Electroproduction de méson rho0 à virtualité intermédiaire à Jlab avec le détecteur CLAS

Cynthia Hadjidakis

▶ **To cite this version:**

Cynthia Hadjidakis. Electroproduction de méson rho0 à virtualité intermédiaire à Jlab avec le détecteur CLAS. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2002. Français. NNT : . tel-00105290

HAL Id: tel-00105290

https://theses.hal.science/tel-00105290

Submitted on 10 Oct 2006

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.

U.F.R. PHYSIQUE

INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE D'ORSAY

THÈSE DE DOCTORAT

présentée par

Cynthia Hadjidakis

pour obtenir le grade de docteur en sciences
de l'université Paris 7 DENIS DIDEROT, Jussieu

Sujet :

Electroproduction exclusive de méson vecteur ρ^0 à virtualité intermédiaire à Jlab avec le détecteur CLAS

soutenue publiquement le 17 décembre 2002
devant la commission d'examen

M.	**J-P Didelez**	Directeur de Thèse
M.	**M. Garçon**	Rapporteur
M.	**M. Guidal**	
M.	**B. Mecking**	
M.	**D. Ryckbosch**	Rapporteur
M.	**M. Vanderhaegen**	
M.	**F. Vannucci**	Président

A Stéphane et Calista

Ce travail a été réalisé à l'aide d'une allocation de recherche du Rectorat de Paris.

Je voudrais commencer par remercier Sydney Gales et Nimet Frascaria, occupant respectivement le poste de Directeur du laboratoire et celui de Responsable de la Division de Recherche à mon arrivée au laboratoire, de m'avoir accueillie au sein de l'IPN.

Plus particulièrement, je remercie Jean-Pierre Didelez pour avoir accepté d'être le directeur de ces trois années de thèse et notamment pour sa rigueur au moment de la correction de ce document. Je remercie également Michel Guidal pour m'avoir proposé ce sujet et pour avoir encadré ce travail. J'ai particulièrement apprécié ta pédagogie et ta disponibilité. Sans ta passion bien contagieuse, je n'en serais sans doute pas là !

Ensuite mes remerciements vont à Michel Garçon et Dirk Ryckbosh qui ont accepté le rôle de rapporteurs. Merci pour vos efforts, pour le temps passé autour de ce document et les discussions enrichissantes qui ont suivi.

Je remercie également François Vannucci d'avoir accepté de présider le jury de thèse, ainsi que Bernard Mecking et Marc Vanderhaegen d'avoir accepté d'être membres du jury.

Je n'oublie pas non plus les différents conseils avisés de Eid Hourany, ni les nombreux coups de pouce et les échanges que j'ai pu avoir avec les étudiants du groupe : Sylvain Bouchigny et Steven Morrow. Merci aussi à Lionel Fichen pour ses interventions bienvenues dans les situations critiques.

Je tiens aussi à remercier les autres membres du groupe de physique hadronique d'Orsay : Jacques Arvieux, Robert Frascaria, Jacques Van de Wiele, Marcel Morlet, Saro Ong, Ronald Kunne, Louis Bimbot, Dominique Marchand, Hayko Guler, Blaise Collin et Monique Launay. Merci Dominique de m'avoir donné l'occasion d'enseigner à tes côtés.

Je dois aussi saluer le temps et l'énergie que m'ont vouée les membres du groupe CLAS de Saclay : Gérard Audit, Jacques Ball, Diane Doré, Michel Garçon, Jean-Marc Laget, Ludyvine Morand et Franck Sabatie, et les remercier pour leur remarques au cours des longues (!) mais pertinentes discussions que nous avons pu avoir autour de ce sujet.

De l'autre côté de l'atlantique, au laboratoire Jefferson, je remercie les physiciens du Hall B pour leur accueil et le temps qu'ils m'ont accordée ; en particulier : Volker Burkert, Will Brooks, Latifa Elouadrhiri, Bernhard Mecking, Mac Mestayer, Elton Smith et Stepan Stepanyan. Merci Elton de m'avoir accueilli et présenté à l'ensemble des physiciens du Hall B lors de ma première visite au laboratoire en juillet 1999.

Je suis également reconnaissante envers les membres du groupe CLAS du laboratoire de Gênes en Italie : Marco Ripani, Marco Battaglieri et Raffaela De Vita qui m'ont fait profiter de leur expérience pour mener à bien cette analyse.

Un grand merci pour les aides multiples des thésards et post-doc de Jlab sans qui je n'aurais pu comprendre l'ensemble des outils d'analyse de CLAS : Costy Loukachine, Matthieu Guillo, Maurizio Ungaro, Christophe Jutier, ... et à tout ceux avec qui j'ai découvert la côte Est des Etats-Unis : Kathy McCormick, Joes Grames, Maud Baylac, Julie Roche, Antoine Cazes, Lei Guo, Mina Nozar, Fatiha Benmokhtar, Jason Lenoble, ... et j'en oublie ...

A Orsay, je n'oublie pas l'amitié ni les pauses passées en compagnie de Muriel Fallot, Stéphanie Pitre, Florent Krzakala et ceux des locaux voisins : Elise Lebailly, Mathieu Langer, Mélissa Ridel. Bonne route à vous !

Ces trois années (auxquelles s'ajoutent quelques mois pour mettre au monde une merveille)

n'auraient pas pu avoir cours sans le soutien et l'amitié d'un certain nombre de parisiens dont mes trois soeurs, Iohanna, Melina et Eva, ainsi que Stéphane, Sonia et Mila Rouilly-Tahallah, Jean-Luc Faure, Nadia Toure et Anne Lejeune.

Je remercie mes parents de m'avoir donné l'opportunité d'entreprendre une thèse : ils ont su me faire partager leur curiosité du monde et m'ont toujours soutenu et aidé dans mes choix.

Enfin, c'est à Stéphane et Calista que je dois le plus de patience et de compréhension, notamment lors des derniers mois difficiles de la thèse...

Table des matières

1 Motivations Physiques **15**

1.1 Description du nucléon en termes de degrés de liberté "fondamentaux" (quarks et gluons) : réactions inclusives, exclusives 15

1.1.1 Les réactions inclusives et les distributions de partons 15

1.1.2 Les réactions exclusives et les distributions de partons généralisées 20

1.2 Description du nucléon en termes de degrés de liberté "effectifs" (hadrons) : réactions exclusives 26

1.2.1 Dominance des mésons vecteurs (VDM) 26

1.2.2 La théorie de Regge 29

1.3 Décroissance angulaire des mésons vecteurs 33

2 Le dispositif expérimental **35**

2.1 L'accélérateur CEBAF : présentation générale 35

2.1.1 L'injecteur du faisceau d'électrons 36

2.1.2 Transport du faisceau 36

2.1.3 Distribution du faisceau dans les 3 Halls expérimentaux : Hall A, Hall B, Hall C 37

2.2 Le détecteur CLAS 38

2.2.1 Caractéristiques de CLAS 38

2.2.2 Le champ magnétique 39

2.2.3 Les chambres à dérives 41

2.2.4 Le mini-tore 44

2.2.5 Les scintillateurs de temps de vol 44

2.2.6 Les Čerenkov 50

2.2.7 Les Calorimètres électromagnétiques 51

2.2.8 La cage de Faraday 53

2.2.9 La cible cryogénique 53

2.2.10 Le système de déclenchement 54

2.2.11 Le système d'acquisition 55

2.2.12 Reconstruction des événements et première identification des particules . 55

3 Analyse de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ **57**

3.1 Description de la prise de données 57

3.2 Sélection des événements : $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ 58

3.2.1 Identification des particules . . . 59
3.2.2 Les coupures géométriques (ou fiduciaires) globales et locales . . . 68
3.2.3 Correction en impulsion des particules . . . 71
3.2.4 Sélection de la réaction exclusive . . . 82
3.3 Détermination de l'acceptance . . . 86
3.3.1 Cinématique de la réaction . . . 86
3.3.2 Principe du calcul de l'acceptance "bin par bin" . . . 86
3.3.3 Comparaison des données simulées et des données expérimentales . . . 88
3.3.4 Calcul de l'efficacité . . . 89
3.3.5 Correction supplémentaire . . . 95
3.3.6 Correction en acceptance des données expérimentales . . . 97
3.4 Correction des données, normalisation et sections efficaces . . . 98
3.4.1 Corrections radiatives . . . 98
3.4.2 Normalisation . . . 99
3.4.3 Erreurs systématiques . . . 101
3.4.4 Sections efficaces : $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$ . . . 102
3.5 Soustraction du bruit de fond . . . 104
3.5.1 La forme du spectre de masse du ρ^0 dans les données existantes . . . 104
3.5.2 Fit du spectre du ρ^0 à une dimension : définitions des fonctions utilisées . . . 111
3.5.3 Utilisation du générateur d'événements et fit à deux dimensions . . . 119
3.6 Sections efficaces : $\gamma^* p \to p'\rho^0$ . . . 122
3.6.1 Dépendance en Q^2 . . . 122
3.6.2 Dépendance en t' . . . 122
3.7 Polarisation du ρ^0 et sections efficaces $\gamma_L^* p \to p'\rho_L^0$ . . . 124
3.7.1 Distribution en $\cos\theta$ et extraction de r_{00}^{04} . . . 126
3.7.2 Test de l'hypothèse SCHC . . . 127
3.7.3 Détermination de R_ρ . . . 129
3.7.4 La section efficace longitudinale et transverse . . . 130

4 Interprétation des résultats **133**
4.1 Approche en termes de degrés de liberté effectifs, c.à.d. hadroniques : formalisme de Regge . . . 133
4.1.1 Description du modèle appliqué à l'électroproduction . . . 134
4.1.2 Résultat . . . 136
4.2 Approche en termes de degres de liberté "fondamentaux", c.à.d. de quarks et gluons : le modèle des distributions de partons généralisées (GPDs) . . . 140
4.2.1 Paramétrisation des GPDs . . . 140
4.2.2 Extrapolation du diagramme du "sac à main" à bas Q^2 . . . 143
4.2.3 Dépendance en t . . . 144
4.2.4 Résultat . . . 146
4.3 Conclusion . . . 151

A Formalisme de l'analyse angulaire des produits de décroissance du méson vecteur **157**
A.1 Matrice de densité de spin du photon 157
A.2 Matrice de densité de spin du méson vecteur 159
A.3 Distribution angulaire des produits de décroissance du méson vecteur 160
A.4 Conservation de l'hélicité dans la voie s 162

Introduction

Un des objectifs principaux de la physique nucléaire est la compréhension de la nature des constituants de la matière et de leurs interactions à l'échelle subatomique. En particulier, la physique hadronique, une des branches de la physique nucléaire, étudie la nature et les interactions des hadrons, qui sont les particules sensibles à l'interaction forte, une des quatre forces fondementales de la nature. Parmi les hadrons les plus courants, on trouve les protons et neutrons, qui forment tous les noyaux des atomes et constituent la matière nucléaire stable. Les hadrons sont des particules composites et sont constitués de quarks et gluons. Quelle est la structure des hadrons en termes de quarks et de gluons ? Comment ces derniers sont-ils confinés à l'intérieur des hadrons ? Comment comprendre les forces d'interaction entre hadrons en termes des quarks et gluons, les particules les plus fondamentales ? Ces quelques interrogations sans réponse aujourd'hui sont des enjeux majeurs de la physique nucléaire actuelle. Le domaine de la physique hadronique se situe à l'intersection de la physique des noyaux (constitués de nucléons, c'est à dire de protons et de neutrons) et de la physique des constituants élémentaires (quarks et gluons).

Lors d'une expérience avec accélérateur, on sonde le nucléon par collision. Expérimentalement, la sonde électromagnétique représente le projectile le plus simple pour explorer le nucléon. Depuis les années 60, cette sonde est utilisée dans l'étude des particules et elle constitue aujourd'hui encore un outil d'investigation fondamental. En effet, l'interaction électromagnétique est bien connue et décrite exactement par la théorie de l'électrodynamique quantique (QED). La particule échangée lors de l'interaction entre l'électron et l'objet à sonder est un photon virtuel. Le couplage de cette force est proportionnel à la charge électrique élémentaire e et la constante de couplage est $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar\epsilon_0 c} \sim \frac{1}{137}$[1]. Ce couplage faible permet de faire un calcul perturbatif exact du mécanisme de réaction et rend légitime l'approximation d'un seul photon échangé lors de l'interaction. De plus, le photon n'a pas de structure interne (au regard des connaissances actuelles...). Si des effets de structure sont observés lors d'une réaction avec la sonde électromagnétique, ils ne peuvent provenir alors que de l'objet sondé. Au contraire, lors d'une collision hadron-hadron, l'interaction se fait entre deux systèmes étendus, composites et complexes et des interactions multiples peuvent avoir lieu.

Dans les années 70, des expériences de diffusion inclusive[2] d'électrons sur le nucléon ("DIS" pour *Deep Inelastic Scattering*) menées à SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*, situé aux USA) ont montré que les nucléons étaient composés de sous-constituants ponctuels. Ces constituants, que l'on considère comme élémentaires à présent, ont été dénommés originellement

[1] $\hbar$ est la constante de Planck réduite, ϵ_0 la permittivité du vide et c la vitesse de la lumière dans le vide.

[2] Dans une réaction inclusive d'électrons, seul l'électron diffusé est détecté.

partons puis quarks et gluons. Il y a six familles de quarks : *up*, *down*, *strange*, *charm*, *bottom* et *top*. Les quarks *up* et *down* sont les plus légers et sont les composants essentiels du nucléon. A basse énergie, les hadrons apparaissent comme composés de seulement deux ou trois quarks, appelés les *quarks de valence*. Les baryons sont composés de trois quarks de valence (c'est le cas du proton et du neutron), alors que les mésons (comme le ρ^0 et le π) sont composés de deux quarks (un quark et un anti-quark). Mais, à plus haute énergie, alors qu'on sonde le nucléon à de plus petites distances, apparaît une structure plus fine, constituée, en plus ou moins grande quantité, de paires de quark et d'anti-quarks appelés les *quarks de la mer*. Les gluons sont aussi présents dans le nucléon et peuvent se matérialiser en paires quark anti-quark. Un des buts de notre physique est de pouvoir quantifier les contributions de chacunes des différentes saveurs de quarks et des gluons à la masse, au spin, à l'impulsion, à la charge, etc... des hadrons.

L'intéraction "forte" entre quarks est décrite par la théorie fondamentale de la chromodynamique quantique (QCD). L'interaction se produit par échange de gluons entre les quarks. La charge de l'interaction forte est la *couleur* (il y a trois charges de couleurs dénommées conventionnellement : rouge, vert, bleu). La QCD stipule que les états formés par les quarks et les gluons ne peuvent exister à l'état libre, que s'ils sont neutres de couleur. Ainsi, la QCD rend-elle compte, en principe, du fait que les quarks et les gluons ne sont pas observables à l'état libre et sont confinés dans les hadrons.

La constante de couplage de l'interaction forte α_s, caractérise la force de cette interaction. A grand transfert d'énergie entre une sonde et le nucléon (ou, de façon équivalente, à échelle de taille petite), la collision a lieu avec les constituants élémentaire du nucléon (les quarks et les gluons), on dit que le choc est "dur". La constante de couplage a alors la particularité d'être faible. Cette propriété de liberté asymptotique permet d'effectuer des calculs perturbatifs de QCD et donc de décrire la réaction en termes de degrés de liberté fondamentaux (quarks, gluons). Par contre, lorsque l'énergie diminue (ou l'échelle de taille devient grande), la collision a lieu avec le nucléon dans sa globalité, on dit que le choc est "mou". Dans ce régime, le couplage entre les quarks et les gluons est fort, ceux-ci sont confinés dans le nucléon. La constante de couplage augmente et on ne peut plus faire de calculs perturbatifs en QCD. La description de la réaction est alors effective et l'interaction entre hadrons est modélisée par l'échange de mésons (paire de quark anti-quark) : les degrés de liberté sont hadroniques.

L'un des buts de cette thèse est de comprendre cette transition entre les deux régimes "dur" et "mou". Comment passe-t-on d'une description partonique à une description hadronique ? Pour ce faire, nous nous sommes intéressés aux processus exclusifs[3] d'électroproduction de mésons sur le nucléon, pour lequel des calculs théoriques quantitatifs existent pour les deux approches partoniques et hadroniques. Les sections efficaces de tels processus sont très faibles (par rapport à l'inclusif). Parmi les processus exclusifs d'électroproduction de mésons, nous nous sommes penchés sur sur l'électroproduction de mésons ρ^0 qui est un des canaux dont la section efficace est la plus grande.

L'accélérateur d'électrons à faisceau continu du laboratoire Jefferson (Jlab), situé aux Etats-Unis et le détecteur CLAS à grande acceptance, nous ont ainsi permis d'étudier l'électroproduction exclusive de méson vecteurs ρ^0 avec, pour la première fois, une statistique relativement

[3]c'est-à-dire où tout l'état final de la réaction est connu par contraste avec les processus inclusifs déjà mentionnés.

importante et une résolution fine.

Le premier chapitre de cette thèse expose les motivations de l'étude de la réaction $ep \to e'p'\rho^0$ et examine successivement les approches théoriques bâties sur les degrés de liberté fondamentaux (quarks et gluons, modèle des partons) ou effectifs (dominance de mésons vecteurs et modèle de Regge). En particulier, nous introduisons les *Distributions de Partons Généralisées* (GPDs[4]). Ces fonctions interviennent pour décrire la structure interne du nucléon dans le cas de réactions exclusives à grand transfert d'impulsion. Elles contiennent de nouvelles informations, par rapport aux distributions traditionnelles déduites des expériences du DIS.

Puis, le second chapitre décrit le site expérimental où a eu lieu cette expérience. Elle s'est déroulée en Février-Mars 1999 avec un faisceau d'électrons de 4.2 GeV incidents sur une cible d'hydrogène dans le Hall expérimental B de Jlab. Nous décrirons en détail, dans ce chapitre, le détecteur CLAS à grande acceptance et ses différents composants.

Le chapitre 3 contient le coeur du travail que j'ai effectué au cours de cette thèse. Il décrit les étapes successives de l'analyse des données d'électroproduction exclusive de mésons vecteurs ρ^0 : identification des particules, sélection de la réaction exclusive, détermination de l'acceptance, normalisation des données, soustraction du bruit de fond sous le signal du ρ^0 et analyse angulaire des produits de décroissance du ρ^0. Nous présentons successivement dans ce chapitre les sections efficaces obtenues pour les réactions $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$, $ep \to e'p'\rho^0$ et la séparation L/T pour cette dernière réaction (où L/T dénote l'état de polarisation longitudinal/transverse des particules).

Enfin, le dernier chapitre présente la comparaison des deux approches théoriques introduites dans le chapitre 1 (Regge et GPDs) avec les résultats expérimentaux obtenus dans cette analyse, et plus globalement avec ceux d'autres expériences (Hermes et Cornell) qui se prêtent à ce type d'interprétation.

[4]pour, en anglais, *Generalized Parton Distributions*

Chapitre 1

Motivations Physiques

1.1 Description du nucléon en termes de degrés de liberté "fondamentaux" (quarks et gluons) : réactions inclusives, exclusives

Une grande partie de notre connaissance sur la structure du nucléon provient de réactions inclusives de diffusion profondément inélastique (DIS pour "Deep Inelastic Scattering") sur le nucléon où seul l'électron de l'état final est détecté [1]. Depuis l'émergence récente d'accélérateurs de grande luminosité, couplés à des détecteurs de grande acceptance et de haute résolution, l'étude expérimentale des réactions exclusives, où toutes les particules de l'état final sont détectées, devient possible. Aussi, depuis 1997, une description théorique unifiée des processus exclusifs s'est développée à travers le formalisme introduisant les distributions de partons généralisées (GPDs).

Dans ce chapitre, nous commencerons par discuter les réactions inclusives et la description de la structure interne du nucléon en terme de distributions de partons, puis nous introduirons le formalisme des GPDs et soulignerons les nouveaux aspects apportés par ce formalisme quant à notre compréhension de la structure du nucléon.

1.1.1 Les réactions inclusives et les distributions de partons

Cinématique des réactions inclusives

La figure 1.1 représente une diffusion profondément inélastique d'un électron sur le proton, où :

- k est la quadri-impulsion de l'électron incident,
- E est l'énergie de l'électron incident,
- k' est la quadri-impulsion de l'électron diffusé,
- E',θ sont l'énergie et l'angle de l'électron diffusé,
- $q = k - k'$, $\nu = E - E'$ sont la quadri-impulsion et énergie du photon virtuel,
- p est la quadri-impulsion du nucléon.

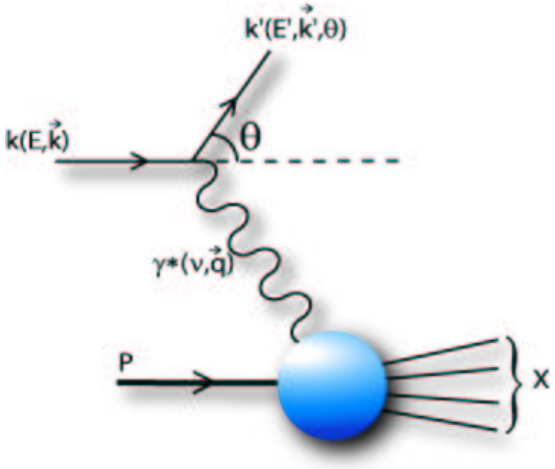

FIG. 1.1 – DIS

La réaction est dite "inclusive" car seul l'électron diffusé est détecté. L'état hadronique final (appelé X) n'est pas déterminé. Si on connait les quadri-impulsions des particules incidentes (k et p), il n'y a que deux variables indépendantes (car, sans faisceau et cible polarisés, le processus est symétrique en fonction de l'angle azimuthal de l'électron dans le laboratoire). Pour décrire la réaction, on peut choisir l'énergie et l'angle de l'électron diffusé dans le laboratoire, mais il est plus commode d'introduire les quantités invariantes de Lorentz :

$$Q^2 = -q^2 \overset{\text{labo}}{=} 4EE' \sin^2(\frac{\theta}{2}) \tag{1.1}$$

et

$$x_B = \frac{-q^2}{2pq} \overset{\text{labo}}{=} \frac{Q^2}{2M_p\nu} \tag{1.2}$$

avec M_p la masse du proton. Le référentiel du laboratoire est le référentiel où le proton est au repos. La signification physique de ces variables, ainsi que la motivation de les choisir pour décrire le système deviendront clairs dans le prochain paragraphe 1.1.1.

Définissons aussi les variables s et W, qui sont l'énergie de la réaction dans le centre de masse du système, que nous utiliserons fréquemment par la suite :

$$W^2 = s = (p+q)^2 \overset{\text{labo}}{=} M_p^2 + 2M_p\nu - Q^2 \tag{1.3}$$

Les domaines de valeurs des variables cinématiques sont :

$$W^2 \geq M_p^2 \tag{1.4}$$
$$0 \leq x_B \leq 1 \tag{1.5}$$

Section efficace

La section efficace de la réaction $ep \to e'X$ peut s'écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{1.6}$$

où $L_{\mu\nu}$ est le tenseur leptonique décrivant la diffusion de l'électron et l'émission du photon virtuel. Il est exactement calculable par QED. On peut légitimement faire l'approximation de l'échange d'un seul photon puisque la constante de couplage électromagnétique est faible et, dans ce cas, $L_{\mu\nu}$ vaut :

$$\begin{aligned} L_{\mu\nu} &= \frac{1}{2}\sum_{s'} j_\mu j_\nu \quad \text{avec} \quad j_\mu = \bar{u}(k',s')\gamma_\mu u(k,s) \\ &= \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\left[(k'+m)\gamma_\mu(k+m)\gamma_\nu\right] \\ &= 2[k_\mu k'_\nu + k_\nu k'_\mu - (kk'-m^2)g_{\mu\nu}] \end{aligned} \tag{1.7}$$

où $g_{\mu\nu}$ est le tenseur métrique, γ_μ sont les matrices 4x4 de Dirac, $u(k,s)$ est le spineur du nucléon, et $\bar{u}(k,s) = u^\dagger\gamma_0$. $W_{\mu\nu}$ est le tenseur hadronique. Il décrit l'interaction du photon virtuel avec le proton. Il contient l'information non connue de la structure du proton.

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= \sum_X < X|J_\mu(0)|p,s >^* < X|J_\nu(0)|p,s > \\ &\quad \delta(\sum_X p_X - p - k + k') \end{aligned} \tag{1.8}$$

où J_μ est l'opérateur local permettant de passer de l'état p du proton cible de spin s à l'état X. On décrit le tenseur hadronique de la façon la plus générale possible pour décrire un tenseur de rang 2 avec : $g_{\mu\nu}$, $\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$, p_μ, q_μ. En appliquant la covariance de Lorentz, l'invariance de jauge de l'électrodynamique et l'invariance par parité, le tenseur hadronique peut s'écrire en fonction de deux fonctions de structure inconnues W_1 et W_2, scalaires invariants de Lorentz :

$$\begin{aligned} W^{\mu\nu} &= (g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2})W_1(x_B,Q^2) \\ &\quad +(p^\mu - \frac{pq}{q^2}q^\mu)(p^\nu - \frac{pq}{q^2}q^\nu)W_2(x_B,Q^2) \end{aligned} \tag{1.9}$$

W_1 et W_2 sont deux fonctions de structure qui décrivent la structure interne du proton. Elles dépendent des deux variables indépendantes de la réaction : Q^2 et x_B. On utilise aussi couramment F_1 et F_2, qui sont sans dimension :

$$\begin{aligned} F_1 &= W_1 \\ F_2 &= pqW_2 \end{aligned} \tag{1.10}$$

La section efficace s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} &= \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4}[F_1(x_B,Q^2)y^2 + \frac{F_2(x_B,Q^2)}{x}(1-y-\frac{Mxy}{2E})] \\ \text{avec } y &= \frac{pq}{pk} \overset{\text{labo}}{=} \frac{\nu}{E} \end{aligned} \tag{1.11}$$

Les expériences de diffusion e-N menées au SLAC dès 1967, ont révélé que, pour Q^2 supérieur à 1 GeV^2, ces fonctions de structure ne dépendaient en fait pas de Q^2 à fixe x_B. Nous allons voir que cette invariance d'échelle est interprétée dans le modèle des partons comme la signature de la présence de sous-constituants ponctuels dans le nucléon.

Le modèle des partons

F_1 et F_2 paramétrisent la structure interne du nucléon. Q^2 est une des caractéristiques de la sonde électromagnétique : Q^2 représente la virtualité du photon virtuel ($Q \sim 1/\lambda$) où λ représente la longueur d'onde du photon virtuel : à petit Q^2, la sonde électromagnétique ne résoud pas la structure du nucléon, tandis qu'à grand Q^2, la sonde voit l'"intérieur" du nucléon. Si les fonctions de structure n'évoluent pas en fonction de Q^2, à partir d'un certain Q^2, cela signifie que, quelle que soit la résolution de la sonde, le nucléon apparaît inchangé et que l'électron diffuse sur un des constituants ponctuels à l'intérieur du nucléon : le modèle des partons introduit alors l'idée que la réaction au premier ordre est une diffusion élastique du photon virtuel sur un sous-constituant ponctuel et libre du nucléon : le parton. La section efficace peut alors se ré-écrire comme :

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_B} = \sum_{\text{partons a}} \int_0^1 d\xi \left[\frac{d\sigma^{ea}}{dQ^2 dx_B}(\xi)\right] f_{a/N}(\xi) \tag{1.12}$$

où $f_{a/N}(\xi)$ est la probabilité pour que le parton a emporte la fraction d'impulsion ξ du nucléon N et σ^{ea} est la section efficace de la réaction élastique au niveau partonique $ea \to ea$. Si on suppose que la diffusion se fait entre le photon virtuel et un parton de spin 1/2 du nucléon, on peut dériver le tenseur hadronique associé au parton a :

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^{ea} &= (g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})\delta(1 - \frac{x}{\xi})\frac{e_a^2}{2} \\ &\quad + (\xi p^\mu - \frac{pq}{q^2}q^\mu)(\xi p^\nu - \frac{pq}{q^2}q^\nu)e_a^2\delta(1 - \frac{x}{\xi}) \end{aligned} \tag{1.13}$$

où e_a est la charge du parton a. Après intégration sur ξ, et en utilisant les précédentes expressions, on obtient l'expression des fonctions de structure en fonction des distributions de partons :

$$F_1(x) = \frac{1}{2}\sum_a e_a^2 f_{a/N}(x) \tag{1.14}$$

$$F_2(x) = \sum_a e_a^2 x f_{a/N}(x) \tag{1.15}$$

Les fonctions δ de l'équation 1.13, imposent que la fraction d'impulsion ξ du parton soit égale à la variable x_B reliée au photon virtuel : le photon doit avoir la valeur x_B pour être absorbé par un quark de fraction d'impulsion ξ. Les fonctions de structure ne dépendent pas de Q^2 car une réaction élastique telle que $ea \to ea$ ne dépend que d'une variable, à énergie du faisceau donnée. Le modèle des partons permet ainsi d'expliquer l'invariance d'échelle observée. De plus, on a :

$$F_2(x) = 2xF_1(x) \tag{1.16}$$

C'est la relation de Callan-Gross. Elle reflète la nature fermionique des partons. Elle est vérifiée expérimentalement. L'image des partons est compatible avec celles des quarks de QCD. De plus, en intégrant $F_1(x)$, la probabilité qu'un quark porte la fraction d'impulsion x du nucléon, sur x, on peut avoir accès à la fraction d'impulsion du nucléon porté par les quarks. Les expériences de diffusion inélastique non polarisée montrent ainsi que seulement 50% de l'impulsion du proton sont portés par les quarks : les 50% restants sont alors attribués à des particules de charge nulle (qui n'interagissent pas avec la sonde électromagnétique) et qui sont identifiées aux gluons de QCD.

L'interprétation de l'invariance d'échelle en Q^2, au premier ordre, dans le modèle des partons n'est valable que dans le régime de Bjorken. On définit le régime de Bjorken comme le régime pour lequel les partons sont asymptotiquement libres : $Q^2, \nu \to \infty$, $x_B = Q^2/2pq$ fixé, $P_p \to \infty$ ($p^i_{perp} \to 0$). Dans ce régime, x_B représente la fraction d'impulsion du proton portée par le quark qui interagit avec le photon. Le modèle des partons est basé sur une factorisation entre :

- un état perturbatif, décrit entièrement par pQCD, qui est un processus "dur" (hard) : il représente l'interaction entre le photon virtuel et un des quarks du nucléon d'impulsion $x_B P_p$,
- et un état non perturbatif, non calculable analytiquement par QCD et parametrisé par les fonctions de structure, qui est un processus "mou" (soft) : il décrit la structure interne non perturbative du nucléon.

Des violations de l'invariance d'échelle en Q^2 apparaissent à grand Q^2. On interprète ces effets comme une indication qu'à grand Q^2, la probabilité pour l'électron de diffuser sur un parton de basse impulsion augmente. Dans ce cas, une description plus complète de QCD est nécessaire où l'interaction entre les quarks et les gluons est prise en compte. La dépendance en Q^2 des fonctions de structure est décrite par les équations DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi).

Fonctions de structure polarisées

Avec un faisceau et une cible polarisés, on fait apparaître de nouveaux termes, antisymétriques, dans la section efficace, que l'on peut extraire expérimentalement en mesurant la différence entre les sections efficaces où la polarisation de l'électron est respectivement parallèle et anti-parallèle à celle de la cible. Deux nouvelles fonctions de structure $g_1(x_B, Q^2)$ et $g_2(x_B, Q^2)$ apparaissent alors qui sont reliées à la structure en spin du proton. Le modèle des partons, dans le régime de Bjorken prédit que :

$$g_1(x) = \sum_a \frac{e_a}{2} \Delta f_{a/N}(x) \tag{1.17}$$

$$g_2(x) = 0 \tag{1.18}$$

où $\Delta f_{a/N}(x)$ est la différence entre les probabilités de trouver un parton a avec une impulsion x dont le spin est respectivement parallèle et anti-parallèle au spin du proton. La fonction de structure polarisée $g_1(x)$ apporte l'information sur la distribution du spin du proton des quarks.

Règles de somme

Les moments des fonctions de structure sont des intégrations sur x. Le n^{ieme} moment de la fonction $F(x)$ s'écrit :

$$\Gamma_n = \int_0^1 dx\ x^{n-1} F(x) \tag{1.19}$$

Des prédictions basées sur la symétrie d'isospin et de couleur de SU(3) mènent à la règle de somme de Bjorken, qui relie la fonction de structure polarisée $g_1(x)$ du neutron et du proton aux constantes de couplage axial g_A et vecteur g_V du nucléon :

$$\begin{aligned} \int_0^1 dx(g_1^p(x) - g_1^n(x)) &= \frac{1}{6}\left|\frac{g_A}{g_V}\right|(1 + correction\, QCD) \\ &\sim 0.21(1 + correction\, QCD) \end{aligned} \tag{1.20}$$

où g_A et g_V sont déterminées par la désintégration faible β du neutron. Cette règle de somme a été vérifiée expérimentalement au CERN [2] et à SLAC [3] à 8% près. C'est une importante vérification d'une prédiction de QCD puisqu'elle est simplement basée sur le principe d'invariance d'isospin.

On peut aussi montrer que le premier moment de $g_1(x)$ est relié à $\Delta\Sigma$, la fraction du spin total du nucléon provenant du spin intrinsèque des quarks. Les mesures sur $g_1(x)$ ont montré que, en fait, seul 20-25% du spin du proton provenait du spin intrinsèque des quarks. Ce résultat, inattendu, a entraîné une série d'expériences sur la répartition du spin du proton parmi ces sous-constituants.

On peut exprimer le spin du nucléon comme la somme des contributions de ses sous-constituants :

$$\frac{1}{2} = \tfrac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_Z^q \tag{1.21}$$

où ΔG est la contribution totale au spin provenant des gluons et L_Z^q la contribution du moment angulaire orbitale des quarks au spin du nucléon. Des expériences sont menées par les collaborations Hermes au laboratoire de DESY ($E_e = 27$ GeV) et Compass au CERN ($E_\mu = 200$ GeV) pour la mesure de ΔG à travers la production de particules "charmées".

Le seul moyen actuellement pour mesurer L_Z^q est de passer par une règle de somme impliquant les Distributions de Partons Généralisées (GPDs) que nous allons maintenant introduire.

1.1.2 Les réactions exclusives et les distributions de partons généralisées

Cinématique des réactions exclusives

La figure 1.2 représente la diffusion de l'électron sur le proton dans le cas de la production de ρ^0. Par rapport à la réaction inclusive d'électrons, de nouvelles variables sont introduites pour

décrire la réaction exclusive. En particulier, on introduit t, le carré du transfert d'impulsion du photon virtuel à la particule produite, qui s'écrit, dans le cas de la production de ρ^0 :

$$t = (p - p')^2 = (p_\rho - q)^2 \tag{1.22}$$

où p, p', q et p_ρ sont les quadri-impulsions du proton de la cible, du proton de recul, du photon virtuel et du ρ produit. On introduit aussi Φ, l'angle entre le plan leptonique (plan de diffusion

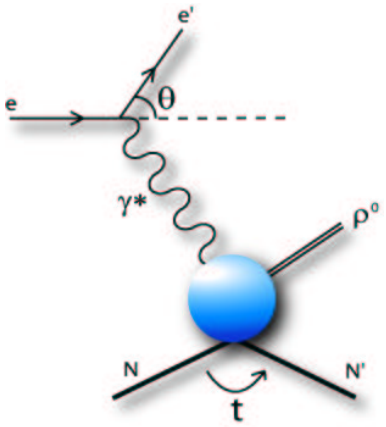

FIG. 1.2 – Cinématique de la réaction exclusive pour la production de mésons vecteurs ρ^0.

de l'électron) et le plan hadronique (défini par le photon virtuel et la particule produite, par exemple). La figure 1.3 illustre les deux plans et l'angle Φ.

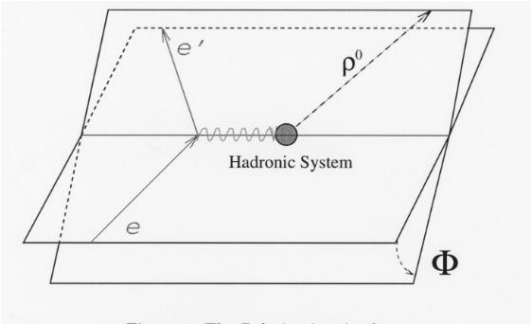

FIG. 1.3 – L'angle Φ est l'angle entre le plan leptonique (plan de diffusion de l'électron) et le plan hadronique (défini par le photon virtuel et la particule produite).

Le formalisme des distributions de partons généralisées (GPDs)

Collins, Frankfurt, Strikman [4], Ji [5] et Radyushkin [6] ont montré que, pour l'électroproduction de mésons (DVMP pour "Deep Virtual Meson Production") et de photons (DVCS pour "Deep Virtual Compton Scattering"), pour des grands transferts d'énergie (grand Q^2 et dans le régime de Bjorken) et des diffusions à petit angle (correspondant à des petits t), l'amplitude de

la réaction peut se factoriser en deux parties : une partie dite de diffusion "dure" exactement calculable avec pQCD (ou QED) et une partie dite "molle" qui représente la partie QCD non perturbative de la structure du nucléon.

La partie "dure" décrit l'intéraction entre le photon virtuel et un des quarks du nucléon, tandis que la partie dite "molle" paramétrise la structure interne du nucléon en terme de 4 distributions de partons généralisées (GPDs pour "Generalized Parton Distributions") universelles H, $\tilde{H}$, E et $\tilde{E}$. Ces 4 fonctions correspondent aux 4 configurations possibles des valeurs de spin que peuvent prendre le nucléon et le quark actif (voir la figure 1.4).

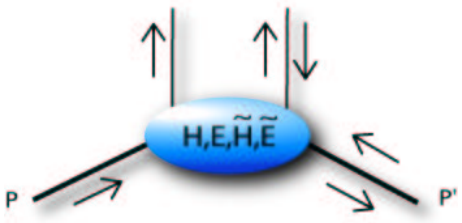

FIG. 1.4 – A chacune des 4 configurations d'hélicité de la réaction correspond une distribution de partons généralisée pour décrire le nucléon.

Cette factorisation est illustrée sur la figure 1.5 à travers les diagrammes de "sac à main". Pour la production de mésons -b)-, une seconde partie "molle" intervient : c'est la paramétrisation de la structure du méson en $q\bar{q}$ à travers la distribution d'amplitude $\Phi(z)$. Cette distribution représente la probabilité qu'un quark et un anti-quark d'impulsions respectives zp_M et $(1-z)p_M$ (où $0 < z < 1$) se combinent en un méson d'impulsion p_M. Cette fonction se retrouve, par exemple, dans l'expression du facteur de forme de la transition $\pi^0\gamma\gamma^*$ (en étudiant la réaction $\gamma\gamma^* \to \pi^0$ [11]).

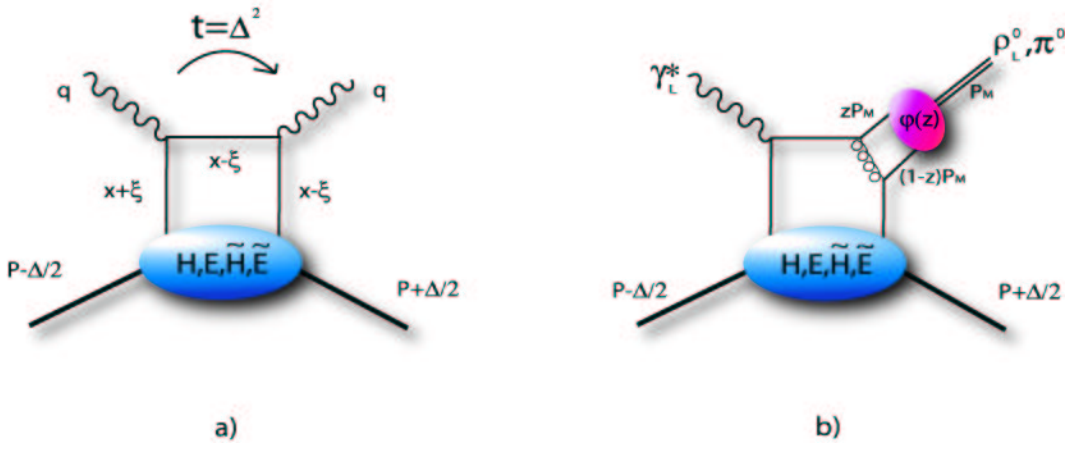

FIG. 1.5 – Diagramme du "sac à main" pour le DVCS a) et la production de méson b).

Pour les mésons, la factorisation s'applique seulement à la partie longitudinale. En effet, dans ce cas, il existe d'autres diagrammes contribuant à la réaction. La figure 1.6 montre les 2 diagrammes compétiteurs : a) le diagramme de recouvrement entre les fonctions de structure "soft" du nucléon et du méson (ce type de diagrmame n'existe pas dans le cas du DVCS) et b) le diagramme décrivant la réaction par l'échange des gluons. Le diagramme de l'échange de gluons ne contribue pas dans la région des basses énergies ($W < 10$ GeV) où l'échange des quarks est dominant. En effet, on "trouve" les gluons à bas x_B et donc à grand W dans le nucléon. Il a été montré [4] que, au premier ordre en pQCD, le diagramme de recouvrement est supprimé par $1/Q$ (au niveau de l'amplitude) par rapport au diagramme d'échange de gluons (figure 1.5 b)) pour des photons incidents longitudinaux. Ce n'est pas le cas des photons transverses et il est donc important, dans le cas de l'étude de mésons, de séparer la composante longitudinale de la réaction. Nous allons mettre en oeuvre, dans le cadre de cette thèse, une telle procédure pour les mésons vecteurs ρ^0.

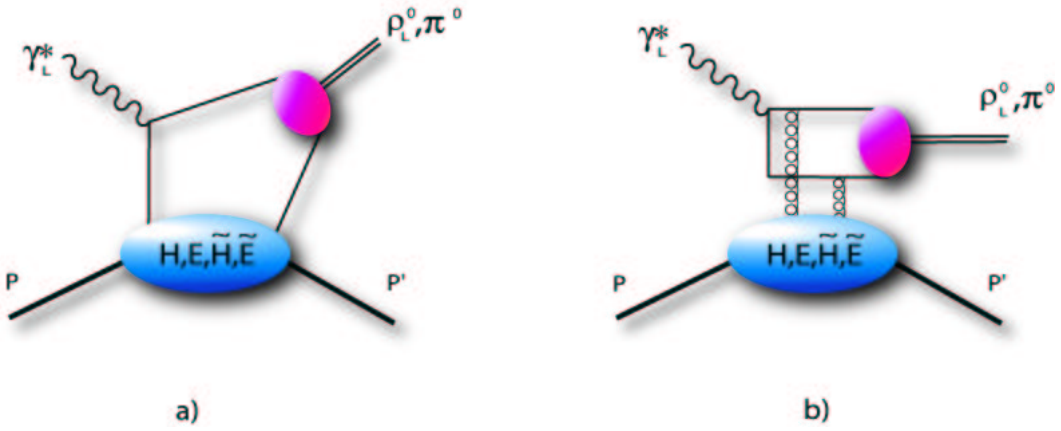

FIG. 1.6 – Diagrammes a) de recouvrement b) et d'échange de gluon.

Techniquement, la partie "molle" (ellipsoïde) de la figure 1.5 s'exprime, dans le système du cône de lumière, en fonction des GPDs comme :

$$\begin{aligned} & \frac{P^+}{2\pi}\int dy^- e^{ixP^+y^-}\langle p'|\bar{\psi}(-\frac{y}{2})\psi(\frac{y}{2})|p\rangle\Big|_{y^+=\vec{y}_\perp=0} \\ = \; & \frac{1}{4}\Big\{(\gamma^-)\left[H^q(x,\xi,t)\;\bar{N}(p')\gamma^+N(p) \;+\; E^q(x,\xi,t)\;\bar{N}(p')i\sigma^{+\kappa}\frac{\Delta_\kappa}{2M_p}N(p)\right] \\ + \; & (\gamma_5\gamma^-)\left[\tilde{H}^q(x,\xi,t)\;\bar{N}(p')\gamma^+\gamma_5 N(p) \;+\; \tilde{E}^q(x,\xi,t)\;\bar{N}(p')\gamma_5\frac{\Delta^+}{2M_p}N(p)\right]\Big\}, \end{aligned} \tag{1.23}$$

où $\bar{\psi}(-\frac{y}{2})\psi(\frac{y}{2})$ est un opérateur bilocal (avec $y/2$ les coordonnées d'espace-temps) de création-annihilation de quark, N le spineur du nucléon et M_p la masse du nucléon. L'équation 1.23 est dérivée dans le repère où la quadri-impulsion du photon virtuel q^μ et P^μ : l'impulsion moyenne du nucléon ($P^\mu = (p+p')/2$) où $p(p')$ est l'impulsion du proton initial (final)), sont colinéaires le long de l'axe z et de directions opposées. On définit les quadri-impulsions selon les composantes de vecteurs de type temps le long de la direction de l'axe z : $\tilde{p}^\mu = P^+/\sqrt{2}(1,0,0,1)$, et opposé

à la direction de l'axe z : $n^\mu = 1/P^+ \cdot 1/\sqrt{2}(1,0,0,-1)$. Les composantes + et - des quadri-impulsions et des matrices γ sont définies par : $a^\pm \equiv (a^0 \pm a^3)/\sqrt{2}$.

Les GPDs $H^q, E^q, \tilde{H}^q, \tilde{E}^q$, sont définies pour une saveur de quark ($q = u, d$ et s). Les fonctions H et E sont indépendantes de l'hélicité des quarks contrairement à $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$. Une particularité de la production de méson fait que, selon la nature de celui-ci (vecteur ou pseudo-scalaire), on est sensible soit aux GPDs H et E (méson vecteur), soit aux GPDs $\tilde{H}$ et $\tilde{E}$ (méson pseudo-scalaire).

Les GPDs dépendent de 3 variables : x, ξ et t. La fraction d'impulsion x est définie par : $k^+ = xP^+$ où k^+ est l'impulsion du quark provenant du proton qui intéragit avec le photon virtuel. La variable ξ est définie par $\Delta^+ = -2\xi P^+$ où Δ^+ est la composante + du transfert d'impulsion. La variable t est, comme nous l'avons vu dans l'équation 1.22, le carré du transfert d'impulsion $t = \Delta^2$. Dans le régime de Bjorken (c'est-à-dire à fixe x_B et grand Q^2), $2\xi \to x_B/(1 - x_B/2)$.

x varie entre -1 et 1 et ξ entre 0 et 1. Les fractions d'impulsion $x + \xi$ et $x - \xi$ peuvent donc prendre des valeurs négatives et positives. Des fractions d'impulsion positives décrivent des quarks, et des fractions d'impulsion négatives des antiquarks. Dans ce cas, on peut différencier deux régions pour les GPDs : lorsque $x \geq \xi$ ($x \leq -\xi$), les deux partons représentent des quarks (antiquarks) et les GPDs sont la généralisation des distributions de parton utilisées dans les réactions inclusives (DIS) à des distributions de partons "non-diagonales", c'est-à-dire, avec interférence entre un quark d'impulsion $x + \xi$ et un autre d'impulsion $x - \xi$. Pour $-\xi \leq x \leq \xi$, un des partons connecté à la partie non perturbative est un quark et l'autre un antiquark. Dans cette région, les GPDs se comportent alors comme une distribution d'amplitude de méson et contiennent des informations nouvelles sur les composantes mésoniques dans le nucléon. Cette dernière région est en effet absente du DIS qui correspond à la limite $\xi \to 0$.

Finalement, remarquons que, dans l'équation 1.23, la contribution de E ($\tilde{E}$) à l'amplitude de la réaction est supprimée par un facteur cinématique $\Delta/2M_p$ par rapport à H ($\tilde{H}$).

Lien avec les distributions de partons du DIS et règle de somme

Les GPDs ne sont pas complètement inconnues et sont la généralisation des distributions de partons introduites dans le DIS. En effet, le théorème optique relie la section efficace totale d'une réaction à la partie imaginaire de son amplitude aux angles avant (pour $t = 0$). Or la section efficace du DIS s'apparente à l'amplitude du DVCS aux angles avant ($\Delta \to 0$). La figure 1.7 illustre cette relation et on peut alors montrer que :

$$H^q(x, \xi = 0, t = 0) = q(x) \ , \tilde{H}^q(x, \xi = 0, t = 0) = \Delta q(x) \ , \tag{1.24}$$

où q et Δq sont respectivement les distributions de partons non polarisée et polarisée. Par contre, les fonctions E et $\tilde{E}$ sont totalement inconnues et ne sont pas reliées aux distributions de parton du DIS car les facteurs cinématiques associés s'annulent pour $\Delta \to 0$ comme mentionné plus haut. E et $\tilde{E}$ sont donc de nouvelles fonctions qui ne sont accessibles que par les réactions exclusives.

De plus, on peut montrer que les premiers moments des GPDs sont liés au facteur de forme du nucléon [5]. En effet, en intégrant l'équation (1.23) sur la fraction d'impulsion x, on peut

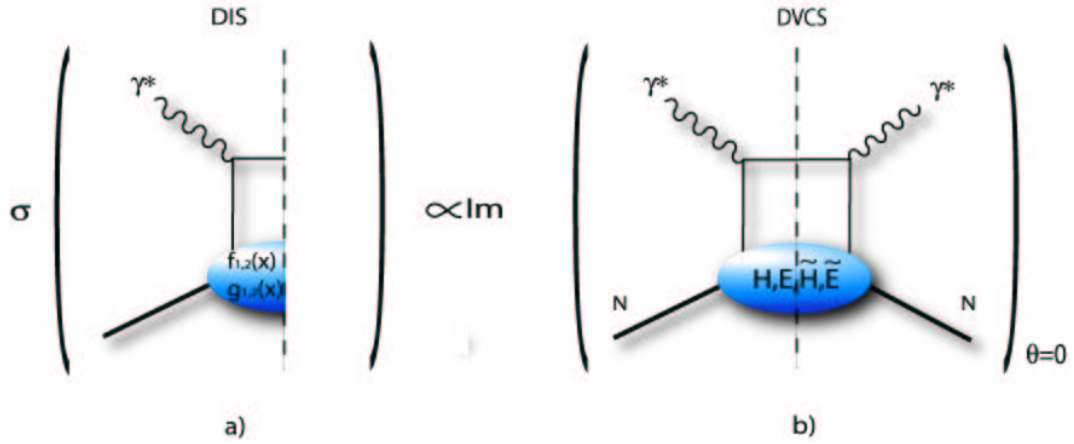

FIG. 1.7 – Relation via le théorème optique entre le DIS et le DVCS.

obtenir, pour chaque saveur de quark :

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x,\xi,t) \;=\; F_1^q(t)\;, \qquad \int_{-1}^{+1} dx E^q(x,\xi,t) \;=\; F_2^q(t)\;, \tag{1.25}$$

$$\int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^q(x,\xi,t) \;=\; g_A^q(t)\;, \qquad \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^q(x,\xi,t) \;=\; h_A^q(t)\;. \tag{1.26}$$

De plus, Ji [5] a montré que le second moment des GPDs est lié à la fraction de moment angulaire porté par les quarks de saveur q dans le nucléon :

$$J_q \;=\; \frac{1}{2}\int_{-1}^{+1} dx\, x\, \left[H^q(x,\xi,t=0) + E^q(x,\xi,t=0)\right]\;, \tag{1.27}$$

où J_q est lié au spin total du nucléon par :

$$\frac{1}{2} = J_q + J_g\;,\; J_q = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_z^q \tag{1.28}$$

où $1/2\ \Delta\Sigma$ est la contribution du spin intrinsèque des quarks. Nous avons vu que $\Delta\Sigma$ a été mesuré à partir des expériences de DIS et est de l'ordre de 20-25%. Une détermination des GPDs permettrait donc de mesurer L_z^q.

Amplitude de $\gamma^* p \to p'\rho^0$ et loi d'échelle en Q^2

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons plus particulièrement à l'amplitude de production du ρ^0, sujet de notre étude. La section efficace longitudinale $d\sigma_L/dt$ de la réaction $\gamma_L^* p \to p'\rho_L^0$ est donnée par :

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = \frac{1}{16\pi\left(s - M_p^2\right)\Lambda(s,-Q^2,M_p^2)}\,|\mathcal{M}^L|^2\;, \tag{1.29}$$

où Λ est défini par :

$$\Lambda(s, -Q^2, M_p^2) = 2M_p|\vec{q}_L| \tag{1.30}$$

où $\vec{q}_L$ est l'impulsion du photon dans le laboratoire. $\mathcal{M}^L$ est l'amplitude de la réaction et s'écrit :

$$\begin{aligned}\mathcal{M}^L_{\rho^0_L} &= -ie\,\frac{4}{9}\,\frac{1}{Q}\left[\int_0^1 dz\frac{\Phi_\rho(z)}{z}\right]\frac{1}{2}\int_{-1}^{+1}dx\left[\frac{1}{x-\xi+i\epsilon}+\frac{1}{x+\xi-i\epsilon}\right]\\ &\quad (4\pi\alpha_s)\left\{H^p_{\rho^0_L}(x,\xi,t)\bar{N}(p')\gamma.nN(p)\right.\\ &\quad \left.+E^p_{\rho^0_L}(x,\xi,t)\bar{N}(p')i\sigma^{\kappa\lambda}\frac{n_\kappa\Delta_\lambda}{2M_p}N(p)\right\},\end{aligned} \tag{1.31}$$

où $\Phi_\rho(z)$ est la distribution d'amplitude du ρ. De l'équation (1.31), on peut voir que l'amplitude de l'électroproduction du ρ se comporte en $1/Q$. L'origine de cette dépendance est le propagateur de gluon de la figure 1.5 b). Comme le facteur d'espace de phase de la section efficace se comporte en $1/Q^4$ à fixe x_B et fixe t (équation 1.29), alors la section efficace différentielle $d\sigma_L/dt$ se comporte en $1/Q^6$ à grand Q^2 (pour le régime asymptotique, où le formalisme du diagramme du "sac à main" s'applique). La figure 1.8 montre, par des simulations pour une énergie incidente $E_e = 6$ GeV, la section efficace longitudinale de la production de ρ^0 en fonction de Q^2, telle qu'elle pourrait être mesurée à CLAS en 400 heures de faisceau ($< x_B > \sim 0.3$, $< t > \sim -0.3$) : la loi d'échelle en Q^2 de la section efficace pourrait être testée sur le domaine $1. < Q^2 < 3.5$ GeV^2. Pour cette simulation, le comportement en loi d'échelle $1/Q^6$ a été extrapolée juqu'à des bas Q^2.

1.2 Description du nucléon en termes de degrés de liberté "effectifs" (hadrons) : réactions exclusives

Nous avons vu, qu'à bas Q^2, la résolution de la sonde électromagnétique n'est pas assez précise et les objets composites apparaissent comme ponctuels. Les degrés de liberté appropriés sont donc les hadrons. Nous allons maintenant voir, dans la cadre du modèle de la dominance de mésons vecteurs, que l'on traite les réactions de photo- ou électroproduction comme une diffusion élastique d'un méson sur le nucléon. Dans le cadre de la théorie de Regge, de tels réactions, à bas t, s'interprètent comme un échange d'un ensemble de mésons (ou d'une "famille" de mésons) entre le photon et le nucléon.

1.2.1 Dominance des mésons vecteurs (VDM)

Il est très vite apparu avec les expériences de photoproduction dans les années 60, que le photon avait une structure hadronique. En premier lieu, les réactions de photoproduction et les collisions hadron-hadron présentent le même comportement en fonction de l'énergie du système : à bas W, les sections efficaces montrent une région de résonance ; au-dessus de quelques GeV, elles abordent un régime stable et une décroissance lente ; puis à plus grande énergie ($W > 10 - 20$ GeV), elles présentent une même croissance lente. Les comportements de ces

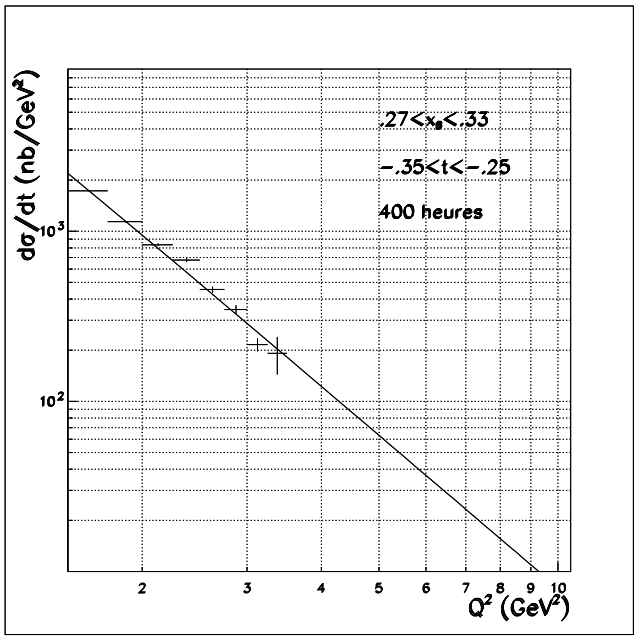

FIG. 1.8 – Simulation pour une expérience de $E_e = 6$ GeV à CLAS : section efficace de la réaction $\gamma_L^* p \to p' \rho_L^0$ en fonction de Q^2. Les erreurs des points simulés sont statistiques.

sections efficaces en fonction de t montrent, tous deux, une décroissance rapide en e^{bt}. De plus, la photoproduction sur le proton et sur le neutron présente des sections efficaces similaires, indiquant que le processus de réaction est indépendant de la charge de la cible. Enfin, la photoproduction sur le nucléon est dominée par la production des mésons vecteurs ρ^0, ω et ϕ qui ont les mêmes nombres quantiques que le photon ($J = 1^{--}$).

Ces observations ont mené au modèle de la dominance de mésons vecteurs dans les réactions faisant intervenir des photons. En effet, celles-ci sont bien comprises si l'on suppose que le photon fluctue en paire quark-antiquark et donc en méson vecteur qui a les mêmes nombres quantiques, et que le photon interagit avec la cible élastiquement dans le cas de la production de méson vecteur. On peut alors considérer le photon comme une superposition de deux états : un état où le photon est "nu" et où l'interaction est purement électromagnétique et un état "habillé" décrivant la composante hadronique du photon où l'intéraction est forte :

$$|\gamma >= \sqrt{Z_3}|\gamma_{Bare} > + \sum_V \frac{e}{f_V} \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} |V > \tag{1.32}$$

où Z_3 est un facteur de normalisation et f_V est la constante de couplage entre le photon et le méson vecteur V (f_V peut être mesuré en étudiant la décroissance des mésons vecteurs en e^+e^-). Le modèle VDM suppose que l'interaction avec la cible a lieu principalement via la composante hadronique, et que seuls les mésons ρ^0, ω et ϕ composent cette partie hadronique du photon. Ce modèle reproduit bien les données de photoproduction de mésons vecteurs.

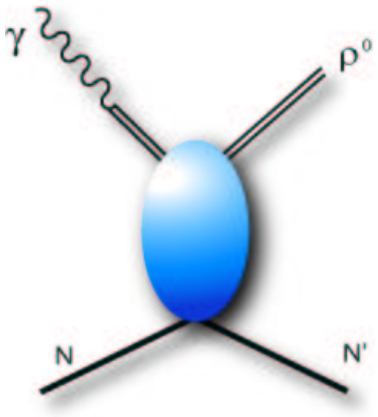

FIG. 1.9 – Photoproduction de mésons vecteurs dans le modèle de la dominance de mésons vecteurs. On suppose que le photon fluctue en méson et ce dernier diffuse sur le nucléon.

Le temps de formation du méson vecteur est le temps pendant lequel le photon se transforme en méson vecteur. On l'estime en utilisant le principe d'incertitude d'Heisenberg et en supposant que le photon et le méson vecteur ont la même impulsion :

$$\begin{aligned} \Delta\tau_f &= \frac{1}{\Delta E} = \frac{1}{E_\rho - E_\gamma} \\ \Delta\tau_f &\sim \frac{2\nu}{m_V^2 + Q^2} \text{ pour } \nu >> \sqrt{\mathrm{m_V^2 + Q^2}} \end{aligned} \tag{1.33}$$

où E_ρ et E_γ sont l'énergie du méson et du photon respectivement. Si le temps de formation est suffisamment grand, c'est-à-dire supérieur ou égal au temps nécessaire au photon pour traverser le nucléon ~ 2 fm, alors on peut considérer la photoproduction sur le nucléon comme une diffusion élastique de mésons sur le nucléon. La figure 1.9 schématise le processus dans le modèle VDM. Pour donner un ordre de grandeur, prenons le cas de photons réels ($Q^2 = 0$). Pour des photons réels de 5 GeV d'énergie, le temps de formation est de 2.7 fm.

On peut relier les sections efficaces de photo-et électroproduction à celles de la diffusion élastique méson-nucléon :

$$\sigma_T^{\gamma^* p}(Q^2, W) = \sum_{V=\rho,\,\omega,\,\phi} \frac{e^2}{f_V^2} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \sigma_T^{Vp}(W) \tag{1.34}$$

$$\sigma_L^{\gamma^* p}(Q^2, W) = \sum_{V=\rho,\,\omega,\,\phi} \frac{e^2}{f_V^2} \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \frac{\zeta^2 Q^2}{m_V^2} \sigma_T^{Vp}(W) \tag{1.35}$$

où on a introduit le paramètre additionnel ζ qui est lié au rapport R entre les sections efficaces transverse (T) et longitudinale (L). On peut, en utilisant ces relations, exprimer la section

efficace totale d'électroproduction en fonction de la section efficace de photoproduction ($Q^2 = 0$) :

$$\sigma^{\gamma^* p}(Q^2, W) = (1 + \epsilon \frac{\zeta^2 Q^2}{m_V^2}) \left(\frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \sigma^{\gamma p}(W) \quad (1.36)$$

avec ϵ le paramètre de polarisation du photon virtuel. Le rapport des équations 1.34 et 1.35 nous donne :

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \zeta^2 \frac{Q^2}{m_V^2} \quad (1.37)$$

1.2.2 La théorie de Regge

A bas Q^2, où les degrés de liberté sont essentiellement "hadroniques", on interprète généralement les réactions de production exclusive de mésons en termes d'échanges dans les voies s, t et u de mésons ou de baryons avec les nombres quantiques (spin, parité, C-/G-parité, etc...) appropriés. Dans le cas de la photo- (ou électro-) production de ρ sur le nucléon, il s'agit des diagrammes illustrés sur la figure 1.10.

