UNIVERSITÉ PARIS 7 - DENIS DIDEROT
École Doctorale : Constituants Élémentaires et Systèmes Complexes

THÈSE DE DOCTORAT
Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée par

Ludyvine Morand

pour obtenir le grade de Docteur en Sciences
de l'Université Paris 7 - Denis Diderot

Mesure de l'électroproduction de mésons omega à grand transfert d'énergie-impulsion

Thèse dirigée par M. M. Garçon,
soutenue le 19 décembre 2003,
devant le jury composé de :

MM.	L. Cardman	
	J.P. Dedonder	Président
	M. Garçon	Directeur de thèse
	C. Glashausser	Rapporteur
	M. Guidal	
	S. Kox	Rapporteur

Je remercie,

Jean-Pierre Dedonder pour avoir accepté de présider mon jury de thèse, et pour l'intérêt tout particulier qu'il a porté au présent travail ;

Serge Kox pour avoir accepté d'être mon membre du jury du pays “Grenoblois” où j'ai débuté mes études, pour sa lecture rigoureuse du manuscrit, et pour ses corrections qui m'ont permis de l'améliorer ;

Charlie Glashausser pour l'immense plaisir qu'il m'a fait en acceptant de faire partie du jury de thèse, lui qui avait supervisé mes débuts en physique hadronique en 1999, et pour le temps et l'attention qu'il a donnés à la lecture du manuscrit ;

Larry Cardman pour m'avoir fait l'honneur d'être membre du jury et pour sa présence le jour de la soutenance malgrè un emploi du temps chargé ;

Michel Guidal pour m'avoir orientée vers ce sujet de thèse et l'équipe du SPhN de Saclay, pour son aide et ses conseils avertis en matière de théorie, et pour ses commentaires pertinents sur le manuscrit ;

Michel Garçon pour m'avoir accordé sa confiance en m'acceptant au sein de son groupe au SPhN sur ce sujet de thèse, pour m'avoir guidée tout au long de ces trois années avec patience, disponibilité et en me prodiguant de précieux conseils sans lesquels ce travail n'aurait pas pu aboutir, mais aussi pour ses qualités humaines que j'ai beaucoup appréciées ;

Jacques Ball pour avoir partagé son bureau avec moi pendant ces années ;

les membres du groupe CLAS à Saclay (Diane Doré, Jacques Ball, Franck Sabatié, Steven Morrow) pour leurs remarques et conseils bienveillants, et pour leurs coups de pouce tant sur l'analyse que sur l'informatique ;

Jean-Marc Laget pour le vif intérêt qu'il a porté aux données de cette thèse, ainsi que les nombreuses discussions au cours desquelles il m'a livré avec enthousiasme les secrets de son modèle ;

les membres de la collaboration CLAS pour leur accueil toujours chaleureux, pour la confiance qu'ils ont su me témoigner, et pour toutes les rencontres enrichissantes qu'ils m'ont permis de faire ;

plus spécialement,

Elton Smith pour sa patience et sa gentillesse à toute épreuve, et pour ses explications pédagogiques sur le “hardware” de CLAS ;

Stepan Stepanyan pour son admirable capacité à trouver une réponse à chacune de mes questions sur le “soft” de CLAS ;

Harut Avakian, Valeri Koubarovsky, Kijun Park, Joe Santoro et Maurizio Ungaro pour leur précieuse collaboration lors de la phase de préparation des données et celle de l'identification des particules ;

Will Brooks, Volker Burkert, Latifa Elouadrhiri, Mark Ito, Bernard Mecking, Mac Mestayer, Cole Smith, Paul Stoler, et j'en oublie ..., pour m'avoir fait profiter de leur expérience auprès du spectromètre CLAS et pour leurs conseils avisés ;

Cynthia Hadjidakis et Marco Battaglieri pour m'avoir fait bénéficier de leur expérience sur l'analyse de l'électroproduction du méson ρ^0 et celle de la photoproduction du méson ω, respectivement ;

Gérard Audit pour son énergie et sa générosité tout aussi légendaires qu'inégalables ;

Danielle, Isabelle et Valérie pour leur gentillesse et leur disponibilité ;

les membres du groupe ALICE pour leur sympathie et leur agréable compagnie lors des déjeuners estivaux ;

Jean-Eric Ducret, Antoine Drouart, les membres des groupes COMPASS DVCS et PARITE, mais aussi Carmen, Emmanuelle, Flore, Eric, Yann, Carlos et François-Xavier pour leur soutien (je souhaite plein de bonnes choses à ces cinq derniers pour la continuation de leur thèse) ;

toutes les personnes qui ont contribué à rendre ma vie plaisante au SPhN et à JLab ;

mes amis et ma famille pour leurs encouragements et leur soutien ;

plus spécialement,

mes parents pour leur présence et leur aide toujours inconditionnelle ;

Christophe pour m'avoir fait découvrir Newport News sous un angle unique (!), et pour avoir tracé la voie de par son expérience de thèse et d'après thèse.

Table des matières

Introduction

Les constituants fondamentaux de la matière sont les leptons (e^-, μ^-, τ^- pour les chargés et ν_e, ν_μ, ν_τ pour les neutres) et les quarks (u, d, c, s, t, b du plus léger au plus lourd) existants sous trois couleurs différentes, ainsi que leurs antiparticules associées [1]. Ces particules élémentaires sont soumises à quatre types d'interaction : la gravitation, l'interaction faible, l'interaction électromagnétique, et l'interaction forte. Chacune de ces interactions est propagée par un champ d'interaction auquel on associe une particule élémentaire ou quantum de champ : pour l'interaction faible, il s'agit des $W^\pm$ et du Z^0 ; pour l'interaction électromagnétique, ce quantum est le photon ; pour l'interaction forte, ce sont les gluons. La mise en évidence des constituants fondamentaux de la matière et des forces auxquelles ils sont sensibles est le but de la physique des particules.

La gravitation, essentielle à l'échelle macroscopique, est complètement négligeable aux échelles atomique et subatomique. L'interaction faible intervient dans les désintégrations telle la radioactivité β. L'interaction électromagnétique s'exerce sur les particules chargées. Elle est responsable de la cohésion des édifices atomiques. La théorie quantique correspondante est l'Electro-Dynamique Quantique (QED). L'intensité de cette interaction est caractérisée par la constante de structure fine $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$, sans dimension. L'interaction forte s'exerce quant à elle sur les particules "colorées" à savoir les quarks. C'est pourquoi on appelle la théorie correspondante la Chromo-Dynamique Quantique (QCD). Son intensité est caractérisée par la constante de couplage fort α_S, qui a la particularité d'être faible à courte distance (10^{-17} m) et très grande à plus longue distance (10^{-15} m), ce qui est à l'origine du confinement des quarks.

Les quarks n'ont jamais été observés à l'état libre, mais seulement liés à l'intérieur des hadrons. Il existe deux sortes de hadrons : les mésons, états liés d'un quark et d'un antiquark, et les baryons, états liés de trois quarks appelés quarks de valence. Les baryons les plus connus sont les nucléons (proton et neutron) qui constituent les noyaux des atomes, sujet d'étude de la physique nucléaire. En plus des quarks de valence, le nucléon est composé de paires quark-antiquark et de gluons formant ce que l'on appelle la mer. La physique hadronique étudie la structure des hadrons en termes de quarks et gluons ainsi que la dynamique de ces quarks et de ces gluons à l'intérieur des hadrons.

[1] Particules de même masse et de charge opposée.

Les leptons sont des sondes ponctuelles ne subissant pas l'interaction forte. Ils fournissent donc l'outil idéal pour étudier la structure d'un hadron en constituants chargés. Pour sonder le contenu du hadron, il faut considérer des processus au cours desquels le lepton diffuse sur ces constituants. Ceci nécessite un transfert d'énergie-impulsion, Q^2, très grand devant l'inverse de l'extension spatiale du hadron. Au premier ordre, l'interaction entre le lepton et l'objet sondé se matérialise par l'échange d'un photon virtuel [2]. Q^2 est alors interprété comme la "masse" de ce photon virtuel.

Dans ces processus, lorsque la réaction est inclusive [3], on parle de diffusion profondément inélastique (DIS). De telles réactions sur le nucléon permettent d'accéder à ce que l'on appelle les fonctions de structure du nucléon. C'est à l'accélérateur linéaire de Stanford (SLAC), USA, dès sa mise en service en 1968, qu'ont lieu les premières expériences de DIS. Ces expériences montrent que les fonctions de structure du nucléon ne dépendent plus de Q^2 au delà de quelques GeV^2. On interprète alors cette observation comme une conséquence de l'existence de constituants chargés ponctuels dans le nucléon. Ces constituants sont les quarks de QCD.

Depuis les premières expériences au SLAC, de nombreuses autres expériences de DIS ont été réalisées. Entre autres, on a montré que les quarks étaient porteurs de 45 % de l'impulsion du nucléon. En utilisant des faisceaux et cibles polarisées, on a mis en évidence en 1996 que seulement 23 % du spin du nucléon était porté par le spin intrinsèque des quarks, donnant lieu à ce que l'on appelle la "crise du spin". Ces expériences de diffusion inclusive ne donnent en revanche pas accès aux distributions d'impulsion transverse des quarks dans le nucléon, ni à la contribution du moment orbital angulaire des quarks au spin du nucléon.

C'est pourquoi on s'intéresse depuis quelques années aux réactions exclusives [4] pour lesquelles un formalisme théorique, le formalisme des Distributions de Partons Généralisées (communément appelées GPDs) est apparu récemment. Le fait de contraindre l'état final de la réaction introduit des variables supplémentaires dans le problème, ce qui mène à une description plus riche de la structure du nucléon.

A grand Q^2, les sections efficaces des réactions exclusives sont très petites. Leur mesure nécessite donc un accélérateur de leptons de grande luminosité et de grande énergie ainsi que des détecteurs de grande acceptance et de très bonne résolution. L'accélérateur CEBAF d'énergie pouvant aller jusqu'à 6 GeV (ce qui permet d'atteindre des valeurs de Q^2 jusqu'à 5 GeV^2) et de très grande luminosité couplé avec le détecteur CLAS de grande acceptance, tous deux abrités par le JLab (Jefferson Laboratory), rendent actuellement possibles de telles mesures.

Les Distributions de Partons Généralisées caractérisent la structure du nucléon indépendamment de la réaction étudiée. Ainsi, elles interviennent dans l'électroproduction de photons, l'électroproduction de mésons pseudo-scalaires [5] (π^0, η) et celle de mésons vecteurs [6] (ρ^0, ω, ϕ). En outre, il existe plusieurs types de GPDs. La production de photons

[2] Photon de masse non nulle.
[3] $lp \to lX$, seul le lepton final est détecté.
[4] $lp \to lpY$, toutes les particules dans l'état final sont détectées ou reconstruites.
[5] $J^\pi = 0^-$
[6] $J^\pi = 1^-$

et mésons permettant de sélectionner différents types, leur mesure est complémentaire et non redondante.

Dans le présent travail, nous nous intéressons à l'électroproduction de mésons vecteurs. Dans ce cas, le formalisme des GPDs ne s'applique que pour la transition purement longitudinale, c'est-à-dire entre un photon virtuel et un méson tous deux d'hélicité nulle. Il est alors nécessaire de déterminer la polarisation du méson vecteur étudié et de tester l'hypothèse de conservation de l'hélicité, ce qui est possible via l'analyse de la distribution angulaire de ses produits de désintégration. D'autre part, les GPDs sont définies pour chaque saveur de quark. De ce fait, la mesure de chacun des canaux, ρ^0, ω, ϕ, est nécessaire pour une séparation complète par type de saveur. Une analyse du méson ρ^0 à plus basse énergie ayant déjà été réalisée, nous étudions, dans ce travail, l'électroproduction de mésons ω à grand Q^2. Cette étude est originale à plus d'un titre : par le domaine cinématique couvert, par la précision obtenue et par l'analyse de la polarisation, jamais effectuée auparavant à ces transferts d'énergie-impulsion.

Le but de cette étude est de déterminer le domaine d'applicabilité du formalisme mentionné ci-dessus. A cette fin, nous extraierons la section efficace totale de la réaction $e^-p \to e^-p\omega$ et analyserons la distribution angulaire des produits de désintégration du ω afin d'extraire les paramètres en décrivant la polarisation. Puis nous considérerons une description théorique construite à $Q^2 = 0$ et étendue à des valeurs de Q^2 finies et le formalisme des GPDs construit à Q^2 infini et étendu aux Q^2 accessibles dans notre expérience.

Ce manuscrit est divisé en quatre grandes parties.

La première détaille les motivations physiques liées à l'étude de l'électroproduction de ω et donne une description des deux modèles auxquels seront comparés nos résultats. Les données existantes et l'enseignement que l'on en tire sont également exposés.

La seconde partie présente le contexte expérimental de la mesure effectuée avec un premier chapitre dédié à l'accélérateur CEBAF, un second au spectromètre de grande acceptance CLAS et un troisième à la prise de données.

La troisième partie décrit les différentes étapes de l'analyse qui ont conduit à l'extraction de sections efficaces et des paramètres décrivant la polarisation du ω.

La quatrième et dernière partie discute les résultats obtenus et leur interprétation.

Généralités, définitions

Le processus exclusif étudié est l'électroproduction de mésons vecteurs M sur le nucléon. La réaction s'écrit :

$$e^- + N \to e^{-\prime} + N' + M$$

Dans l'approximation d'échange d'un photon virtuel, ce processus se ramène à l'interaction du photon virtuel échangé, γ^*, avec le nucléon cible pour générer la réaction :

$$\gamma^*(q) + N(p) \to N'(p') + M(\pi)$$

où les variables entre parenthèses sont les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules.

Le processus mesuré $e^-N \to e^-N'M$ dépend en toute généralité de cinq variables cinématiques indépendantes (3×3 pour définir les impulsions dans l'état final moins 4 équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion). En l'absence de polarisation transverse du faisceau ou de la cible, l'angle azimutal de l'électron diffusé est une variable muette dont les observables ne dépendent pas. Il reste donc quatre variables indépendantes. En général, on choisit :

- la virtualité du photon, $Q^2 = -q^2$,
- l'énergie disponible dans le centre de masse γ^*p, $W = \sqrt{(p+q)^2}$;

ou encore

- l'énergie du photon virtuel, $\nu = E - E'$ (avec E et E' les énergies de l'électron incident et de l'électron diffusé),
- la variable de Bjorken, $x_B = \frac{Q^2}{2p\cdot q}$.

En ce qui concerne les deux autres variables, nous utiliserons

- l'invariant relativiste décrivant le transfert d'énergie-impulsion, $t = \Delta^2 = (q-\pi)^2$,
- l'angle azimutal entre le plan leptonique (e^- - $e^{-\prime}$ - γ^*) et le plan hadronique (γ^* - N' - M), ϕ.

On appelle régime de Bjorken la limite cinématique $Q^2 \to \infty$, $\nu \to \infty$ et x_B fixé.

Pour dériver la section efficace du processus élémentaire $\gamma^*N \to N'M$ à partir de celle du processus mesuré $e^-N \to e^{-\prime}N'M$, ou inversement, la contribution du processus $e^- \to e^{-\prime}\gamma^*$ est mise en facteur. Ce vertex est calculable analytiquement et se réduit à un facteur global, Γ_V, appelé facteur de flux du photon virtuel [7] :

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

[7] La définition de Γ_V comporte une convention arbitraire. Nous adoptons ici la définition de Hand [Han63].

où ϵ est le paramètre de polarisation du photon virtuel :

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

La section efficace totale d'électroproduction du méson M s'écrit alors :

$$\frac{d^4\sigma_{e^-N\to e^-N'M}}{dQ^2dx_Bdtd\phi} = \Gamma_V(Q^2, x_B, E)\frac{d^2\sigma_{\gamma^*N\to N'M}}{dtd\phi} \qquad (3)$$

La polarisation du photon virtuel induit par ailleurs la dépendance azimutale suivante [8] dans la section efficace du processus $\gamma^*N \to N'M$:

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma^*N\to N'M}}{dtd\phi} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon\,\frac{d\sigma_L}{dt} + \epsilon\cos 2\phi\,\frac{d\sigma_{TT}}{dt} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\cos\phi\,\frac{d\sigma_{TL}}{dt}\right) \qquad (4)$$

où $\frac{d\sigma_T}{dt}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_{TT}}{dt}$, $\frac{d\sigma_{TL}}{dt}$ ne dépendent que de Q^2, x_B et t. Les indices L et T réfèrent aux états de polarisation du photon virtuel, respectivement longitudinal (hélicité nulle) et transverse (hélicité ± 1).

Nous considérerons dans ce travail :
- les sections efficaces différentielles en t (intégrées en ϕ) :

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*N\to N'M}}{dt} = \frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon\,\frac{d\sigma_L}{dt} \qquad (5)$$

- les sections efficaces différentielles en ϕ (intégrées en t) :

$$\frac{d\sigma_{\gamma^*N\to N'M}}{d\phi} = \frac{1}{2\pi}\left(\sigma_T + \epsilon\,\sigma_L + \epsilon\cos 2\phi\,\sigma_{TT} + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\cos\phi\,\sigma_{TL}\right) \qquad (6)$$

- les sections efficaces totales (intégrées en ϕ et en t) :

$$\sigma_{\gamma^*N\to N'M} = \sigma_T + \epsilon\,\sigma_L \qquad (7)$$

où σ_T, σ_L, σ_{TT} et σ_{TL} ne dépendent que de Q^2, x_B, c'est-à-dire des variables qui définissent l'état initial γ^*N. Les quantités σ_{TT} et σ_{TL} sont des termes d'interférences et peuvent être négatives. Enfin, s'il y a conservation de l'hélicité entre le photon virtuel et le méson, alors $\sigma_{TT} = \sigma_{TL} = 0$. Notons enfin que $\sigma_{\gamma^*N\to N'M}$ dépend également de l'énergie du faisceau E par l'intermédiaire de ϵ.

[8] Plusieurs conventions existent. Nous adoptons ici celle utilisée dans la référence [Fon92].

Première partie

Motivations

Lorsque l'on sonde le nucléon, il apparait plusieurs domaines de description selon la dureté de la collision (t) et la résolution de la sonde (Q^2). La dureté de la collision permet d'explorer les mécanismes de réaction, tandis que la résolution de la sonde permet d'explorer la structure du nucléon.

Ainsi, le premier chapitre est consacré à la description des mécanismes de réaction en fonction de t. A bas Q^2, ces mécanismes sont bien décrits par l'échange de trajectoires de Regge.

L'augmentation de Q^2 permet de "voir" ce qu'il y a à l'intérieur du nucléon et d'explorer sa structure composite. Dans le régime de Bjorken, les réactions exclusives s'interprètent dans le cadre du formalisme des Distributions de Partons Généralisées (GPDs). C'est l'objet du chapitre 2.

Enfin le chapitre 3 présente les données de production de mésons ω existantes et l'enseignement que l'on tire de ces résultats.

Chapitre 1

Exploration des mécanismes de réaction en fonction de la dureté de la collision (t) et théorie de Regge

Le paramètre d'impact entre la sonde et le nucléon étant en $1/\sqrt{-t}$, la grandeur t donne la taille du volume d'interaction dans les réactions exclusives. Ainsi, lorsque $|t|$ est petit, les quarks et les gluons échangés peuvent interagir et former une particule. L'interaction entre la sonde et le nucléon est alors traitée en termes d'échange de particules (choc "mou"). A l'opposé, lorsque $|t|$ est grand, le petit paramètre d'impact empêche les quarks d'échanger plus d'un gluon. La section efficace devient sensible aux détails microscopiques de l'interaction (choc "dur").

Dans ce chapitre est présenté un modèle basé sur la théorie de Regge, qui permet de décrire, à bas Q^2, les mécanismes de réaction aux petits et grands transferts.

1.1 Production de mésons via l'échange de particules

1.1.1 Notion d'échange de particules dans les voies t, u et s

A basse énergie, l'interaction $\gamma^* p$ est généralement interprétée en termes d'échanges de particules. Ces particules peuvent être échangées dans les voies t, u et s comme illustré figure 1.1.

La conservation des nombres quantiques (charge, spin, isospin, parité, nombre baryonique, etc...) suggère l'échange de mésons dans la voie t, de baryons dans les voies u et s.

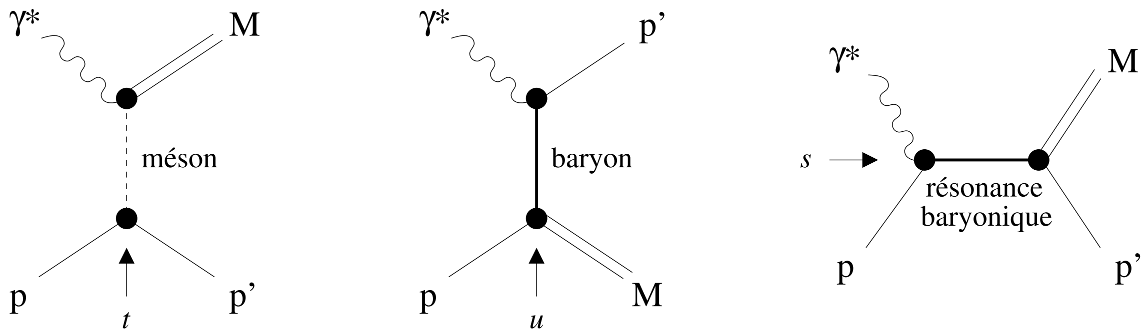

FIG. 1.1 – *Diagrammes d'échange de particules dans les voies t, u et s pour la réaction $\gamma^* p \to pM$.*

Le terme de voies t, u et s fait référence aux variables de Mandelstam définies, pour les réactions à deux corps, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} t &= (q-\pi)^2 = (p'-p)^2 \\ u &= (q-p')^2 = (\pi-p)^2 \\ s &= (q+p)^2 = (\pi+p')^2 \end{aligned} \tag{1.1}$$

où q, p, p' et π sont respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion du photon virtuel, du proton initial, du proton de recul, et du méson M.

Ces variables sont invariantes par transformation de Lorentz, et elles obéissent à la relation :

$$t + u + s = \sum_i m_i^2 \tag{1.2}$$

où les m_i sont les masses des quatre particules mises en jeu ($m_1^2 = -Q^2$, $m_2 = m_3 = m_p$, $m_4 =$ masse du méson).

1.1.2 Calcul des diagrammes de Feynman correspondants

L'amplitude T de chacun des diagrammes représentés figure 1.1 est de la forme :

$$T \propto gV\mathcal{P}_F g'V' \tag{1.3}$$

où

- $\mathcal{P}_F$ est le propagateur de Feynman de la particule échangée,
- g et g' sont les constantes de couplage entre les différentes particules,
- V et V' sont les fonctions de vertex, qui dépendent de la structure en spin des 3 particules au vertex considéré et contiennent, dans certains cas, un facteur de forme pour tenir compte de la structure composite des particules.

Les propagateurs de Feynman $\mathcal{P}_F$ sont de la forme : $\dfrac{1}{t-\mu^2}$ ou $\dfrac{1}{u-\mu^2}$ ou $\dfrac{1}{s-\mu^2}$ où μ est la masse de la particule échangée.

1.1.3 Caractéristiques des distributions $d\sigma/dt$

La section efficace différentielle en t, $d\sigma/dt$, est proportionnelle à la norme carrée de la somme des amplitudes T considérées. Dans la région physique d'une réaction à deux corps, t est toujours négatif et compris entre $t_0(Q^2, s)$ et $t_1(Q^2, s)$ [1] (voir figure 1.2). De même, u est toujours négatif.

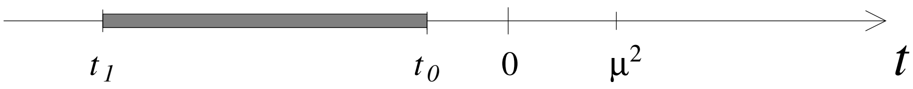

FIG. 1.2 – *Echelle en t. Les valeurs prises par t sont indiquées par la zone coloriée.*

La forme de pôle du propagateur $\mathcal{P}_F$ produit alors une remontée de $d\sigma/dt$ lorsque t tend vers t_0 (car $|t - \mu^2|$ devient petit) ainsi qu'une autre lorsque $(-t)$ devient grand (car cela équivaut à $|u - \mu'^2|$ devient petit). Etant donné que les masses des baryons sont plus grandes que celles des mésons, les pôles dans la voie u sont plus loin de la région physique que ne le sont ceux dans la voie t. De ce fait, on s'attend à ce que les diagrammes dans la voie u contribuent moins que ceux dans la voie t à la section efficace.

Des expériences récemment menées à JLab à l'aide du détecteur CLAS, ont permis d'extraire les sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$ dans le cas de la photoproduction des mésons ϕ, ρ^0 et ω sur le proton. Les résultats seront montrés section 1.2.3.

1.2 Modèle JML inspiré de la théorie de Regge pour la photoproduction

1.2.1 Théorie de Regge

Dans le domaine de la diffusion à haute énergie, l'idée de Regge [Reg59] est de considérer l'échange de trajectoires de particules au lieu de particules individuelles. La théorie de Regge prédit alors que le comportement à haute énergie de l'amplitude T est :

$$T(s,t) \propto s^{\alpha(t)} \tag{1.4}$$

où $\alpha(t)$ est une trajectoire de Regge.

Une trajectoire de Regge regroupe une séquence de particules qui ont les mêmes nombres quantiques mais diffèrent seulement par leur spin. De telles séquences de mésons et baryons sont caractérisées par une relation (linéaire empiriquement) entre leur spin et leur masse carrée $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' t$ (voir figure 1.3).

[1] t_0 est communément appelé t_{min}, et t_1 communément appelé t_{max}.

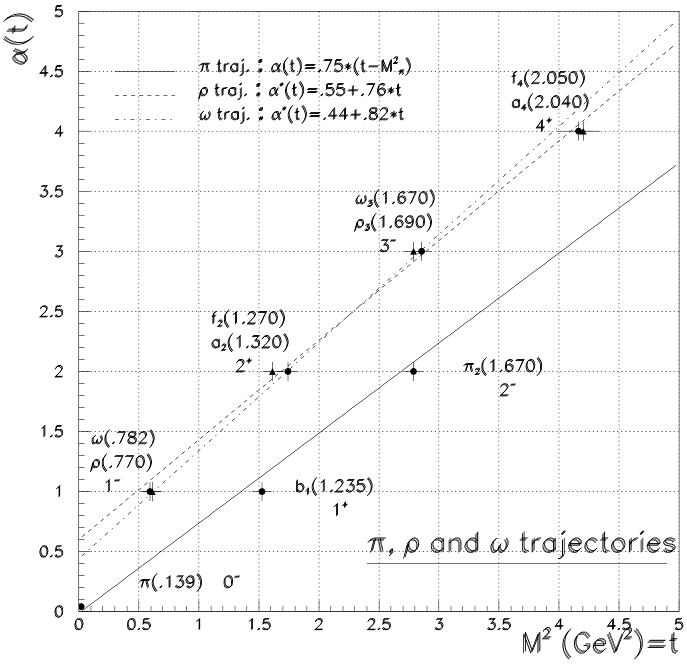

FIG. 1.3 – *Trajectoires de Regge linéaires du π^0, ρ^0 et ω.*

1.2.2 Bases physiques du modèle JML

Petits $(-t)$

Le modèle de Jean-Marc Laget et collaborateurs, que nous dénoterons JML, est basé sur l'échange de trajectoires de Regge dans la voie t. De tels échanges sont introduits en remplaçant, dans le formalisme de Feynman standard, le propagateur de Feynman d'une seule particule par un propagateur dit de Regge, $\mathcal{P}_{Regge}$, tout en gardant la structure des vertex donnée par les diagrammes de Feynman correspondant à la première matérialisation de la trajectoire.

Le modèle a d'abord été développé pour la photoproduction de mésons pseudo-scalaires [Gui97]. Dans le cas de la production des mésons vecteurs ρ^0, ω et ϕ [Lag00], les échanges de trajectoires principaux, considérés dans ce modèle, sont indiqués figure 1.4. On remarque que pour le méson ϕ, l'échange du Pomeron [2] est dominant. En effet, la composition du ϕ en quarks $s\bar{s}$ supprime les mécanismes d'échange de quarks ce qui fait de lui un bon candidat pour étudier l'échange de deux gluons.

L'expression des propagateurs de Regge fait intervenir les trajectoires de Regge linéaires suivantes, obtenues en corrélant le spin des hadrons en fonction de leur masse au carré :

$$\begin{aligned} \alpha_\pi(t) &= 0,7(t - m_\pi^2) \qquad \alpha_{f_2}(t) = 0,55 + 0,7t \\ \alpha_\sigma(t) &= -0,175 + 0,7t \qquad \alpha_P(t) = 1,08 + 0,25t \end{aligned} \tag{1.5}$$

[2]Le Pomeron se caractérise par l'échange des nombres quantiques du vide.

