] M.Guidal, J.-M. Laget, M.Vanderhaeghen, Nucl.Phys. A **627**, 645 (1997).
- [10] F. Cano and J.-M. Laget, Phys. Rev. D **65**, 074022 (2002) ; F. Cano and J.-M. Laget, Phys. Lett. B **551**, 317 (2003) ; Erratum Phys.Lett. B **571**, 260 (2003).
- [11] J.C. Collins, L. Frankfurt, and M. Strikman, Phys. Rev. D **56**, 2982 (1997).
- [12] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997) ; Phys. Rev. D **55**, 7114 (1997).
- [13] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, and M. Guidal, Phys. Rev. Lett. **80**, 5064 (1998).
- [14] V. Braun and N. Kivel, Phys.Lett. B **501**, 48 (2001).
- [15] B. Lehmann-Dronke, P. V. Pobylitsa, M. V. Polyakov, A. Schaefer and K. Goeke, Phys. Lett. B **475**, 147 (2000).
- [16] B. Lehmann-Dronke, A. Schaefer, M. V. Polyakov and K. Goeke, Phys. Rev. D **63**, 114001 (2001).
- [17] P. Hoodbhoy and X. Ji, Phys. Rev. D **58**, 054006 (1998).
- [18] M. Diehl, Phys. Rep. 388, 41 (2003).
- [19] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, and M. Guidal, Phys. Rev. D **60**, 094017 (1999).
- [20] M. Stratmann and W. Vogelsang, J. Phys. Conf. Ser. **69**, 012035 (2007).
- [21] D.V. Bugg, Four sorts of meson, Phys. Rept. **397**, 257 (2004).
- [22] de Florian D., Sassot R., Stratmann M. and Vogelsang W., Phys. Rev. D **80** 034030 (2009).

- [23] Blumlein J. and Bottcher H., Nucl. Phys. B **841** 205 (2010).
- [24] Hirai M. *et al.*, Nucl. Phys. B **813** 106 (2009).
- [25] M.G. Alford and R.L. Jaffe, Nucl. Phys. B **578**, p.367-382 (2000).
- [26] F.E. Close and A. Kirk, Phys.Lett. B **397** (1997) 333-338.
- [27] F.E. Close, Y.L. Dokshitzer *et al*, Phys. Lett. B **319**, p.291-299 (1993).
- [28] A. Donnachie, Yu.S. Kalashnikova, arXiv : 0806.3698 [hep-ph] (2008).
- [29] R. Kaminsky, J.R. Pelaez, and F.J. Yndurain, Phys. Rev. D **77**, 054015 (2008).
- [30] L.S. Geng *et al*, AIP Conf.Proc. 1322, 214 (2010).
- [31] M. Battaglieri *et al*, Phys.Rev. D **80**, 072005 (2009) ; M. Battaglieri *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102**, 102001 (2009).
- [32] E. Garutti, C03-04-23, p.608-612 (2003)
- [33] NOMAD Collaboration, Nucl. Phys. B **601**, 3-23 (2001).
- [34] Airapetian *et al* (Collaboration HERMES), Phys.Lett. B **599**, 212 (2004).
- [35] B.A. Mecking *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **503**, p.513-553 (2003).
- [36] M.D Mestayer *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **449**, p.81-111 (2000).
- [37] G. Adams *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **465**, p.414-427 (2000).
- [38] E.S. Smith *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **432**, p.265-298 (1999).
- [39] M. Amarian *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **460**, p.239-265 (2001).
- [40] D. Cords *et al.*, CLAS-NOTE 1994-012 (1994).
- [41] CLAS Collaboration, CLAS12 Technical Design Report, Version 5.1 (2008).
- [42] Y. Giomataris *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A **376**, 29-35 (1996).
- [43] P. Ketharpal, communication privée.
- [44] K. Park, Electron Fiducial Cut, accès restreint : http://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-6/parkkj/public_html/e1-6/e1-6-meeting/first_talk.html .
- [45] K. Nakamura *et al.* (Particle Data Group), Journal of Physics G**37**, 075021 (2010).
- [46] M. Osipenko, Matching between the electron candidate track and the Cherenkov counter hit, CLAS-NOTE 2004-020.
- [47] D. Doré, Sélection des pions et des protons, Note interne Saclay (2002).
- [48] S.A. Morrow, M. Garçon et M. Guidal, Deeply Virtual Production of the ρ^0 Meson - Analysis of the e1-6 data.
- [49] L.N. Hand, Phys. Rev. **129**, 1834 (1963).
- [50] M. Battaglieri, M. Ripani, <http://www.ge.infn.it/batta/genev.html> .
- [51] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41**, 205 (1969).
- [52] K. Schilling, G.Wolf, Nucl. Phys. B **61**, 381-413 (1973).
- [53] P. Joos *et al.*, Nucl. Phys. B **113**, 53 (1976).
- [54] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, <http://www.phys.sinica.edu.tw/~spring8/Documentation/CERN/GEANT.pdf> .
- [55] S.A. Morrow *et al.*, Eur. Phys. J. A **39**, 5-31 (2009).
- [56] E. Wolin, GSIM User's Guide Version 1.1 (1996).
- [57] M. Ripani, V. Burkert, V. Mokeev, CLAS-Analysis 2002-109.