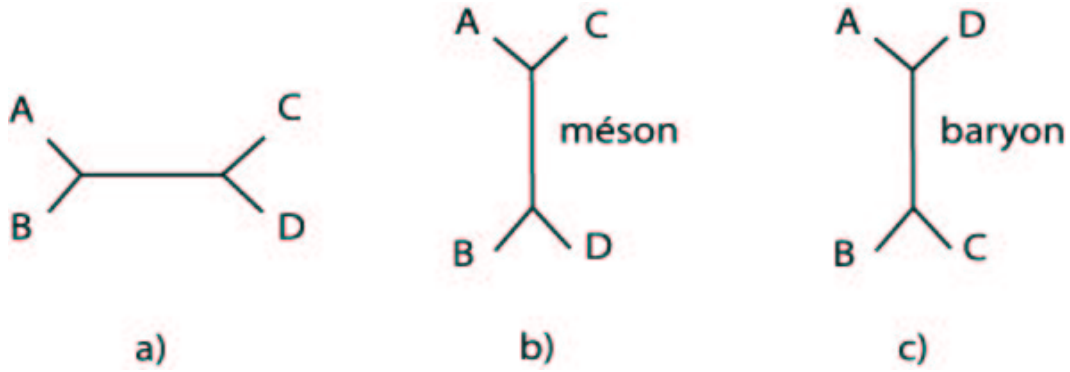

FIG. 1.10 – Diagrammes d'échange a) de voie s b) de voie t c) de voie u.

s, t et u sont les variables de Mandelstam, invariantes de Lorentz. Pour une réaction $A+B \to C+D$:

$$s = (q_A + q_B)^2 = (q_C + q_D)^2 \quad (1.38)$$
$$t = (q_A - q_C)^2 = (q_B - q_D)^2 \quad (1.39)$$
$$u = (q_A - q_D)^2 = (q_B - q_C)^2 \quad (1.40)$$

où q_A, q_B, q_C et q_D sont les quadri-vecteurs des particules entrantes A et B et sortantes C et D. Ces trois variables ne sont pas indépendantes :

$$s + t + u = \sum_i m_i^2 \quad (1.41)$$

où la somme porte sur les masse des quatres particules A, B, C et D de la réaction.

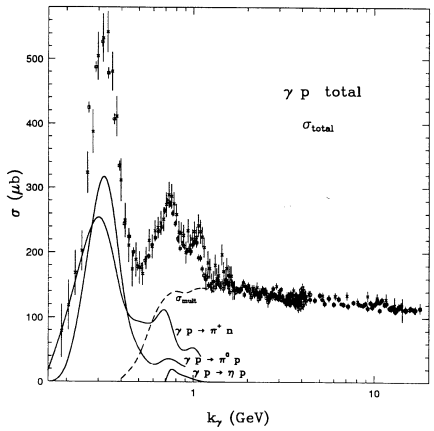

FIG. 1.11 – Section efficace totale de photoproduction sur le nucléon en fonction de l'énergie du photon dans le laboratoire. Les sections efficaces de production d'un méson (lignes continues) et de plusieurs mésons (ligne tiretée) sont présentées pour comparaison.

Les diagrammes de voie s comportent un pôle du type $1/(s-m_{N^*}^2)$ où m_{N^*} est la masse de la particule échangée (dans ce cas : le nucléon ou une résonance nucléonique) dans la voie s . Pour les résonances, on introduit dans le propagateur un terme imaginaire $i\Gamma m_{N^*}$ qui rend compte de leur largeur. On voit clairement, par exemple, sur la figure 1.11 les "bosses" associées à ces pôles dans la section efficace totale de photoproduction sur le nucléon (ces bosses contiennent en fait plusieurs résonances qui ont à peu près les mêmes masses qu'on peut parfois "désenchevêtrer" en étudiant plusieurs canaux de désintégration : π, double π, η, etc...). On remarque sur cette figure qu'au delà de E_γ=1.4 GeV (ou W=1.8 GeV), ces structures disparaîssent peu à peu et font place à un continuum.

Les diagrammes de la voie t comportent un pôle du type $1/(t-m_M^2)$ ou m_M est la masse du méson echangé dans la voie t. On vérifie facilement que, dans la région physique d'une réaction $\gamma + N \to M + N$ (M=Méson, N=Nucléon), t est toujours négatif, c'est-à-dire que le méson échangé est "hors couche de masse". Cependant, ce genre de diagramme va produire un pic/une remontée aux angles avant (quand on prend comme référence l'angle θ entre le méson produit et le photon incident, les petits t correspondent aux angles avant et les grands t aux angles arrière). Ceci est illustré sur la figure 1.12 où la remontée aux angles avant est clairement visible. Celle-ci donne d'ailleurs la plupart de la section efficace de la réaction.

Les diagrammes de la voie u comportent un pôle du type $1/(u-m_{N^*}^2)$ où $m_{N(*)}$ est la masse de la particule échangée (i.e. le nucléon ou une résonance nucléonique) dans la voie u. On peut vérifier de même que, dans la région physique d'une réaction $\gamma + N \to M + N$, u est toujours négatif, la particule échangée est donc "hors couche de masse". Cependant, ce genre de diagramme va produire un pic/une remontée aux angles arrière (un petit u correspond aux angles arrière, soit à un large θ). La figure 1.12 illustre cette remontée aux angles arrière ($\cos\theta < -0.5$). Ce pic est en général bien moins important que celui observé aux angles avant dû aux diagrammes de la voie t. C'est principalement lié au fait que les masses des baryons sont plus importantes que celles des mésons et donc que leurs pôles sont plus loin de la région

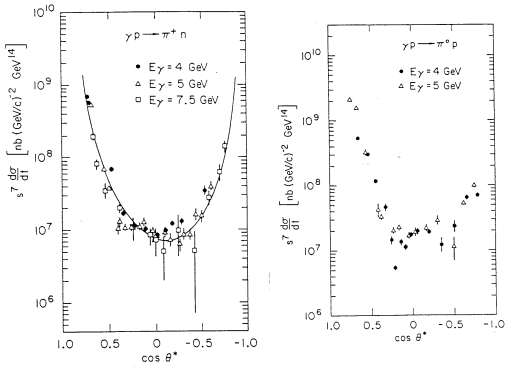

FIG. 1.12 – $s^7 \frac{d\sigma}{dt}$ en fonction de $cos\theta^*$ (angle de diffusion dans le centre de masse total) pour $\gamma p \to n\pi^+$ et $\gamma p \to p\pi^0$. Les "pics" (remontées) aux angles avant et arrière apparaissent clairement.

physique que ne le sont ceux des mésons. Ces diagrammes de voie u contribuent donc peu à la section efficace.

Dans notre cas, où nous nous focalisons essentiellement sur les angles avant, et au dessus de la région des résonances, il paraît donc légitime de négliger les contributions de voie s et u et de ne retenir que les échanges dans la voie t (soit dit en passant, nous nous économisons ainsi une discussion difficile à propos d'éventuels doubles comptages pour lesquels les hypothèses de "dualité" impliquent que la somme des contributions des voies s et u sont équivalentes/duales aux sommes des contributions de la voie t).

La question qui se pose maintenant concerne la manière de traiter ces échanges de voie t. Une première approche consisterait à simplement sommer toutes les contributions individuelles des mésons dont les nombres quantiques sont autorisés. En l'occurence pour la photo- (électro-) production de ρ^0, les nombres quantiques autorisés par l'échange dans la voie t sont (I^G,J^{PC}) $0^+, 0^{++}$ (hypothétique méson σ ou f_0), $(0^+,2^{++})$ ($f_2(1270)$). On obtiendrait ainsi une somme de pôles du type : $A/(t-m_\sigma^2) + B/(t-m_{f2}^2) + ...$ Les coefficients A, B,... sont obtenus en calculant les diagrammes de Feynman. Il s'agit essentiellement du produit (matriciel, car il y a une structure en spin) des 2 vertex ("haut" et "bas") du diagramme d'échange de voie t, chacun contenant une constante de couplage. L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait que les vertex de Feynman en question sont "dérivatifs", c'est-à-dire qu'ils se comportent comme E_γ^J où J est le spin de la particule échangée. Autrement dit, l'échange de particules de spin supérieur à 1 (et nombre de réactions sont gouvernées par de tels échanges) donne lieu à des sections efficaces croissant avec l'énergie (et qui, de plus, ne respecte pas l'unitarité), ce qui est en désaccord flagrant avec l'expérience. Ce genre de modèle peut rencontrer quelque succès pour des réactions dominées par l'échange de particules scalaires ou dans un domaine restreint aux basses énergies, mais à priori pas dans notre cas.

Le modèle d'échange de *pôles de Regge* permet de pallier cet inconvénient et de réconcilier la notion d'échange de nombres quantiques et la dépendance en énergie des amplitudes. Le modèle de Regge repose sur le fait qu'il existe des "familles" de hadrons, autrement dit, des séquences de particules qui ont les mêmes nombres quantiques mais diffèrent seulement par leur spin. De telles familles de mésons et baryons sont présentées sur la fig 1.13 et sont caractérisées par

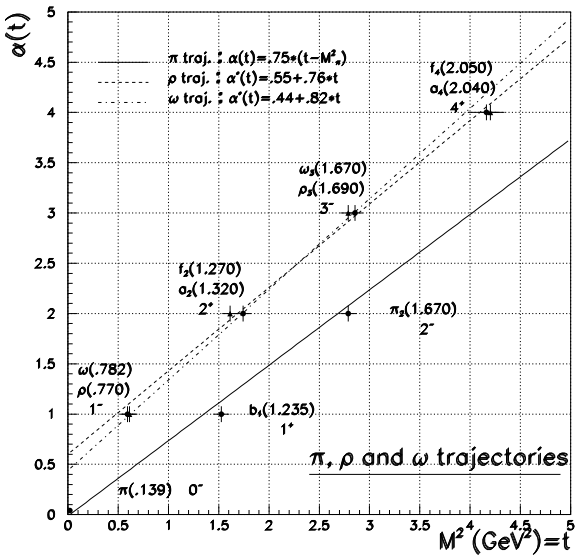

FIG. 1.13 – Les trajectoires de Regge associées au pion, ρ et ω. Les trajectoires sont toutes approximées par des droites dont les pentes sont comparables.

leur *trajectoire*, c'est-à-dire, la relation (*linéaire* empiriquement) entre leur spin et leur masse au carré : $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$ où $\alpha(0)$, l'intercept, et α', la pente, sont les deux paramètres qui définissent une trajectoire.

Une telle relation entre le spin et la masse d'une série de particules n'est pas très surprenante et se retrouve, dans une certaine mesure, dans de simples potentiels effectifs non-relativistes $V_{eff}(r) = V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2}$ (atome d'hydrogène). En rendant l complexe, on peut dériver la relation (trajectoire) reliant le moment angulaire orbital aux états discrets d'excitation ; plus l est élevé, moins le potentiel est liant (attractif), plus les états excités sont lourds.

Dans le domaine de la diffusion à haute énergie, l'idée du modèle de Regge est alors de considérer l'échange de trajectoires complètes de particules au lieu de particules individuelles. Les fonctions de vertex sont calculées pour la première particule de la trajectoire (c'est-à-dire, celle de plus bas spin), i.e. la première "matérialisation" de la trajectoire.

Les fondements et les dérivations mathématiques de la théorie sont assez complexes et pour plus de détails sur le sujet le lecteur peut se référer à la référence [19]. On peut montrer alors que le modèle conduit, dans une limite de haute énergie, à des amplitudes proportionnelles à $s^{\alpha(t)}$ (où $\alpha(t)$ est la trajectoire dominante échangée) qui rendent compte naturellement du comportement exponentiel en t et du comportement en puissance de s des données expérimentales.

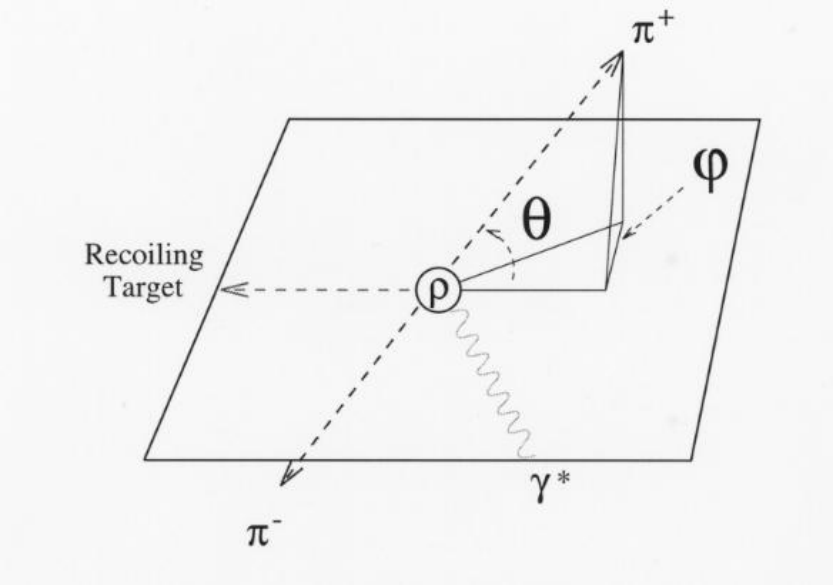

FIG. 1.14 – L'angle polaire θ_{cm} du π^+ est défini dans le référentiel de repos du ρ par rapport à l'axe z antiparallèle à la direction du proton de recul.

1.3 Décroissance angulaire des mésons vecteurs

Les mésons vecteurs ont un spin S=1. Lorsque le méson ρ^0 décroît en deux pions de spin S=0, le moment orbital (L) relatif des deux pions, dans le cas du ρ^0 est égal à 1 par la conservation du moment angulaire totale (J=L+S=1). En étudiant la distribution angulaire des produits de décroissance, on peut remonter à la polarisation du méson (pour plus de détails, voir l'appendice A).

La figure 1.14 montre dans le repère de repos du ρ^0, le π^+ et le π^- qui résultent de la désintégration du ρ^0. L'angle polaire θ_{cm} du π^+ est défini dans le référentiel de repos du ρ par rapport à l'axe z antiparallèle à la direction du proton de recul. La forme de la distribution de cet angle nous donne l'information sur le degré de polarisation du ρ^0 : une forme en $\sin^2\theta$ indique une dominance de ρ^0 transverses, tandis qu'une forme en $\cos^2\theta$ une dominance de ρ^0 longitudinaux. En supposant vraie la conservation de l'hélicité entre le photon virtuel et le méson ρ^0 (motivée par le fait qu'ils ont tous deux les mêmes nombres quantiques), on peut remonter aux composantes longitudinale σ_L et transverse σ_T de la section efficace. R est le rapport entre ces deux sections efficaces (équation 1.37). La figure 1.15 montre, pour l'électroproduction de ρ^0, l'évolution de R avec Q^2 pour les données existantes. R augmente en fonction de Q^2 et la section efficace longitudinale domine la section efficace transverse à grand Q^2. Il y a donc une évolution de la proportion de ρ^0_L et de ρ^0_T avec Q^2, qui s'observe avec le changement de forme de la distribution en $\cos\theta_{\pi^+}$. En particulier, à grands Q^2, σ_L domine devant σ_T.

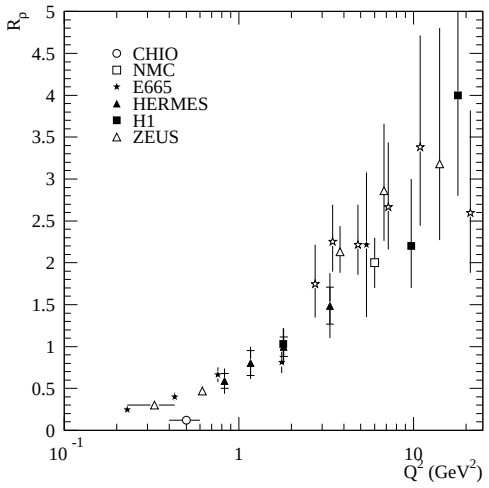

FIG. 1.15 – Evolution de R en fonction de Q^2 (GeV^2) pour les données existantes d'électroproduction de ρ^0 pour $W > 4$ GeV. Ce graphe provient de la référence [68].

Chapitre 2

Le dispositif expérimental

2.1 L'accélérateur CEBAF : présentation générale

Le laboratoire TJNAF, pour "Thomas Jefferson National Accelerator Facility", est un laboratoire de Physique Nucléaire situé à *Newport News* en Virginie aux Etats Unis. Il est doté de l'accélérateur CEBAF (pour "Continuous Electron Beam Accelerator Facility") qui fournit un faisceau continu d'électrons de 800 MeV à 6 GeV d'énergie. Ce centre abrite aussi un laboratoire d'imagerie médicale, ainsi qu'un centre de développement de laser à électrons libres (FEL pour "Free Electron Laser"). Le principal objectif de TJNAF est l'étude de la physique nucléaire avec la sonde électromagnétique.

L'accélérateur CEBAF grâce à son faisceau continu d'électrons (son cycle utile avoisine les $\sim 100\%$) fournit une intensité suffisante pour l'étude, de façon générale, des réactions exclusives à plusieurs particules dans l'état final. Le faisceau créé est de haute intensité de $\approx 200\mu$A (ce qui correspond à 1.25 10^{15} électrons par seconde).

Le faisceau d'électrons (voir fig. 2.1) est injecté avec une énergie de 45 MeV dans un premier accélérateur linéaire -LINAC (pour "LINear ACcelerator")- pour être accéléré de 400 MeV à 600 MeV. Il est ensuite dévié de 180^o dans un arc de recirculation pour atteindre le deuxième Linac. Il peut alors accéder au deuxième arc de recirculation qui le ramène dans le premier Linac. Le faisceau peut circuler ainsi de 1 à 5 fois dans l'accélérateur jusqu'à atteindre au bout du deuxième Linac les trois Halls expérimentaux. L'énergie finale du faisceau peut donc varier de 800 MeV à 6 GeV. La possibilité de produire des faisceaux d'énergie inférieure à 1 GeV est importante car elle permet de fournir une continuité et un recouvrement entre les précédentes expériences de plus basse énergie et les nouvelles. Une phase 2 de CEBAF est envisagée pour produire un faisceau pouvant aller jusqu'à 12 GeV et desservant 4 Halls expérimentaux, dont un nouveau Hall (le Hall D) qui accueillerait des expériences de photoproduction de mésons exotiques [43]. Le premier faisceau a été délivré en juin 1994 dans le Hall C et le programme expérimental a commencé fin 1995 dans ce Hall. Près de 1500 physiciens provenant de plus de 30 pays différents travaillent régulièrement à TJNAF.

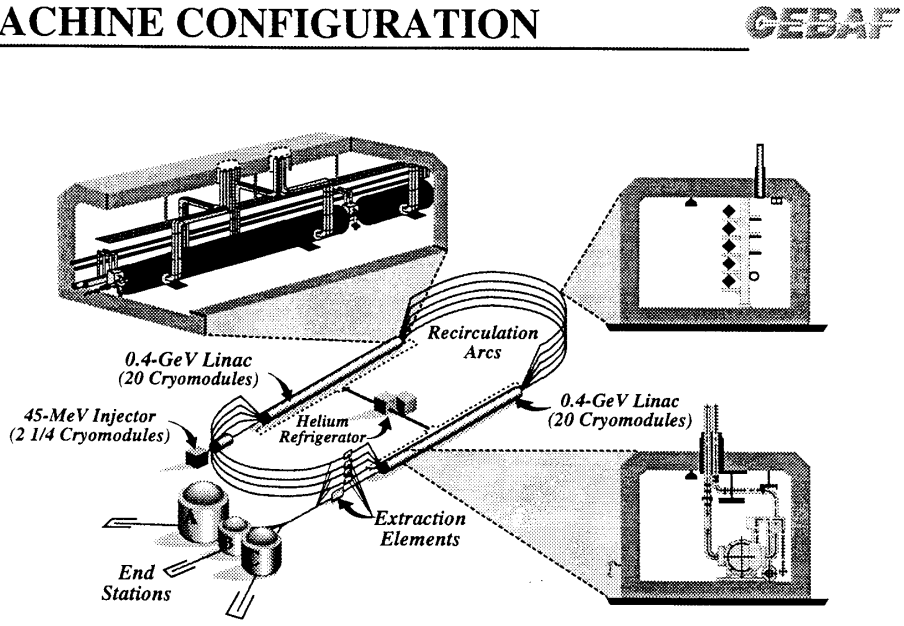

FIG. 2.1 – Configuration de l'accélérateur d'électrons CEBAF.

2.1.1 L'injecteur du faisceau d'électrons

L'injecteur peut produire un faisceau dont la polarisation atteint 65% à 100 μA. Le faisceau est produit de façon continue puis est séparé par un champ électromagnétique en 3 paquets distincts, régulièrement espacés de 2/3 de ns (fréquence de 1497 MHz), destinées aux 3 Halls expérimentaux (figure 2.2). Ainsi les paquets d'électrons sont espacés de 20 cm dans l'accélérateur et arriveront dans un Hall expérimental donné toutes les 2 ns. La largeur de ces paquets est de 20 ps. De plus chacun des paquets d'électrons peut avoir une caractéristique spécifique : ainsi la luminosité (produit de l'intensité du faisceau par l'épaisseur de la cible) des Halls A et C ($L = 10^{38}$ cm^{-2}s^{-1}) est supérieure de 4 ordres de grandeur à celle du Hall B ($L = 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1}).

2.1.2 Transport du faisceau

Le faisceau est accéléré dans les Linacs de 240 mètres de longueur, composés de 338 cavités supraconductrices en Niobium refroidies dans l'Hélium superfluide à une température de 2 K. Chaque Linac fournit une accélération ajustable entre 400 MeV et 600 MeV. Dès leur sortie de l'injecteur, les électrons de 45 MeV sont ultra-relativistes. La vitesse de l'électron va donc rester constante quel que soit le gain en énergie fourni par l'accélérateur. Cette propriété permet d'accélérer simultanément dans un Linac 5 faisceaux d'électrons de 5 énergies différentes. Les électrons ultra-relativistes, quelle que soit leur énergie, restent en phase avec le champ accélérateur. A la fin de chaque Linac, le faisceau est dévié de 180^o : les électrons sont séparés verticalement (par un *"spreader"*) selon leurs énergies et dirigés vers l'arc de recirculation ap-

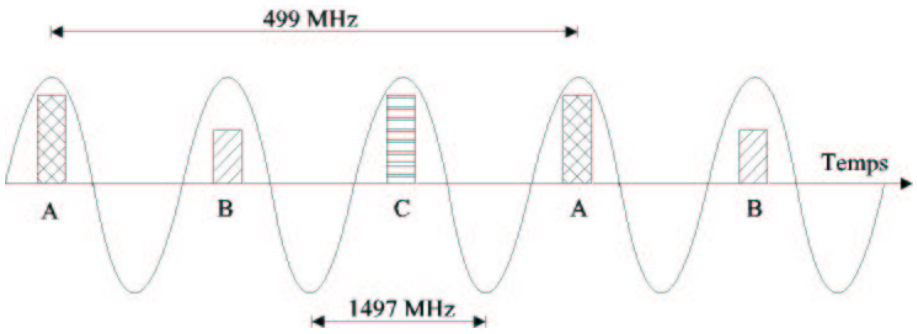

FIG. 2.2 – Les trois faisceaux à destination des halls expérimentaux A, B et C, synchronisés avec la fréquence du champ accélérateur. La hauteur des surfaces hachurées représentent l'intensité du faisceau d'électrons.

proprié. Il existe 9 arcs de recirculation : 5 pour passer du premier au second Linac, et 4 pour revenir du second au premier Linac. A l'entrée du Linac suivant, les faisceaux sont recombinés.

2.1.3 Distribution du faisceau dans les 3 Halls expérimentaux : Hall A, Hall B, Hall C

A la sortie du second arc de recirculation se trouvent des dispositifs d'extraction qui choisissent les paquets d'électrons en fonction de leur phase et les dirigent vers un des 3 Halls. Le Hall A contient 2 spectromètres identiques de très haute résolution ($\frac{\Delta P}{P} \leq 10^{-4}$) pour des particules d'impulsion allant jusqu'à 4 GeV/c. Ce Hall est plus particulièrement destiné aux expériences demandant une très grande précision dans la détection de l'électron diffusé et du hadron de recul, comme par exemple la Diffusion Compton Virtuelle (VCS). Le Hall C contient 2 spectromètres asymétriques de haute résolution en impulsion ($\frac{\Delta P}{P} \leq 10^{-3}$) : le premier est destiné aux particules de grande impulsion allant jusqu'à 7 GeV/c, le second aux particules de vie courte que l'on détecte avant leur désintégration. Actuellement le Hall C est principalement dédié pour une période de deux ans à l'expérience G0, ayant pour but les mesures de violation de parité, destinées à résoudre les différentes contributions des quarks u, d et s aux facteurs de forme de charge et magnétique du proton. Enfin le Hall B accueille le détecteur CLAS que nous décrirons plus en détail dans le chapitre suivant. La particularité du détecteur CLAS est sa grande acceptance. Il est surtout dédié à l'étude de réactions menant à des états finals à plusieurs particules : étude des résonances du nucléon qui se désexcitent en émettant des mésons, mesure des facteurs de formes de transition des résonances, étude de la production d'hypérons et de leur décroissance, étude des corrélations entre nucléons dans les noyaux, étude de la structure en spin du nucléon en utilisant des cibles et des faisceaux polarisés, etc.

Contrairement aux Halls A et C, l'intensité de faisceau délivrée au Hall B est inférieure à l'intensité maximale de l'accélérateur. Cette limitation est entièrement déterminée par les propriétés des détecteurs composant CLAS et en particulier des premières couches de détecteurs qui sont "noyées" à grande intensité par le bruit de fond des électrons Möller provenant de la cible.

2.2 Le détecteur CLAS

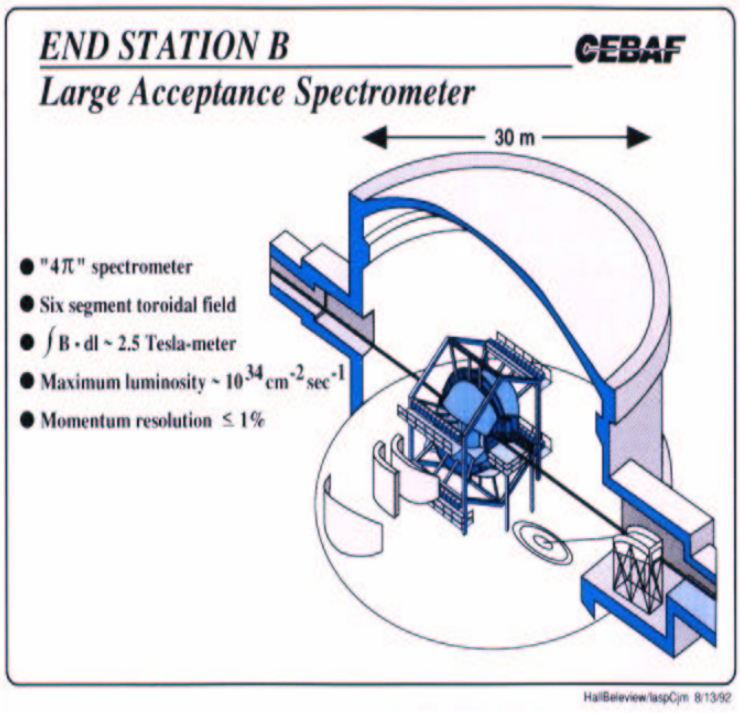

FIG. 2.3 – Vue générale et caractéristiques principales du Hall B et du détecteur CLAS.

CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) est le détecteur à grand angle solide de CEBAF situé dans le Hall B. La figure 2.3 présente une vue générale du détecteur. On distingue à l'entrée du Hall, à droite sur la figure, le système radiateur/étiquetage qui permet, à partir du faisceau d'électrons, d'obtenir un faisceau de photons réels et de mesurer leur énergie.

CLAS est bâti autour de six bobines supraconductrices qui produisent un champ magnétique toroïdal de façon symétrique par rapport à la ligne de faisceau. Les six bobines définissent ainsi six secteurs symétriques. Chaque secteur contient, en partant de la cible :

- 3 régions de chambres à dérive (sur une distance de ≈ 2.50 m) qui servent à déterminer les trajectoires des particules chargées provenant de la cible,
- des compteurs Čerenkov à gaz, aux angles avant, pour identifier les électrons,
- des scintillateurs pour le déclenchement et la mesure du temps de vol des particules,
- un calorimètre électromagnétique, aux angles avant, pour l'identification et la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques et la détection des particules neutres,

La fig. 2.4 présente une vue éclatée du détecteur. Dans les chapitres suivants, les diverses composantes de CLAS sont présentées plus précisément.

2.2.1 Caractéristiques de CLAS

Le détecteur a été conçu en particulier pour l'étude des réactions exclusives et la détection de la majeure partie de l'état final : pour ce faire, il répond aux exigences suivantes :

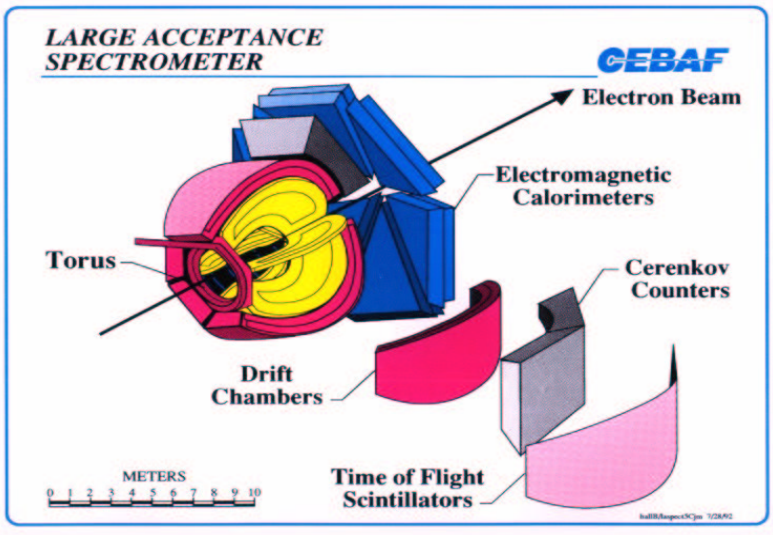

FIG. 2.4 – Vue “éclatée" du détecteur CLAS mettant en évidence les différents groupes de détecteurs et leur structure.

- une grande acceptance géométrique :
  - pour les particules chargées : $8^o < \theta < 140^o$
  - pour les neutres $8^o < \theta < 45^o$
- une bonne résolution :
  - en impulsion : $0.5 \leq \frac{\delta p}{p} \leq 2\%$
  - en angles : $1 \leq \delta\theta \leq 1.5$ mrad, $2 \leq \delta\phi \leq 3$ mrad
  - en temps : $100 \leq \delta t \leq 250$ ps
  - en énergie du photon : $\frac{\delta E}{E} \sim \frac{10\%}{\sqrt{E}}$
- une bonne identification de particules :
  - π/K pour $p \leq 1.5$ GeV/c
  - π/p pour $p \leq 3$ GeV/c
  - $\pi/e \leq 10^{-3}$
- une acquisition de données rapide : pour une luminosité de L=10^{34} cm^{-2}s^{-1} le taux d'événements est de ∼1.5 kHz et le taux d'acquisition est de ∼10 MB/s.

On peut trouver dans la référence [52] une description complète du détecteur CLAS.

2.2.2 Le champ magnétique

Le champ magnétique dévie les trajectoires des particules chargées. Il permet d'identifier les particules en calculant leurs masses à partir de la courbure de leurs trajectoires et du temps de vol mesuré par les scintillateurs de temps de vol. Le champ magnétique de CLAS est original : dans le passé, deux configurations du champ magnétique ont été utilisées pour les spectromètres : les champs *longitudinaux* générés par des solénoïdes et les champs *transverses* produits par des dipôles. Les solénoïdes peuvent couvrir un grand angle solide, cependant le

FIG. 2.5 – Forme des bobines de CLAS générant le champ magnétique toroïdal.

champ magnétique résultant est parallèle au faisceau, et les particules émises à petit angle vers l'avant vont pratiquement dans la direction du champ et ne subissent donc que peu de déflection. Dans une configuration de cible fixe comme celle de CLAS, où la plupart des particules vont être émises aux angles avant (par le "boost" de *Lorentz*), ce type de champ magnétique n'est pas adapté. Il en résulterait une très faible résolution en impulsion.

Une configuration dipolaire pourrait permettre une haute résolution aux angles avant. Cependant, pratiquement, la taille et la disposition de tels dipôles est limitée et, de façon plus importante, le champ magnétique transverse qui en résulterait tendrait à répandre le bruit de fond électromagnétique (électrons *Möller* principalement) dans le détecteur.

De plus, ces deux configurations ne permettent pas de préserver facilement une région sans champ autour de la cible, ce qui est fortement désirable pour les expériences nécessitant une cible polarisée.

Ces considérations ont donc amené les concepteurs à envisager une troisième configuration de champ magnétique qui n'avait jamais été utilisée auparavant et qui est plus adaptée à la luminosité, à l'énergie de CEBAF et à la géométrie spécifique de CLAS. Il s'agit d'un champ toroïdal toujours perpendiculaire à l'impulsion des particules (ce qui est important pour optimiser la résolution en impulsion) généré par six bobines supraconductrices.

La contrainte d'un champ magnétique important dans la direction avant et qui diminue d'intensité avec les grands angles, tout en gardant une région sans champ autour de la cible, a nécessité la forme des bobines illustrée par la figure 2.5. Cette configuration fournit le champ magnétique le plus intense aux petits angles, où les impulsions des produits de réaction sont les plus grandes alors que l'intensité du champ décroît vers les grands angles, où les impulsions des particules diminuent. Un courant total de 5×10^6 Ampères-tours génère un champ de ≈ 2

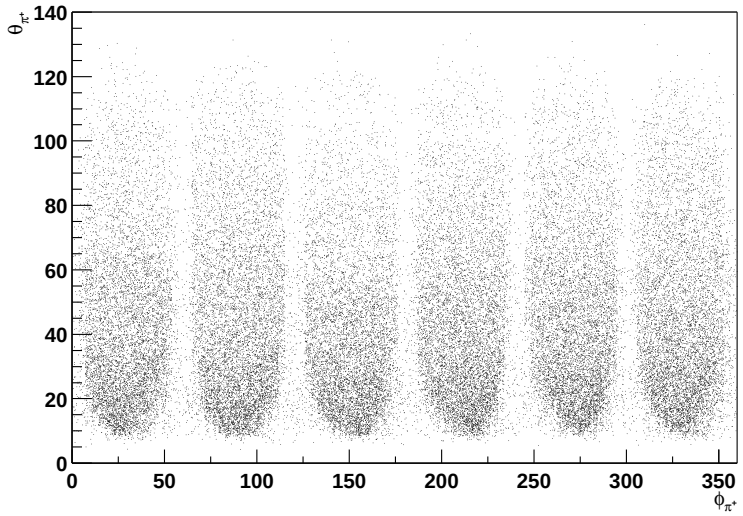

FIG. 2.6 – Acceptance (θ,Φ) des π^+ dans CLAS (données réelles). On distingue clairement les coupures dans l'acceptance de CLAS dues aux bobines.

Teslas dans la région avant.

Cette configuration de champ n'est cependant pas idéale car la couverture angulaire en ϕ (angle azimutal) se trouve limitée par la présence des bobines. L'espace de phase des particules est diminué comme on peut le voir sur la figure 2.6). Finalement, l'acceptance géométrique de CLAS est réduite environ à 3π stéradians. De plus, le champ n'est pas homogène, ce qui rend la reconstruction des trajectoires plus complexe.

Il est possible de choisir la grandeur du champ magnétique en faisant varier l'intensité du courant (le tore a été conçu pour fonctionner à 3860 A, cependant l'intensité usuelle est limitée à 3375 A). La valeur du champ magnétique choisie est adaptée à des mesures d'impulsion de particules chargées différentes : à plus grande impulsion, on choisira un champ magnétique plus important afin d'obtenir une plus grande déviation de la trajectoire de la particule et donc une meilleure résolution de la détermination de son impulsion. En général, les particules chargées négativement sont déviées vers l'avant du détecteur (ainsi les électrons sont dirigés vers la zone d'acceptance des Čerenkov et calorimètres), cependant il est possible d'inverser la direction du champ magnétique.

Enfin, en première approximation, le champ magnétique ne dévie pas les particules dans le plan transversal au faisceau (il n'y a pas de déviation en ϕ) : la trajectoire est plane et le problème de reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive se résume alors à un problème à 2 dimensions. Cependant, l'algorithme de reconstruction des trajectoires ne fait pas cette approximation.

2.2.3 Les chambres à dérives

Pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, CLAS contient 3 régions de chambre à dérive pour chacun des 6 secteurs indépendants. La première région est située à 70 cm de

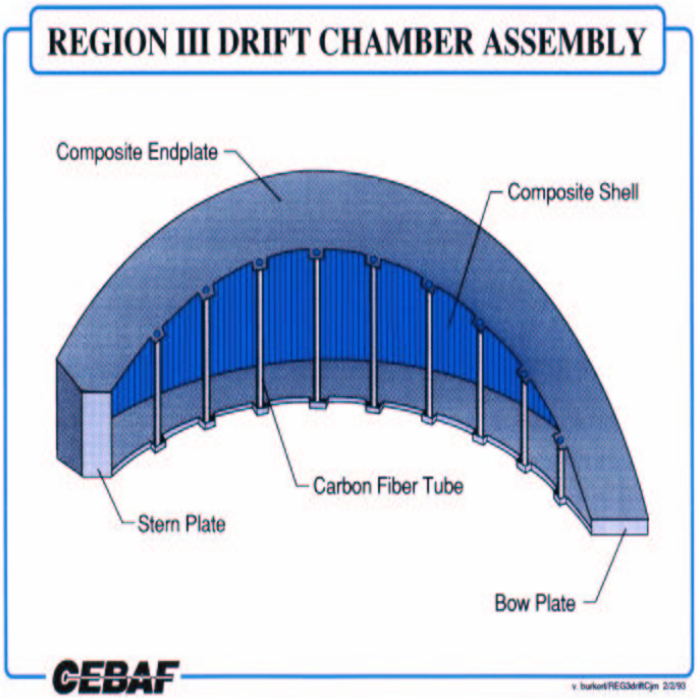

FIG. 2.7 – La figure présente la forme des chambres à dérive de CLAS (correspondant à une région d'un secteur de CLAS). La direction des fils "axiaux" est verticale sur cette figure (parallèles aux tubes de fibre de carbone). Les fils "stéréo" font un angle de 6^o avec cette direction.

la cible dans une zone où le champ magnétique est faible, la seconde région se trouve entre les bobines à 2 mètres de la cible - où le champ magnétique intense perturbe la trajectoire de dérive des ions dans les chambres à fil - et enfin la troisième région est à 3.5 mètres de la cible au-delà des bobines. L'espacement entre les 3 régions permet de minimiser la diffusion multiple et de mesurer les déviations de particules sur une grande distance, ce qui est nécessaire pour les particules de grande impulsion qui sont peu déviées.

Les chambres à dérive ont la forme de quartiers d'orange (plus précisement de "sixièmes" - voir la fig. 2.7) et elles couvrent un domaine angulaire polaire θ de 8^o à 142^o. Une chambre est composée de 2 supercouches : les fils de la 1ère couche sont parallèles au champ magnétique -fils axiaux-, tandis que ceux de la 2ème couche font un angle de 6^o par rapport à ceux de la 1ère couche -fils stéréos-. Une supercouche représente 6 couches de fils excepté la supercouche stéréo de la région 1 qui ne comprend que 4 couches de fils à cause de contraintes d'espace. La fig. 2.8 montre les 2 supercouches de la région 3 des chambres à dérive (on distingue le bord du détecteur Čerenkov en haut à droite). Sur chacune des couches de fils, on distingue les cellules qui sont composées chacune de 6 fils de champs repartis de façon hexagonale et au centre d'un fil actif (non représenté sur la figure) qui collecte le signal du aux atomes ionisés par le passage d'une particule. Le diamètre des cellules augmente en fonction de la distance à la cible et est approximativement de 0.7, 1.5 et 2. cm pour les régions 1, 2 et 3 respectivement. On compte environ 35 000 fils actifs dans l'ensemble des chambres et 130 000 fils au total. Chaque fil actif est couplé à un préamplificateur discriminateur situé sur le côté de la chambre en dehors de la zone d'acceptance de CLAS derrière les bobines. Le gaz utilisé dans les chambres est un

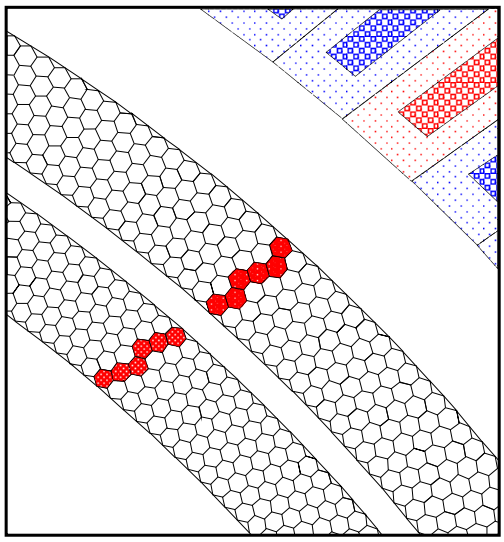

FIG. 2.8 – Vue détaillée d'une partie de la région 3 des chambres à dérive montrant les 2 *supercouches*. Les fils actifs sont situés au centre de chaque cellule hexagonale et les fils *de champ* aux vertex de celles ci. On voit sur la figure les cellules déclenchées par le passage d'une particule chargée.

mélange Ar-CO_2 en proportion 90%/10%, choisi pour des raisons de sécurité et de durée de vie des détecteurs. Ce mélange fournit une bonne efficacité, une résolution correcte et un temps de collection des ions raisonnable ($\sim$ 100 ns). L'épaisseur de matière des chambres à fil n'excède pas 1% en longueur de radiation, afin de réduire la diffusion multiple.

La reconstruction des trajectoires des particules ayant interagi dans les chambres se fait en 2 étapes :

- En utilisant l'information géométrique des fils touchés :
  En premier lieu, à l'intérieur d'une supercouche, on détermine des segments formés de plusieurs cellules touchées pouvant provenir d'une seule et même particule. Les cellules appartenant à une même trajectoire sont groupées : les autres sont ignorées et le bruit de fond est alors rejeté. Ensuite, les segments de traces de particules entre toutes les supercouches sont reliés entre eux, et si pour au moins 4 supercouches, des segments existent et sont cohérents avec une trajectoire, la trace laissée dans les chambres à dérive est considérée comme celle d'une particule. Pour mettre en oeuvre ces deux procédures, on utilise un "dictionnaire" de trajectoires, généré par des simulations. On peut alors effectuer une première détermination de l'impulsion (avec une résolution comprise entre 3 et 5%) et des angles, en utilisant le centre des cellules (position du fil actif).
- En utilisant l'information en temps des chambres à dérive :
  Le temps de dérive des ions dans une cellule touchée des chambres à dérive peut être

obtenu à partir de la différence entre le temps de vol de la particule mesuré par les scintillateurs et le temps de l'intéraction de la particule dans la cellule. Connaissant le temps de dérive des ions, on déduit le temps t de l'interaction de la particule dans chacune des cellules de la chambre. On obtient finalement une position de passage de la particule plus précise que précédemment et la résolution concernant la détermination de l'impulsion et des angles devient :
- impulsion $\frac{\delta p}{p} \sim 0.5\%$, $p \geq 100$ MeV/c
- $1 \leq \delta\theta \leq 1.5$ mrad
- $2 \leq \delta\phi \leq 3$ mrad

La résolution intrinsèque concernant la reconstruction des trajectoires repose essentiellement sur les points suivants :
- la diffusion multiple des particules dans le matériel de détection,
- les erreurs d'alignement entre les 3 régions de chambre à dérive,
- l'incertitude sur la valeur ponctuelle du champ magnétique,
- la résolution sur la position d'un fil actif (qui peut varier suivant les régions de 200 à 250 μm).

2.2.4 Le mini-tore

Dans une expérience de diffusion d'électrons, la luminosité du faisceau est limitée par le flux d'électrons Möller. Ces électrons proviennent de la diffusion du faisceau sur les électrons du cortège atomique de l'hydrogène de la cible. La première région de chambre à dérive devient "noyée" par ces électrons Möller qui entraînent un bruit de fond rendant difficile la reconstruction des trajectoires des particules chargées. De plus, la durée de vie des chambres à dérive est réduite si celles ci sont autant sollicitées. Pour éviter ce bruit de fond, un petit aimant toroïdal ("mini-torus") a été placé autour de la cible à l'intérieur de l'assemblage de la première région des chambres à dérive. Cet aimant a été conçu pour confiner et piéger les électrons Möller dans un absorbeur en Plomb situé directement après la cible autour de la ligne de faisceau. En confinant l'expansion du flux des électrons Möller, l'aimant réduit le courant dans les chambres de plus de 2 ordres de grandeur. A titre d'exemple, la figure 2.9 représente la coupe longitudinale du détecteur CLAS. Un faisceau d'électrons de 3 GeV est simulé ainsi que sa diffusion sur la cible. Sur cette figure le mini-tore n'est pas activé : jusqu'à la première région de chambre à dérive, la présence d'électrons Möller est importante. Sur la seconde figure 2.10, le même événement est simulé, mais, cette fois ci, en activant le mini-tore : les électrons Möller sont confinés à l'avant du faisceau. L'efficacité de reconstruction des trajectoires augmente lorsque les chambres de la région 1 sont en présence de moins de bruit de fond (figure 2.11). Compte tenu de ces considérations, lors d'une prise de données, on limite la région 1 des chambres à dérive à un taux d'occupation de 3% où le taux d'occupation est le pourcentage de fils touchés et est défini par supercouche. L'efficacité de reconstruction est alors proche de 97%.

2.2.5 Les scintillateurs de temps de vol

Le système de mesure de temps de vol de CLAS est situé entre les détecteurs Čerenkov et les Calorimètres électromagnétiques. Couvrant une surface totale de 200 m^2, il est composé

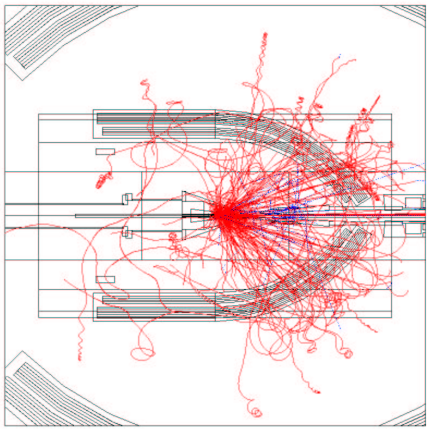

FIG. 2.9 – Coupe longitudinale du détecteur CLAS et vue détaillée de la cible et de la première région des chambres à dérive : simulation du détecteur sans le mini-tore avec un faisceau d'électron d'intensité de 4 nA et d'énergie de 4.2 GeV.

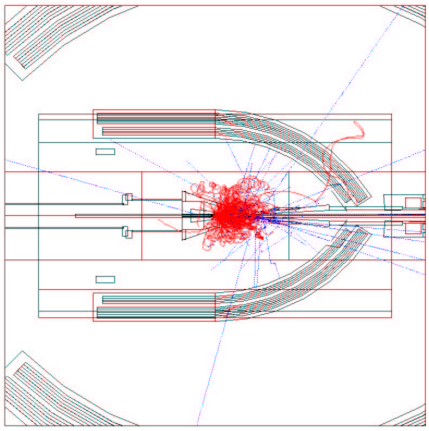

FIG. 2.10 – Figure similaire à la figure 2.9 avec cette fois la simulation du mini-tore : les électrons Möller sont confinés à l'avant du détecteur.

de 57 scintillateurs plastiques par secteur, situé pour les angles avant à $\approx$ 4.90 m de la cible (figure 2.12). Le système couvre le domaine angulaire en θ de $\approx 8^o$ à 142^o et entièrement le domaine en ϕ de chacun des 6 secteurs ($-29^o \leq \phi \leq 29^o$). Aux angles avant, les scintillateurs rectangulaires ont 15 cm de largeur (aux angles arrières - $\theta > 45^o$ - : 22 cm), correspondant à un découpage angulaire fin en θ de $\approx 3^o$. La longueur des scintillateurs augmente de 32 à 450 cm avec θ. Chaque scintillateur a 5 cm d'épaisseur afin de permettre aux particules au minimum d'ionisation de générer un signal identifiable par rapport au bruit de fond.

Les scintillateurs ont deux rôles essentiels : fournir un signal pour le déclenchement et mesurer le temps de vol des particules. Les caractéristiques demandées sont une très bonne résolution en temps et une bonne résolution angulaire en θ. La résolution en temps est environ de 120 ps pour les angles avant, et 250 ps pour les angles arrières - $\theta \geq 90^o$). La résolution en temps diminue aux angles arrières puisque la longueur des scintillateurs augmente. Cependant aux angles arrières, la résolution absolue en temps peut être moins bonne puisque les particules de cette région ont une plus faible impulsion et par conséquent un plus long temps de vol, comparées aux particules émises aux angles avant.

La détermination du temps de vol va permettre d'identifier les particules : la longueur de leur trajectoire mesurée avec les chambres à dérive divisée par le temps de vol fourni par les scintillateurs donne la vitesse de la particule. Combinée avec l'impulsion reconstruite, ceci permet la détermination de la masse de la particule (voir section 2.2.12 pour une explication plus détaillée). La figure 2.13 illustre cette méthode. Avec la résolution temporelle mentionnée précédemment, on peut discriminer les pions des kaons jusqu'à des impulsions de l'ordre de 2

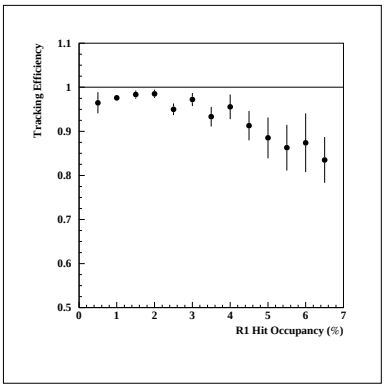

FIG. 2.11 – Efficacité de la reconstruction des trajectoires en fonction du taux d'occupation de la région 1 des chambres à dérives. L'efficacité commence à diminuer pour un taux supérieur à 3%.

GeV/c. La figure 2.14 montre la projection des masses.

Afin de répondre à ces exigences de résolution angulaire et de temps, les scintillateurs sont constitués de barreaux de plastique scintillant de BC-408 de Bicron couplés à chaque extrémité à un guide de lumière et un tube photomultiplicateur.

Pour atteindre la résolution en temps de 120 ps, une correction de la dispersion due au temps de montée de l'impulsion (effet temps-amplitude) est réalisée au cours de l'analyse. En effet, pour des raisons de coûts, les discriminateurs utilisés ne sont pas des discriminateurs à fraction constante : le temps mesuré pour des signaux de différentes amplitudes peut différer de quelques nanosecondes. La référence [47] présente une étude détaillée concernant cette correction.

Les scintillateurs fournissent un signal au déclenchement de CLAS dans le cas où le système de scintillateurs a détecté une amplitude supérieure au seuil de déclenchement. Pour obtenir une réponse uniforme et efficace du système, un circuit électronique (figure 2.15) traite la réponse des scintillateurs. Pour une réponse uniforme, ce circuit moyenne le temps de réponse des photomultiplicateurs situés aux deux bouts du scintillateur afin que la prise de temps du scintillateur ne dépende pas de la position de l'interaction le long du scintillateur. Pour une réponse efficace, et pour le cas d'une particule dont la trajectoire est courbée et toucherait deux scintillateurs adjacents, le circuit additionne l'énergie déposée dans deux scintillateurs adjacents. On obtient ainsi une amplitude proportionnelle à l'énergie totale déposée par la particule.

Le système de mesure de temps de vol a aussi été conçu pour opérer dans un environnement à grand taux de comptage. Le taux maximum avec un faisceau d'électrons est produit aux angles avant à la luminosité maximale du détecteur CLAS (10^{34} cm^{-2}s^{-1}). Cette luminosité conduit à un taux d'interaction hadronique de quelques MHz pour une section efficace électromagnétique typique de l'ordre de quelques centaines de μb. Après sélection du trigger, le taux de comptage correspond à quelques kHz, l'ordre de grandeur des taux que le système d'acquisition des données doit gérer.

Les scintillateurs peuvent aussi détecter les neutrons bien que l'efficacité soit faible $\approx 5\%$. Les scintillateurs peuvent alors fournir une mesure du temps de vol et donc de l'énergie. L'intérêt de cette mesure concerne d'une part les parties de CLAS non couvertes par les calorimètres ($\theta \geq 45^o$) et d'autre part, la mesure de l'énergie des particules de basse énergie ($\leq$400 MeV) :

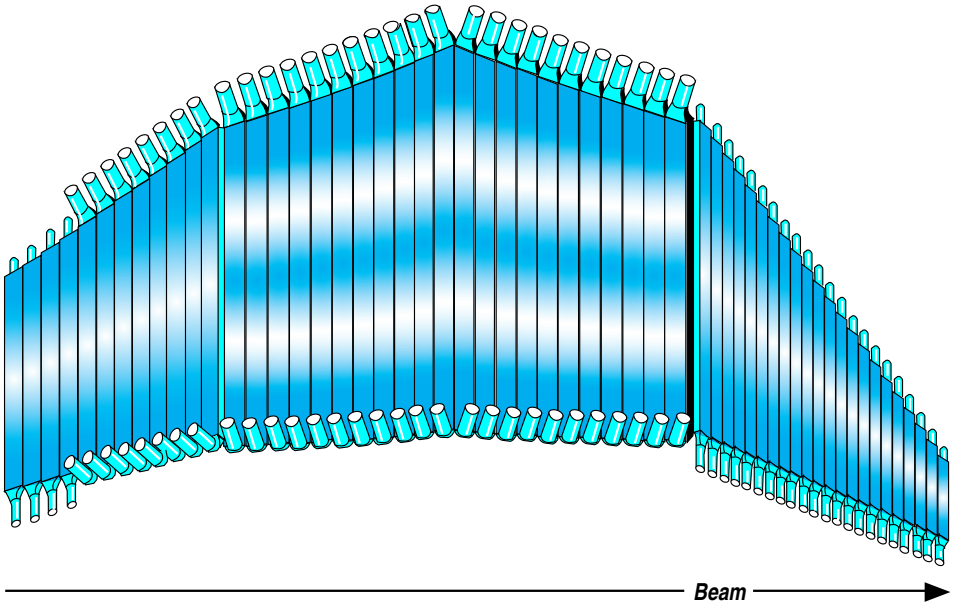

FIG. 2.12 – Vue du système de scintillateurs de temps de vol pour un secteur de CLAS

lorsque la résolution sur la détermination de l'impulsion par les chambres à dérive est dominée par la diffusion multiple, les scintillateurs peuvent fournir une meilleure mesure (par exemple, des protons d'impulsion 500 MeV/c ont la même incertitude sur l'impulsion, qu'elle soit mesurée avec les chambres à dérive ou les scintillateurs).

De plus amples détails sur le système de mesure de temps de vol du détecteur CLAS peuvent être trouvés dans les références [46, 49].

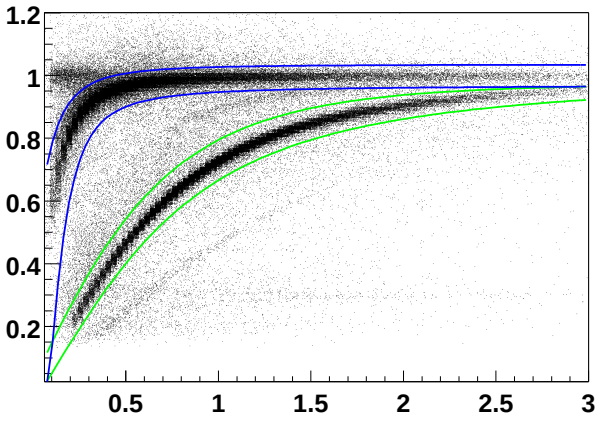

FIG. 2.13 – Corrélation entre le temps de vol $\frac{v}{c}$ (en ordonnées) et l'impulsion en GeV/c (en abscisse) pour des particules positivement chargées (données expérimentales). On distingue les "bandes" correspondant aux positrons, pions ("bande" supérieure), kaons (à peine visible), protons ("bande" inférieure) et deutérons (provenant des parois de la cible).

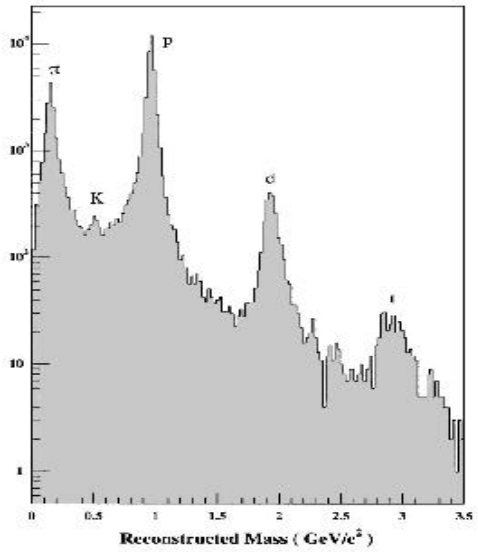

FIG. 2.14 – Projection des masses reconstruites. Les deutérons et les tritons proviennent des parois de la cible.

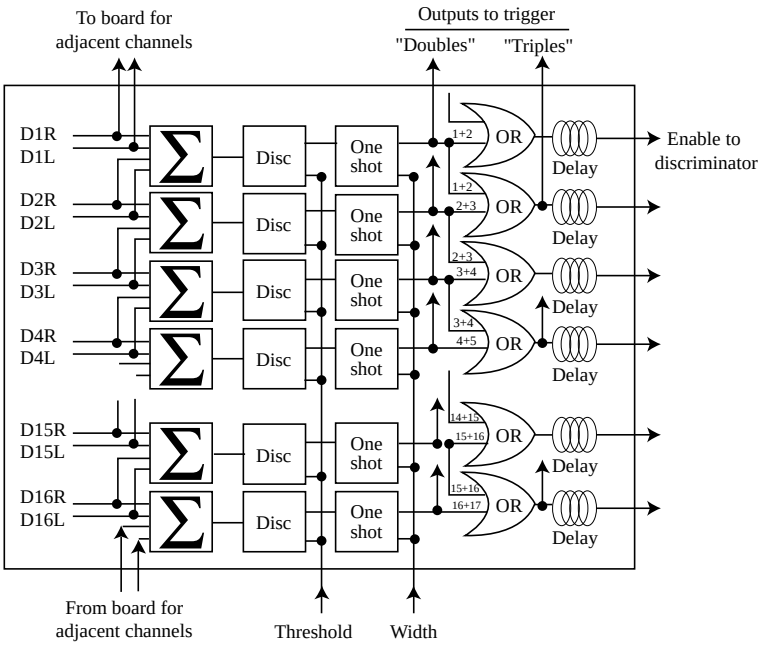

FIG. 2.15 – Module de prédéclenchement des scintillateurs de temps de vol.

2.2.6 Les Čerenkov

FIG. 2.16 – Vue en perspective des détecteurs Čerenkov (correspondant à un secteur de CLAS).

Une source importante de bruit de fond dans les expériences de diffusion d'électrons est dûe aux pions qui sont pris pour des électrons. Des détecteurs Čerenkov placés juste derrière la dernière région des chambres à dérive permettent d'identifier les électrons et de réduire la contamination des pions. Ils participent aussi au trigger des électrons. Chaque secteur comprend 18 régions de compteurs Čerenkov en θ et chacun des segments en θ est composé de deux compteurs Čerenkov qui remplissent un maximum d'espace de détection en ϕ. Chaque secteur comptabilise 36 compteurs Čerenkov pour un total de 216 dans CLAS. La figure 2.16 montre les détecteurs Čerenkov d'un secteur de CLAS.

Le principe du compteur Čerenkov est le rayonnement de lumière Čerenkov par une particule chargée si, dans un milieu donné, sa vitesse est supérieure à celle de la lumière dans ce milieu. Les compteurs Čerenkov [50] sont composés d'un milieu gazeux (perfluorobutane-C_4F_{10}) d'indice de réfraction n=1.00153 légèrement supérieur à celui de l'air, de trois miroirs réfléchissant la lumière Čerenkov, d'un cône de collection de lumière et d'un tube photomultiplicateur. La figure 2.17 illustre la trajectoire typique de la lumière produite par un électron dans le compteur Čerenkov. Compte tenu de l'indice de réfraction du gaz utilisé, les pions peuvent être discriminés des électrons jusqu'à une impulsion de 2.5 GeV/c.

La réponse des photomultiplicateurs au photoélectron unique est utilisée pour calibrer les compteurs en terme de nombre de photoélectrons. Dans le cas des électrons, la figure 2.18 montre une distribution du nombre moyen de photoélectrons en fonction des angles θ et ϕ. Le nombre moyen de photoélectrons collectés est de 10. L'efficacité des détecteurs est visiblement plus faible pour $\phi = 0$, où les deux compteurs Čerenkov d'un même segment sont côte à côte,

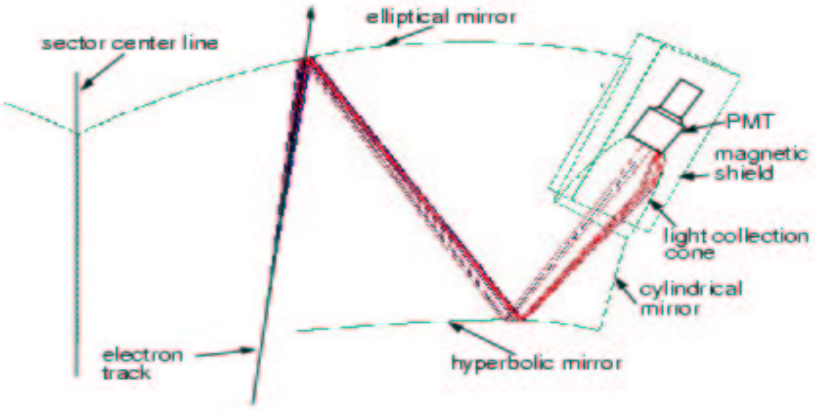

FIG. 2.17 – Arrangement optique d'un des 216 modules optiques du détecteur Čerenkov de CLAS.

ainsi qu'au bord du détecteur : la lumière atteint alors les bords des miroirs et l'efficacité de collection de lumière Čerenkov décroît rapidement.