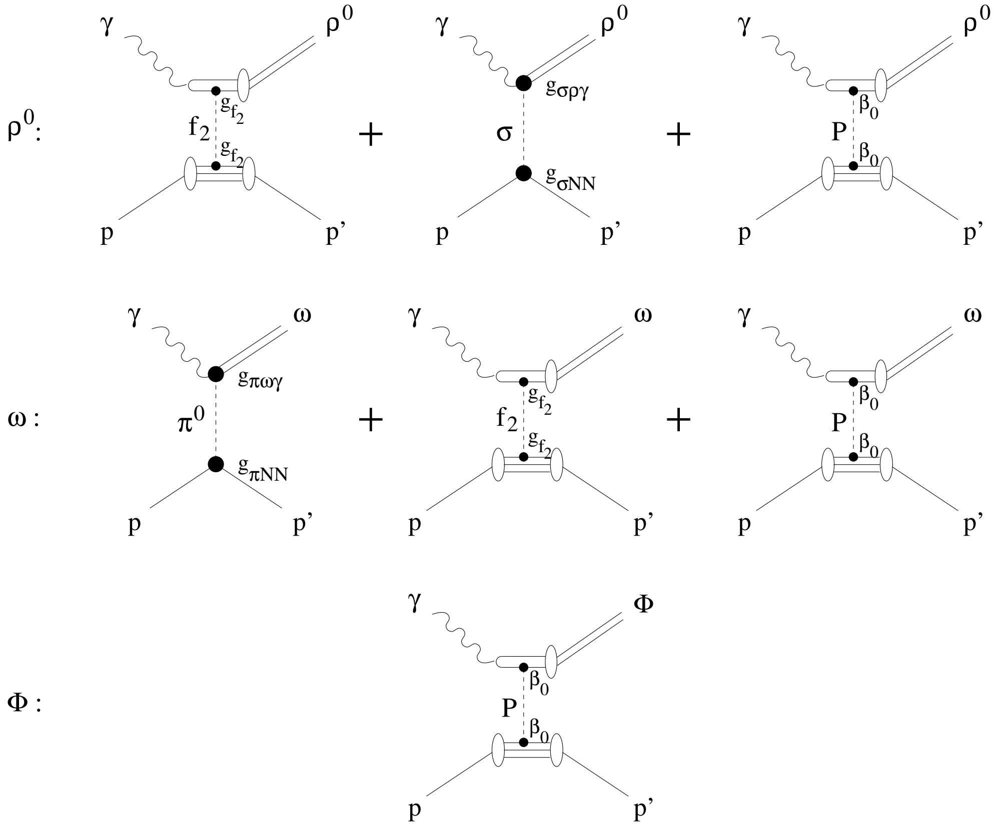

FIG. 1.4 – *Principaux diagrammes d'échanges de trajectoires dans la voie t pour les réactions $\gamma p \to p\rho^0$, $\gamma p \to p\omega$, et $\gamma p \to p\phi$ dans le modèle JML.*

A titre d'exemple, l'expression du propagateur de Regge du pion est donnée par :

$$\mathcal{P}^{\pi}_{Regge} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_\pi(t)} \frac{\pi\alpha'_\pi}{\sin(\pi\alpha_\pi(t))} \frac{\mathcal{S}_\pi + e^{-i\pi\alpha_\pi(t)}}{2} \frac{1}{\Gamma(1+\alpha_\pi(t))} \tag{1.6}$$

où s_0 est l'échelle de masse ($s_0 = 1$ GeV^2), et la signature, $\mathcal{S}_\pi = \pm 1$, est caractéristique des nombres quantiques de la trajectoire.

Les seuls paramètres mis en jeu dans ce modèle sont les constantes de couplage g_{ij} aux vertex de la première matérialisation des trajectoires avec les particules externes (voir figure 1.4). Celles-ci sont connues par de nombreuses études précises dans la région des résonances ou à grand W ou encore par les mesures de désintégration radiatives (par exemple $\omega \to \pi\gamma$). Le couplage du Pomeron et du f_2 s'effectue directement au niveau des quarks constituants du nucléon et du méson vecteur. La constante de couplage du Pomeron aux quarks, β_0, est fixée par l'analyse de la diffusion pp à haute énergie ($W \sim 100$ GeV). La constante de couplage du méson f_2 aux quarks, g_{f_2}, est fixée aux énergies intermédiaires ($W \sim 10$-20 GeV). Les valeurs de ces constantes de couplage sont données dans le tableau 1.1.

Enfin, comme le montre la figure 1.4, une même constante de couplage peut intervenir dans différents canaux. De ce fait, le modèle JML permet de décrire de manière cohérente la photoproduction des trois mésons vecteurs ρ^0, ω et ϕ.

Constantes	Valeurs
$g_{\sigma\rho\gamma}$	1
$g^2_{\sigma NN}/4\pi$	15
$g_{\pi\omega\gamma}$	0,334
$g^2_{\pi NN}/4\pi$	14,5
$g^2_{f_2}/\beta^2_0$	9
β^2_0	4 GeV^{-2}

TAB. 1.1 – *Valeurs des constantes de couplage intervenant dans la production de mésons vecteurs dans le modèle JML.*

La figure 1.5 présente les sections efficaces déjà mesurées pour la photoproduction de mésons ρ^0, ω et ϕ en fonction de W, ainsi que les courbes résultantes de calculs avec le modèle JML.

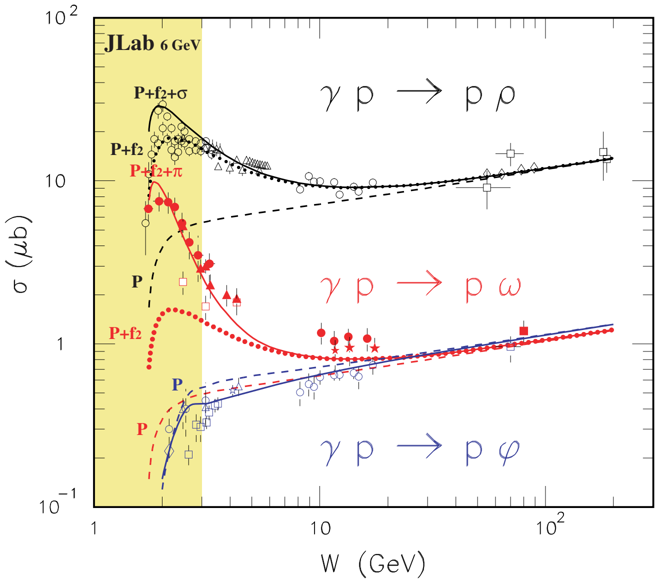

FIG. 1.5 – *Sections efficaces "mondiales" de la photoproduction sur le proton de mésons ρ^0, ω et ϕ en fonction de W et calculs du modèle JML. Le domaine couvert par JLab à 6 GeV est indiqué par la zone en jaune (figure extraite de la référence [Lag00]).*

Les courbes en traits tiretés représentent la contribution de l'échange du Pomeron. On note que celle-ci est dominante à grand W pour les trois réactions. Les courbes en traits pointillés concernent la somme des contributions du Pomeron et du f_2, et les courbes en traits plein celle des contributions du f_2, Pomeron et σ dans le cas du ρ^0 et celle des contributions du f_2, Pomeron et π^0 dans le cas du ω. Le domaine couvert par JLab à 6 GeV est indiqué par la zone en jaune ($W \leq 3$ GeV). On en déduit qu'aux énergies de JLab, l'échange du π^0 domine la photoproduction de ω et que l'échange du f_2 et du σ est dominant par rapport à l'échange du Pomeron pour la photoproduction de ρ^0. Ces dominances sont entièrement expliquées par les rapports entre les constantes de couplage.

Grands $(-t)$

Lorsque la dureté de la collision augmente, le paramètre d'impact diminue ; les mécanismes de réaction sont alors régis par les interactions entre quarks et gluons (voir figures 1.6 et 1.8). Les règles de comptage introduites par Brodsky et Farrar [Bro73] permettent de déterminer, en fonction du nombre de constituants élémentaires dans les hadrons, des propriétés simples pour les processus aux grands $(-t)$. En particulier, ces règles de comptage prédisent une section efficace se comportant, en relatif, en s^{-7} avec l'énergie.

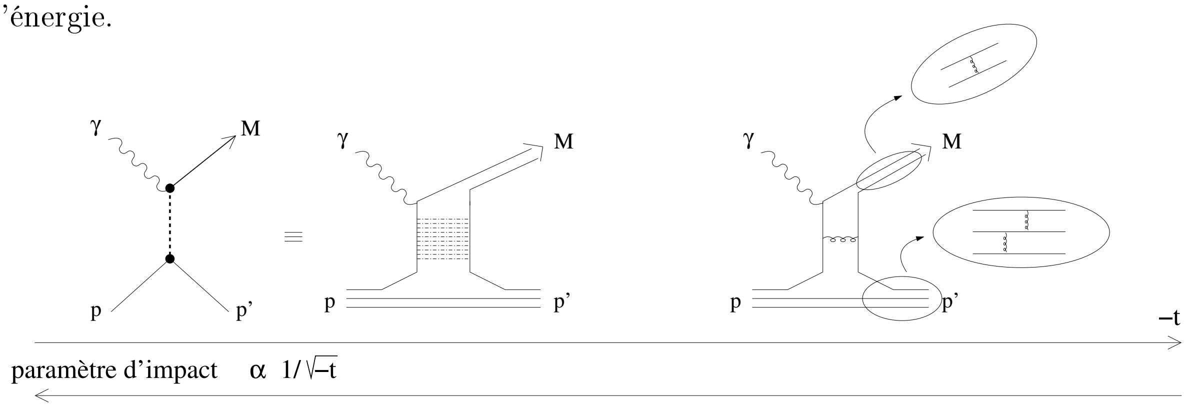

FIG. 1.6 – *Schéma des mécanismes de réaction dans le cas de l'échange de mésons en fonction de t / du paramètre d'impact.*

Dans le cas de l'échange de mésons, le modèle JML intégre dans la théorie de Regge une description effective de l'échange de quarks par l'intermédiaire de trajectoires dites "saturantes". Celles-ci ont en effet un lien étroit avec la dynamique $q\bar{q}$ qui régit la structure des mésons. Considérons un potentiel quark-antiquark de la forme :

$$V(r) = \kappa r - \frac{4}{3}\frac{\alpha_S}{r} + V_0 \tag{1.7}$$

où le premier terme représente la partie à longue distance de l'interaction dont la forme linéaire mène au confinement (diagramme de gauche figure 1.6), tandis que le second représente la partie à courte distance de l'interaction quark-antiquark et correspond à l'échange d'un gluon (diagramme de droite figure 1.6), et V_0 est un terme constant.

Partant de ce potentiel, on explique la relation entre spin et masse carrée qui définit la trajectoire linéaire de Regge pour $t>0$ et on démontre que les trajectoires de Regge saturent à -1 pour $-t \rightarrow \infty$ [Ser94]. Cette saturation est montrée figure 1.7.

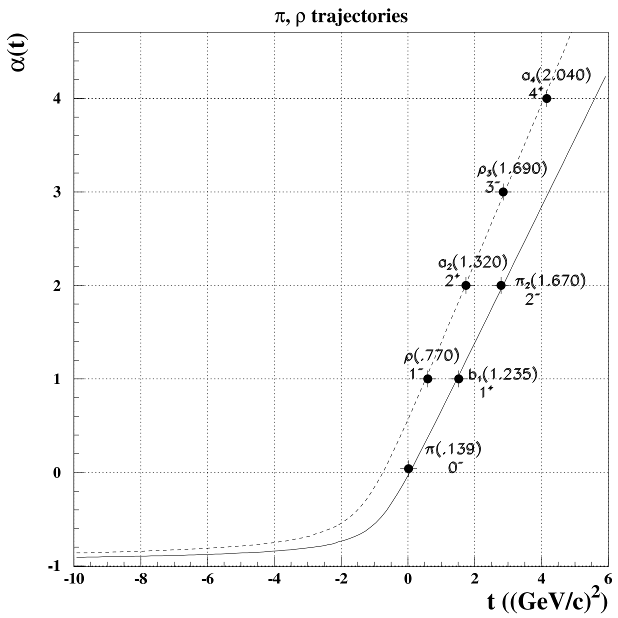

FIG. 1.7 – *Trajectoires de Regge saturantes du π^0 et du ρ.*

Schématiquement, l'amplitude aux grands transferts se factorise sous la forme :

$$T_{\gamma p \rightarrow pM} = F_M(t) \mathcal{P}_{Regge} F_p(t) \tag{1.8}$$

où
- $\mathcal{P}_{Regge}$ est le propagateur de Regge,
- $F_M(t)$ et $F_p(t)$ sont les facteurs de forme aux vertex du méson M et du proton.

Aux grands transferts, le propagateur de Regge se comporte en s^{-1}, et le comportement asymptotique des facteurs de forme permet de retrouver les règles de comptage.

L'introduction des trajectoires saturantes et des facteurs de forme dans l'amplitude a pour résultat une dépendance en t de la section efficace beaucoup plus plate que la dépendance exponentielle aux bas transferts, ce qui conduit à un plateau à grand $(-t)$.

Le cas particulier de l'échange de Pomeron résulte de l'interaction entre deux gluons échangés. De ce fait, aux grands transferts, l'échange du Pomeron est réduit à l'échange de deux gluons dans le modèle JML (voir figure 1.8).

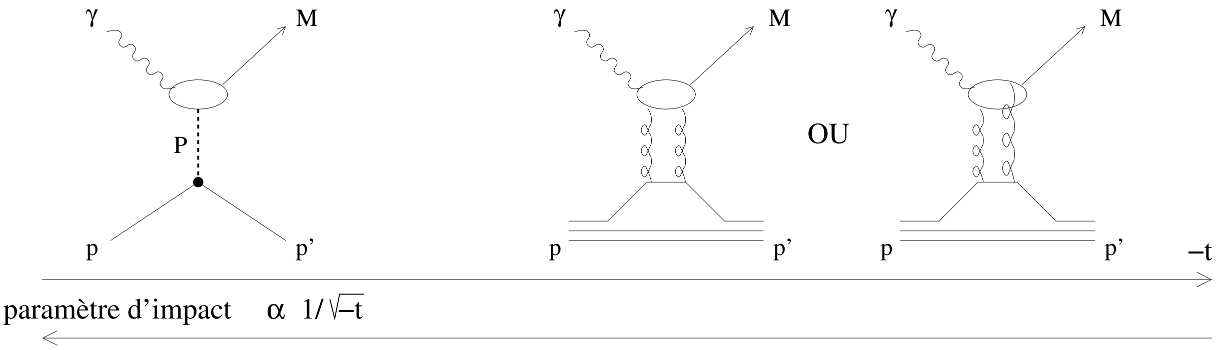

FIG. 1.8 – *Schéma des mécanismes de réaction dans le cas de l'échange du Pomeron en fonction de t / du paramètre d'impact.*

1.2.3 Comparaison avec les données de photoproduction

La figure 1.9 montre les sections efficaces différentielles en t pour la photoproduction des mésons ϕ, ρ^0 et ω mesurées à JLab à l'aide du détecteur CLAS, en comparaison avec les prédictions du modèle JML décrit ci-dessus.

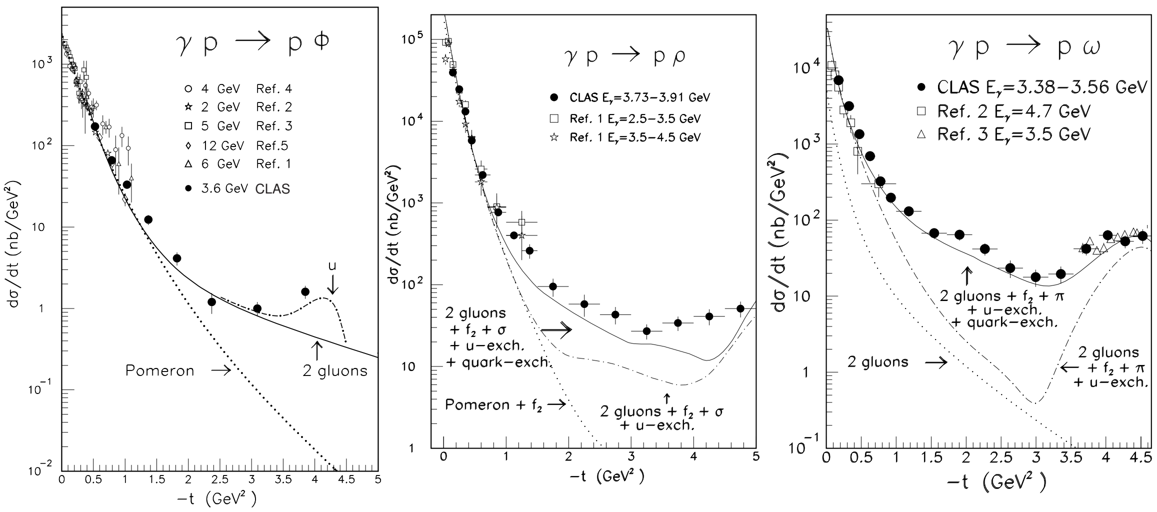

FIG. 1.9 – *Distributions $d\sigma/dt$ en fonction de $(-t)$ pour la photoproduction de ϕ, ρ^0 et ω et calculs du modèle JML (voir texte).*

Sur le graphe de gauche ($\gamma p \to p\phi$) [Anc00], la courbe en traits pointillés représente la contribution de l'échange du Pomeron tandis que la courbe en traits pleins représente celle de l'échange de deux gluons. On constate un très bon accord entre les données et l'échange du Pomeron jusqu'à $-t \sim 1$ GeV^2, puis la résolution du Pomeron en deux gluons permet de reproduire les données à plus grand transfert d'impulsion. Enfin, l'échange de particules dans la voie u doit être prise en compte pour expliquer l'augmentation de la section efficace vers 4 GeV^2 (traits pointillés-tiretés).

Le graphe du milieu concerne la photoproduction du ρ^0 [Bat01]. Ce dernier étant composé des même quarks légers que la cible de proton, l'échange de quarks entre les deux est possible. Les données à petit $(-t)$ sont bien décrites par l'échange du Pomeron et du f_2 dans la voie t (traits pointillés) alors que l'échange de particules dans la voie u domine vers t_1. L'introduction du mécanisme d'échange de deux gluons (traits tiretés-pointillés), identique à celui utilisé dans le cas du ϕ, ne suffit pas pour reproduire les données à grand $(-t)$. Afin d'obtenir un bon accord avec les données, il est nécessaire d'inclure l'échange de quarks (traits pleins), paramétrisé au travers des trajectoires saturantes décrites paragraphe précédent.

Enfin, sur le graphe de droite $(\gamma p \to p\omega)$ [Bat03a], la contribution de l'échange de deux gluons est représentée en traits pointillés. Celle-ci ne suffit clairement pas à reproduire les données sur tout le domaine en t. La courbe en traits tiretés-pointillés représente la somme de l'échange de deux gluons, du π^0, du f_2 et de l'échange de particules dans la voie u, et la courbe en traits pleins représente les mêmes échanges avec en plus celui de quarks par l'intermédiaire des trajectoires saturantes. Tandis que l'échange du π^0 et du f_2 en plus de celui de deux gluons est nécessaire pour décrire les données à bas transfert, l'échange de quarks domine aux grands transferts. Tout comme pour le ϕ et le ρ^0, l'échange de particules dans la voie u est responsable de l'augmentation de la section efficace à $-t \sim 4$ GeV^2.

Ainsi, le modèle JML permet de décrire simultanément la photoproduction des mésons vecteurs ρ^0, ω et ϕ.

1.3 Extension du modèle JML à l'électroproduction

Le modèle JML a récemment été étendu au cas de l'électroproduction de mésons [Can03].

L'amplitude de diffusion est proportionnelle à :

$$J_\mu j^\mu = -\vec{J}_\perp \cdot \vec{j}_\perp - J_z j_z + J_0 j_0 \tag{1.9}$$

où J_μ et j^μ sont respectivement les courants du proton et de l'électron diffusé.
Chacun de ces courants est conservé (invariant de jauge). La relation de conservation :

$$q_\mu J_\mu = q^\mu j_\mu = 0 \tag{1.10}$$

où q_μ est le quadri-moment du photon virtuel échangé, permet d'éliminer les composantes temporelles, puisque :

$$\nu J_0 = |\vec{q}| J_z \tag{1.11}$$

et

$$\nu j_0 = |\vec{q}| j_z \tag{1.12}$$

ν et $|\vec{q}|$ étant respectivement l'énergie et l'impulsion du photon virtuel.

Il en ressort :

$$T \propto J_\mu j^\mu = -\vec{J}_\perp \cdot \vec{j}_\perp + \frac{Q^2}{\nu^2} j_z J_z \tag{1.13}$$

L'amplitude de photoproduction ne fait intervenir que les composantes transverses du courant. L'amplitude d'électroproduction en fait aussi intervenir la composante longitudinale. Si l'on part d'un courant hadronique dont les paramètres ont été ajustés par des expériences en photons réels, l'extension aux photons virtuels est automatique, puisque la composante longitudinale est la projection sur la direction du photon virtuel du même courant.

Le seul paramètre libre est le facteur de forme électromagnétique que l'on doit ajouter pour tenir compte de la taille finie du vertex (γ^* - méson échangé - M). Pour l'échange de π^0 dans l'électroproduction de ω, on a choisi :

$$F_{\pi\omega\gamma}(Q^2) = \frac{1}{1 + \frac{Q^2}{\Lambda_\pi^2}} \quad \text{avec} \quad \Lambda_\pi^2 = 0,462 \text{ GeV}^2 \tag{1.14}$$

en conformité avec la paramétrisation habituelle du facteur de forme électromagnétique du pion.

En ce qui concerne l'échange du f_2 et du Pomeron, il est réalisé par un couplage direct à la paire $q\bar{q}$ du photon (voir par exemple diagramme de gauche figure 1.8 dans le cas du Pomeron). La dépendance en Q^2 est alors directement incluse dans l'expression de l'amplitude et ne nécessite pas l'ajout d'un facteur de forme.

Les résultats du modèle JML étendu à l'électroproduction ont été comparés aux récentes données de production du ρ^0 à HERMES [Air00, Tyt01] et à JLab [Had02] ainsi qu'aux données plus anciennes de production du ω de Cornell et de DESY. Ces derniers seront présentés chapitre 3. La comparaison aux données de la présente thèse sera montrée partie IV, chapitre 1. Celle-ci pourrait permettre d'obtenir des informations sur le domaine en Q^2 à partir duquel cette interprétation de la réaction en termes d'échange de particules cesse d'être valide.

Chapitre 2

Exploration de la structure du nucléon en fonction de la résolution de la sonde (Q^2) et formalisme des GPDs

La longueur d'onde de de Broglie ($\lambda = h/|\vec{q}|$) associée au photon virtuel fixe la résolution spatiale avec laquelle le nucléon cible peut être étudié. Cette quantité n'est pas invariante de Lorentz. Cependant, dans le repère où le nucléon a une impulsion infinie, utilisé dans ce chapitre pour la description de processus profondément inélastiques, on obtient $\lambda = h/\sqrt{Q^2}$. Ainsi, lorsque Q^2 augmente, la longueur d'onde du photon virtuel diminue et la section efficace devient sensible à la structure interne du nucléon.

Dans ce chapitre, nous passerons d'une description construite à $Q^2 = 0$ et étendue à des valeurs finies de Q^2, à une autre construite dans le régime de Bjorken (Q^2 infini) : c'est le formalisme des distributions de partons généralisées, qui offre une description unifiée des réactions exclusives à grand Q^2.

2.1 Limites du modèle JML

Le modèle JML, par construction, reproduit bien les données de photoproduction ($Q^2 = 0$). Son extension à Q^2 non nul, bien que définie, reste à vérifier. Si l'allure générale des sections efficaces d'électroproduction de ρ^0 est bien reproduite aux grandes valeurs de W (figure 2.1), la description précise de la région de valence ($x_B \simeq 0.3$) est moins certaine.

En particulier, les résultats récents d'électroproduction de méson ρ^0 obtenus à HERMES [Air00, Tyt01] et à JLab [Had02] pour $0,8 < Q^2 < 3,7$ GeV^2 indiquent que le modèle JML conduit à une trop forte dépendance en W (ou x_B) des sections efficaces longitudinales (par contre il reproduit bien la partie transverse).

Enfin, dans le cas du méson ω, le modèle prédit une dominance de la section efficace transverse ($\sigma_T \gg \sigma_L$) jusqu'à de grandes valeurs de Q^2, ce qui parait difficilement conciliable avec les considérations développées dans la section suivante.

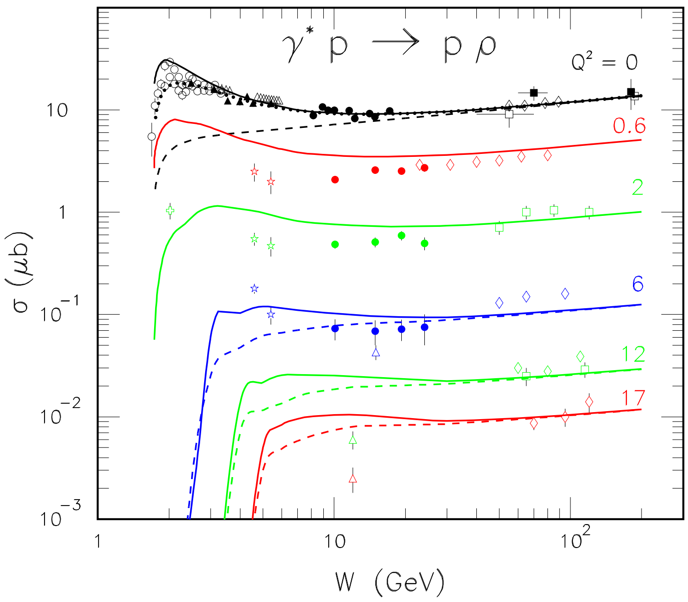

FIG. 2.1 – *Sections efficaces de la production de mésons ρ^0 en fonction de W pour différentes valeurs de Q^2 et calculs du modèle JML.*

2.2 Formalisme des GPDs

2.2.1 Théorème de factorisation

Récemment, Collins *et al.* [Col97] ont montré que le processus dominant pour l'électroproduction de mésons, dans le régime de Bjorken, est du type représenté par le diagramme figure 2.2, encore appelé diagramme du "sac à main". Comme dans le cas de la diffusion profondément inélastique inclusive ($\gamma^* p \to X$), il est commode de calculer et d'interpréter ce diagramme dans un repère où le nucléon a une impulsion infinie (ou plus exactement le repère du "cône de lumière"). Tous les quadri-moments ont, dans la direction de propagation z du nucléon, une composante caractérisée par une fraction d'impulsion, dite longitudinale, par rapport à l'impulsion $(p+p')_{\mathrm{z}}$, infinie, de référence. Dans la figure 2.2, les quantités x et ξ désignent de telles fractions d'impulsion. De même, la quantité z désigne une fraction d'impulsion par rapport à la direction de propagation du méson.

Les mêmes auteurs ont par ailleurs montré que l'amplitude de ce diagramme pouvait être factorisée en une partie "molle" correspondant à la fonction d'onde du méson produit, une partie "dure" (calculable en QCD perturbative), et une autre partie "molle" (non calculable en pQCD) représentant la structure du nucléon, ceci à condition que le photon virtuel soit polarisé longitudinalement et que $|t| \ll Q^2$. Notons aussi que le processus dur conserve l'hélicité, et que donc le diagramme du "sac à main" ne s'applique qu'à la transition $\gamma^*_L \to M_L$, qu'elle prédit dominante dans la limite de Bjorken par rapport aux autres amplitudes d'hélicité. Dans le cas transverse, les diagrammes pour lesquels $z = 0$ ou $z = 1$ ne sont pas supprimés.

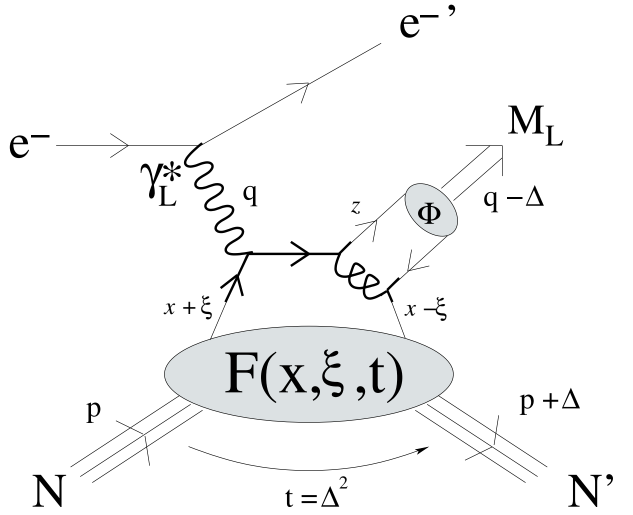

FIG. 2.2 – *Diagramme dominant pour l'électroproduction de mésons M où l'indice L fait référence à l'état de polarisation longitudinale du photon virtuel et du méson. La partie "dure" du processus est représentée en traits épais, tandis que les parties "molles" sont les ovales ombrés. Les quadri-vecteurs énergie-impulsion des particules sont mentionnés en lettres minuscules droites et les fractions d'impulsion longitudinales des quarks mis en jeu sont mentionnés en lettres minuscules italiques.*

Avec les notations de la figure 2.2, ce théorème de factorisation s'écrit de la manière suivante pour l'amplitude de l'électroproduction de mésons :

$$\mathcal{A}_L = -\frac{2ie}{9}\left(\int_0^1 dz \frac{\Phi(z)}{z}\right)\frac{4\pi\alpha_S(Q^2)}{Q}\int_{-1}^{+1} dx \left\{\left[\frac{1}{x-\xi+i\epsilon}+\frac{1}{x+\xi-i\epsilon}\right]F(x,\xi,t)\right\} \tag{2.1}$$

L'amplitude de distribution $\Phi(z)$ caratérise la structure du méson produit. Le terme $4\pi\alpha_S(Q^2)/Q$ est lié à la nécessaire présence du gluon pour former le méson. Puis le terme $(x \pm \xi \mp i\epsilon)^{-1}$ est le propagateur du quark entre le photon virtuel incident et le méson produit. Enfin le dernier terme, $F(x,\xi,t)$, représente la partie "molle" du processus, liée à la structure du nucléon, qui sera détaillée dans le paragraphe suivant.

2.2.2 Partie "molle" du nucléon et GPDs

L'amplitude de la partie "molle" du nucléon s'écrit [Van98] :

$$F(x,\xi,t) = H_M^N(x,\xi,t)\bar{N}(p')\gamma\cdot nN(p) + E_M^N(x,\xi,t)\bar{N}(p')i\sigma^{\kappa\lambda}\frac{n_\kappa\Delta_\lambda}{2m_N}N(p) \tag{2.2}$$

dans le cas de mésons vecteurs, et

$$F(x,\xi,t) = \widetilde{H}_M^N(x,\xi,t)\bar{N}(p')\gamma\cdot n\gamma_5 N(p) + \widetilde{E}_M^N(x,\xi,t)\bar{N}(p')\gamma_5\frac{\Delta\cdot n}{2m_N}N(p) \tag{2.3}$$

pour des mésons pseudo-scalaires, avec n vecteur de base du "cône de lumière".