- [58] D.G. Cassel *et al.*, Phys. Rev. D **24**, 2787 (1981).
- [59] F. James, Computer Physics Communication **10**, 343-367 (1975).
- [60] V. Mokeev *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **64**, 1292 (2001).
- [61] V. Mokeev *et al.*, Phys. Rev. C **80**, 045212 (2009).
- [62] J.D. Jackson, Nuovo Cimento **34**, 1644 (1964).
- [63] M. Tytgat, Thèse, DESY-THESIS-2001-018 (2001).
- [64] P. Söding, Phys. Lett. **19**, 8, 702 (1965).
- [65] M. Ross et L. Stodolsky, Phys. Rev. **149**, 4, 1172 (1966).
- [66] M. Guidal, communication privée.
- [67] I. Bedlinsky *et al.*, Phys. Rev. C **90**, 039901 (2014).
- [68] H. Matevosyan, R.Mitchell, M.Shepherd, <http://amptools.sourceforge.net/>.
- [69] A. Celentano, Thèse, The Forward Tagger detector for CLAS12 at Jefferson Laboratory and the MesonEx experiment, Università degli Studi di Genova.
- [70] S.U. Chung, Formulas for Partial-Wave Analysis Version II, BNL-QGS-93-05 (1999).
- [71] D. Aston *et al*, SLAC-REPORT-287, UC-34D (1985).
- [72] J. Ballam *et al*, Phys. Rev. D **5**, 545 (1972) ; J. Ballam *et al*, Phys. Rev. D **7**, 3150 (1973).
- [73] F. James, Monte Carlo Phase Space, CERN 68-15 (1968).
- [74] J.-M. Laget, communication privée.
- [75] J.-M. Laget, proceedings du workshop « Physics and instrumentations with 6-12 GeV beams », Juin 1998, Newport-News (USA). Editeurs : S.Dytman, H.Fenker et P.Roos.
- [76] J.-M. Laget, Phys. Rev. D **70**, 054023 (2004).
- [77] R. Erbe *et al*, Phys. Rev. **175**, 1669 (1968).
- [78] R.L. Anderson *et al.*, Phys. Rev. D **14**, 679 (1976).
- [79] A. Airapetian, Eur. Phys. J. C **17**, 389 (2000).
- [80] M. R. Adams *et al*, Z. Phys. C **74**, 237 (1997).
- [81] L. A. Ahrens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **42**, 208 (1979).
- [82] P. Amaudruz *et al.*, Z. Phys. C **54**, 239 (1992).
- [83] W. R. Francis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **38**, 633 (1977).
- [84] S. Aid, Nucl. Phys. B **468** 3 (1996), C. Adloff, Eur. Phys. J. C **13** 371 (2000).
- [85] J. Breitweg, Eur. Phys. J. C **6**, 603 (1999).
- [86] Anderson *et al*, Phys. Rev. D **14**, 3 (1976).

Résumé

Dans ce travail de thèse est présentée l'analyse de l'électroproduction exclusive des mésons $f_0(980)$ et $f_2(1270)$ sur le proton. Les données ont été acquises pendant l'expérience e1-6 (2001-2002) avec le détecteur CLAS du Jefferson Lab aux Etats-Unis, en utilisant un faisceau de 5.754 GeV et une cible de dihydrogène. Nous avons mesuré pour la première fois au monde les sections efficaces réduites différentielles de ces deux processus, dans le domaine cinématique $1.5 < Q^2 < 4.33 \text{ GeV}^2$ et $0.15 < x_B < 0.55$. Nous proposons une interprétation de nos résultats sur une approche basée sur des degrés de libertés hadroniques et la théorie de Regge. Une analyse des données en termes d'amplitudes d'ondes partielles et en terme de moments des distributions angulaires a également été tentée. Enfin, nous avons effectué la calibration des photomultiplicateurs du détecteur central de neutron (CND) pour le détecteur CLAS12. Le CND a été optimisé pour l'étude du processus n-DVCS (Diffusion Compton Profondément Virtuelle du neutron).

Mots-clés : Spectroscopie des mésons, méson scalaire, méson tenseur, $f_0(980)$, $f_2(1270)$, sonde électromagnétique, processus exclusifs, formalisme de Regge, analyse en ondes partielles, Jefferson Lab, CEBAF, Hall B, détecteur CLAS, détecteur CLAS12, détecteur central de neutron.

Abstract

We present in this report our results for the exclusive electroproduction of $f_0(980)$ and $f_2(1270)$ off the proton. The data were taken during the e1-6 experiment (2001-2002) with the CLAS detector of Jefferson Laboratory, using a 5.754 GeV beam and a liquid hydrogen target. We have measured for the first time the reduced differential cross sections for these two processes, in the kinematical region $1.5 < Q^2 < 4.33 \text{ GeV}^2$ and $0.15 < x_B < 0.55$. We propose an interpretation of our results according to a Regge-based model. An alternative analysis of the data in terms of partial waves amplitudes as well as in terms of moments of the decay angular distributions has also been attempted. Finally, we have performed the calibration of the photomultipliers of the Central Neutron Detector (CND), to be installed in the CLAS12 detector. The CND has been optimised for the study of the n-DVCS process (Deeply Virtual Compton Scattering off the neutron).

Keywords : Meson spectroscopy, scalar meson, tensor meson, $f_0(980)$, $f_2(1270)$, electromagnetic probe, exclusive processes, Regge theory, partial waves analysis, Jefferson Lab, CEBAF, Hall B, CLAS detector, CLAS12 detector, Central Neutron Detector.