Les detecteurs Čerenkov participent aussi au déclenchement de CLAS. Dans un même segment, les signaux des photomultiplicateurs des deux compteurs sont sommés pour limiter l'inefficacité des compteurs notamment à $\phi = 0$. Ensuite, dans le cas où la lumière Čerenkov atteindrait des compteurs de segments voisins, les signaux de quatre segments voisins sont additionnés. Cela permet de récupérer toute la lumière émise et de réduire l'inefficacité des compteurs Čerenkov.

Le pouvoir de réjection typique d'un détecteur Čerenkov à gaz est de l'ordre de 100 :1 pour des pions d'impulsion inférieure à 2.5 GeV/c. Cette discrimination est cependant fortement dépendante de l'énergie des particules et la contamination des électrons par les pions dépend de leur taux de comptage relatifs. Ainsi, à petit angle, les pions ayant une vitesse plus grande que celle correspondant au *"seuil du pion"* ne pourront pas être rejetés. A grand angle, où le nombre de pions est bien plus important que celui des électrons, le rapport du nombre de pions pris pour des électrons au nombre d'électrons devient bien plus grand que .01.

Le calorimètre électromagnétique que nous allons décrire dans le chapitre suivant permet d'accroître la réjection des pions.

2.2.7 Les Calorimètres électromagnétiques

CLAS est équipé de six calorimètres électromagnétiques [51], un par secteur. Chaque calorimètre a la forme d'un triangle équilatéral de $\approx$ 4 m de coté, et est situé à $\approx$ 5 m de la cible. Composé de 39 couches de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur alternés avec des plaques de plomb de 2.2 mm, un calorimètre représente 16 longueurs de radiation. Cette longueur correspond à la longueur moyenne devant être parcourue par l'électron pour que son

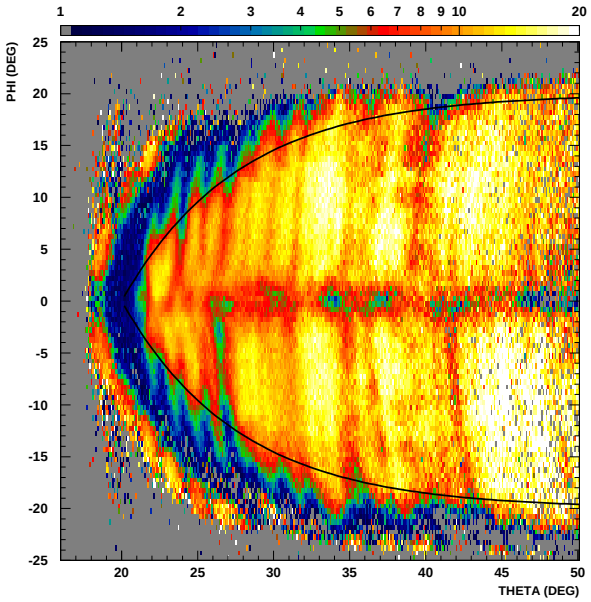

FIG. 2.18 – Réponse moyenne des électrons dans les Čerenkov en nombre de photoélectrons en fonction des angles dans le laboratoire θ et ϕ pour le secteur 1. A l'intérieur des coupures géométriques, indiquées en noir, le nombre minimal de photoélectrons est de 4-5 en moyenne.

énergie initiale soit divisée par e. Chaque couche de scintillateur est constituée de 36 compteurs, de 10 cm de largeur, parallèles à un coté du triangle. D'une couche à l'autre, l'orientation des 36 compteurs diffère de 120^o. La structure du calorimètre est illustrée sur la figure 2.19.

Les différentes orientations des compteurs définissent trois axes ou vues appelés U, V et W. Lorsqu'une particule interagit avec le calorimètre, (voir figure 2.20), l'information combinée des trois vues fournit des mesures de position de l'énergie déposée. En particulier, pour les photons, elles constituent la seule information positionnelle disponible car ceux ci n'interagissent pas dans les chambres à dérive. Des particules arrivant simultanément dans des cellules non-adjacentes du calorimètre donneront toujours un signal dans deux scintillateurs différents et ce dans au moins une des vues U, V ou W. Des évènements à particules multiples peuvent donc être résolus (décroissance des π^0 en deux photons par exemple).

Pour améliorer la discrimination pion/électron, le calorimètre est aussi divisé en parties avant (15 premières couches) et arrière (24 couches). Le profil longitudinal de perte d'énergie d'une particule ainsi déterminé fournit un puissant moyen d'identifier les électrons. Pour des impulsions supérieures à 2.5 GeV/c (au dessus du seuil Čerenkov des pions), la discrimination pion/électron proviendra uniquement du calorimètre. La résolution attendue de $\frac{\Delta E}{E} \leq \frac{10\%}{\sqrt{E(GeV)}}$ permet l'identification de 98% des électrons et le rejet de 99.3% des pions.

Les calorimètres fournissent aussi un signal au déclenchement de CLAS : les signaux des

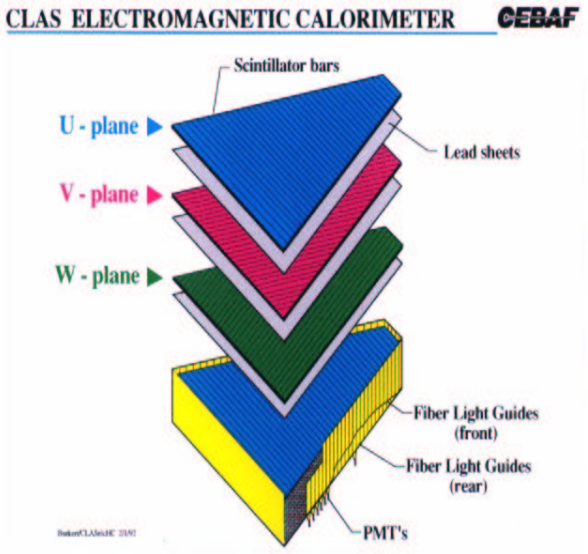

FIG. 2.19 – Vue “explosée" d'un des six calorimètres électromagnétiques de CLAS.

photomultiplicateurs sont additionnés et peuvent fournir différentes combinaisons : somme totale correspondant à l'énergie totale déposée par une particule, sommes partielles (partie avant, partie arrière, somme des vues U+V, V+W, etc).

Enfin , le calorimètre permet aussi de détecter les neutrons avec des efficacités de $\approx 50\%$, grâce à sa grande épaisseur. En résumé, le calorimètre électromagnétique a cinq fonctions :

- L'identification et la mesure de l'énergie des électrons ($E_e > 0.5$ GeV),
- La réjection des pions,
- La détection des photons et la mesure de leurs énergies ($E_\gamma > 0.2$ GeV),
- La reconstruction des photons de décroissance des particules neutres (π^0, η,...),
- La détection des neutrons.

2.2.8 La cage de Faraday

A 29 mètres derrière le détecteur CLAS, la cage de Faraday, composée de 4000 kg de Plomb, correspondant à 75 longueurs de radiation, mesure le flux total d'électrons (efficacité de détection = 100%) et permet ainsi de normaliser les événements observés et d'obtenir des sections efficaces.

2.2.9 La cible cryogénique

La cible cryogénique est refroidie par un échangeur à l'He^4, dont la température peut varier de 2.5 à 24 K. Le gaz à liquéfier peut être de l'hydrogène, du deutérium, de l'He^3 ou de l'He^4. Le circuit de réfrigération est décrit en détail dans la référence [48].

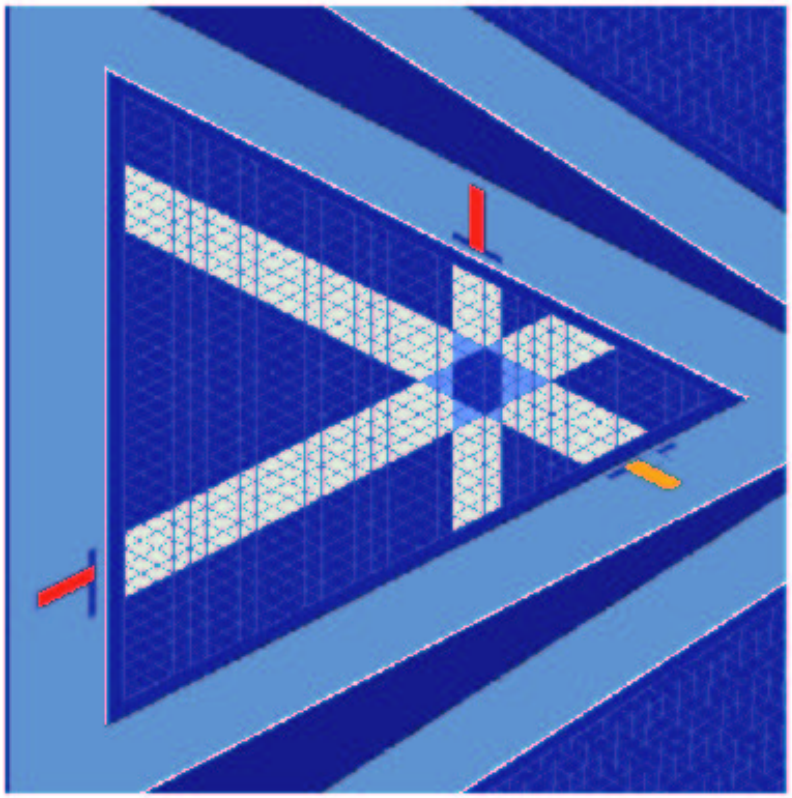

FIG. 2.20 – Vue de face du calorimètre et profil transverse d'une gerbe électromagnétique montrant sa localisation grâce aux projections sur les couches U, V et W.

La cible utilisée pour les expériences en faisceau d'électrons est un cylindre de 8.6 mm de diamètre et de longueur totale de 5 cm. Lors de notre expérience, nous avons utilisé une cible d'hydrogène liquide à la température de 20.5 K, dont la densité était de 0.073 g.cm^{-3}.

2.2.10 Le système de déclenchement

Le système comporte deux niveaux de déclenchement : le niveau 1 est basé sur l'information des scintillateurs de temps de vol, des compteurs Čerenkov et des Calorimètres. Le niveau 2, plus sophistiqué, effectué à la suite du niveau 1, vérifie la présence de traces - avec l'information des chambres à dérive - dans les événements ayant survécu au niveau 1. Nous nous limiterons, ici, à décrire le système de déclenchement de niveau 1 qui a été utilisé lors de notre expérience. Le système de déclenchement de niveau 2 est décrit plus précisément dans la référence [52].

Le système de déclenchement de niveau 1 utilise l'information rapide des scintillateurs de temps de vol, des compteurs Čerenkov et des Calorimètres pour déterminer si un événement intéressant a eu lieu (en électroproduction, si l'électron diffusé a été détecté). Les signaux provenant des compteurs Čerenkov permettent l'identification de l'électron. L'information en énergie des Calorimètres touchés est utilisée : la plus importante est celle de l'énergie totale et de l'énergie déposée dans la partie avant et arrière du calorimètre. Ces informations permettent

de rejeter les pions et de sélectionner les événements correspondant à un Q^2 minimum. Les valeurs approximatives des seuils de déclenchement (après calibrations des seuils électroniques initialement exprimés en mV) qui ont été utilisées lors de notre expérience sont répertoriées dans le tableau 2.1.

	EC_{tot}	EC_{inner}	CC
valeur seuil	220 MeV	130 MeV	< 1 photoélectron

TAB. 2.1 – Valeur seuil de l'énergie totale déposée dans le calorimètre (EC_{tot}), de l'énergie déposée dans la partie avant du calorimètre (EC_{inner}) et du signal des compteurs Čerenkov (CC) exprimé en nombre de photoélectrons pour le déclenchement d'un événement.

Le système de déclenchement s'effectue d'abord secteur par secteur et transmet un signal dans les cas où l'information des détecteurs du secteur correspond à une configuration pré-programmée. Puis les informations des six secteurs sont corrélées par un module superviseur. Lorsque les conditions requises sont remplies, un signal est envoyé vers le système d'acquisition.

Le système de déclenchement est capable de décider si un événement doit être gardé en $\approx$ 90 ns. Il peut donc traiter un taux d'interaction de 10 MHz (le taux d'intéraction hadronique pour une section efficace électromagnétique typique de l'ordre de quelques centaines de μb est de quelques MHz). Il traite les informations de façon séquentielle et n'induit pas de temps mort appréciable.

2.2.11 Le système d'acquisition

Dès réception du signal de déclenchement, le module superviseur (Trigger Supervisor -TS-) envoie un signal qui entraîne la digitalisation des informations ADC et TDC. Puis il transfert les données à travers le réseau et les 17 ROC (pour Read Out Controllers) à un processeur appelé EB (pour Event Builder). Les fichiers de données sont alors temporairement stockés dans des RAIDs (pour Redundant Array of Inexpensive Disk). Plus tard, les fichiers sont écrits sur des bandes pour un stockage permanent.

2.2.12 Reconstruction des événements et première identification des particules

Dans les bases de données, sont enregistrées en premier lieu les valeurs ADC et TDC des détecteurs. Un programme de reconstruction crée des banques de données qui contiendront une première identification des particules, une mesure de leurs impulsions, de leurs masses, etc. Lors de l'analyse, nous effectuerons une identification plus fine des particules en utilisant l'ensemble des propriétés des détecteurs de CLAS. Dans le cas d'une expérience avec faisceau d'électrons, les premières étapes sont l'identification de l'électron diffusé - qui est le déclencheur de l'événement - et la détermination du temps au vertex. Puis s'effectuent la détermination de l'impulsion et du temps de vol de l'ensemble des particules de l'état final détectées pour ensuite

arriver à la détermination de leurs masses et donc à leurs identifications. Nous allons détailler cette procédure.

Une particule est identifiée comme un électron si les quatre conditions suivantes sont remplies :

- les trois détecteurs, Čerenkov, scintillateur de temps de vol et calorimètre, sont sollicités de façon cohérente,
- la trajectoire dans les chambres à dérive est celle d'une particule chargée négativement,
- l'énergie déposée dans le calorimètre est proportionnelle à l'impulsion mesurée avec les chambres à dérive.

Ensuite on calcule le temps au vertex : dans le cas d'expérience en électrons, on n'utilise pas de détecteur de mesure de temps au vertex; en effet la microstructure du faisceau d'électrons associée à l'identification d'un électron permet la mesure du temps au vertex. La trajectoire mesurée avec les chambres à dérive nous donne le parcours d parcouru par l'électron candidat jusqu'aux scintillateurs de temps de vol. On mesure le temps de vol t_{TOF} de l'électron avec les scintillateurs de temps de vol (on corrige ce temps par les temps de retards d'électroniques et de détecteurs). Alors le temps au vertex est :

$$t_{start} = t_{TOF} - \frac{d}{\beta.c} \tag{2.1}$$

La clef de cette formule réside dans le fait que $\beta = 1$ pour les électrons (pour $p > 300$ MeV/c, $1 - \beta < 1.5.10^{-6}$). Puis t_{start} est utilisé pour définir à quel paquet d'électrons du faisceau appartient l'électron déclencheur. Comme la résolution sur t_{TOF} est de ≈ 150 ps, et que l'intervalle de temps entre deux paquets d'électrons est de 2 ns, on peut aisément définir le paquet d'électrons source. On obtient ainsi le temps au vertex t_0 qui est le temps Radio-Fréquence de l'accélérateur.

Dans le cas des autres particules chargées, les chambres à dérive nous permettent de déterminer la trajectoire. La courbure de la trajectoire, combinée aux valeurs du champ magnétique, nous donne l'impulsion p de la particule. Le temps de vol t_{TOF} est mesuré par les scintillateurs de temps de vol, ce qui nous permet de déterminer la vitesse de la particule β et de déduire sa masse m.

$$\beta = \frac{d}{(t_{TOF} - t_0)c} \tag{2.2}$$

$$m = \frac{|\vec{p}|}{\beta\gamma} \tag{2.3}$$

Dans le cas des particules neutres, on a vu que l'impulsion et le temps de vol pouvaient être mesurés par le calorimètre (ou par les scintillateurs de temps de vol lorsque $\theta > 45^o$).

Dans le cas d'une expérience de photoproduction, le faisceau de photon est un faisceau secondaire produit à partir du rayonnement de freinage du faisceau d'électron. Un système d'étiquetage mesure l'énergie de l'électron dévié. On obtient alors l'énergie du photon produit qui est la différence entre l'énergie du faisceau et de l'électron dévié. La détermination du temps au vertex se fait dans ce cas à l'aide d'un système de scintillateurs minces (3 mm d'épaisseur) installé autour de la cible (à environ 30 cm). Pour plus d'information sur les expériences de photoproduction, l'étiquetage et le système de déclenchement d'un événement, voir la référence [48].

Chapitre 3

Analyse de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$

3.1 Description de la prise de données

En février 1999, une série d'expériences de diffusion d'électrons sur une cible d'hydrogène, à différentes énergies du faisceau et pour plusieurs valeurs de champ magnétique (E_e=1.5, 2.4, 4.0, 4.2 et 4.4 GeV ; I_{aimant}=750, 1500, 2250, 3375 A), a été menée à bien dans le détecteur CLAS. Nous avons sélectionné l'échantillon de données pris à une des énergies les plus grandes (E_e = 4.2 GeV), correspondant à 7 jours d'acquisition, soit 4 jours effectifs compte tenu des incidents techniques affectant soit le détecteur, soit l'accélérateur. Avec une intensité du faisceau de 4 nA (et une luminosité de $\sim 10^{34}$ cm^{2}s^{-1}), 6.10^8 événements ont été enregistrés pour lesquels l'état final comportait une particule de charge négative qui avait interagi simultanément dans le calorimètre électromagnétique et les compteurs Čerenkov.

Ces expériences ont été proposées dans le cadre de la recherche de résonances manquantes, de l'étude des résonances mésoniques ou baryoniques telles que f_0 (975), Δ^* (1520), P_{33} (1232) ou de la mesure de la polarisation du ϕ (1020). Ces données ont donc été prises dans le cadre d'un vaste programme d'étude de réactions exclusives. La complexité des états finals ($ep \to epK^+K^-$, $ep \to e\pi^+n$, $ep \to ep\pi^0$, $ep \to ep\pi^+\pi^-$, ...) et des espaces de phase explorés a conduit au choix d'un déclencheur assez large. Aucun autre critère qu'un électron à l'état final n'a été demandé (voir le paragraphe 2.2.10). Le déclenchement inclusif des événements nous a naturellement permis de faire une première étude de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ dans CLAS en choisissant les événements correspondant à quatre particules dans l'état final.

Une autre prise de données s'est faite début 2002, pendant trois mois, avec une plus grande énergie du faisceau (E_e = 5.75 GeV). Ces données sont actuellement en cours d'analyse [56] et complèteront l'analyse contenue dans cette thèse. La figure 3.1 présente les domaines cinématiques en Q^2, W et x_B couverts par l'expérience analysée dans le cadre de cette thèse (en haut), et l'expérience, plus récente, à plus haute énergie (en bas). Dans le cadre de l'expérience à 4.2 GeV, on atteint des Q^2 de 3 GeV^2 et le x_B moyen est de 0.3. L'expérience à 5.75 GeV donne accès à de plus grands Q^2 jusqu'à $\sim$5 GeV^2 et le x_B moyen est de 0.35. Les deux expériences nous permettront de tester les dépendances en Q^2, x_B et t et de les comparer aux diverses

théories d'électroproduction exclusive de ρ^0.

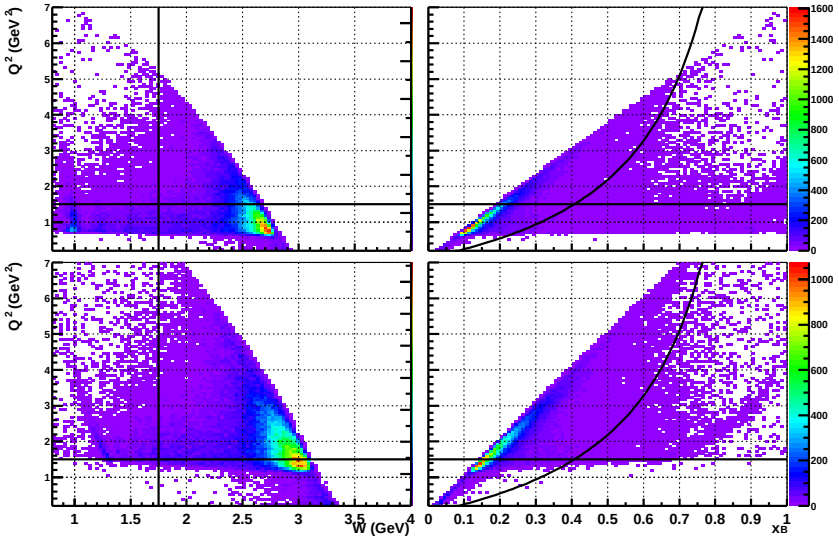

FIG. 3.1 – Cinématique des deux expériences réalisées à des énergies du faisceau différentes : en haut $E_e = 4.2$ GeV, en bas $E_e = 5.75$ GeV. A gauche, on voit l'espace de phase accessible pour Q^2 en fonction de W et à droite pour Q^2 en fonction de x_B. Les coupures Q^2 >1.5 GeV^2 et W>1.75 GeV sont représentées sur les 4 graphes, ainsi la courbe figurant sur les spectres de droite est la coupure en W.

L'analyse d'électroproduction exclusive de ρ^0 s'effectue en plusieurs étapes que nous allons décrire dans les paragraphes suivants. Nous commencerons par décrire les coupures analytiques permettant de sélectionner exclusivement les événements correspondant à un état final $ep\pi^+\pi^-$. Puis nous examinerons l'acceptance du détecteur CLAS. Après correction des données de l'acceptance et la détermination de la normalisation, nous présenterons les sections efficaces résultantes pour la réaction $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$. Ensuite, la soustraction du bruit de fond sous le pic du ρ^0 nous permettra d'accéder aux sections efficaces $\gamma^* p \to p'\rho^0$. Finalement, après analyse des distributions angulaires des produits de décroissance du ρ^0, nous séparerons les composantes longitudinale et transverse de la section efficace de production du ρ^0.

3.2 Sélection des événements : $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$

L'électroproduction exclusive de mésons ρ^0 correspond à quatre particules dans l'état final : l'électron diffusé, le proton de recul et les deux pions chargés provenant de la décroissance du ρ^0 ($\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ avec un rapport de branchement de ~100%). La seule détection de l'électron et du proton pourrait suffir à l'identification du ρ^0 en utilisant la méthode de la masse manquante du système $(e'p)$, cependant, pour séparer les composantes longitudinale et transverse de la section efficace, nous devrons faire l'analyse angulaire des produits de décroissance du ρ^0. Il devient alors nécessaire de détecter au moins un de ses produits de décroissance. De plus, la détection d'une troisième particule, permet de s'affranchir de la majeure partie du bruit de fond sous le

pic du ρ^0 provenant de la production du ω. En effet la masse du ω est voisine de celle du ρ^0 ($M_\rho = 0.770$ GeV, $M_\omega = 0.782$ GeV). Le ω décroit principalement en trois pions ($\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0$, avec un rapport de branchement de $\sim$88.6%). L'électron et le proton étant donc sélectionnés, entre le π^+ et le π^-, nous choisissons de garder la particule dont l'acceptance est la plus grande dans CLAS, soit le π^+. En effet, le π^-, dévié vers l'avant du détecteur à cause de la polarité du champ magnétique, est la plupart du temps déflechi vers les parties avant du détecteur et perdu dans la ligne de faisceau (pour être détectée dans CLAS, une particule chargée négativement doit au moins avoir un angle polaire $\theta_{min}^{labo} \sim 10^o$).

Nous ne gardons aussi que les événements à grand Q^2 ($Q^2 > 1.5$ GeV^2) et pour lesquels W est supérieur à 1.75 GeV afin d'éviter les contributions dues à l'excitation des résonances du nucléon. Les figures 3.1 montrent ces coupures cinématiques et l'espace de phase qui en résulte. La variable de Bjorken x_B s'étend sur le domaine : $0.2 < x_B < 0.6$.

Nous allons maintenant décrire séquentiellement l'identification des trois particules, les coupures géométriques (appelées aussi coupures fiduciaires ou de confiance) nécessaires pour ne retenir que les particules dont les trajectoires traversent des zones de détection de caractéristiques bien connues, les corrections d'impulsion (dues aux imperfections du détecteur et de l'inhomogéneïté du champ magnétique) et enfin l'identification définitive de la réaction exclusive : $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$.

3.2.1 Identification des particules

Pour chacune des particules, le programme de reconstruction de CLAS effectue une première identification (paragraphe 3.2.1) : une particule est identifiée comme un électron si la forme de sa trajectoire est celle d'une particule chargée négativement (déflechie vers l'avant) et si la particule interagit simultanément dans le calorimètre électromagnétique et les compteurs Čerenkov. Une particule sera identifiée comme un pion ou un proton si la masse correspondante (obtenu en combinant la trajectoire mesurées par les chambres à dérive et le temps de vol par les scintillateurs de temps de vol) est comprise dans des fenêtres appropriées. Cependant, ces premières coupures sont assez larges et requièrent une identification plus fine des particules, notamment, en ce qui nous concerne, de l'électron.

Identification des électrons

L'électron est la particule qui déclenche l'acquisition de l'événement, et le temps mesuré par le système de temps de vol sert à déterminer le temps d'origine t_0 de l'événement. Il est donc crucial de bien identifier l'électron. Rappelons qu'une trace négativement chargée est identifiée comme un électron si celle-ci interagit simultanément dans les compteurs Čerenkov et les calorimètres (paragraphe 2.2.12). Cependant, il est aussi possible que des pions interagissent dans ces deux détecteurs de façon cohérente. Il faut des critères de sélection supplémentaires appliqués à ces deux détecteurs pour réduire la probabilité de prendre un pion pour un électron.

Dans le calorimètre, les électrons et les pions déposent leur énergie différemment. L'électron produit une gerbe électromagnétique et l'énergie déposée dans le détecteur est proportionnelle à l'énergie initiale de la particule. Le pion, dans cette gamme d'énergie, perd une fraction

constante de son énergie par longueur de matériel traversé. Dans les scintillateurs des calorimètres, il perd environ 2 MeV/cm. Cette fraction d'énergie perdue ne dépend pas, en première approximation, de l'impulsion du pion mais du type de matériel traversé. Le pion est dans ce cas une particule au minimum d'ionisation (MIP). La figure 3.2 montre l'énergie totale déposée dans le calorimètre en fonction de l'impulsion mesurée dans les chambres à dérive pour des particules identifiées comme des électrons (coïncidence des calorimètres et des compteurs Čerenkov). Deux espaces apparaisssent clairement. Le premier correspond à des particules qui ont une énergie collectée dans le calorimètre constante en fonction de l'impulsion et de valeur $E_{tot\ dep.} \sim 0.080$ GeV : ce signal est caractéristique de celui des MIPs. La partie active des calorimètres, c'est à dire la partie du détecteur qui collecte l'energie déposée par une particule, est constituée, en effet, de 39 couches de scintillateurs de 10 mm chacune. On s'attend donc à ce que l'énergie totale déposée par une telle particule soit de :

$$E_{tot\ dep.} = 39 \times 10.\text{mm} \times 2\,\text{MeV/cm} = 78\,\text{MeV} \tag{3.1}$$

Le second espace correspond à des particules dont l'énergie déposée dans le calorimètre dépend linéairement de l'impulsion : il correspond aux électrons. On peut extraire le coefficient de la relation entre l'énergie déposée par l'électron dans le calorimètre et son impulsion en ajustant la distribution $E_{tot\ dep.}/p_{DC}$ par une distribution gaussienne. On trouve $E_{tot\ dep.}/p_{DC} \sim 0.293$ (avec une erreur de $\sigma = 0.026$). Ce coefficient exprime la fraction d'énergie déposée par la particule dans la partie active du calorimètre et reconstruite dans les banques de données.

$$E_{tot\ dep.} = 0.293 \times E_e = 0.293 \times p_{DC} \quad (\text{pour } \mathrm{m_e} << \mathrm{p_e},\ \mathrm{p_e} \sim \mathrm{E_e}) \tag{3.2}$$

On sélectionne la bande de l'électron afin d'obtenir une première rejection des pions. Pour définir nos coupures, on utilise la résolution sur la mesure de l'énergie totale déposée par l'électron dans le calorimètre :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E\,(\text{GeV})}} \tag{3.3}$$

où E est égale à l'énergie initiale de l'électron et la résolution du calorimètre a été determinée par les données expérimentales [52]. Nos coupures vont donc dépendre de l'énergie de l'électron. Comme l'épaisseur du calorimètre correspond à 16 longueurs de radiation, on peut considérer que l'électron perd toute son énergie dans ce détecteur et relier l'énergie déposée dans le calorimètre à son impulsion/énergie mesurée par les chambres à dérive :

$$\sigma(p) = 0.1\sqrt{p} \tag{3.4}$$

Et en utilisant 3.2 :

$$\sigma(E_{tot\ dep.}) = 0.293 \times \sigma(p) = 0.293 \times 0.1\sqrt{p} \tag{3.5}$$

On impose alors des coupures à 3 σ :

$$E_{tot\ dep.} \geq 0.293(p - 3 \times 0.1\sqrt{p}) - 0.02 \tag{3.6}$$

$$E_{tot\ dep.} \leq 0.293(p + 3 \times 0.1\sqrt{p}) + 0.02 \tag{3.7}$$

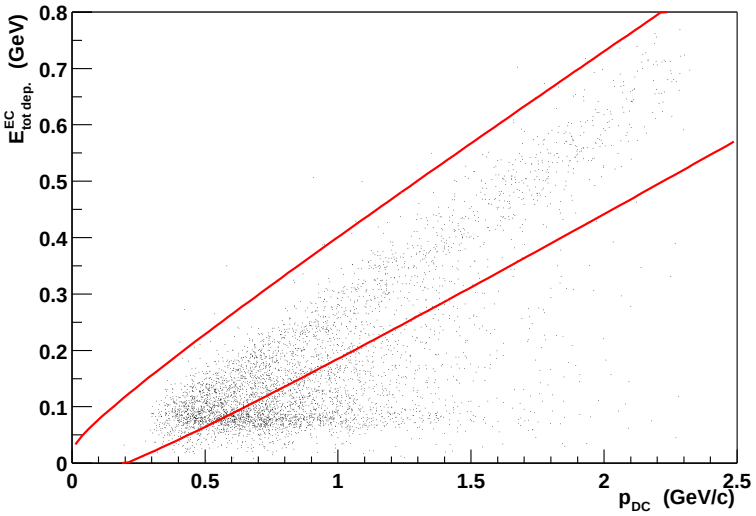

FIG. 3.2 – Energie totale déposée dans le calorimètre en fonction de l'impulsion mesurée dans les chambres à dérive.

où le facteur 0.02 a été introduit pour éviter le point à l'origine. Les coupures sont représentées sur la figure 3.2.

Cependant, à basse impulsion de l'électron ($p \leq 1.1$ GeV), il reste encore une importante contamination des électrons par les pions. Pour réduire cette contamination, on utilise le profil longitudinal de l'énergie déposée par les particules dans le calorimètre : on a vu (paragraphe 2.2.7) que les calorimètres sont composés de 13 "supercouches" de scintillateurs et que l'énergie est collectée en deux parties : une partie avant et une partie arrière qui regroupent respectivement 5 et 8 supercouches. L'energie collectée dans la partie avant est appelée E_{in} et celle collectée dans la partie arrière E_{out}. La figure 3.3 présente le spectre de l'énergie arrière en fonction de l'énergie avant, normalisées par l'impulsion de l'électron (dans le but d'augmenter la séparation des deux signaux), pour des impulsions de l'électron croissantes de gauche à droite et de bas en haut. On peut ici voir deux signaux correspondants aux électrons, à droite du spectre (entre les deux traits), et aux pions, à gauche. Dans le cas des électrons, E_{in} doit être, en général, supérieure à E_{out} car ils perdent la plus grande partie de leur énergie à l'entrée du détecteur par gerbe électromagnétique. La relation entre E_{in} et E_{out} pour les électrons est :

$$\begin{aligned} E_{tot\ dep.} &= E_{in} + E_{out} \\ \frac{E_{out}}{p} &= \frac{E_{tot\ dep.}}{p} - \frac{E_{in}}{p} \\ \frac{E_{out}}{p} &= 0.293 - \frac{E_{in}}{p} \end{aligned} \tag{3.8}$$

Les pions, quant à eux, subissent une perte d'énergie constante quelle que soit leur énergie et la relation entre E_{in} et E_{out} est :

$$E_{out} \sim \frac{8}{5} E_{in} \text{ et donc } \frac{\mathrm{E_{out}}}{\mathrm{p}} \sim \frac{8}{5} \frac{\mathrm{E_{in}}}{\mathrm{p}} \tag{3.9}$$

où $\frac{8}{51}$ est le rapport entre le nombre de supercouches arrière et avant. Pour chaque impulsion, on définit en utilisant (3.5), des coupures à 3 σ sur le signal de l'électron :

$$\frac{E_{out}}{p} \geq 0.293\left(1 - \frac{3\times 0.1}{\sqrt{p}}\right) - \frac{E_{in}}{p} \qquad (3.10)$$
$$\frac{E_{out}}{p} \leq 0.293\left(1 + \frac{3\times 0.1}{\sqrt{p}}\right) - \frac{E_{in}}{p}$$

Pour chaque impulsion, ces coupures sont représentées en lignes pleines sur les spectres bi-dimensionnels. On note que lorsque l'impulsion de l'électron augmente, la résolution devient meilleure. Cependant, sur nos données, nous avons seulement appliqué une coupure inférieure indépendante de l'impulsion de l'électron (coupure représentée en noir pointillé sur tous les spectres). L'impulsion p des équations 3.11 est donc égale à la plus petite valeur d'impulsion de l'électron prise en compte par l'analyse ($p = 0.75$ GeV). En effet, la majorité de la contamination des électrons par les pions est à basse impulsion de l'électron et à grande impulsion, la coupure constante est suffisante pour rejeter la majeure partie des pions.

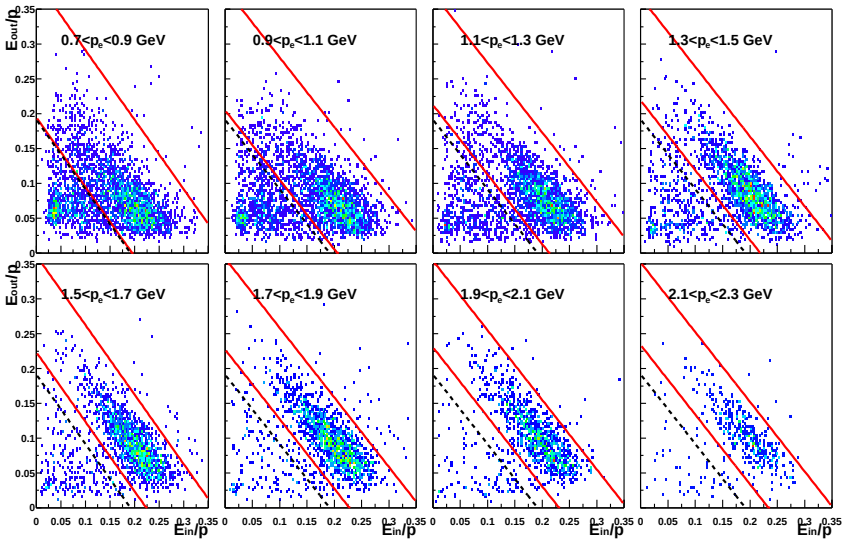

FIG. 3.3 – Energie déposée dans la partie arrière du calorimètre en fonction de la partie avant, normalisées par l'impulsion. La coupure effectuée pour sélectionner les électrons est aussi représentée en pointillé noir.

De plus, l'énergie attendue déposée par les pions dans la partie avant est :

$$\frac{5}{13}78 = 30\,\text{MeV} \qquad (3.11)$$

Comme l'énergie totale déposée par les pions est 78 MeV et la partie avant représente $\frac{5}{13}$ du calorimètre. On effectue alos une coupure supplémentaire pour rejeter les pions :

$$E_{in} > 40\,\text{MeV} \qquad (3.12)$$

La figure 3.4 montre l'énergie déposée par les particules identifiées comme des électrons en première analyse (dans le programme de reconstruction) dans la partie arrière en fonction de la partie avant : à $E_{in} \sim 0.03$ GeV, le signal des pions est très visible. La coupure 3.12 les enlève clairement.

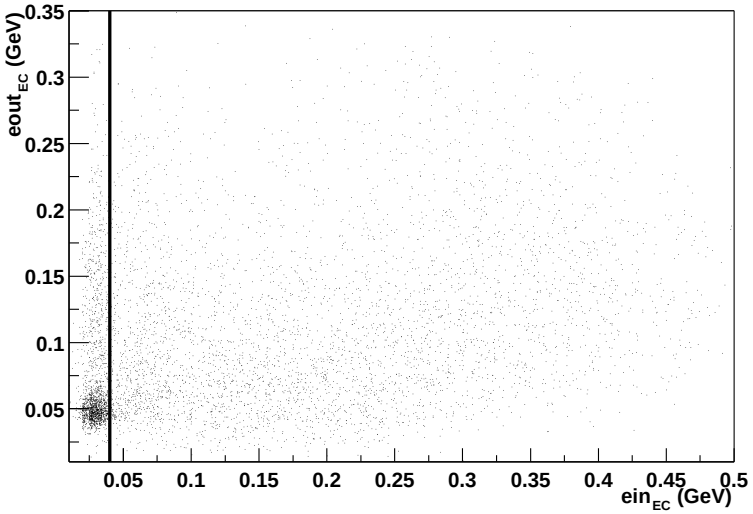

FIG. 3.4 – Energie déposée par des particules identifiées en première analyse comme des électrons dans la partie arrière du calorimètre en fonction de la partie avant. La coupure effectuée pour rejeter les pions est aussi représentée.

La séparation des pions et des électrons est ensuite améliorée par des coupures sur les compteurs Čerenkov. Les pions jusqu'à une impulsion de 2.5 GeV ne produisent pas de lumière Čerenkov par effet direct. Dans notre cas, les pions ont des impulsions inférieures à cette valeur seuil comme le montre la figure 3.2 : en abscisse, l'impulsion des particules est représentée et on peut voir que celle des pions (correspondant au signal où $E_{tot\ dep.} \sim 0.80$ GeV) est $0.3 < p_\pi < 2.$ GeV. Cependant, pour une impulsion inférieure à 2.5 GeV, le pion peut générer un signal dans le détecteur par projection d'électrons δ : le pion interagissant avec le détecteur (gaz constituant ou assemblage) peut projeter des électrons d'énergie suffisante (au dessus de 9 MeV) pour produire de la lumière Čerenkov. Pour produire un électron δ de 9 MeV, le pion doit avoir au moins une impulsion de 400 MeV, valeur fréquente dans l'expérience décrite ici. On s'attend cependant à ce que le signal résultant soit faible (1-2 photoélectrons). La figure 3.5 présente le nombre de photoélectrons ($\times 10$) pour des particules identifiées comme des électrons. La distribution des électrons est centrée autour de 11 photoélectrons (soit 110 sur l'axe). A gauche de cette distribution, apparait le signal caractéristique des pions à environ 1-2 photoélectrons (soit 10-20 sur l'axe). Pour réduire la contamination des pions, on applique la coupure :

$$\text{nphe} \geq 2.5 \tag{3.13}$$

Finalement, le tableau 3.1 résume les coupures effectuées pour sélectionner l'électron et indique le pourcentage de particules acceptées par ces coupures.

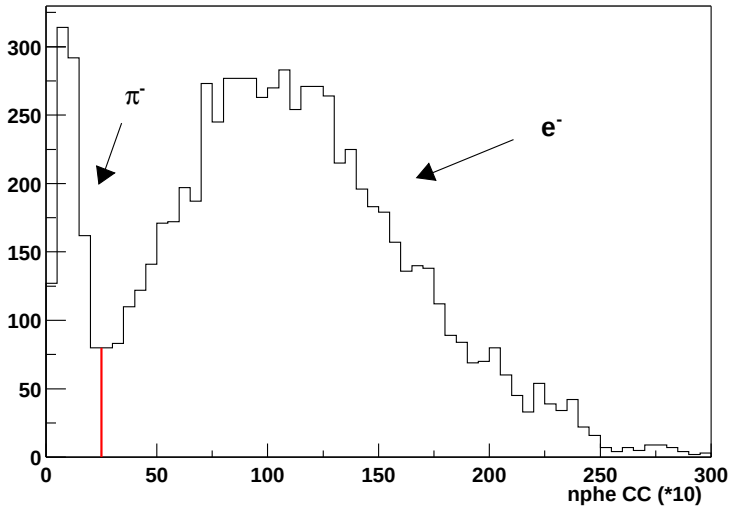

FIG. 3.5 – Spectre en nombre de photoélectrons ($\times 10$) des compteurs Čerenkov produit par des particules identifiées comme des électrons. La coupure effectuée est représentée.

Description des coupures pour l'électron	particules acceptées (en %)
première identification (paragraphe 2.2.12) : 33%	
seconde identification	
calorimètre 1 ($etot_{EC}$ en fonction de p)	62%
calorimètre 2 ($eout_{EC}/p$ en fonction de ein_{EC}/p)	58%
calorimètre 3 (ein_{EC})	97%
Čerenkov ($nphe$)	58%
Total (seconde identification) : 20%	

TAB. 3.1 – Coupures utilisées pour l'identification des électrons.

L'identification de l'électron entraîne un calcul correct de la vitesse β des particules. En effet, l'électron est la particule qui déclenche l'acquisition et détermine le temps d'origine d'un événement (t_{start}-voir le paragraphe 2.2.12). Le temps au vertex de l'électron ainsi déterminé est ensuite utilisé pour déterminer le vrai temps de départ en définissant le paquet d'électrons du faisceau auquel appartient l'électron détecté (le temps de départ de l'événement est le temps Radio-Fréquence (RF) de l'accélérateur t_0). Pour les autres particules, on utilise alors ce temps RF comme temps de départ dans le calcul des temps de vol. La figure 3.6 présente la vitesse β des particules chargées positivement en fonction de leur impulsion (mesurée par les DC) avant (en haut) et après (en bas) l'identification de l'électron. Dans le spectre du bas, on peut voir des bandes doubles qui proviennent d'un mauvais temps de départ. Comme les paquets d'électrons se succèdent à des intervalles de 2 ns, l'erreur Δt faite sur le temps au vertex est un multiple de 2 ns. Pour les particules de faible impulsion et donc de grand temps de vol, une erreur de 2 ns sera relativement faible. Par contre, pour les particules de grande impulsion et court temps de

vol, l'erreur sur la mesure de la vitesse sera plus importante : c'est ainsi que les doubles bandes s'éloignent de la bande principale à grande impulsion. Ces doubles bandes disparaissent dans le spectre du bas, pour lequel les coupures sur les électrons ont été faites. Elles proviennent d'un pion qui a été identifié comme un électron et pour lequel le temps t_{start} a été mal calculé.

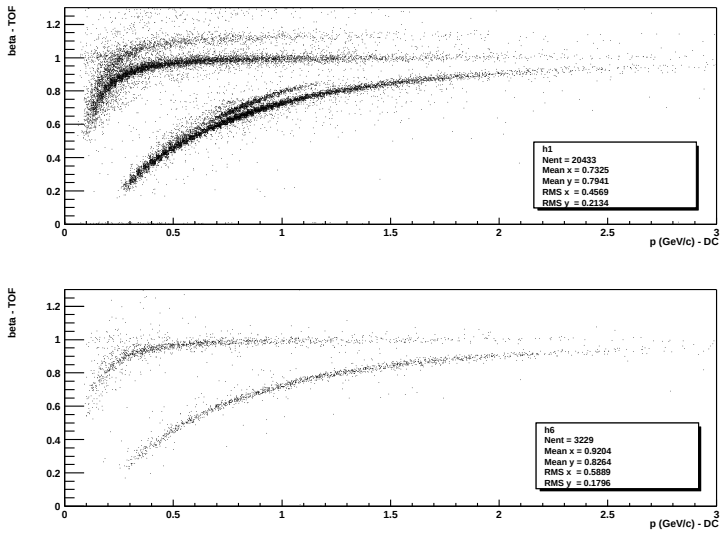

FIG. 3.6 – β en fonction de l'impulsion (DC,TOF) pour des particules chargées positivement : on peut reconnaître les bandes des distributions de pions et de protons.

Détermination de l'efficacité de coupure des électrons

Chacune des coupures décrites précédemment et appliquées aux électrons, protons et pions, rejette une fraction de bons événements. Il est nécessaire d'évaluer l'efficacité de ces coupures. On appelle *efficacité de coupure* d'une particule, la fraction du nombre de particules acceptées par les coupures de l'analyse. Pour calculer l'efficacité de coupure des protons et des pions, nous utiliserons la simulation du détecteur CLAS. Par contre, pour les électrons, nous utilisons une autre méthode. En effet, les simulations qui pourraient, en principe, nous permettre de dériver cette efficacité, ne reproduisent pas fidèlement le signal des électrons dans les détecteurs (notamment le signal des Čerenkov à cause de la complexité de la géométrie des miroirs réfléchissant la lumière Čerenkov). Nous allons donc évaluer cette efficacité à partir des données expérimentales en utilisant le signal des compteurs Čerenkov. Les électrons étant identifiés à partir des calorimètres et des compteurs Čerenkov, nous allons dériver pour chacun de ces détecteurs une fonction d'efficacité.

Dans le cas de l'étude de l'efficacité du calorimètre électromagnétique, nous supposons qu'une particule dont le signal dans le compteur Čerenkov est supérieur ou égal à 5 photoélectrons, est un électron[1]. Nous supposons aussi que les coupures sur le calorimètre sont indépendantes du nombre de photoélectrons. Ces hypothèses permettent de déduire le nombre

[1]Dans cette étude, nous appliquons les coupures géométriques -paragraphe 3.2.2- aux électrons.

d'électrons perdus après avoir appliqué les coupures sur le calorimètre. La figure 3.7 présente, pour trois différentes valeurs de W ($1.75 < W < 1.85$, $1.95 < W < 2.05$, $2.15 < W < 2.25$) et pour $2.02 < Q^2 < 2.29$ GeV^2, la distribution dans les compteurs Čerenkov du nombre de photoélectrons avant (ligne pleine) et après (ligne tiretée) les coupures sur le calorimètre. La diminution du nombre d'électrons pour lesquels le nombre de photoélectrons est supérieur à 5 fournit l'inefficacité de coupure de l'électron. Le quatrième graphe de la figure 3.7 montre l'efficacité, pour l'intervalle en Q^2 cité précédemment, en fonction de W. Cette efficacité décroit en fonction de W : à plus grand W, l'impulsion moyenne ainsi que l'énergie déposée dans le calorimètre des électrons est plus faible et les électrons sont plus sensibles aux coupures effectuées sur le calorimètre. En moyenne, l'inefficacité de coupure vaut 7% mais peut atteindre 10% pour $W = 2.3$ GeV. L'inefficacité est ajustée par une fonction polynomiale du second ordre et la fonction obtenue sera utilisée pour corriger les données. On remarque sur ces distributions qu'avec les plus grandes valeurs de W, le pic à 2 photoélectrons des pions augmentent : les coupures sur le calorimètre ne sont pas suffisantes comme nous l'avons déjà mentionné et la coupure sur le Čerenkov est nécessaire. De plus, la contamination des pions augmentent avec W : les grands W correspondent au grands angles polaires θ des électrons où le nombre de pions est plus important que le nombre d'électrons.

Pour vérifier si l'hypothèse de considérer un électron comme une particule qui dépose 5 photoélectrons dans les Čerenkov est légitime, nous avons refait cette étude en considérant cette fois ci une particule comme un électron si elle dépose plus de 7.5 photoélectrons. Les résulats d'inefficacité sont similaires et confirment notre hypothèse.

Maintenant, pour calculer l'inefficacité due à la coupure sur le nombre de photoélectrons dans le Čerenkov, nous avons ajusté la distribution du nombre de photoélectrons par une distribution de Poisson :

$$cste \frac{\lambda^{\frac{x}{k}} e^{-\lambda}}{\Gamma(\frac{x}{k} + 1.)} \tag{3.14}$$

avec cste, k les paramètres libres de l'ajustement et λ tel que $\lambda = \frac{<x>}{k}$ pour lequel $< x >$ est le nombre moyen de photoélectrons. Nous pouvons ainsi déterminer le nombre d'électrons perdus par la coupure 3.13 sur les Čerenkov. La figure 3.8 représente pour la même cinématique que la figure 3.7, les distributions du nombre de photoélectrons pour les électrons (après les coupures sur le calorimètre). Les distributions sont ajustées de 3 à 30 photoélectrons (ligne pleine) et la fonction d'ajustement est extrapolée jusqu'à 0 : on obtient ainsi le nombre d'électrons rejetés par la coupure sur le Čerenkov. Le quatrième spectre montre l'efficacité sur la coupure du Čerenkov en fonction de W : l'inefficacité est faible, de l'ordre de 3%.

Nous corrigerons la section efficace en tenant compte des inefficacités de coupure des électrons dans les calorimètres et les Čerenkov en dérivant de cette façon les facteurs de correction, secteur par secteur, en fonction des variables cinématiques utilisées.

Identification des hadrons chargés positivement

Nous avons vu précédemment (paragraphe 2.2.12) qu'avec le détecteur CLAS, l'identification des particules chargées s'effectuait en corrélant la mesure du temps de vol des scintillateurs et la mesure de l'impulsion par les chambres à dérive. La figure 3.9 présente, pour des particules

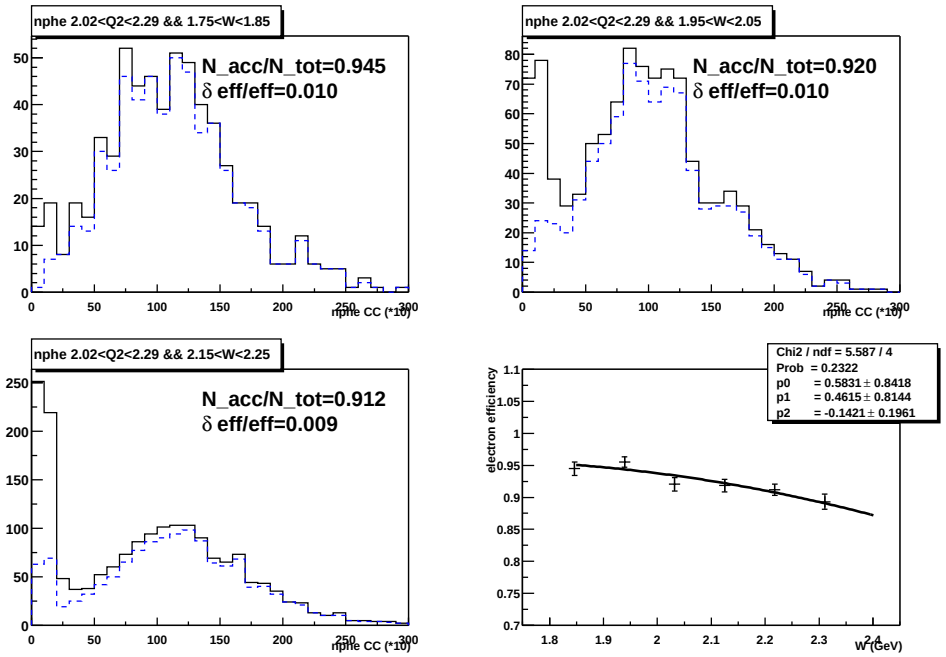

FIG. 3.7 – Efficacité de coupure de l'électron pour les calorimètres électromagnétiques. Les trois premiers graphes représentent la distribution du nombre de photoélectrons dans les Čerenkov avant et après les coupures faites sur les calorimètres pour des cinématiques différentes ($1.75 < W < 1.85$, $1.95 < W < 2.05$, $2.15 < W < 2.25$ GeV) et $2.02 < Q^2 < 2.29$ GeV^2. Le dernier graphe montre l'efficacité de la coupure sur le calorimètre en fonction de W pour cet intervalle en Q^2.

chargées positivement, leur vitesse en fonction de leur impulsion. On distingue principalement trois bandes : de haut en bas, celle des positrons, des pions et des protons. Pour sélectionner les protons, on applique les coupures suivantes :

$$\begin{aligned} \beta &< \left(\frac{p}{\sqrt{p^2+M_p^2}} + 0.02\right)\frac{1.2+0.92\,p}{1+p} \\ \beta &> \left(\frac{p}{\sqrt{p^2+M_p^2}} - 0.05\right)\frac{0.9+1.06\,p}{1+p} \end{aligned} \tag{3.15}$$

Ces coupures sont semi-empiriques et viennent de la relation entre l'impulsion et la vitesse : $\beta = \frac{p}{E} = \frac{p}{\sqrt{p^2+M^2}}$ Pour le π^+, à petite impulsion, une coupure plus stricte est nécessaire pour éviter une contamination des pions par des positrons :

$$\begin{aligned} \beta &< \frac{p+0.05}{\sqrt{(p+0.05)^2+M_\pi^2}} + 0.035 \\ \beta &> \frac{(1+5\times 1.07\,(p-0.07))\,(p-0.07)}{(1+5\,(p-0.07))\sqrt{(p-0.07)^2+M_\pi^2}} - 0.1 \end{aligned} \tag{3.16}$$

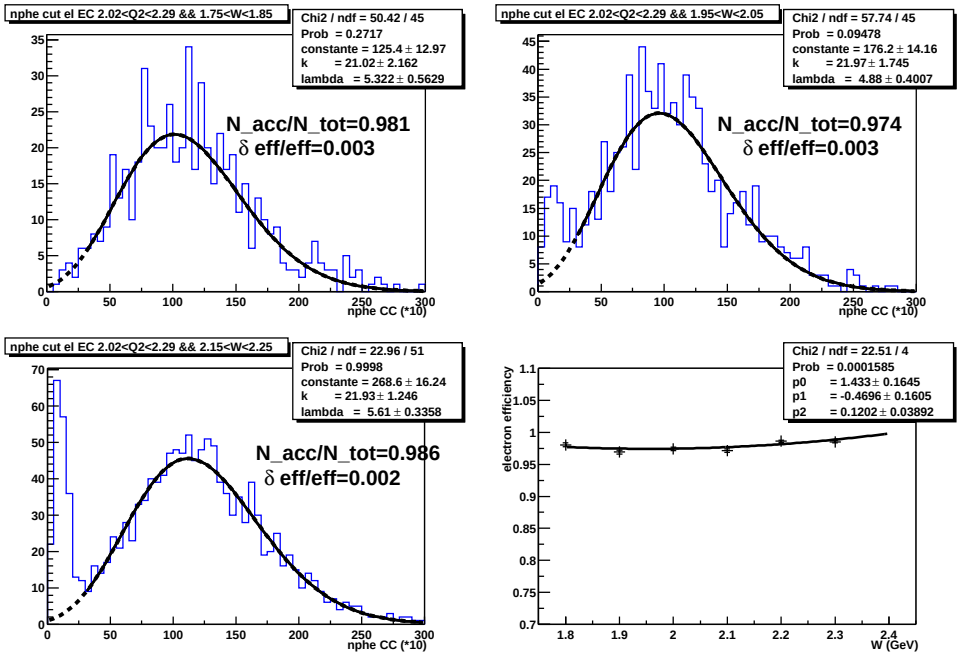

FIG. 3.8 – Efficacité de coupure de l'électron pour les compteurs Čerenkov. Les trois premiers graphes représentent la distribution du nombre de photoélectrons dans les Čerenkov après les coupures faites sur les calorimètres pour des cinématiques différentes ($1.75 < W < 1.85$, $1.95 < W < 2.05$, $2.15 < W < 2.25$ GeV) et $2.02 < Q^2 < 2.29$ GeV^2. Le dernier graphe montre l'efficacité sur la coupure sur le Čerenkov en fonction de W pour cet intervalle en Q^2.

Avec ces coupures, on rejette respectivement $\sim 85\%$ et $\sim 70\%$ des particules qui ont été identifiées comme des protons et des pions lors de la première identification (programme de reconstruction) de particules (paragraphe 2.2.12).

3.2.2 Les coupures géométriques (ou fiduciaires) globales et locales

Le détecteur CLAS est composé de six secteurs indépendants, délimités par les bobines toroïdales. Les bobines représentent une zone d'ombre pour la détection des particules. De plus, certaines régions où sont pourtant présents des détecteurs, ne sont pas utilisées lors de l'analyse car la détection et la reconstruction des particules y est mal déterminée. De façon générale, les particules peuvent accéder au bord des détecteurs après avoir diffusé sur les bobines ou la structure des détecteurs : les angles et l'impulsion mesurés sont alors différents de leurs valeurs initiales. Par exemple, dans le cas des calorimètres, la gerbe électromagnétique d'électrons interagissant au bord du détecteur n'est pas entièrement contenue et mesurée. Or, l'information concernant l'énergie totale déposée par l'électron dans le calorimètre est utilisée pour le différencier du pion. C'est encore plus critique pour le cas du photon et du neutron, où seule l'énergie déposée dans le calorimètre fournit une mesure de l'impulsion de la particule. De plus, lorsque l'on se rapproche des bords des miroirs des compteurs Čerenkov, l'efficacité de collection de lumière Čerenkov décroit rapidement. Ici encore, l'utilisation des Čerenkov pour

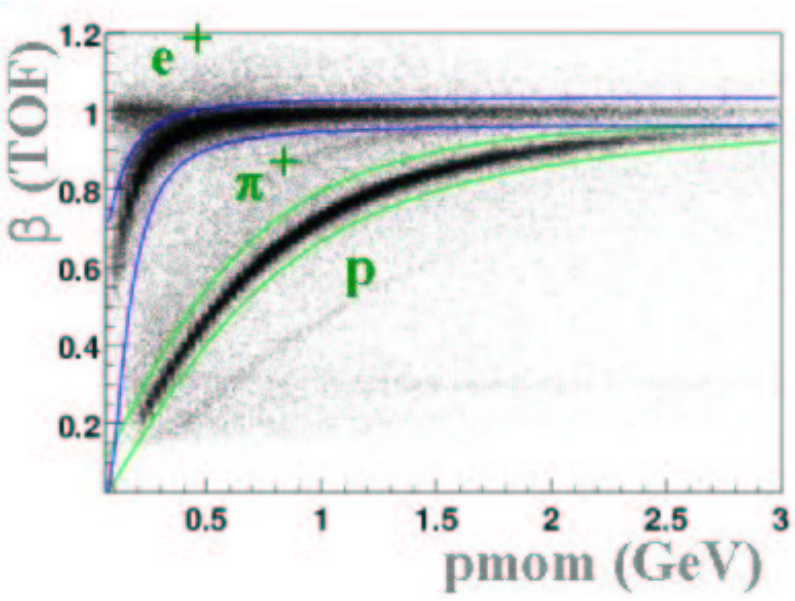

FIG. 3.9 – β (TOF) en fonction de l'impulsion (DC) pour des particules de charges positives.

l'identification des électrons nous contraint à ne pas considérer les parties de détecteurs pour lesquelles l'inefficacité est trop importante ou mal connue. Ensuite, des zones internes aux détecteurs peuvent présenter une inefficacité temporaire causée, par exemple, par une défaillance d'un fil des chambres à fil (inefficacité locale). Nous appliquons alors des coupures géométriques (appelées aussi coupures fiduciaires ou coupures de confiance) pour rejeter les particules qui se dirigent vers ces parties de détecteurs. On appelle "globales", les coupures géométriques qui rejettent de l'analyse les particules détectées aux bords des détecteurs et "locales" celles qui prennent en compte les défaillances ponctuelles des détecteurs. Le but est d'obtenir une zone de détection où l'efficacité de détection est proche de 99% et où la détection est bien comprise pour pouvoir être reproduite par les simulations du détecteur CLAS. En effet le simulateur de CLAS (par GEANT) est utilisé pour le calcul de l'acceptance : il est donc important de pouvoir reproduire le plus fidèlement possible le signal des détecteurs. La qualité des données après ces coupures géométriques est nettement meilleure mais, par contre, la statistique est fortement réduite. Les coupures géométriques ont été étudiées séparément pour chaque secteur de CLAS. Elles ont été définies afin d'exclure les régions où l'efficacité de détection devenait trop faible. Pour les déterminer, on détecte les zones en θ et ϕ pour lesquelles la statistique des données chute par rapport aux zones où elles sont uniformes. On exclut alors les régions par des fonctions ajustés. Pour les coupures locales, on essaie d'identifier quel est le détecteur responsable de la perte d'efficacité et on l'exclut à titre individuel.

Electron

La figure 3.10 montre les distributions du nombre d'électrons en fonction des angles θ et ϕ (mesurées dans les chambres à dérive) dans le laboratoire pour le secteur 3 et pour différentes impulsions de l'électron comprises entre 0.5 et 2.3 GeV. Les lignes définissent les coupures

géométriques globales appliquées aux électrons. On rejette aussi les électrons pour lesquels $\theta_{e^-} > 50^0$: à cet angle, l'électron atteint la limite de l'acceptance des calorimètres et des compteurs Čerenkov ($\theta_{CC/EC} > 45^0$). Pour l'électron, ces coupures sont fortement dépendantes de l'impulsion : en effet, plus l'impulsion de l'électron est grande, plus l'angle θ de diffusion est petit et plus l'électron se dirige vers l'avant du détecteur. Selon l'impulsion de l'électron, la zone de détection atteinte est donc différente, et les coupures géométriques aussi. On peut vérifier en utilisant le signal du Čerenkov la validité des coupures globales. La figure 3.11 représente l'efficacité des Čerenkov en fonction de θ et ϕ. Cette efficacité a été déterminée avec des données expérimentales pour lesquelles les détecteurs Čerenkov ne participaient pas au déclenchement de l'acquisition. Sur les spectres, sont représentées les coupures géométriques : à l'intérieur de ces coupures, l'efficacité des Čerenkov est supérieure à 97%.