Dans ces équations, H_M^N, E_M^N, $\widetilde{H}_M^N$ et $\widetilde{E}_M^N$ sont des combinaisons linéaires de quatre nouvelles distributions de partons appelées Distributions de Partons Généralisées (GPDs), $H^{q/N}$, $E^{q/N}$, $\widetilde{H}^{q/N}$ et $\widetilde{E}^{q/N}$ où q représente la saveur en quark, qui paramétrisent la structure du nucléon représentée par l'ovale ombré du bas figure 2.2. Celles-ci sont des fonctions de trois variables :

- x, la fraction d'impulsion moyenne des quarks dans les états initial et final,
- $\xi(= x_B/(2-x_B)$ à la limite de Bjorken) la différence entre ces deux fractions,
- t le carré du quadri-transfert d'impulsion, déjà mentionné.

Elles représentent l'interférence entre deux états du nucléon qui diffèrent par l'impulsion de l'un des quarks. Une dépendance modélisée en x et ξ de la GPD $H^{u/p}$ est illustrée figure 2.3.

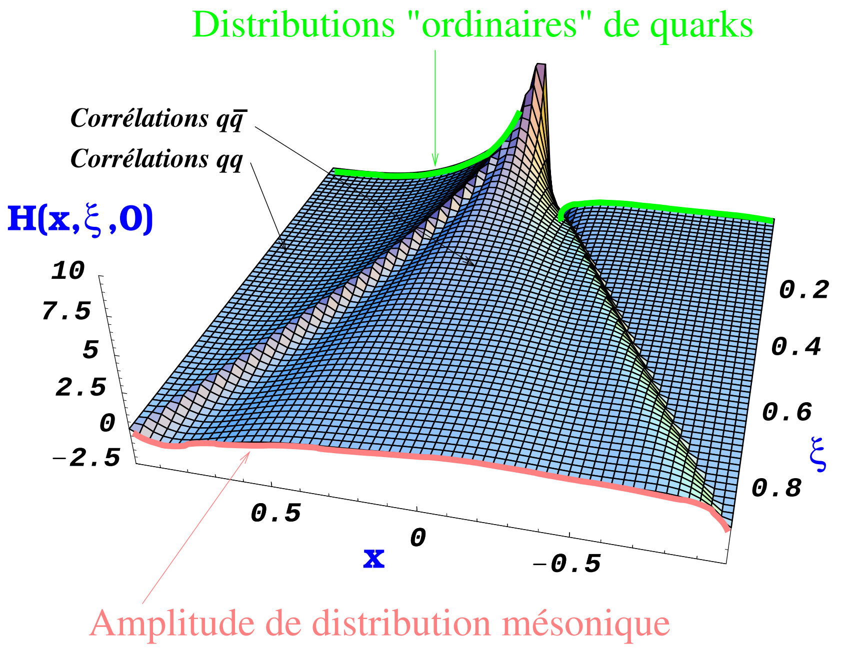

FIG. 2.3 – *Distribution $H^{u/p}(x,\xi,0)$ en fonction de x et ξ obtenue à l'aide d'une paramètrisation simple des GPDs et limites des distributions de partons usuelles à ξ=0 et de l'amplitude de distribution mésonique à ξ=1 (figure extraite de la référence [Goe01]).*

Les fonctions H et E sont indépendantes de l'hélicité des quarks, tandis que les fonctions $\widetilde{H}$ et $\widetilde{E}$ en dépendent. Selon le canal considéré, on peut être sensible à un type de GPD ou à un autre. En effet, les mésons vecteurs ($J^\pi = 1^-$) apparaissent comme un filtre pour accéder à H et E (équation 2.2), tandis que les mésons pseudo-scalaires ($J^\pi = 0^-$) filtrent $\widetilde{H}$ et $\widetilde{E}$ (équation 2.3) [Col97].

Enfin, les GPDs du nucléon sont définies pour chaque saveur de quark ($H^{q/N}$, $E^{q/N}$, $\widetilde{H}^{q/N}$, $\widetilde{E}^{q/N}$ avec $q = u$, d et s). La production d'un méson donné fait intervenir dans l'équation 2.1 une combinaison de GPDs donnée (voir tableau 2.1). Par conséquent, d'un point de vue expérimental, l'étude des canaux de production de différents mésons permet une séparation par type de saveurs. Par exemple, la combinaison d'observables de la production de ρ_L^0 et de ω_L peut permettre de séparer les GPDs indépendantes de l'hélicité, soit $H^{u/p}$, $H^{d/p}$, $E^{u/p}$ et $E^{d/p}$.

Mésons	**Combinaisons de GPDs**
ρ^0	2u+d, 9g/8
ω	2u-d, 3g/8
ϕ	s, 3g/8
ρ^+	u-d

TAB. 2.1 – *Combinaisons de GPDs associées à la production des mésons ρ^0, ω, ϕ et ρ^+ [Die03].*

Le théorème de factorisation conduit à certaines prédictions en ce qui concerne la dépendance en saveur. Par exemple, il prédit le rapport entre la section efficace de production du ω et celle du ρ^0 : $\sigma_\omega/\sigma_\rho$ [Col97]. A petit x (domaine diffractif [1]), la prédiction est $\sigma_\omega/\sigma_\rho = 1/9$, alors qu'aux grandes valeurs de x, là où les dominent les quarks de valence, la prédiction est $\sigma_\omega/\sigma_\rho = 9/25 \simeq 1/3$. Ainsi, la mesure d'un rapport de 1/3 pour les sections efficaces longitudinales est une indication d'un mécanisme d'échange de quarks.

2.2.3 Partie "dure" et loi d'échelle

La section efficace différentielle, $d\sigma_L/dt$, du processus $\gamma_L^* + N \to N' + M_L$ s'obtient à partir de son amplitude, $\mathcal{A}_L$, de la manière suivante [Van99] :

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = \frac{1}{16\pi(s-m_N^2)2m_N|\vec{q}_L|}\,\frac{1}{2}\sum_{h_N}\sum_{h'_N}|\mathcal{A}_L|^2 \tag{2.4}$$

où

- h_N, h'_N sont les hélicités initiales et finales du nucléon,
- m_N est la masse du nucléon,
- $|\vec{q}_L|$ est l'impulsion du photon virtuel dans le référentiel du laboratoire.

A x_B et t fixés, s et $|\vec{q}_L|$ sont proportionnels à Q^2. De ce fait, le terme d'espace de phase dans la section efficace équation 2.4 se comporte en $1/Q^4$. Par ailleurs, d'après la partie "dure" équation 2.1, on peut voir que $\mathcal{A}_L$ se comporte en $1/Q$. D'où l'on a :

$$\frac{d\sigma_L}{dt} \propto \frac{f(\xi,t)}{Q^6} \tag{2.5}$$

Ainsi, à ξ (x_B) et t fixés, pQCD prédit une loi d'échelle en $1/Q^6$ pour le comportement de $d\sigma_L/dt$ dans le régime de Bjorken, comme illustré figure 2.4.

[1] On peut aussi définir des GPDs associées aux gluons, mais celles-ci n'interviennent pas dans le domaine cinématique considéré dans ce travail.

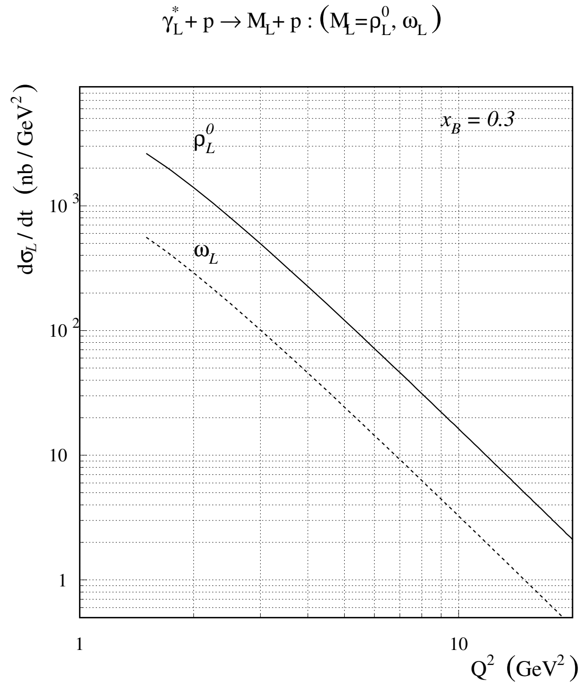

FIG. 2.4 – *Loi d'échelle, prédite par pQCD, du comportement de la section efficace différentielle $d\sigma_L/dt$ d'électroproduction sur le proton, des mésons vecteurs ρ^0 et ω.*

2.2.4 Richesse des GPDs

Cas limites des GPDs

Lorsque ξ=0 et t=0, les GPDs se réduisent aux distributions de partons usuelles mesurées dans les expériences de diffusion profondément inélastique (voir courbe verte figure 2.3) :

$$\begin{aligned} H^{q/N}(x,0,0) &= q(x) \\ \widetilde{H}^{q/N}(x,0,0) &= \Delta q(x) \end{aligned} \tag{2.6}$$

Par ailleurs, lorsque l'on intègre les GPDs en x, on obtient les facteurs de forme élastiques. En effet, le passage du diagramme de la figure 2.2 à celui de la figure 2.5 (diffusion élastique) se traduit dans l'équation 2.1 par la suppression de la partie mésonique et du propagateur du quark dans l'état intermédiaire.
Ainsi, le premier moment des GPDs les relient aux facteurs de forme du nucléon (respectivement de Fermi, Dirac, axial et pseudo-scalaire) :

$$\begin{aligned} \int_{-1}^{+1} dx\ H^{q/N}(x,\xi,t) &= F_1^{q/N}(t) \qquad \int_{-1}^{+1} dx\ E^{q/N}(x,\xi,t) = F_2^{q/N}(t) \\ \int_{-1}^{+1} dx\ \widetilde{H}^{q/N}(x,\xi,t) &= g_A^{q/N}(t) \qquad \int_{-1}^{+1} dx\ \widetilde{E}^{q/N}(x,\xi,t) = h_A^{q/N}(t) \end{aligned} \tag{2.7}$$

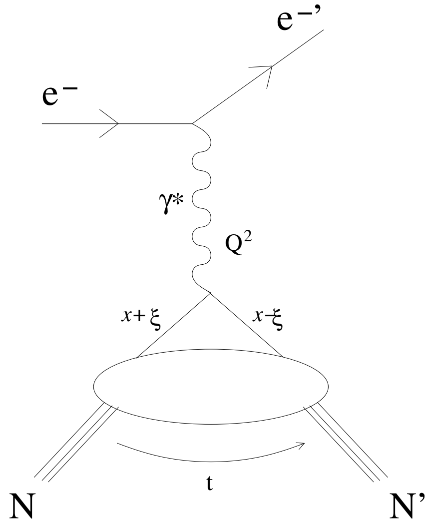

FIG. 2.5 – *Diagramme de diffusion élastique d'un électron sur un nucléon.*

Les équations 2.6 et 2.7 montrent que les facteurs de forme du nucléon et les distributions de partons usuelles sont reliés au travers des GPDs. On obtient ainsi une description unifiée de quantités très différentes. Néanmoins, facteurs de forme et distributions de partons ne sont que des cas limites des GPDs. Comme nous l'illustrons ci-dessous, la vraie richesse des GPDs est peut-être ailleurs.

Description "tridimensionnelle" du nucléon

En tant que fonctions des trois variables x, ξ et t, les GPDs contiennent davantage d'information sur la structure en quarks et en gluons du nucléon que les distributions de partons usuelles, fonctions de la seule variable x, ou encore les facteurs de forme élastiques, fonctions de la seule variable t.

Tout d'abord, la valeur non nulle de ξ, induite par le fait que le nucléon initial et le nucléon final sont différents, nous permet d'avoir accès aux corrélations qq et $q\bar{q}$. En effet, les GPDs mettent en jeu la fonction d'onde d'émission d'un quark de fraction d'impulsion $x+\xi$ multipliée par le conjugué de celle de fraction d'impulsion $x-\xi$. Elles représentent alors l'interférence entre deux configurations de quarks à l'intérieur du nucléon. Selon le régime cinématique du quark frappé et de celui réinjecté (voir figure 2.6), on peut étudier par exemple les corrélations entre quark de valence et quark de la mer (ex : $x+\xi = 0,3$ et $x-\xi = 0,01$), entre quark et antiquark (ex : $x+\xi = 0,2$ et $x-\xi = -0,1$), ces paires $q\overline{q}$ pouvant dans certains cas s'identifier à des configurations de mésons dans le nucléon.

De plus, les dépendances en x et t donnent accès, de manière corrélée, à la distribution d'impulsion longitudinale et à la position transverse des quarks dans le nucléon. En effet, les distributions de partons usuelles, $q(x)$, s'interprètent comme la probabilité qu'un quark ait une fraction d'impulsion x dans le nucléon. Elles reflètent ainsi à la distribution d'impulsion longitudinale des quarks dans le nucléon, illustrée figure 2.7 (a). D'autre part,

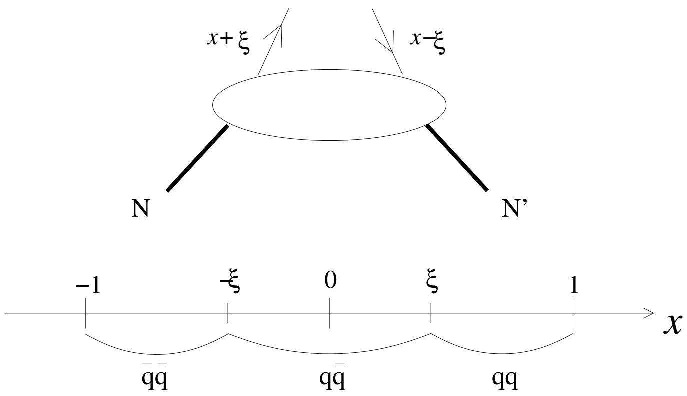

FIG. 2.6 – *Echelle en x. Sont indiquées, les corrélations de quarks accessibles selon les valeurs relatives de x et de ξ.*

la transformée de Fourier des facteurs de forme $F(t)$ (à deux dimensions dans l'espace transverse $\vec{\Delta}_\perp$) permet de décrire la distribution de la position transverse, $\rho(\vec{b}_\perp)$, des partons dans le nucléon en mouvement, quelle que soit leur impulsion longitudinale [Bel02], comme représenté figure 2.7 (b). Les GPDs, fonctions de x et de t, permettent de sonder simultanément l'impulsion longitudinale et la position transverse des quarks dans le nucléon, soit une fonction $\rho(x, \vec{b}_\perp)$, comme montré figure 2.7 (c)

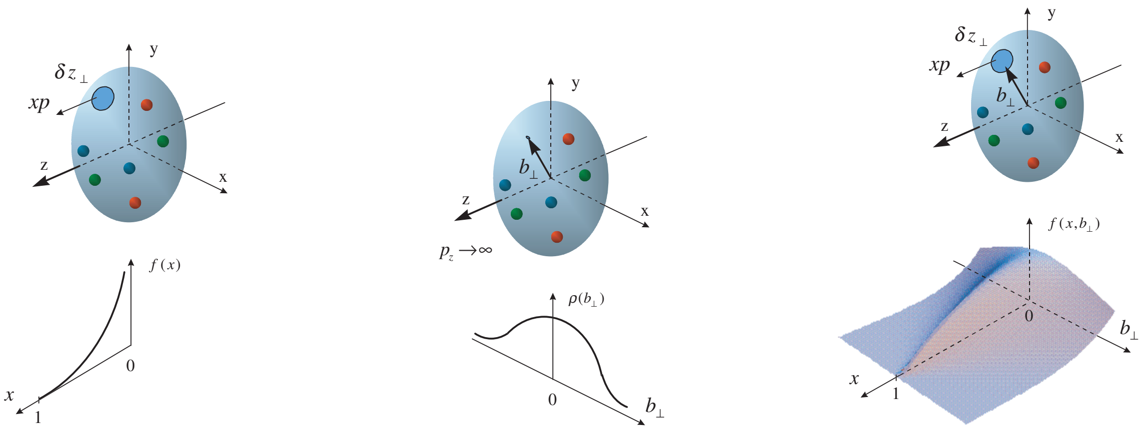

FIG. 2.7 – *Schémas de l'interprétation probabiliste (a) des distributions de partons usuelles, (b) des facteurs de forme, (c) des GPDs (figure extraite de la référence [Bel02]).*

Moment angulaire des quarks dans le nucléon

La dernière relation qui illustre la richesse de GPDs est la règle de somme de Ji [Ji97] qui montre que le second moment des GPDs donne directement accès au moment angulaire des quarks J_q :

$$\forall \xi, \quad \lim_{t \to 0} \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dx \; x \left[H^{q/N}(x, \xi, t) + E^{q/N}(x, \xi, t) \right] = J^q \tag{2.8}$$

L'importance de cette relation est liée à la question de l'origine du spin du nucléon. On a déterminé que la contribution $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ du spin des quarks au spin du nucléon est seulement de 20-30% du spin total (1/2) [Sti96], et déduit que le spin du nucléon n'est pas entièrement porté par le spin des quarks. Le spin du nucléon peut se décomposer en :

$$\frac{1}{2} = \left(\frac{1}{2}\Delta\Sigma + L_q\right) + (\Delta G + L_g) \equiv J_q + J_g \tag{2.9}$$

où $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$ et ΔG sont respectivement les contributions du spin des quarks et du spin des gluons, L_q et L_g sont respectivement celles du moment angulaire orbital des quarks et du moment angulaire orbital des gluons, et $J_q = \sum_q J^q$.

Dans ce contexte, une mesure de la règle de somme équation 2.8 permettrait d'extraire la contribution, jusque là inconnue, du moment angulaire orbital des quarks au spin du nucléon.

2.2.5 Les GPDs et la spécificité des mésons vecteurs

Bien que notre discussion des GPDs ait été basée sur l'électroproduction de mésons, il est plus simple et plus naturel, au moins de façon théorique, de considérer l'électroproduction de photons : c'est le processus de diffusion Compton profondément virtuel ($\gamma^* p \to p\gamma$, DVCS) illustré figure 2.8.

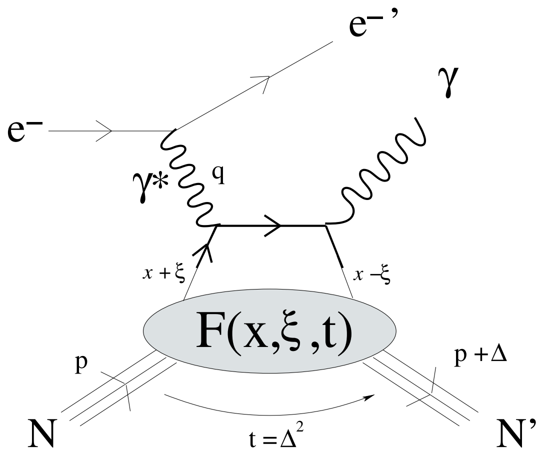

FIG. 2.8 – *Diagramme dominant pour l'électroproduction de photons γ.*

Les mêmes distributions de partons généralisées $H^{q/N}$, $E^{q/N}$, $\widetilde{H}^{q/N}$ et $\widetilde{E}^{q/N}$ interviennent dans le calcul de l'amplitude de diffusion. A cause de l'absence du terme d'échange de gluons lié à la formation du méson, on considère généralement que le DVCS est un processus pour lequel le régime de Bjorken et la factorisation [Ji97] seraient atteints à des valeurs de Q^2 plus petites que dans le cas de l'électroproduction de mésons.

Cette dernière a cependant un avantage du point de vue expérimental : les sections efficaces sont plus grandes, du moins aux Q^2 accessibles, et la signature de la réaction plus aisée. C'est en ce sens que notre expérience [Gui99] fut la première proposée au Jefferson Lab dans la problématique des GPDs.

De plus, même en supposant disponible dans le futur un grand ensemble de données sur le DVCS, toutes les observables fournissent des combinaisons d'au moins trois des quatre GPDs (et de toutes les saveurs). De fait, les premières observables mesurées en DVCS, les asymétries de polarisation de faisceau [Air01, Ste01], sont surtout sensibles aux GPDs de type H, qui sont déjà contraintes par les distributions de partons usuelles $q(x)$. Dans l'état actuel de nos connaissances, seules les observables liées à la production de mésons vecteurs, ainsi que le DVCS sur le neutron [Sab03b], peuvent permettre une détermination des GPDs de type E, si importantes pour la règle de somme de Ji (équation 2.8).

2.2.6 Modèle VGG

D'après l'équation 2.1, il est important de remarquer que l'amplitude de production du méson M est une convolution des GPDs. Par conséquent, l'accès à ces dernières par la seule mesure de la section efficace $\gamma^* N \to N'M$ ne peut se faire qu'indirectement après une déconvolution.

Inversement, dans le but de calculer une section efficace dans le formalisme des GPDs, il est nécessaire de faire des hypothèses sur l'expression de ces fonctions. Plusieurs approches sont actuellement utilisées pour modéliser les GPDs. L'une d'entre elles est basée sur un calcul direct des distributions de partons à partir de modèles inspirés de QCD. Une autre approche, plus phénoménologique, consiste à paramétriser leur dépendance en x, ξ t avec des contraintes aux limites telles que les équations 2.6 et 2.7.

La modélisation des GPDs utilisée pour les calculs montrés en comparaison avec les données de la présente thèse, a été proposée par Marc Vanderhaeghen, Pierre Guichon et Michel Guidal [Van99] [Goe01]. Nous dénoterons alors ce modèle VGG.

Dans le modèle VGG, la paramétrisation de la dépendance en x et ξ à t fixé, est basée sur les Doubles Distributions (DD) et inclut le "D-term" (voir définition dans [Goe01]). La dépendance en t est quant à elle factorisée et paramétrisée par une exponentielle du type $e^{bt/2}$ où b est un paramètre fixé à partir des données expérimentales, ce qui conduit à :

$$H, E \sim DD(x,\xi) e^{b(\xi,Q^2)t/2} \tag{2.10}$$

Le diagramme du "sac à main" introduit section 2.2.1 est dominant dans le régime de Bjorken, c'est-à-dire à Q^2 infini. En réalité, les mesures de réactions exclusives dans la région de valence où l'échange de quarks domine, sont réalisées à des Q^2 entre 1 et 6 GeV^2, ce qui nécessite de faire des corrections par rapport à l'ordre dominant.

A l'ordre en $\mathcal{O}(1/Q^2)$, l'impulsion transverse des quarks, $k_\perp$, modifie, par exemple, le propagateur du quark figure 2.2 de la manière suivante :

$$\frac{1}{x \pm \xi \mp i\epsilon} \to \frac{1}{x \pm \xi + \frac{k_\perp^2}{Q^2} \mp i\epsilon} \tag{2.11}$$

De ce fait, à bas Q^2, il est nécessaire d'introduire l'impulsion transverse des quarks dans les calculs. En pratique, l'exercice n'est pas aisé et n'a pas encore été finalisé. Afin de moyenner les effets non perturbatifs à petit Q^2, l'approche adoptée dans le modèle VGG consiste à geler la constante de couplage forte α_S à 0,56 en accord avec la valeur déterminée par les règles de somme de QCD [Bal96]. Une description plus détaillée de ce modèle peut être trouvée dans la référence [Had02].

D'autres termes correctifs peuvent provenir de diagrammes d'ordre plus élevé que celui de la figure 2.2 (par exemple avec un gluon supplémentaire échangé entre le quark de l'état intermédiaire et le nucléon), ainsi que de l'évolution (dépendance logarithmique en Q^2) des GPDs. Certaines de ces corrections ont été calculées dans le cas du DVCS, mais pas encore dans celui de la production de mésons.

2.3 Région des grands $|t|$, grands Q^2

Les Distributions de Partons Généralisées qui viennent d'être introduites existent à priori quelque soit le transfert t pourvu que Q^2 soit grand. Néanmoins, la factorisation en partie “dure” et partie “molle” n'a été démontrée que pour les angles avants ($-t < 1$ GeV^2). Ainsi, il n'est pour l'instant pas possible d'extraire les GPDs à grand $|t|$.

Chapitre 3

Que nous apprennent les données existantes ?

D'une manière générale, l'électroproduction exclusive de mésons ω sur le nucléon a été, par le passé, relativement peu mesurée en comparaison à celle d'autres mésons tels que le ρ^0. La première raison à cela tient au fait que la section efficace du ω est sensiblement plus faible que celle du ρ^0. D'autre part, le ω se désintégrant principalement en trois particules ($\pi^+\pi^-\pi^0$), au lieu de deux seulement ($\pi^+\pi^-$) dans le cas du ρ^0 [1], il est plus difficile de signer l'exclusivité de la réaction. Cette propriété de désintégration en trois particules permet également d'expliquer pourquoi la polarisation du ω n'a quasiment pas été mesurée. En effet cette analyse nécessite la détection de l'électron diffusé, du proton de recul et de deux pions dans l'état final (comme nous aurons l'occasion d'en discuter partie II, chapitre 4). Pour qu'une telle mesure soit accessible, il est alors nécessaire de disposer d'un grand cycle utile et d'une grande acceptance, ce qui n'était pas le cas jusqu'à la mise en service d'accélérateurs tels que CEBAF et de spectromètres tels que CLAS.

Dans ce chapitre sont présentées les données existantes d'électroproduction de ω qui ont un recouvrement cinématique avec nos données, ainsi que les résultats récents de photoproduction à JLab. Ce choix exclut les données pour $x_B \ll 0,1$, qui correspondent à la région des quarks de la mer et des gluons (voir par exemple les données de ZEUS [Bre00]) et trois points de mesure récents de HERMES, non publiés [Tyt01], à $W \sim 5$ GeV et $Q^2 \sim$ 1-2,5 GeV^2. Les résultats sont discutés à la lumière de la problématique posée dans la présente thèse.

[1] Le méson ω et le méson ρ^0 différent par leur isospin (I=0 pour le ω et I=1 pour le ρ^0). Par conséquent ils ont une G-parité opposée (G=-1 pour le ω tandis que G=+1 pour le ρ^0 où $G = (-1)^{l+S+I}$ dans le cas d'un état lié fermion-antifermion). Etant donné que la G-parité est approximativement conservée par l'interaction forte et que G=-1 pour les pions, la désintégration du méson ω se fait principalement en trois pions (rapport d'embranchement = 88,8%) et celle du ρ^0 en deux pions seulement (rapport d'embranchement $\sim$ 100%).

3.1 Résultats de photoproduction à JLab

La photoproduction de mésons ω a récemment été mesurée précisément à JLab auprès du détecteur CLAS jusqu'à un transfert d'impulsion, t, de 5 GeV^2. L'extraction de la section efficace différentielle en t ainsi qu'une analyse de la polarisation du ω ont été réalisées à partir de ces données.

Section efficace différentielle en t

Petits $(-t)$

Les résultats de section efficace différentielle $d\sigma/dt$ de photoproduction de ω [Bat03a] sont montrés figure 1.9, distribution de droite, en comparaison avec les calculs du modèle JML. De cette comparaison, on déduit que la région des petits transferts est dominée par l'échange du π^0, qui ajouté à l'échange du Pomeron et du f_2, donne un bon accord jusqu'à $-t \approx 1$ GeV^2. La contribution de l'échange du π^0 est importante à cause de sa grande constante de couplage (voir tableau 1.1).

De ce fait, le cas du méson ω présente un intérêt particulier si, tout comme la photoproduction, l'électroproduction du ω est également dominée, à petites valeurs de Q^2, par l'échange du π^0 dans la région d'énergie considérée ici. En effet, l'image d'échange du pion, principalement due à des photons transverses et de caractère pseudoscalaire, est antinomique à la description du processus en termes de diagramme de "sac à main", introduit chapitre 2, qui fait intervenir des photons longitudinaux et les GPDs H et E. C'est donc un défi expérimental que de découvrir une transition entre ces deux régimes.

Grands $(-t)$

La seconde information importante que nous livre cette section efficace différentielle, est qu'aux grands transferts ($-t>1$ GeV^2), les mécanismes d'interaction semblent être régis par les interactions entre quarks et gluons. En effet, l'introduction des trajectoires saturantes définies chapitre 1 est nécessaire pour reproduire les sections efficaces à de tels transferts.

Cette constatation faite, il apparait intéressant de voir si les mêmes mécanismes sont toujours observés en électroproduction, et si l'augmentation de la résolution de la sonde, Q^2, permet d'apporter un éclairage nouveau sur ces mécanismes à grand $(-t)$.

Polarisation du méson ω

Les résultats préliminaires de l'analyse de la polarisation du ω [Bat03c] indiquent qu'il n'y a pas conservation de l'hélicité dans la voie s c'est à dire entre le photon et le ω.

Si cette non conservation de l'hélicité dans la voie s venait à être également observée en électroproduction, ce serait une indication que le diagramme de "sac à main" n'est pas dominant dans le domaine considéré, celui-ci ne s'appliquant qu'à la transition $\gamma^*_L \to \omega_L$.

Notons que les résultats de JLab décrits ci-dessus, sont compatibles avec les mesures effectuées au SLAC [Bal73].

3.2 Résultats d'électroproduction à DESY

Hormis 39 événements enregistrés au SLAC en 1974 entre $Q^2 = 0{,}05$ et 2 GeV^2 [Bal74], l'électroproduction de mésons ω fut mesurée pour la première fois à DESY en 1977 avec un faisceau de 7,2 GeV et dans le domaine cinématique suivant : $0{,}3 < Q^2 < 1{,}4$ GeV^2, $W < 2{,}8$ GeV et $x_B < 0{,}3$. Une analyse complète de ces données a conduit à la détermination des sections efficaces totale et différentielle en t et à celle de la polarisation du méson ω. Les résultats présentés ci-après sont tirés de la référence [Joo77].

Section efficace différentielle en t

La figure 3.1 présente les résultats de section efficace différentielle $d\sigma/dt$ obtenus pour $< Q^2 > = 0{,}84$ GeV^2 et $< W > = 2{,}3$ GeV. Sur la même figure sont reportés les résultats du calcul du modèle JML étendu à l'électroproduction (voir section 1.3).