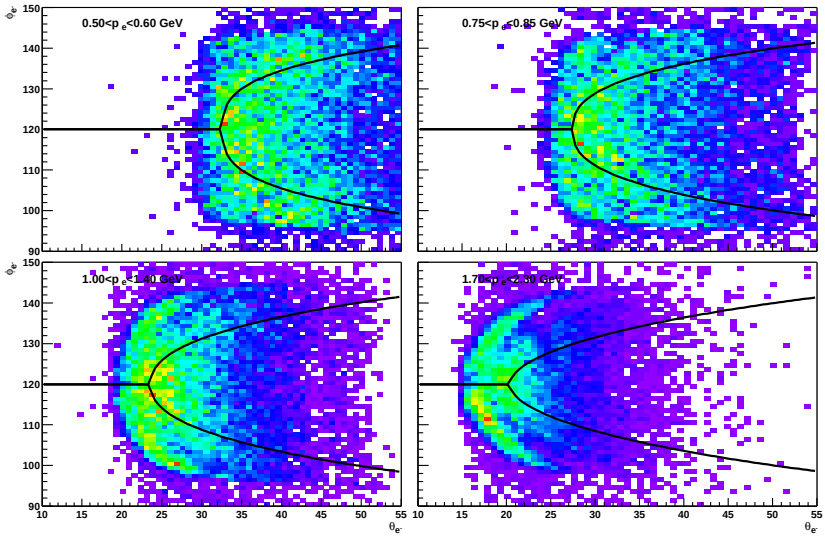

FIG. 3.10 – Coupures géométriques pour le secteur 3 : θ en fonction de ϕ pour différentes impulsions de l'électron.

Proton et Pion

De la même façon, les protons et pions sont mal détectés aux bords des détecteurs. La figure 3.12 représente la distribution du nombre de protons en fonction de θ et ϕ. Les coupures géométriques représentées par une ligne pleine sur cette figure sont dépendantes de θ et reflètent la structure des chambres à dérive de CLAS (en forme de quartier d'orange : étroit en ϕ à petit et grand angle θ).

Ensuite, on peut remarquer sur la figure 3.12 que la distribution en θ et ϕ du nombre de protons est asymétrique. Il s'est en effet révélé, après coup, que le mini-tore (paragraphe 2.2.4) était installé pour cette expérience de façon légèrement asymétrique, et qu'il provoquait cette asymétrie pour les particules partant à petit angle. On a donc ajouté un autre type de coupures géométriques pour les angles avant, représentées par une ligne tiretée sur la figure. Seuls les

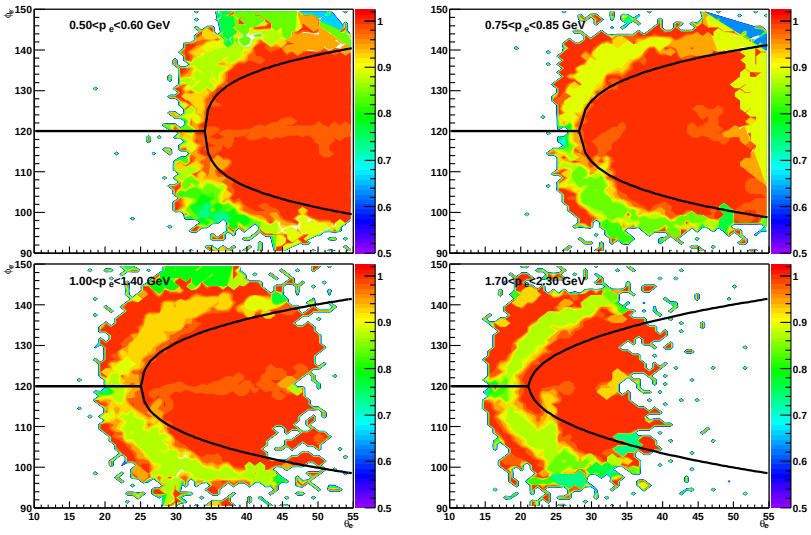

FIG. 3.11 – Efficacité moyenne des Čerenkov pour θ en fonction de ϕ pour différentes impulsions de l'électron (secteur 3).

événements qui se trouvent à l'intèrieur de la région délimitée par ces deux lignes sont considérés pour la suite de l'analyse.

Coupures géométriques locales

A l'intèrieur de ces zones où les particules sont bien reconstruites, certaines parties à délimiter vont aboutir à une mauvaise reconstruction des traces à cause de fils des chambres à dérive ou de scintillateurs du système de temps de vol qui ne fonctionnent plus. Ces dernières coupures géométriques dépendent de l'expérience et du temps (car des réparations interviennent plus ou moins régulièrement).

Pour déterminer les fils des chambres à fil et les scintillateurs qui ne fonctionnent pas, on regarde attentivement les distributions bidimensionnelles de données θ en fonction de ϕ, pour les chambres à dérive et les scintillateurs pour chacune des particules.

Par exemple, la figure 3.13 montre les scintillateurs dans lesquels les électrons ont interagi pour chaque secteur (en abscisse). La statistique est réduite pour le scintillateur 18 du secteur 3 et indique un mauvais fonctionnement de ce scintillateur. Dans ce cas, on rejette les événements correspondants.

Avec l'application des coupures géométriques, on perd de la statistique mais on accroît la fiabilité des données. Lors de l'étude de l'acceptance de CLAS, nous appliquerons exactement les mêmes coupures géométriques que celles utilisées dans l'analyse des données.

3.2.3 Correction en impulsion des particules

L'impulsion des particules est calculée à partir de la courbure des trajectoires dans les chambres à dérive. Or, les chambres à dérive peuvent ne pas être parfaitement alignées : un

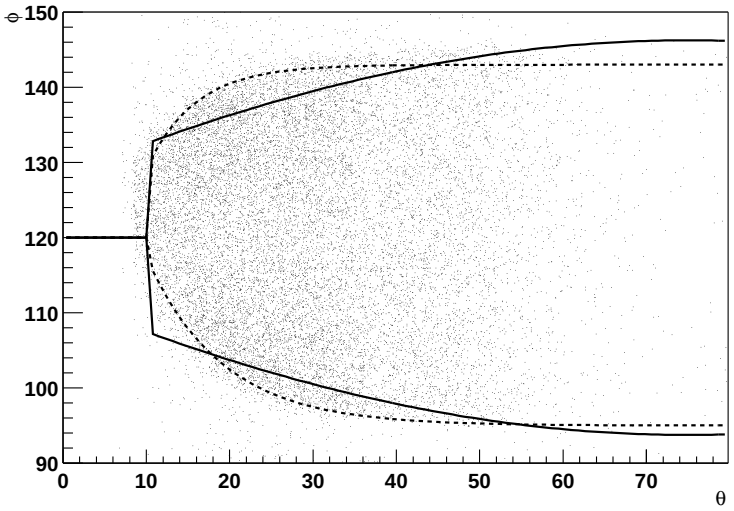

FIG. 3.12 – θ en fonction de ϕ pour les protons du secteur 3. Les coupures géométriques appliquées sont représentées en ligne pleine pour les coupures qui reflètent la structure des chambres à dérive et en pointillé pour les coupures asymétriques en ϕ (dûes essentiellement au mini-tore).

déplacement sensible peut avoir lieu, causé par la tension exercée par la structure du détecteur CLAS sur ces chambres. En particulier, la dernière région des chambres peut subir un décalage lorsqu'on la déplace pour entretien. Des études sur l'alignement des chambres [57] ont montré qu'un déplacement de quelques mm sur la dernière région avait eu lieu lors de notre expérience (à comparer à la résolution en position attendue de quelques centaines de micromètres pour la reconstuction des trajectoires). Cette étude a aussi montré qu'un tel déplacement entraînait, par exemple, un décalage de 75 MeV sur le pic de la réaction élastique. De plus, le champ magnétique de CLAS n'est pas mesuré mais moyenné. La reconstruction de la trajectoire des particules et de leur impulsion peut, par conséquent, être déviée des vraies valeurs. Cet effet dépend du secteur considéré.

Par ailleurs, les particules massives peuvent perdre de l'énergie dans les divers matériaux traversés qui composent CLAS (cible, parois des trois régions de chambres à dérives, compteurs Čerenkov, scintillateur de temps de vol). Dans la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$, les impulsions de trois particules (e^-, p, π^+) doivent être reconstruites. La masse manquante $Mm^2_{ep\pi^+}$, correspondant à la masse d'un pion, peut être déviée jusqu'à 50 MeV de la valeur attendue (139 MeV). Il est donc important pour éviter un tel décalage, dépendant du secteur considéré, de corriger les impulsions de ces trois particules. Les angles θ et ϕ peuvent aussi présenter des déviations mais on s'attend à ce que cet effet soit moins important que la déviation sur l'impulsion. On supposera donc les angles corrects.

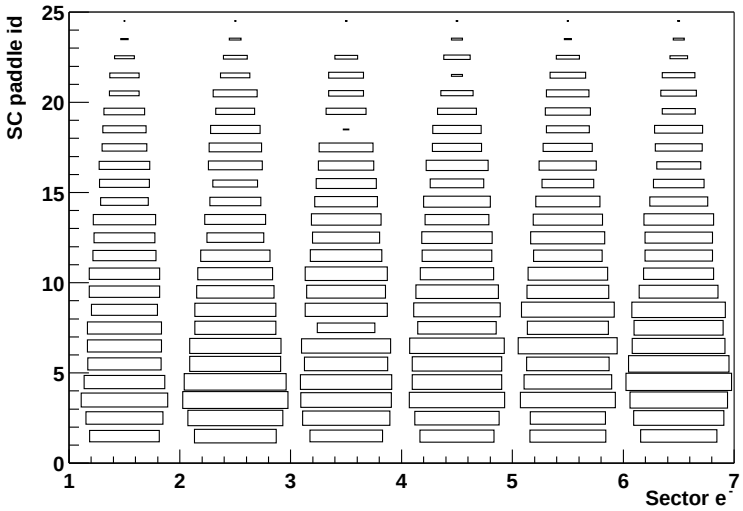

FIG. 3.13 – Numéro du scintillateur en fonction du secteur de l'électron.

Proton

Dans la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$, le proton de recul est une particule de masse importante et de basse énergie. Il est donc très sensible à la totalité de matériel traversé entre la cible et les scintillateurs de temps de vol. L'impulsion reconstruite est par conséquent inférieure à l'impulsion initiale portée par le proton au vertex de la réaction. Ce facteur de correction peut se calculer en utilisant le simulateur de CLAS (appelé GSIM pour "GEANT Simulation") qui contient, à un degré de précision suffisant, les caractéristiques de tous les matériaux actifs (gaz des chambres à dérive, scintillateurs plastiques, ...) et passifs (cellule de cible, structure entourant la ligne de faisceau, support de détecteurs,...) de CLAS. Des événements correspondant à la cinématique de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ ont été générés, sont traitées par GSIM, et suivent toute la chaîne de reconstruction des "vraies" données. La figure. 3.14 présente la différence entre l'impulsion et les angles reconstruits et générés du proton. La différence est centrée à zéro pour les angles. GSIM simule la diffusion multiple des particules qui est la principale cause de la largeur de ces distributions et qui a un effet symétrique par rapport à la direction initiale des particules. Par contre, l'impulsion reconstruite du proton est systématiquement inférieure à son impulsion initiale à cause de l'énergie perdue par le proton dans le détecteur CLAS.

Pour corriger cet effet, on multiplie l'impulsion reconstruite par une fonction de correction ajustée à la perte d'énergie du proton fournie par les simulations, pour reproduire l'impulsion initiale. La figure 3.15 montre cette fonction de correction en fonction de l'impulsion reconstruite. La fonction utilisée est la suivante :

$$f(p) = 1.002 - \frac{5.9 \times 10^{-4}}{p} + \frac{4.2 \times 10^{-4}}{p^2} + \frac{1.3 \times 10^{-3}}{p^3} \quad (3.17)$$

$$p^{corr} = p^{meas} f(p^{meas}) \quad (3.18)$$

Cette fonction correspond à une correction inférieure à 4% pour des impulsions du proton

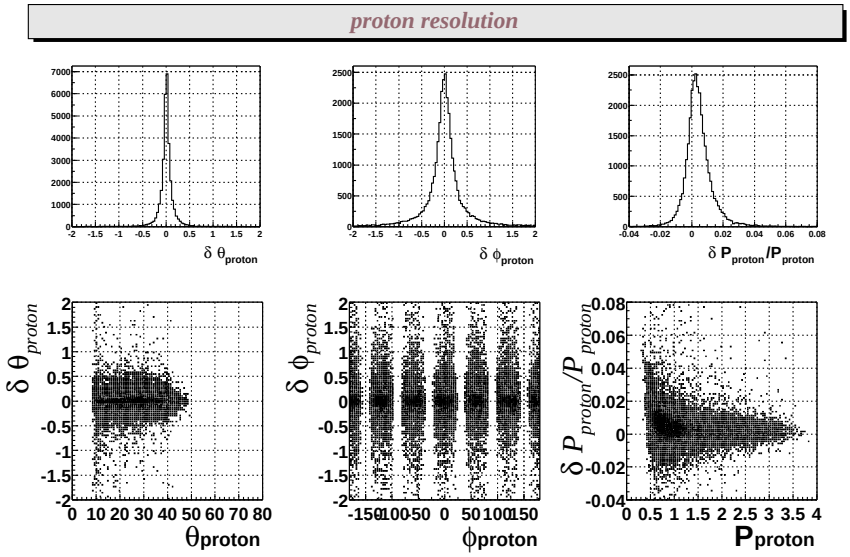

FIG. 3.14 – Résolution en θ, ϕ (angles dans le laboratoire) et impulsion du proton déterminé par les simulations.

supérieures à 400 MeV et plus importante à basse impulsion. La figure 3.16 présente les résolutions de l'impulsion et angles du proton après correction de l'impulsion du proton : le pic de l'impulsion du proton est maintenant bien centré. On appliquera cette correction aux données.

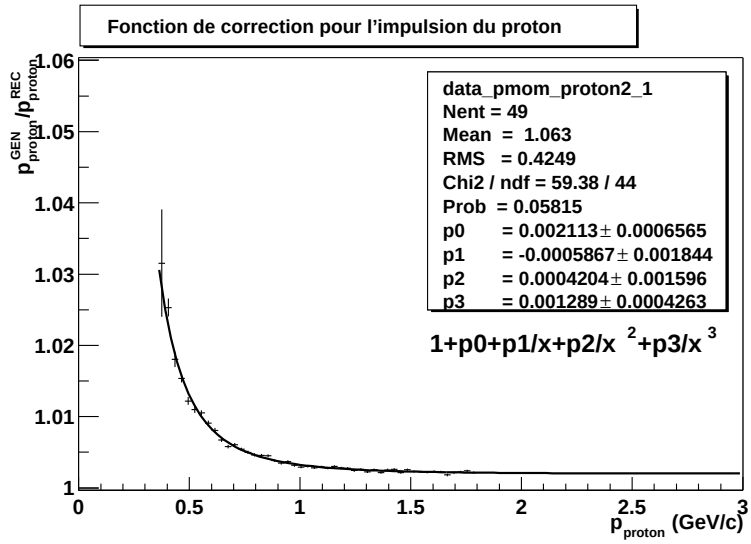

FIG. 3.15 – Rapport entre les impulsions du proton initiale et reconstruit du proton en fonction des impulsions reconstruites. Le spectre montre les moyennes du rapport $\frac{p^{GEN}}{p^{REC}}$ ajustées par une fonction gaussienne en fonction de l'impulsion. La dépendance entre le rapport $\frac{p^{GEN}}{p^{REC}}$ et l'impulsion a été ajusté par la fonction 3.18.

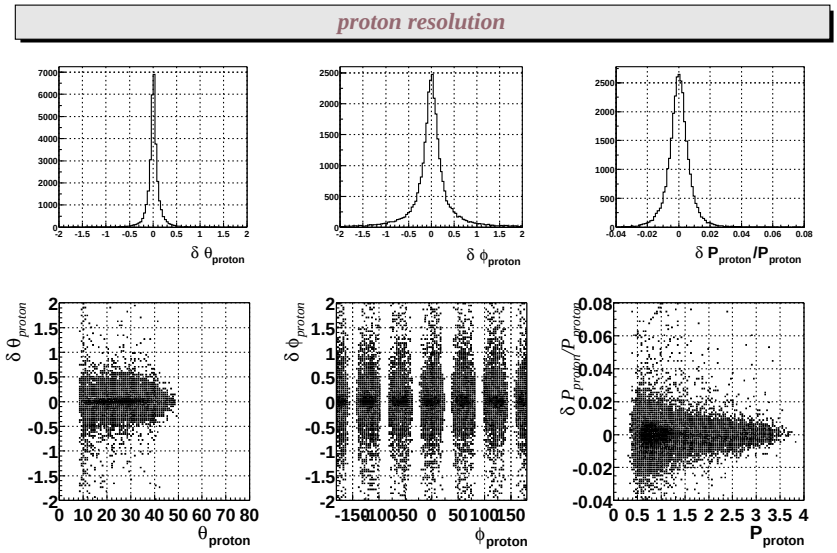

FIG. 3.16 – Résolution en θ, ϕ (angles dans le laboratoire) et impulsion du proton déterminée par les simulations après la correction en impulsion du proton.

Electron

L'électron, contrairement au proton, est de masse faible et est donc moins sensible aux pertes d'énergie dans les matériaux traversés. La source la plus importante provoquant une mauvaise reconstruction de l'impulsion de l'électron provient du mauvais alignement des chambres à dérive et de l'inhomogénéïté du champ magnétique. Les simulations ne reproduisent pas simplement ces effets et plutôt que de les introduire dans le simulateur, ce qui serait un travail long et fastidieux, on va utiliser des "vraies" données de réactions cinématiquement surcontraintes pour corriger l'impulsion.

L'idée est de comparer à sa vraie valeur une quantité invariante (une masse de particule) mesurée par le détecteur. A partir de la différence obtenue, on peut en déduire une fonction de correction qui va dépendre de plusieurs paramètres (idéalement des angles θ et ϕ, de l'impulsion et du secteur). Dans le cas de l'électron, la réaction surcontrainte dans CLAS la plus simple est la diffusion élastique. Il suffit de détecter l'électron et avec la masse manquante ($W = \sqrt{(e-e')^2}$ ou e et e' sont respectivement les quadri-vecteurs de l'électron incident et diffusé), l'identifier à la masse du proton manquant. La différence à corriger est donc celle entre la masse manquante et la masse du proton ($M_p = 0.938$ GeV). La figure 3.17 montre, pour les six secteurs de CLAS, la masse manquante de la réaction $ep \to eX$. Le pic élastique apparaît clairement. La position de chacun des pics n'est pas centrée à la masse du proton et le décalage peut atteindre ≈ 100 MeV pour le secteur 2. Connaissant les angles mesurés expérimentalement de l'électron détecté, à partir de la valeur de la masse manquante désirée et en supposant qu'ils ne sont pas sujet à correction, on peut déduire l'impulsion de l'électron "idéale" :

$$p_{\text{ideal}} = \frac{E_e}{1 + \frac{2E_e}{M_p} sin^2\frac{\theta}{2}} \tag{3.19}$$

où E_e est l'énergie du faisceau. Ensuite pour chaque intervalle en θ et ϕ, on dérive une fonction de correction f qui équivaut au rapport entre l'impulsion idéale calculée p_{ideal} et l'impulsion mesurée.

La figure. 3.18 présente les mêmes spectres que la figure précédente en ayant appliqué les corrections en impulsion. La fonction de correction est de la forme empirique suivante :

$$\begin{aligned} f(\cos\theta, \phi) &= par[0, secteur] + par[1, secteur]\cos\theta \\ &+ par[2, secteur]\cos^2\theta + par[3, secteur]\phi \\ &+ par[4, secteur]\phi^2 + par[5, secteur]\phi\cos\theta \end{aligned} \tag{3.20}$$

Pour chaque secteur, nous avons donc ajusté 6 paramètres de correction. Maintenant, le pic du proton est centré à sa "vraie" valeur. Le décalage maximum est alors de 3 MeV.

Cependant, il faut aller plus loin : l'espace de phase en θ et ϕ couvert par l'électron dans le cas de la diffusion élastique est différent de celui de l'électron dans la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$. La figure 3.19 présente les espaces de phase de l'électron pour ces deux réactions (et aussi pour les réactions : $ep \to e'p\eta$ et $ep \to e'p\gamma$). On note en particulier que l'impulsion de l'électron de la réaction élastique est supérieure à 1.7 GeV alors que celui de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ descend jusqu'à 0.7 GeV. Bien que la réaction élastique soit une réaction

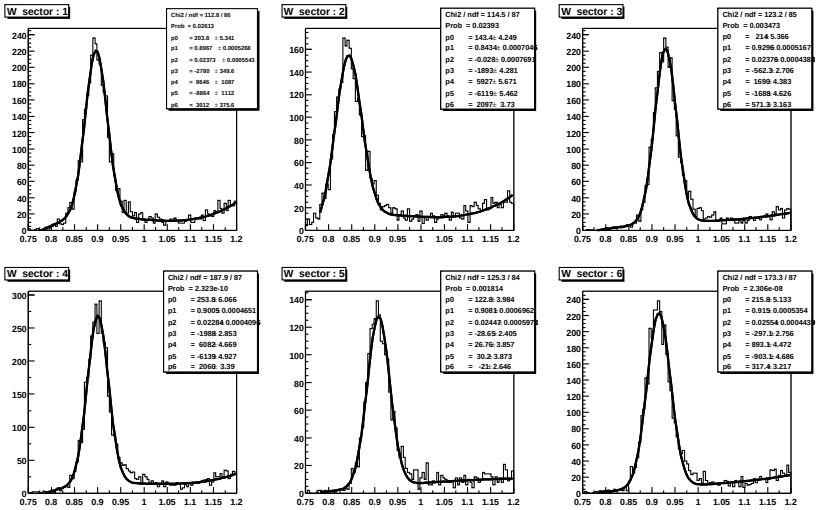

FIG. 3.17 – Masse manquante M_X de la réaction $ep \to eX$ pour les six secteurs de CLAS. Les spectres sont ajustés par une gaussienne (p0 : hauteur, p1 : centroïde, p2 : σ) et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ ordre pour le bruit de fond.

de calibration idéale en terme de bruit de fond et de statistique, nous devons utiliser une autre réaction pour corriger l'impulsion de l'électron jusqu'à 0.7 GeV.

D'autres réactions exclusives peuvent être utilisées pour faire une telle calibration en impulsion. On a besoin d'une réaction pour laquelle :

- l'espace de phase de l'électron est relativement similaire à celui de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$,
- le taux de comptage est assez élevé pour appliquer une procédure d'ajustement dans les six secteurs,
- le bruit de fond est faible pour ajuster au mieux le pic de la masse manquante avec la valeur attendue "idéale",
- les seules particules à détecter sont l'électron (dont on veut corriger l'impulsion) et le proton de recul (dont la correction en impulsion a déjà été faite avec les simulations -paragraphe 3.2.3-).

Pratiquement, deux réactions répondent à ces critères : $ep \to e'p\gamma$ (élastique radiatif) et $ep \to e'p\eta$. A priori, entre ces deux réactions, la dernière aurait été celle dont l'espace de phase est le plus proche de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$. Cependant cette réaction présente moins de statistique que la réaction élastique radiative car pour éviter le bruit de fond important sous le pic du η, nous devons imposer la détection non seulement de l'électron et du proton, mais aussi des deux photons de la décroissance du η, ce qui fait grandement chuter l'acceptance. Finalement, la réaction la plus adaptée à la correction de l'impulsion de l'électron est donc celle de l'élastique radiatif. Cette fonction de correction a été dérivée dans le cadre de l'expérience sur le Deep Virtual Compton Scattering (DVCS) à CLAS [58].

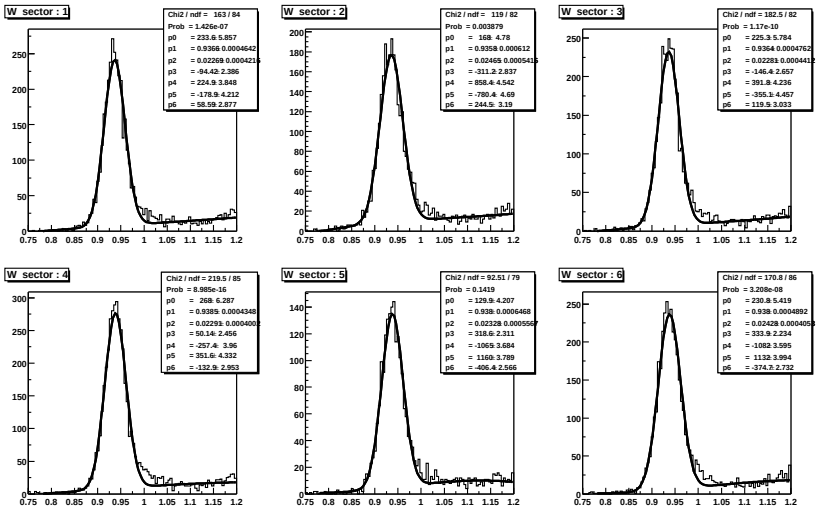

FIG. 3.18 – Spectres identiques à ceux de la figure 3.17 avec la correction sur l'impulsion de l'électron.

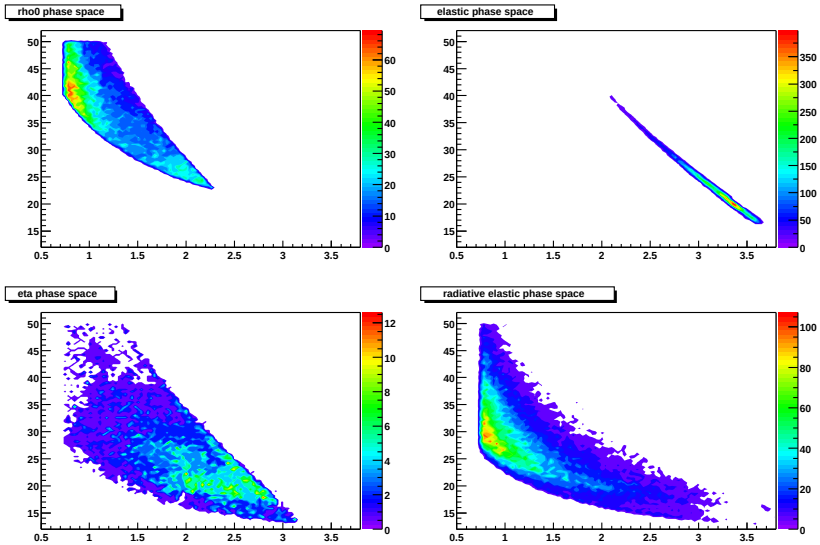

FIG. 3.19 – θ en fonction de p pour l'e^- pour les 4 réactions (indiquées sur les spectres) : en haut : $ep \to ep\rho^0$ (à gauche) et $ep \to ep$ (à droite) ; en bas : $ep \to ep\eta$ (à gauche) et $ep \to ep\gamma$ (à droite).

Pion

La dernière particule de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ à corriger est le pion chargé positivement. La réaction la plus simple à utiliser, en suivant les critères énoncés précédemment pour la correction de l'impulsion de l'électron, est la réaction $ep \to e(n)\pi^+$ où la masse du neutron manquant va être comparée à la "vraie" masse du neutron (0.939 GeV) secteur par secteur. Le principe est donc de détecter un électron et un π^+. On corrige l'impulsion de l'électron par la fonction trouvée précédemment. La masse manquante $ep \to e\pi^+X$, d'après la figure 3.20, est décalée jusqu'à 18 MeV de sa valeur attendue pour le secteur 3 à cause de l'erreur sur la mesure de l'impulsion du pion. Sur cette figure, on remarque clairement le pic du neutron : c'est l'avantage de cette réaction qui présente peu de bruit de fond et une statistique importante.

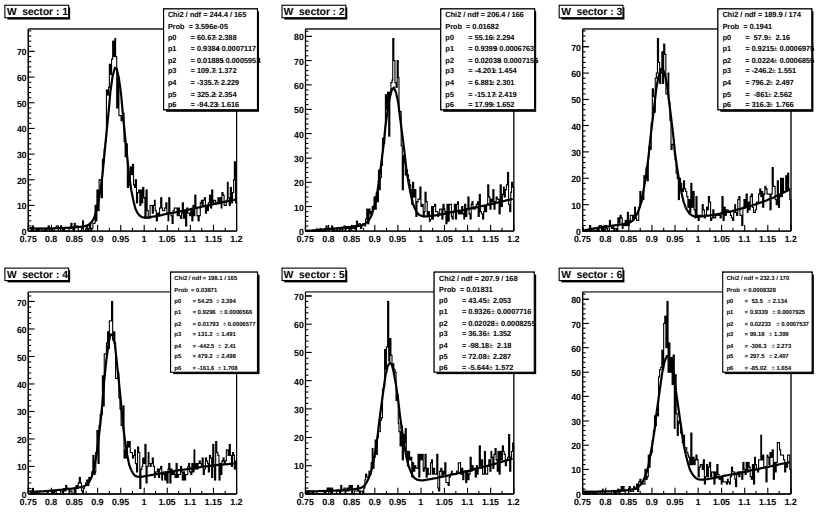

FIG. 3.20 – Masse manquante $Mm_{e\pi^+}$ de la réaction $ep \to e\pi^+X$ pour les six secteurs de CLAS. Les spectres sont ajustés par une gaussienne (p0 : hauteur, p1 : centroïde, p2 : σ) et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ ordre pour le bruit de fond.

La figure 3.21 montre que l'espace de phase du pion dans cette réaction $ep \to e\pi^+(n)$ est essentiellement le même que dans la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$. Nous pouvons donc utiliser les données de ce canal pour corriger l'impulsion du pion.

Pour dériver la fonction de correction, nous avons procédé en deux étapes. En effet, la statistique de la réaction $ep \to e\pi^+(n)$ ne s'est pas révélée suffisante pour appliquer une fonction de correction aussi "sophistiquée" que celle utilisée pour la réaction élastique (équation 3.21). Nous avons découpé les données en 5 intervalles en θ. Pour chaque intervalle en θ, nous avons dérivé une fonction de correction en ϕ de la forme empirique suivante :

$$\begin{aligned} f_\phi(sect,\phi) &= par[0,sect] + par[1,sect]\phi + par[2,sect]\phi^2 \\ &+ par[3,sect]\phi^3 \end{aligned} \tag{3.21}$$

Puis, après correction de l'impulsion du π^+ de la réaction $ep \to e\pi^+(n)$ par cette fonction, nous

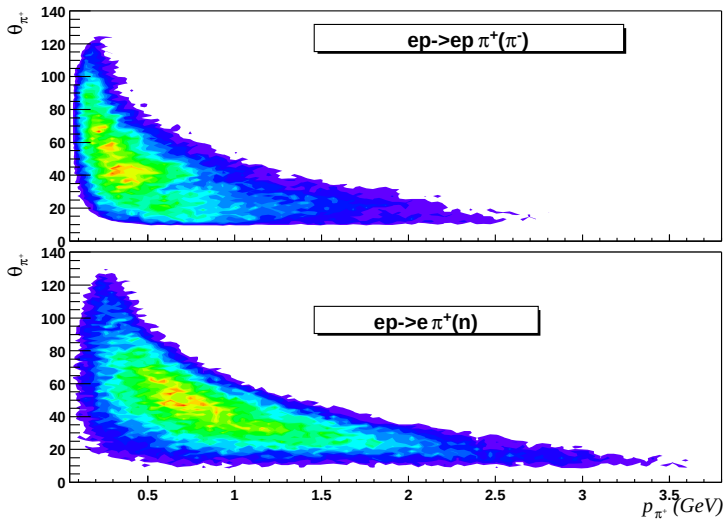

FIG. 3.21 – θ_{π^+} en fonction de p_{π^+} pour la réaction $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$ reaction (en haut) et pour la réaction $ep \to e\pi^+ n$ (en bas).

avons dérivé une fonction de correction en p de la même forme :

$$\begin{aligned} f_p(sect, p) &= par[0, sect] + par[1, sect]p + par[2, sect]p^2 \\ &+ par[3, sect]p^3 \end{aligned} \tag{3.22}$$

Les corrections sur l'impulsion, après application de ces deux fonctions de corrrection sont, en moyenne, de 1% mais peuvent atteindre parfois 4%. C'est le cas, par exemple, pour les pions dont le ϕ correspond aux bords d'un secteur. Finalement la figure 3.22 montre la masse manquante $Mm_{e\pi^+X}$ après correction de l'impulsion du pion. Le décalage observé sur la figure 3.20 est en général réduit et le pic de la masse manquante est bien centré sur la masse du neutron. Le décalage atteint toutefois encore 6 MeV pour le secteur 3.

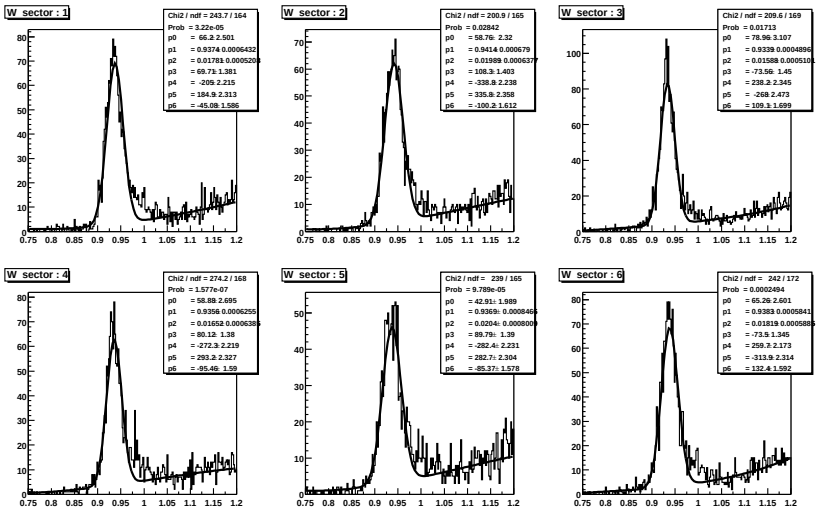

FIG. 3.22 – Spectres identiques à ceux de la figure 3.20 avec la correction en impulsion sur le π^+.

Résultat de la correction en impulsion sur la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$

La figure 3.23 montre la masse manquante au carré $ep \to e'p\pi^+X$ en fonction de l'angle ϕ du pion. Dans le cas de la production de 2 pions, un pic est attendu à la masse carrée du pion ($(m_\pi)^2$=.01947 GeV^2- indiquée par une ligne). Sur le spectre du haut, aucune correction d'impulsion n'a été faite : le pic du pion manquant est décalé en fonction du secteur et de ϕ. En particulier pour le secteur 4 ($180^0 < \phi_{\pi^+} < 240^0$), on peut voir une dépendance en ϕ importante. Le spectre du bas est le même que celui du haut, mais dans ce cas, les impulsions des trois particules détectées ont été corrigées. La $Mm^2_{ep\pi^+}$ est centrée sur la masse du pion et la dépendance en ϕ du pion a pratiquement disparu. La figure 3.24 montre la masse manquante au carrée intégrée sur les 6 secteurs avant (en noir) et après corrections (en gris). Les histogrammes ont été ajustées par des gaussiennes (lignes tiretées noire et grise). Le résultat de l'ajustement des deux spectres de masse manquante est indiqué sur la figure. Le pic corrigé est bien centré sur la masse du pion et la résolution du pic est meilleure.

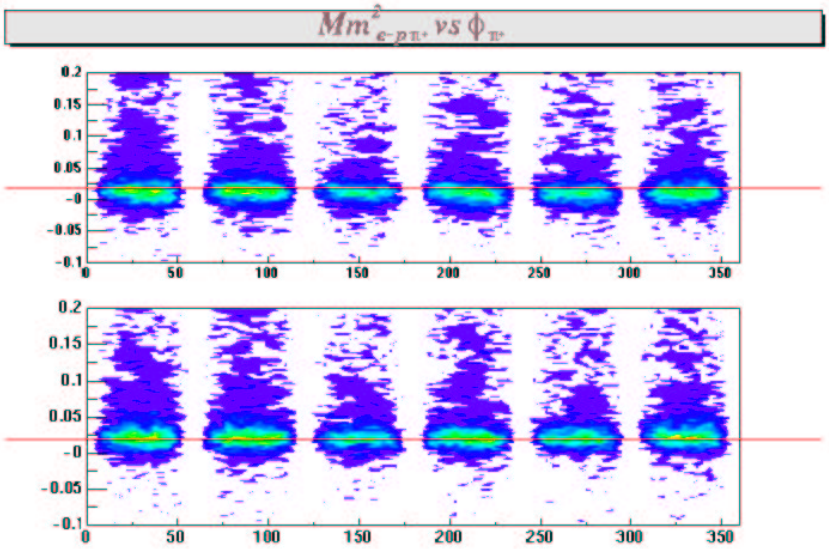

FIG. 3.23 – Masse manquante $Mm^2_{ep\pi^+}$ en fonction de ϕ_{π^+} avant (en haut) et après (en bas) les corrections appliquées aux impulsions de l'e^-, du p et du π^+.

3.2.4 Sélection de la réaction exclusive

Méthode de la masse manquante

Une fois que l'électron, le proton et le π^+ sont détectés, on identifie par la méthode de la masse manquante le π^- manquant et la réaction exclusive $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$:

$$Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X} = (e + p - e' - p' - \pi^+)^2 \tag{3.23}$$

où e, p sont les quadri-impulsions de l'électron incident et du proton de la cible, tandis que e', p', π^+ sont respectivement les quadri-impulsions de l'électron diffusé, du proton de recul et du pion produit. On attribue aux masses des particules identifiées les masses du PDG [60].

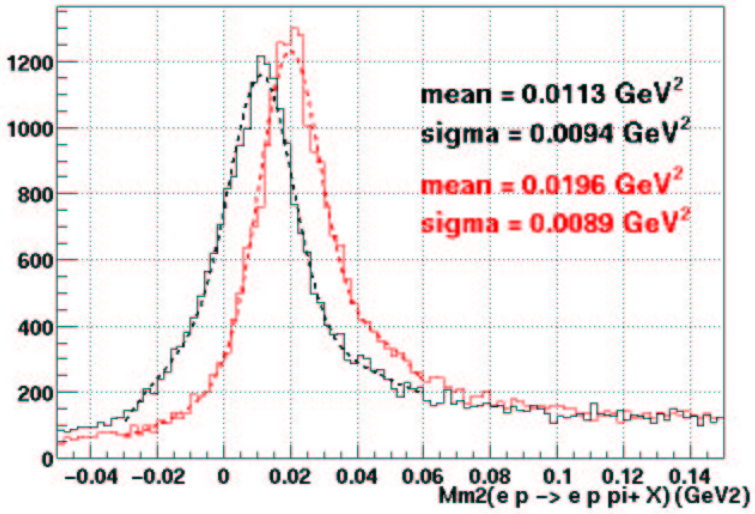

FIG. 3.24 – Masse manquante $Mm^2_{ep\pi^+}$ avant (lignes noires) et après (lignes grises) les corrections appliquées aux impulsions de l'e^-, du p et du π^+. Les histogrammes sont ajustés par des gaussiennes. Le centroïde et l'écart type résultants de l'ajustement sont indiqués sur le spectre.

La distribution de la $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$ est représentée en fonction de la masse manquante $Mm_{ep\to e'p'X}$ sur la figure 3.25. Dans le cas de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$, on s'attend à un pic pour la $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$ à $\sim M^2_{\pi^-} = 0.0195$ GeV^2. On sélectionne ce pic par deux coupures, représentées par des flèches sur la figure :

$$-0.03 < Mm^2_{e^-p\pi^+X} < 0.06\text{GeV}^2 \tag{3.24}$$

Les événements compris entre ces coupures correspondent à la réaction $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$. Le spectre du bas de la figure 3.25 montre la masse manquante $Mm_{ep\to e'p'X}$ une fois que la réaction $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$ est sélectionnée. Ce spectre montre le pic du ρ^0 qui possède une grande largeur de décroissance ($M_\rho = 0.770$ GeV, $\Gamma_\rho = 150$ MeV). Le bruit de fond sous le pic du ρ^0 correspond aux réactions : $ep \to e'\pi^-\Delta^{++} \hookrightarrow p\pi^+$, $ep \to e'\pi^+\Delta^0 \hookrightarrow p\pi^-$ et $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$ non résonant. La proportion de ces réactions par rapport à celle du ρ^0 est importante et nous devrons la soustraire pour extraire la section efficace du ρ^0.

On peut aussi distinguer sur le spectre bidimensionnel de la figure 3.25 la distribution des événements à 3 pions dans l'état final provenant du ω ($M_\omega = 0.782$ GeV, $\Gamma_\omega = 8$ MeV) : le ω produit un continuum dans la $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$ et un pic étroit dans la $Mm_{ep\to e'p'X}$. L'ensemble des réactions de production de plus de 2 pions dans l'état final est un bruit de fond pour la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ et nous allons utiliser les simulations pour estimer sa contribution à la $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$.

Pour ce faire, on utilise des simulations à partir du générateur d'événements développé par le goupe de Gênes (voir le paragraphe 3.5.2). Ils contient, entre autres les réactions suivantes : les réactions à 2 pions ($ep \to e'p'\rho^0$, $ep \to e'\pi^-\Delta^{++}$, , $ep \to e'\pi^+\Delta^0$, $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$ non résonant), les réactions à 3 pions ($ep \to e'p'\omega$, $ep \to e'p'\pi^+\pi^-\pi^0$ non résonant). Ce générateur inclut aussi les événements radiatifs.

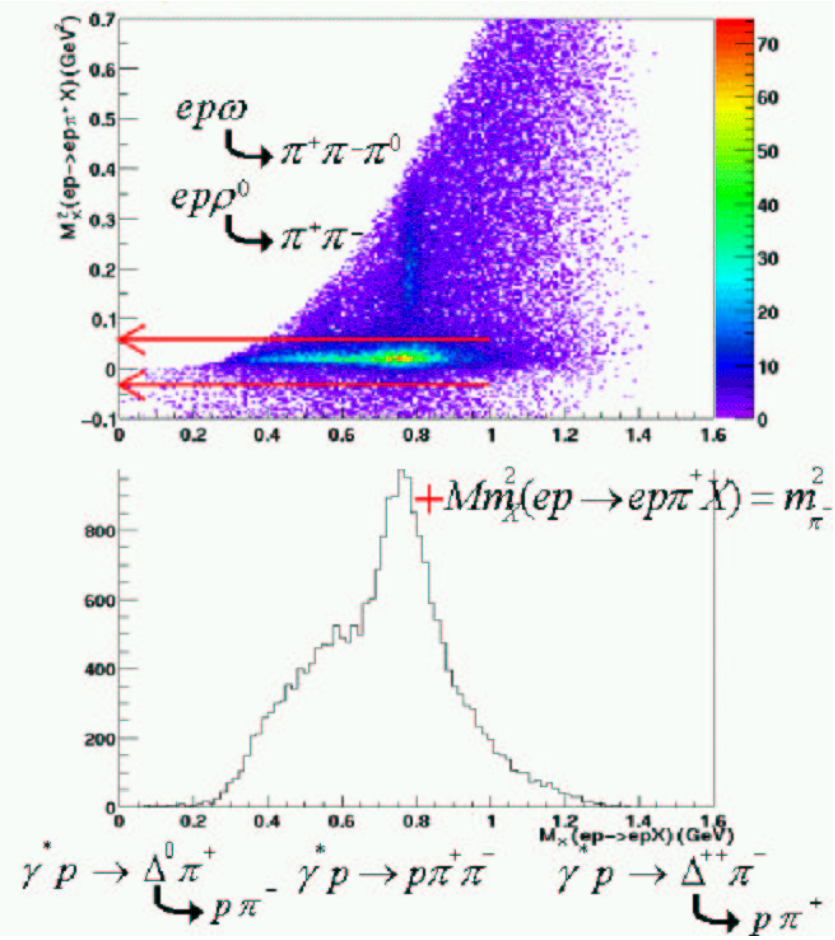

FIG. 3.25 – $Mm^2_{e^-p\pi^+}$ (GeV^2) en fonction de Mm_{e^-p} (GeV) (en haut), Mm_{e^-p} (GeV) avec $-0.03 < Mm^2_{e^-p\pi^+} < 0.06$ GeV^2 (en bas)

Les réactions générées qui produisent plus de 3 pions dans l'état final ont une masse manquante $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$ résultante supérieure à la coupure appliquée sur nos données et donc nous ne les incluons pas. Les simulations passent à travers le simulateur de CLAS et l'ensemble de la chaîne de reconstruction des événements. La simulation de CLAS est basée sur le logiciel GEANT qui simule l'interaction des particules avec la matière, en général, les détecteurs, ainsi que la réponse des détecteurs. A cela s'ajoute un second programme, GPP (pour GSIM Post Processor) dont le but est de modifier la résolution des détecteurs : à la sortie du simulateur GEANT, les signaux sont en quelque sorte trop "propres" par rapport à ceux des données expérimentales. En modifiant la résolution des détecteurs (la résolution en position des traces des particules dans les chambres à dérive et la résolution en temps des scintillateurs), on retrouve pour les simulations la résolution de la masse manquante $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$ expérimentale. La figure 3.26 montre un exemple de la $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$ ($1.9 < p_e < 2.2$ GeV) pour les données réelles (histogramme noir) et les données simulées (ligne tiretée pour les réactions à 2 pions et pointillée pour les réactions à 3 pions). Les réactions à 2 pions reproduisent le pic de la masse manquante (largeur, position). On remarque que le pic n'est pas symétrique : la présence d'une

queue à droite du pic provient des événemements radiatifs. Les réactions à 3 pions reproduisent le continuum observé pour les plus grandes valeurs de la masse manquante. Les simulations ont été ajustées à l'amplitude des données et un poids a été attribué aux différentes réactions. On estime ainsi que la contamination des événements à 2 pions par les événements à 3 pions est inférieure à 2%. On néglige cette contribution par la suite.

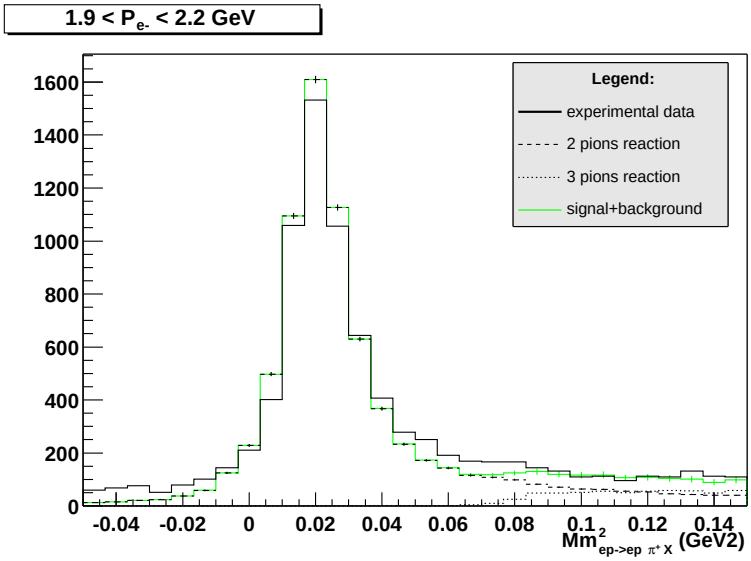

FIG. 3.26 – La figure montre la $Mm^2_{e^-p\pi^+X}$ (GeV^2) pour les données expérimentales (ligne noire), la somme de toutes les réactions de production de 2 pions et 3 pions simulées (ligne claire). Pour les simulations, les réactions à 2 pions à l'état final (ligne tiretée) ainsi qu'à 3 pions (ligne pointillée) ont été générées.

3.3 Détermination de l'acceptance

Pour obtenir une section efficace à partir du taux d'événements observé, il est nécessaire de définir l'acceptance du détecteur. En effet, de façon générale, une section efficace est égale à :

$$\sigma = \frac{N}{L\,T\,\mathrm{Acc}} \tag{3.25}$$

où N est le nombre d'événements observés, T le temps effectif de l'expérience, L la luminosité (reliée à l'intensité du faisceau délivré par l'accélérateur et à la cible utilisée) et Acc l'acceptance du détecteur. Après avoir rappelé la cinématique de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$ et les variables indépendantes nécessaires à sa description, nous décrirons de façon générale la méthode "bin par bin" que nous avons utilisée pour calculer l'acceptance. Puis nous décrirons le générateur Monte Carlo utilisé et l'accord global obtenu avec les données expérimentales. Le calcul de l'efficacité sera ensuite détaillé. Enfin, nous présenterons les distributions corrigées de l'acceptance.

3.3.1 Cinématique de la réaction

Pour définir entièrement la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$, huit variables indépendantes sont, à priori, nécessaires si on retranche les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion aux 4*3 variables des particules de l'état final. Cependant dans le cas d'une réaction de diffusion d'électrons non polarisés, la section efficace est symétrique par rapport à l'angle azimutal de l'électron dans le laboratoire ϕ_{el}^{labo}. Ainsi, sept variables sont suffisantes pour décrire entièrement la réaction. Nous choisissons, à partir de la problématique physique posée, les sept variables suivantes pour définir la réaction :

- $Q^2 = -q^2 = -(e-e')^2$: la quadri-impulsion au carré du transfert d'énergie entre l'électron incident et l'électron diffusé,
- $x_B = Q^2/2pq$,
- $t = (p-p')^2 = (q-p_\rho)^2$: la quadri-impulsion au carré du transfert d'énergie entre le photon virtuel et le ρ^0 produit,
- $M_{\pi^+\pi^-} = \sqrt{(p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2}$,
- θ, ϕ les angles de décroissance du π^+ dans le référentiel de repos du ρ^0,
- Φ (angle entre le plan hadronique -défini par le photon virtuel et le ρ^0- et le plan leptonique -défini par les deux électrons incident-)

où e, e', q, p, p', p_ρ, p_π^+ et p_π^+ sont respectivement les quadri-impulsions de l'électron incident, de l'électron diffusé, du photon virtuel, du proton de la cible, du ρ^0, du π^+ et du π^-. La figure 3.27 illustre ces 7 variables. Alternativement, nous choisissons la variable W à la place de x_B essentiellement pour comparer nos données avec les données de la littérature (qui n'ont pas utilisé x_B).

3.3.2 Principe du calcul de l'acceptance "bin par bin"

Nous avons choisi pour le calcul de l'acceptance de CLAS la méthode dite "bin par bin". Cette méthode consiste à définir une table d'acceptance au nombre de dimensions égal au nombre de

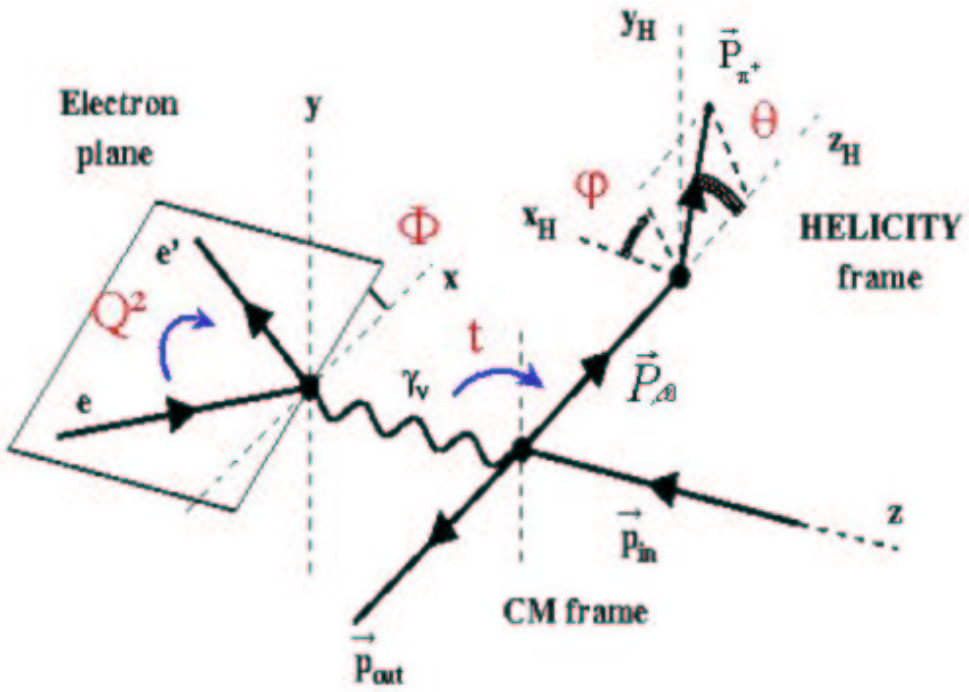

FIG. 3.27 – Description des variables cinématiques du ρ^0. Cette figure montre les 3 plans intervenant dans la réaction : le plan leptonique défini par les électrons incident et diffusé, le plan hadronique défini par le photon virtuel et le ρ^0 produit (ce plan est ici représenté dans le référentiel du centre de masse) et enfin le plan des produits de décroissance du ρ^0 (ce plan est ici représenté dans le référentiel de repos du ρ^0 et le π^- n'est pas représenté.)

variables indépendantes nécessaires pour décrire entièrement la réaction détectée. Nous venons de voir au précédent paragraphe que ce nombre est de 7 pour la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$. Pour chacune des 7 variables, les valeurs maximales et minimales sont déterminées par la cinématique de la réaction et le découpage en intervalles se fait aussi petit que possible mais est finalement contrainte par la statistique des données. Pour chaque bin de la table d'acceptance à 7 dimensions (table 7-D), on calcule l'acceptance de CLAS selon le rapport $N_{ev.\ acceptes}/N_{ev.\ generes}$. Cette méthode présente l'avantage d'être, en principe, indépendante du modèle utilisé dans le générateur d'événements si la division des 7 dimensions est suffisamment petite. En contrepartie, si la largeur des bins est trop petite, le nombre d'événements à simuler doit être d'autant plus grand afin de remplir la table 7-D. Or nous sommes limités par la statistique des événements simulés étant donné le temps non négligeable pour générer et simuler un événement.

Une autre méthode, couramment utilisée, est la méthode de calcul d'acceptance "intégrée" qui consiste à calculer l'acceptance sur 1 dimension (1 variable cinématique) en intégrant les données et les simulations sur l'ensemble des autres variables. Pour illustrer les différences entre ces deux méthodes, prenons l'exemple du calcul d'une acceptance à trois dimensions (x,y,z). Soit un bin déterminé par les valeurs x, y, z. Appelons Gen(x,y,z), le nombre d'événements générés dans le bin de la table à 3 dimensions, Acc(x,y,z), le nombre d'événements reconstruits dans le bin après avoir passé Gen(x,y,z) événements dans le simulateur de CLAS et la chaîne

de reconstruction et Eff(x,y,z), l'efficacité du détecteur pour le bin. Pour les données expérimentales, appelons Data(x,y,z), le nombre d'événements observés dans le bin et Corr(x,y,z), ces mêmes données mais corrigées de l'efficacité. Dans le cas de l'acceptance intégrée, le calcul de l'acceptance est le suivant :

$$\mathrm{Eff(x)} = \frac{\mathrm{Acc(x)}}{\mathrm{Gen(x)}} = \frac{\int \mathrm{Gen(x,y,z)Eff(x,y,z)\,dydz}}{\int \mathrm{Gen(x,y,z)\,dydz}} \tag{3.26}$$

La correction des événements expérimentaux du bin est donné par :

$$\mathrm{Corr(x)} = \frac{\mathrm{Data(x)}}{\mathrm{Eff(x)}} \tag{3.27}$$

Par contre, la méthode "bin par bin" consiste à faire le calcul de l'acceptance dans chacun des bins 3-D :

$$\mathrm{Eff(x,y,z)} = \frac{\mathrm{Acc(x,y,z)}}{\mathrm{Gen(x,y,z)}} \tag{3.28}$$

Et la correction des événements est :

$$\mathrm{Corr(x)} = \int \frac{\mathrm{Data(x,y,z)}}{\mathrm{Eff(x,y,z)}}\,\mathrm{dydz} \tag{3.29}$$

Toute la différence entre ces deux méthodes se résume au moment où on fait l'intégration pour obtenir une projection à 1 dimension. La méthode "bin par bin" est sensible aux corrélations qu'il peut y avoir entre les différentes variables (ou dimensions) de la réaction contrairement à la méthode de l'acceptance intégrée. Cette dernière doit donc être basée sur un Monte Carlo reproduisant au mieux les distributions expérimentales observées : il s'agit donc de modifier et d'ajuster le générateur s'il existe un désaccord avec les données. La tâche peut être longue et fastidieuse car il s'agit d'itérer le passage des données générées dans le simulateur de CLAS jusqu'à obtenir un relativement bon accord. Le générateur Monte Carlo doit être aussi "réaliste" que possible. Or pour la réaction $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$, à l'énergie étudiée, les quelques modèles existants ne reproduisent pas parfaitement toutes les données pour l'ensemble des distributions cinématiques. Nous avons donc choisi d'effectuer notre calcul d'acceptance avec la méthode "bin par bin" qui nous a paru plus fiable.

3.3.3 Comparaison des données simulées et des données expérimentales

Les simulations sont générées par le programme du groupe de Gênes [61]. Celui ci génère plusieurs réactions d'électroproduction exclusives dont l'électroproduction d'un, de deux et de trois pions. En particulier, il génère l'état final $ep\pi^+\pi^-$ à partir des réactions de production de $p\rho^0$, $\Delta^{++}\pi^-$, $\Delta^0\pi^+$ et de la production non résonante de $p\pi^+\pi^-$. Pour nos études de bruit de fond, il peut aussi générer l'état final $ep\pi^+\pi^-\pi^0$ provenant du ω et de la production non résonante de trois pions. Le code est basé sur des tables de sections efficaces totales et différentielles

qui sont extrapolées en électroproduction sur les données mondiales publiées de photoproduction. Ces tables sont normalisées par le facteur de flux de photon virtuel et par un facteur de forme dipolaire afin de parvenir à une diminution réaliste de la section efficace en fonction de Q^2. Les effets radiatifs peuvent aussi être inclus dans ce générateur. Ils sont basés sur le papier de Mo et Tsai [62]. Originellement conçu pour la région des résonances et les bas Q^2, nous avons utilisé le générateur pour la région $W \geq 1.75$ GeV et $Q^2 \geq 1.5$ GeV^2. Pour ce faire, nous avons eu besoin de l'extrapoler en modifiant les poids accordés à chaque réaction : pour notre cinématique, le générateur ne donnerait, en effet, pas suffisamment d'importance aux bruit de fond présents sous le pic du ρ^0 (Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non résonant). Nous avons augmenté, de façon ad-hoc, le poids de ces deux dernières réactions pour reproduire les données expérimentales. La figure 3.28 montre la comparaison entre les données simulées, passées à travers le simulateur de CLAS puis reconstruites, et les données expérimentales. Les coupures utilisées dans l'analyse ont été faites dans les deux cas pour sélectionner la réaction de production de deux pions. Les huit distributions présentes sont celles de Q^2, x_B, t, θ, ϕ, Φ et ν où $\nu = E_e - E_{e'}$ est dépendant des variables Q^2 et x_B (à énergie du faisceau fixe, ce qui est notre cas). Pour information, la production de Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non résonant a été multipliée approximativement par un facteur 5 par rapport à la version d'origine du générateur (on peut indépendemment modifier le poids de la contribution du Δ^{++} et du $\pi^+\pi^-$ non résonant, mais cela ne s'est pas révélé nécessaire ici). Les distributions simulées sont en relativement bon accord avec les distributions expérimentales à l'exception de la distribution en t où les données expérimentales décroissent un peu plus vite en fonction de t. Cependant, les événements Monte Carlo reproduisent suffisamment bien l'ensemble de ces distributions pour pouvoir être utilisés dans le calcul de l'acceptance de CLAS. Bien que la méthode "bin par bin" soit à priori indépendante du modèle, l'accord observé entre les données expérimentales et générées ne peut que minimiser les erreurs systématiques faites lors du calcul de l'acceptance. De plus, comme la statistique des données simulées est "finie", on a des bins d'une certaine largeur et la méthode n'est pas complètement indépendante du modèle dans la limite de la largeur des bins.

3.3.4 Calcul de l'efficacité

De façon pratique, pour calculer l'efficacité de CLAS, nous avons procédé en deux étapes successives : nous avons d'abord déterminé l'acceptance géométrique (fiduciaire) liée essentiellement à la géométrie des détecteurs puis l'acceptance de détection par les détecteurs de CLAS simulée par GEANT. L'acceptance totale sera la multiplication bin par bin de ces deux acceptances. La première acceptance est liée aux coupures géométriques que nous avons vu dans le paragraphe 3.2.2 et elle est rapide à calculer puisqu'elle est basée sur de simples coupures. La seconde acceptance, par contre, est coûteuse en temps : les événements sont simulés dans le simulateur de CLAS (GSIM simule un événement $ep\pi^+\pi^-$ dans CLAS en ~ 2 secondes -selon les caractéristiques des ordinateurs utilisés-). L'intérêt de séparer le calcul de l'acceptance en 2 étapes est évidemment d'éviter de perdre du temps de calcul à envoyer des événements dans GEANT qui interagissent avec les bobines, la ligne de faisceau, etc. Les coupures géométriques agissent en quelque sorte comme "filtre" des événements à passer dans GEANT.

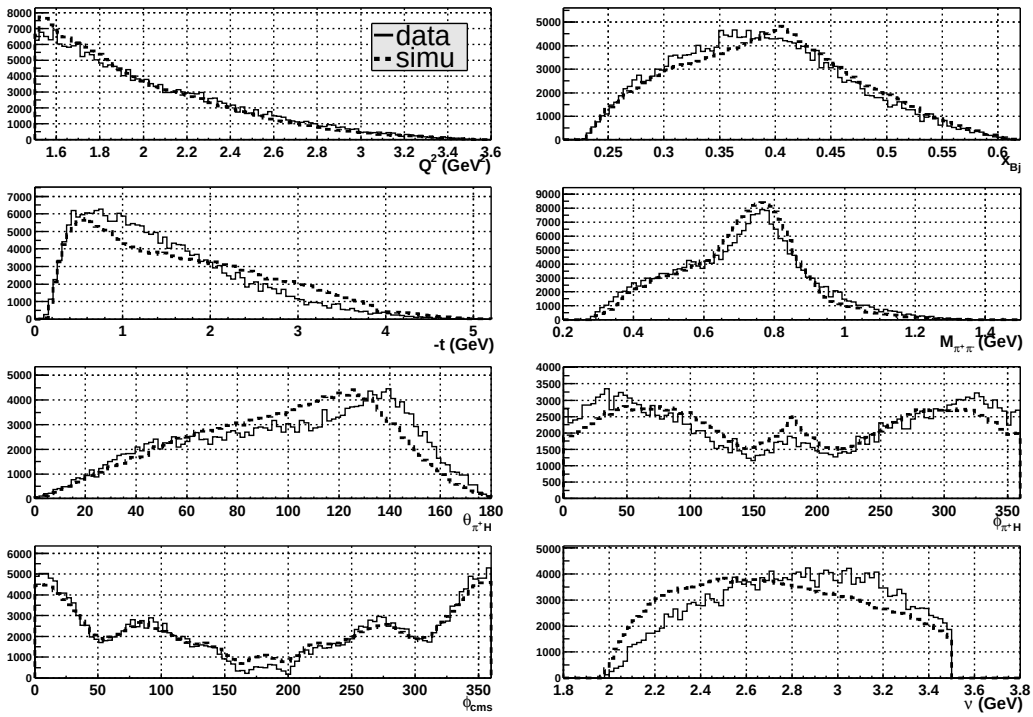

FIG. 3.28 – Distributions en Q^2, x_B, t, θ, ϕ, Φ et ν. Les lignes pleines sont les données expérimentales, les lignes tiretées les données simulées.

Table d'acceptance et bining choisi

Pour la table d'acceptance à 7-D, les bornes de chaque dimension sont choisies en fonction de l'espace de phase des données expérimentales. Le nombre de bin est choisi en fonction de la statistique des données simulées. Le tableau 3.2 montre le bining adopté pour la table d'acceptance. Pour la physique étudiée, nous avons besoin de définir un nombre de bins important principalement en Q^2 pour l'étude de la dépendance en Q^2 de la section efficace. En général, le choix du nombre de bins dépend de la variation de la distribution de la variable : par exemple, pour la distribution en t, on ne s'attend pas à beaucoup de variations et donc on ne choisit pas pour cette variable des bins fins. La figure 3.29 montre Q^2 en fonction de x_B avec le bi-

Variable	Q^2 (GeV^2)	x_B	$-t$ (GeV^2)	$M_{\pi^+\pi^-}(GeV)$	$\cos\theta$	ϕ	Φ
Nombre de bin	16	6	4	6	8	8	8
Intervalle	1.5-3.6	0.21-0.62	0-5.2	0.2-1.4	-1-1	0-2π	0-2π

TAB. 3.2 – Binning de la table d'acceptance.

ning adopté pour la table d'acceptance. L'espace de phase est étroit et "tordu" et nous incite à prendre six bins en x_B afin d'obtenir plusieurs bins en Q^2 pour tracer la dépendance en Q^2 à fixe x_B. Dans la table présentée, le nombre de bin en ϕ et Φ est seulement de 4 et a été réduit pour des contraintes de statistique. Nous avons établi des tables d'acceptance différentes

suivant la physique et les dépendances étudiés. Par exemple, nous avons établi une nouvelle table d'acceptance pour étudier la dépendance en t de la réaction.

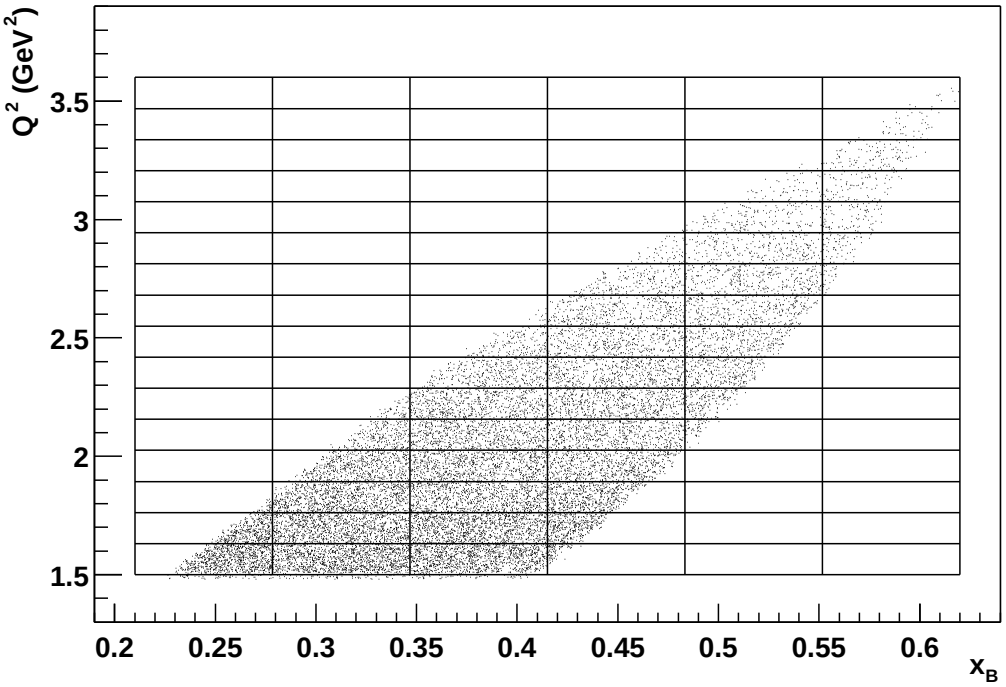

FIG. 3.29 – Q^2 en fonction de x_B avec le binning du tableau 3.2.

Efficacité géométrique

Dans cette première étape du calcul de l'efficacité de CLAS est considérée uniquement la géométrie des détecteurs : les trous dans l'acceptance dûs aux bobines de CLAS, à la ligne de faisceau, aux bords des détecteurs, etc. Les événements sont générés suivant le générateur Monte Carlo de Gênes dans tout l'espace de phase de la réaction $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$ (ρ^0, Δ^{++} et $\pi\pi$ non résonant). Nous utilisons les coupures géométriques (voir le chapitre 3.2.2) pour définir les événements acceptés. Pour chacun des bins de la table 7-D, nous générons un nombre d'événements (Gen1). A la suite des coupures géométriques appliquées à ces événements, il ne reste plus qu'un nombre d'événements acceptés (Acc1). L'acceptance pour le bin considéré est alors : Eff1 = Acc1/Gen1. Cette acceptance représente la probabilité qu'un événement $ep \to e^-p\pi^+\pi^-$ comporte un électron diffusé, un proton de recul et un π^+ générés à l'intérieur des coupures géométriques. Cette étape de calcul est assez rapide puisqu'elle n'implique que le générateur d'événements et de simples tests sur l'impulsion et les angles des particules générées e^-, p, π^+.

Efficacité des détecteurs par GEANT

La deuxième étape est le calcul de l'efficacité des détecteurs. Les événements qui ont "franchi" les coupures géométriques du paragraphe précédent sont dans ce cas les événements générés (Gen2). Ils passent à travers les programmes de simulation et de reconstruction des données du détecteur CLAS et enfin à travers le programme d'analyse. A noter que les programmes de reconstruction des données et d'analyse sont les mêmes que ceux utilisés pour les données expérimentales. Dans le programme d'analyse, les coupures appliquées aux données simulées sont les mêmes que celles appliquées aux données expérimentales (voir le chapitre 3.2.1 : coupures pour l'identification des particules, les coupures géométriques, les coupures sur la masse manquante $Mm^2_{ep\to e'p'\pi^+X}$), à l'exception, cependant, des coupures pour l'identification de l'électron. Nous en verrons plus loin les raisons. Dans un bin de la table 7-D, les événements qui passent l'ensemble de cette simulation et de la chaîne d'analyse, sont les événements acceptés (Acc2) de cette deuxième table d'acceptance. Cette efficacité (Eff2 = Acc2/Gen2) représente la probabilité que les trois particules e^-, p, π^+ donnent un signal significatif dans les détecteurs de CLAS, et qu'ils passent les coupures sur l'identification des particules et les coupures sur la masse manquante. Cette étape de simulation par GEANT est coûteuse en temps car chaque trajectoire des quatre particules de l'état final, leurs interactions avec l'ensemble des détecteurs de CLAS sont simulés pas par pas. Nous avons utilisé pour les simulation les fermes d'ordinateurs du centre de CCPN de Lyon pour un total de 80 millions d'événements simulés à travers GEANT à raison de (au mieux) 800 mille événements simulés par jour (soit 100 jours de simulation au total). Les données simulées représentent environ 170 GB d'espace disque.

Notons ici que les événements générés (Gen2), sont en fait générés dans une zone d'acceptance géométrique légèrement plus large que celle appliquée aux événements acceptés de la première acceptance Acc1. Nous prenons ainsi en compte les effets de bords. En effet, une particule générée en dehors de la zone d'acceptance géométrique, en interagissant avec la structure d'un détecteur, peut se retrouver projetée et plus tard reconstruite à l'intérieur des coupures géométriques.

Un autre point, comme mentionné auparavant, concerne la simulation des électrons dans le simulateur de CLAS ainsi que les coupures faites sur l'électron simulé pour l'identifier. Dans le but de réduire le temps des simulations, nous n'avons pas simulé de la manière la plus réaliste possible la trajectoire de l'électron dans les calorimètres car le développement de la gerbe électromagnétique est particulièrement coûteux en temps. En dessous d'une certaine énergie (5 MeV) perdue par un électron par processus de Bremsstrahlung, la simulation de cette partie de la gerbe s'arrête. Le simulateur ajoute à l'énergie déposée dans le calorimètre, la contribution de la gerbe non simulée restante selon une table qui est préalablement calculée à partir de sections efficaces théoriques de processus Bremsstrahlung et qui regroupe les énergies déposées par Bremsstrahlung dans le calorimètre en fonction de l'énergie rayonnée par l'électron [53]. Lorsque l'électron perd une énergie au dessus de 5 MeV, le processus de Bremsstrahlung est explicitement simulé. Cependant, en fin de compte, l'énergie déposée dans le calorimètre par un électron d'une impulsion donnée n'est pas la même pour les simulations et pour les données expérimentales. Le rapport $(\frac{etot_{EC}}{p})$ est plus bas pour les simulations. Le temps des simulations est divisé par deux en employant une telle méthode. Mais, on ne peut plus identifier de la même façon les simulations et les données expérimentales et appliquer strictement les mêmes

coupures. Par la suite, nous verrons comment corriger les données de l'inefficacité de la coupure sur le calorimètre (paragraphe 3.2.1).

Aussi, dans les compteurs Čerenkov, la réflexion des photons produits par lumière Čerenkov n'est pas bien décrite par le simulateur de CLAS à cause de la complexité de la géométrie des miroirs. Par conséquent, le signal en nombre de photoélectrons simulés ne reproduit pas les mêmes distributions que le signal des données. La figure 3.30 présente la distribution du nombre de photoélectrons pour des électrons d'impulsion $1.4 < p < 1.6$ GeV. Les données expérimentales sont représentées par une ligne pleine, tandis que les données simulées par une ligne tiretée. La coupure appliquée sur cette distribution pour les données expérimentales est aussi montrée. La forme de la distribution simulée diffère sensiblement de celle des données expérimentales. Les simulations prédisent un nombre négligeable d'événements produisant moins de l'équivalent de trois photoélectrons dans le détecteur par rapport à la réalité. Pour cette raison, nous n'appliquerons pas la coupure du Čerenkov sur les électrons simulés et de la même façon que dans le cas du calorimètre, nous dériverons une fonction d'efficacité sur la coupure appliquée aux électrons dans les compteurs Čerenkov à partir des données expérimentales (paragraphe 3.2.1).

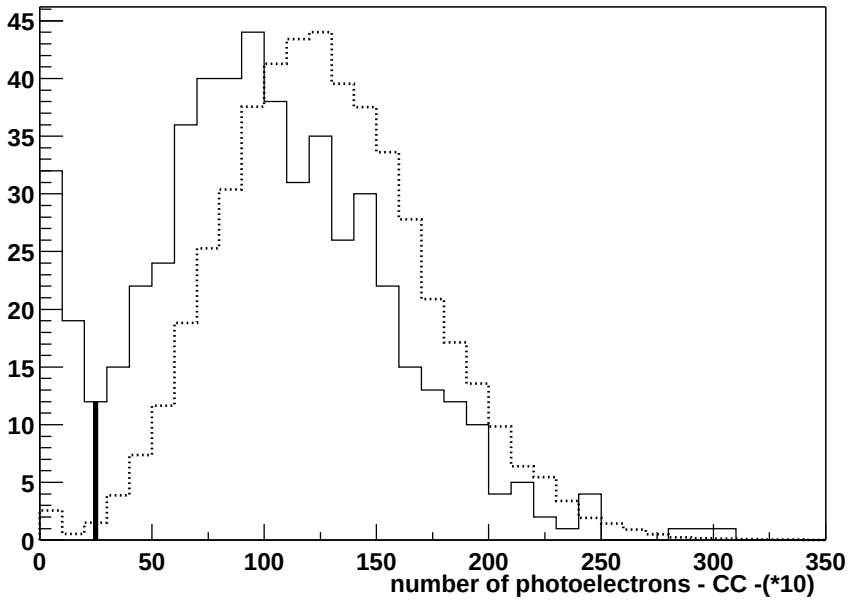

FIG. 3.30 – Distribution en nombre de photoélectron *10 (CC) pour les données expérimentales (ligne pleine) et les simulations (ligne tiretée)

Les électrons générés sont en fait tous (99%) identifiés comme tels par le programme de recontruction des événements.

Efficacité totale

Pour la détermination de l'efficacité totale de CLAS, nous multiplions les deux tables d'acceptance, bin par bin. La figure 3.31 présente l'efficacité intégrée pour les sept variables indépendantes de la table d'acceptance. En moyenne, l'efficacité totale de détecter simultanément un e^-, un p et un π^+ alors qu'un événement $e^-p\pi^+\pi^-$ a été généré, est d'environ 4%. Le tableau 3.3 résume les coupures faites aux données simulées et présente la proportion d'événements qui passent ces coupures. On peut ainsi voir que la raison principale de l'efficacité totale de 4% provient des coupures géométriques sur les trois particules.

Description des coupures	fraction d'événements acceptés
coupures géométriques sur l'électron	40%
coupures géométriques sur le proton	44%
coupures géométriques sur le π^+	51%
coupures géométriques sur e^-, p et π^+	9%
reconstruction de l'e^-	99%
reconstruction du proton (β vs p)	91%
reconstruction du π^+ (β vs p)	88%
reconstruction de e^-, p et π^+	81%
seulement trois particules chargées	46%
coupure sur la masse manquante	92%
Total	4%

TAB. 3.3 – Coupures utilisées pour l'identification des événements sur les données simulées.

Calcul d'erreur sur l'efficacité

Pour un bin de la table 7-D, appelons Gen le nombre d'événements générés, Acc le nombre d'événements acceptés et Eff l'efficacité. Les événements générés (Gen) ont une probabilité Eff d'être acceptés et (1-Eff) d'être rejetés : les événements acceptés (Acc) sont distribués suivant une loi binômiale de valeur moyenne Gen $\times$ Eff et de déviation standard $\sqrt{\text{Gen} \times \text{Eff}(1-\text{Eff})}$. L'efficacité est :

$$\text{Eff} = \frac{\text{Acc}}{\text{Gen}} \tag{3.30}$$

Et l'erreur sur Eff se dérive de l'erreur sur Acc :

$$\begin{aligned} \sigma(\text{Eff}) &= \frac{\sigma(\text{Acc})}{\text{Gen}} = \sqrt{\frac{\text{Eff}(1-\text{Eff})}{\text{Gen}}} \\ \frac{\delta\text{Eff}}{\text{Eff}} &= \sqrt{\frac{\text{Gen}-\text{Acc}}{\text{Gen}\times\text{Acc}}} \end{aligned} \tag{3.31}$$

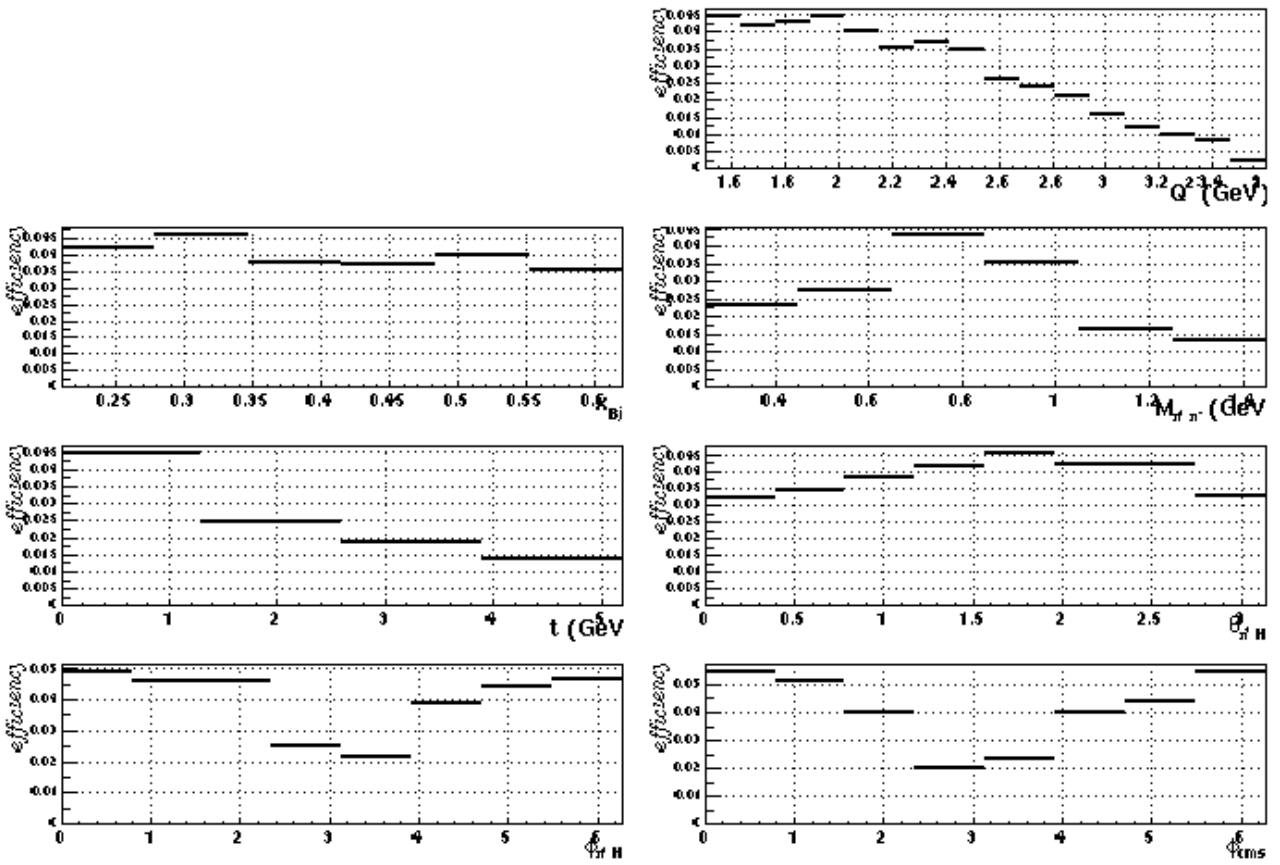

FIG. 3.31 – Distributions de l'efficacitée intégrée pour les sept variables indépendantes de la réaction.

Pour obtenir l'erreur sur l'efficacité totale, on ajoute quadratiquement les erreurs sur les efficacités géométriques (Eff1) et de détection (Eff2) :

$$\frac{\delta \mathrm{Eff}}{\mathrm{Eff}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \mathrm{Eff1}}{\mathrm{Eff1}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \mathrm{Eff2}}{\mathrm{Eff2}}\right)^2} \tag{3.32}$$

3.3.5 Correction supplémentaire

Pour le calcul de l'acceptance, nous utilisons une table 7-D qui, idéalement, doit être complètement remplie par les données simulées. Pour certains bins de cette table, il arrive, cependant, qu'il n'y ait pas d'événements acceptés (ce qui conduit au calcul d'une acceptance nulle). Il y a, de façon générale, deux raisons qui mènent à une acceptance nulle. La première provient du fait que, pour des raisons pratiques, le nombre d'événements qu'on peut simuler est limité et, couplé à une faible acceptance pour certains bins, peut conduire à une acceptance nulle. La seconde raison est purement cinématique : la ligne de faisceau, par exemple, définit un $\theta_{e^-}^{min} \sim 10^0$ qui lui-même conduit à un Q^2_{min} de 0.6 GeV^2. Si la physique étudiée porte sur les bas Q^2, on a affaire à des bins pour lesquels l'acceptance est nulle à cause des trous présent dans

le détecteur. Dans le cadre de notre étude, comme nous nous intéressons aux grands Q^2, nous échappons à cette problématique des bas Q^2. De plus, le plan de réaction hadronique, défini par le photon virtuel (et le proton de recul par exemple), n'est pas parallèle à la ligne de faisceau. Ce qui signifie que nous ne sommes pas directement sensible au trou du détecteurs CLAS créé par la ligne de faisceau et, donc, que nous n'avons pas d'acceptance nulle directement liée à la structure du détecteur (dans le cas de la photoproduction à CLAS, le photon et donc le plan de la réaction sont parallèles à la ligne de faisceau et il n'est pas possible d'atteindre les bas t). On peut aussi avoir une erreur importante sur le calcul de l'acceptance d'origine purement statistique. Afin de ne pas corriger les données par des valeurs d'acceptance irréalistes dues à un manque de statistique, nous n'avons pas considéré les bins pour lesquels Eff< 0.001 ou δEff/Eff $> 30\%$. Par conséquent, nous avons fait apparaître artificiellement des "trous" (c'est à dire d'acceptance nulle) dans la table 7-D. Une fraction d'événements ne va pas pouvoir être corrigée à cause de ces trous dans la table d'acceptance. Nous avons vérifié que l'origine de ces trous était principalement statistique en étudiant l'évolution du nombre d'événements qui ne pouvaient être corrigés en fonction de la statistique des simulations utilisées pour calculer la table d'acceptance. En générant une table avec environ 3 fois plus de statistique, le nombre d'événements non corrigés diminue d'un facteur 3.5. Avec notre dernière version de la table d'acceptance, environ 6% des événements n'ont pas pu être corrigés.

Pour compenser l'effet de ces "trous", nous introduisons un facteur de correction f. Il représente le rapport entre le nombre d'événements Monte Carlo générés et le nombre d'événements Monte Carlo simulés à travers GSIM, reconstruits et corrigés de l'acceptance. Idéalement, pour les simulations, à partir des distributions d'événements reconstruits et corrigés d'acceptance, on devrait retrouver les distributions d'événements générés s'il n'y a pas de "trous" dans la table d'acceptance (et à la résolution du détecteur, induite par GEANT, près). La figure 3.32 représente les distributions en Q^2 d'événements Monte Carlo pour différentes valeurs de x_B. Les distributions en noir sont celles issues directement du générateur, tandis que les distributions en vert sont celle des données simulées, reconstruites et corrigées de l'acceptance. Les distributions ne correspondent pas et pour la plupart des bins, la distribution corrigée est en dessous de la distribution générée, conséquence des trous de la table d'acceptance.

On définit le facteur f comme :

$$f = \frac{N_{corr}}{N_{gen}} \tag{3.33}$$

Sur les spectres de la figure, sont écrites les valeurs de ce facteur pour chaque bin en Q^2 de correction. Ce facteur varie de 0.88 à 1.

Ce facteur est calculé en utilisant les distributions intégrées. De ce fait, on introduit une dépendance en fonction du générateur d'événements utilisé dans la proportion de cette correction ($\sim 8\%$). On introduit ainsi une erreur systématique, que nous pouvons cependant déterminer en comparant la différence du calcul de ce facteur en modifiant le générateur Monte Carlo (par example, en ne générant que les réactions Δ^{++} et $\pi\pi$ non résonant).

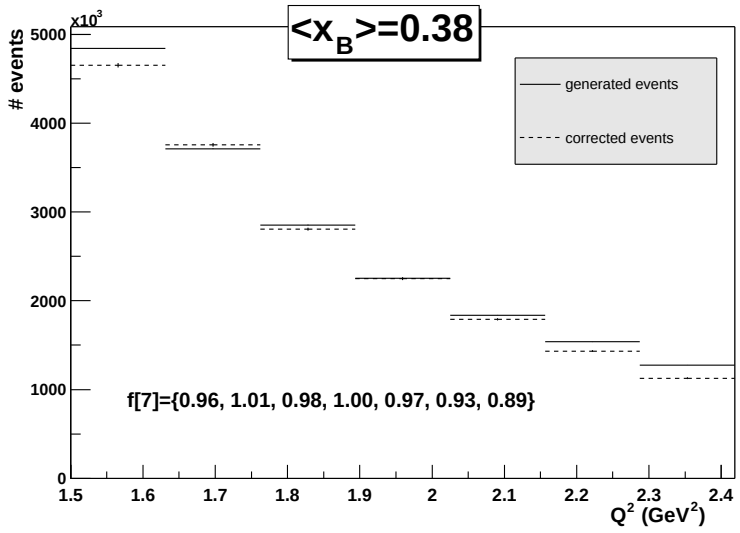

FIG. 3.32 – Distributions en Q^2 générée (ligne pleine) et reconstruite (ligne tiretée) pour $0.35 < x_B < 0.41$. Les valeurs pour chaque bin du facteur de trou réésultant sont indiquées sur la figure.

3.3.6 Correction en acceptance des données expérimentales

Pour corriger de l'acceptance de CLAS les données, nous attribuons un poids à chaque événement suivant le bin cinématique i de la table d'acceptance auquel il appartient : $W_i = 1/\mathrm{Eff}_i$ où Eff_i est l'efficacité du bin i de la table 7-D. Les erreurs sur les distributions à 1 dimension sont calculées de la façon suivante. Pour un bin d'une distribution à 1 dimension, nous avons :

$$N_{tot} = \sum_{i=1}^{N_{events}} (W_i \times N_i) \text{ avec } W_i = 1/\mathrm{Eff}_i \tag{3.34}$$

$$\begin{aligned} \delta^2(N_{tot}) &= \sum \left(\delta^2(W_i) \times N_i^2 + \delta^2(N_i) \times W_i^2 \right) \\ &\quad \text{avec } \delta(W_i) = W_i^2 \times \delta(\mathrm{Eff}_i) \\ &\quad \text{et } \delta(N_i) = \sqrt{N_i} \\ \delta^2(N_{tot}) &= \sum \left(W_i^4 \times \delta^2(\mathrm{Eff}_i) \times N_i^2 + N_i \times W_i^2 \right) \end{aligned} \tag{3.35}$$

La figure 3.33 présente les distributions expérimentales intégrées et corrigées de l'acceptance en Q^2. Les barres d'erreurs correspondent à l'erreur calculée précédemment.

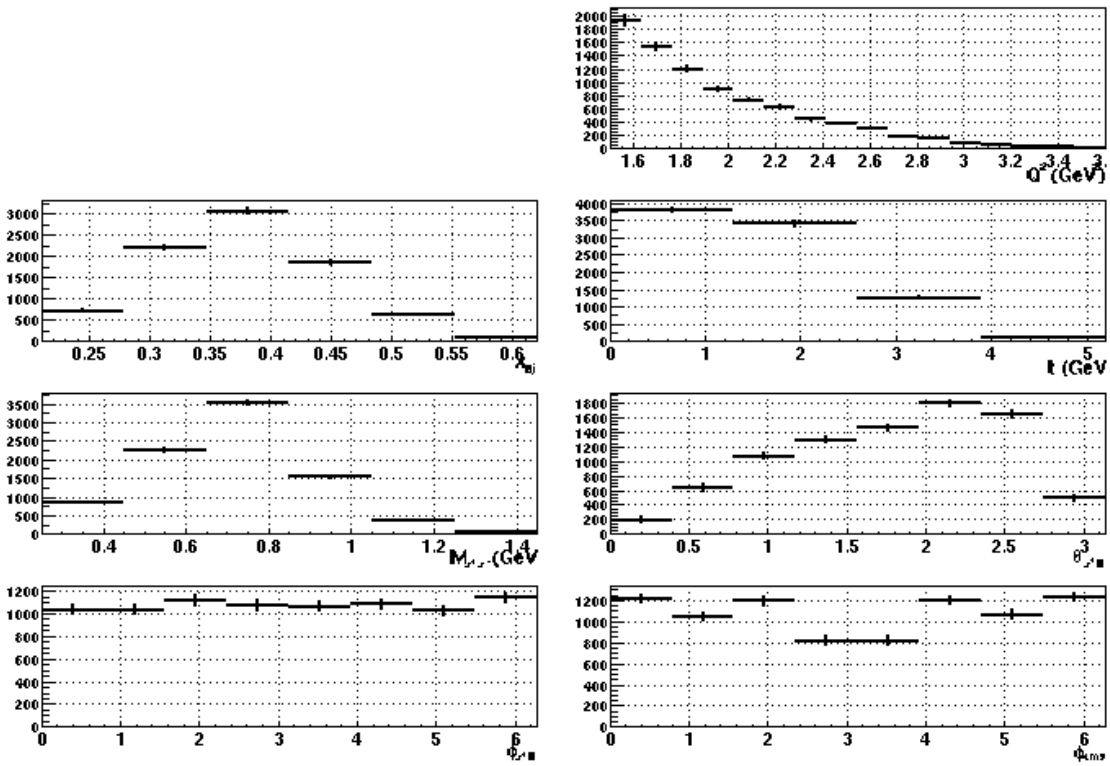

FIG. 3.33 – Distributions corrigées de l'acceptance en Q^2, x_B, $-t$, $M_{\pi^+\pi^-}$, θ_{π^+}, ϕ_{π^+} et Φ. On peut comparer ces distributions corrigées de l'acceptance avec les distributions non corrigées de la figure 3.28 : on peut voir l'effet de distortion engendré par l'acceptance de CLAS sur les distributions en ϕ_{π^+} et Φ.

3.4 Correction des données, normalisation et sections efficaces

Après avoir corrigé les données de l'acceptance du détecteur CLAS (3.3) et de l'efficacité de coupure des électrons (3.2.1), nous allons à présent décrire la correction radiative. Ensuite, nous normaliserons les données pour obtenir les sections efficaces $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$. Nos résultats seront comparés aux données existantes.

3.4.1 Corrections radiatives

Les données expérimentales que nous avons analysées contiennent des événements radiatifs $ep \to e'p'\pi^+\pi^-\gamma$ pour lesquels l'électron, le proton et le π^+ sont détectés et le photon est émis par l'électron incident ou diffusé. L'effet de ces événements radiatifs se traduit par une queue à droite de la masse manquante $Mm^2_{ep\pi^+}$. Cet effet est bien reproduit par les simulations (se référer à la figure 3.26). En effet, les émissions de photon "mou" (c'est à dire quand le photon n'est pas détecté) ou "dur" (quand le photon est détecté) par l'électron incident ou diffusé ont été incluses dans le générateur de Gênes suivant l'article de Mo et Tsaï [62]. Le générateur a

été programmé de façon à inclure ou non les événements radiatifs dans les événements générés suivant un simple paramètre d'entrée.

Après avoir corrigé les données expérimentales de l'acceptance de CLAS, on obtient la section efficace radiative intégrée sur les énergies du photon qui ont été émis jusqu'à une énergie limite définie par la coupure sur la $Mm^2_{ep\pi^+}$. C'est cette coupure sur la $Mm^2_{ep\pi^+}$ qui définit la limite entre les photons "mous" ou "durs". La section efficace que nous obtenons est donc une section efficace intégrant les événements radiatifs "mous". Pour retrouver la section efficace non radiative, on dérive un facteur de correction à partir des événements radiatifs "mous" et non radiatifs du générateur :

$$F^{rad} = \frac{N_{ep}^{non\ rad}}{N_{ep}^{rad\ \text{“mou”}}} \tag{3.36}$$

où $N_{ep}^{rad\ \text{“mou”}}$ ne concerne que les événements qui passent la coupure sur la masse manquante. En fait les nombres $N_{ep}^{non\ rad}$ et $N_{ep}^{rad\ \text{“mou”}}$ sont respectivement directement proportionnels à la section efficace non radiative et radiative définies dans le générateur.

On dérive ce facteur pour chaque bin à corriger. Par exemple, la figure 3.34 montre la correction radiative en fonction de W pour $1.5 < Q^2 < 2$ GeV^2. Le facteur F_{rad} est supérieur à 1 et les sections efficaces augmentent en moyenne de 15 à 20% sous l'effet de la correction radiative.

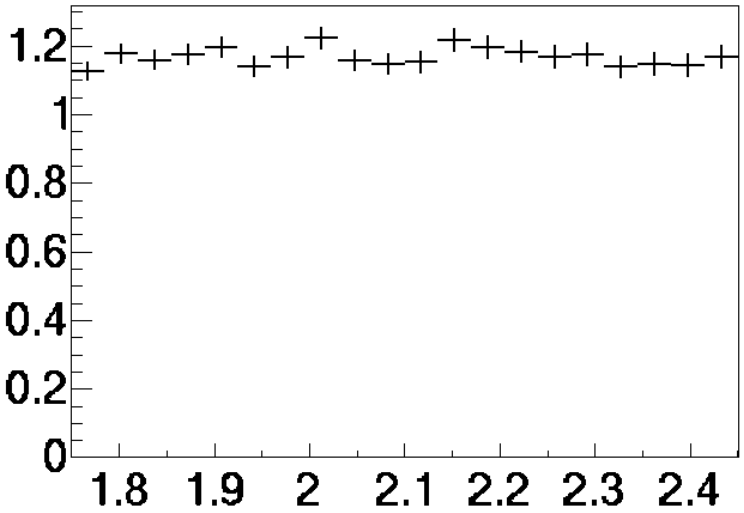

FIG. 3.34 – Facteur de correction radiative dérivé à partir du générateur de Gênes en fonction de W pour $1.5 < Q^2 < 2$ GeV^2.

3.4.2 Normalisation

Pour obtenir la section efficace de la réaction $ep \to e'p'\rho^0 \hookrightarrow \pi^+\pi^-$, on normalise les données par la luminosité après avoir effectué les corrections d'acceptance du détecteur et

les corrections radiatives. En fait nous calculons la section efficace "réduite" de la réaction : $\gamma^* p \to p'\rho^0$. La motivation est d'enlever la partie $e \to e'\gamma^*$ de la réaction, qui est "triviale" et ne contient, en essence, pas de physique. Dans l'hypothèse de l'échange d'un photon, ce vertex est facilement calculable analytiquement et se résume à un facteur global, Γ_V, appelé le "facteur de flux du photon virtuel". Pour obtenir la section efficace "réduite" $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$ à partir de $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$, on divise donc par ce facteur de flux.

$$\sigma^{\gamma^* p}(Q^2, x_B) \;=\; \frac{1}{\Gamma_V(Q^2, x_B)} \frac{d^2\sigma^{ep}}{dQ^2 dx_B} \tag{3.37}$$

où le flux de photons virtuels est :

$$\Gamma_V(Q^2, x_B) = \frac{\alpha}{8\pi} \frac{Q^2}{M_p^2 E_e^2} \frac{1 - x_B}{x_B^3} \frac{1}{1 - \epsilon} \tag{3.38}$$

avec ϵ le paramètre de polarisation du photon virtuel :

$$\epsilon = \frac{1}{[1 + 2\frac{Q^2+\nu^2}{4EE'-Q^2}]} \tag{3.39}$$

où E (E') est l'énergie de l'électron incident (diffusé).

Si N est le nombre d'événements dans un certain bin en (Q^2, x_B, t, $M_{\pi\pi}$, $\cos\theta$, ϕ et Φ) la section efficace s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{1}{\Delta Q^2 \Delta x_B \Delta\tau} \frac{N_{\pi^+\pi^-}}{\Gamma(Q^2, x_B) L_{int}} F^{acc} F^{rad} F^{EC} F^{CC} f \tag{3.40}$$

où ΔQ^2 et Δx_B sont les largeurs des bin en Q^2 et x_B de a cinématique de l'électron, $\Delta\tau$ est relié à la largeur des bins de la réaction hadronique :

$$\Delta\tau = \Delta t \Delta M_{\pi\pi} \Delta\cos\theta \Delta\phi \Delta\Phi \tag{3.41}$$

F^{acc} est le facteur de correction en acceptance, F^{rad} est le facteur de correction radiative, F^{EC} et F^{CC} sont respectivement les facteurs de correction sur la coupure des électrons dans le calorimètre et dans le Čerenkov, f est le facteur de correction du aux trous dans la table d'acceptance, L_{int} est la luminosité intégrée :

$$L_{int} = \frac{l_t \; D_t \; N_A}{M_H} \frac{Q_{int}}{q_e} = 1.486.10^{39}\mathrm{cm}^{-2} \tag{3.42}$$

où l_t est la longueur de la cible d'hydrogène, D_t la densité de l'hydrogène, N_A le nombre d'Avogadro, M_H la densité molaire de l'hydrogène, Q_{int} la charge intégrée du flux d'électrons mesurée par la cage de Faraday pendant le temps actif et q_e la charge de l'électron :

$$\begin{aligned} l_t &= 5 \text{ cm} \,, \mathrm{D_t} = 0.073 \text{ g.cm}^{-3} \,, \mathrm{N_A} = 6.0210^{23} \text{ mol}^{-1} \,, \\ M_H &= 1 \text{ g.mol}^{-1} \,, \mathrm{Q_{int}} = 1168 \; \mu\mathrm{Cb} \,, \mathrm{q_e} = 1.610^{-19} \text{ Cb.} \end{aligned} \tag{3.43}$$

Description des erreurs	valeur estimée
dépendance du générateur MC (calcul de l'acceptance)	$\sim 5\%$
coupures fiduciaires	$\sim 7\%$
découpage de la table d'acceptance	$\sim 5\%$
facteur de trou	$\sim 5\%$
correction radiative	$\sim 3\%$
coupure de l'électron sur le Čerenkov	$\sim 1\%$
coupure sur la masse manquante	$\sim 2\%$
cellule de cible	$\sim 1\%$
soustraction du bruit de fond	$\sim 15 - 20\%$
erreurs ajoutées en quadrature	$\sim 19 - 23\%$

TAB. 3.4 – Liste des principales erreurs systématiques.

3.4.3 Erreurs systématiques

Le tableau 3.4 donne la liste de l'estimation des principales erreurs systématiques. Les valeurs du tableau sont moyennées sur toute notre cinématique.

La méthode de calcul d'acceptance bin par bin devrait être indépendante du modèle de physique du générateur utilisé. Cependant, dans la limite de la largeur de bins finie, une dépendance de modèle est introduite. Elle peut être estimée en modifiant le générateur d'événements (au lieu de générer le ρ^0, Δ^{++} et $\pi\pi$ non-résonant, on ne génère que les deux premiers canaux, par exemple).

L'acceptance peut aussi être calculée en modifiant les coupures géométriques/fiduciaires : la différence obtenue sur les valeurs de la section efficace constitue une erreur systématique de ces coupures.

Le découpage particulier de la table d'acceptance et l'intégration sur l'ensemble de la cinématique peut apporter, de même, une erreur systématique. Pour évaluer cette erreur, la table d'acceptance est recalculée en considérant un autre découpage.

On a vu que les trous présents dans la table d'acceptance ne nous permettaient pas de corriger l'ensemble des données et qu'il nous fallait dériver un facteur de correction. Ce facteur est dépendant du générateur d'événements utilisé et pour déterminer l'erreur systématique sur ce facteur, nous le recalculons en utilisant le générateur d'événement sans générer la production non-résonante de deux pions.

De la même façon, la correction radiative dépend du générateur d'événement et un moyen pour calculer l'erreur liée à cette correction est de redériver ce facteur sans générer la production non-résonante de deux pions.

Ensuite pour estimer l'erreur sur les coupures faites sur les particules et la masse manquante (pour déterminer la réaction exclusive), l'analyse est effectuée en modifiant ces coupures.

Des événements peuvent provenir de la cellule de cible, ainsi que des impuretés de la cible. Pour estimer l'influence de telles événements sur nos données, des événements ont été enregistrés avec une cible vide et comparés aux événements recueillis avec la cible pleine. L'erreur résultante sur la section efficace est l'erreur de cellule de cible indiquée dans le tableau.

Enfin, nous verrons dans le prochain paragraphe 3.5, la soustraction du bruit de fond et l'extraction du nombre de ρ^0 ainsi que la façon d'extraire l'erreur systématique. Cette étape apporte une large erreur que nous avons évalué à $\sim 20\%$. Les erreurs systématiques sont largement dominées par cette erreur.

3.4.4 Sections efficaces : $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$

La figure 3.35 montre la dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$ pour 4 valeurs de W. Nous avons défini 7 bins en W de 0.1 GeV dans l'intervalle $1.75 < W < 2.45$ GeV. Nous étudions, à ce stade, la dépendance en W plutôt qu'en x_B, afin de pouvoir comparer nos données aux données existantes, qui sont généralement exprimées en fonction de W. Nous montrons ici nos données (cercle) qui ont un recouvrement avec les données existantes : Desy (carré [63]-$1.3 < W < 2.8$ GeV, $0.3 < Q^2 < 1.4$ GeV^2), Cornell (triangle [64]-$1.9 < W < 4.$ GeV, $0.7 < Q^2 < 4.$ GeV^2) et les données de CLAS (étoile [66]-$1.4 < W < 2.1$ GeV, $0.6 < Q^2 < 1.3$ GeV^2). Les données de CLAS déjà existantes ont été mesurées à plus bas Q^2 (pour trois bins en Q^2) et W uniquement pour la section efficace $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$ dans le cadre de l'étude des résonances. Nous ne présentons ici que nos données pour lesquelles il existe un recouvrement avec des données existentes. De façon générale, nous couvrons un plus grand espace de phase que ce qui est présenté sur ces quatre figures. Sur ces figures, on voit déjà, en tout cas, que l'on explore de nouvelles régions à plus grand Q^2, comparé aux données existantes de Desy et de CLAS à bas W, et à plus grand W (W>=2.1 GeV), nous avons beaucoup plus de précision.

Cependant, la comparaison n'est pas exacte, car il s'agit ici de section efficace totale d'électroproduction. Or la section efficace totale $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$
dépend de l'énergie du faisceau utilisé. En effet, elle s'écrit :

$$\sigma^{\gamma^* p} = \sigma_T^{\gamma^* p} + \epsilon\sigma_L^{\gamma^* p}$$

où ϵ, le paramètre de polarisation du photon virtuel, dépend de l'énergie du faisceau (voir l'équation 3.39), et $\sigma_T^{\gamma^* p}$ ($\sigma_L^{\gamma^* p}$) est la section efficace tansverse (longitudinale) de la réaction $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$. Comme $\sigma_T^{\gamma^* p}$ et $\sigma_L^{\gamma^* p}$ ne dépendent pas de l'énergie du faisceau, $\sigma^{\gamma^* p}$ dépend de ce paramètre. Dans le cas où $\sigma_T^{\gamma^* p}$ est dominant devant $\sigma_L^{\gamma^* p}$ ou lorsque les ϵ des deux expériences sont très proches, la comparaison des sections efficaces totales est alors valide. Comme nous ne connaissons pas, pour la réaction $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$, le rapport entre $\sigma_L^{\gamma^* p}$ et $\sigma_T^{\gamma^* p}$, nos données sont seulement comparables en ordre de grandeur aux données des autres expériences. On observe en ordre de grandeur un bon accord avec les données existantes.

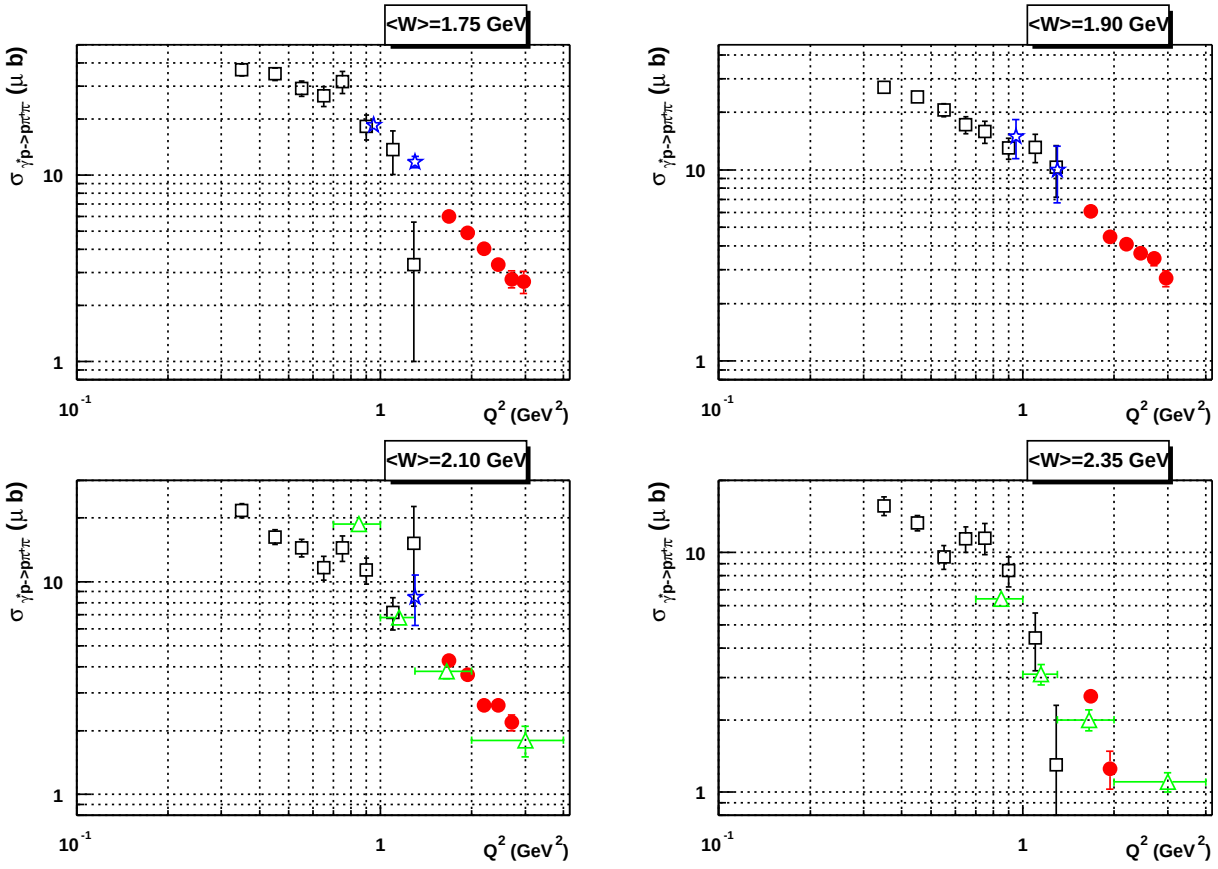

FIG. 3.35 – Dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$ à fixe W. La figure présente les données de Desy (carré), de CLAS à bas Q^2 (étoile), de Cornell (triangle) et les nôtres (cercle). Les barres d'erreur sont uniquement statistiques.

3.5 Soustraction du bruit de fond

Après avoir corrigé la réaction $ep \to e'p'\pi^+\pi^-$ et normalisé les événements pour aboutir la section efficace, nous allons extraire le signal du ρ^0 à partir des distributions de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Le pic du ρ^0 est large ($\Gamma_{\rho^0} \sim 150$ MeV) et à notre énergie ($E_e = 4.2$ GeV, $W < 3$ GeV), le bruit de fond sous le pic est important. Le bruit de fond, à notre cinématique, correspond essentiellement aux réactions suivantes : $\gamma p \to \Delta^{++}\pi^-$, $\gamma p \to \Delta^0\pi^+$ et $\gamma p \to p\pi^+\pi^-$. Les deux premiers canaux (production de Δ) décroissent rapidement quand l'énergie augmente. Les quatres réactions en jeu (avec le ρ^0) ont toutes le même état final, c'est à dire : e^-, p, π^+, et π^-. Dans ce chapitre, nous commencerons par présenter les données existantes en photo- et électroproduction, puis nous détaillerons les différentes méthodes utilisées pour soustraire le bruit de fond et extraire le nombre de ρ^0. Nous avons essayé plusieurs méthodes pour extraire le nombre de ρ^0 : fit du pic du ρ^0 avec des fonctions ad-hoc et/ou un générateur MC. Nous en viendrons à la conclusion que, à cause de la part importante de bruit de fond présente sous le pic du ρ^0, la meilleure manière de soustraire le bruit de fond sera d'ajuster les données par des formes des différentes réactions générées par le Monte Carlo. Une fois la soustraction du bruit de fond effectuée, nous présenterons les sections efficaces de $\gamma^* p \to p'\rho^0$ et les comparerons aux données existantes.

3.5.1 La forme du spectre de masse du ρ^0 dans les données existantes

Dans ce chapitre, nous commencerons par étudier à titre d'exemple le spectre de masse du ρ^0 pour une expérience de photoproduction ($W = 2.5$ et $W = 3.1$ GeV). A ces énergies, nous verrons que le pic du ρ^0 est relativement peu pollué par le bruit de fond car les canaux "parasites" du Δ^{++} et du Δ^0 chutent avec l'énergie. Aussi, nous noterons que le pic du ρ^0 n'est pas symétrique par rapport à la masse centrale du ρ^0 et que cet effet dépend de la cinématique. Nous verrons ensuite les spectres de masse obtenus dans les expériences d'électroproduction.

La figure 3.36 montre, pour une expérience de photoproduction [65], les masses invariantes $M_{\pi^+\pi^-}$ à $E_\gamma = 2.8$ (à gauche) et 4.7 GeV (à droite). De haut en bas, les données correspondent à des valeurs croissantes de $-t$ (de 0.02 à plus de 1 GeV^2). Sur ces spectres, le bruit de fond sous le pic du ρ^0 est faible. L'équivalence de ces énergies de faisceau de photon en W sont respectivement 2.5 et 3.1 GeV : W est donc supérieur aux valeurs de notre expérience à CLAS (où W<2.3 GeV). Le graphe de Dalitz (figure 3.37) représentant $M^2_{\pi^+\pi^-}$ en fonction de $M^2_{p\pi^+}$, montre que la distribution de ρ^0 est moins contaminée par le Δ^{++} à mesure que l'énergie du photon (ou W) augmente [2]. En comparaison, la figure 3.38 montre le graphe de Dalitz pour nos données ($W \sim 2$ GeV).

[2] De façon générale, toutes les sections efficaces de réactions exclusives chutent avec l'énergie sauf celles qui s'apparentent à des réactions élastiques (c'est le cas de la photo- et de l'électroproduction des mésons vecteurs qui ont les mêmes nombres quantiques que le γ). On peut comprendre cette évolution avec W dans le cadre de la théorie de Regge : à partir d'une certaine énergie (au dessus de la région des résonnances), l'amplitude est proportionnelle à $s^{\alpha(t)}$ et on a $d\sigma/dt(t=0) \sim \sigma_{tot} \sim s^{2\alpha(0)-2}$, avec $s = W^2$ et où $\alpha(t)$ est une trajectoire de Regge. Si la réaction est élastique (ou équivalente), à grand W, la trajectoire dominante est celle du Poméron pour lequel l'intercept ($\alpha(0)$) est $\sim$1.06 ce qui induit une section efficace constante et même légèrement croissante en fonction de W. Si la réaction n'est pas élastique, ce sont des trajectoires de mésons qui interviennent et l'intercept est toujours infèrieur à 1, donc la section efficace décroît avec l'énergie.

Cependant, bien que le bruit de fond soit faible sous le pic du ρ^0 dans le cas de l'expérience de photoproduction, l'article montre qu'une "simple" fonction Breit-Wigner ne reproduit pas ces spectres. Ceux-ci sont en effet asymétriques par rapport à la masse centrale du ρ^0. Il faut introduire des corrections à la "simple" fonction Breit-Wigner pour ajuster le pic du ρ^0. Nous présentons rapidement les fonctions les plus populaires utilisées dans la soustraction du bruit de fond pour le ρ^0 :

- une "simple" fonction Breit-Wigner,
- une fonction Breit-Wigner d'onde p : elle a la forme d'une Breit-Wigner, mais elle prend en compte le fait que le fait que le ρ^0 est une particule instable de spin 1 qui décroît en 2 particules de spin 0 et introduit une largeur qui dépend de l'énergie,
- une fonction Breit-Wigner d'onde p avec la correction de Ross et Stodolsky (multiplication de la Breit-Wigner par un terme empirique qui décale le centroïde de la distribution),
- une fonction Breit-Wigner d'onde p avec la parametrisation de Söding (introduction d'un terme de bruit de fond qui rend compte de l'interférence du ρ avec le bruit de fond).

Nous allons voir, dans la suite de ce chapitre, plus en détail ces différentes fonctions. Les deux dernières fonctions introduisent un terme de correction pour décrire le décalage observé de la masse centrale du ρ^0. Ces deux fonctions sont celles qui sont le plus généralement utilisées.

Pour l'électroproduction, le tableau 3.5 indique les expériences qui sont les plus proches de notre cas en terme de domaine cinématique (les domaines en Q^2 et W sont indiqués pour chacune d'entre elles).

site	date	énergie du faisceau (GeV)	Q^2 (GeV^2)	W (GeV)
Desy [63]	1976	7.2 (electron)	$0.3 < Q^2 < 1.4$	$1.3 < W < 2.8$ GeV
Cornell [64]	1981	11.5 (electron)	$0.7 < Q^2 < 4$	$1.9 < W < 4.$ GeV
Hermes [68]	2000	27.5 (electron)	$0.5 < Q^2 < 5$	$4 < W < 6$ GeV
Fermilab[67]	1997	470 (muon)	$0.15 < Q^2 < 13$	$6 < W < 27$ GeV

TAB. 3.5 – Expériences d'électroproduction exclusive de ρ^0 (liste non exhaustive : seules les expériences proche de notre cinématique sont listées) et domaines cinématiques pour chacune.

La figure 3.39 montre les masses invariantes $\pi^+\pi^-$ pour différentes valeurs de Q^2 et W obtenues à Cornell. La forme de la masse invariante $\pi^+\pi^-$ évolue en fonction de W : lorsque W augmente, le bruit de fond sous le pic du ρ^0 diminue et se déplace sur la droite. En effet, à plus grand W, on s'attend à ce que les grandes masses invariantes $\pi^+\pi^-$ se peuplent de plus en plus (d'où le déplacement du bruit de fond avec W). Aux énergies de Hermes ($4 < W < 7$ GeV-figure 3.40), ou Fermilab ($6 < W < 27$ GeV-figure 3.41), il y a très peu de bruit de fond. Aucune de ces deux analyses n'a fait de soutraction de bruit de fond sous le pic du ρ^0 à ce stade. Le problème majeur de ces expériences vient plutôt de l'identification de la réaction exclusive (ce qui n'est pas notre cas comme nous l'avons vu au paragraphe 3.2.4). Dans le cas de notre analyse, le domaine en W est $1.75 \leq W \leq 2.3$ GeV. Le bruit de fond est important comme on peut le voir sur la figure 3.42 qui montre la masse invariante $\pi^+\pi^-$ intégrée sur toutes les cinématiques. Pour donner une idée, dans l'expérience de photoproduction dont nous avons précédemment vu les spectres de masse [65] - qui sont plus "propres" que dans notre cas car

l'energie est plus importante -, le nombre de ρ^0 a été extrait avec une incertitude d'environ 10-20%. Cette incertitude provient principalement de la modélisation de la forme du pic du ρ^0 et du bruit de fond. Il va donc falloir s'attendre à une erreur systématique de cet ordre dans notre cas.

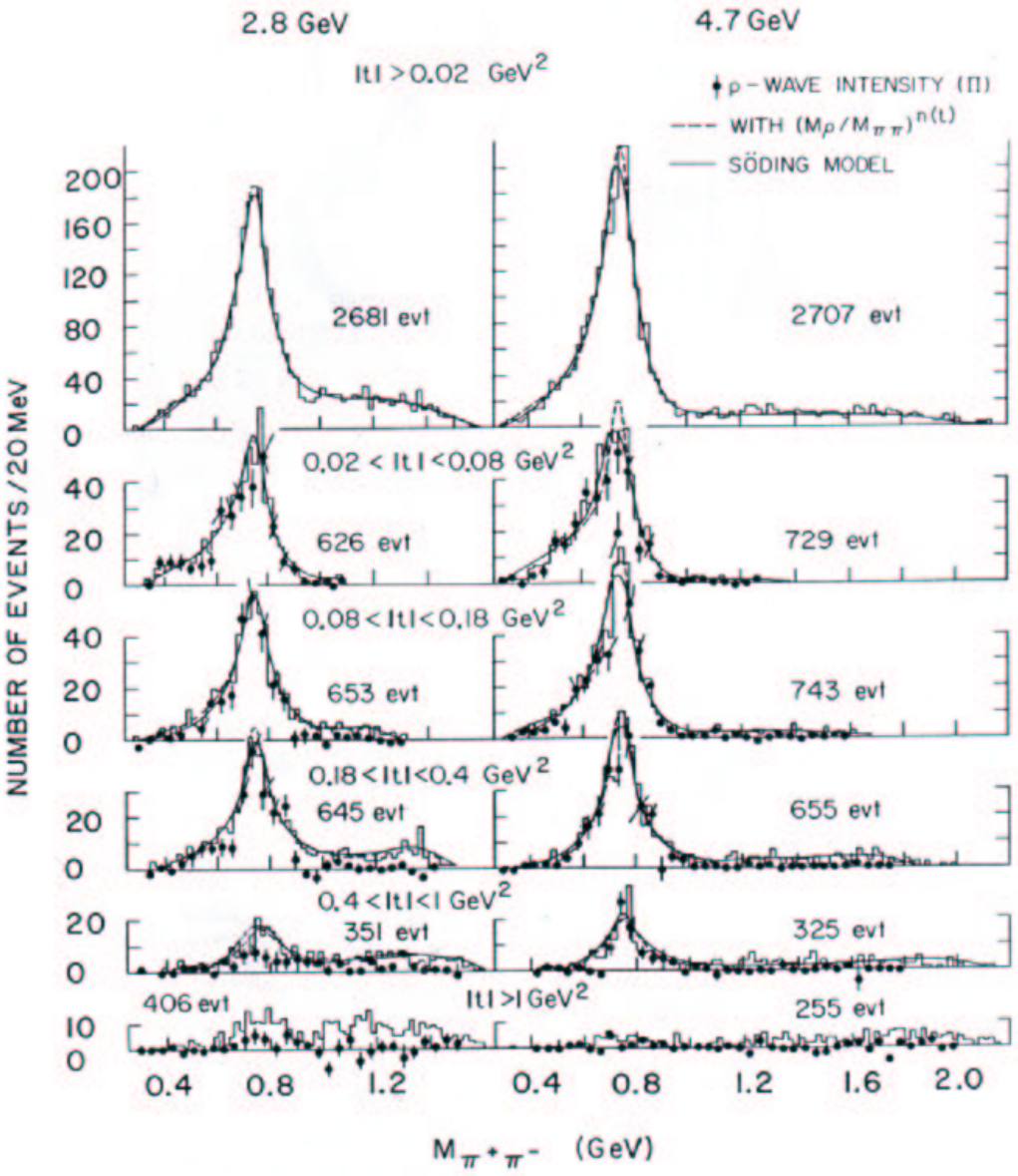

FIG. 3.36 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ (GeV) pour $E_\gamma = 2.8$ GeV (à gauche) et $E_\gamma = 4.7$ GeV (à gauche) et pour des valeurs croissantes de $|t|$ de haut en bas. La figure provient de la référence [65].

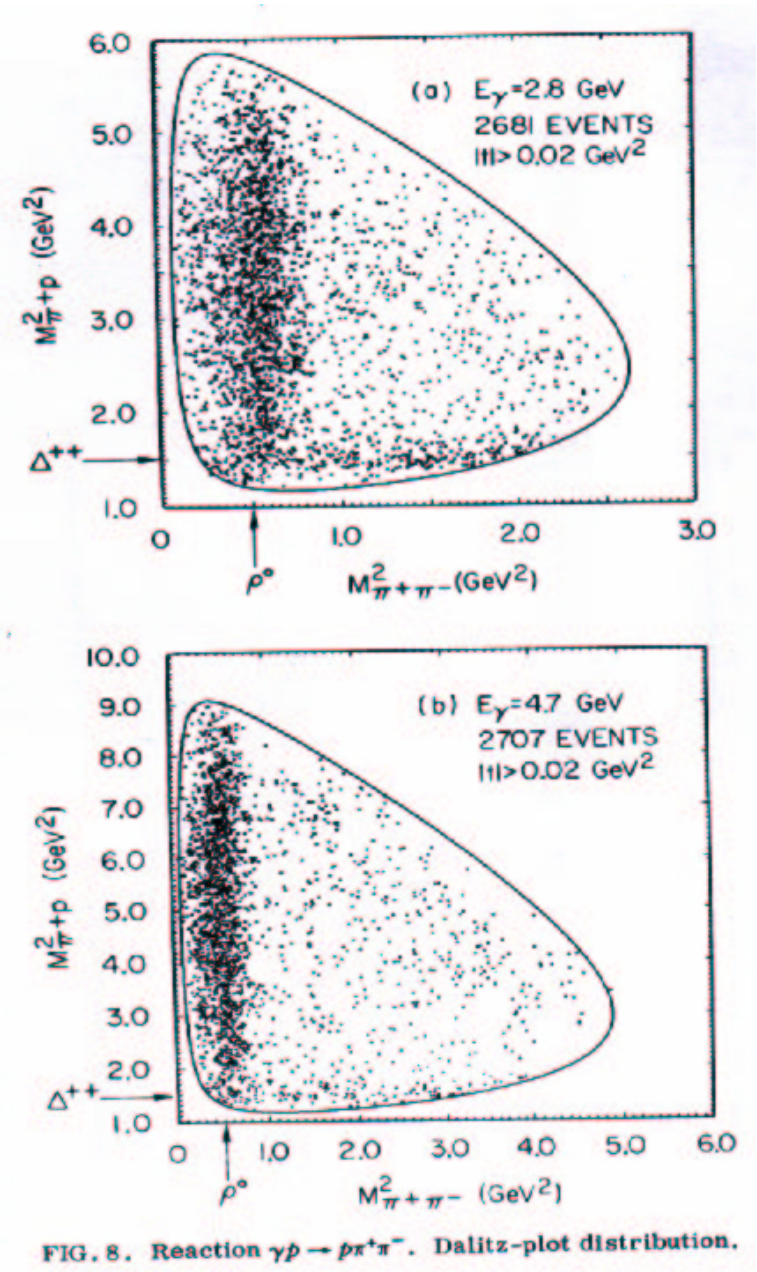

FIG. 8. Reaction $\gamma p \to p\pi^+\pi^-$. Dalitz-plot distribution.

FIG. 3.37 – Masse invariante $p\pi^+$ (GeV) en fonction de la masse invariante $\pi^+\pi^-$ (GeV) pour $E_\gamma = 2.8$ GeV (en haut) et $E_\gamma = 4.7$ GeV (en bas). La figure provient de la référence [65].