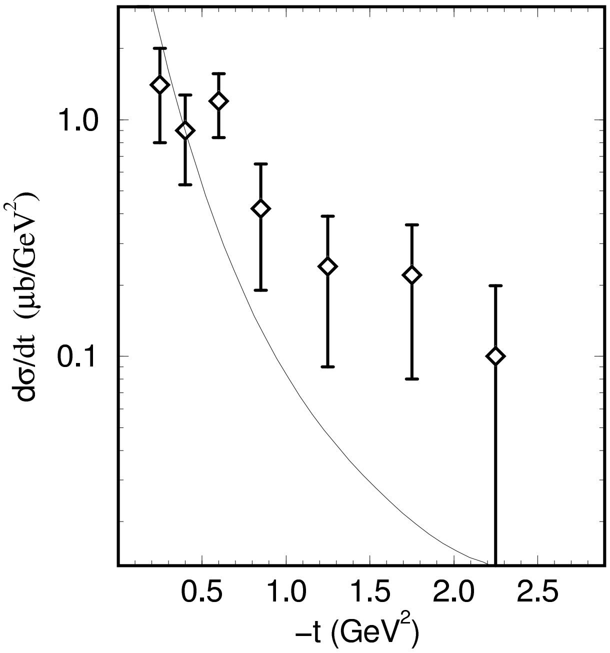

FIG. 3.1 – *Section efficace différentielle en t à $<Q^2> = 0{,}84$ GeV^2 et $<W> = 2{,}3$ GeV : données de DESY [Joo77] et calcul du modèle JML.*

La pente globale semble beaucoup plus faible en électroproduction qu'en photoproduction (voir distribution de droite figure 1.9) ce que ne prédit pas le modèle JML. Néanmoins, la taille des barres d'erreur aux grands $-t$, ne permet pas d'infirmer la validité du modèle. La même figure sera remontrée partie IV (figure 1.2) avec un calcul du modèle JML modifié, en meilleur accord avec les données.

Section efficace totale

Les résultats de section efficace totale sont montrés figure 3.2 en fonction de Q^2 pour deux bins en W. Sur la même figure sont également reportés les résultats de photoproduction du SLAC [Bal73].

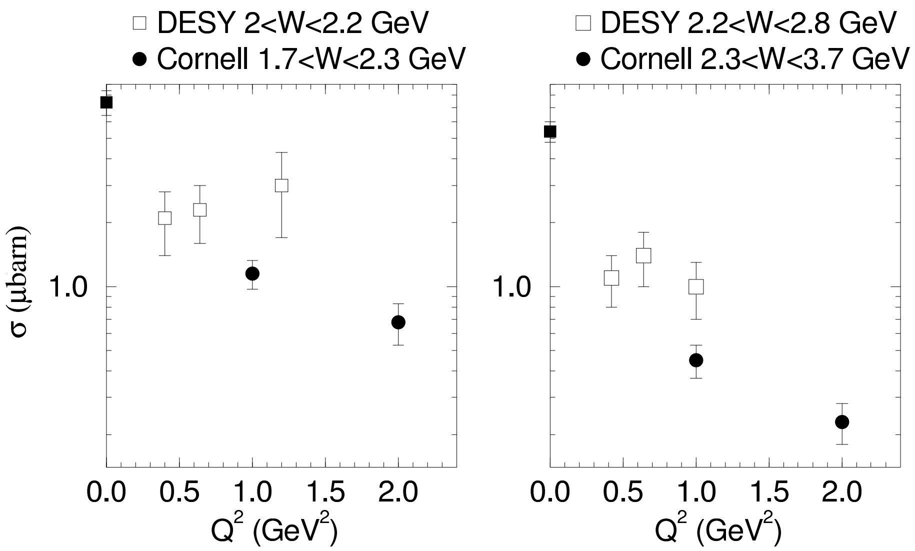

FIG. 3.2 – *Sections efficaces totales en fonction de Q^2 pour différents bins en W : données de DESY [Joo77] (carrés vides), données de Cornell [Cas81] (cercles pleins) et données de photoproduction du SLAC [Bal73] (carrés pleins).*

On observe une dépendance en Q^2 significative entre le point de photoproduction ($Q^2 = 0$) et le premier point d'électroproduction de DESY ($Q^2 = 0{,}3$ GeV^2). Entre $Q^2 = 0{,}3$ GeV^2 et $Q^2 = 1{,}05$ GeV^2, la section efficace est compatible avec une constante.

Quelle que soit la dépendance en Q^2, le domaine en Q^2 exploré reste très proche du point de photoproduction $Q^2 = 0$ et n'est donc clairement pas assez grand pour pouvoir espérer atteindre le régime de dominance du diagramme du "sac à main".

Polarisation du méson ω

L'étude de la distribution angulaire de désintégration du ω a montré que la proportion de ω longitudinaux (ω_L) est, dans les barres d'erreur, égal à celui mesuré en photoproduction [Bal73]. Ce résultat indique aussi que contrairement à l'électroproduction du ρ^0 [Joo76], il n'y a pas d'augmentation significative dans la production de ω_L en passant de $Q^2 = 0$ à $Q^2 = 0{,}7$ GeV^2.

Comparaison ω/ρ^0

Les sections efficaces de production de mésons ω furent comparées à celles de production de mésons ρ^0 [Joo76]. Le rapport $\sigma_\omega/\sigma_{\rho^0}$ extrait est illustré figure 3.3.

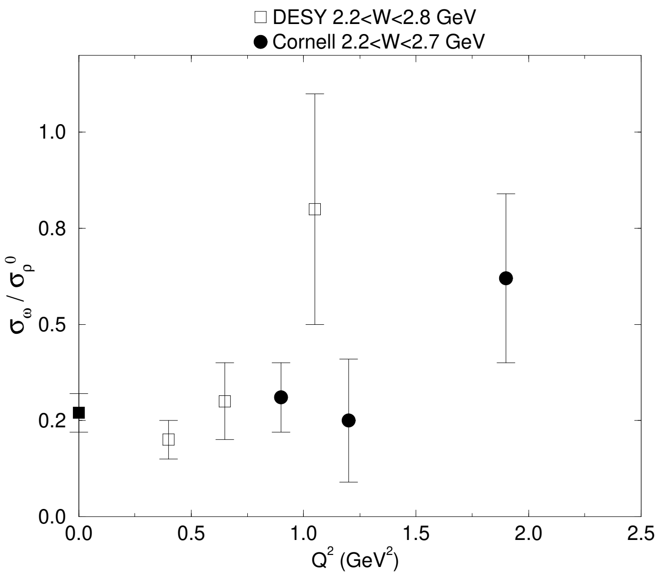

FIG. 3.3 – *Rapport $\sigma_\omega/\sigma_{\rho^0}$ en fonction de Q^2 pour 2,2 $\leq W \leq$ 2,8 GeV : données de DESY [Joo76][Joo77] (carrés vides), données de Cornell [Cas81] (cercles pleins) et données de photoproduction du SLAC [Bal73] (carrés pleins).*

Sur cette figure, on observe (données de DESY) que le rapport $\sigma_\omega/\sigma_{\rho^0}$ est compatible avec une constante dans l'intervalle $Q^2 =$ 0,3-0,7 GeV^2. Le point à $Q^2 =$ 1 GeV^2 montre, en revanche, une légère augmentation du rapport $\sigma_\omega/\sigma_{\rho^0}$ par rapport aux deux premiers points.

3.3 Résultats d'électroproduction à Cornell

L'électroproduction de mésons ω fut ensuite mesurée à Cornell en 1981 avec un faisceau de 11,5 GeV et pour deux bins en Q^2 entre 0,7 et 3 GeV^2 et deux bins en W entre 1,7 et 3,7 GeV. Les principaux résultats de l'analyse de ces données sont discutés dans ce qui suit. Ils sont tirés de la référence [Cas81].

Section efficace totale

Les résultats obtenus sont présentés en fonction de Q^2 et pour les deux bins en W sur la même figure que les résultats de DESY pour comparaison (voir figure 3.2).

Le domaine en Q^2 exploré par les données de Cornell est quasiment deux fois plus grand que celui exploré par DESY. Néanmoins, les données sont trop largement intégrées sur Q^2 (entre 0,6 GeV^2 et 1,7 GeV^2) ce qui conduit à deux points de mesure seulement et ne permet donc pas de déterminer une dépendance en Q^2. On notera toutefois que, associés au point de photoproduction du SLAC, les points de Cornell présentent une pente sensiblement plus importante que ceux de DESY.

Comparaison ω/ρ^0

Le rapport des sections efficaces du ω et du ρ^0, mesuré à Cornell, est reporté sur la figure 3.3. Contrairement au rapport $\sigma_\omega/\sigma_{\rho^0}$ mesuré à DESY, celui de Cornell indique une dépendance en Q^2 seulement vers $Q^2 = 2$ GeV^2.

Le domaine cinématique en (Q^2, x_B) et (Q^2, W), couvert par les différentes mesures discutées dans ce chapitre, est représenté figure 3.4. Il est superposé au domaine cinématique couvert par notre expérience E99-105 à JLab, restreint aux grandes énergies de l'électron diffusé ($\nu \leq$ 4,954 GeV) et à la région au dessus des résonances du nucléon ($W \geq$ 1,8 GeV).

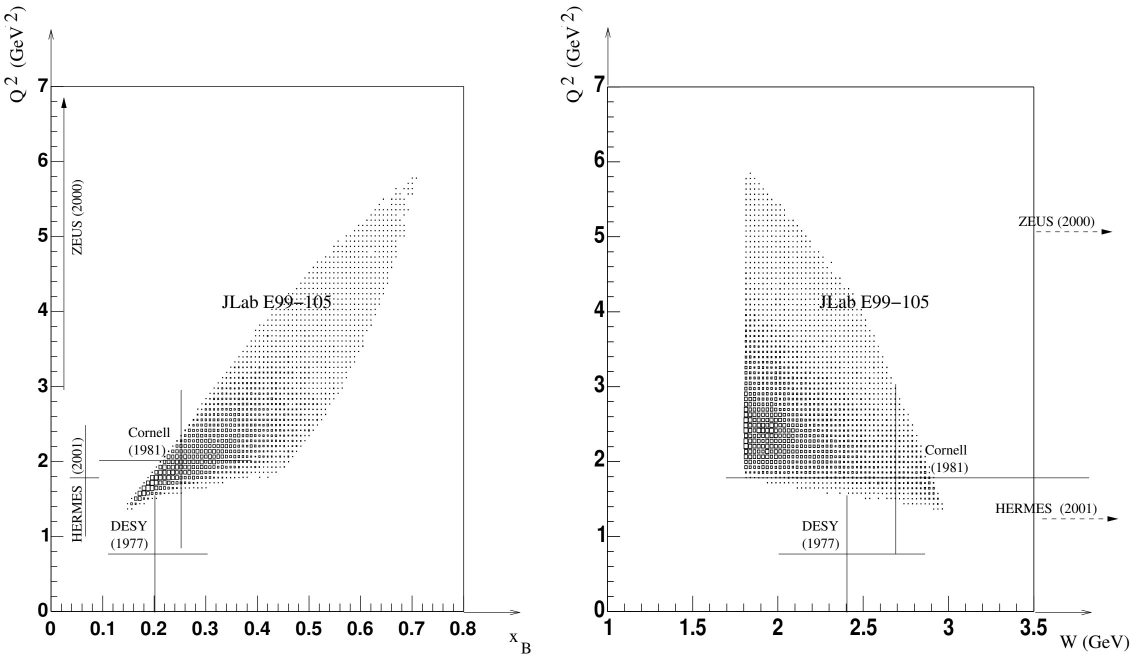

FIG. 3.4 – *Domaine cinématique en (Q^2, x_B) et (Q^2, W) couvert par notre expérience E99-105 à JLab (après les coupures $\nu \leq$ 4,954 GeV et $W \geq$ 1,8 GeV). Les domaines explorés par les mesures de Cornell [Cas81], DESY [Joo77], HERMES [Tyt01] et ZEUS [Bre00] sont indiqués par une croix.*

De par le faible découpage des données, dû à une statistique insuffisante, et le domaine restreint en Q^2 exploré, les données d'électroproduction existantes dans la région de valence ($x_B \sim 0{,}3$) ne permettent pas de résoudre le problème posé. Avec les données récentes de photoproduction à JLab, elles constituent néanmoins un point de départ.

Les résultats présentés dans ce travail de thèse permettront l'exploration d'un domaine en Q^2 (et en t) deux à trois fois plus grand, comme on peut le voir figure 3.4, et de façon beaucoup plus précise. Quantité très peu analysée jusqu'à présent, la polarisation du ω doit nécessairement l'être à partir de nos données, ceci afin d'extraire, dans la mesure du possible, σ_L et d'étudier l'applicabilité du formalisme des GPDs à ce processus.

Deuxième partie

Contexte expérimental

L'expérience E99-105 a eu lieu au centre de recherche JLab (Jefferson Laboratory) situé à Newport News en Virginie (USA). Ce laboratoire a été construit pour comprendre la dynamique des quarks à l'intérieur des nucléons et de la matière nucléaire.

Dans ce but, JLab abrite la machine CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility[2]) présentée chapitre 1, ainsi que trois halls expérimentaux (dénommés A, B et C) dotés d'instruments variés et complémentaires. Chaque hall a sa spécificité. Grâce à ses deux spectromètres de haute résolution suivis de leur ensemble de détection, le Hall A permet une sélection très précise sur l'impulsion des particules que l'on détecte dans chacun d'eux. Cette configuration se prête par ailleurs bien aux expériences où l'électron diffusé et le proton de recul doivent être détectés en coïncidence. Le Hall B abrite quant à lui le spectromètre de grande acceptance CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer[3]) décrit chapitre 2. Ce dernier permet la détection d'états finals à plusieurs particules. C'est dans ce hall expérimental que s'est déroulée la prise de données de l'expérience E99-105 détaillée chapitre 3. Enfin le Hall C est, tout comme le Hall A, équipé de deux spectromètres, mais de caractéristiques différentes : l'un est en effet dédié à la détection des particules de haute impulsion, et l'autre à la détection des particules de vie courte. Ce hall est également conçu pour accueillir des expériences à géométrie variable pouvant n'utiliser qu'en partie son instrumentation de base.

Le premier faisceau d'électrons a été délivré dans le Hall C en 1994. Les premières expériences d'étude de la structure de la matière nucléaire aux énergies intermédiaires ont débuté en 1995 avec un faisceau limité à 4 GeV. Depuis, en dehors de quelques courtes périodes de maintenance, la machine CEBAF fournit, en continu et simultanément dans les trois halls expérimentaux, un faisceau d'électrons pouvant aller jusqu'à 200 μA d'intensité, et avoisinant aujourd'hui les 6 GeV d'énergie. L'expérience E99-105 a été la première du Hall B à tourner à 5,75 GeV, la plus haute énergie disponible.

[2]accélérateur continu d'électrons

[3]spectromètre de grande acceptance de CEBAF

Chapitre 1

Production d'électrons par la machine CEBAF

La machine CEBAF [Cha03] est un accélérateur d'électrons à cavités accélératrices supraconductrices autorisant un cycle utile de 100%. Elle est composée de deux LINAC (LINear ACcelerator[1]) reliés par 9 arcs de recirculation permettant de renvoyer le faisceau électrons jusqu'à cinq fois dans les LINAC et conduisant à une énergie finale pouvant aujourd'hui aller jusqu'à 6 GeV, dont a bénéficié l'expérience E99-105. Une fois l'énergie désirée obtenue, les électrons sont extraits de l'accélérateur et dirigés vers les halls expérimentaux (voir figure 1.1). Trois faisceaux d'énergie et d'intensité différentes peuvent ainsi être délivrés simultanément dans les trois halls expérimentaux.

Dans ce chapitre est expliquée la production d'électrons par la machine CEBAF de leur injection à leur extraction en passant par leur accélération.

1.1 Injection

L'injecteur peut fournir un faisceau d'électrons polarisés ou non. Dans le cas de la production d'un faisceau polarisé (cas de l'expérience E99-105), les électrons sont extraits en illuminant un cristal semi-conducteur d'arséniure de galium (GaAs) par une source de lumière polarisée circulairement et adaptée au gap d'énergie du GaAs. La polarisation moyenne ainsi obtenue est de 40%. Avec du GaAs contraint, la polarisation peut atteindre 70%. Un renversement de la polarisation s'opère avec une fréquence de 30 Hz (voir la référence [Bay00] pour plus de détails). Ils sont ensuite pré-accélérés par un champ électrostatique jusqu'à 100 keV.

Puis les électrons sont déviés transversalement pour passer au travers des ouvertures d'un *chopper* (interrupteur périodique) de fréquence égale à 499 MHz. Ceci permet la formation de trois faisceaux distincts dont les paquets d'électrons, de 20 ps de largeur, se suivent à la fréquence de $3 \times 499 = 1497$ MHz, soit tous les $2/3$ de ns. C'est ainsi que les trois faisceaux destinés aux trois halls sont formés, et que, toutes les 2 ns, un paquet

[1] accélérateur linéaire

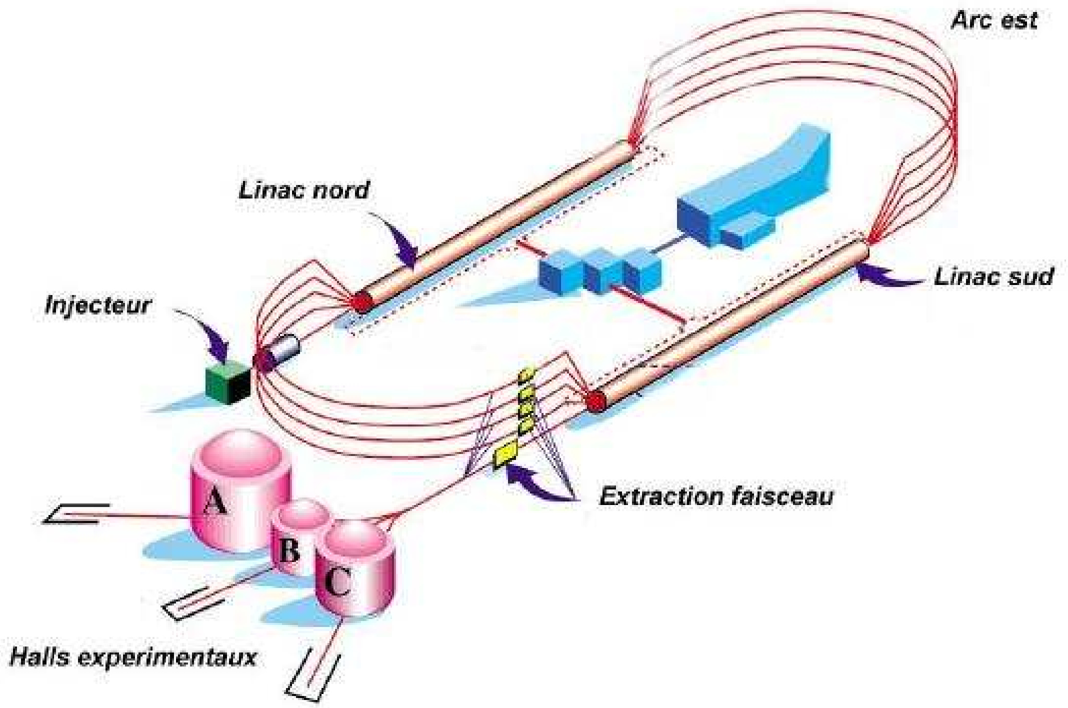

FIG. 1.1 – *Vue d'ensemble de la machine CEBAF : l'injecteur, les deux LINAC, les neuf arcs de recirculation et les extracteurs ainsi que les trois halls expérimentaux A, B, et C.*

d'électrons est délivré à un même hall. Originellement, les opérateurs machine réglaient l'intensité du faisceau pour chaque hall indépendemment en réduisant ou en agrandissant la taille de chaque ouverture du *chopper*. Actuellement, les exigences concernant la qualité du faisceau sont telles que l'injection pour chaque hall se fait indépendemment à l'aide de trois sources de lumière différentes. L'intensité du faisceau est alors réglée en ajustant l'intensité de ces sources de lumière. Typiquement, l'intensité délivrée dans les Halls A et C peut atteindre 200 μA et celle délivrée sur CLAS quelques nA seulement, à cause de la présence de détecteurs à proximité de la cible. Pour l'expérience E99-105 dans le Hall B, elle a été en moyenne de 7 nA.

Enfin, les trois faisceaux sont à nouveau accélérés jusqu'à 67 MeV par un petit LINAC avant d'être injectés dans le LINAC nord.

1.2 Accélération

Les électrons sont accélérés dans chaque LINAC sur une longueur utile de 80 m. Leur énergie peut y être augmentée actuellement jusqu'à 600 MeV à chaque passage. Une telle accélération est fournie par 320 cavités en nobium refroidies par de l'hélium liquide à 2 K. A une telle température, le nobium est supraconducteur ce qui minimise les pertes d'énergie par effet Joule dans les cavités et permet d'atteindre une fréquence d'accélération de 1497 MHz accordée à celle de l'injecteur.

Les électrons sont dirigés d'un LINAC à l'autre par l'intermédiaire d'arcs de recirculation, au nombre de 9 au total : 4 à l'extrémité ouest et 5 à l'extrémité est. A la fin de chaque LINAC, les faisceaux d'électrons sont séparés magnétiquement selon leur énergie et dirigés vers l'arc magnétique correspondant. A la fin de chaque arc, ils sont recombinés avant d'être réinjectés dans le LINAC opposé.

Les électrons peuvent être recirculés jusqu'à 5 fois dans les LINAC. A chaque passe ils suivent un arc différent. L'accélérateur peut ainsi, pour une accélération par LINAC donnée, fournir 5 énergies de faisceaux différentes dans les halls expérimentaux. L'accélération maximale par LINAC est de 600 MeV, ce qui permet d'atteindre une énergie maximale de 6 GeV au bout de 5 passes. En 2001 et 2002, et en particulier durant la prise de données de l'expérience E99-195, l'énergie a dû être limitée à 5,75 GeV pour obtenir un faisceau stable.

1.3 Extraction

A la sortie du LINAC sud, un séparateur radio-fréquence permet l'extraction des faisceaux d'électrons aux énergies désirées (1 passe, 2 passes, ... , 5 passes) et selon qu'il s'agisse d'un paquet A, B ou C de les diriger vers le hall expérimental correspondant.

La haute fréquence (les paquets d'électrons délivrés dans chaque hall sont espacés de seulement 2 ns), et l'utilisation de la technologie supraconductrice font l'originalité de la machine CEBAF de délivrer un faisceau d'électrons “continu” à une énergie de plusieurs GeV. L'énergie maximale délivrée par la machine devrait continuer d'augmenter grâce à l'ajout de nouvelles cavités accélératrices supraconductrices et à l'amélioration des performances de celles déjà en place. Au stade de projet, l'énergie de la future machine pourrait atteindre 12 GeV [Car03].

Chapitre 2

Détection des particules produites à l'aide du spectromètre CLAS

Le faisceau d'électrons produit par la machine CEBAF (chapitre 1) arrive dans le hall expérimental B dans un tube sous vide. Il frappe une cible placée au centre du spectromètre CLAS. Les particules produites sont alors détectées à l'aide de ce dernier, lui-même situé au centre du hall comme illustré figure 2.1. Souhaitant étudier l'électroproduction de mésons sur le proton, nous avons utilisé pour l'expérience E99-105 une cible d'hydrogène liquide dans une cellule de kapton de 5 cm de long et 15,5 mm de diamètre.

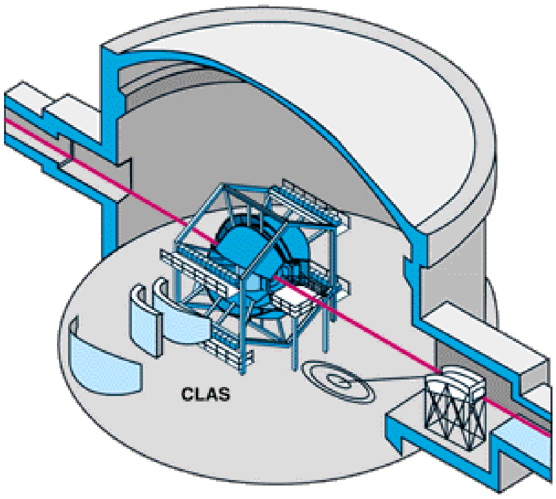

FIG. 2.1 – *Vue d'ensemble du Hall B, avec au centre le spectromètre CLAS ; en haut à gauche le tunnel du puits de faisceau.*

Toutefois, lors des *runs* "en photons", la présence d'un radiateur à l'entrée du hall (voir figure 2.1) permet de produire, par rayonnement de freinage, un faisceau de photons réels à partir du faisceau primaire d'électrons.

Spectromètre "4π" d'environ 5 m de diamètre, CLAS est construit autour de 6 bobines supraconductrices arrangées symétriquement par rapport à la ligne de faisceau afin de produire un champ toroïdal destiné à l'analyse en impulsion des particules chargées. Ces bobines découpent ainsi l'espace en 6 secteurs. Comme on peut le voir figure 2.2, chaque secteur est équipé de chambres à fils (DC) pour mesurer la trajectoire des particules chargées, de scintillateurs (SC) pour mesurer leur temps de vol, et aux angles avant, d'un détecteur Čerenkov (CC) pour la discrimination des pions et des électrons, et d'un calorimètre électromagnétique (EC) pour l'identification des électrons et la détection des particules neutres.

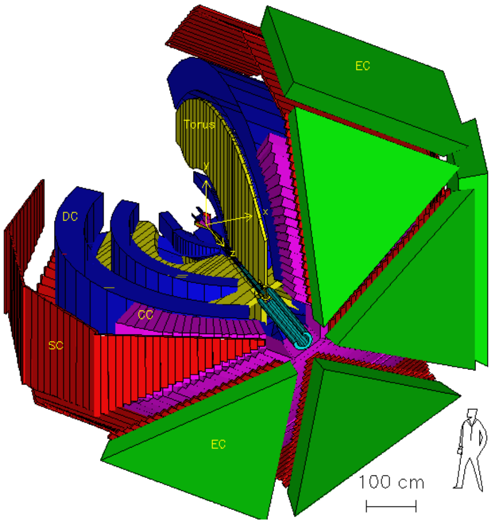

FIG. 2.2 – *Vue en 3 dimensions du spectromètre CLAS et des détecteurs dont il est équipé : en jaune les 6 bobines supraconductrices, en bleu les chambres à fils, en rouge les scintillateurs, en violet les détecteurs Čerenkov, en vert les calorimètres électromagnétiques.*

Dans ce chapitre est présenté le rôle des différents constituants de CLAS dans la détection des particules diffusées, et en soulignant les caractéristiques intéressantes pour notre expérience. Pour plus de détails le lecteur pourra se reporter à la référence [Mec02].

2.1 Besoins de détection pour l'expérience E99-105

Parmi toutes les réactions mesurées en même temps par le spectromètre CLAS, celle qui nous intéresse dans le cadre de cette thèse est la production exclusive du méson ω. Le ω, particule instable, se désintègre principalement en $\pi^+\pi^-\pi^0$. Il s'agit alors pour identifier cette réaction de détecter l'électron diffusé, le proton de recul et un ou deux pions chargés puis d'utiliser la technique de masse manquante, comme ce sera décrit partie III chapitre 2.

En conséquence, nous avons besoin d'une bonne séparation électron-pion négatif, ainsi qu'une bonne séparation proton-pion positif au niveau de la signature des particules dans les détecteurs, ce pour des impulsions allant jusqu'à 4 GeV/c.

Par ailleurs, la nécessité de détecter au moins trois particules dans l'état final pour identifier la réaction à laquelle on s'intéresse implique d'avoir une large couverture angulaire pour les particules chargées (voir figure 2.3).

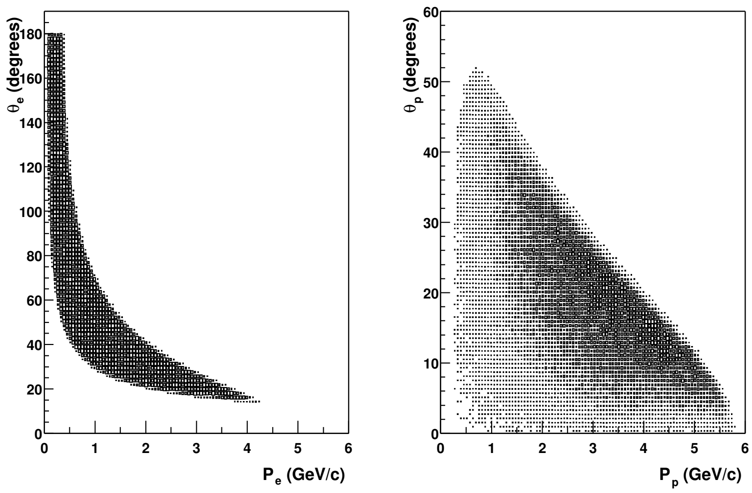

FIG. 2.3 – *Figures de corrélation entre p_e, θ_e, p_p et θ_p pour $e^-p \rightarrow e^-p\omega$.*

De plus, la technique de masse manquante requiert une bonne résolution aussi bien en impulsion qu'en angle.

En ce qui concerne l'acquisition des événements, étant donné qu'une source importante de bruit de fond dans les expériences de diffusion d'électrons est due à la mauvaise identification des pions en électrons, il convient d'implémenter un système de déclenchement de l'acquisition très sélectif pour les électrons.

Enfin, la grande acceptance du spectromètre CLAS nécessite un système d'acquisition permettant de prendre des données à haut taux d'acquisition jusqu'à 3-4 kHz.

2.2 Mesure de l'impulsion des particules chargées

2.2.1 Déviation par le champ magnétique toroïdal

La mesure de l'impulsion des particules chargées nécessite la déviation de ces particules par un champ magnétique.

Le champ magnétique dans CLAS est généré par 6 bobines supraconductrices de la forme d'un haricot d'environ 5 m de long et 1,5 m de large. Cette forme présente le double avantage de couvrir tout l'espace en angle d'émission θ, et d'avoir différentes intégrales de champ selon cet angle ce qui permet de conserver une résolution en impulsion constante quel que soit θ. Ainsi, à l'avant, là où les particules émises ont une grande impulsion (2-4 GeV/c), le champ est le plus intense soit 2 T. A l'opposé, à l'arrière, l'impulsion des particules est plus petite (0.5-1 GeV/c), et le champ est moins intense.