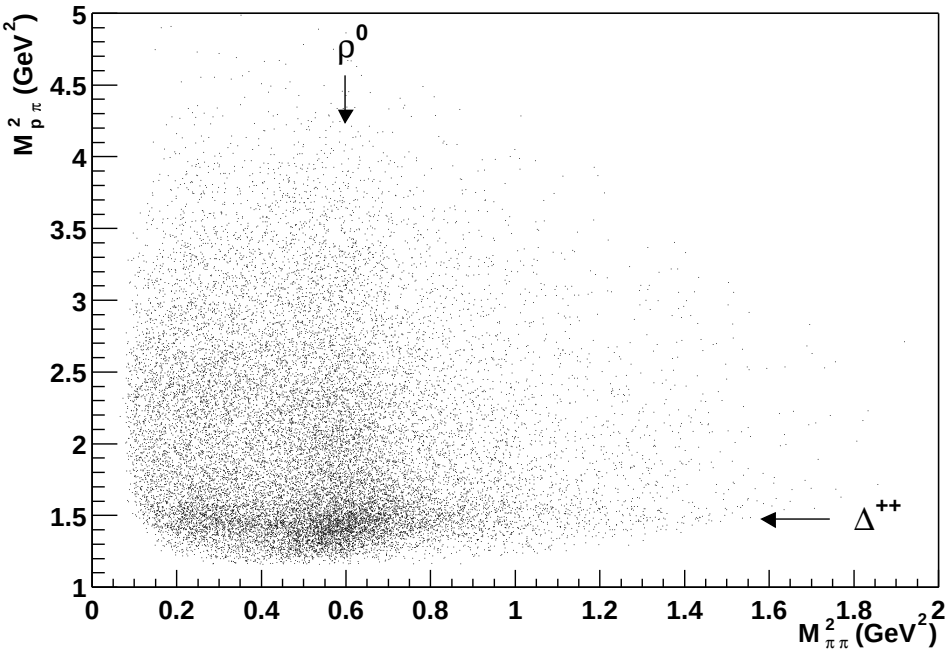

FIG. 3.38 – Masse invariante $p\pi^+$ (GeV) en fonction de la mass invariante $\pi^+\pi^-$ (GeV) à CLAS pour $W \sim 2$ GeV.

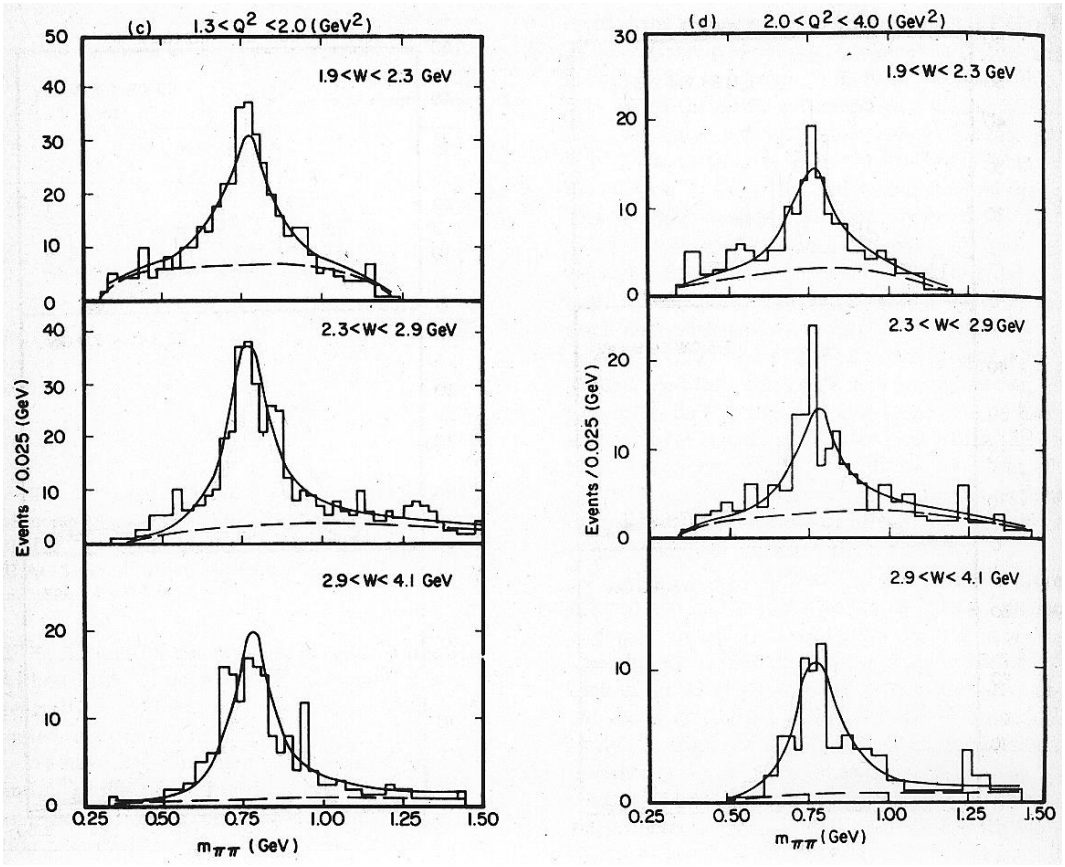

FIG. 3.39 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ (GeV) à Cornell pour différentes valeurs de Q^2 et W indiquéées sur les spectres. La figure provient de la référence [64].

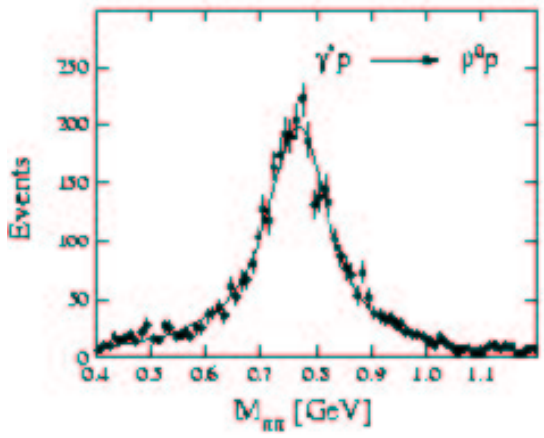

FIG. 3.40 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ (GeV) à Hermes [69] où $4 < W < 7$ GeV.

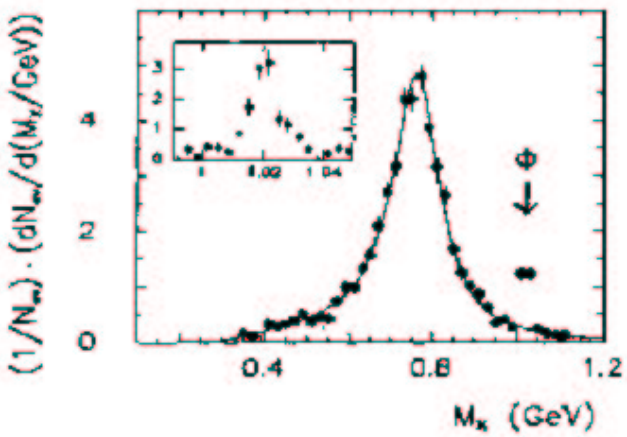

FIG. 3.41 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ (GeV) à Fermilab [67] où $6 \leq W \leq 20$ GeV.

3.5.2 Fit du spectre du ρ^0 à une dimension : définitions des fonctions utilisées

Dans ce paragraphe, nous présentons les différentes méthodes utilisées pour ajuster la masse invariante $\pi\pi$ et l'application à nos données. Nous allons d'abord voir les fonctions mentionnées dans le paragraphe précédent et traditionellement utilisées. Ensuite nous introduirons une méthode basée sur un générateur d'événements. Finalement, nous étudierons la combinaison de fonctions pour décrire la forme du ρ^0 avec le générateur d'événements pour décrire la forme des différents canaux de bruit de fond.

$1^{ère}$ méthode : fonctions empiriques pour décrire la forme du pic du ρ et fonction polynômiale du $3^{ème}$ degré pour le bruit de fond

La fonction gaussienne

Le plus simple est de commencer par ajuster la distribution de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ par une simple fonction gaussienne pour le pic du ρ^0 et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré pour le bruit de fond. La figure 3.42 montre la masse invariante $\pi^+\pi^-$ pour toute la statistique des données analysées (c'est à dire, intégrée sur tout l'espace de phase).

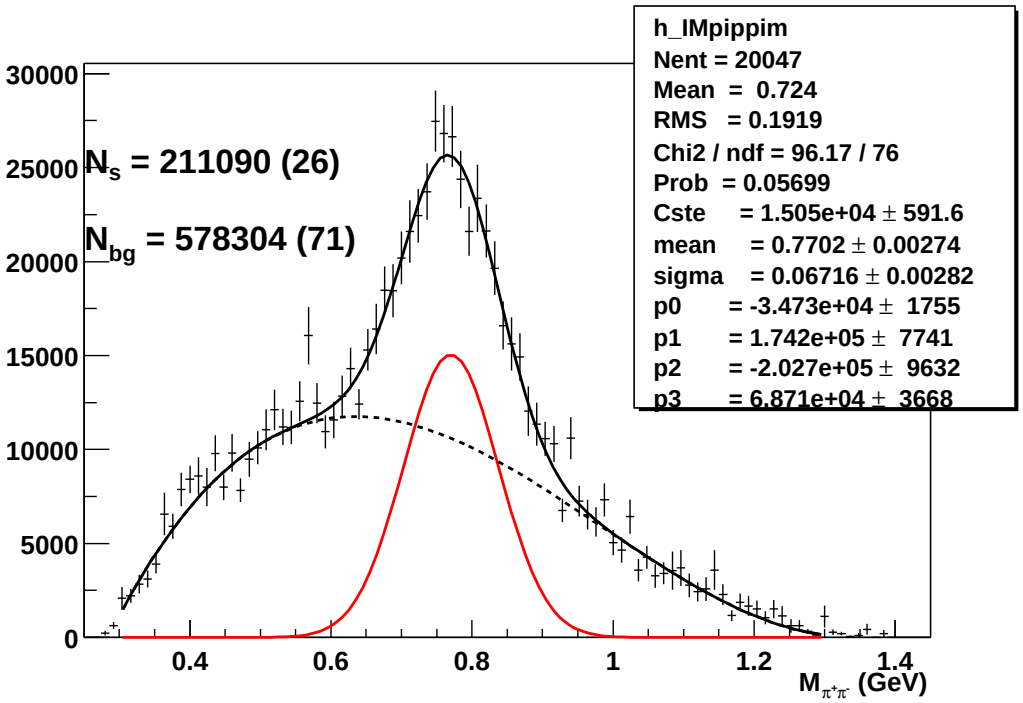

FIG. 3.42 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ ajustée par une fonction gaussienne et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré.

Le bruit de fond sous le pic du ρ^0 atteint 56%. La fonction gaussienne n'est cependant pas particulièrement motivée pour la description d'une résonance. Ceci nous donne quand même un premier ordre de grandeur de rapport signal/bruit.

La fonction Breit-Wigner (sous toutes ses formes)

Pour reproduire la distribution d'une résonance, une fonction plus réaliste est la fonction Breit-Wigner non relativiste :

$$\frac{dN}{dM_{\pi^+\pi^-}} = \frac{\Gamma_\rho}{4(M_\rho - M_{\pi^+\pi^-})^2 + \Gamma_\rho^2} \tag{3.44}$$

où M_ρ et Γ_ρ sont la masse et la largeur du ρ^0. La figure 3.43 (en haut, à gauche) montre le spectre de la masse invariante ajusté par une Breit-Wigner et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré. Dans ce cas, on compte 50% de bruit de fond sous le pic du ρ^0 dans l'intervalle $0.6 < M_{\pi^+\pi^-} < 0.95$ GeV. Comparée à la fonction Breit-Wigner, la gaussienne sous-estime sensiblement le nombre de ρ^0, car cette dernière décroît plus vite que la Breit-Wigner au niveau des queues de la distribution. On observe une différence de 30% entre le nombre de ρ^0 obtenu avec le fit avec une gaussienne et avec une Breit-Wigner.

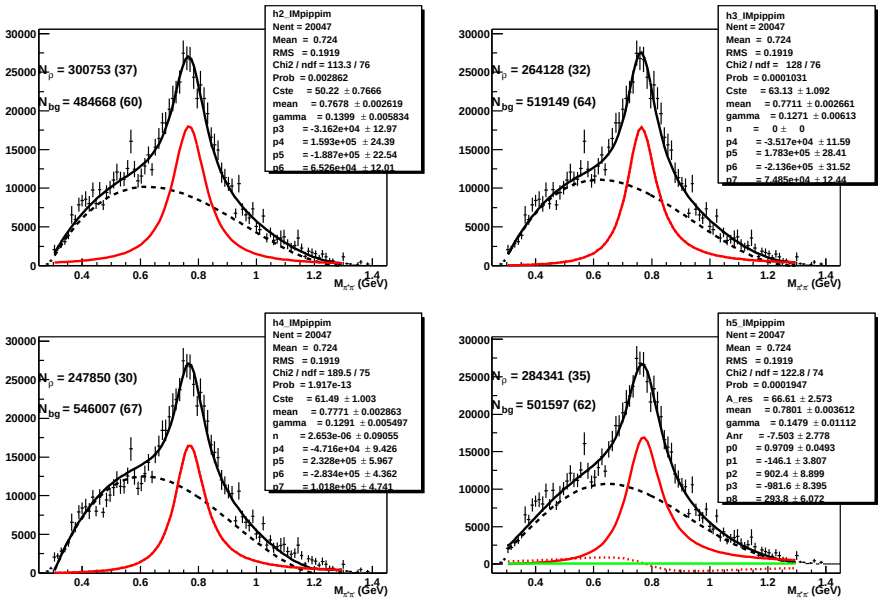

FIG. 3.43 – Masse invariante $\pi^+\pi^-$ ajustée par une simple Breit-Wigner (en haut, à gauche), une Breit-Wigner d'onde p (en haut, à droite), une Breit-Wigner d'onde p avec la paramétisation de Ross et Stodolsky (en bas, à gauche) et une Breit-Wigner d'onde p avec la paramétrisation de Söding.

On peut aussi raffiner la Breit-Wigner en utilisant une Breit-Wigner d'onde p relativiste [70] :

$$\frac{dN}{dM_{\pi^+\pi^-}} = \frac{M_\rho \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})}{(M_\rho^2 - M_{\pi^+\pi^-}^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma^2(M_{\pi^+\pi^-})} \tag{3.45}$$

Dans ce cas, la largeur de la résonance est dépendante de l'énergie :

$$\Gamma(M_{\pi^+\pi^-}) = \Gamma_\rho \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{M_\rho}{M_{\pi^+\pi^-}} \tag{3.46}$$

avec $l = 1$ pour une Breit-Wigner p-wave, q est l'impulsion du pion de désintégration dans le référentiel du centre de masse et q_0 est égal à q pour $M_\rho = M_{\pi^+\pi^-}$:

$$q = \frac{\sqrt{M^2_{\pi^+\pi^-} - 4M^2_\pi}}{2},\ q_0 = \frac{\sqrt{M^2_\rho - 4M^2_\pi}}{2} \tag{3.47}$$

La figure 3.43 (en haut, à droite) montre le spectre de la masse invariante ajusté par une Breit-Wigner relativiste et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré. Par rapport à la précédente fonction ("simple" Breit-Wigner), on obtient un nombre de ρ^0 différent de 12%.

Ross and Stodolsky [71] ont introduit un terme phénoménologique pour decrire l'interférence entre le ρ^0 et la production non-résonante de $\pi^+\pi^-$. Ce terme décrit le décalage observé du pic du ρ^0.

$$\frac{dN}{dM_{\pi^+\pi^-}} = BW(M_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^{n_{skew}} \tag{3.48}$$

où n_{skew} est le paramètre dit de "distorsion" ("skewing"). Bien que Ross et Stodolsky aient prédit que n_{skew} soit égal à 4 [71], souvent ce paramètre est utilisé comme un paramètre à ajuster aux données en fonction de Q^2 et t. La figure 3.43 (en bas, à gauche) montre le spectre de la masse invariante ajusté par une Breit-Wigner, corrigée avec le terme de distorsion, et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré. Le résultat du fit pour n_{skew} est $n_{skew} = 0 \pm 0.09$. Ce résultat indique que le décalage de pic du ρ^0 est nul (à la valeur près des barres d'erreur) et que cette méthode, dans notre cas, n'apporte que peu d'amélioration.

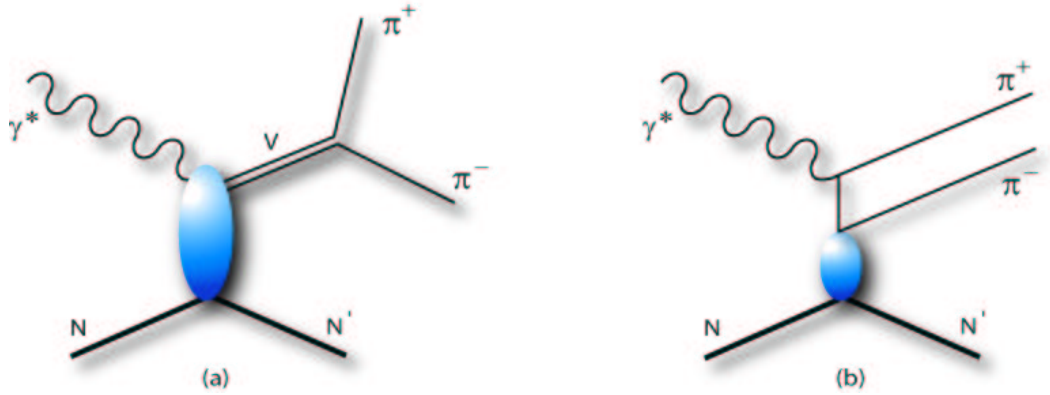

FIG. 3.44 – Production résonante de ρ^0 (a) et production de bruit de fond $\pi^+\pi^-$ de type Drell (b)

Une autre approche est donnée par Söding [72] pour expliquer le décalage de la masse du ρ^0 : la masse distordue du ρ^0 est décrite par l'interférence entre la production résonante de ρ^0 et la production de bruit de fond $\pi^+\pi^-$ de type Drell où le photon virtuel diffuse de façon diffractive sur la cible (figure 3.44). On introduit ce terme d'interférence au niveau de l'amplitude :

$$\frac{dN}{dM_{\pi^+\pi^-}} = \left| A_{res} \frac{\sqrt{M_{\pi^+\pi^-} M_\rho \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})}}{M^2_{\pi^+\pi^-} - M^2_\rho + iM_\rho\Gamma(M_{\pi^+\pi^-})} + A_{nr} \right|^2 \tag{3.49}$$

$$= A_{res}^2 \frac{M_{\pi^+\pi^-} M_\rho \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})}{(M_{\pi^+\pi^-}^2 - M_\rho^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})^2}$$
$$+ 2A_{res}A_{nr} \frac{\sqrt{M_{\pi^+\pi^-} M_\rho \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})}(M_{\pi^+\pi^-}^2 - M_\rho^2)}{(M_{\pi^+\pi^-}^2 - M_\rho^2)^2 + M_\rho^2 \Gamma(M_{\pi^+\pi^-})^2} + A_{nr}^2$$

où A_{res} est l'amplitude du ρ^0 et A_{nr} l'amplitude de la partie non-résonante. Ce terme est pris constant en première approximation et réel. Nous trouvons qu'il est nécessaire d'ajouter une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré supplémentaire pour décrire le bruit de fond important présent sous le pic du ρ^0 car le terme non-résonant constant de la formule 3.50 s'avère insuffisant pour décrire totalement le bruit de fond sous le pic du ρ. Cette procédure suppose donc qu'une partie de la contribution non-résonante interfère avec le ρ^0 et qu'une autre partie n'interfère pas, ce qui n'est pas très physique, nous le reconnaissons. Il est évidemment fortement souhaitable que la procédure pour ajuster les données soit la plus "physique" possible, cependant, par défaut, nous devons nous contenter de méthodes empiriques et approximatives. Nous avons aussi essayé d'effectuer le fit de la distribution de la masse invariante en supposant que l'ensemble de(s) la réaction(s) non-résonante(s) interféraient avec la production de ρ^0. Cependant la fonction résultante n'ajustait pas la masse invariante $\pi^+\pi^-$. La méthode Söding est assez adaptée pour les hautes énergies où il n'y pas un important bruit de fond sous le pic du ρ^0 comme vu précédemment mais nécessite une modification à nos énergies. La figure 3.43 (en bas, à droite) montre le spectre de la masse invariante ajusté par une Breit-Wigner relativiste (ligne pleine) avec le terme d'interférence introduit par Söding (ligne pointillée proche de 0) et une fonction polynomiale du $3^{ème}$ degré (ligne pointillée). Avec cette méthode le nombre de ρ^0 est inférieur de 5% par rapport au fit avec la "simple" fonction Breit-Wigner, et supérieur de 7% par rapport au fit avec la fonction Breit-Wigner p-wave.

Le tableau 3.6 résume les résultats des différents fits. En général, les largeurs du pic du

fonction	M_{ρ^0} (GeV)	$\Gamma_{\rho^0}(GeV)$	N_{ρ^0}	χ^2/ndf
gaussienne	0.7703 ± 0.0028	0.13339 ± 0.0055	210362	96/76
BW non-rel.	0.7677 ± 0.0026	0.1399 ± 0.0058	300753	113/76
p-wave BW	0.7711 ± 0.0027	0.1271 ± 0.0061	264128	128/76
Ross and Stodolsky	0.7771 ± 0.0029	0.1291 ± 0.0055	247850	189/75
Söding	0.7801 ± 0.0036	0.1479 ± 0.0111	284341	123/74
PDG values [60]	$M_\rho = 769.3 \pm 0.8$ MeV	Γ_ρ=150.2±0.8 MeV		

TAB. 3.6 – Résultats des fits de la distribution du ρ^0 avec différentes fonctions et comparaison avec les valeurs du PDG.

ρ^0 sont sous estimées. La fonction Ross et Stodolsky n'ajuste pas très bien la distribution du ρ^0 : le χ^2 est plus important dans ce cas comparé aux autres fits. On peut voir sur le spectre en question que la largeur est mal ajustée aux données et trop faible. Ceci explique le faible nombre de ρ^0 obtenu comparé aux autres méthodes. Entre la "simple" fonction de Breit-Wigner et celle de Söding, on a 7% de différence sur le nombre de ρ^0. En fait, on n'observe pas de décalage systématique du pic du ρ^0. Même pour des cinématiques spécifiques où on aurait pu

s'attendre à un large décalage (petit $|t|$), nous avons observé un décalage ajusté aux données nul. Nous avons aussi remarqué que la partie correspondant au bruit de fond ne semblait pas bien reproduire les données avec une fonction polynômiale du $3^{ème}$ degré (surtout pour la queue de la distribution). Nous avons essayé avec des fonctions polynomiales de plus grand ordre sans obtenir d'amélioration.

Nous allons maintenant considérer une autre approche de soustraction du bruit de fond : nous allons utiliser le générateur d'événements de Gênes pour ajuster la distribution du ρ^0 et déterminer le nombre de ρ^0.

$2^{ème}$ méthode : méthode avec le générateur d'événements de Gênes

Le générateur d'événements de Gênes génère les réactions en électroproduction qui poduisent 2π : $ep \to ep\rho$, $ep \to e\Delta^{++}\pi^-$, $ep \to e\Delta^0\pi^+$ et $ep \to ep\pi^+\pi^-$. Les spectres de masse du Δ et du ρ^0 sont générés suivant une distribution "simple" de Breit-Wigner (équation 3.44) et en utilisant les valeurs du PDG pour les valeurs des masses centrales et des largeurs des particules (pour le ρ^0, voir le tableau 3.6). Le générateur somme de façon incohérente les sections efficaces des différents canaux, il ne prend donc pas en compte les effets d'interférences entre les quatre différents mécanismes. Le générateur est détaillé dans le paragraphe 3.5.2 ($2^{ème}$ méthode). De façon pratique, nous ne considérons en fait que 3 de ces 4 réactions eu question : ρ, Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non-résonant. En effet, la contribution du Δ^0 est faible comparé à celle du Δ^{++} et ne change pas significativement les résultats du fit. A cause de la différence d'isospin entre ces deux particules, on s'attend à un rapport Δ^0/Δ^{++} de 1/3 pour les amplitudes. La figure 3.45 montre, à gauche, la distribution des données expérimentales, corrigée d'acceptance, de la masse invariante $M_{p\pi^-}$ où l'on voit le signal du Δ^0 à ~ 1.2 GeV et à droite la distribution de $M_{p\pi^+}$ où le Δ^{++} apparait clairement. Ces deux spectres montrent que la contribution du Δ^0 est bien moins importante que celle du Δ^{++}.

La figure 3.46 montre la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ intégrée sur toute la cinématique. Les données expérimentales sont représentées par l'histogramme (les barres d'erreur sont seulement d'origine statistique). Les lignes sont le résultat du fit des simulations sur les données pour les différents canaux. La ligne pleine (la plus petite en amplitude) représente la somme des contributions provenant du Δ^{++} -ligne tiretée et pointillée- et de $\pi^+\pi^-$ non-résonant -ligne pointillée-. La ligne tiretée est la contribution du ρ^0. Enfin, la deuxième ligne pleine qui ajuste les données est la somme de toutes les contributions. Dans cette approche, il y a trois paramètres libres qui sont les poids des trois réactions. La forme pour chaque canal est donnée par le générateur d'événement. On utilise MINUIT [54] pour ajuster les simulations aux données. Le pic du ρ^0 est clairement visible et bien ajusté par les simulations. Lors du fit, nous imposons des limites minimales arbitraires pour la contribution du $\pi\pi$ non-résonant. Un fit totalement libre conduit, en effet, à un résultat non réaliste pour lequel le $\pi\pi$ non-résonant ne contribue pas. Le nombre de ρ^0 obtenu ($N_\rho = 291000$) est comparable au nombre de ρ^0 obtenu avec la $1^{ère}$ méthode.

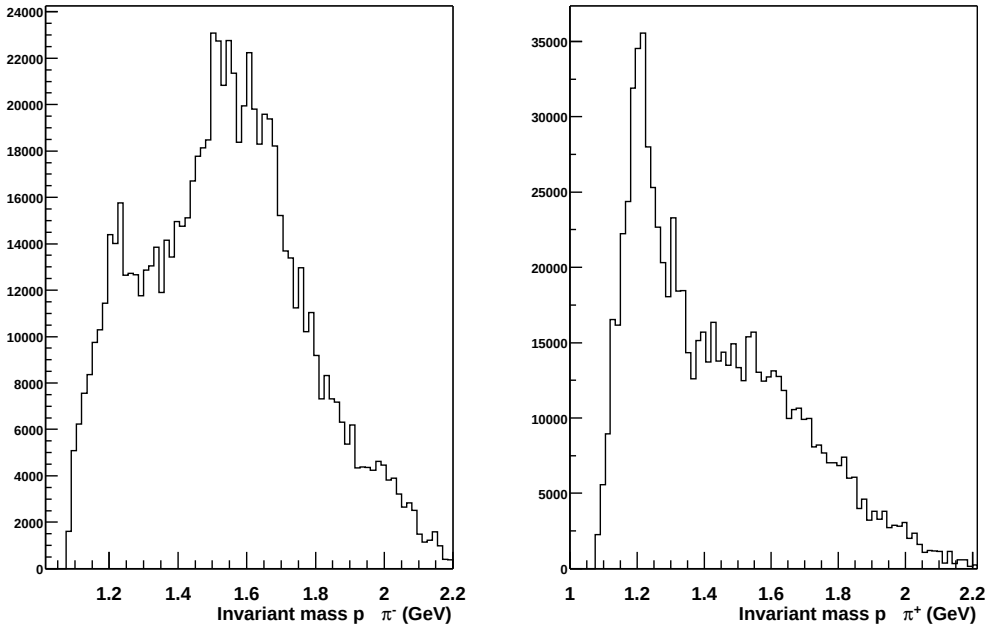

FIG. 3.45 – Masse invariante $M_{p\pi^-}$ (à gauche), masse invariante $M_{p\pi^+}$ (à droite) pour les données expérimentales.

3ème méthode : générateur d'événements de Gênes pour la forme du bruit de fond et fonctions empiriques pour la forme du pic du ρ^0

La méthode précédente, basée sur le modèle de Gênes, a l'avantage de produire une forme réaliste pour le bruit de fond présent sous le pic du ρ^0 mais le désavantage d'utiliser une simple fonction Breit-Wigner pour la masse du ρ^0. Dans le but d'utiliser une forme plus sophistiquée pour le spectre de masse du ρ^0, ce qui semble nécessaire d'après la discussion du paragraphe 3.5.2, nous introduisons une méthode "hybride", basée sur les deux précédentes méthodes, dans laquelle nous prenons seulement les canaux du Δ^{++} et du $\pi\pi$ non-résonant dans le générateur d'événements pour avoir une forme réaliste du bruit de fond et la masse du ρ^0 est ajustée par une des fonctions présentées dans le paragraphe 3.5.2. Cela nous donne la possibilité d'introduire une forme plus complexe qu'une "simple" Breit-Wigner pour le signal tout en ayant une forme plus physique pour le bruit de fond (Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non-résonant) en contraste par rapport à la forme d'une simple fonction polynomiale non motivée physiquement, .

Nous avons essayé les différentes fonctions présentées dans le paragraphe 3.5.2. Par exemple, la fonction de fit dans le cas de la paramétrisation de Ross et Stodolsky devient :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dM_{\pi^+\pi^-}} &= A_\rho \mathrm{BW}(M_{\pi^+\pi^-}) \left(\frac{M_\rho}{M_{\pi^+\pi^-}}\right)^{n_{skew}} \\ &+ A_\Delta \times \text{ forme MC} + A_{\pi\pi} \times \text{ forme MC} \end{aligned} \tag{3.50}$$

Dans ce cas, nous avons six paramètres libres : M_ρ, Γ_ρ, A_ρ, n_{skew}, A_Δ and $A_{\pi\pi}$. La figure 3.47

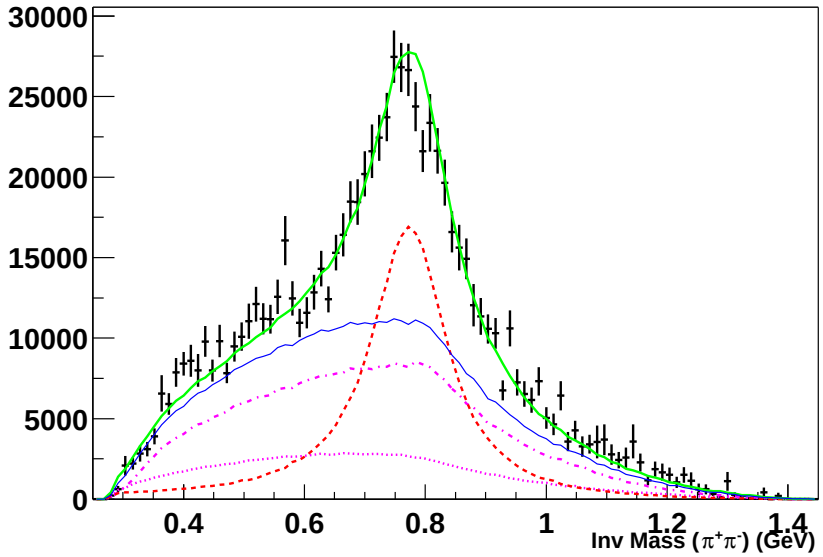

FIG. 3.46 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$. Les données expérimentales sont représentées par un histogramme et les simulations par des lignes. La ligne pleine qui ajuste les données est la somme de toutes les contributions. La seconde ligne pleine (la plus petite en amplitude) représente la somme des contributions provenant du Δ^{++} -ligne tiretée et pointillée- et de $\pi^+\pi^-$ non-résonant -ligne pointillée-. La ligne tiretée est la contribution du ρ^0.

montre la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ ajustée par les quatre fonctions :

- une simple fonction Breit-Wigner (en haut, à gauche),
- une Breit-Wigner p-wave (en haut, à droite),
- une Breit-Wigner p-wave avec la correction de Ross et Stodolsky (en bas, à gauche),
- une Breit-Wigner p-wave avec la paramétrisation de Söding (en bas, à droite).

Pour les deux premières méthodes, nous avons cinq paramètres libres : M_ρ, Γ_ρ, A_ρ, A_Δ and $A_{\pi\pi}$. Pour les deux dernières, s'ajoute un sixième paramètre : n_{skew} pour la paramétrisation de Ross et Stodolsky et A_{nres} pour la paramétrisation de Söding.

Nous notons que la fonction Breit-Wigner p-wave "hybride" (en haut, à droite de la figure 3.47) n'ajuste pas bien la masse invariante. Cependant, cette fois, le nombre de ρ résultant des fits avec les trois autres fonctions sont relativement similaires. Lors du fit, la largeur du ρ^0 a été fixée à 150 MeV (valeur du PDG) et nous avons imposé des limites sur la masse du ρ^0 : $0.76 < M_\rho < 0.78$ GeV. En effet, sans ces limites, le fit des fonctions Söding et Ross-Stodolssky conduisait à des valeurs irréalistes pour la masse et la largeur du ρ^0. La comparaison avec la $1^{ère}$ méthode est donc biaisée car nous n'avons alors pas imposé de telles limites. Cependant le nombre de ρ^0 obtenu ici est, en général, légèrement inférieur au nombre de ρ^0 obtenu avec les fits de la $1^{ère}$ méthode (de 5 à 12%) car la forme du bruit de fond est différente sous le pic du ρ^0 avec le générateur d'événements (cette méthode) comparé à une fonction polynomiale ($1^{ère}$ méthode).

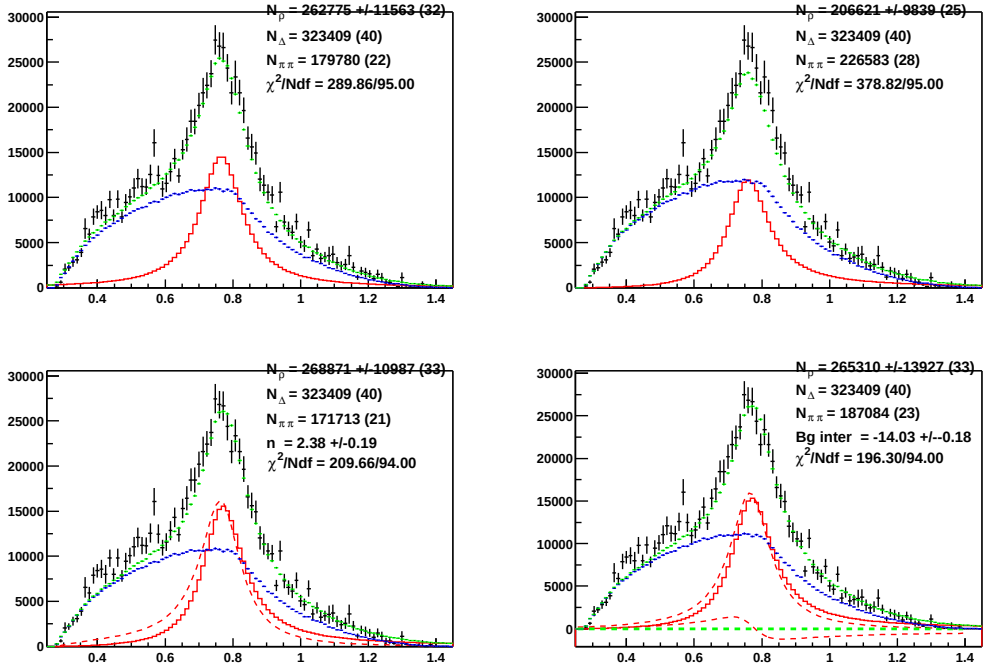

FIG. 3.47 – Distribution de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ ajustée par une simple Breit-Wigner (en haut, à gauche), une Breit-Wigner p-wave (en haut, à droite), une Breit-Wigner p-wave avec la correction de Ross et Stodolsky (en bas, à gauche), une Breit-Wigner p-wave avec la parametrisation de Söding (en bas, à droite) pour le canal du ρ^0. La forme du bruit de fond est, dans tous les cas, donnée par le générateur d'événements.

Synthèse et comparaison entre les trois méthodes à 1 dimension

Finalement, nous décidons d'écarter la première approche discutée au paragraphe 3.5.2 (utilisant une fonction polynomiale pour ajuster le bruit de fond). La forme du fonction polynomiale de $3^{ème}$ degré est, en effet, trop simple pour décrire le bruit de fond sous le pic du ρ^0 comparé au générateur d'événements qui est plus motivé physiquement et en lequel nous avons certainement plus confiance. Prendre une fonction polynomiale d'ordre supérieur, qui pourrait, peut-être, reproduire la forme du bruit de fond donné par le générateur d'événement, introduirait trop de paramètres libres.

Il reste donc à comparer les deux dernières approches ($2^{ème}$ et $3^{ème}$ méthode) : celle où le générateur d'événements seul est utilisé pour produire les formes du signal du ρ^0 et du bruit de fond et celle, "hybride", utilisant une fonction pour la forme du ρ^0 et le générateur d'événements pour la forme du bruit de fond (Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non-résonant).

Le tableau 3.7 résume les résultats des différents fits pour ces deux méthodes (incluant les 4 possibilités de la figure 3.47). A ce stade, en définitive, nous concluons qu'à 8 % près (en prenant en moyenne $N_\rho \sim 275000$), lorsqu'on effectue le fit, à 1 dimension, de la distribution de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$, les deux approches aboutissent approximativement au même nombre de ρ^0 (lors de ces fits, la largeur du ρ^0 a été fixée et n'est donc pas un paramètre libre).

fonction	M_{ρ^0} (GeV)	Γ_{ρ^0}(GeV)	N_{ρ^0}	χ^2/ndf
Monte-Carlo (MC)	0.770	0.150	291902±9944	
MC+BW	0.7656±0.0031	0.150	262775±11563	290/95
MC+p-wave BW	0.7684±0.0035	0.150	206621±9839	376/95
MC+R.S.	0.78 (limite du fit)	0.150	268871±10987	210/94
MC+Söding	0.78 (limite du fit)	0.150	265310±13927	196/94

TAB. 3.7 – Résultats du fit pour la distribution de la masse invariante $M_{\pi\pi}$ par différentes fonctions pour la forme du ρ^0 et le générateur d'événements pour la forme du Δ^{++} et du $\pi\pi$ non résonant.

3.5.3 Utilisation du générateur d'événements et fit à deux dimensions

Jusqu'ici, la discussion a uniquement concerné des fits à 1 dimension (fit 1-D) (fit de la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$). Cependant, il est préférable de passer à 2 dimensions (fit 2-D[3]) en ajustant simultanément la masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ et la masse invariante $M_{p\pi^+}$ aux données. La masse invariante $M_{p\pi^+}$ apporte de nouvelles contraintes sur la contribution des différents canaux et en particulier sur celui du Δ^{++}. D'après les conclusions du paragraphe précédent sur l'évaluation du nombre de ρ^0 avec des spectres à 1-D ($M_{\pi^+\pi^-}$), nous décidons d'utiliser le générateur d'événements de Gênes pour les trois canaux (ρ^0, Δ^{++} et $\pi\pi$ non résonant) pour ajuster les données à 2-D, puisque l'introduction de fonctions empiriques -sophistiquées ou non- ne change pas significativement le nombre de ρ^0 extrait (voir le paragraphe 3.5.2).

En fait, nous n'avons pas assez de précision avec nos données pour contraindre et distinguer les différentes versions des fonctions Breit-Wigner et nous permettre de privilégier une "simple" fonction Breit-Wigner ou une fonction Breit-Wigner avec corrections. Aussi, la cinématique disponible avec l'énergie du faisceau relativement faible de l'accélérateur de Jlab mène à un rapport entre le signal et le bruit de fond plus faible que celui des autres expériences de hautes énergies, où le ρ^0 est pratiquement non contaminé et pour lesquels ces variations des fonctions Breit-Wigner ont principalement été développées.

La méthode choisie, qui consiste donc à n'utiliser que le générateur d'événements pour produire les formes du ρ^0 et du bruit de fond, simplifie le fit 2-D : pour effectuer un fit à 2-D, en utilisant pour le ρ^0 des fonctions complexes, il faudrait dériver la projection $M_{p\pi^+}$ pour cette fonction définissant le ρ^0.

La figure 3.48 montre les spectres de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ (à gauche) et de masse invariante $M_{p\pi^+}$ (à droite) pour l'ensemble de la cinématique. Pour tous les spectres, les données expérimentales sont représentées par des histogrammes (les barres d'erreur sont seulement statistiques) et les distributions générées par des lignes. La ligne pleine est la somme de toutes les contributions générées et ajustées aux données. Pour les spectres de gauche, la ligne tiretée est la contribution du ρ^0, la ligne pointillée est la somme des deux canaux Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non-résonant. Pour les spectres de droite, la ligne tiretée est le canal du Δ^{++} et la ligne pointillée est

[3]Bien que le fit soit un fit simultané de la projection de 2 dimensions et ne soit pas à proprement dit un fit à 2 dimensions, pour rendre le texte plus lisible, nous utiliserons par la suite l'expression *fit à 2-D* pour décrire cette méthode.

la somme de canaux ρ^0 et $\pi^+\pi^-$ non-résonant. On remarque que le pic sur $M_{p\pi^+}$ correspondant au Δ^{++} est décalé sur la gauche pour les données ($M_{\Delta^{++}} \sim 1.21$ GeV) comparé à la distribution du générateur d'événements pour laquelle $M_{\Delta^{++}} = 1.234$ GeV est basée sur les valeurs du PDG. Entre les spectres du haut et du bas, nous avons effectué les fits des données respectivement à 1-D (sur $M_{\pi^+\pi^-}$, indépendemment de $M_{p\pi^+}$) et à 2-D (fit simultané des deux distributions de masse). Le spectre en haut à droite, montre, par conséquent, le résultat du fit à 1-D de la distribution de la masse invariante $M_{p\pi^+}$. Ce dernier ne reproduit pas les données : le pic du Δ^{++} constitue donc une forte contrainte pour ajuster la contribution de bruit de fond du Δ^{++} sous le pic du ρ^0. Même si ce n'est pas encore parfait, la figure 3.48 en bas à droite présente un meilleur accord entre les données et le fit issu du générateur d'événements. Finalement, le résultat du fit à 2-D sur le nombre de ρ^0 est : N_ρ=276929±10594 avec $\chi^2/Ndf = 191/97$, à comparer aux chiffres du tableau 3.7 .

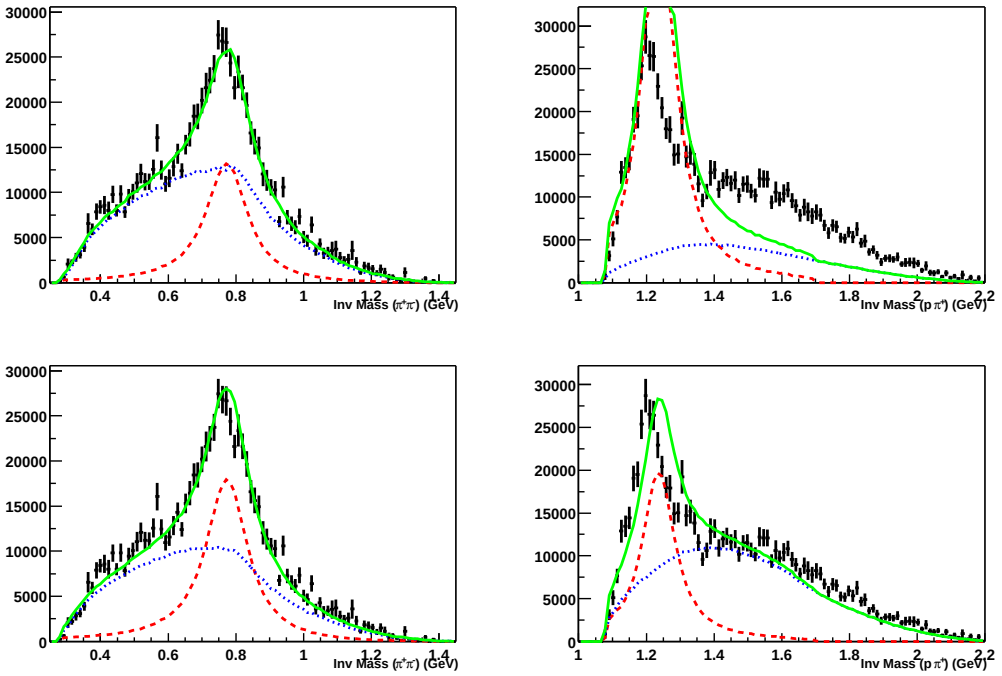

FIG. 3.48 – Distributions des masses invariantes $M_{\pi^+\pi^-}$ pour les spectres de gauche et $M_{p\pi^+}$ pour les spectres de droite. Les simulations (lignes) sont ajustées aux données (histogramme) avec un fit 1-D pour les spectres du haut et un fit 2-D pour les spectres du bas.

Dans la suite, pour chaque intervalle en Q^2 et x_B (ou W), nous ajusterons ces trois contributions (ρ^0, Δ^{++} et $\pi\pi$ non résonant) aux deux distributions de masse invariante. Par exemple, la figure 3.49 montre les distributions de masse invariante $M_{\pi^+\pi^-}$ et $M_{p\pi^+}$ pour l'intervalle en Q^2 et x_B indiqué sur la figure. L'erreur sur le nombre de ρ^0 extrait est donné par MINUIT et pour cet intervalle particulier, l'erreur est de $\sim 17\%$.

En conclusion, à nos yeux, cette méthode est la plus efficace, dans notre cas, pour estimer le nombre de ρ^0 présents dans les données, pour les raisons que nous avons déjà mentionnées : le

bruit de fond sous le pic du ρ^0 est important ($\sim 50\%$) aux énergies de Jlab et les barres d'erreur résultantes de la correction en acceptance et de la statistique ne sont pas négligeables. Il nous semble qu'il serait inutile de recourir à des méthodes de fit avec des fonctions plus sophistiquées pour la description de la forme du ρ^0.

Pour déterminer l'erreur systématique sur la soustraction du bruit de fond sous le pic du ρ^0, nous avons effectué la soustraction du bruit de fond avec la méthode "hybride" (utilisation du générateur de Gênes pour la forme du bruit de fond et pour la forme du ρ^0 une fonction Breit-Wigner avec la paramétrisation de Ross et Stodolsky : voir le chapitre 3.5.2) ($3^{ème}$ méthode). La différence entre le nombre de ρ^0 obtenu avec cette méthode et celui obtenu avec la méthode utilisant uniquement le générateur d'événements nous donne une estimation de l'erreur systématique. Pour chaque intervalle en Q^2 et x_B, nous avons calculé cette erreur systématique. En moyenne, elle est égale à 15-20% et elle est ajoutée quadratiquement à l'erreur statistique provenant du fit MINUIT.

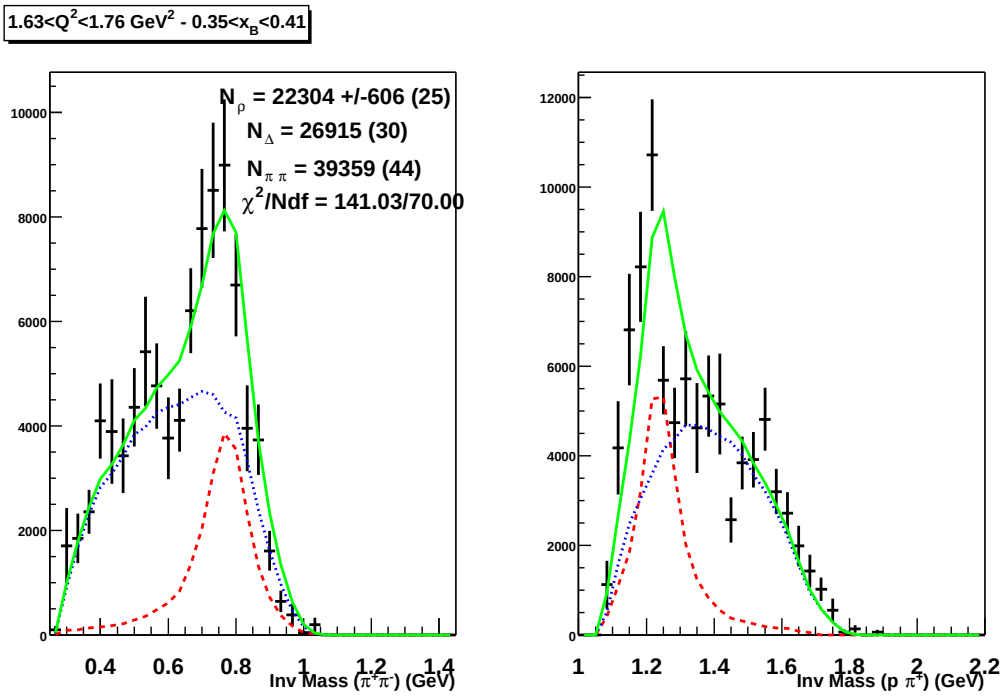

FIG. 3.49 – Distributions des masses invariantes $M_{\pi^+\pi^-}$ pour le spectre de gauche et $M_{p\pi^+}$ pour le spectre de droite pour $0.35 < x_B < 0.41$ et $1.63 < Q^2 < 1.76$ GeV^2. Les lignes correspondent aux simulations : la ligne tiretée représente la contribution du ρ^0 à gauche et du Δ^{++} à droite ; la ligne pointillée est la somme des contributions du Δ^{++} et du $\pi^+\pi^-$ non-résonant à gauche et du ρ^0 et du $\pi^+\pi^-$ non-résonant à droite.

3.6 Sections efficaces : $\gamma^* p \to p'\rho^0$

La soustraction du bruit de fond étant à présent effectuée (et détaillée au paragraphe 3.5), nous pouvons extraire la section efficace $\gamma^* p \to p'\rho^0$. Nous allons voir la dépendance en Q^2 et en t de cette section efficace.

3.6.1 Dépendance en Q^2

La figure 3.50 montre, pour une cinématique précise, afin de pouvoir comparer avec les données existantes, la dépendance en Q^2 du ρ^0 à fixe W. De le même façon que précédemment, la comparaison entre ces données n'est pas exacte puisque la section efficace totale $\gamma^* p \to p'\rho^0$ dépend de l'énergie du faisceau de l'expérience (voir le paragraphe 3.4.4). Néanmoins, nos données sont en bon accord avec les données de Cornell.

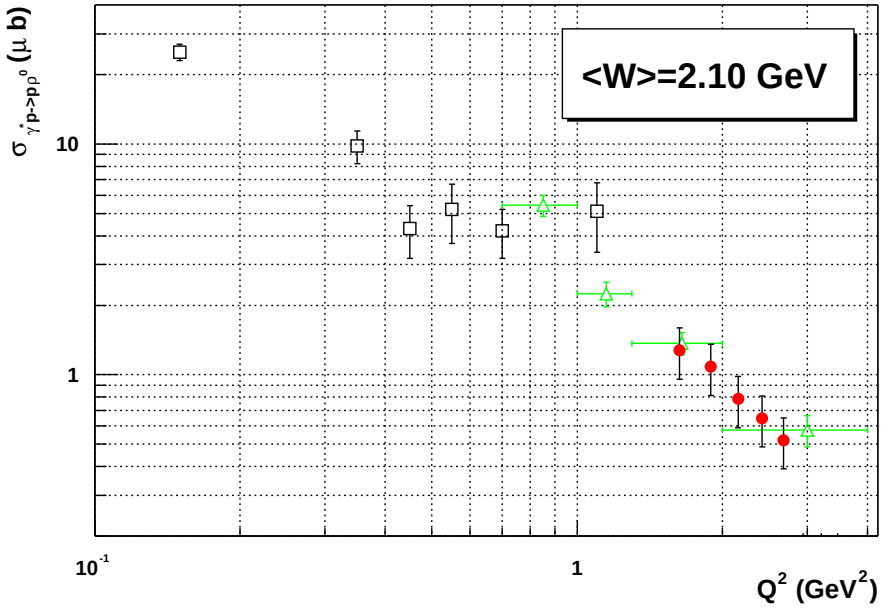

FIG. 3.50 – Dépendance en Q^2 de la section efficace $\gamma^* p \to p'\rho^0$ à fixe W=2.1 GeV. La figure présente les données de Desy (carré), de Cornell (triangle) et les nôtres (cercle). Les erreurs sur la figure sont statistiques.

3.6.2 Dépendance en t'

La variable t représente le carré de la quadri-impulsion transférée entre le photon virtuel et le ρ^0 s'écrit :

$$t = (p - p')^2 = (p_\rho - q)^2 \tag{3.51}$$

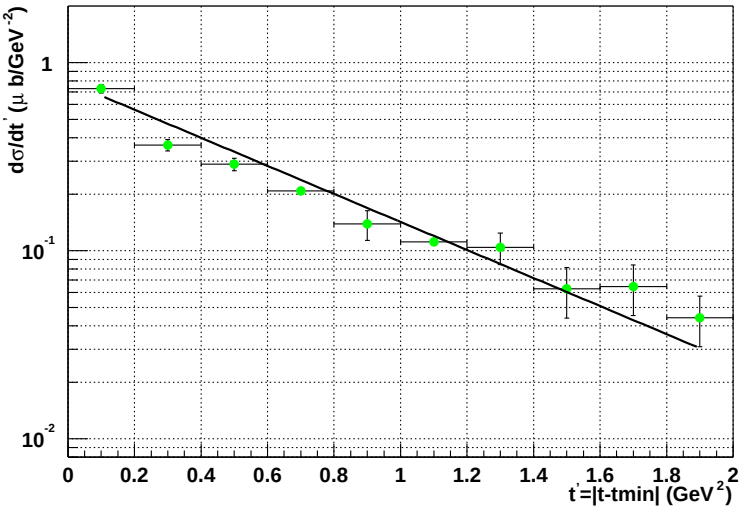

FIG. 3.51 – Dépendance en $-t'$ de la section efficace de $\gamma^* p \to p' \rho^0$. Les paramètres A et b ont été ajustés sur les données selon la fonction 3.54.

où p, p', p_ρ et q sont respectivement la quadri-impulsion du proton de la cible, du proton de recul, du ρ et du photon virtuel. Au lieu d'exprimer la section efficace en fonction de la variable t, nous utilisons la variable t' :

$$t' = |t - t_{min}| \tag{3.52}$$

où t_{min} est la limite cinématique de t qui correspond au carré de la quadri-impulsion minimale transférée entre le photon virtuel et le ρ^0 et quiu s'écrit :

$$t_{min} = (E^*_\gamma - E^*_\rho)^2 - (p^*_\gamma - p^*_\rho)^2 \tag{3.53}$$

où E^*_γ (E^*_ρ) et p^*_γ (p^*_ρ) sont respectivement l'énergie et l'impulsion du photon virtuel (ρ^0) dans le centre de masse du système $\gamma^* p$. On note que t_{min} dépend de la cinématique de l'électron, soit de Q^2 et de x_B.

La figure 3.51 montre la dépendance en t' de la section efficace $\gamma^* p \to p' \rho^0$. Etant donné l'absence de structure en t', cette dépendance peut être simplement paramétrisée par :

$$\frac{d\sigma}{dt'} = A e^{-bt'} \tag{3.54}$$

où A et b sont des paramètres libres et constants.

Dans un modèle optique, le paramètre de pente b mesure le rayon de l'interaction qui reflète la taille du système photon et proton. Dans le cadre de la théorie VDM (dominance des mésons vecteurs), le photon peut fluctuer en une paire quark-antiquark et devient une superposition de deux types d'état : une composante électromagnétique (le photon nu) et une composante hadronique (une superposition de mésons vecteurs : ρ^0, ω et ϕ essentiellement). On peut définir

dans cette approche la distance de fluctuation $c\Delta\tau$ qui est la distance pendant laquelle le photon fluctue en une paire quark-antiquark, sa composante hadronique :

$$c\Delta\tau = \frac{\hbar c}{\sqrt{\nu^2 + Q^2 + M_\rho^2} - \nu} \tag{3.55}$$

Dans cette approche, on s'attend à ce que b (la taille du système $\gamma - p$) augmente quand $c\Delta\tau$ augmente, ce qui signifie que la composante hadronique du γ devient de plus en plus importante, et atteint une valeur maximale lorsque $c\Delta\tau$ est égale à la taille du nucléon (alors la réaction devient une réaction de diffusion élastique entre le γ, "habillé" en méson, et le nucléon).

Nous avons ajusté nos données avec la paramétrisation de l'équation 3.54 pour deux valeurs de $c\Delta\tau$ et nous avons obtenu pour $c\Delta\tau = 0.41$ fm : $b = 1.2 \pm 0.16$ GeV^{-2} et pour $c\Delta\tau = 0.5$ fm : $b = 1.44 \pm 0.19$ GeV^{-2}. La figure 3.52 montre le paramètre b en fonction de la distance de formation pour des expériences de photo- et électroproduction du ρ^0. En dessous de la taille du nucléon ($c\Delta\tau \sim 2$ fm), b augmente rapidement à mesure que $c\Delta\tau$ augmente : la taille du système d'interaction photon-nucléon augmente, l'interaction évolue entre une interaction ponctuelle entre le photon et le nucléon à une intéraction entre le photon "habillé" en méson et le nucléon. Au dessus de $c\Delta\tau \sim 2$ fm, b est constant (la taille du système d'interaction méson-nucléon est constante) et le processus peut être vu comme la diffusion d'un méson sur le nucléon.

Les valeurs de b extraites de nos données sont représentées en cercle plein sur la figure. Nos données sont en accord avec les données de Cornell pour cette valeur de $c\Delta\tau$. Elles se situent dans le domaine où l'interaction avec le nucléon s'effectue plutôt avec la composante électromagnétique du photon, d'après l'approche VDM.

3.7 Polarisation du ρ^0 et sections efficaces $\gamma_L^* p \to p'\rho_L^0$

Afin de pouvoir comparer nos données avec une approche GPD, nous avons vu qu'il était nécessaire de séparer les sections efficaces longitudinale et transverse de la section efficace totale du ρ^0. En général, pour séparer les composantes longitudinale et transverse d'une section efficace totale, la section efficace est mesurée à deux énergies de faisceau différentes et on procède à une séparation dite de "Rosenbluth". Cependant, dans le cas des mésons vecteurs, la tâche est simplifiée car, l'analyse de la décroissance angulaire du méson permet la séparation de la section efficace en composante longitudinale et transverse moyennant certaines hypothèses.

En effet, la distribution angulaire des produits de décroissance du ρ^0 reflète l'état de polarisation du méson vecteur (état longitudinal ou transverse). Si on suppose que l'hélicité est conservée entre le γ^* et le ρ^0 dans le processus, la polarisation du ρ^0 correspond à celle du γ^*. Cette hypothèse est motivée par le fait que le méson vecteur a les mêmes nombres quantiques que le photon et qu'on peut associer la réaction à un processus élastique, sans transfert de spin. Des expériences comme Desy [63] et Cornell [64] ont effectivement vérifié, à partir des distributions angulaire des produits de décroissance du ρ^0, que l'hélicité était conservée à 90% près. Cette conservation d'hélicité est appelée "s-channel helicity conservation" (SCHC) et signifie que l'hélicité du méson vecteur est la même que l'hélicité du photon virtuel. SCHC nous

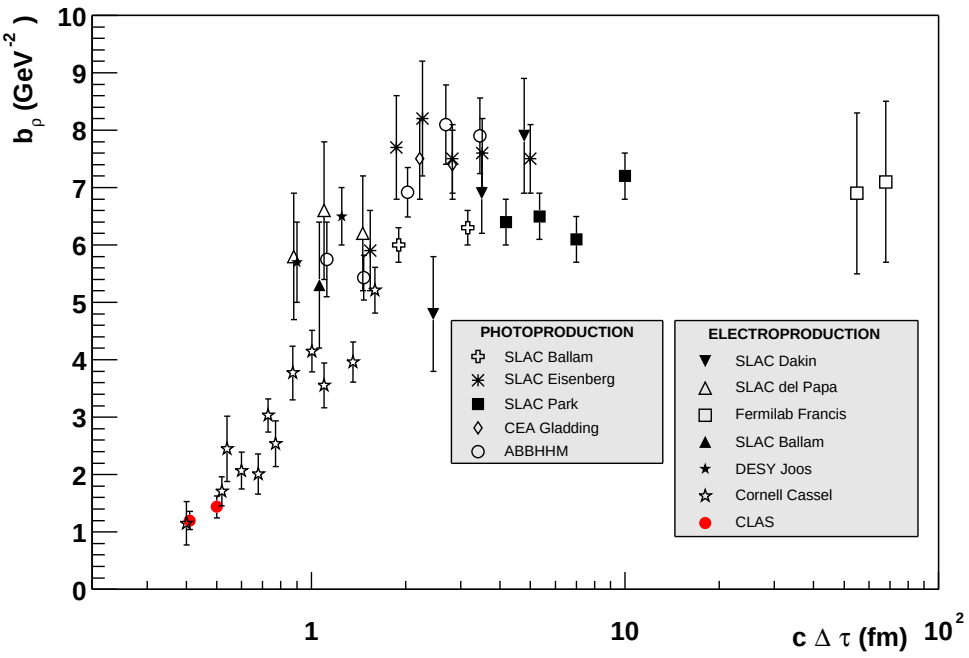

FIG. 3.52 – Le paramètre de pente du ρ^0 en fonction de $c\Delta\tau$ pour notre expérience et pour des expériences de photo- et électroproduction. La figure provient de l'article de Cornell [64].

permet donc de déterminer la partie longitudinale de la section efficace $\gamma^* p \to p' \rho^0$ en analysant la polarisation du ρ^0.

Les états de polarisation du méson vecteur sont décrit par des éléments de matrice de densité de spin (voir, pour les détails, l'appendice A). De façon générale, il existe 15 éléments de matrice dans le cas d'un faisceau non polarisé. Ces éléments sont des combinaisons bilinéaires des amplitudes d'hélicité de la réaction $\gamma^* p \to p' \rho^0$. La distribution angulaire de décroissance du méson vecteur $W(\cos\theta, \phi, \Phi)$ s'exprime en fonction de ces éléments de matrice de densité de spin (voir l'équation A.22).

Si on intègre l'équation A.22 sur ϕ et Φ, on obtient la distribution en $\cos\theta$ (où θ est l'angle polaire du π^+ dans le référentiel de repos du ρ^0) en fonction de l'élément de matrice r^{04}_{00} :

$$W(\cos\theta) = \frac{3}{4}\left[1 - r^{04}_{00} + (3r^{04}_{00} - 1)\cos^2\theta\right] \tag{3.56}$$

où r^{04}_{00} représente la fraction de ρ^0 longitudinaux. Précisons que pour obtenir cette relation, il n'est pas nécessaire de supposer SCHC.

Après avoir extrait r^{04}_{00} de la distribution en $\cos\theta$ des données, on peut retrouver le rapport R (en supposant SCHC) qui est le rapport entre la section efficace longitudinale et transverse au niveau du photon virtuel :

$$R_\rho = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{1}{\epsilon}\frac{r^{04}_{00}}{1 - r^{04}_{00}} \tag{3.57}$$

avec ϵ le paramètre de polarisation de flux de photon virtuel (équation 3.39).

Dans notre analyse, nous allons extraire, pour 2 différents Q^2, r_{00}^{04} via la distribution angulaire du pion dans le système d'hélicité du ρ^0. Puis nous testerons l'hypothèse SCHC à partir des distributions angulaires des produits de décroissance du ρ^0. Avec SCHC, nous en déduirons le rapport R. Comme nous n'avons pas assez de statistique pour extraire R précisement sur l'ensemble de notre domaine en Q^2, nous profiterons des données existantes en plus des nôtres pour paramétriser R en fonction de Q^2. Connaissant R, nous pourrons extraire les parties longitudinale et transverse de la section efficace de $\gamma^* p \to p'\rho^0$.

3.7.1 Distribution en $\cos\theta$ et extraction de r_{00}^{04}

Dans cette étude, l'objectif est d'obtenir R en fonction de Q^2. Nous allons donc étudier les distributions en $\cos\theta$ pour plusieurs intervalles en Q^2 afin d'extraire une dépendance en Q^2 de r_{00}^{04}. Cependant, R est calculé à partir de ϵ et r_{00}^{04} (équation 3.57). Et l'intervalle en ϵ est grand en ce qui nous concerne ($0.26 < \epsilon < 0.78$). Par conséquent, nous devons aussi considérer plusieurs bins en ϵ. La statistique de nos données nous a permis de prendre pour 3 bins en ϵ, 2 bins en Q^2 ($1.5 < Q^2 < 2.02$ et $2.02 < Q^2 < 2.81$ GeV^2). En effet, à plus grand Q^2, le nombre d'événements diminue et il n'est plus possible d'effectuer une soustraction de bruit de fond pour chaque bin en ϵ et $\cos\theta$. Ce nombre de bins en Q^2 (2) n'est pas suffisant pour déterminer précisément une relation entre R et Q^2. Nous complèterons donc nos données par les données existantes pour dériver cette relation et mieux la contraindre.

La figure 3.53 montre la distribution en $\cos\theta$ pour $1.5 < Q^2 < 1.76$ GeV^2 (intégrée sur tous les ϵ) avant, en ligne pleine, et après, en ligne tiretée, la soustraction du bruit de fond. Avant cette soustraction, la distribution en $\cos\theta$ est asymétrique ce qui est essentiellement dû au canal du Δ^{++} qui produit des π^+ dont la distribution en $\cos\theta$ (où θ est l'angle du π^+ dans le centre de masse du système $\pi^+\pi^-$) n'a rien de bien défini. En particulier, ce canal, produit une distribution en π^+ plus importante pour $\cos\theta < -0.6$. Après la soustraction des canaux Δ^{++} et $\pi^+\pi^-$ non résonant, la distribution en $\cos\theta$ est, cette fois-ci, symétrique comme on s'y attend pour le ρ^0. La figure 3.54 montre les distributions en $\cos\theta$ ($\frac{1}{N}\frac{dN}{dcos(\theta)}$) pour 5 intervalles en Q^2 et ϵ. Les erreurs sont uniquement statistiques et proviennent de la soustraction du bruit de fond. Ces distributions sont ajustées par la fonction 3.56. Le tableau 3.8 reporte les valeurs de r_{00}^{04} obtenues. r_{00}^{04} augmente en fonction de Q^2 et de ϵ.

$< \epsilon > / < Q^2 >$ (GeV^2)	1.75	2.4
0.381	0.369 ± 0.068	0.443 ± 0.075
0.537	0.502 ± 0.073	0.520 ± 0.073
0.678	0.535 ± 0.070	

TAB. 3.8 – Valeurs de r_{00}^{04} ajustées par l'équation 3.56 sur la distribution en $\cos\theta$.

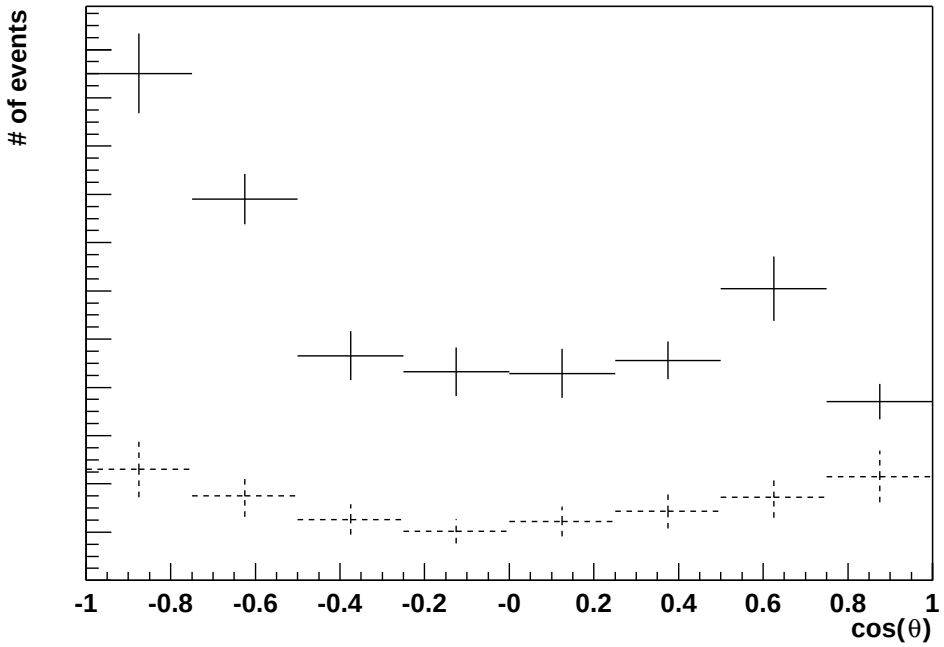

FIG. 3.53 – Distribution en $\cos\theta$ avant (ligne pleine) et la soustraction du bruit de fond (ligne tiretée) pour $1.5 < Q^2 < 1.76$ GeV^2 (intégrée sur toute la cinématique).

3.7.2 Test de l'hypothèse SCHC

A présent, nous allons tester l'hypothèse SCHC qui justifie l'utilisation de l'équation 3.57 et permet donc la détermination du rapport R. Si on intègre l'équation A.22 sur $\cos\theta$ et ϕ, la distribution en Φ (angle entre le plan leptonique et le plan hadronique) s'écrit en fonction de $\bar{R}_{TT}$ et $\bar{R}_{TL}$:

$$W(\Phi) = \frac{1}{2\pi}\left[1 - \epsilon\cos(2\Phi)\bar{R}_{TT} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\cos(\Phi)\bar{R}_{TL}\right] \tag{3.58}$$

où on a identifié les fonctions $\bar{R}_{TT}$ et $\bar{R}_{TL}$ provenant de l'expression générale de la section efficace à l'expression de $W(\cos\theta, \phi, \Phi)$. $\bar{R}_{TT}$ et $\bar{R}_{TL}$ sont les fonctions de réponse normalisées données par :

$$\bar{R}_{TT} = \frac{R_{TT}}{R_T + \epsilon R_L} \text{ et } \bar{\mathrm{R}}_{\mathrm{TL}} = \frac{\mathrm{R_{TL}}}{\mathrm{R_T} + \epsilon \mathrm{R_L}} \tag{3.59}$$

Ces fonctions doivent être nulles dans le cas où l'hypothèse SCHC est vérifiée. Alternativement, si on intègre l'équation A.22 sur $\cos\theta$ et on la moyenne sur Φ, la distribution en ϕ peut s'écrire en fonction de r^{04}_{1-1}, l'élément de matrice de densité de spin du ρ^0 :

$$W(\phi) = \frac{1}{2\pi}\left[1 - 2r^{04}_{1-1}\cos(2\phi)\right] \tag{3.60}$$

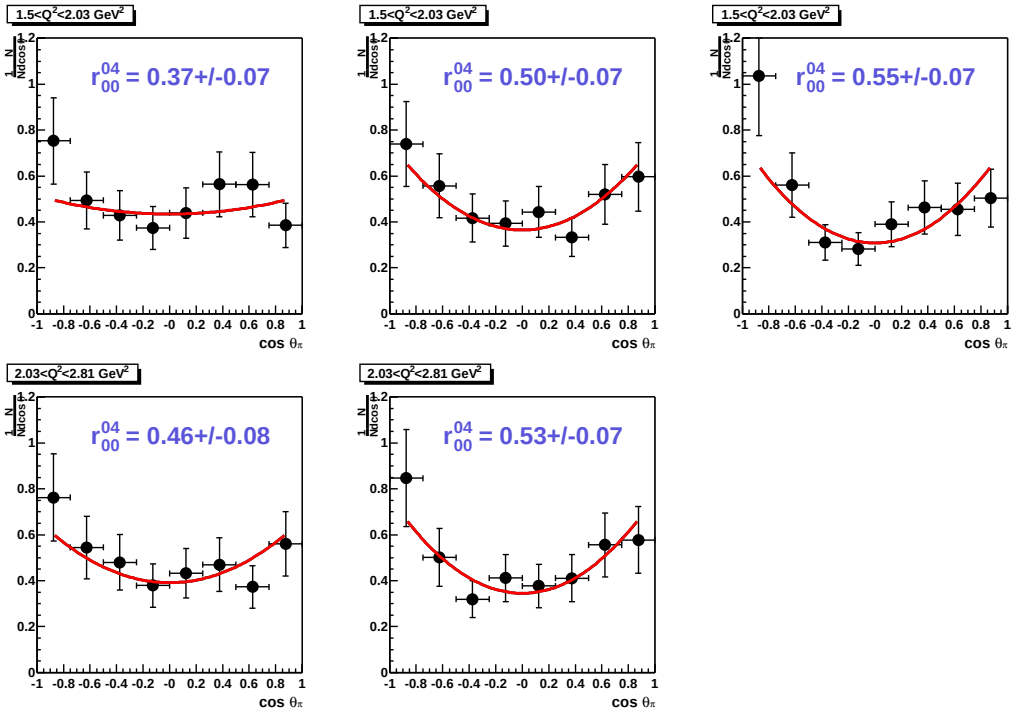

FIG. 3.54 – Distribution en $\cos\theta$ de $\gamma^* p \to p'\rho^0$ pour 2 intervalles en Q^2 $1.5 < Q^2 < 2.03$ (en haut) et $2.03 < Q^2 < 2.81$ (en bas) et 3 intervalles en ϵ $0.26 < \epsilon < 0.46$ (à gauche), $0.46 < \epsilon < 0.61$ (au milieu) et $0.61 < \epsilon < 0.78$ (à droite).

où r^{04}_{1-1} est nul dans le cas où l'hypothèse SCHC est vérifiée.

La figure 3.55 montre la distribution en Φ de nos données, intégrée sur toute notre cinématique. Le spectre de gauche a été ajusté par l'équation 3.58 pour extraire les valeurs de $\bar{R}_{TT}$ et $\bar{R}_{TL}$, tandis que celui de droite a été ajusté avec une constante pour tester l'hypothèse SCHC qui prédit une distribution plate pour l'angle Φ. Les valeurs de $\bar{R}_{TT}$ et $\bar{R}_{TL}$ résultantes du fit sont compatibles avec 0. Le fit par une droite, est aussi en bon accord avec un niveau de confiance relié au χ^2 et au nombre de paramètres libres supérieur à 95%. Les deux fits indiquent un accord avec une distribution de Φ plate.

De la même façon, la figure 3.56 montre la distribution en ϕ des données intégrée sur toute la cinématique. Le spectre de gauche a été ajusté par l'équation 3.60 pour extraire la valeur de r^{04}_{1-1}, tandis que celui de droite a été ajusté par une constante pour tester l'hypothèse SCHC qui prédit une distribution plate pour l'angle ϕ. Le fit donne une valeur non nulle mais petite de r^{04}_{1-1}. L'hypothèse SCHC est testée en ajustant les données par une droite et est vraie avec un niveau de confiance de 60%.

Ces résultats du test de l'hypothèse SCHC nous donnent confiance que le calcul du rapport R via l'équation 3.57 et donc notre extraction des composantes longitudinales et transverses de la section efficace, sont justifiés. Notons aussi que le calcul de R est relativement stable sous une violation raisonable de SCHC (voir la référence [68]).

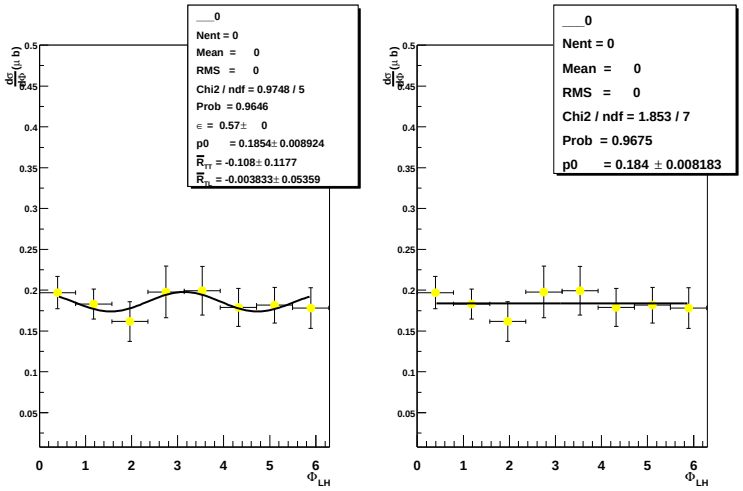

FIG. 3.55 – Distribution en Φ pour la réaction $\gamma^* p \to p' \rho^0$. Les erreurs sont statistiques. La distribution est ajustée par l'équation 3.58 à gauche et par une constante à droite.

3.7.3 Détermination de R_ρ

R_ρ est le rapport entre les parties longitudinale et transverse de la section efficace $\gamma^* p \to p' \rho^0$ où les termes longitudinal et transverse sont reliés au photon virtuel. Le tableau 3.9 reporte les valeurs de R calculées à l'aide de l'équation 3.57 et de le tableau 3.8. Pour un même Q^2

$< \epsilon > / < Q^2 >$ (GeV^2)	1.75	2.4
0.381	1.57 ± 0.45	2.10 ± 0.63
0.537	1.85 ± 0.54	1.99 ± 0.58
0.678	1.68 ± 0.47	
intégré sur ϵ	1.70 ± 0.49	2.05 ± 0.61

TAB. 3.9 – Valeurs de R obtenues par l'équation 3.57 et les valeur ajustées sur les distributions en $\cos\theta$.

aux barres d'erreur près, R n'évolue pas en fonction de ϵ. R ne doit, en effet, pas dépendre de ϵ, par définition. Ceci nous conforte dans la validité de notre analyse. Pour chaque valeur de ϵ, nous moyennons alors les valeurs de R (voir la dernière colonne du tableau 3.9) et obtenons donc 2 valeurs de R correspondant à 2 valeurs de Q^2. Nous comparons ces résultats aux données existantes sur la figure 3.57 pour R en fonction de Q^2. Les valeurs moyennes de W des points expérimentaux sont indiquées sur la figure. W varie entre 1.8 GeV (Desy) et 17.5 GeV (Fermilab). On peut remarquer les différences en fonction de W de la dépendance de R en fonction de Q^2, en particulier, la diminution de la pente de R en fonction de Q^2, au fur et à mesure que W augmente. La figure 3.58 montre cette dépendance en Q^2 de R pour différentes valeurs de W. Nos données figurent sur le deuxième spectre et sont en accord avec les données de Cornell et Desy dont le domaine en W est relativement identique. Sur ces 6 spectres, on voit

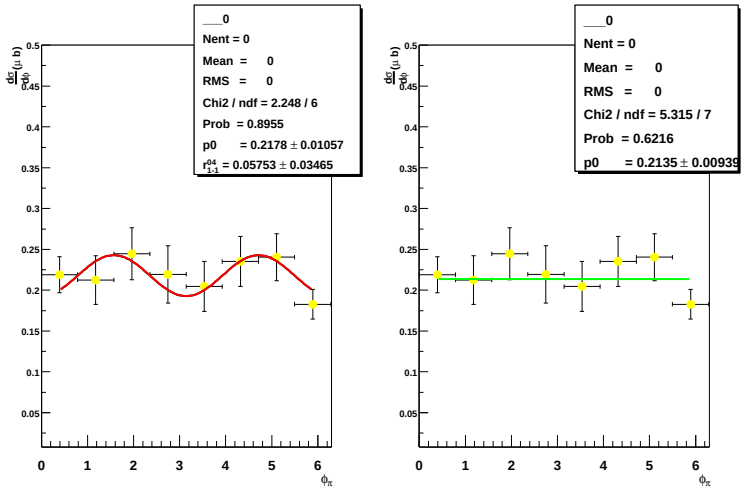

FIG. 3.56 – Distribution en ϕ de la réaction $\gamma^* p \to p'\rho^0$. Les erreurs sont statistiques. La distribution est ajustée par l'équation 3.60 à gauche et par une constante à droite.

mieux à présent l'évolution (de la pente de R en fonction de Q^2) en fonction de W. On a ajusté l'ensemble de ces spectres par la fonction $\frac{p0}{(Q^2)^{p1}}$ et les valeurs ajustées de $p0$ et $p1$ sont indiquées sur la figure. Lorsque W augmente, la pente $p1$ diminue. Il nous faut donc utiliser seulement les données qui sont globalement proche de notre valeur en W ($W = 2.1$ GeV) pour établir une paramétrisation de R en fonction de Q^2. On prend donc la paramétrisation du deuxième spectre de la figure 3.58 :

$$R(Q^2) = 0.75\ (Q^2)^{1.09} \tag{3.61}$$

Nous pouvons à présent extraire les composantes longitudinale et transverse de la section efficace $\gamma^* p \to p'\rho^0$.

3.7.4 La section efficace longitudinale et transverse

La figure 3.59 montre les sections efficaces totale, longitudinale et transverse en fonction de Q^2 pour $0.35 < x_B < 0.41$. Les erreurs sont statistiques et proviennent du fit de la soustraction du bruit de fond.

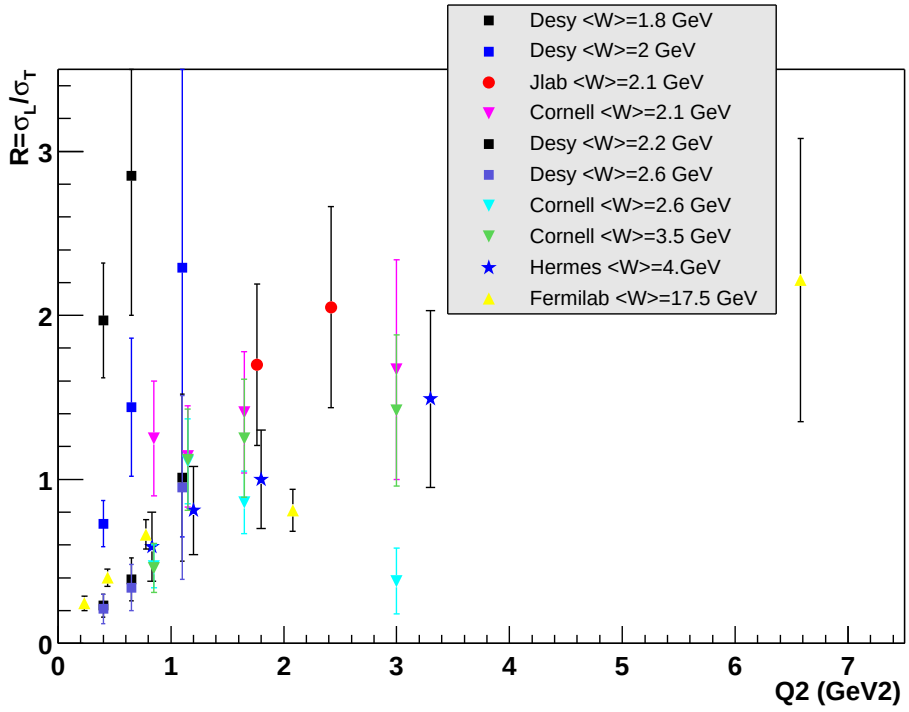

FIG. 3.57 – R en fonction de Q^2 pour différentes expériences. Les valeurs moyennes de W pour chacune de ces expériences sont indiquées sur la figure.

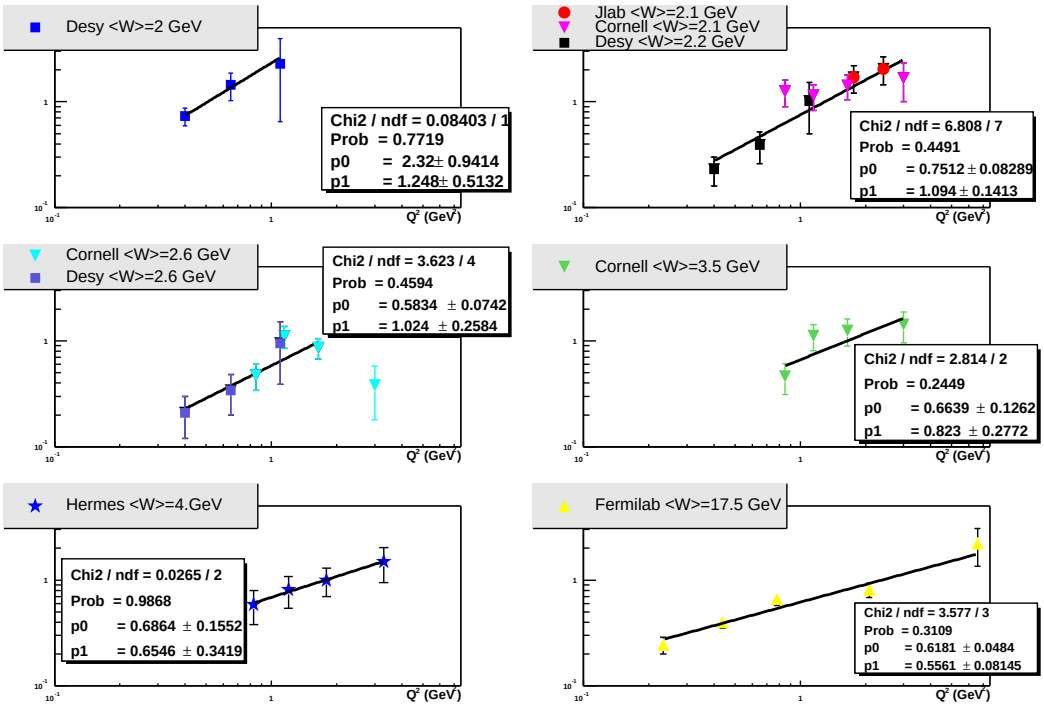

FIG. 3.58 – R en fonction de Q^2 pour différentes expériences. Les valeurs moyennes de W pour chacune de ces expériences sont indiquées sur la figure.

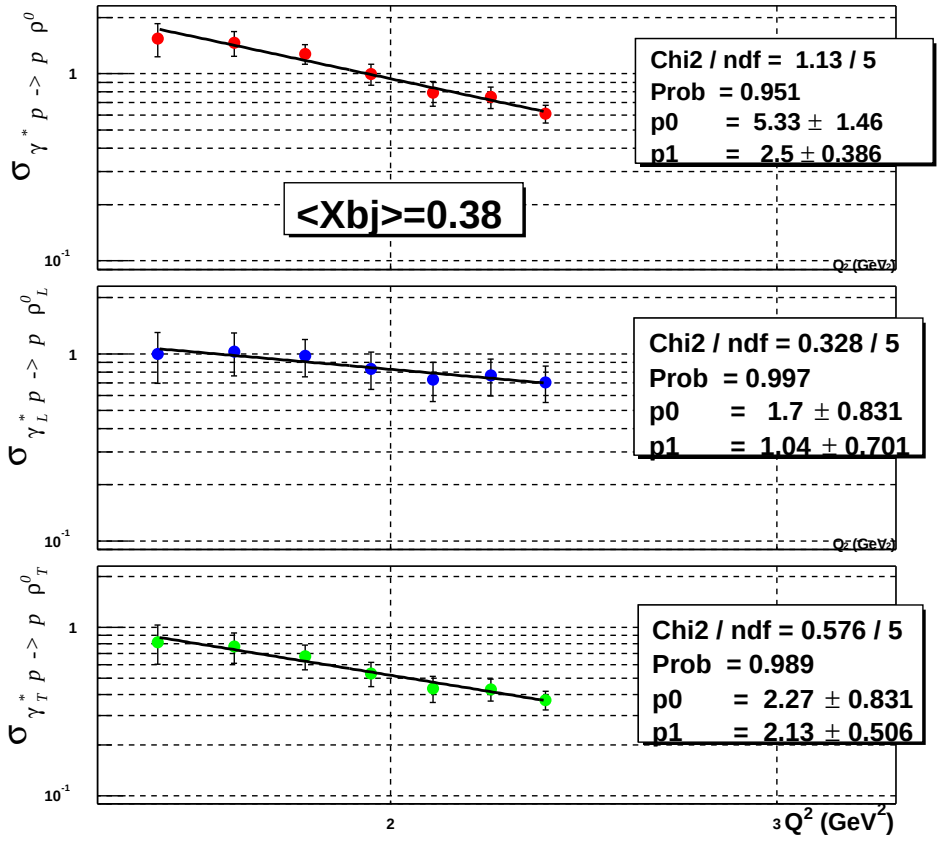

FIG. 3.59 – De haut en bas : sections efficaces totale, longitudinale et transverse en fonction de Q^2 pour $0.35 < x_B < 0.41$. Les sections efficaces sont ajustées par la fonction : $p0/(Q^2)^{p1}$ et les valeurs des paramètres $p0$ et $p1$ sont indiquées sur la figure.

Chapitre 4

Interprétation des résultats

L'enjeu de cette expérience est d'explorer l'électroproduction de mésons vecteurs au-dessus de la région des résonances aux transferts d'impulsion carrés Q^2 intermédiaires (1.5 a 5 GeV^2 -en incluant la 2^{eme} prise de données à $E_e = 5.75$ GeV actuellement en cours d'analyse-). C'est une région de transition car, à bas Q^2, la réaction s'interprète en termes de degrés de liberté "effectifs" (hadroniques), c.à.d. en termes d'échange de mésons ou de trajectoires de Regge entre les hadrons participant à la réaction, tandis qu'à grands transferts Q^2, les degrés de liberté sont les quarks et les gluons, les constituants fondamentaux de l'interaction forte.

Dans cette section, nous allons présenter plus en détails ces deux approches et comparerons leur mérites à nos resultats expérimentaux. L'objectif est de comprendre, d'une part, jusqu'à quelles valeurs maximales de Q^2 une description hadronique "à la Regge" est-elle encore valide et, d'autre part, jusqu'à quel Q^2 minimum peut-on encore appliquer une approche en termes de degrés de libertés fondamentaux que sont les quarks et les gluons, c'est-à-dire basée sur la QCD perturbative (avec éventuellement, l'intervention de corrections effectives pour prendre en compte l'aspect non-perturbatif du problème -par exemple, le "gelage" de la constante de couplage forte α_s-).

4.1 Approche en termes de degrés de liberté effectifs, c.à.d. hadroniques : formalisme de Regge

Nous avons vu le principe du modèle de Regge dans le chapitre 1.2.2 où les réactions exclusives de photoproduction sur le nucléon peuvent être décrites, au dessus de la région des résonances, de façon économique par l'échange dans la voie t de trajectoires de mésons.

Une étude systématique des réactions de photo- et électroproduction exclusives de mésons pseudoscalaires (π^+, π^-, π^0 et K^+) sur le nucléon, basée sur cette approche, a été faite par M. Guidal, M. Vanderhaegen et J.M. Laget (JML) [20], [21], [22], [23]. Pratiquement toutes les observables pour ces canaux, mesurées au dessus de la région des résonances, sont correctement décrites avec relativement peu de paramètres libres. Les paramètres libres sont les constantes de couplage aux vertex à 3 particules. En géneral, seules les constantes de couplage aux vertex avec le nucléon sont vraiment inconnues : $g_{\rho NN}$, $g_{K^*N\Lambda}$, etc... (à part $g_{\pi NN}$ qui est très bien connue). Les constantes aux vertex du photon sont connues : soit c'est la simple charge, c'est

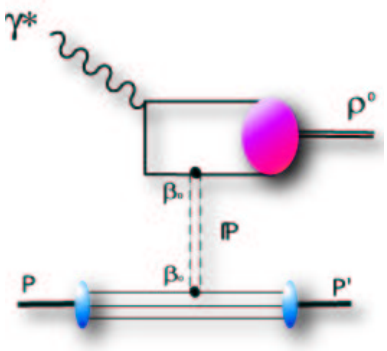

FIG. 4.1 – Electroproduction de ρ^0 par échange du Poméron : le Poméron se couple aux quarks constituants participant à l'interaction. Dans le cas de l'échange du f_2, on a le même processus.

le cas pour les couplages $g_{\gamma\pi^+\pi^+}$ ou $g_{\gamma K^+K^+}$, soit on les dérive de la décroissance radiative des mésons (par exemple on utilise la décroissance $\rho \to \gamma\pi$ pour dériver $g_{\rho\gamma\pi}$).

4.1.1 Description du modèle appliqué à l'électroproduction

Cette approche a ensuite été étendue par JML et F. Cano (FC) à la photoproduction de mésons vecteurs ([24], [25]) et testée (et ajustée) expérimentalement avec les données existantes, en particulier à grand t à CLAS avec la photoproduction du ϕ ([40]), du ρ ([41]) et du ω ([42]). Récemment, ce modèle a été adapté à l'électroproduction de photon et de mésons (DVCS, RCS, DVMP [26]).

Les graphes en haut de la figure 4.2 montre les graphe de Feynman "reggéisés" dans la voie t pour la photoproduction de ρ^0, ω et ϕ. Dans le cas du ρ, les trajectoires du Poméron, du σ et du $f_2(1270)$ sont échangées, dans le cas du ω, celles du Poméron, du f_2 et du π et enfin, dans le cas du ϕ, uniquement celle du Poméron. En effet, dans le cas de la production de ϕ qui est dominée par sa composante $s\bar{s}$, les échanges de quarks (c'est-à-dire les échanges de méson) sont fortement supprimés par rapport aux échanges de gluons (échange du Poméron).

Le σ, ainsi que le Poméron, sont des particules qui n'ont pas été observées. Le Poméron (et sa trajectoire) a été introduit pour expliquer l'augmentation de la section efficace de réactions élastiques (y compris la photoproduction de mésons vecteurs) à haute énergie (cf figure 4.2). Il rend compte de manière effective du mécanisme plus fondamental qui est l'échange de plusieurs gluons. Comme les hadrons sont singlet de couleur, l'échange le plus simple est l'échange de deux gluons. Donnachie et Landshoff [44] ont simplifié le problème de l'échange du Poméron aux hadrons en proposant un modèle où le Poméron se couple aux quarks constituants participant à l'interaction, dans notre cas, ceux du nucléons et ceux du méson vecteur ; ainsi une seule constante de couplage, β_0 (entre le Poméron et un quark), décrit l'interaction entre le Poméron et un hadron (fig. 4.1).

Le σ ($J^{PC} = 0^{++}$) a, quant à lui, été introduit pour décrire la photoproduction du ρ^0 au seuil de production. C'est une manière phénoménologique, en fait, de paramétriser l'échange de deux π.

Le modèle de JML et FC décrit de manière auto-consistante la production des trois mésons vecteurs (ρ, ω et ϕ) : chaque canal impose des contraintes à l'autre car les mêmes échanges interviennent dans différents canaux. Comme dans le cas de la production de mésons scalaires, les paramètres libres dans ce modèle sont essentiellement les constantes de couplage au vertex du nucléon. Les paramètres et leurs valeurs numériques sont :

- pour le Poméron : $\beta_0^2 \sim 4$ GeV^{-2}, paramètre qui traduit le couplage entre le Poméron et un quark (ce paramètre est fixé avec les expériences de diffusion élastique $NN \to NN$ à grand W),
- pour le π :
  - $g_{\omega\pi\gamma} = 0.334$, qui est fixé à partir de la décroissance du ω en $\pi\gamma$,
  - $g^2_{\pi NN}/4\pi = 14.5$, qui est bien connu avec la diffusion élastique $NN \to NN$ où l'interaction a lieu par l'échange de méson π dans la voie t et la diffusion élastique $\gamma N \to N\pi$ (aux angles avant) avec l'échange d'un π (on rajoute cependant un facteur de forme monopolaire $F_\pi(t) = (\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2)/(\Lambda_\pi^2 - t)$ pour décrire la taille finie du vertex πN avec $\Lambda_\pi = 1.1$ GeV, déterminé par la dépendance en t de la réaction),
- pour le f_2 : comme pour le Poméron, l'interaction entre le f_2 et le nucléon se passe par un couplage direct du f_2 à un quark constituant. On ajuste sur les données de photoproduction (ω et ρ^0), dans le domaine d'énergie de Fermilab ($W = 10$ GeV), la constante de couplage du f_2 à un quark : $g_{f_2} = 9$.
- pour le σ : on ajuste sur les données de photoproduction de ρ^0, dans le domaine d'énergie de Jlab ($W = 2$ GeV), le produit des constantes de couplage du σ ($g_{\sigma NN} * g_{\sigma\rho\gamma}$). On trouve $g^2_{\sigma NN}/4\pi = 15$ et $g_{\sigma\rho\gamma} = 1.$. Ces deux constantes sont consistantes, aux barres d'erreur près, avec les valeurs déterminées par la réaction de décroissance $\rho \to \gamma\sigma \hookrightarrow \pi\pi$ pour $g_{\sigma\rho\gamma}$ et la diffusion élastique à basse énergie $NN \to NN$ pour $g_{\sigma NN}$.

En résumé, les deux seuls paramètres qui sont ajustés sur les données de photoproduction de mésons vecteurs sont le produit des constantes de couplage du σ ($g_{\sigma NN} * g_{\sigma\rho\gamma}$) dans la photoproduction de ρ^0 et la constante de couplage du f_2 au quark pour la photoproduction de ρ^0 et de ω.

Les trajectoires sont connues (on les obtient en corrélant le spin des mésons en fonction de leurs masses au carré) et sont :

- Poméron : $\alpha_P(t) = 1.08 + 0.25t$,
- f_2 : $\alpha_{f_2}(t) = 0.55 + 0.7t$,
- π : $\alpha_\pi(t) = (t - m_\pi^2)0.7$,
- σ : $\alpha_\sigma(t) = -0.175 + 0.7t$

La figure 4.2 montre les sections efficaces de la photoproduction sur le proton de ρ, ω et ϕ en fonction de W avec le calcul du modèle de Regge. Les courbes tiretées représentent pour les 3 réactions la contribution du Poméron qui est toujours dominante à grand W. Les courbes pointillées dans le cas du ω et du ρ^0 représentent la somme des contributions du f_2 et du Poméron. Enfin les courbes pleines sont, dans le cas du ω, la somme des contributions du Poméron, du f_2 et du π et, dans le cas du ρ^0, la somme des contributions du Poméron, du f_2 et du σ. Aux énergies de Jlab ($W < 2.5$ GeV), les trajectoires du f_2 et du σ sont dominantes par rapport au Poméron pour la photoproduction de ρ^0.

Pour étendre le modèle à l'électroproduction, il faut introduire, en principe, des facteurs de

forme monopolaires $(1+Q^2/\Lambda^2)^{-1}$ aux vertex électromagnétiques. Il s'avère que c'est nécessaire uniquement dans le cas de l'échange du σ. Pour les autres trajectoires (Poméron et f_2), comme le méson couple directement à la paire $q\bar{q}$ du γ, la dépendance en Q^2 est directement incluse dans l'expression de l'amplitude. Pour le σ, Λ est déterminé en relation avec l'approche de Dominance des Mésons Vecteurs (VDM) et est ajusté sur les données. VDM prévoit la dépendance en Q^2 de $\nu/(Q^2+M_\rho^2)$ avec $M_\rho^2 \sim 0.6$ GeV^2. On trouve $\Lambda^2 = 0.46$ GeV^2.

4.1.2 Résultat

Les sections efficaces totales, longitudinales et transverses d'électroproduction ont été calculées dans le cadre du modèle de JML et FC et sont comparées aux mesures de Cornell et d'Hermes sur la figure 4.3. Celle-ci montre la dépendance en Q^2 des sections efficaces pour Cornell (à gauche), Hermes (au milieu et à droite). La section efficace transverse (en vert) est bien reproduite par le modèle de Regge (courbe tiretée) pour chacun des cas. Par contre la section efficace longitudinale est surestimée par le modèle, ce qui conduit à une mauvaise représentation de la section efficace totale.

La figure 4.4 montre, pour nos points, la dépendance en Q^2 de la section efficace totale, longitudinale et transverse pour quatre valeurs de x_B (0.31, 0.38, 0.45 et 0.52). De la même façon, pour les deux premières valeurs de x_B, la section efficace transverse est relativement bien décrite par ce modèle, alors que la forme de la section efficace longitudinale du modèle diffère de celle de nos données. Pour $x_B = 0.48$ et $x_B = 0.52$, les sections efficaces expérimentales sont au-dessus du modèle. En fait, les grandes valeurs de x_B correspondent aux petites valeurs de W (voir la figure 4.5 qui montre W en fonction de x_B). Et pour $x_B > 0.4$, on est plus sensible à la région des résonances et cela peut expliquer que les données soient plus grandes que le modèle puisque des processus de production de résonances sont inclus dans les données et non dans le modèle.

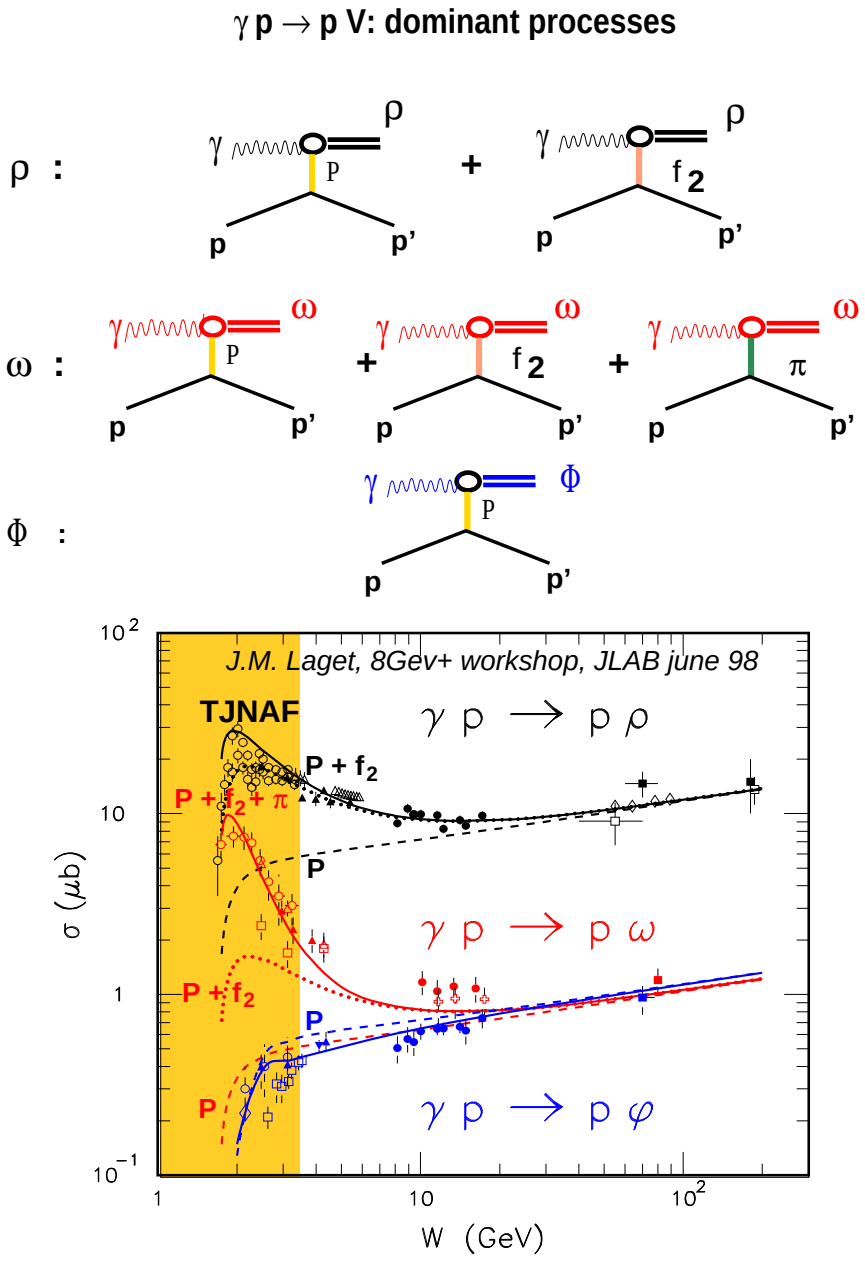

FIG. 4.2 – Sections efficaces totales de la photoproduction de ρ^0, ω et ϕ sur le proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse W. Courbes tiretées : échange du Poméron. Courbes pointillées : échange du Poméron et du f_2. Courbes pleines : échange de toutes les trajectoires.

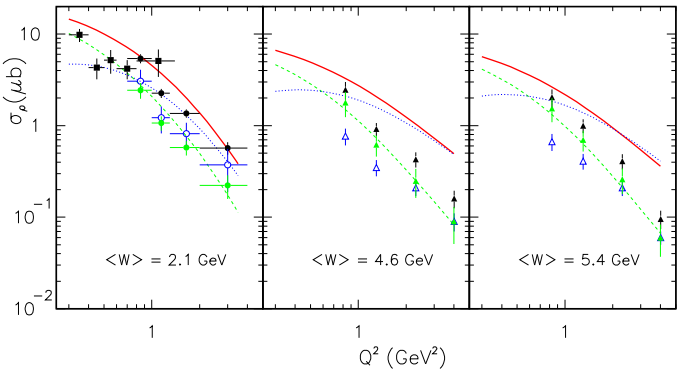

FIG. 4.3 – Dépendance en Q^2 de la section efficace totale (courbe pleine), longitudinale (courbe pointillée) et transverse (courbe tiretée) avec le modèle de Regge. Les données expérimentales sont de DESY [63] (carré) et de CORNELL [64] (cercle) pour le spectre le plus à gauche et de HERMES [68] pour les autres graphes. Les symboles sont noirs et pleins pour la section efficace totale, ouverts pour la section efficace longitudinale et ombrés pour la section efficace transverse.

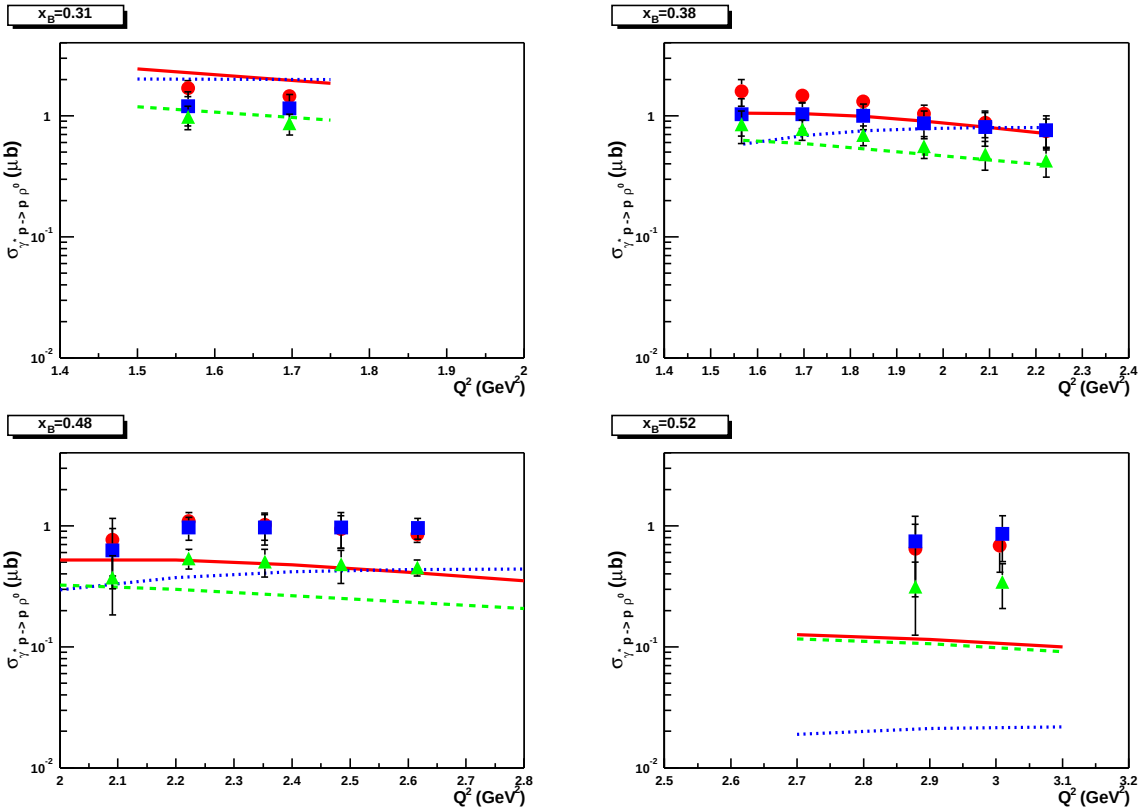

FIG. 4.4 – Dépendance en Q^2 de la section efficace totale (cercles), longitudinale (carrés) et transverse (triangles) et comparaison avec le modèle de Regge pour 4 bins en x_B.

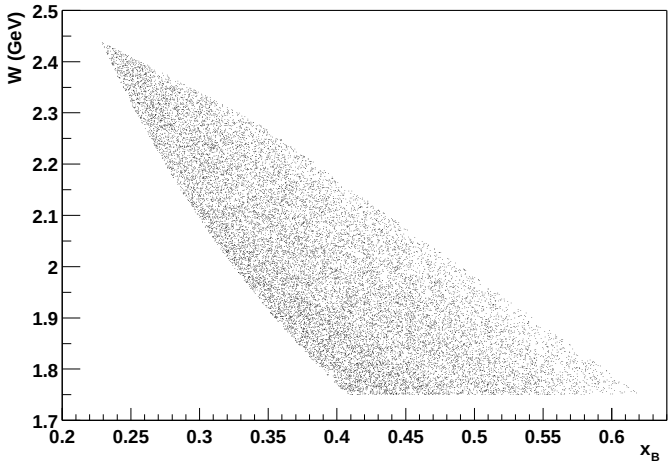

FIG. 4.5 – W en fonction de x_B pour les données expérimentales : les grands x_B correspondent aux petits W.

4.2 Approche en termes de degres de liberté "fondamentaux", c.à.d. de quarks et gluons : le modèle des distributions de partons généralisées (GPDs)

L'approche dont nous allons discuter maintenant, est celle des GPDs où, comme exposé dans le paragraphe 1.1.2, la réaction est décrite par une factorisation entre un processus "dur" (interaction entre un quark du nucléon et le photon virtuel et échange d'un gluon) et d'un processus "mou" (nucléon paramétrisée par les GPDs). Le diagramme de cette factorisation (figure 1.5) est appelé diagramme du "sac à main". Cette approche est valide au première ordre en pQCD, c'est-à-dire à suffisamment grand Q^2 pour que les ordres supérieurs en Q^2 soient négligeables, et uniquement pour la partie longitudinale de la réaction. Toute la question est de savoir quel est le Q^2 minimum à partir duquel le diagramme du "sac à main" est valide pour l'électroproduction de ρ^0.

Dans ce qui suit, nous allons commencer par détailler la paramétrisation des GPDs et discuterons comment extrapoler le calcul pour les bas Q^2. Nous comparerons enfin la section efficace longitudinale de nos données à celle prédite par les GPDs.

4.2.1 Paramétrisation des GPDs

Une paramétrisation des GPDs a été proposée par M. Vanderhaegen, P.A.M Guichon et M. Guidal (VGG)[27]. Dans le cas de la production de ρ, comme nous l'avons vu au chapitre 1.1.2 seules les GPDs non polarisées H et E contribuent à l'amplitude de réaction. Nous avons vu aussi, dans l'expression de l'amplitude de l'électroproduction du ρ^0 de l'équation 1.31, que la fonction E était associée avec le facteur cinématique Δ par rapport à H et nous supposerons donc, par la suite, que E ne contribue pas à l'amplitude. Nous allons maintenant décrire la paramétrisation de H dans le modèle VGG.

Paramétrisation de H indépendamment de ξ

En partant des relations entre H et les distributions de partons (équation 1.24) à $t \to 0$ et les facteurs de forme (équation 1.26) et en supposant aussi que H est indépendant de ξ, un première paramétrisation de H peut s'écrire :

$$\begin{aligned} H^{u/p}(x,\xi,t) &= u(x)\, F_1^{u/p}(t)/2 \,, \\ H^{d/p}(x,\xi,t) &= d(x)\, F_1^{d/p}(t) \,, \\ H^{s/p}(x,\xi,t) &= 0 \,, \end{aligned} \tag{4.1}$$

où la dépendance en t est donc factorisée. $u(x)$ et $d(x)$ sont les distributions de quarks non polarisées. Ces équations satisfont les relations avec les fonctions de DIS et les facteurs de formes (équation 1.24 et 1.26). La normalisation suivante des distributions de quarks de valence a été prise :

$$\frac{1}{2}\int_0^{+1} dx\, u_V(x) = \int_0^{+1} dx\, d_V(x) = 1 \,. \tag{4.2}$$

La paramétrisation des distributions de quarks, utilisée pour les calculs de cette thèse, est celle de MRST98 [29].

Paramétrisation de H : dépendance en ξ

Le lecteur peut trouver de plus amples détails sur la dépendance en ξ de la paramétrisation des GPDs dans la référence [28]. Pour introduire cette dépendance, il nous faut introduire les doubles distributions (DD) [30]. La dépendance en t peut se factoriser comme précédemment :

$$H^q_{DD}(x,\xi,t) = H^q_{DD}(x,\xi)F^q_1(t) \tag{4.3}$$

Et la distribution H^q_{DD} s'écrit :

$$H^q_{DD}(x,\xi) = \int_{-1}^{1} d\beta \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha\ \delta(x-\beta-\alpha\xi)F^q(\beta,\alpha) \tag{4.4}$$

où la double distribution $F^q(\beta,\alpha,t)$ s'interprète comme l'amplitude de probabilité de trouver dans le nucléon un quark portant une fraction d'impulsion β de l'impulsion moyenne du nucléon $P=(p+p')/2$ où $p(p')$ est l'impulsion du proton initial (final) et une fraction $(1+\alpha)/2$ du moment transféré Δ. La forme de cette double distribution est contrainte par les deux limites : Δ=0 et $p'=0$. $\Delta=0$ (i.e $\xi=0$) implique que la dépendance en β doit contenir la distribution des quarks $q(\beta)$ puisque H^q doit satisfaire les relations avec les fonctions de DIS de l'équation 1.24 . Dans le cas où $p'=0$, la double distribution doit refléter une distribution d'amplitude de type mésonique dans le nucléon qui peut s'écrire : $((1-\beta)-\alpha)((1-\beta)+\alpha)$. La paramétrisation de la double distribution peut s'écrire :

$$F^q(\beta,\alpha) = h(\beta,\alpha)\, q(\beta) \tag{4.5}$$

où $h(\beta,\alpha)$ est une fonction de profil normalisée contenant la distribution mésonique. Elle est contrainte par la relation obtenue avec l'équation 4.4 lorsque $\Delta \to 0$:

$$q(x) = \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} d\alpha\ h(\beta,\alpha)q(x) \tag{4.6}$$

$$\text{donc} \int_{-1+|\beta|}^{1-|\beta|} \mathrm{d}\alpha\ \mathrm{h}(\beta,\alpha) = 1 \tag{4.7}$$

et peut s'écrire :

$$h(\beta,\alpha) = C\frac{[(1-|\beta|)^2-\alpha^2]^b}{(1-|\beta|)^{2b+1}} \tag{4.8}$$

où C est la constante de normalisation qui dépend de b. La fonction de profil ne dépend que d'un paramètre b non contraint. Plus la valeur de b est élevée, plus la dépendance de H en ξ est faible. À la limite $b\to\infty$, $h(\beta,\alpha)$=1 et H devient indépendant de b.

Deux paramètres b sont nécessaires : un pour les quarks de valence (b_{val}) et un pour les quarks de la mer (b_{sea}). Ils sont relativement libres (ils doivent seulement être positifs) et nous étudierons leur influence quand nous comparerons le modèle à nos données. La figure 4.6 montre la dépendance en ξ et x pour la fonction H^u_{DD} avec $b_{val}=b_{sea}$=1 pour $t=0$.

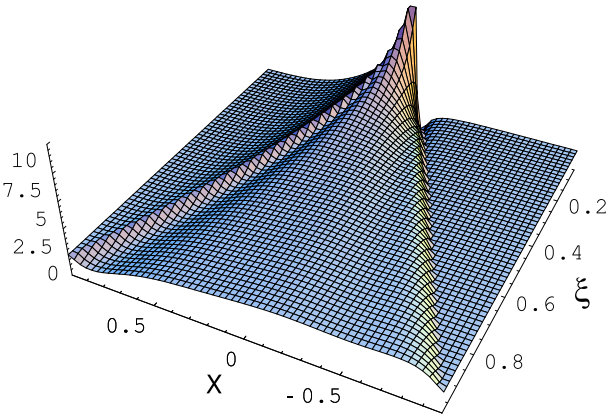

FIG. 4.6 – Modélisation de $H^u(x,\xi,t=0)$ en fonction de x et ξ.

Le D-term

Le $n^{ième}$ moment de la fonction H^q_{DD} modélisée par l'équation 4.4 ne satisfait pas la condition de polynomialité [32] lorque n est impair. Pour satisfaire cette condition, il faut ajouter à H au moins un terme $D(x,\xi,t)$, appelé le D-term. Physiquement, le D-term représente l'échange de nombre quantique 0^+ entre le photon et le nucléon et peut donc être interprété comme l'échange de deux pions.

Le D-term est défini sur l'intervalle (-ξ,ξ) et se comporte comme une fonction impaire de x/ξ. Le D-term est indépendant de la saveur des quarks. Il peut s'écrire :

$$D(x/\xi) = N(1-(x/\xi)^2)\left[C_1^{3/2}(x/\xi) + d_3 C_3^{3/2}(x/\xi) + d_5 C_5^{3/2}(x/\xi)\right] \tag{4.9}$$

où $C^{3/2}$ sont les polynômes de Gegenbauer (fonctions propres de l'opérateur d'évolution des équations ERBL [31]). Les paramètres N, d_3, d_5, etc... sont à priori libres mais peuvent être estimés dans une première approche par le modèle de soliton chiral [28] qui donnent : $N=-4/3$, $d_3=0.3$ et $d_5=0.1$. Ces valeurs absolues peuvent être ajustées (dans la comparaison du modèle avec les données, nous prendrons cependant strictement ces valeurs) mais le signe du D-term est fixé par le modèle de soliton chiral.

Paramétrisation de Φ_ρ

Nous avons vu que, dans le calcul de la section efficace de la production de mésons vecteurs (équation 1.31), la distribution d'amplitude $\Phi_\rho(z)$ intervient. Cette distribution représente l'amplitude de probabilité qu'un quark et un anti-quark, d'impulsions respectives zp_M et $(1-z)p_M$ $(0<z<1)$, forment un méson d'impulsion p_M. Dans le cas du pion, des données récentes de mesure du facteur de forme de transition $\pi^0\gamma\gamma^*$ [11], ont démontré qu'une forme asymptotique pour la distribution d'amplitude : $\Phi_\pi(z) \sim z(1-z)$ était fondée. Cette distribution, maximale à $z=1/2$, signifie, intuitivement, que la configuration où le quark et l'anti-quark se partagent de façon équivalente l'impulsion du méson est la plus probable. Dans le cas de méson plus lourds et donc du ρ^0, on s'attend d'autant plus à ce que la répartition d'impulsion du méson entre le

quark et l'anti-quark soit similaire et la forme de la distribution d'amplitude du pion est donc utilisée pour paramétriser celle du ρ^0.

Dépendance en t

Pour le moment dans la modélisation des GPDs, la dépendance en t a été factorisée et paramétrisée par le facteur de forme. Dans la littérature [28], on trouve une autre dépendance en t, basée sur un ansatz de Regge, qui prend en compte les corrélations entre x et t.

$$H^q(x, \xi = 0, t) = \frac{1}{x^{\alpha' t}} q(x) \tag{4.10}$$

où α'=0.8 GeV^{-2} et $\alpha(0) + \alpha' t$ peut être interprété comme une trajectoire de Regge.

En fait, nous avons observé qu'aucune de ces deux approches ne reproduisait précisément les pentes en t mesurées expérimentalement (en particulier aux basses énergies auxquelles nous sommes ; nos pentes sont a peu près 2 fois plus "plates"). Nous avons donc introduit, pour la dépendance en t des GPDs, une troisième approche qui consiste à factoriser cette dépendance par une exponentielle en t $e^{b_\rho t}$ où b_ρ sera fixé pour chaque x_B ou W sur les données expérimentales. b_ρ n'est donc pas un paramètre libre puisqu'issu des données mesurées.

4.2.2 Extrapolation du diagramme du "sac à main" à bas Q^2

À grand Q^2, les impulsions longitudinales sont dominantes devant les impulsions transverses des quarks et il est donc légitime de négliger ces dernières. Cependant, lorsqu'on se rapproche des bas Q^2, il est nécessaire de les introduire. C'est ce qui a été obervé dans l'étude du facteur de forme de la transition $\pi^0\gamma\gamma^*$ à bas Q^2 (voir figure 4.7).

Pour le calcul de l'amplitude d'électroproduction de ρ^0, l'introduction de ces effets "transverses" dans le calcul de l'amplitude en termes de GPDs a commencé à être explorée [69] mais n'est, à l'heure actuelle, pas encore systématiquement généralisable à tous les domaines cinématiques, en particulier aux bas Q^2 et grands x_B atteints dans cette thèse. La généralisation de cette approche est en cours et ne devrait pas tarder à aboutir mais, en attendant, nous avons exploré une approche alternative effective qui consiste à "geler" la constante de couplage forte α_s.

Dans le diagramme du "sac à main" de l'électroproduction de méson, la constante de couplage de l'interaction forte α_s intervient dans le couplage entre les quarks et le gluon. La caractéristique principale de α_s est d'avoir une valeur faible à grand Q^2 et d'augmenter lorsque Q^2 diminue (lorsque la distance entre les quarks augmente), ce qui est relié au confinement des quarks dans les hadrons. Le comportement de α_s à basse échelle en Q^2 n'est pas trop connu (il est bien connu à la masse du Z) et il existe plusieurs extrapolations dans la littérature. La figure 4.8 montre (courbe tiretée) α_s en fonction de Q^2 d'après la référence [35] avec pour caractéristique de ne pas présenter de divergence à bas Q^2, selon ce modèle analytique (modèle Infrarouge fini - "IR Finite"). C'est en général cette dépendance et cette paramétrisation de la constante de couplage α_s qui est adoptée quand on effectue les calculs à bas Q^2 avec l'introduction des degrés de liberté transverses des quarks.

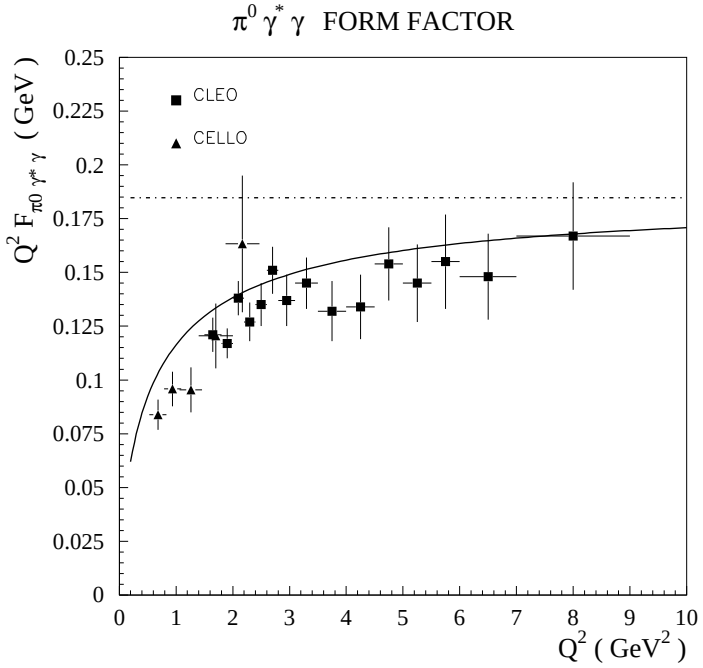

FIG. 4.7 – Facteur de forme de transition $\pi^0\gamma\gamma^*$ (multiplié par Q^2) en fonction de Q^2. Les données proviennent de CELLO [33] (triangle) et CLEO [11] (carré). La courbe tiretée représente le calcul asymptotique, sans degré de liberté transverse. La courbe pleine inclut les contributions des impulsions transverses des quarks dans le pion et sont nécessaires pour être en accord avec les données à bas Q^2.

Une autre approche est de prendre une constante de couplage "gelée" à 0.56 [36] (voir la figure 4.8, courbe pleine). Cette valeur provient des règles de somme de QCD. Dans cette approche, on n'introduit pas les impulsions transverses des quarks. L'idée est que, à bas Q^2, $\alpha_s(Q^2)$ augmente et tend donc à faire croître la section efficace. Cependant, l'introduction de l'impulsion transverse des quarks modifie l'échelle d'énergie à laquelle est prise $\alpha_s(Q^2)$. L'échelle n'est plus Q^2 mais le minimum entre Q^2 et $< k_{perp} >^2$ (l'impulsion moyenne transverse des quarks est de l'ordre de $< k_{perp} > \sim$ 400 MeV/c). Ainsi, cette échelle de α_s n'approche jamais des valeurs trop basse et, par conséquent, empêche la section efficace d'"exploser" à bas Q^2. En quelques sorte, k_{perp} compense la montée de α_s à bas Q^2. Ainsi, une manière effective de tenir compte de ces deux effets compensateurs est de prendre une constante de couplage α_s gelée "moyenne".