Les 6 bobines sont arrangées symétriquement par rapport à la ligne de faisceau comme on peut le voir figure 2.4 afin d'avoir un champ toroïdal dans tout l'espace. En conséquence, la trajectoire d'une particule chargée qui ne passe pas trop près des bobines (où le champ n'est pas tout à fait purement selon l'azimut φ) est plane. Ceci facilite considérablement la reconstruction de trajectoire. Le seul inconvénient d'une telle géométrie est la coupure en φ induite par les bobines dans l'acceptance. Cette coupure est par ailleurs plus importante à l'avant du fait de l'épaisseur constante des bobines en fonction de θ. Nous reviendrons sur ce point plus en détail dans la partie III, chapitre 2.

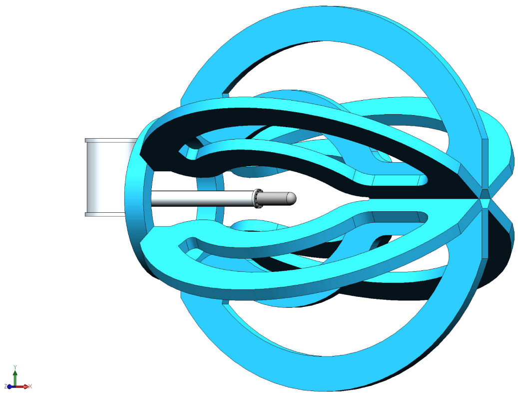

FIG. 2.4 – *Vue en 3 dimensions des 6 bobines supraconductrices de CLAS.*

Le courant alimentant les bobines peut être réglé en intensité de manière à obtenir une courbure plus ou moins importante et en sens, de manière à courber les particules de même charge vers l'avant ou vers l'arrière [1]. Durant la prise de données de l'expérience E99-105, l'intensité du courant dans les bobines a été choisie maximale, à savoir 3375 A, afin de courber au maximum les particules et de mesurer ainsi plus précisément leur impulsion. Par ailleurs, souhaitant détecter les électrons dans les calorimètres électromagnétiques aux angles avant, l'aimantation des bobines a été réglée de telle sorte que les particules chargées négativement soient déviées vers l'avant. La figure 2.5 illustre la courbure typique des particules qui nous intéressent.

2.2.2 Détermination des trajectoires par les chambres à dérive

Le second ingrédient indispensable à la mesure de l'impulsion des particules chargées est la détermination de leur trajectoire par les chambres à dérive.

Dans chacun des 6 secteurs de CLAS, elles sont au nombre de 3 et sont localisées à différentes positions radiales appelées régions. La première région (R1) est située à 70 cm de la cible dans un endroit où le champ magnétique est très faible. La deuxième (R2) se trouve entre les bobines à 2 m de la cible, là où le champ magnétique est le plus intense. Enfin la troisième région (R3) est localisée après les bobines à 4 m de la cible.

[1] On désigne par 'avant' l'axe du faisceau après la cible et par 'arrière' l'axe du faisceau avant la cible.

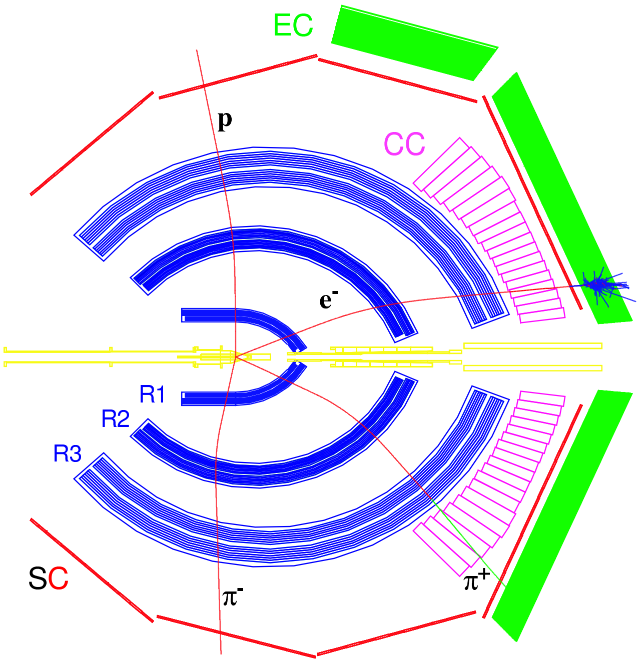

FIG. 2.5 – *Trajectoires typiques des e^-, p, π^+ et π^- dans CLAS (figure 2.2 vue en coupe). L'électron diffusé traverse successivement les 3 régions de chambres à dérive, les compteurs Čerenkov, les scintillateurs et s'arrête dans le calorimètre électromagnétique.*

Chaque chambre ressemble à un quartier d'orange comme représenté figure 2.6. Elle comporte environ 1950 fils répartis en couches. Les fils attachés entre deux plaques de terminaison sont orientés pour la moitié des couches perpendiculairement au plan de courbure des particules, pour l'autre moitié avec un angle de 6^o par rapport à la première afin de permettre la détermination de l'angle azimutal φ.

La figure 2.7 montre l'arrangement des fils de potentiel et des fils actifs. Six fils de potentiel portés à -700 V sont disposés suivant une géométrie hexagonale autour d'un fil actif porté à +1500 V. La distance moyenne entre les fils de potentiel et les fils actifs est de 0,7 cm dans R1, 1,5 cm dans R2 et 2 cm dans R3. Le mélange gazeux utilisé est composé d'argon à 90 % et de dioxyde de carbone à 10 %. Toutes ces caractéristiques conduisent à un temps de dérive pour les électrons de l'ordre de la dizaine de ns/μm.

Chaque fil actif est relié à un TDC. Avec l'information temps on peut remonter à la distance de passage de la particule par rapport au fil. Pour cela, il faut utiliser la relation temps-distance des chambres qui varie en fonction de la composition et de la pression du gaz ainsi que de la présence ou non de champ magnétique (voir partie III, chapitre 1, section 1.1.1). La résolution[2] spatiale à laquelle on peut s'attendre est de l'ordre de 50 μm. Ceci se traduit, après reconstruction et en incluant la contribution de la diffusion multiple, par les résolutions suivantes : $\frac{\Delta p}{p}$ de l'ordre de 0,5% pour $\theta \leq 30^o$ (ou 1-2% pour $\theta > 30^o$), $\Delta\theta$ de l'ordre de 1 mrad et $\Delta\varphi$ de l'ordre de 4 mrad.

[2]On entend par résolution, l'écart quadratique moyen (σ).

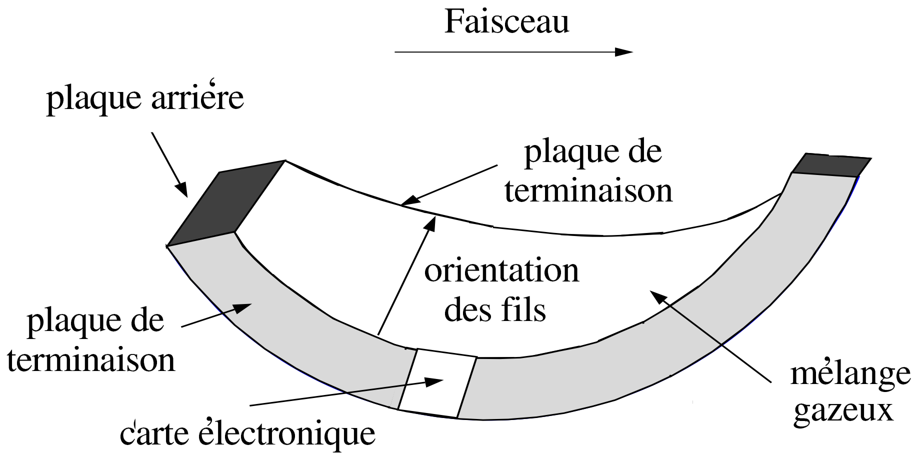

FIG. 2.6 – *Vue en 3 dimensions d'une chambre à dérive de la région 3.*

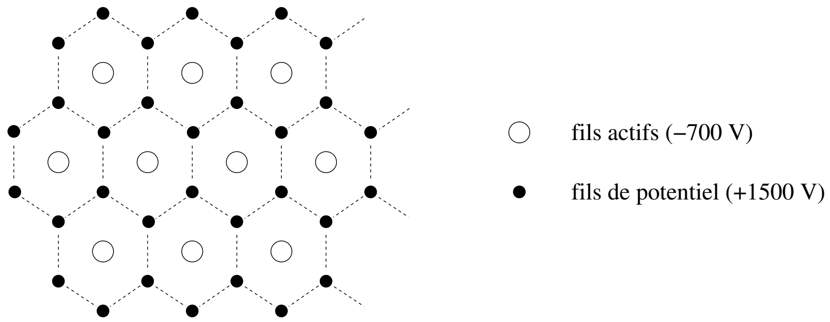

FIG. 2.7 – *Schéma de la disposition des fils en géométrie hexagonale dans une couche des chambres à dérive. Les fils actifs sont représentés par des cercles vides, et les fils de potentiel par des points noirs.*

2.3 Mesure du temps de vol

2.3.1 Détermination du temps aux scintillateurs

La mesure du temps de vol des particules est particulièrement utile pour leur identification. Dans CLAS, cette mesure s'effectue entre la cible et des scintillateurs plastiques qui entourent complètement les chambres à dérive.

Chaque secteur est ainsi équipé de 48 scintillateurs regroupés en 4 plans et couvrant en grande partie le domaine en θ (8 à 142^o) et presque complètement celui en φ (-29 à +29^o). Ces scintillateurs rectangulaires sont longs de 32 cm à l'avant de CLAS à 450 cm à l'arrière, larges d'environ 20 cm et épais de 5 cm. Une vue de leur disposition dans un secteur est donnée figure 2.8.

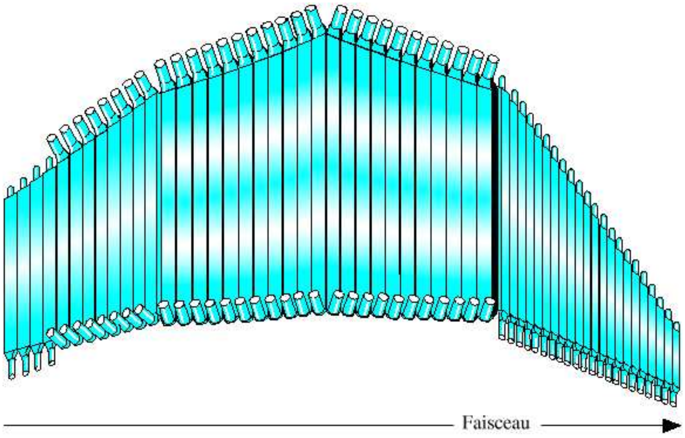

FIG. 2.8 – *Vue en 3 dimensions des plans de scintillateurs équipant chacun des 6 secteurs du spectromètre CLAS.*

Les scintillateurs sont faits de BC-408 (Bicron [3]), matériau ayant une réponse en temps rapide et dans lequel la lumière s'atténue faiblement. La lecture se fait par deux photomultiplicateurs placés à chaque extrémité. Le temps d'arrivée est alors donné par la moyenne des temps mesurés par chaque TDC, ce qui donne un temps indépendant de la position d'arrivée le long du scintillateur. La résolution sur ce temps est de l'ordre de 150 ps.

2.3.2 Détermination du temps au vertex

La détermination du temps au vertex sert de temps de départ à la mesure du temps de vol qui permet l'identification des particules détectées dans CLAS.

A partir de l'électron diffusé, le temps au vertex peut être déterminé de la manière suivante :

$$t_{vtx} = t^e_{SC} - \frac{l^e_{DC}}{v^e} \tag{2.1}$$

où t^e_{SC} est le temps d'arrivée de l'électron aux scintillateurs, l^e_{DC} la distance parcourue par l'électron de la cible aux scintillateurs mesurée par les chambres à dérive et v^e la vitesse de l'électron ($= c$).

La résolution de cette mesure peut encore être améliorée, en tenant compte du fait que le temps d'arrivée des électrons est très précis puisqu'ils proviennent de paquets larges de 20 ps (voir chapitre 1, section 1.1), mais aussi que l'espacement de 2,004 ns entre deux paquets est suffisamment grand pour que les scintillateurs de temps de vol distinguent les électrons venant d'un paquet, du précédent ou du suivant.

Pour ce faire, le signal des cavités accélératrices radio-fréquence des LINACs, encore appelé signal RF, est enregistré à l'aide d'un système composé d'un diviseur de fréquence et de deux TDCs (voir la référence [Aug99] pour plus de détails). Puis, sachant que le

[3]Bicron Corporation, 12345 Kinsman Road, Newbury, OH 44065-9677, USA.

temps de passage du paquet d'électrons d'où est issu l'électron diffusé, est décalé par rapport au temps RF t_{RF}, d'un multiple de 2,004 ns, la correction t_{vtx}^{corr} à apporter au temps au vertex déterminé par les scintillateurs (équation 2.1) est :

$$t_{vtx}^{corr} = MOD(t_{vtx} - t_{RF}; 2,004) - \frac{2,004}{2} \tag{2.2}$$

2.4 Discrimination électrons/pions

2.4.1 Réjection des pions en dessous de 2,5 GeV/c par les compteurs Čerenkov

Les compteurs Čerenkov se trouvent aux angles avants entre la troisième région des chambres à dérive et les scintillateurs. Ils couvrent entièrement l'espace entre les aimants tandis que les cônes de collection de la lumière et les photomultiplicateurs sont placés dans les régions en φ cachées par les aimants.

La trajectoire des particules étant dans un plan où φ est constant à cause du champ magnétique toroïdal, l'optique de détection a été conçue pour diriger la lumière dans la direction φ. C'est pourquoi chaque compteur Čerenkov est divisé en 18 régions en θ entre 8 et 45^o, et que chaque région en θ est divisée en 2 modules symétriques par rapport au plan bisecteur à chaque secteur comme représenté figure 2.9.

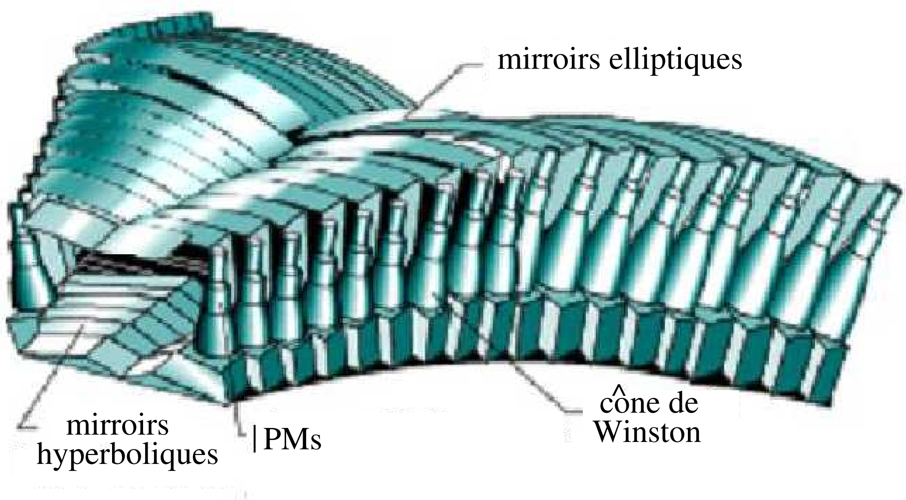

FIG. 2.9 – *Vue en 3 dimensions d'un compteur Čerenkov équipant chacun des 6 secteurs du spectromètre CLAS.*

Chaque module comprend un miroir elliptique, un miroir hyperbolique et un miroir cylindrique afin de réfléchir la lumière vers un cône de collection de lumière (cône de

Winston) derrière lequel est monté un photomultiplicateur. Les compteurs Čerenkov sont remplis d'un milieu gazeux composé de C_4F_{10} d'indice de réfraction égal à 1,00153 conduisant à une forte production de photons. La trajectoire de la lumière produite par le passage d'un électron dans un des compteurs Čerenkov est illustrée figure 2.10.

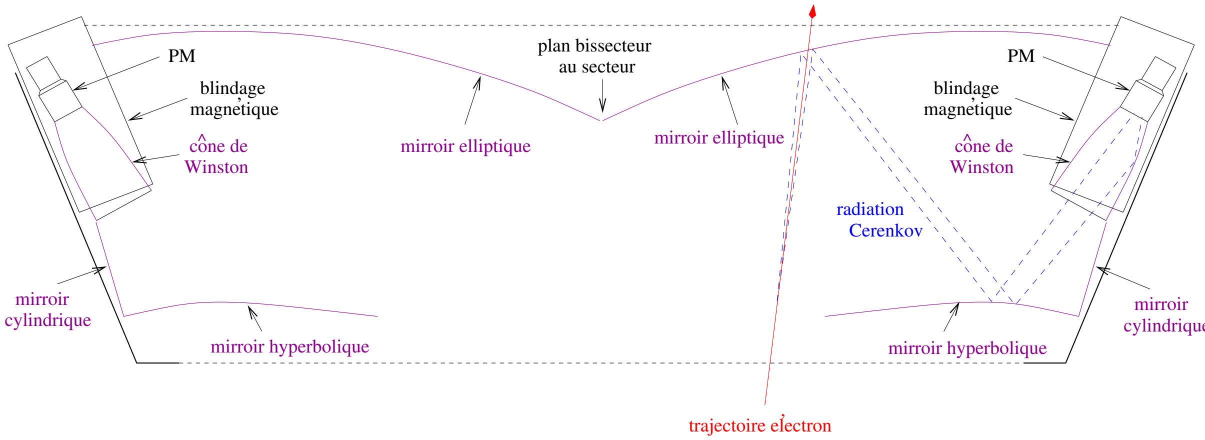

FIG. 2.10 – *Schéma d'un module d'un des compteurs Čerenkov montrant son système de réflection et de collection de la lumière.*

L'indice de réfraction du C_4F_{10} ne permet pas aux pions d'impulsion inférieure à 2,5 GeV/c d'émettre de la lumière Čerenkov, alors que les électrons, quelle que soit leur impulsion, en émettent. C'est ainsi qu'en dessous de 2,5 GeV/c, la discrimination des pions des électrons est assurée par les compteurs Čerenkov. Au dessus de 2,5 GeV/c, la séparation s'effectue à l'aide des calorimètres électromagnétiques.

2.4.2 Séparation électrons/pions par les calorimètres électromagnétiques

De forme triangulaire, leur permettant de s'adapter à la géomètrie hexagonale du spectromètre CLAS, les calorimètres électromagnétiques se situent juste derrière les scintillateurs de temps de vol et couvrent un angle polaire entre 8 et 45^o.

Chaque calorimètre est formé d'un "sandwich" de 39 couches constituées de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur et de plaques de plomb de 2,2 mm d'épaisseur. Une vue éclatée du "sandwich" est donnée figure 2.11. L'épaisseur totale correspond alors à 16 longueurs de radiation ce qui permet d'arrêter les électrons d'énergie de l'ordre du GeV et donc de mesurer leur énergie totale avec une résolution $\frac{\Delta E}{E}$ de l'ordre de $\frac{10\%}{\sqrt{E(GeV)}}$.

Chaque couche de scintillateurs est découpée en 36 bandes de 10 cm de large. Ces bandes sont alternativement disposées parallèlement à chacun des côtés du triangle (voir figure 2.11). Elles définissent ainsi 3 vues dénommées U, V et W, regroupant 13 couches chacune et fournissant une information tri-directionnelle sur la localisation du dépôt d'énergie comme illustré figure 2.12.

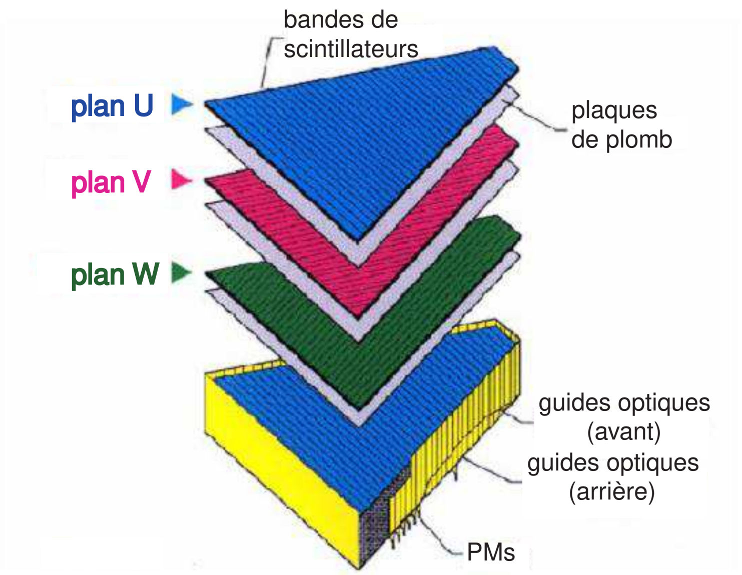

FIG. 2.11 – *Vue éclatée d'un calorimètre électromagnétique équipant chacun des 6 secteurs du spectromètre CLAS.*

En ce qui concerne la lecture des guides optiques au bout de chaque bande de chaque scintillateur, l'épaisseur du calorimètre est divisée en 2 parties appelées *Inner* et *Outer*. Les 5 premiers guides optiques d'une même vue et d'un même numéro de bande (partie *Inner*) sont connectées à un premier photomultiplicateur et les 8 autres (partie *Outer*) à un second. Ce système de lecture permet d'échantillonner dans la profondeur du calorimètre la gerbe électromagnétique due au passage d'une particule et d'effectuer de ce fait la séparation électron/pion.

En effet, les électrons perdent presque toute leur énergie dans la partie *Inner* et le reste dans la partie *Outer*, tandis que les pions traversent le calorimètre de part en part et perdent de l'énergie tout au long de leur trajectoire uniformément dans les parties *Inner* et *Outer*. Le rapport énergie déposée dans la partie *Inner* sur énergie déposée dans la partie *Outer* nous renseigne sur le type de particule détectée. Cette technique de séparation électron/pion sera rediscutée partie III, chapitre 2, section 2.1.

2.5 Réduction du bruit de fond sur les détecteurs par le mini-tore

En plus d'interagir avec les noyaux des atomes d'hydrogène de la cible, ce à quoi on s'intéresse ici, les électrons du faisceau peuvent diffuser sur l'électron de ces derniers. Les électrons provenant d'une telle diffusion sont appelés électrons Möller. Non canalisés, ils constitueraient un important bruit de fond dans la première région des chambres à dérive et limiteraient alors l'efficacité de la reconstruction des trajectoires dans celle-ci. C'est

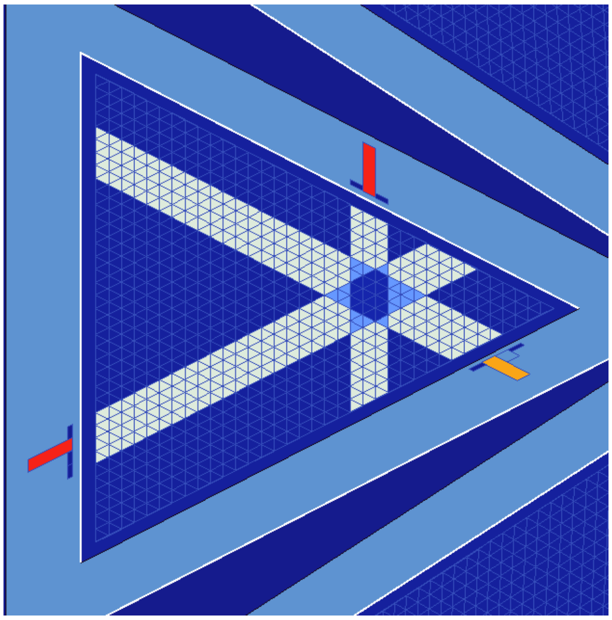

Fig. 2.12 – *Reconstruction d'un événement dans un des calorimètres électromagnétiques. La localisation du dépôt d'énergie est obtenue en faisant l'intersection des pics sur chaque vue (U, V, W). La taille du point d'intersection traduit l'extension transverse de la gerbe.*

pourquoi, un petit aimant produisant un champ magnétique toroïdal - un mini-tore - est placé autour de la cible afin de piéger les électrons Möller et par conséquent réduire le bruit de fond sur les détecteurs situés juste après elle, telles les chambres à dérive.

2.6 Déclenchement de l'acquisition d'un événement

Comme décrit précédemment, à chaque événement (interaction d'un électron du faisceau avec un proton de la cible) les particules diffusées laissent un signal dans un ou plusieurs sous-détecteurs de CLAS, selon leur nature. Le but étant de compter ces événements, il s'agit de déclencher l'acquisition à chaque fois que l'on en détecte un intéressant (et d'enregistrer l'information le concernant).

Dans le cas de la diffusion d'un électron sur un proton, un événement intéressant est un événement pour lequel on a détecté un électron diffusé. Ainsi, le système de déclenchement de l'acquisition de tels événements utilise l'information donnée par les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques car ces détecteurs donnent une information rapide et à eux deux permettent de signer de manière assez sure la détection d'un électron.

Les informations utilisées pour le déclenchement de l'acquisition sont les amplitudes des signaux des compteurs Čerenkov (CC), les amplitudes des signaux de la partie *Inner* des calorimètres électromagnétiques (ECi) et enfin les amplitudes des signaux de la totalité des calorimètres électromagnétiques (ECt). Si ces quantités sont supérieures à certains seuils, appelés seuils de déclenchement et dont les valeurs pour l'expérience E99-105 sont discutées chapitre 3, section 3.1.3, la particule qui a laissé ce signal est très probablement un électron (comme décrit section 2.4, la présence d'un signal dans les compteurs Čerenkov et d'un dépôt d'énergie supérieur à un certain seuil dans la partie *Inner* du calorimètre électromagnétique permettent en effet de rejeter les pions). L'acquisition de l'événement est alors déclenchée (voir section 2.7).

Techniquement, le système de déclenchement de CLAS est organisé en deux niveaux. Le premier consiste à vérifier secteur par secteur si l'information des détecteurs satisfait les critères de seuils définis ci-dessus et à coder le résultat sur des bits numérotés de 1 à 6 (*T1, ..., T6*) selon le secteur considéré. Au second niveau, une corrélation de l'information des 6 secteurs permettant de demander plusieurs types de combinaisons logiques entre ces derniers, est effectuée par le superviseur de déclenchement. Pour l'expérience E99-105, cette combinaison logique était réduite à un simple OU comme schématisé figure 2.13.

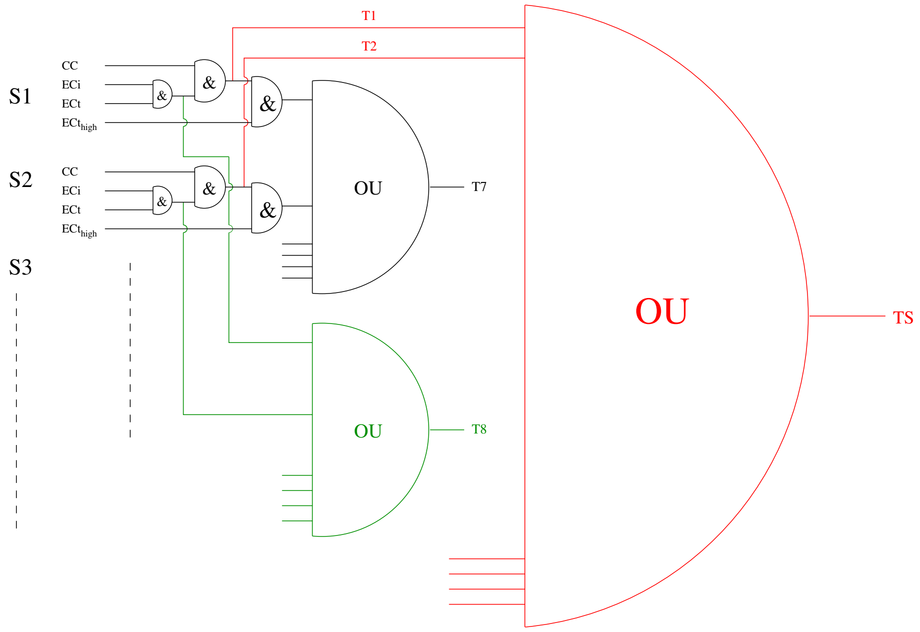

FIG. 2.13 – *Schéma simplifié du système de déclenchement de l'acquisition de CLAS pour l'expérience E99-105.*

Sur cette figure, on remarque que deux conditions de déclenchement, autres que celle discutée jusqu'à préseent ($CC \cdot ECi \cdot ECt$), sont aussi programmées, et échantillonnées. La première ($CC \cdot ECi \cdot ECt_{high}$) où ECt_{high} fait référence à un seuil de déclenchement plus haut que la normale pour l'amplitude des signaux de la totalité des calorimètres électromagnétiques, est codée sur le bit 7 et sert à déterminer l'efficacité du seuil sur l'énergie totale déposée dans le calorimètre dans la condition principale. La seconde ($ECi \cdot ECt$) est codée sur le bit 8 et sert à déterminer l'efficacité des compteurs Čerenkov présents dans la condition principale.

La décision de déclencher l'acquisition d'un événement est prise en moins de 100 ns.

2.7 Acquisition d'un événement

Le rôle du système d'acquisition est de formatter et stocker l'information laissée par les particules diffusées dans les différents détecteurs d'une façon qui pourra être récupérée pour une analyse ultérieure afin de décoder l'information relative à l'interaction qui s'est produite.

Celui du Hall B est basé sur le système CODA (CEBAF Online Data Acquisition[4]) [Hey93], système modulable et extensible à partir duquel des systèmes d'acquisition de complexité variable peuvent être construits. Un système CODA typique est constitué d'un module central, le superviseur de déclenchement introduit section 2.6, de modules temps réel ROC (Read Out Controller[5]) et de programmes tournant sous système UNIX.

A chaque fois que le superviseur de déclenchement accepte un événement, il envoie un signal démarrant la digitalisation des modules ADC et TDC et bloque l'acquisition de tout nouvel événement arrivant dans le détecteur. A la fin de la digitalisation, les ROC vont lire les données et les envoient par le réseau vers le constructeur d'événements. Ce dernier collecte les informations arrivant à différents temps, de différents endroits et effectue la transcription au format BOS [Cor94]. Les données pour chaque événement y sont rangées par détecteur d'origine, secteur, partie de détecteur touché, *etc* dans ce que l'on appelle des banques. Pour finir, l'événement est écrit sur fichier et l'acquisition d'un nouvel événement est à nouveau permise.

Le taux d'acquisition des événements, en constante progression au fil des ans, peut atteindre aujourd'hui les 3-4 kHz selon les expériences, et celui des données les 25 MB/s avec un temps mort inférieur à 10%. Pour les performances de l'acquisition durant l'expérience E99-105, on se reportera au chapitre 3, section 3.3.

Les fichiers de données sont tout d'abord temporairement stockés sur des disques RAID (Redundant Array of Inexpensive Disk[6]), puis ils sont copiés sur un silo de grande capacité pour un stockage permanent.

[4] Acquisition de données en ligne de CEBAF
[5] Contrôleurs de lecture
[6] Série de disques peu coûteux

Chapitre 3

Prise des données

Les expériences du Hall B sont généralement regroupées en périodes de *run* selon le type de faisceau (électron ou photon) et le type de cible. Ainsi, quatre expériences utilisant un faisceau d'électrons à 6 GeV et une cible d'hydrogène ont été associées à l'expérience E99-105 pour former le *run e1-6*, premier *run* à 6 GeV. Il s'agit des expériences E99-107 [Bur99a] et E99-108 [Bur99b] dont le but commun est l'étude des résonances du nucléon à grand Q^2, de l'expérience E00-112 [Car00] visant à étudier la production exclusive de kaons et enfin l'expérience E01-113 [Bur01] se proposant de mesurer la diffusion Compton profondément virtuelle.

A ces fins, un faisceau d'électrons de près de 6 GeV a été délivré à la collaboration *e1-6* dans le Hall B du 18 octobre 2001 au 30 janvier 2002. Les cinq premiers jours de faisceau ont été consacrés au *commissioning* de l'expérience durant lequel la position de la cible, l'intensité du faisceau ainsi que les conditions de déclenchement ont été optimisées (section 3.1). Le reste du temps de faisceau, correspondant à une charge intégrée de 21 mC, fut une phase de production durant laquelle les données furent accumulées (section 3.2). Le volume et la qualité des données obtenues sont discutés section 3.3.

3.1 Optimisation des conditions d'expérience durant la phase de *commissioning*

Les conditions d'expérience résultent en général d'un compromis entre les objectifs des différentes propositions d'expérience. Dans le cas du *run e1-6*, il a été accepté que ces conditions soient fixées en fonction de l'optimisation de notre expérience E99-105, dans la limite où les autres expériences ne sont pas mises en péril.

Comme nous le verrons partie III chapitre 2, l'extraction de la physique de l'expérience E99-105 nécessite la détection de l'électron diffusé, du proton de recul et d'un ou deux pions chargés de la désintégration du ω. Avec cette exigence, l'acceptance géométrique se situe entre 15 et 20 %. La position de la cible par rapport au centre de CLAS est un paramètre que l'on peut varier afin d'augmenter l'acceptance géométrique. En effet, les produits de réaction étant émis majoritairement à l'avant, reculer la cible permet d'abaisser l'angle minimum de détection des particules et d'augmenter ainsi le nombre d'événements acceptés.

L'acceptance géométrique de CLAS en fonction de la position de la cible a été étudiée pour l'électroproduction de mésons ω à grands Q^2 à l'aide du logiciel FASTMC [Mor01]. Cette étude a montré qu'en reculant la cible de 50 cm par rapport au centre de CLAS, l'acceptance est augmentée d'environ 50%.

Néanmoins, la configuration cible reculée présente le désavantage que le mini-tore n'est alors pas aussi efficace pour canaliser les électrons Moller que dans la configuration nominale. Ceci induit une augmentation du taux d'occupation des chambres, c'est-à-dire le pourcentage de fils touchés, et oblige à réduire l'intensité du faisceau pour pouvoir reconstruire correctement les traces dans les chambres à dérive. La figure 3.1 montre l'efficacité de reconstruction dans la région R1 des chambres à dérive, c'est-à-dire la probabilité d'identifier une trace quand une particule passe au travers de la zone active des chambres, en fonction du taux d'occupation. On note que l'efficacité de reconstruction reste au dessus de 97% pour des taux d'occupation jusqu'à 3% et chute pour des taux d'occupation plus grands.

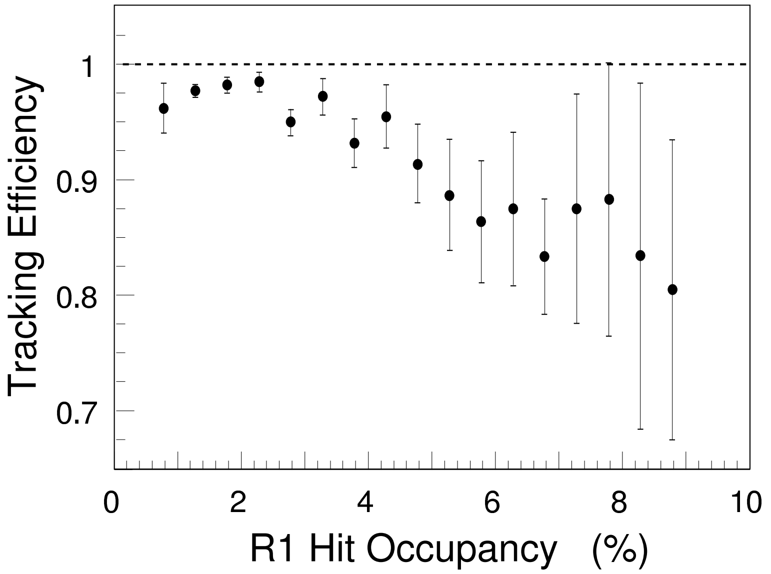

FIG. 3.1 – *Efficacité de reconstruction en fonction du taux d'occupation dans la région R1 des chambres à dérive [Mec02].*

C'est ainsi que les deux configurations, cible reculée de 50 cm et cible au centre de CLAS furent testées durant la phase de *commissioning* de l'expérience. Considérant le gain en acceptance ci-dessus, il fut convenu que la configuration cible reculée serait adoptée, si et seulement si, elle permettait une prise de données à au moins 90% de la luminosité à laquelle il est possible de prendre des données dans la configuration cible au centre de CLAS. La détermination de la luminosité maximum pour une position de cible donnée fut basée sur le taux d'occupation des chambres ce dernier étant le facteur limitatif de l'expérience.

3.1.1 Optimisation de la position de la cible

Un balayage en intensité du faisceau fut réalisé dans les deux configurations de position de la cible. Dans la configuration cible reculée, on mesura des taux d'occupation dans les chambres 1,5 à 1,7 fois supérieurs à ceux obtenus avec la cible au centre de CLAS selon l'intensité du faisceau (voir figure 3.2). Le taux d'occupation des chambres à dérive devant rester inférieur à 3% pour conserver une bonne efficacité de reconstruction (voir figure 3.1), l'intensité maximale avec laquelle il est possible de prendre des données vaut 7-7,5 nA lorsque la cible est en position nominale et 4 nA seulement lorsque la cible est reculée. Il fut donc décidé de prendre les données avec la cible en position nominale (-4 cm précisément).

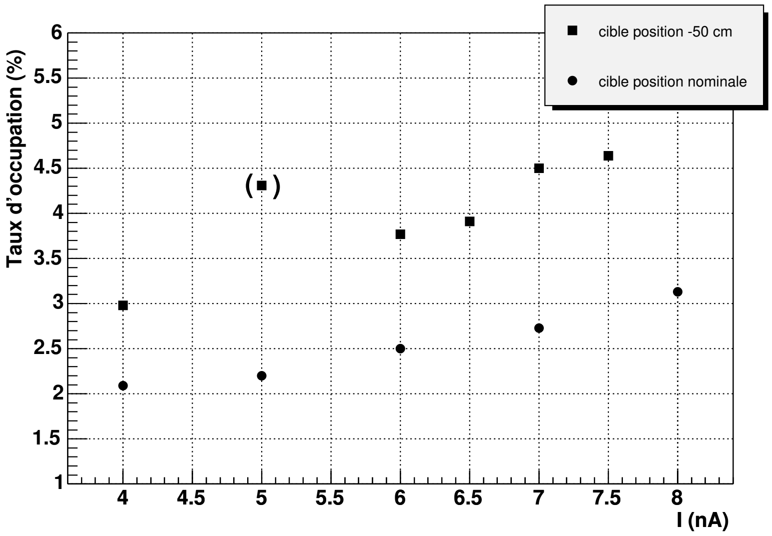

FIG. 3.2 – *Taux d'occupation dans la première couche de la région R1 des chambres à dérive secteur 1 en fonction de l'intensité du faisceau pour la configuration cible reculée de 50 cm (carrés) et la configuration cible en position nominale (ronds).*

3.1.2 Optimisation de l'intensité du faisceau

D'après le balayage en intensité du faisceau réalisé avec la cible en position nominale (voir figure 3.2), l'intensité de 7 nA fut adoptée.

3.1.3 Optimisation des conditions de déclenchement

Le dernier ajustement avant de passer à la phase de production concerne les conditions de déclenchement de l'acquisition. Rappelons que ce déclenchement s'opère lorsqu'une particule laisse un signal supérieur à un certain seuil dans les détecteurs Čerenkov, supérieur à un autre dans la partie *Inner* du calorimètre et enfin supérieur à un dernier dans tout le calorimètre.

Le seuil de déclenchement des détecteurs Čerenkov fut reglé à 20 mV (ce qui correspond à moins d'un photoélectron). Puis un balayage en seuils de déclenchement des calorimètres électromagnétiques permit de déterminer les plus bas seuils compatibles avec un temps mort dans l'acquisition inférieur à 10%. Le seuil pour la partie *Inner* fut ainsi réglé à 75 mV (ce qui correspond à environ 250 MeV) et celui pour le total fut réglé à 175 mV (ce qui correspond à environ 575 MeV). Un seuil plus bas n'est pas souhaitable pour la physique, car les électrons de basse énergie correspondent en grande partie à des événements de type radiatifs. Nous verrons plus loin que, pour ces raisons, nous sommes amenés à imposer un seuil légèrement plus haut lors de l'analyse.

Ces conditions de déclenchement, peu sélectives (elles correspondent à un électron diffusé d'une énergie minimale), présentent l'avantage d'être compatibles avec toutes les expériences du *run*. En supposant que l'expérience E99-105 ait été la seule à prendre des données, le nombre de déclenchements aurait pu être réduit en imposant des conditions plus restrictives, par exemple une coïncidence de l'électron avec deux autres particules chargées. Néanmoins, étant donné qu'un déclenchement simple par un électron est presque toujours accompagné d'une ou deux autres traces chargées, le nombre de déclenchements n'aurait pas été réduit de manière significative par cette condition. De plus, étant donné que ce n'est pas le taux d'acquisition qui limite la prise de données, mais le taux d'occupation des chambres à dérive comme expliqué au début de la présente section, le gain d'une telle opération serait minime.

3.1.4 Résumé des conditions générales d'expérience

Les conditions générales de l'expérience sont résumées dans le tableau suivant :

Faisceau	
Energie	5,754 GeV
Intensité	7 nA
Cible	
Position	-4 cm
Longueur	5 cm
Remplissage	H liquide
Champs magnétiques	
Tore	3375 A
Mini-tore	6000 A
Déclenchement	
Seuil CC	20 mV
Seuil EC *Inner*	75 mV
Seuil EC *Total*	175 mV

TAB. 3.1 – *Résumé des conditions générales du run e1-6.*

3.2 Accumulation de données durant la phase de production

En 100 jours réels et 1000 heures de faisceau effectives, 21 mC de charge intégrée furent accumulés pour l'expérience, remplissant ainsi les objectifs de départ. La progression sur toute la période du *run* est visible figure 3.3, de même que les deux arrêts dans la prise de données qui correspondent à Thanksgiving et Noël. Ces deux arrêts découpent le *run* en trois périodes qui furent respectivement nommées période 1, période 2 et période 3.

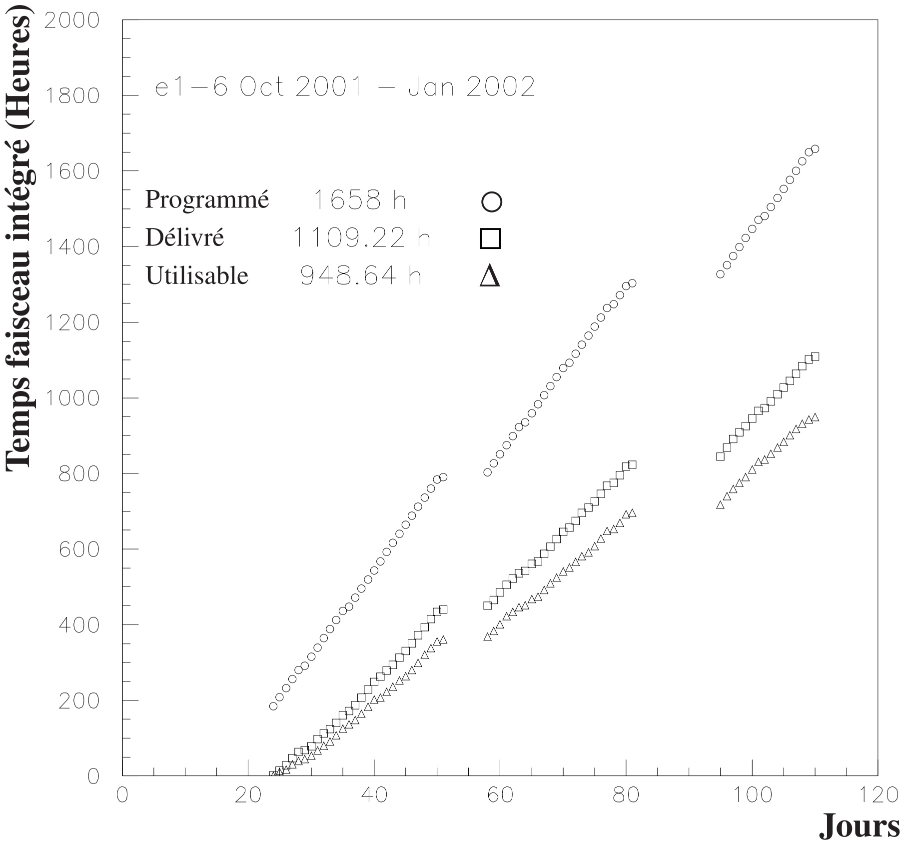

FIG. 3.3 – *Accumulation des données durant le run e1-6.*

En dehors des enregistrements de production cible pleine, un enregistrement cible vide ainsi qu'une mesure spécifique de la polarisation du faisceau avaient lieu tous les 150 millions d'événements. Par ailleurs, à chaque période de maintenance de l'accélérateur, des enregistrements en rayons cosmiques ou en laser étaient opérés afin d'étalonner les détecteurs. De plus, un enregistrement avec faisceau, sans champ magnétique, fut réalisé dans le but de déterminer les paramètres d'alignement des chambres à dérive qui avaient été retirées pour réparation puis replacées avant le début du *run*.

3.3 Volume et qualité des données obtenues

Avec un taux d'acquisition de 1,5 kHz, et un temps mort compris entre 5 et 7%, 1,25 milliard d'événements furent enregistrés pendant toute la durée du *run e1-6* soit 11 Terabytes de données.

Le bon fonctionnement des détecteurs fut contrôlé tout au long du *run* en analysant un enregistrement de production par jour, ainsi que les enregistrements d'étalonnage. Les performances des détecteurs atteintes après étalonnage et reconstruction (décrits partie III, chapitre 1), sont résumées dans le tableau 3.2.

Chambres à dérive	
Résolution en impulsion ($\frac{\Delta p}{p}$)	0,5 % ($\theta \leq 30^o$) 1-2 % ($\theta > 30^o$)
Résolution en angle polaire θ	1 mrad
Résolution en angle azimutal φ	4 mrad
Scintillateurs	
Résolution temps électrons	142 ps
Résolution temps pions	184 ps
Calorimètres électromagnétiques	
Résolution en énergie ($\frac{\Delta E}{E}$)	$\frac{10\ \%}{\sqrt{E(GeV)}}$
Acquisition de données	
Taux d'événements	1,5 kHz
Taux de données	7,5 MB/s
Temps mort	5-7 %

TAB. 3.2 – *Résumé des performances des détecteurs et de l'acquisition atteintes durant le run e1-6.*

Troisième partie

Analyse des données

Les données prises au cours du *run e1-6* furent rapidement traitées. L'étalonnage des détecteurs démarré pendant la prise des données et finalisé un ou deux mois seulement après sa fin, permit de réaliser la réduction de la totalité des données moins d'un an après le début du *run*. Ce sera l'objet du chapitre 1.

Après cette préparation des données, l'analyse put débuter. Dans notre cas, il s'agit d'extraire la section efficace d'électroproduction du ω puis de séparer les composantes longitudinale et transverse de cette section efficace afin de pouvoir comparer, éventuellement, nos données avec une approche en terme de GPDs.

Ainsi, la première partie de l'analyse fut consacrée à l'identification du canal du ω ($e^-p \to e^-p\omega$) décrite chapitre 2.

La seconde fut dédiée à la détermination des différents facteurs nécessaires à l'extraction de la section efficace de la réaction $\gamma^*p \to p\omega$. Cette partie est détaillée chapitre 3.

La séparation des composantes longitudinale et transverse de la section efficace nécessite l'analyse de la polarisation du ω et de tester la conservation de l'hélicité dans la voie s. C'est pour cette raison que la dernière partie de l'analyse porta sur l'étude de la distribution angulaire des produits de désintégration du ω exposée chapitre 4.

Le programme utilisé pour l'analyse des données est présenté annexe B.

Chapitre 1

Etalonnage et réduction des données brutes

L'étalonnage des détecteurs permet de traduire les données brutes (ADC, TDC) en information physique (impulsion, temps de vol, énergie, etc ...) utilisées durant la phase d'analyse. Cette traduction est utilisée par le programme de réduction des données (*cooking* en anglais). Ce dernier, décrit annexe A, comprend plusieurs étapes telles que la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive, la reconstruction des signaux dans les autres détecteurs, et enfin une première identification grossière des particules.

Dans ce chapitre sont développés l'étalonnage des différents détecteurs de CLAS et la réduction en masse des données brutes du *run e1-6*.

1.1 Etalonnage des détecteurs

1.1.1 Chambres à dérives

Etalonnage en temps

Lorsqu'une particule chargée passe au travers des chambres à dérive, elle ionise le gaz et crée ainsi des paires électron-ions. Les ions migrent vers les fils actifs et produisent des impulsions électriques qui, après amplification et discrimination, sont présentées aux TDC pour y être digitalisées. Puis ces temps TDC bruts, t_{TDC}, sont convertis en temps de dérive t_{drift} des ions crées par le passage de la particule vers les fils actifs à l'aide de la relation suivante :

$$t_{drift} = t_0 - (t_{TDC} + t_{prop} + t_{walk}) - (t_{start} + t_{flight}) \tag{1.1}$$

avec

- t_0 le temps de retard fixé pour chaque fil,
- t_{prop} le temps de propagation du signal le long du fil,
- t_{walk} la correction *time-walk* de la dépendance en amplitude de t_{TDC},
- t_{start} le temps de départ de l'événement,

– t_{flight} le temps de vol de la particule considérée du vertex au fil.

Il s'agit alors de traduire ces temps de dérive en distances de passage de la particule par rapport aux fils actifs, $DIST$, par une relation temps-distance de la forme :

$$x(t) = v_0 t + \eta \left(\frac{t}{t_{MAX}}\right)^p + \kappa \left(\frac{t}{t_{MAX}}\right)^q \tag{1.2}$$

avec

– v_0 la vitesse de dérive saturée à $t = 0$,
– η, κ, p et q des paramètres,
– t_{MAX} le temps mis par les ions les plus rapides pour aller des fils de potentiels aux fils actifs.

Ces distances sont utilisées pour définir des cercles "équi-temps" autour de chaque fil actif qui a été touché. Le programme de reconstruction effectue ensuite un ajustement pour déterminer une trajectoire qui repose sur chacun de ces cercles comme schématisé figure 1.1.

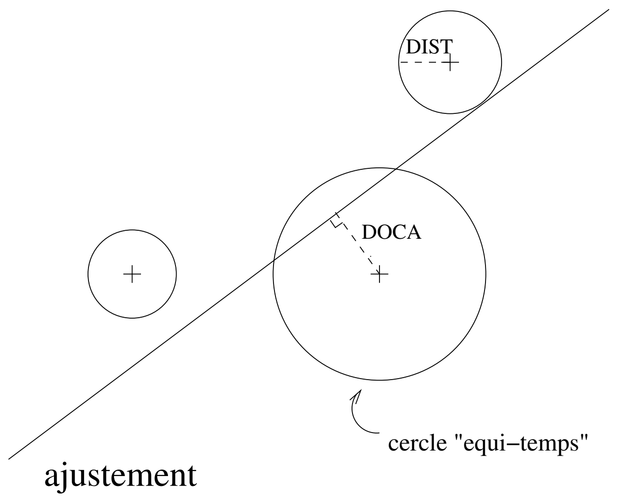

FIG. 1.1 – *Schéma d'un ajustement de trajectoire dans les chambres à dérive.*

On appelle $DOCA$ (Distance Of Closest Approach[1]), la distance entre l'ajustement trouvé et chaque fil actif. La différence entre $DIST$ et $DOCA$ définit le résidu $RESI$ pour la cellule considérée et constitue le premier moyen pour estimer la résolution des chambres à dérive (figure 1.1).

L'étalonnage des chambres à dérive [Law99] consiste à déterminer les paramètres η, κ, p et q de la relation temps-distance par un ajustement de la fonction sur la distribution $DOCA$ en fonction de t_{drift} des hits, ce pour chaque couche et dans chaque secteur.

[1]distance minimale d'approche

En réalité, cet exercice présente une première difficulté liée à la non circularité des cellules des chambres à dérive qui engendre une dépendence de l'allure de la distribution $DOCA$ en fonction de t_{drift} avec l'angle local α avec lequel la trajectoire traverse la cellule. Le fait que la région 2 des chambres à dérive soit située dans une région où le champ magnétique varie fortement introduit une difficulté de même nature, à savoir une dépendence de la distribution temps-distance en fonction du champ magnétique local B. Ces deux phénomènes sont illustrés figure 1.2. Pour palier à ces difficultés, l'ajustement est réalisé avec une coupure sur α et sur B. Pour les autres valeurs de α et B, le programme de reconstruction effectue une extrapolation.

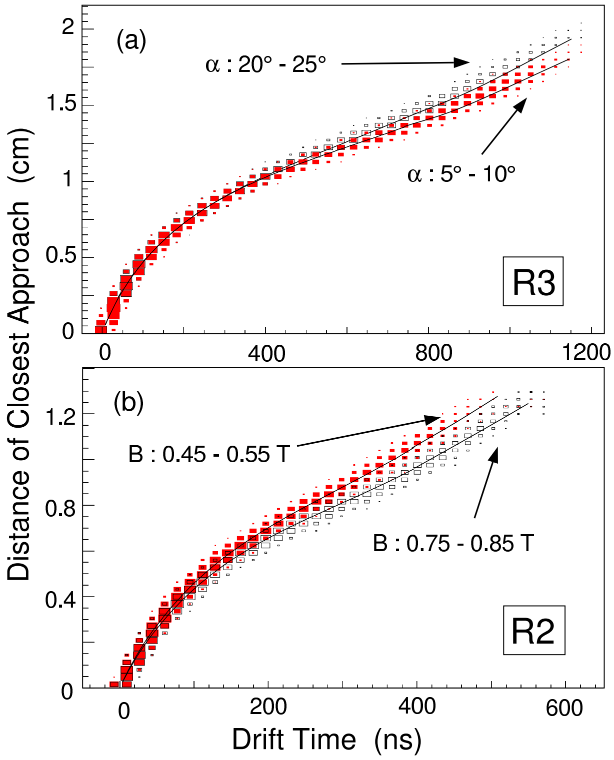

FIG. 1.2 – *Exemple de distributions DOCA en fonction de t_{drift} pour la région 3 (a) et pour la région 2 (b) et dépendence en α et B associée.*

La troisième difficulté tient au fait que la quantité $DOCA$ est biaisée puisqu'une première estimation de la relation temps-distance a été utilisée pour déterminer les trajectoires. C'est pourquoi l'étalonnage s'effectue par itération. Une fois l'ajustement réalisé, on reconstruit les données avec les constantes obtenues, puis on retrace $DOCA$ en fonction de t_{drift}, on effectue un nouvel ajustement et on détermine de nouvelles constantes, etc... L'itération est stoppée lorsque la quantité $RESI$ converge vers zéro. La figure 1.3 montre la distribution $RESI$ en fonction de $DOCA$ obtenu à la fin de l'étalonnage de l'enregistrement numéro 30583 de *e1-6*.

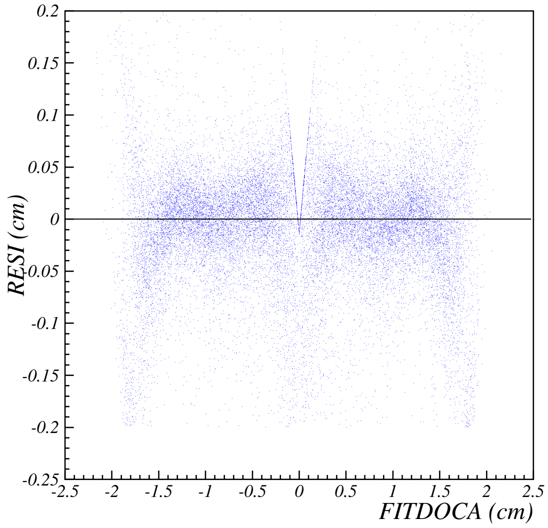

FIG. 1.3 – *Distribution $RESI$ en fonction de $DOCA$ pour l'enregistrement numéro 30583 après étalonnage (figure produite par Steven Morrow).*

Enfin, la fréquence de réétalonnage est dictée par les variations de la quantité t_{MAX} car cette dernière dépend sensiblement des conditions de température et de pression du gaz.

Etalonnage de la géométrie

La géométrie de chaque chambre à dérive est caractérisée par un ensemble de 6 paramètres de positionnement : 3 de translation et 3 de rotation. Ceux de translation (dx, dy, dz) donnent les déplacements des chambres dans les directions ($\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{z}$ [2]). Ceux de rotation (θ_x, θ_y, θ_z) donnent les rotations autour des axes ($\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{z}$). Les valeurs expriment des décalages par rapport à la position théorique des chambres. L'étalonnage de la géométrie des chambres à dérive, encore appelé alignement, consiste à trouver l'ensemble des paramètres qui décrit le mieux la position réelle des chambres.

Cet alignement est utile pour prendre en compte les distortions observées dans l'impulsion des particules mesurée. Ces distorsions ont en fait deux origines : le mauvais alignement des chambres, et la méconnaissance de la valeur du champ magnétique en tout point de l'espace. La procédure de détermination de l'alignement doit donc être indépendente de toute connaissance de l'impulsion des particules.

C'est pourquoi, comme mentionné partie II, chapitre 3, section 3.2, un enregistrement d'environ un million de traces rectilignes fut réalisé avec faisceau, sans champ magnétique et en cible vide durant le *run e1-6*. Les paramètres d'alignement des chambres furent

[2] $\vec{x}$ dans le plan moyen de chaque secteur et pointant radialement vers l'extérieur, $\vec{z}$ selon l'axe et dans la direction du faisceau, $\vec{y}$ tel que le repère ($\vec{x}$, $\vec{y}$, $\vec{z}$) soit direct.

déterminés en minimisant le χ^2 équation 1.3, ce dernier étant évalué à partir des traces rectilignes dans les 3 régions de chambre à dérive (voir étude complète dans la référence [Mor02a]).

$$\chi^2 = \sum_{traces}\sum_{hits} \frac{(DOCA_{trace,hit} - DIST_{hit})^2}{\sigma^2_{trace,hit} + \sigma^2_{hit}} \quad (1.3)$$

avec

- $DOCA$ et $DIST$ définis dans le paragraphe précédent,
- $\sigma^2_{trace,hit}$ l'incertitude sur la position de la trace,
- σ^2_{hit} l'incertitude sur le temps du hit.

Là encore, la qualité du nouvel alignement fut déterminée en examinant la quantité $RESI = DOCA - DIST$.

1.1.2 Scintillateurs de temps de vol

L'information recueillie par les photo-multiplicateurs présents aux deux extrémités de chaque scintillateur consiste en des impulsions électriques dont l'amplitude A est digitalisée dans un ADC et le temps d'arrivée T dans un TDC. L'étalonnage de ce système [Smi99] nécessite alors plusieurs étapes qu'il est important de réaliser dans un ordre précis. Ces étapes sont : la mesure des piédestaux des ADC, l'ajustement des gains des ADC, la conversion de A en énergie déposée, la conversion de T en unité de temps, la détermination de la correction *time-walk*, et enfin des décalages relatifs entre les différents TDC. Pour les réaliser, trois sources de données (lumière laser, rayonnement cosmique, faisceau) sont nécessaires ; l'option laser étant privilégiée lorsqu'il s'agit d'étudier les caractéristiques d'un seul compteur.

Etalonnage en amplitude

Bien que non mentionné auparavant, les scintillateurs peuvent être utilisés pour mesurer des pertes d'énergie à l'aide d'ADC montés sur les photo-multiplicateurs présents aux deux extrémités de chaque scintillateur. Cette mesure de perte d'énergie constitue un autre moyen indépendent de celui par temps de vol, d'identifier les particules de faible impulsion. Ce second moyen d'identification est notamment utile pour sélectionner les pions qui serviront à la détermination des décalages relatifs entre les TDC (voir paragraphe suivant).