Dans ce qui suit, les calculs en termes de GPDs avec lesquels nous comparerons nos données, seront effectués avec cette prescription d'α_s gelé.

4.2.3 Dépendance en t

Dans ce qui suit, nous allons comparer les donnés de section efficace longitudinale totale (c.-à-d. intégrée sur t) du ρ^0, soit σ_L, en fonction de Q^2 et de W avec les calculs de diagramme de sac à main en termes de GPDs. Pour minimiser les temps de calculs du modèle théorique,

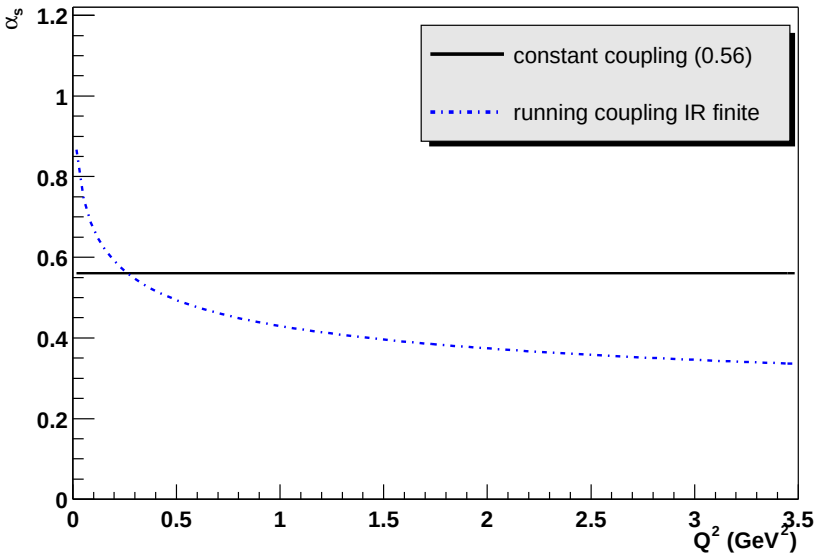

FIG. 4.8 – Dépendance en Q^2 de la constante de couplage de l'interaction forte α_s. La constante de couplage "running" (courbe pointillée) et la constante de couplage "gelée" (courbe pleine) sont représentées.

nous allons en fait calculer la section efficace $\frac{d\sigma_L}{dt}$ à t fixe (t_{min}) et calculer la section efficace totale à partir de la formule :

$$\sigma_{totale} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(t = t_{min})}{b_\rho} \tag{4.11}$$

puisque la dépendance en t du modèle théorique que nous avons adoptée est factorisée par une exponentielle $e^{b_\rho t}$ où b_ρ est extrait des données expérimentales (voir le chapitre 3.6.2).

Il est crucial de noter que b_ρ dépend en principe de Q^2 et x_B. Cependant, il a été noté dans la littérature (voir chapitre 3.6.2) que cette dépendance est plutôt fonction d'une combinaison de ces deux variables qui est $c\Delta\tau$. La figure 4.9 montre les données expérimentales de Cornell et de cette analyse pour b_ρ en fonction de $c\Delta\tau$. Nous avons paramétrisé, en utilisant les données expérimentales de CLAS (2 points) et Cornell, la dépendance de b_ρ en fonction de $c\Delta\tau$ par une droite pour le domaine $0.35 < c\Delta\tau < 1.6$ fm. La paramétrisation obtenue est :

$$b_\rho = (3.45 \pm 0.25)c\Delta\tau + (-0.09 \pm 0.18)\text{GeV}^{-2} \tag{4.12}$$

ce qui nous permet d'extraire une pente b_ρ pour chacun de nos bins en x_B. Le tableau 4.1 donne les valeurs de b_ρ utilisées pour chaque bin en x_B.

Pour les données de HERMES, nous avons utilisé les valeurs de la référence [34], indiquées dans le tableau 4.2.

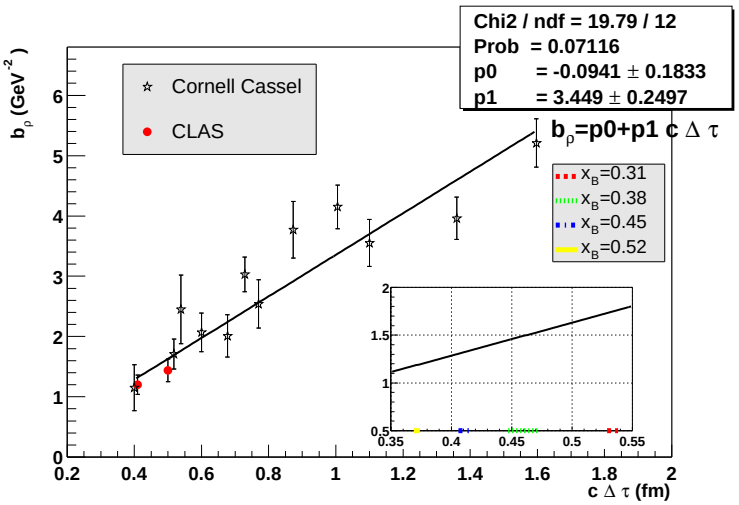

FIG. 4.9 – Le paramètre de pente du ρ^0 est représenté en fonction de $c\Delta\tau$ pour notre expérience et pour celle de Cornell [64]. Les données sont ajustées par une droite et le résultat de l'ajustement est indiqué sur la figure. De plus, sur l'axe des abscisses, les intervalles des valeurs de $c\Delta\tau$ pour chaque valeur de x_B sont indiqués et les valeurs moyennes pour chaque intervalle sont indiquées dans le tableau 4.1.

x_B	$c\Delta\tau$ (fm)	b_ρ (GeV^{-2})
0.31	0.533	1.74
0.38	0.460	1.49
0.45	0.411	1.32
0.52	0.372	1.19

TAB. 4.1 – Valeurs de b_ρ extraites des données expérimentales et utilisées pour le calcul de σ_L du modèle des GPDs selon l'équation 4.11.

4.2.4 Résultat

La figure 4.10 montre la section efficace longitudinale totale pour quatre valeurs de x_B (0.31, 0.38, 0.45, 0.52) en fonction de Q^2, extraite de notre analyse des données de CLAS, comparée aux calculs du diagramme de "sac à main" en termes de GPDs. Nous avons étudié quatre variations du modèle basées sur l'inclusion ou non du D-term et différentes valeurs pour b_{val} et b_{sea} :

- 1 : Seule la GPD H contribue et le D-term n'est pas inclus pour H (H est donc calculé uniquement à partir des Double Distributions). On prend b_{val}=5 et b_{sea}=1.
- 2 : On inclut le D-term pour la GPD H. Nous devons alors aussi tenir compte de la GPD E car le D-term y contribue "automatiquement". La seule contribution à E, dans cette approche, est le D-term (en principe, il pourrait y avoir d'autres contributions mais sur lesquelles nous n'avons aucun guide). b_{val}=5 et b_{sea}=1, comme précédemment, pour pouvoir estimer équitablement l'effet de l'introduction du D-term.

Q^2	b_ρ (GeV^{-2})
0.89	7.5
1.3	7.2
2.3	7.
4.	6.2

TAB. 4.2 – Valeurs de b_ρ extraites des données expérimentales de HERMES [34] en fonction de Q^2.

- 3 : Cette variation est identique à la première (donc, pas de D-term pour H) mais on prend b_{val}=5 et b_{sea}=5 pour comprendre l'effet du paramètre b_{sea}.
- 4 : Cette variation est identique à la première (donc, pas de D-term pour H) mais on prend b_{val}=1 et b_{sea}=1. Ainsi, peut-on estimer l'effet du paramètre b_{val}.

Remarquons, pour synthétiser, que les variations 2, 3 et 4 ne contiennent qu'un seul changement (respectivement, l'inclusion du D-term et les variations de b_{val} et b_{sea}) par rapport à la variation 1.

Comme précédemment avec le modèle de Regge, nous observons sur la figure 4.10 que le meilleur accord général, presqu'indépendament des diverses variations de modèles de GPDs, a lieu pour les valeurs les plus basses de x_B. Les valeurs de x_B à 0.45 et 0.52 correspondent en effet à un W moyen de 1.9 et 1.85 GeV respectivement où il n'est pas exclu que des résonances nucléoniques décroissant en ρp contribuent, un processus qui n'est pas contenu dans l'approche GPD (ceci avait déjà été noté pour l'approche Regge). Il n'est donc pas choquant que l'approche GPD sous-estime les donnés à ces grandes valeurs de x_B.

Par contre, l'accord est raisonnable pour les 2 plus basses valeurs de x_B (correspondant à des W de 2. et 2.2 GeV respectivement). Entre les 4 variations de GPDs présentées précédemment. Notons qu'il y a moins d'un facteur 2 dans les résultats. Ceci est relativement encourageant en ce qui concerne la confiance qu'on peut accorder dans la stabilité et la validité du calcul et de notre approche "α_s gelé".

Plus précisément, on peut conclure de cette figure que l'introduction du D-term a un effet "destructif" dans le sens où il fait décroître la section efficace (d'environ 30%). L'amplitude de cet effet est variable selon les coefficients d_3, d_5, etc... mais l'effet ira toujours dans le même sens car le signe du D-term est imposé (voir la partie sur le D-term du paragraphe 4.2.1).

En ce qui concerne les paramètres b_{val} et b_{sea}, on note sur cette figure que baisser b_{val} diminue la section efficace et que augmenter b_{sea} la fait croître. La figure 4.11 illustre l'influence des paramètres b_{val} et b_{sea} sur la forme de la GPD H^u. Nos données semblent privilégier la configuration 1 (sans D-term et b_{val}=5, b_{sea}=1).

Notons aussi qu'en comparant la dépendance en Q^2 du calcul des GPDs aux données pour σ_L (soit $\frac{\frac{d\sigma}{dt}(t=t_{min})}{b_\rho}$), nous ne comparons pas la section efficace à fixe t (puisque t_{min} évolue en fonction de Q^2 -voir l'équation 3.53)). Nous avons introduit la notion de loi d'échelle au paragraphe 1.1.2 en Q^2 ($d\sigma/dt \sim 1/Q^6$) qui est strictement valable à fixe t. Par conséquent, nous ne sommes pas surpris dans le cas de la comparaison des calculs des GPDs avec nos données de ne pas retrouver cette loi d'échelle en $1/Q^6$. Cependant la déviation théorique de cette loi

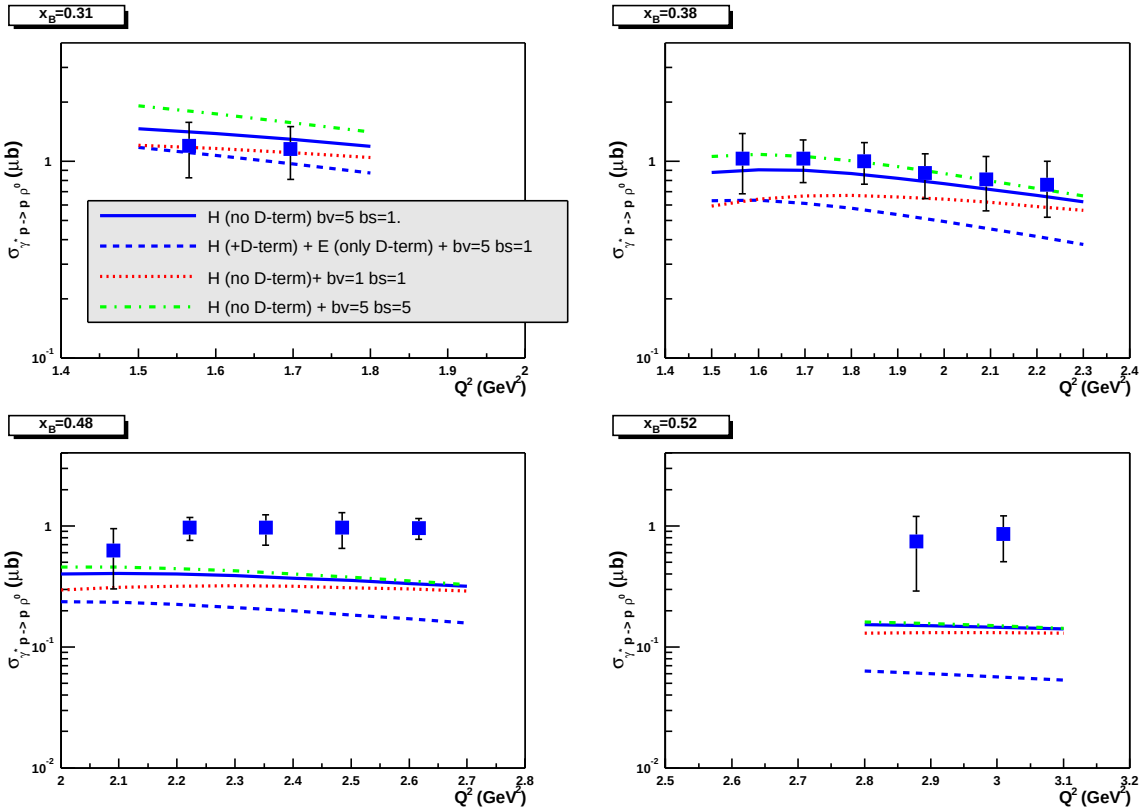

FIG. 4.10 – Section efficace $\gamma_L^* p \to p' \rho_L^0$ mesurée à CLAS en fonction de Q^2 pour 4 bins en x_B indiqués sur la figure. Les courbes sont le résultat du calcul des du diagramme du sac à main en termes de GPDs. Les différentes courbes correspondent à des variations de la paramétrisation de la fonction H.

d'échelle est relativement triviale puisqu'elle est essentiellement cinématique. La relation entre t_{min} et Q^2 est en effet connue. Il existe cependant une légère dépendance du modèle en t entre 0 et t_{min}. Le modèle, s'il avait été calculé à fixe t, aurait donc donné une dépendance en Q^2 de $1/Q^6$. À t_{min}, sa dépendance en Q^2 est bien plus plate et est en accord avec les données pour $x_B = 0.38$ et $x_B = 0.45$. La dépendance en Q^2 des données est donc consistante avec celle prédite par le modèle et donc par extrapolation avec $1/Q^6$.

Comparons maintenant notre modèle avec les autres points expérimentaux existant dans la région de valence et se prêtant en principe aussi à une interprétation en termes de GPDs.

La figure 4.12 présente la dépendance en Q^2, à fixe W, de la section efficace $\gamma_L^* p \to p' \rho_L^0$ mesurée à HERMES [69]. L'accord est aussi relativement bon pour les quatre variations de GPDs aux Q^2 intermédiaires. A bas Q^2 (< 1.3 GeV^2), le calcul surestime les données mais ceci n'est pas extrêmement étonnant car nous atteignons alors la limite de validité d'une telle approche en termes de constituants fondamentaux (quarks et gluons) et les corrections à de telles approches (dites "higher-twists") deviennent alors beaucoup trop importantes. Une approche "à la Regge", en termes de degrés de liberté hadronique est certainement plus justifiée.

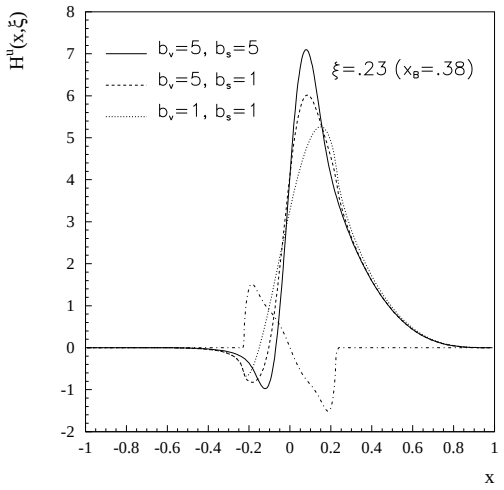

FIG. 4.11 – Modélisation de $H^u(x, \xi, t = 0)$ en fonction de x pour $\xi = 0.23$ (soit $x_B = 0.38$) pour différentes configurations des paramètres b_{val} et b_{sea}. Figure aussi en tireté-pointillé le D-term (non-nul, uniquement entre -ξ et ξ).

On remarque aussi que l'effet de la variation des paramètres b_{val} et b_{sea} sur la section efficace, évolue en fonction de Q^2. Par exemple, pour $W = 4.6$ GeV, une augmentation de b_{sea} fait croître la section efficace à bas Q^2, tandis que pour $Q^2 > 2.5$ GeV^2, cette même augmentation de b_{sea} la fait décroître.

Finalement, la figure 4.13 présente la section efficace $\gamma_L^* p \to p' \rho_L^0$ mesurée à HERMES [69] et E665 [67] en fonction de W pour deux valeurs de Q^2.

Les calculs du diagramme du sac à main en termes de GPD sont en global accord avec les points expérimentaux d'HERMES mais par contre surestiment ceux de E665 (particulièrement à Q^2=2.3 GeV^2). Il faut cependant noter qu'aux W atteints par l'expérience E665, un deuxième processus intervient : le mécanisme d'échange de gluons [37] (voir le diagramme b) de la figure 1.6). Pour le moment, dans la littérature [27], ce mécanisme a été calculé mais, en fait, simplement ajouté au diagramme du sac à main (échange de quark) de façon incohérente (somme des sections efficaces), ce qui ne tient donc pas compte de possibles interférences. Celles-ci peuvent fort bien être destructrices et conduire à une réduction de la section efficace prédite par le diagramme de sac à main dans la région des grands W (> 7 GeV). Le calcul complet, incorporant l'échange de gluons ajouté de façon cohérente, à celui du sac à main est actuellement en cours [38] et il sera intéressant de quantifier cet effet d'interférence.

Pour synthétiser, gardons à l'esprit que l'objectif de notre étude n'est pas tant, dans un premier temps, d'extraire les GPDs mais plutôt de savoir s'il est possible d'extrapoler, de manière effective, l'approche des GPDs, et plus généralement des calculs perturbatifs, à bas Q^2. Au vu des données de CLAS et d'HERMES, il semble, en première approximation, que ce

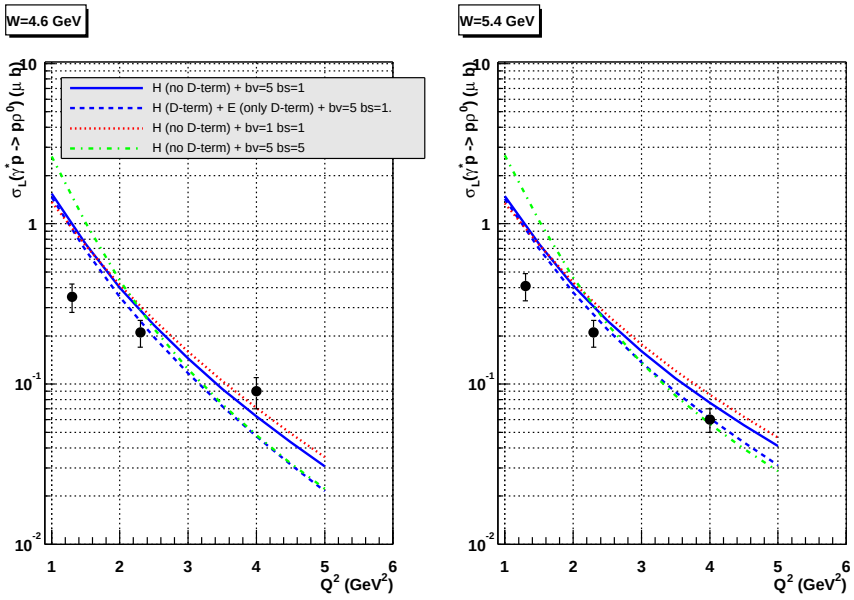

FIG. 4.12 – Section efficace $\gamma_L^* p \to p' \rho_L^0$ mesurée à HERMES [69] en fonction de Q^2 pour deux valeurs de W indiquées sur la figure. Les courbes sont le résultat du calcul des du diagramme du sac à main en termes de GPDs. Les différentes courbes correspondent à des variations de la paramétrisation de la fonction H.

soit en effet possible en appliquant une prescription avec α_s gelé [1]. Il n'y a pas tant de latitude sur la normalisation du calcul de sac à main : nous avons été guidé dans le choix de la valeur de α_s gelé par Ball et Braun [36] ($\alpha_s = 0.56$) ; il est clair que cette valeur particulière n'est pas unique mais que l'incertitude associée, d'après les autres valeurs de $alpha_s$ gelé qu'on peut trouver dans la littérature [39], est de l'ordre de $\sim 25\%$. Pour les GPDs, nous avons vu que, parmi les diverses variations et modélisations -qui sont les plus abouties à l'heure actuelle- que nous avons investiguées, les différences de normalisation sur les sections efficaces résultantes des calculs étaient de l'ordre de 50%. Nos premiers résultats semblent montrer que cette extension effective à bas Q^2 du formalisme des GPDs décrive, avec un certain succès, sur un large domaine cinématique, les données expérimentales de CLAS et d'HERMES ($1.6 < Q^2 < 4$ GeV^2 et $1.8 < W < 5.4$ GeV). Évidemment, d'autres données de plus vastes domaines cinématiques et d'autres canaux (par exemple, le ω qui dépend des mêmes GPDs H^u et H^d que le ρ^0 mais dans une combinaison différente[2] -les données sont sur bandes à CLAS et seront analysées prochainement) sont nécessaires pour continuer à valider et contraindre cette nouvelle approche. Les présents résultats sont néanmoins trés encourageants et incitent à approfondir l'étude des mésons vecteurs (et plus généralement des mésons pseudo-scalaires) en terme de GPDs qui contiennent des informations essentielles sur le contenu et les corrélations entre les partons dans le nucléon.

[1] "α_s running + k_{perp}" est en cours d'amélioration.
[2] $\rho : 2H^u + H^d$ - $\omega : 2H^u - H^d$

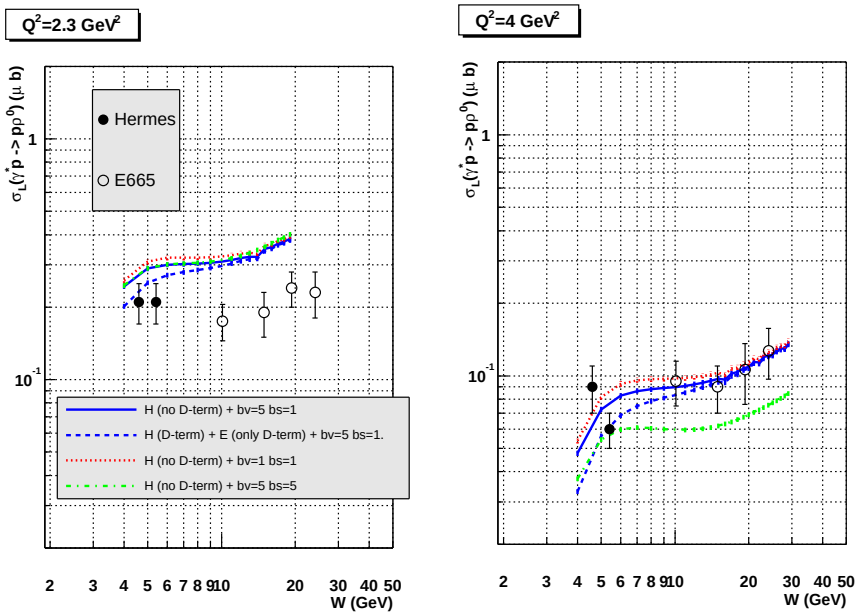

FIG. 4.13 – Section efficace $\gamma_L^* p \to p' \rho_L^0$ mesurée à HERMES [69] et E665 [67] en fonction de W pour deux valeurs de Q^2 indiquées sur la figure. La courbe tiretée (pointillée) correspond à la contribution due à l'échange de quarks (gluons). La courbe pleine est la somme incohérentes de ces deux contributions.

Notons que dans le cas du *Deep Virtual Compton Scattering* (DVCS), l'interprétation en termes de GPD est plus simple puisque, ni la constante de couplage α_s (au premier ordre), ni la distribution d'amplitude Φ, n'apparaissent dans les calculs. L'étude de la production de mésons est donc plus complexe mais, dans un sens, plus riche comme elle fait intervenir des objets physiques mal connus comme la constante de couplage de l'interaction forte à bas Q^2 (aussi les distributions d'amplitude des mésons).

4.3 Conclusion

Les résultats des données analysées avec le détecteur CLAS nous permettent de réaliser une première exploration dans la région des Q^2 intermédiaires (au-delà de la région des résonances). Ce domaine est encore très peu exploré et les interprétations théoriques sont encore préliminaires. L'approche en termes de degrés de liberté hadroniques par le modèle de Regge décrit bien ces données pour la partie transverse, mais nécessite des améliorations pour la partie longitudinale. Les données expérimentales permettent de contraindre les paramètres libres de la théorie que sont les constantes de couplage : $g_{\sigma NN} * g_{\sigma\rho\gamma}$ et le couplage du f_2 aux quarks. Ce modèle reproduit les données de photo- et électroproduction de mésons vecteurs de façon économique (mêmes paramètres libres pour diverses réactions).

Alternativement, l'approche par le modèle des GPDs, plus fondamentale, et l'extrapolation à bas Q^2 avec le gelage de la constante de couplage de l'interaction forte semble encourageant. Il est cependant nécessaire de collecter plus de données expérimentales (production d'autres

mésons, mesures d'autres observables -sections efficaces différentielles en fonction de Q^2, x_B, t, etc..., asymétries de faisceau, cible,...) pour effectuer une analyse systématique et valider cette approche. Un tel programme expérimental est en cours et, en particulier, en ce qui concerne l'électroproduction de mésons vecteurs, les résultats de la prochaine analyse de CLAS avec un faisceau de 5.75 GeV (prévus pour l'année prochaine), apporteront encore, avec 6 fois plus de statistique et des domaines en Q^2 et x_B plus larges, de plus fortes contraintes pour les modèles théoriques.

Conclusion

L'analyse des données prises avec le détecteur CLAS et un faisceau de 4.2 GeV au laboratoire Jefferson nous a permis de réaliser une première exploration de l'électroproduction de mésons ρ^0 dans la région des Q^2 intermédiaires ($1.5 < Q^2 < 3$ GeV^2) avec une statistique relativement importante et une résolution fine.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les motivations physiques qui nous ont guidé le long de notre étude. La production exclusive de ρ^0 aux transferts en Q^2 mentionnés ci-dessus se situe, en effet, dans une région de transition, entre deux approches théoriques : l'une effective, basée sur des degrés de liberté hadroniques (VDM et le formalisme de Regge) et l'autre, plus fondamentale, où les degrés de liberté sont les quarks et les gluons (formalisme des GPDs).

Dans le chapitre 2, nous avons présenté l'accélérateur du laboratoire Jefferson et décrit le détecteur CLAS en insistant sur les composantes du détecteur intervenant plus particulièrement dans l'identification des particules détectées lors de notre analyse.

Puis nous avons détaillé les étapes successives de l'analyse dans le chapitre 3 : identification des particules, sélection de la réaction exclusive, calcul de l'acceptance avec la méthode "bin par bin", normalisation des données. Nous avons alors obtenu les sections efficaces $\gamma^* p \to p'\pi^+\pi^-$. Nos données sont en bon accord avec les données existantes de cinématique voisine ce qui confirme la validité de la procédure d'analyse. Nous avons ensuite procédé à la soustraction du bruit de fond (après avoir testé plusieurs méthodes, qui nous ont permis d'estimer l'erreur systématique introduite par cette soustraction) puis obtenu les sections efficaces de la réaction $\gamma^* p \to p'\rho^0$ qui sont également en relativement bon accord avec les données existantes pour lesquelles il y a recouvrement. Nous avons étudié la dépendance en t de la réaction et estimé le paramètre de pente b_ρ en fonction de la durée de vie de la composante hadronique du photon virtuel ($c\Delta\tau$). Dans le cadre de l'approche VDM, nos résultats, par ailleurs en accord avec les données existantes, indiquent que nos données se situent dans le domaine où l'interaction avec le nucléon s'effectue plutôt avec la composanta électromagnétique que la composante hadronique du photon. Ensuite, nous avons effectué l'analyse angulaire des produits de décroissance du ρ^0. Cela nous a permis d'extraire le rapport R entre les composantes longitudinale et transverse de la section efficace totale. Pour nos données, R augmente en fonction de Q^2 et ne dépend pas du paramètre de polarisation de flux de photon virtuel ϵ, qui est fonction, entre autre, de l'énergie de faisceau. Cependant, en utilisant les données mondiales à différents W, nous avons montré que la dépendance en Q^2 de R dépendait de W. En utilisant les données existantes voisines de notre domaine cinématique, nous avons estimé une paramétrisation de R en fonction de Q^2. Pour extraire R, nous avons supposé que l'hélicité entre le photon virtuel et le méson était conservée. Nous avons testé cette conservation avec les angles Φ et ϕ de la réaction et trouvé

que l'hypothèse SCHC était vérifiée à un niveau de confiance de 60%. Nous avons alors extrait la dépendance en Q^2 des sections efficaces séparées $\gamma^*_{L/T}p \to p'\rho^0_{L/T}$.

Enfin, nous avons comparé, dans le chapitre 4, les prédictions des deux approches "Regge" et "GPDs" à nos données expérimentales ainsi qu'à celles des expériences d'Hermes et de Cornell. Nous montrons dans ce chapitre que l'approche par le modèle de Regge décrit bien ces données pour la partie transverse, mais nécessite des améliorations pour la partie longitudinale. Dans ce cadre théorique, les données expérimentales permettent de contraindre les paramètres libres du modèle qui sont les constantes de couplage hadroniques méson-nucléon. Ce modèle reproduit les données de photo- et électroproduction des trois mésons vecteurs ρ, ω et ϕ de façon économique (les mêmes paramètres se retrouvent d'une réaction à l'autre). C'est un modèle effectif mais prédictif. Cependant, pour obtenir des informations fondamentales concernant la structure du nucléon, une approche plus "microscopique" est nécessaire, comme celle des GPDs. L'approche par le modèle des GPDs est strictement valable à grands Q^2 mais l'extrapolation à bas Q^2 en "gelant" la constante de couplage de l'interaction forte semble encourageant pour étendre le domaine de validité de cette approche.

Le domaine cinématique de la région de valence (où le mécanisme d'échange des quarks domine, $x_B \sim 0.3$) pour l'électroproduction de ρ^0 est encore très peu exploré expérimentalement et les interprétations théoriques sont encore préliminaires. Pour les deux approches théoriques mentionnées ici, on peut s'attendre à de nouveaux développements et raffinements. Les résultats, imminents, de l'analyse des données prises avec le détecteur CLAS à une plus grande énergie de faisceau ($E_e = 5.75$ GeV), pour le ρ^0 et le ω [76] [56], apporteront, avec 6 fois plus de statistique et des domaines en Q^2 et x_B plus larges ($2 < Q^2 < 5$ GeV^2 et $0.1 < x_B < 0.6$), de plus fortes contraintes pour confirmer ou infirmer la validité des modèles théoriques. Dans l'approche des GPDs, pour le ω par exemple, les sections efficaces doivent en effet simplement se déduire de celles du ρ^0 sans ajout de paramètres libres supplémentaires, la seule différence étant la combinaison des GPDs[3].

Une théorie unifiée décrivant les processus exclusifs de photon et de mésons a emergé à tavers le formalisme des GPDs. Un large progamme d'étude des réactions exclusives à grands Q^2 s'est amorcé et l'expérience décrite dans cette thèse est pionnière à Jlab. À Hermes, l'électroproduction de ρ^0 a été mesurée et interprétée dans le cadre des GPDs [69]. Depuis peu, il existe des données pour un autre canal qui se prête à l'interprétation des GPDs : le DVCS. Hermes [79] et Jlab [59] ont mesuré pour la première fois l'asymétrie de polarisation du faisceau pour ce canal. L'asymétrie, de l'ordre de 30%, prédite par les premiers modèles des GPDs, semble démontrer une manifestation de la dominance du diagrammme du "sac à main". Hermes a aussi mesuré pour la première fois l'asymétrie de charge du faisceau [80]. Dans le futur proche (2003-2005), plusieurs projets sont en cours pour mesurer plus précisemment les dépendances en Q^2, x_B et t de l'asymétrie de polarisation du faisceau à Jlab (Hall A [78] et CLAS [77]), Hermes [81] et Compass [82]. La figure 4.14 indique les domaines cinématiques de ces expériences. Enfin Jlab, avec un faisceau d'électrons de 11 GeV [43], prévu pour 2007, pourra mesurer tous ces processus exclusifs à plus grands transferts, jusqu'à des Q^2 de 8 GeV^2. Idéalement, une étude complète et systématique des GPDs et leurs extractions des données expérimentales, nécessite un accélérateur dédié de grande luminosité ($10^{35} - 10^{36}$ $cm^2 s^{-1}$ soit 1 à 2 ordres de grandeur au dessus

[3] $\rho : 2H^u + H^d$ - $\omega : 2H^u - H^d$

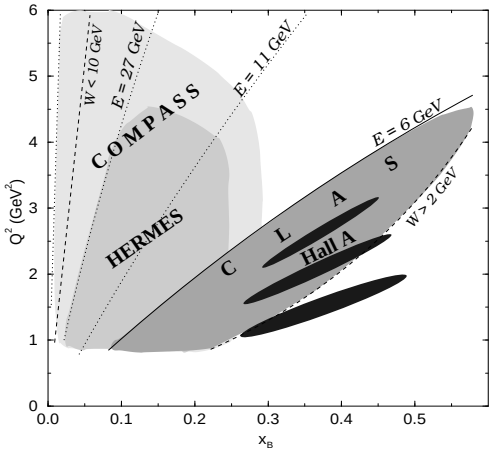

FIG. 4.14 – Domaines cinématiques couverts par les différents dispositifs expérimentaux. La figure provient de la référence [77].

des luminosités actuellement disponibles) et énergie (faisceau leptonique $E_l > 30\ GeV$) équipé d'un détecteur de large acceptance et de fine résolution. En attendant, les premières signatures expérimentales observées à Jlab, Hermes nous permettent déjà d'apporter des contraintes sur les modèles des GPDs.

En conclusion, le formalisme des GPDs donne accès à un nouveau domaine de physique en apportant les outils théoriques nécessaire à la compréhension des réactions exclusives dans la région de valence (où le mécanisme d'échange des quarks domine) et à grands Q^2. En sélectionnant un des états finals du DIS, au lieu de sommer sur tous ceux-ci, on a accès à des fonctions de structure du nucléon plus fondamentales. Ces fonctions permettent d'accéder à de nouvelles informations concernant, de façon générale, les corrélations entre quarks à l'intérieur du nucléon.

Annexe A

Formalisme de l'analyse angulaire des produits de décroissance du méson vecteur

Nous allons introduire le formalisme utilisé pour décrire les états de polarisation du méson vecteur. Les états de spin du méson vecteur sont décrits par une matrice de densité de spin. Celle-ci peut s'exprimer en fonction d'amplitudes dhélicité décrivant le transfert de spin entre le photon et le méson dans la réaction $e_1 p_1 \rightarrow e_2 p_2 V$. Nous commencerons par décrire la matrice de densité de spin du photon puis celle du méson. Enfin, nous allons voir comment s'écrit la distribution angulaire des produits de décroissance du méson vecteur en fonction des amplitudes d'hélicité. Nous appliquerons tout au long de ce chapitre le cas de la production de ρ dans le cas d'un faisceau et d'une cible non polarisés et en considérant la masse de l'électron négligeable. Le lecteur peut se référer aux références [73] et [74] pour une description complète et détaillée du formalisme.

A.1 Matrice de densité de spin du photon

La section efficace de la réaction $e_1 p_1 \rightarrow e_2 p_2 V$s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega d\Phi dt} = \frac{1}{2\pi^5} \frac{E'}{E} \frac{1}{\sqrt{\nu^2 + Q^2}} \frac{1}{16 Q^2} \sum_{spins} |M|^2 \tag{A.1}$$

où E (E') est l'énergie de l'électron incident (diffusé), $d\Omega$ est l'élément de volume de l'électron diffusé, Φ est l'angle entre le plan leptonique et hadronique (illustré sur la figure A.1) et t le transfert de quadri-impulsion au carré entre le photon virtuel et le méson.

M est l'amplitude de la réaction et s'écrit :

$$M = e^2 < e_2 | j^{el}_\mu | e_1 > < p_2, V | j^{el\mu} | p_1 >= e^2 j_\mu J^\mu \tag{A.2}$$

où $e^2/4\pi = 1/137$, j^μ et J^μ sont les éléments de matrice de l'opérateur de courant électromagnétique j^{el}_μ pour les états leptoniques et hadroniques respectivement. La sommation sur les spins est sous-entendue. On a donc :

$$|M^2| = e^4 L_{\mu\nu} T^{\mu\nu} \tag{A.3}$$

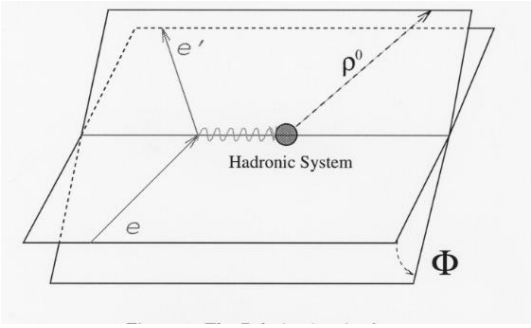

FIG. A.1 – Définition de l'angle Φ.

avec :

$$L_{\mu\nu} = j_\mu j_\nu^* = e_{1\mu}e_{2\nu} + e_{2\mu}e_{1\nu} - \frac{1}{2}Q^2 g_{\mu\nu} \quad (A.4)$$

$$T_{\mu\nu} = J_\mu J_\nu^* \quad (A.5)$$

On peut évaluer $L_{\mu\nu}$ dans le référentiel où l'axe z est parallèle au photon virtuel de quadri-impulsion q : $q = e_2 - e_1$ et e_1, e_2 sont dans le plan x, z : $e_{1y} = 0$ et $e_{2y} = 0$. Le tenseur $L_{\mu\nu}$ décrit les états de spin du photon et peut être appelé matrice de densité de spin du photon.

La polarisation d'une particule de spin 1 est invariante sous la transformation de Lorentz. On peut aussi montrer que c'est vrai pour la densité de spin du photon $L_{\mu\nu}$. On peut donc choisir un autre repère pour exprimer $L_{\mu\nu}$: le repère de Breit pour lequel les deux électrons ont la même composante scalaire. Dans ce repère, on définit ϵ comme :

$$\frac{L_{11}}{L_{22}} = \frac{1-\epsilon}{1+\epsilon} \quad (A.6)$$

En développant les éléments de matrice, on obtient :

$$\epsilon = \left(1 + \frac{Q^2}{2e_x^2}\right)^{-1} \quad (A.7)$$

Si on exprime ϵ dans le référentiel du laboratoire (mais avec l'axe z le long du photon virtuel, on retrouve l'expression bien connue :

$$\epsilon = \frac{1}{[1 + 2\frac{Q^2+\nu^2}{4EE'-Q^2}]} \quad (A.8)$$

Finalement, $L_{\mu\nu}$ est aussi valide dans le référentiel d'hélicité du méson où on l'obtient par rotation autour de l'axe z de l'angle Φ.

$$L_{\lambda\lambda'} = U_{\lambda\mu} L_{\mu\nu} U^{-1}_{\nu\lambda'} \quad (A.9)$$

où $U_{\lambda\mu}$ décrit la rotation et $\lambda, \lambda' = (-1, 0, 1)$ l'hélicité du photon. $L_{\lambda\lambda'}$ est fonction de ϵ et Φ.

On définit $\rho(\gamma)_{\lambda\lambda'}$ comme la matrice de densité de photon normalisée :

$$\rho(\gamma)_{\lambda\lambda'} = \frac{1-\epsilon}{Q^2} L_{\lambda\lambda'} \tag{A.10}$$

On peut décomposer la matrice en fonction de 9 matrices hermiciennes indépendantes Σ^α.

$$\rho(\gamma) = \frac{1}{2} \sum_{\alpha=0}^{8} \tilde{\Pi}_\alpha \Sigma^\alpha \tag{A.11}$$

où $\tilde{\Pi}_\alpha$ est dérivable de l'expression de $\rho(\gamma)$ et dépend de ϵ et Φ. La décomposition permet de séparer $\rho(\gamma)$ en différents états de polarisation du photon. Les matrices Σ^0-Σ^3 décrivent les photons tranverses (elles correspondent aux matrices utilisées pour la photoproduction) : Σ^0 donne la partie non polarisées, Σ^1 la polarisation linéaire, Σ^2 la polarisation circulaire. La matrice Σ^4 représente les photons longitudinaux. Enfin, les matrices Σ^5-Σ^8 donne accès aux termes d'interférence des parties longitudinales/transverses.

A.2 Matrice de densité de spin du méson vecteur

La section efficace de la réaction $\gamma^* p \to p' V$ s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Phi dt} = \frac{1}{32\pi^2(\nu^2+Q^2)} \frac{2(1-\epsilon)}{4Q^2} \sum |M|^2 \tag{A.12}$$

où M est l'amplitude de la réaction et la somme agit sur les spins du proton de la cible et de recul, ainsi que sur le méson. On peut exprimer l'amplitude à partir des amplitudes d'hélicité de Jacob et Wick [75], qui décrivent le transfert d'hélicité du photon virtuel au méson V :

$$T_{\lambda_V \lambda_{p'} \lambda_\gamma \lambda_p} = < \lambda_V \lambda_{p'} | j_{\lambda_\gamma} | \lambda_p > \tag{A.13}$$

La section efficace s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma_{\gamma^* p \to V p'}}{dt d\Phi} = \frac{1}{32\pi^2(\nu^2+Q^2)} \frac{1}{2} Tr\left(T\rho(\gamma)T^\dagger\right) \tag{A.14}$$

où $\rho(\gamma)$ est la matrice de densité de spin du photon. La matrice de densité de spin du méson vecteur s'écrit :

$$\rho(V) = \frac{1}{2} \frac{T\rho(\gamma)T^\dagger}{\int \frac{d\Phi}{2\pi} Tr\left(T\rho(\gamma)T^\dagger\right)} \tag{A.15}$$

où une sommation sur les hélicité du nucléon est sous-entendue. La matrice de densité peut se décomposer en fonction de 9 matrices hermitiennes ρ^α :

$$\rho(V) = \sum_{\alpha=0}^{8} \Pi_\alpha \rho^\alpha \tag{A.16}$$

avec :

$$\rho^\alpha_{\lambda_V \lambda'_V} = \frac{1}{2N\alpha} \sum_{\lambda_p, \lambda_{p'}, \lambda_\gamma, \lambda'_\gamma} T_{\lambda_V \lambda_{p'} \lambda_\gamma \lambda_p} \Sigma^\alpha_{\lambda_\gamma \lambda'_\gamma} T^*_{\lambda'_V \lambda_{p'} \lambda'_\gamma \lambda_p} \tag{A.17}$$

où N_α est une constante de normalisation et le vecteur Π_α est connu et dépend de ϵ, Φ, R (rapport entre la section efficace longitudinale et transverse) et du vecteur leptonique de polarisation.

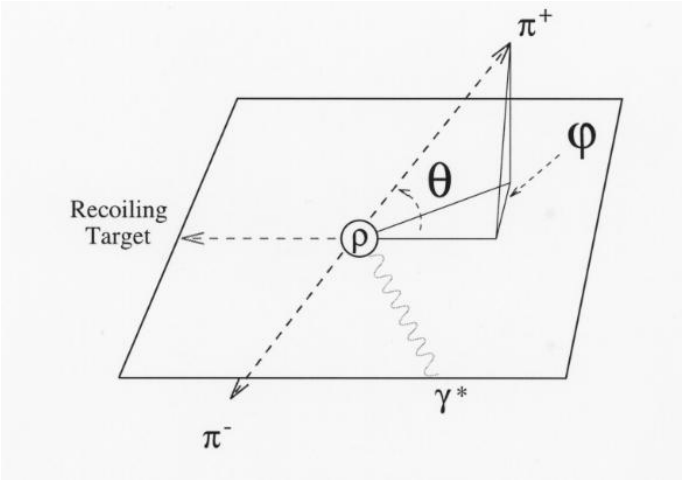

FIG. A.2 – L'angle polaire θ_{cm} du π^+ est défini dans le référentiel de repos du ρ par rapport à l'axe z antiparallèle à la direction du proton de recul.

A.3 Distribution angulaire des produits de décroissance du méson vecteur

Le méson ρ^0 a un spin S=1. Dans le système de repos du ρ^0, il porte un moment angulaire total de J=L+S=1. À cause de la conservation du moment angulaire, le système des produits de décroissance a aussi un moment angulaire total de 1. Comme le ρ^0 décroît en 2 particules pseudo-scalaire (S=0), le moment orbital angulaire relatif des 2 pions doit être 1 (L=1). De façon générale, lorsqu'un méson vecteur décroît, son état de spin se transmet dans le moment orbital angulaire des particules de décroissance. Le référentiel naturellement utilisé pour décrire les distributions des produits de décroissance est le référentiel d'hélicité ou de repos du ρ^0. Dans ce référentiel, l'axe de quantification est choisi antiparallèle au proton de la cible de recul dans le référentiel de centre de masse du système $\gamma^* p$. Les angles des produits de décroissance θ et ϕ sont les angles polaires et azimuthales du π^+ dans le ce référentiel (figure A.2). D'autres référentiels sont utilisés mais sont moins naturels à l'étude de la conservation de l'hélicité dans la voie s :

- le repère de Gottfried-Jackson : l'axe de quantification est définie par la direction du photon virtuel dans le référentiel du ρ^0 au repos. L'angle θ est défini par le π^+, et l'angle ϕ par raport au plan de production définit par les deux protons.Ce système est utilisé pour étudier la conservation de l'hélicité dans la voie t.
- le repère d'Adair : l'axe de quantification est définie par la direction du photon virtuel dans le référentiel du centre de masse du système $\gamma^* p$. Les angles θ et ϕ sont définis de la même façon que dans le repère d'hélicité. Ce repère est utilisé pour étudier la conservation du spin dans la voie s.

Dans le référentiel de repos du ρ^0, la distribution angulaire d'un méson vecteur en 2 mésons pseudoscalaire est donné par :

$$\frac{dN}{d\cos\theta d\phi} = W(\cos\theta,\phi) = \sum_{\lambda_V \lambda'_V} < \theta,\phi|M|\lambda_V > \rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} < \lambda'_V|M^\dagger|\theta,\phi > \tag{A.18}$$

où M est l'amplitude de décroissance. Les projections des rotations sur les angles θ et ϕ $< \theta,\phi|M|\lambda_V >$ peuvent s'exprimer en fonction des fonctions de Wigner $D^j_{mm'}(R)$ qui représente la probabilité qu'un état quantique $|j,m>$ se transforme en état $|j,m'>$ après une rotation R :

$$< \theta,\phi|M|\lambda_V >= c\sqrt{\frac{3}{4\pi}} D^{1*}_{\lambda_V 0}(\phi,\theta,-\phi) \tag{A.19}$$

Les fonctions de Wigner sont :

$$\begin{aligned} D^1_{10}(\phi,\theta,-\phi) &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta e^{-i\phi} \\ D^1_{00}(\phi,\theta,-\phi) &= \cos\theta \\ D^1_{-10}(\phi,\theta,-\phi) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta e^{i\phi} \end{aligned}$$

La distribution angulaire s'exprime alors comme :

$$W(\cos\theta,\phi,\Phi) = \frac{3}{4\pi}\sum_{\lambda_V \lambda'_V} D^{1*}_{\lambda_V 0}(\phi,\theta,-\phi)\rho(V)_{\lambda_V \lambda'_V} D^1_{\lambda'_V 0}(\phi,\theta,-\phi) \tag{A.20}$$

où la dépendance en Φ provient de la matrice de densité de spin du photon à travers l'équation A.15. L'équation A.20 peut s'écrire, à l'aide de l'équation A.16 :

$$W(\cos\theta,\phi,\Phi) = \sum_{\alpha=0}^{8}\Pi_\alpha\left[\frac{3}{4\pi}\sum_{\lambda_V \lambda'_V} D^{1*}_{\lambda_V 0}(\phi,\theta,-\phi)\rho(V)^\alpha_{\lambda_V \lambda'_V} D^1_{\lambda'_V 0}(\phi,\theta,-\phi)\right] \tag{A.21}$$

Dans le cas des faisceaux non polarisés, un peu de développement avec la densité de spin du photon nous amène à l'expression :

$$\begin{aligned} W(\cos\theta,\phi,\Phi) = \frac{3}{4\pi}\Bigg[&\frac{1}{2}(1-r^{04}_{00}) + \frac{1}{2}(3r^{04}_{00}-1)\cos^2\theta \\ &- \sqrt{2}\mathrm{Re}r^{04}_{10}\sin 2\theta\cos\phi - \mathrm{r}^{04}_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\phi \\ &- \epsilon\cos 2\Phi\left(r^1_{11}\sin^2\theta + r^1_{00}\cos^2\theta - \sqrt{2}\mathrm{Re}r^1_{10}\sin 2\theta\cos\phi - \mathrm{r}^1_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\phi\right) \\ &- \epsilon\sin 2\Phi\left(\sqrt{2}\mathrm{Im}r^2_{10}\sin 2\theta\sin\phi + \mathrm{Im}r^2_{1-1}\sin^2\theta\sin 2\phi\right) \\ &+ \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\cos\Phi\left(r^5_{11}\sin^2\theta + r^5_{00}\cos^2\theta - \sqrt{2}\mathrm{Re}r^5_{10}\sin 2\theta\cos\phi - \mathrm{r}^5_{1-1}\sin^2\theta\cos 2\phi\right) \\ &+ \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\sin\Phi\left(\sqrt{2}\mathrm{Im}r^6_{10}\sin 2\theta\sin\phi + \mathrm{Im}r^6_{1-1}\sin^2\theta\sin 2\phi\right)\Bigg] \end{aligned} \tag{A.22}$$

où les éléments r^{α}_{ik} sont définis par :

$$r^{04}_{ik} = \frac{\rho^{0}_{ik} + \epsilon R \rho^{4}_{ik}}{1 + \epsilon R} \tag{A.23}$$

$$r^{\alpha}_{ik} = \frac{\rho^{\alpha}_{ik}}{1 + \epsilon R} \text{ pour } \alpha = 1, 2, 3 \tag{A.24}$$

$$r^{\alpha}_{ik} = \sqrt{R}\frac{\rho^{\alpha}_{ik}}{1 + \epsilon R} \text{ pour } \alpha = 5, 6, 7, 8 \tag{A.25}$$

La distribution en $\cos\theta$, ϕ et Φ contient 15 éléments de matrice r^{α}_{ik} indépendants.

A.4 Conservation de l'hélicité dans la voie s

Le photon et le méson vecteur ont les mêmes nombres quantiques ($J=1^{+}$). De cette observation, on peut supposer que le méson vecteur conserve l'hélicité du photon. Cela revient à la conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC pour *S-Channel Helicity Conservation*) au vertex $\gamma^{*}p$ dans le référentiel du centre de masse du système. Dans ce cas, on trouve que les éléments de matrice deviennent nul (se référer à l'appendice A de [73]) à l'exception de r^{04}_{00}, r^{1}_{1-1}, Im r^{2}_{1-1}, $Re r^{5}_{10}$, Im r^{6}_{10} dont 3 seulement sont indépendants. La distribution angulaire de l'équation A.22 n'est alors dépendante que de 2 variables $\cos\theta$ et Ψ où $\Psi = \phi - \Phi$ représente l'angle entre le plan de décroissance du méson vecteur et le plan défini par l'électron incident et diffusé :

$$\begin{aligned} W(\cos\theta, \phi, \Phi) &= \frac{3}{4\pi}\left[\frac{1}{2}(1 - r^{04}_{00}) + \frac{1}{2}(3r^{04}_{00} - 1)\cos^{2}\theta \right. \\ &+ \left. \epsilon r^{1}_{1-1}\sin^{2}\theta\cos 2\Psi - 2\sqrt{\epsilon(1+\epsilon)}Re r^{5}_{10}\sin 2\theta\cos\Psi\right] \end{aligned}$$

En particulier, en supposant SCHC, ρ^{0}_{00} est nul et ρ^{4}_{00} est égal à l'unité. On peut alors dériver, à partir de l'équation A.23, la relation entre R et l'élément de matrice r^{04}_{00} :

$$R_{\rho} = \frac{1}{\epsilon}\frac{r^{04}_{00}}{1 - r^{04}_{00}} \tag{A.26}$$

Bibliographie

[1] G. Sterman et al., Rev.Mod.Phys. **67** (1995) 157 ;

[2] D. Adams et al., Phys.Lett.B **357** (1995) 248 ;

[3] P.L. Anthony et al., Phys.Rev.D **54** (1996) 6620 ;

[4] J.C. Collins, L. Frankfurt and M. Strikman, Phys.Rev.D **56** (1997) 298

[5] X. Ji, Phys.Rev.Lett. **78** (1997) 610 ; Phys.Rev.D **55** (1997) 7114.

[6] A.V. Radyushkin, Phys.Lett.B **380** (1996) 417 ; Phys.Rev.D **56** (1997) 5524.

[7] T.H. Bauer et al., Rev.of Mod.Phys. **50**, No.2, (1978) 261 ;

[8] A.R Erwin et al., Phys.Rev.Lett. **6** (1961) 628 ;

[9] B.C. Maglic et al., Phys.Rev.Lett. **7** (1961) 178 ;

[10] L. Bertanza et al., Phys.Rev.Lett. **9** (1962) 180 ;

[11] J. Gronberg et al. (CLEO Collaboration), Phys.Rev.D **57**, 33 (1998).

[12] M. Diehl, A. Schaefer.

[13] T. Regge, Nuovo Cimento, 14 (1959) 951.

[14] T. Regge, Nuovo Cimento, 18 (1960) 947.

[15] G. F. Chew et S. C. Frautschi, Phys.Rev.Lett. **7** (1961) 394.

[16] G. F. Chew et S. C. Frautschi, Phys.Rev.Lett. **8** (1962) 41.

[17] R. Blanckenbecler et M. L. Goldberger Phys. Rev. **126** (1962) 766.

[18] S. C. Frautschi, M. Gell-Mann et F. Zachariasen, Phys. Rev **126** (1962) 2204.

[19] P. D. B. Collins, *"An introduction to Regge theory and high energy physics"*, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.

[20] M. Guidal, J.M. Laget, M. Vanderhaegen, Phys.Lett.B **400** (1997) 6

[21] M. Guidal, J.M. Laget, M. Vanderhaegen, Nucl.Phys.A **627** (1997) 645

[22] M. Guidal, J.M. Laget, M. Vanderhaegen, Phys.Rev.C **57** (1998) 1454

[23] M. Vanderhaegen, M. Guidal, J.M. Laget, Phys.Rev.C **61** (2000) 025204

[24] J.M. Laget, Phys.Lett.B **489** (2000) 313

[25] F. Cano, J.M. Laget, Phys.Rev.D **65** (2002) 074022

[26] F. Cano, J.M. Laget hep-ph 0209362 (2002)

[27] M. Vanderhaegen, P.A.M Guichon, M. Guidal, Phys.Rev.D **60** (1999) 094017

[28] K. Goeke, M.V. Polyakov, M. Vanderhaegen, Prog.Part.Nucl.Phys. **47** (2001) 401

[29] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, R.S. Thorne, Eur.Phys.J.C **4**, 463 (1998).

[30] A.V. Radyushkin, Phys.Lett.B **449** (1999) 81

[31] G.P. Lepage, S.J. Brodsky , Phys.Lett.B **87** (1979) 359

[32] M. Polyakov, C. Weiss, Phys.Rev.D **60** (1999) 114017

[33] H.-J. Behrend et al. (CELLO Collaboration), Z.Phys.C **49** (1991) 401

[34] A. Airapetian et al., Acta Phys.Polon.B**33** (2002) 3639

[35] D.V. Shirkov et I.L. Solovtsov, Phys.Rev.Lett. **79** (1997) 1209

[36] P. Ball et V.M. Braun, Phys.Rev.D **54** (1996) 2182

[37] L. Frankfurt, W. Koepf, M. Strikman, Phys.Rev.D **54** (1996) 3194

[38] M. Vanderhaegen, *communication privée*

[39] Y. Dokshitzer, Phil.Tran.Roy.Soc.Lond.A **359**, (2001) 309
hep-ph/9812252

[40] E. Anciant et al., Phys.Rev.Lett. **85** (2000) 4682

[41] M. Battaglieri et al., Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 172002

[42] M. Battaglieri et al., hep-ex/0210023

[43] CEBAF at 12 GeV, February (2001) http ://www.jlab.org/div_dept/physics_division/GeV.html

[44] A. Donnachie et P.V. Landshoff, Nucl.Phys.B **244** (1984) 322 A. Donnachie et P.V. Landshoff, Phys.Lett.B **185** (1987) 403

[45] M. Mestayer et al., Nucl. Instr. Meth. **A 449** (2000) 81.

[46] E.S. Smith et al., Nucl. Instr. Meth. **A 432** (1999) 265.

[47] M. Guidal, thèse de doctorat, Université Paris 11, (1996)

[48] E. Anciant, thèse de doctorat, Université Paris 6, (2000)

[49] S. Taylor et al., Nucl. Instr. Meth. **A 462** (2001) 484.

[50] G. Adams et al., Nucl. Instr. Meth. **A 465** (2001) 414.

[51] M. Amarian et al., Nucl. Instr. Meth. **A 460** (2001) 460.

[52] B.A. Mecking et al., The CEBAF Large Acceptance Spectometer (CLAS) (2002) (papier soumis)

[53] GEANT, Detector description and simulation tool.
http ://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/index.html

[54] MINUIT, fonction de la librairie du CERN http ://wwwinfo.cern.ch/asdoc/cernlib.html

[55] S. Bouchigny, analyse du ΔVCS à CLAS

[56] L. Morand, analyse de la production de mésons vecteurs à CLAS

[57] S. Morrow, M.D. Mestayer, Drift Chamber alignement, note d'analyse (rapport interne de CLAS), July 17,2002.

[58] V. Burkert,L. Elouadrhiri, S. Stepanyan Deep virtual Compton Scattering with CLAS, analysis note, June 7,2001.

[59] S. Stepanyan et al., Phys.Rev.Lett. **87**, 182002 (2001) ;

[60] Particle Data Group, Phys.Rev.D **50**, 1173 (1994).

[61] M. Ripani, Private Communications.

[62] L.W. Mo, Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **41** (1969) 205

[63] P. Joos et al., Nucl.Phys. **B113**, 53 (1976).

[64] D.G. Cassel et al., Phys.Rev.D **24**, 2787 (1981).

[65] J. Ballam et al., Phys.Rev.D **5**, 545 (1972).

[66] M. Ripani, V. Burkert, Procedures for the Analysis of the Two Pion Electroproduction Data from CLAS, analysis note. (prochainement publié)

[67] M.R Adams et al., Z.Phys. **C74**, 237 (1997).

[68] M. Tytgat, phD Thesis, Diffractive production of rho0 and omega vector mesons at hermes, April 2001.

[69] A. Airapetian et al., Eur.Phys.J.C **17** (2000) 389

[70] J.D. Jackson, Nuovo Cimento **34** (1964) 1644

[71] M. Ross and L. Stodolsky, Phys.Rev. **149** (1966) 1172

[72] P. Soding, Phys. Lett. **19** (1966) 702

[73] K. Schilling, G. Wolf, Nucl.Phys.B **61** (1973) 381

[74] K. Schilling, P. Seyboth, G. Wolf, Nucl.Phys.B **15** (1970) 397

[75] M. Jacob, G.C. Wick, Ann.Of.Phys. **7** (1959) 404

[76] M. Guidal, M. Garçon, E. Smimth et al., CEBAF proposal **99-105** (1999)

[77] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan et al., CEBAF proposal **01-113** (2001)

[78] P.Y. Bertin, C. Hyde-Wright, F. Sabatie, et al., CEBAF proposal **00-110** (2000)

[79] A. Arapetian et al., Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 182001

[80] F. Ellinghaus et al., Nucl.Phys.A **711** (2002) 171

[81] R. Kaiser et al., Addendum to the proposal HERMES **97-032**, **01-017** (2001)

[82] L. Mossé, thèse de doctorat, Université Paris 11, (2000)

[83] V. Burkert et al., HALL B upgrade at 12 GeV, CLAS internal note (2002)
http ://clasweb.jlab.org/12gev/

Résumé

Ce travail présente l'analyse de l'électroproduction exclusive de mésons rho0 sur le nucléon pour des valeurs du moment transféré au carré Q^2 intermédiaires ($1.5 < Q^2 < 3$ GeV^2) et au dessus de la région des résonances. L'expérience s'est déroulée avec le détecteur CLAS au laboratoire Jefferson aux Etats-Unis, en février 1999, avec un faisceau de 4.2 GeV, sur une cible d'hydrogène. Les résultats obtenus, en particulier les sections efficaces transverse et longitudinale, sont présentés. Le domaine cinématique principalement inexploré de cette réaction est à l'intersection entre une interprétation théorique en termes de degrés de libertés hadroniques, dite "soft", effective (VDM et formalisme de Regge) et une approche, dite "hard", basée sur la pQCD (et les Distributions de Partons Généralisées récemment introduites). Nous discutons, dans cette thèse, ces deux approches et leurs domaines de validité.

Mots-clés : structure du nucléon, sonde électromagnétique, méson vecteur, rho, exclusivité, Distributions de Partons Généralisées, formalisme de Regge, Dominance des mésons vecteurs, laboratoire Jlab, Hall B, détecteur CLAS.

Summary

This report presents the exclusive rho0 meson electroproduction on the nucleon at intermediate square momentum transfers Q^2 ($1.5 < Q^2 < 3$ GeV^2) and above the resonance region. The experiment has been taken place at the Jefferson laboratory with the CLAS detector, with a 4.2 GeV beam energy on an hydrogen target in the February-March 1999 period. We present the results and in particular the L/T separated cross sections. This experimentally unexplored domain experimentally is at the intersection between traditional "soft" hadronic physics models (VDM and Regge inspired models) and "hard" pQCD inspired approaches (recently introduced Generalized Parton Distribution). We discuss both approaches and their domain of validity.

Keywords : nucleon structure, electromagnetic probe, vector meson, rho0, exclusivity, Generalized Parton Distributions, Regge formalism, Vector Dominance Vector, Jefferson laboratory, Hall B, CLAS detector.