Après la mesure des piédestaux, la première étape de l'étalonnage en amplitude est l'ajustement des gains des ADC. Cet ajustement est réalisé avec des muons du rayonnement cosmique en incidence normale en ajustant la haute tension des photo-multiplicateurs de sorte que les muons au minimum d'ionisation produisent un pic dans le canal ADC 600 après soustraction du piédestal.

Pour déterminer la conversion de A en énergie déposée, on commence par soustraire la valeur du piédestal P à A puis on renormalise le résultat par la réponse de muons cosmiques au minimum d'ionisation normalement incidents au centre des scintillateurs, dont on connait le dépôt d'énergie.

La figure 1.4 représente l'énergie perdue par les particules dans les scintillateurs en fonction de leur impulsion pour l'enregistrement 30583 du *run e1-6* avant et après étalonnage en amplitude. Après étalonnage, on y distingue la bande de pions, clairement séparée de celle des protons, caractérisée par une perte d'énergie indépendante de l'impulsion.

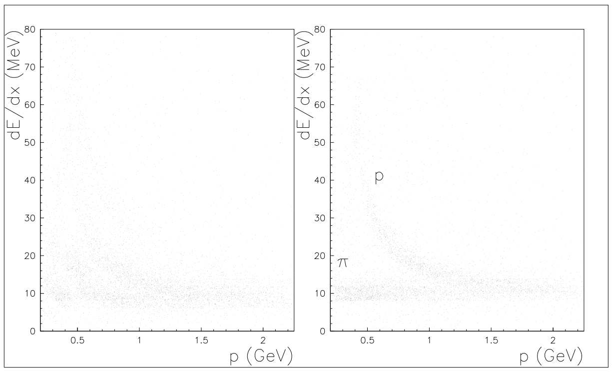

FIG. 1.4 – *Distributions de l'énergie perdue par les particules (pions et protons) dans les scintillateurs en fonction de leur impulsion pour l'enregistrement numéro 30583, secteur 2, avant (distribution de gauche) et après (distribution de droite) étalonnage.*

Etalonnage en temps

L'étalonnage en temps des scintillateurs est une étape cruciale pour l'identification des particules chargées, cette dernière étant effectuée par temps de vol.

La première étape de cet étalonnage consiste à déterminer les paramètres c_0, c_1 et c_2 de l'équation du second degré (équation 1.4) utilisée pour la conversion de T en unité de temps t (ns).

$$t = c_0 + c_1 T + c_2 T^2 \tag{1.4}$$

Pour cela, on utilise un laser avec lequel on envoie un signal pulsé simultanément à tous les photo-multiplicateurs avec un écart de temps connu entre le start et le stop des TDC. Puis l'opération est répétée plusieurs fois en augmentant l'écart de temps d'environ 2 ns à chaque fois. On obtient alors un ensemble de couples (T, t) sur lesquels on ajuste la fonction équation 1.4 en laissant varier les paramètres c_0, c_1 et c_2.

La correction *time-walk* est également déterminée à l'aide d'un laser dont on varie cette fois-ci la quantité de lumière envoyée au centre de chaque scintillateur. Grâce à ce dispositif, on peut mesurer l'amplitude et le temps pour des impulsions d'amplitudes différentes et obtenir ainsi la dépendance en A de T. Cette dépendance obtenue, le temps t est corrigé du *time-walk* de la manière suivante [Smi99] :

$$t_w = t - f_w\left(\frac{A-P}{V_T}\right) + f_w\left(\frac{600}{V_T}\right) \tag{1.5}$$

où

$$\begin{aligned} f_w(x) &= \frac{w_2}{x^{w_3}} \text{ si } x < w_0 \\ f_w(x) &= \frac{w_2}{w_0^{w_3}}(1+w_3) - \frac{w_2 w_3}{w_0^{w_3+1}} x \text{ si } x > w_0 \end{aligned}$$

et avec
- P la valeur du piédestal,
- V_T le canal correspondant à un seuil de discriminateur de 20 mV.

Enfin, afin de déterminer les décalages relatifs entre les différents TDC, on utilise comme référence de temps le temps RF t_{RF} indépendant des scintillateurs. Ainsi pour chaque scintillateur de chaque secteur, et pour chaque type de particule (électron[3], pion[4]) on calcule la quantité $t^{corr}_{SC_p}$ définie par :

$$t^{corr}_{SC_p} = MOD(t^{e,\pi}_{SC_p} + offset_{SC_p} - \frac{l^{e,\pi}}{v^{e,\pi}} - t_{RF}; 2,004) - \frac{2,004}{2} \tag{1.6}$$

avec
- $t^{e,\pi}_{SC_p}$ le temps mesuré par le $p$ième scintillateur,
- $offset_{SC_p}$ le décalage du $p$ième scintillateur par rapport au temps RF,
- $l^{e,\pi}$ la distance parcourue par l'électron, le pion, de la cible aux scintillateurs,
- $v^{e,\pi}$ la vitesse de l'électron, du pion.

Les décalages $offset_{SC_P}$ sont déterminés de telle sorte que la quantité $t^{corr}_{SC_p}$ soit centrée en zéro. La figure 1.5 montre l'état d'alignement de cette quantité en fonction du numéro de scintillateur pour l'enregistrement numéro 30921 avant et après étalonnage.

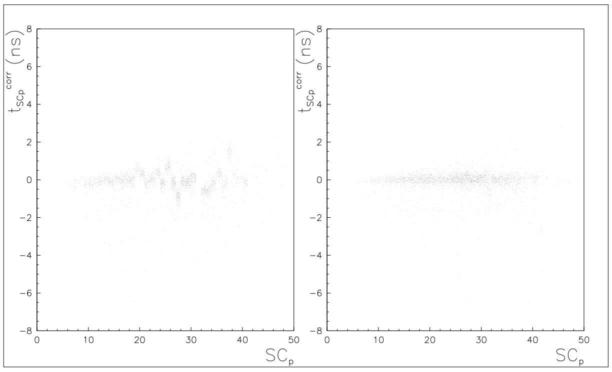

FIG. 1.5 – *Distributions $t^{corr}_{SC_p}$ en fonction du numéro de scintillateur SC_p pour les pions de l'enregistrement numéro 30921, secteur 1, avant (distribution de gauche) et après (distribution de droite) étalonnage.*

Pour finir, l'effet de l'étalonnage complet des scintillateurs sur la masse des particules reconstruites par temps de vol est montré figure 1.6. Après étalonnage, le pic des kaons apparait entre les pics des pions et des protons dont la résolution a aussi été améliorée.

[3]Les électrons sont identifiés d'après les signaux laissés dans les compteurs Čerenkov et les calorimètres électromagnétiques.

[4]Les pions sont identifiés d'après l'énergie perdue mesurée dans les scintillateurs ainsi que l'impulsion et la distance de vol mesurées par les chambres à dérive.

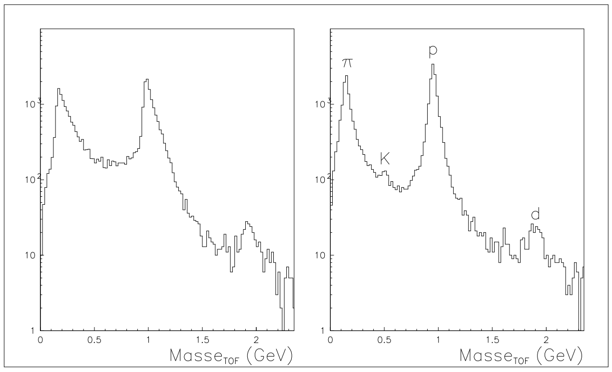

FIG. 1.6 – *Distributions de masse des particules chargées pour l'enregistrement numéro 30921 avant (distribution de gauche) et après (distribution de droite) étalonnage.*

Etalonnage de la géométrie

Tout comme pour les chambres à dérive, la géométrie des scintillateurs doit être connue précisément. Cette information est notamment importante pour le calcul de la distance de vol de la cible aux scintillateurs d'après la trajectoire dans les chambres à dérive.

Pour cela, on utilise les données du relevé de positionnement des appareils dans le Hall que l'on convertit en position relative des différents scintillateurs les uns par rapport aux autres et par rapport à la cible [Mut98].

1.1.3 Signal RF

L'étalonnage du temps RF consiste à établir une relation entre le signal RF qui est délivré par la machine CEBAF puis acheminé jusque dans le Hall par un cable qui fait près de 400 mètres de long, et les électrons qui font le tour de l'accélérateur avant de taper sur la cible et déclencher l'acquisition.

Sur la figure 1.7, on peut voir la distribution temps RF (t_{RF}) en fonction de la quantité t_{RF}^{corr} définie par

$$t_{RF}^{corr} = MOD(t_{vtx} - t_{RF}; 2,004) - \frac{2,004}{2}, \tag{1.7}$$

où t_{vtx} est le temps au vertex calculé à partir de l'électron diffusé et du temps de vol mesuré aux scintillateurs (voir partie II, section 2.3.2).

Dans chacun des 4 intervalles de variation distingués sur la figure 1.7, on paramétrise t_{RF}^{corr} par un polynôme de degré 3 :

$$t_{RF}^{corr} = c_0 + c_1 t_{RF} + c_2 t_{RF}^2 + c_3 t_{RF}^3 \tag{1.8}$$

Les paramètres c_0, c_1, c_2 et c_3 sont déterminés après un ajustement sur les données. Après étalonnage, la quantité t_{RF}^{corr} est centrée en zéro et ne dépend plus de t_{RF}, comme on peut le constater figure 1.7, distributions de droite.

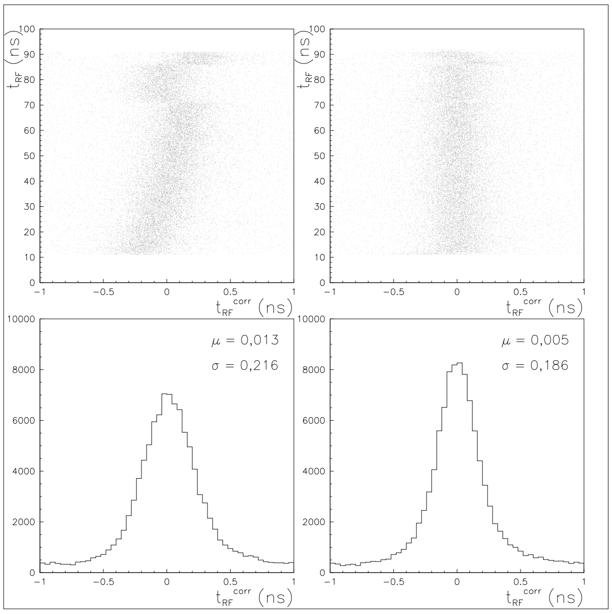

FIG. 1.7 – *Distributions t_{RF} en fonction de t_{RF}^{corr} et distributions t_{RF}^{corr} pour les électrons de l'enregistrement numéro 30921 avant (distributions de gauche) et après (distributions de droite) étalonnage.*

En fait, cet étalonnage doit être réalisé en interaction avec l'étalonnage en temps des scintillateurs car le calcul de t_{RF}^{corr} fait intervenir t_{vtx} déterminé à partir du temps de l'électron diffusé aux scintillateurs.

1.1.4 Compteurs Čerenkov

Tout comme les scintillateurs de temps de vol, l'information recueillie par les photomultiplicateurs placés sur les compteurs Čerenkov est constituée d'impulsions électriques dont l'amplitude A est digitalisée dans un ADC et le temps d'arrivée T dans un TDC. Néanmoins, l'information temps n'est pas utilisée par le programme de réduction des données brutes et la procédure d'étalonnage en temps est encore en cours de développement. Dans ce qui suit, nous ne décrirons donc que la procédure d'étalonnage en amplitude [Vla99].

L'étalonnage en amplitude des compteurs Čerenkov consiste à déterminer la conversion de A en nombre de photo-électrons. Pour cela, on utilise le bruit intrinsèque des photomultiplicateurs ce qui permet de générer des signaux à un photo-électron. Ensuite pour chaque photomultiplicateur on détermine la position en canaux du pic à un photo-électron par un ajustement gaussien sur la distribution en A après soustraction du piédestal. On est alors en mesure de déterminer pour chaque photomultiplicateur, le nombre de photo-électrons correspondant à un numéro de canal donné.

1.1.5 Calorimètres électromagnétiques

L'information recueillie par les calorimètres électromagnétiques est également constituée d'impulsions électriques d'amplitude A digitalisée dans un ADC et de temps d'arrivée T digitalisée dans un TDC. L'étalonnage des calorimètres électromagnétiques consiste à déterminer la conversion de A en énergie déposée, et celle de T en unité de temps.

Etalonnage en amplitude

L'étalonnage en amplitude est notamment important pour la détermination de l'énergie des particules neutres (voir annexe A.3).

Cet étalonnage dépend de trois facteurs correctifs dont le but est d'obtenir une réponse des calorimètres à un dépôt d'énergie fixe, indépendante de la position du signal. Ces facteurs sont :
- la fraction d'échantillonnage f [5],
- les longueurs d'atténuation λ de chaque bande de scintillateur,
- les gains G de chaque photomultiplicateur.

En tenant compte de ces facteurs correctifs, l'énergie totale reconstruite E_{tot} d'une particule ayant interagit dans un des calorimètres se calcule de la manière suivante :

$$E_{tot} = \sum_{s}^{2} \sum_{v}^{3} \sum_{n}^{N} E_n^{s,v}/f \tag{1.9}$$

avec

$$E_n^{s,v} = G(A - P)/e^{-x/\lambda} \tag{1.10}$$

où
- s désigne les parties *Inner* et *Outer*, v les vues U, V, W, n les numéros de bande de scintillateurs touchés et N le nombre total de scintillateurs touchés par la gerbe électromagnétique,
- P est la valeur du piédestal,
- x est la distance de l'impact de la particule au photomultiplicateur.

La détermination des paramètres f, G et λ s'effectue en deux étapes.

La première consiste à déterminer G et λ pour chaque photomultiplicateur individuellement avec des muons cosmiques. Pour cela on utilise un système de déclenchement spécial avec un seuil égal à un 0,1 fois l'énergie de particules au minimum d'ionisation et demandant un signal dans les deux parties *Inner* et *Outer*. Ensuite on effectue une coupure pour sélectionner une cellule (u,v,w) afin de ne regarder qu'un seul photomultiplicateur. Il faut environ 12 heures d'enregistrement de muons cosmiques pour obtenir le nombre raisonable de 100 événements par cellule. Un ajustement exponentiel sur les distributions

[5] La fraction d'échantillonnage est la fraction d'énergie de la gerbe électromagnétique déposée dans le calorimètre réellement détectée. Cette quantité dépend des caractéristiques du "sandwich" de scintillateurs plastiques/plaques de plomb. Elle est de l'ordre de 0,25.

A en fonction de x pour chaque sélection de cellule permet d'extraire G et λ pour chaque photomultiplicateur.

La seconde étape consiste à déterminer f (et à confirmer les valeurs trouvées pour G et λ) en faisceau. Pour cela on utilise les électrons dont on connait l'énergie de par l'impulsion p donnée par les chambres à dérive. f est donné par le rapport E_{tot}/p comme illustré figure 1.8.

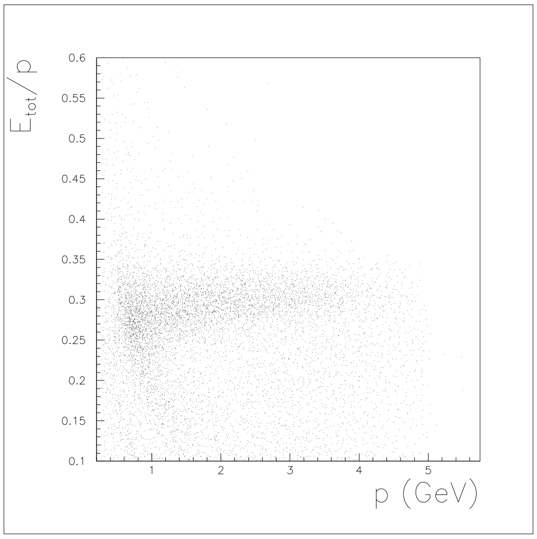

FIG. 1.8 – *Distribution E_{tot}/p en fonction de p pour les électrons de l'enregistrement numéro 30921.*

Etalonnage en temps

Bien que non mentionné partie II, chapitre 2, section 2.4.2 car non utilisé pour l'analyse de la présente thèse, les calorimètres électromagnétiques sont également employés pour la détection des particules neutres avec une efficacité de 100% pour les photons et une efficacité inférieure ou égale à 60% pour les neutrons [6]. La séparation photon/neutron s'effectue par temps de vol (voir annexe A.3), ce qui nécessite d'avoir une bonne résolution en temps des calorimètres électromagnétiques, d'où un bon étalonnage en temps.

Le temps aux calorimètres t_{HitEC} est modélisé de la manière suivante en fonction de T et A :

$$t_{HitEC} = a_0 + a_1 T + a_2 \frac{1}{\sqrt{A}} + a_3 l_i^2 + a_4 l_i^4 - \frac{l_i}{v} \tag{1.11}$$

avec a_0, a_1, a_2, a_3 et a_4 paramètres, l_i distance du point d'impact au photomultiplicateur comme illustré figure 1.9 et v vitesse de propagation de la lumière dans la bande de scintillateur. Le premier terme de cette équation (a_0) correspond aux constantes de temps dues aux cables, *etc...* Le second (a_1) correspond à la conversion de T en unité de temps.

[6]L'efficacité de détection des neutrons augmente linéairement de 5% à 0,6 GeV/c jusqu'à 55% à 1,8 GeV/c puis sature à 60% au dessus de 2 GeV/c [Mec02].

Le troisième (a_2) constitue la correction *time-walk*. Les quatrième et cinquième termes (a_3 et a_4) correspondent à la correction provenant de l'atténuation de la lumière dans les scintillateurs.

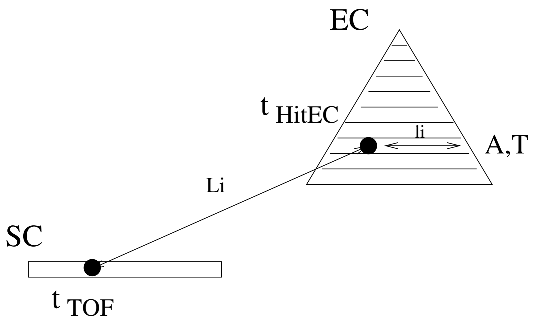

FIG. 1.9 – *Schéma du chemin d'un électron des scintillateurs de temps de vol (SC) jusqu'au calorimètre (EC) puis jusqu'aux photomultiplicateurs et variables associées.*

L'étalonnage en temps des calorimètres électromagnétiques consiste à déterminer les paramètres a_i tube[7] par tube. Pour cela on utilise le temps mesuré par les scintillateurs de temps de vol t_{TOF} comme référence, et on cherche à minimiser tube par tube la quantité ΔT pour les électrons (voir figure 1.9) :

$$\Delta T = \Delta t_{modèle} - \Delta t_{réel} = (t_{HitEC} - t_{TOF}) - \frac{L_i}{c} \tag{1.12}$$

L'effet de cet étalonnage est montré figure 1.10 sur la distribution ΔT pour les électrons de l'enregistrement numéro 30921 secteur 1. Après étalonnage (spectre de droite), la distribution est centrée en zéro et sa largeur à mi-hauteur est plus étroite.

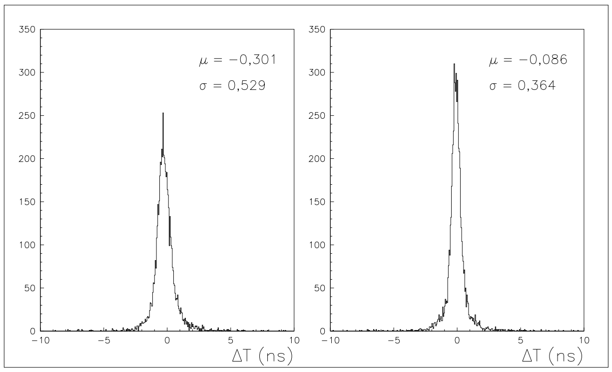

FIG. 1.10 – *Distribution ΔT pour les électrons de l'enregistrement numéro 30921, secteur 1, avant (distribution de gauche) et après (distribution de droite) étalonnage.*

[7]Un tube est défini par un secteur, une vue et un numéro de bande de scintillateur.

1.1.6 Base de données

L'étalonnage des différents détecteurs précédemment décrit est typiquement réalisé sur un ou deux enregistrements donnés. Les constantes d'étalonnage obtenues sont stockées détecteur par détecteur, système par système (ADC, TDC, géométrie, *etc*) et sous-système par sous-système (numéro de PM, *etc*) dans une base de données [Ava01]. Dans cette base de données, les informations sont classées par numéro d'enregistrement, ce qui permet de corriger les données enregistrement par enregistrement avec des constantes d'étalonnage qui peuvent être différentes.

1.2 Réduction des données du *run e1-6*

La réduction des données de CLAS s'effectue traditionnellement en deux phases. Au cours de la première phase (appelée *pass 0*), on affecte les constantes d'étalonnage précédemment établies à tous les enregistrements du *run*, et on réduit avec cette condition une fraction des données (environ 10%). Ceci permet de vérifier la stabilité dans le temps de ces constantes d'étalonnage et de déterminer éventuellement les endroits où il est nécessaire de refaire un étalonnage. La seconde phase (appelée *pass 1*) consiste quant à elle à réduire la totalité des données, corrigées enregistrement par enregistrement avec les éventuelles nouvelles constantes d'étalonnage, pour être analysées.

1.2.1 Phase I

La première phase de réduction des données du *run e1-6* permit d'identifier les périodes d'enregistrement pour lesquelles il était nécessaire de refaire l'étalonnage.

La figure 1.11 montre par exemple l'évolution du décalage et de la résolution de la grandeur t_{vtx}^{corr} (équation 1.7) en fonction des enregistrements pour la période 2. On y distingue trois décrochements : le premier dans la distribution de la résolution autour de l'enregistrement numéro 31060, les deux autres dans la distribution du décalage autour des enregistrements 31000 et 31100.

Ces décrochements signifient que les constantes d'étalonnage avec lesquelles les enregistrements ont été réduits ne sont pas appropriées et qu'elles doivent être retrouvées. Le réétalonnage du temps RF au cours d'un même *run* est relativement fréquent. En effet, la phase du signal (longueur du fil) peut légèrement changer en fonction des conditions extérieures et donc l'ensemble de la distribution peut être déplacée au gré des conditions atmosphériques. Par ailleurs, selon l'énergie du faisceau, le nombre de tours des électrons dans l'anneau varie et la relation 1.8 peut changer.

De même, il fut nécessaire de réétalonner en temps les chambres à dérive, les scintillateurs de temps de vol et les calorimètres électromagnétiques pour des enregistrements çà et là. Ceci s'explique par la présence de périodes de maintenance au cours desquelles des interventions dans le hall et donc sur les détecteurs peuvent avoir lieu.

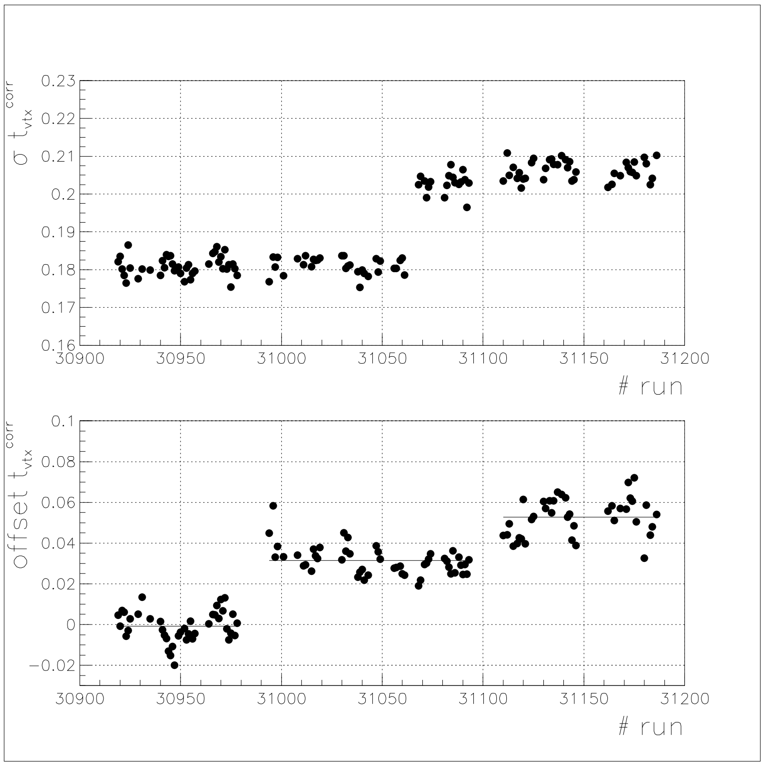

FIG. 1.11 – *Résolution (graphique du haut) et décalage (graphique du bas) de la quantité t_{vtx}^{corr} en fonction des enregistrements de la période 2 à l'issue de la pass 0.*

1.2.2 Phase II

Les nouvelles constantes d'étalonnage obtenues après la première phase furent entrées dans la base de données pour les enregistrements concernés et les données réduites à nouveau, en totalité cette fois.

On peut vérifier sur la résolution et le décalage de la grandeur t_{vtx}^{corr} l'efficacité du réétalonnage du temps RF (voir figure 1.12).

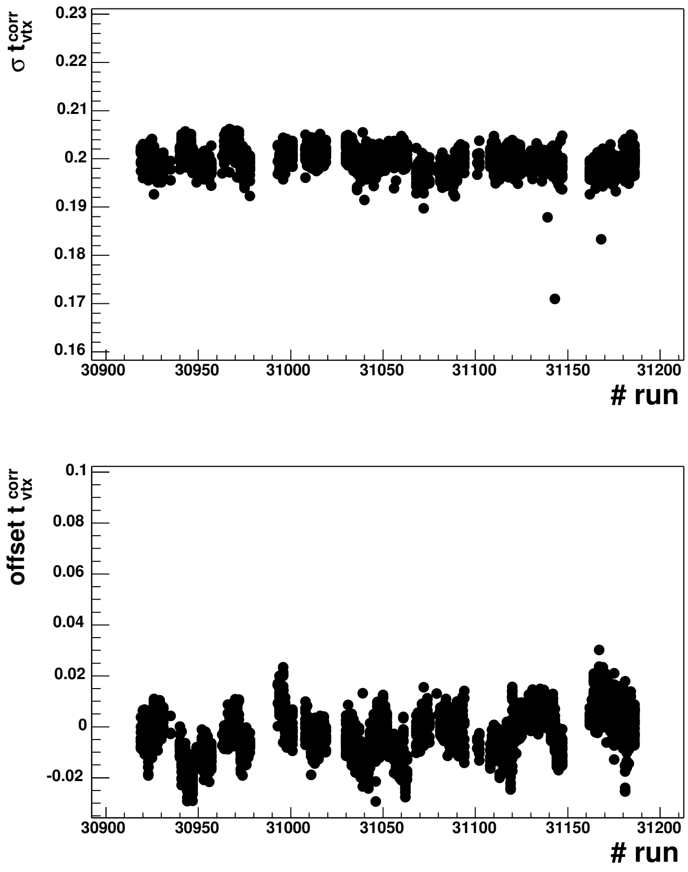

FIG. 1.12 – *Résolution (graphique du haut) et décalage (graphique du bas) de la quantité* t_{vtx}^{corr} *en fonction des enregistrements de la période 2 à l'issue de la pass 1.*

Chapitre 2

Identification du canal $e^- p \to e^- p\omega$

Comme déjà indiqué, le ω est une particule instable, qui se désintègre principalement en $\pi^+\pi^-\pi^0$ (rapport d'embranchement = 88,8%). Pour identifier le canal $e^- p \to e^- p\omega$, il faut identifier l'électron diffusé, le proton de recul, et un ou deux pions chargés, puis utiliser la technique de la masse manquante. Au cours de la réduction des données, une première identification des particules est effectuée. Cependant, l'identification de l'électron est assez grossière et celle des hadrons chargés perfectible.

Dans ce chapitre, sont détaillées les coupures d'identification de l'électron diffusé ainsi que celles des hadrons chargés définies pour l'analyse des données du *run e1-6*. Dans la dernière section, l'identification du canal $e^- p \to e^- p\omega$ par la technique de masse manquante est présentée.

2.1 Identification de l'électron diffusé

L'échantillon de traces auxquelles on s'intéresse est constitué des premières traces, supposément les électrons déclencheurs, des événements avec un bit de déclenchement allant de 1 à 6 (voir partie II, chapitre 2, section 2.6).

Parmi ces traces, on sélectionne celles dont la variable *id* égale 11, c'est-à-dire celles qui ont été identifiées comme des électrons à la réduction des événements. Les traces '*id*=11' représentent environ 50% des événements (cette fraction est faible par rapport aux *runs* précédents de CLAS du fait de la grande énergie du faisceau utilisée pour le *run e1-6*). Une trace négative est premièrement identifiée comme un électron si elle a laissé un signal dans les chambres à dérive, les compteurs Čerenkov et a produit une gerbe électromagnétique dans les calorimètres (voir annexe A.2). Néanmoins, cette identification inclut les traces fortuites ne provenant pas d'une interaction ayant eu lieu dans la cible, celles ayant interagi dans des zones de détecteurs où l'efficacité n'est pas très bien connue, celles de pions mal identifiées en électrons, etc... Toutes ces "mauvaises" traces pourraient fausser l'identification des canaux et la normalisation ou ne pas être bien reproduites par la simulation pour le calcul d'acceptance ; il convient donc de les rejeter. C'est pourquoi il est nécessaire d'effectuer des coupures de selection plus fines, détaillées par nature, ci-après.

Coupures des traces fortuites

- *Coupure de statut :*

On effectue une coupure *status* > 0, afin de rejeter les particules qui ont seulement passé le premier niveau de la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive (HBT) et non le second (TBT) et donc de ne garder que celles pour lesquelles la résolution en impulsion est bonne (voir annexe A.3 pour la définition des variables).

- *Coupure z vertex :*

Une coupure sur la position du vertex le long de l'axe z est nécessaire afin de rejeter les électrons qui proviennent de la fenêtre d'isolation de la cible en CEREX/Aluminium-Mylar située 2 cm après celle-ci dans le sens du faisceau (figure 2.1).

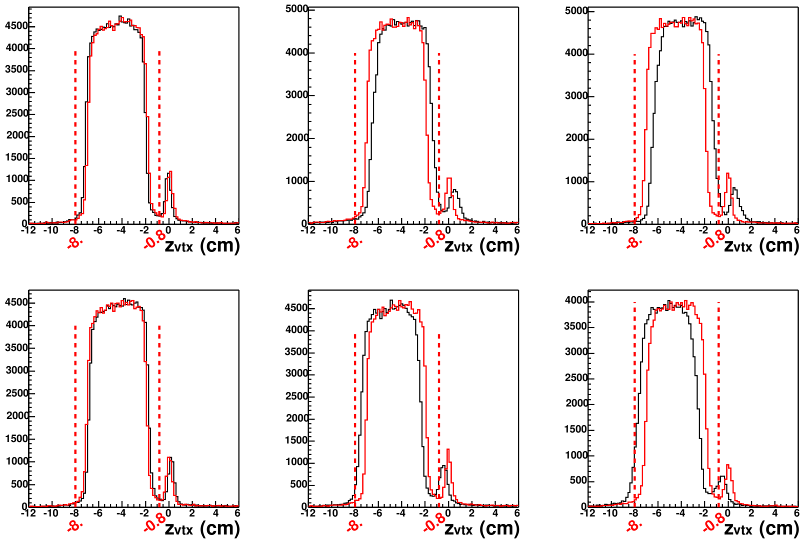

FIG. 2.1 – *Distributions Z_{vtx} des traces 'id=11' pour les 6 secteurs avant (trait noir) et après (trait rouge) correction de la position de la cible. Les coupures effectuées sont représentées en pointillés.*

Le programme de réduction des données détermine la position du vertex selon z, Z_{vtx}, en supposant le faisceau centré sur la cible et la cible centrée en x et y. Or si le faisceau était bien centré sur la cible durant le *run*, la cible elle n'était pas tout à fait située en x=y=0. Ceci peut se voir en regardant les distributions X_{vtx} et Y_{vtx} pour les événements de la fenêtre d'isolation : la cible était située en X_{tgt}=0,090 cm et Y_{tgt}=-0,345 cm (figure 2.2).

Ceci implique que les distributions Z_{vtx} ne sont pas tout à fait les mêmes selon les 6 secteurs. C'est pourquoi avant d'effectuer une coupure sur cette variable, on la corrige de la position de la cible. Le résultat est donné figure 2.1. On peut remarquer ici que la cible n'est pas exactement centrée en -4 cm comme mentionné sur les dessins des ingénieurs. La coupure appliquée est alors : -8. cm $\leq Z_{vtx} \leq$ -0.8 cm.

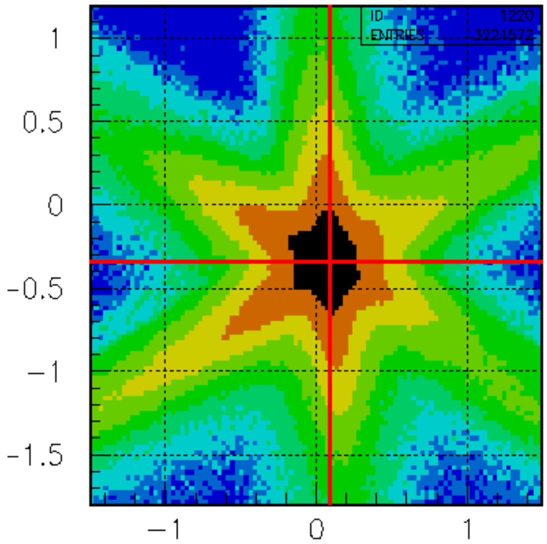

FIG. 2.2 – *Distribution Y_{vtx} en fonction de X_{vtx} au niveau de la fenêtre d'isolation de la cible. On en déduit que cette dernière se trouvait en X = 0,090 cm et Y = -0,345 cm (figure produite par Valeri Koubarovski).*

Coupures des zones de détection inefficaces

• *Coupure en impulsion :*

L'électronique des calorimètres électromagnétiques fournit au système de déclenchement de l'acquisition un signal proportionnel à l'énergie déposée dans chaque secteur. L'établissement d'un seuil de déclenchement permet de sélectionner les événements correspondants à une énergie minimum. Pour un seuil donné, le spectre des électrons devrait être coupé à l'énergie correspondante. Néanmoins, à cause des fluctuations d'amplitude de la réponse des calorimètres, cette coupure n'est pas franche et la véritable énergie est biaisée.

Pour cette raison, la coupure minimale à appliquer à l'énergie de l'électron en fonction du seuil de déclenchement afin de ne pas avoir de distortions a été étudiée [Egi99]. Cette coupure minimale est obtenue par la formule suivante :

$$EEC\ (\text{MeV}) = 214 + 2,47 \times EC_{threshold}\ (\text{mV}) \tag{2.1}$$

Pour le *run e1-6*, le seuil de déclenchement a été fixé à 175 mV (tableau 3.1), ce qui correspond à 646 MeV. Nous avons choisi de placer la coupure légérement plus haut, à 800 MeV, et de l'appliquer à l'impulsion de l'électron car cette dernière est connue avec une meilleure résolution que son énergie. Ce choix sera justifié dans le dernier paragraphe de la présente section : à faible impulsion, l'identification des électrons par les compteurs Čerenkov n'est en effet pas fiable. Par ailleurs, les corrections radiatives sont d'autant plus importantes que l'impulsion de l'électron est faible, ce qui le justifie doublement.

• *Coupures fiducielles*[1] *Čerenkov :*

Des coupures fiducielles Čerenkov sont définies afin d'exclure les zones où l'efficacité de détection des compteurs Čerenkov est faible. Ces zones sont situées en bordures de secteurs. En effet, l'efficacité de collection de la lumière Čerenkov décroît lorsque l'on se rapproche des bords des miroirs.

Ces coupures portent sur l'angle φ en fonction de θ dont une représentation est donnée figure 2.3. On y distingue les six secteurs entrecoupés de zones d'acceptance nulles engendrées par les bobines supraconductrices.

Pour les déterminer, on regarde les distributions en φ pour différentes tranches en θ et en p, et on examine l'endroit où le nombre de coups commence à chuter. L'ensemble de ces repères est ensuite utilisé pour ajuster les paramètres C_1, C_2, C_3, C_4, α et p_{shift} des coupures suivantes :

$$\begin{aligned} \theta &\geq \theta_{cut},\ \theta_{cut} = C_1 + \frac{C_2}{(p + p_{shift})} \\ |\varphi_S| &\leq C_4 \sin(\theta - \theta_{cut})^{C_3 p^{\alpha}} \end{aligned} \tag{2.2}$$

où φ_S est l'angle azimutal rapporté au centre du secteur.
Ces formules sont les formules consacrées pour les coupures fiducielles utilisées à chaque *run*. Seuls les paramètres changent. Pour le *run e1-6*, on a déterminé [Par02] : $C_1 = 12°$, $C_2 = 18{,}5°/\text{GeV}$, $C_3 = 0{,}25\ \text{GeV}^{-\alpha}$, $C_4 = 25°$, $\alpha = 0{,}416667$ et $p_{shift} = 0{,}14$ GeV.

Le résultat est présenté figure 2.3. Ces coupures sont celles qui coupent le plus d'électrons.

• *Coupures fiducielles calorimètre :*

Contrairement aux compteurs Čerenkov, les calorimètres électromagnétiques sont efficaces partout. Néanmoins, si une particule interagit trop près d'un bord d'un calorimètre (à moins de 10 cm environ), la gerbe électromagnétique produite n'est pas complétement contenue dans celui-ci et l'énergie totale mesurée n'est donc pas l'énergie réelle de la particule. Il convient alors de couper les zones en bordure des calorimètres électromagnétiques afin d'avoir pleinement confiance sur l'énergie mesurée.

Ces coupures portent sur les coordonnées locales U_{EC}, V_{EC} et W_{EC} des calorimètres, obtenues à partir des coordonnées globales X_{EC} et Y_{EC}. Les distributions U_{EC}, V_{EC} et W_{EC} sont montrées figure 2.4.

En bordure de chacune de ces distributions, on observe une chute du nombre de coups indiquant l'endroit où placer la coupure. On effectue alors les coupures suivantes : $U_{EC} \geq 40$, $V_{EC} \leq 360$ et $W_{EC} \leq 390$. On peut vérifier sur la distribution Y_{EC} en fonction de X_{EC} figure 2.4 que ces coupures éliminent bien une bande d'environ 10 cm aux bords des calorimètres.

[1]On désigne par "fiducielles" des coupures géométriques qui permettent d'exclure des zones où la détection du spectromètre CLAS n'est pas fiable ou faiblement efficace.

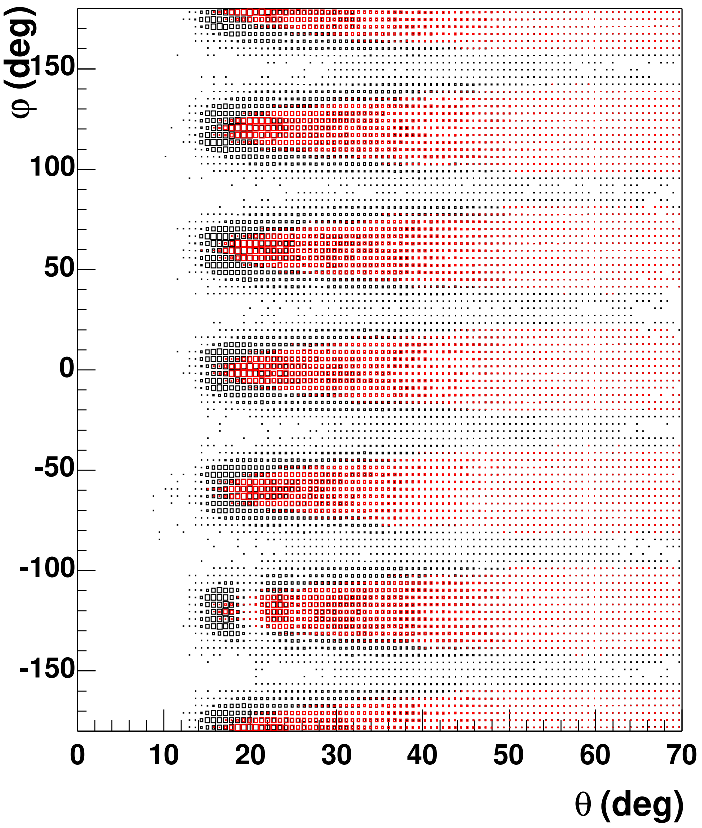

FIG. 2.3 – *Distribution φ en fonction de θ des traces 'id=11' avant (points noirs) et après (points rouges) les coupures fiducielles Čerenkov.*

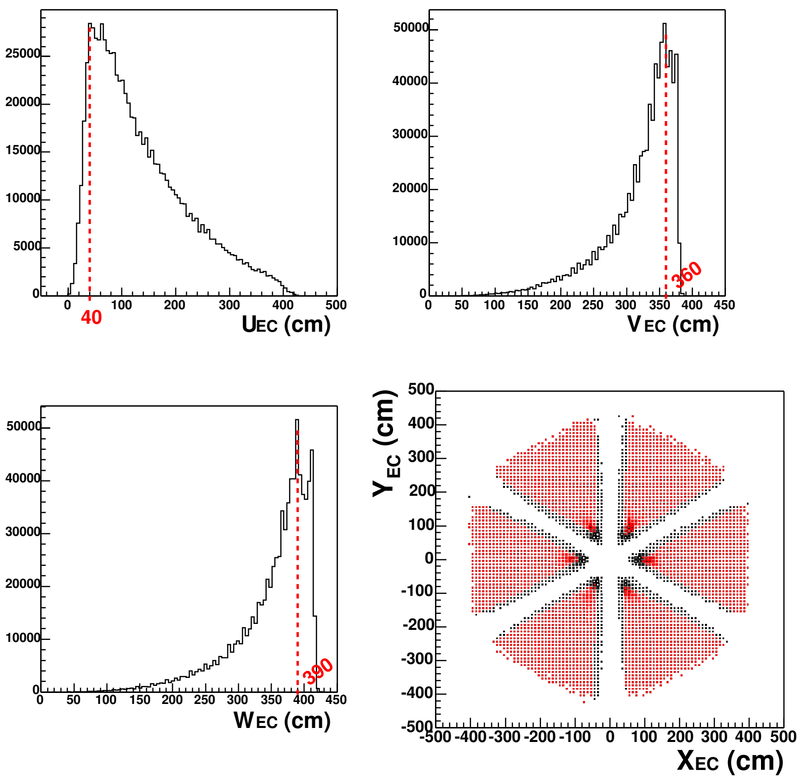

FIG. 2.4 – *Distributions U_{EC}, V_{EC} et W_{EC} des traces 'id=11' et coupures fiducielles appliquées. En bas à droite, distribution Y_{EC} en fonction de X_{EC} pour les traces 'id=11' avant (points noirs) et après (points rouges) coupures fiducielles calorimètre.*

Coupures des pions mal identifiés en électrons

- *Coupure E_{IN} :*

Les pions détectés dans CLAS sont au minimum d'ionisation. Ils perdent alors une fraction d'énergie constante par épaisseur de matériau scintillant traversé, environ 2 MeV/cm. Or l'épaisseur active de la partie *Inner* vaut 15 cm, ce qui fait une perte d'énergie de près de 30 MeV. De même, l'épaisseur active de la partie *Outer* vaut 24 cm, ce qui fait une perte d'énergie d'environ 48 MeV. La figure 2.5 montre l'énergie déposée par les traces '*id* =11' dans la partie *Outer* des calorimètres en fonction de celle déposée dans la partie *Inner*. Comme la petite tâche que l'on distingue à $E_{IN} \approx 30$ MeV et $E_{OUT} \approx 50$ MeV en témoigne, il existe des pions mal identifiés en électrons.

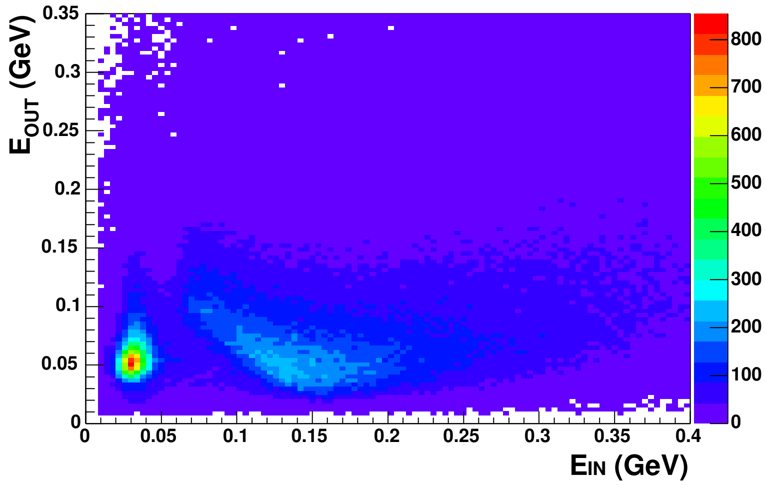

FIG. 2.5 – *Distribution E_{OUT} en fonction de E_{IN} des traces 'id=11'. A gauche dans la figure la signature des pions, à droite le signal des électrons.*

Une coupure $E_{IN} \geq 60$ MeV élimine cette contamination de pions. La valeur de cette coupure a été choisie en étudiant la distribution E_{IN} des pions négatifs identifiés par temps de vol (figure 2.6).

- *Coupure E_{TOT}/p :*

Une sélection plus précise des électrons dans les calorimètres électromagnétiques est possible en se rappelant que le dépôt d'énergie d'un électron y est proportionnel à son impulsion. Cette dépendance est illustrée sur l'histogramme de gauche figure 2.7 où l'on voit clairement la bande d'électrons à sélectionner. On peut noter ici que le coefficient de proportionalité entre p et E_{TOT} n'est pas 1 comme il se devrait mais de l'ordre de 0,25. Ceci s'explique par le fait que l'énergie déposée par une particule dans un des calorimètres n'est pas entièrement mesurée. En effet, la majeure partie de la perte d'énergie a lieu dans les couches de plomb qui ne sont pas lues par les photomultiplicateurs.

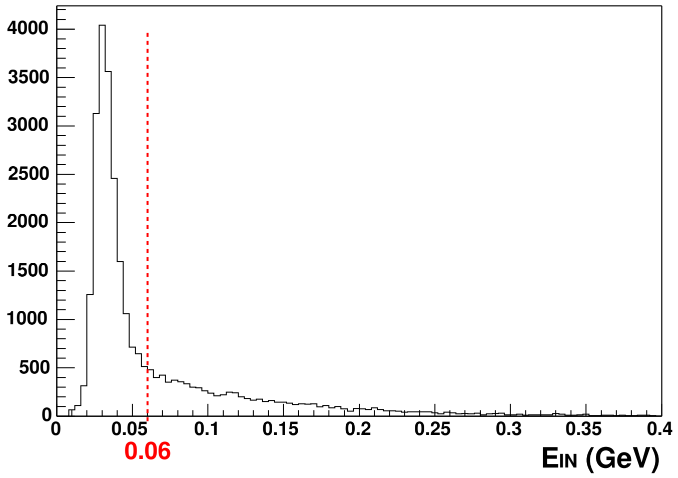

FIG. 2.6 – *Distribution E_{IN} des pions négatifs identifiés par temps de vol. Le trait en pointillé correspond à la coupure appliquée aux traces 'id=11' afin d'éliminer la contamination des pions.*

L'histogramme de droite de la même figure montre qu'il y a une légère dépendance du rapport E_{TOT}/p en fonction de p. C'est pourquoi il a été décidé d'appliquer une coupure dépendant de p, définie par [Kou02] :

$$\left| \frac{E^*_{TOT}}{p} - \mu \right| \leq 2,5 \times \sigma \tag{2.3}$$

avec :
- $E^*_{TOT} = MAX(E_{TOT}, E_{IN} + E_{OUT})$
- $\mu = 0.25069 + 0.042727 \times p - 0.011320 \times p^2 + 0.0010782 \times p^3$
- $\sigma = \sqrt{\left(\frac{0.0303}{\sqrt{p}}\right)^2 + 0.007761^2}$

et représentée sur la figure 2.7.

Dans l'expression précédente, E^*_{TOT} est défini par le maximum entre E_{TOT} et $E_{IN} + E_{OUT}$ (associés à la trace '*id*=11'). Cette petite manipulation a pour but d'éviter de confondre l'électron avec un photon de radiation qui va dans la même direction. En effet, dans ce cas il y a deux points d'impact très proches dans la partie *Inner*, deux autres dans la partie *Outer* et deux dans la totalité. Il se peut alors que le programme de réduction des données associe le mauvais E_{TOT} (celui du photon) au couple E_{IN}, E_{OUT} de l'électron ou vis et versa. Sachant que l'électron doit déposer plus d'énergie que le photon de radiation, la prescription définie plus haut permet de résoudre ce problème.

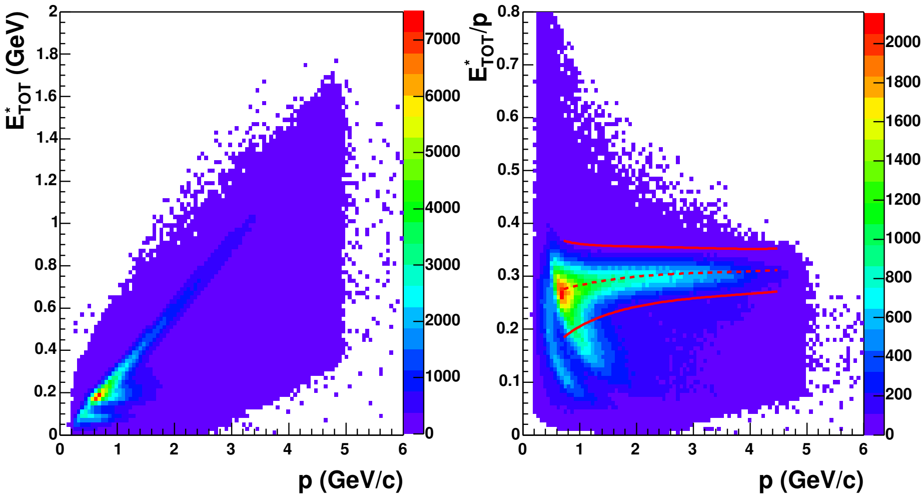

FIG. 2.7 – *Distributions de l'énergie totale mesurée par les calorimètres en fonction de l'impulsion pour les traces 'id=11' et coupure appliquée pour sélectionner les électrons.*

- *Coupure Čerenkov :*

Une ultime coupure sur le nombre de photo-électrons, $Nphe$, créés dans les compteurs Čerenkov, est nécessaire pour discriminer les pions des électrons. En dehors du signal typique des électrons dans de tels compteurs, une distribution de Poisson centrée autour de 9-10 photo-électrons, on distingue un important pic autour d'un photo-électron (figure 2.8).

Les pions ne sont pas censés produire un signal dans les compteurs Čerenkov au dessous de 2,5 GeV/c. Au dessus de cette impulsion, le signal laissé par les pions est également une distribution de Poisson centrée autour de 5-6 photo-électrons. Le signal direct des pions ne peut donc pas être à l'origine du pic à un photo-électron observé. On interprète alors ce pic comme provenant d'un signal indirect des pions. Les pions peuvent en effet générer des électrons δ par diffusion sur les électrons du cortège électronique du gaz constituant. Ces derniers, de faible énergie, peuvent alors engendrer un signal d'un ou deux photo-électrons.

Pour s'assurer que les événements provenant du pic à un photo-électron sont bien des événements non physiques, on regarde leur contribution dans le spectre de la masse manquante au carré du système $e^-p\pi^+$ (figure 2.9). Sur cette figure, alors que les événements pour lesquels $Nphe{\times}10 \geq 25$ donnent un pic à la masse carrée du pion et un continuum au dessus de deux fois la masse du pion au carré, on constate que les événements pour lesquels $Nphe{\times}10 < 25$ donnent une distribution non physique. De ce fait, on applique la coupure $Nphe{\times}10 \geq 25$.

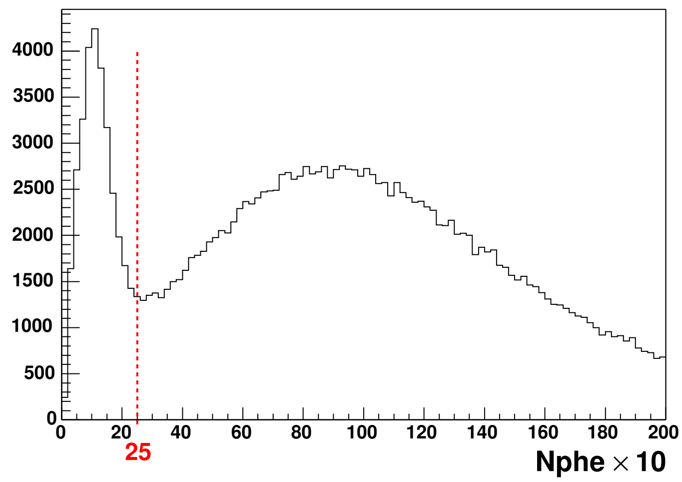

FIG. 2.8 – *Distribution Nphe×10 pour les traces 'id=11' après toutes les coupures décrites précédemment. La coupure effectuée est représentée en pointillés.*

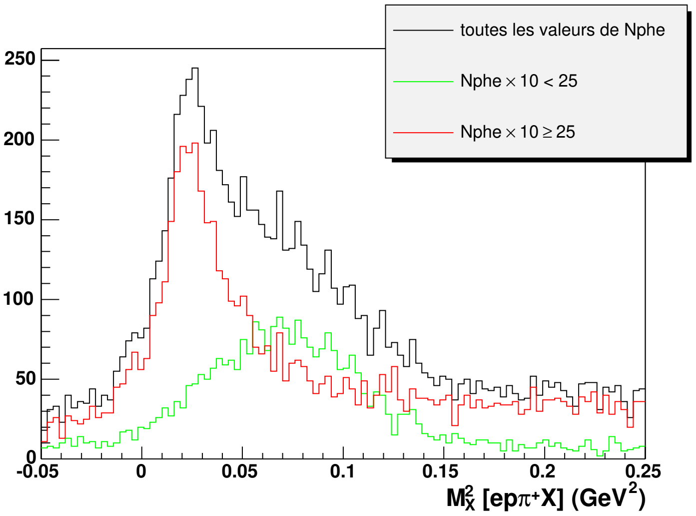

FIG. 2.9 – *Distributions en masse manquante carrée du système $e^-p\pi^+$ pour différentes coupures sur Nphe : pas de coupure (trait noir), Nphe×10<25 (trait vert) et Nphe×10≥25 (trait rouge).*

L'ensemble des coupures d'identification de l'électron diffusé effectuées ainsi que le pourcentage des particules acceptées après chaque coupure sont résumés dans le tableau 2.1.

Coupures d'identification	**Particules acceptées (%)**
Coupures des traces fortuites	
- Statut	87
- z vertex	85
Coupures des zones de détection inefficaces	
- Impulsion	75
- Fiducielles Čerenkov	48
- Fiducielles calorimètres	58
Coupures des pions mal identifiés en électrons	
- E_{IN}	78
- E_{TOT}/p	60
- $Nphe$	58
Toutes les coupures	17

TAB. 2.1 – *Résumé des coupures d'identification des électrons.*

2.2 Identification des hadrons chargés

L'échantillon de traces auxquelles on s'intéresse ici est constitué des traces chargées '$id \neq 0$' des événements pour lequels un bon électron diffusé a été identifié selon la méthode décrite section 2.1.

Coupures des traces fortuites

• *Coupure de statut :*

De même que pour l'identification de l'électron diffusé, on effectue une coupure sur le statut des traces : $status > 0$.

• *Coupure z vertex :*

Une fois les événements contenant un bon électron diffusé identifiés, les distributions Z_{vtx} des hadrons chargés ne présentent pas de petit pic à zéro du à la fenêtre d'isolation de la cible. Celui-ci a été éliminé par la coupure z vertex d'identification des électrons.

En revanche, il convient de couper les queues de distribution relativement longues, dépassant largement le domaine de la cible (figure 2.10). On applique donc la coupure : -12. cm $\leq Z_{vtx} \leq$ 4. cm.

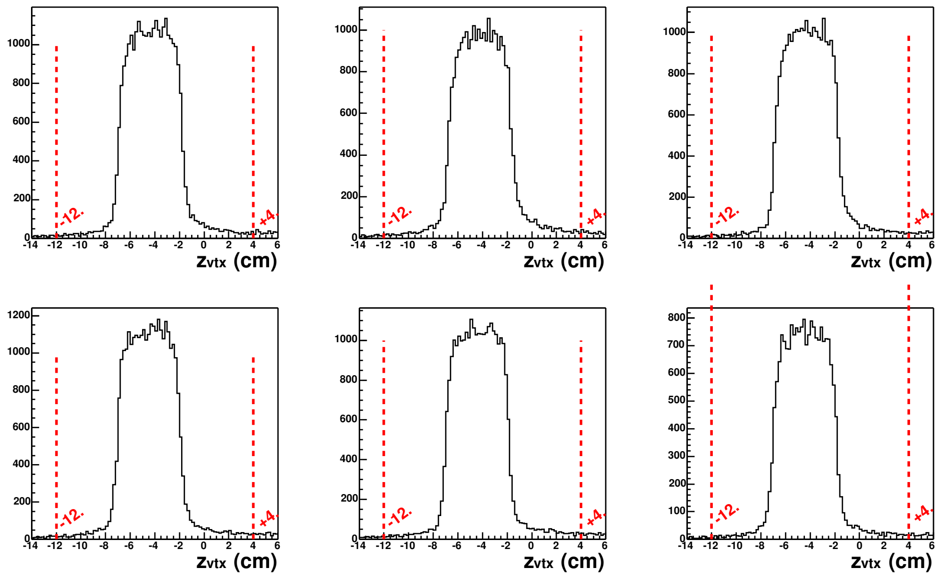

FIG. 2.10 – *Distributions Z_{vtx} des hadrons chargés pour les 6 secteurs après correction de la position de la cible. Les traits en pointillés représentent les coupures effectuées.*

Coupures des zones de détection inefficaces

En ce qui concerne les hadrons, les zones de détection inefficaces se limitent aux ombres des bobines comme on peut le voir figure 2.11.

Les coupures appliquées sont de la forme :

$$\varphi_{min}[S] \leq \varphi_S \leq \varphi_{max}[S] \tag{2.4}$$

avec :

- S le secteur
- $\varphi_{min}[S] = -a_{0m}[S] \times \left(1 - e^{-a_{1m}[S]\times(\theta - a_{2m}[s])}\right) + a_{3m}[s]$
- $\varphi_{max}[S] = -a_{0p}[S] \times \left(1 - e^{-a_{1p}[S]\times(\theta - a_{2p}[s])}\right) + a_{3p}[s]$

Les paramètres extraits pour les données de *e1-6* sont listés dans le tableau 2.2 [Dor02]. Ils sont déterminés par un ajustement des fonctions $\varphi_{min}[S]$ et $\varphi_{max}[S]$ sur l'histogramme φ en fonction de θ. On vérifie ensuite pour chaque type de particule (p, π^+, π^-) sélectionnée comme décrit paragraphe suivant, et pour des bins en θ que la distribution en φ est propre. L'effet de ces coupures est visible figure 2.11.

Coupures de sélection des p, π^+ et π^-

La sélection des p, π^+ et π^- se fait par mesure du temps de vol et de l'impulsion. A partir de ces deux quantités, on peut estimer la grandeur vitesse normalisée à c, β, de deux manières différentes :

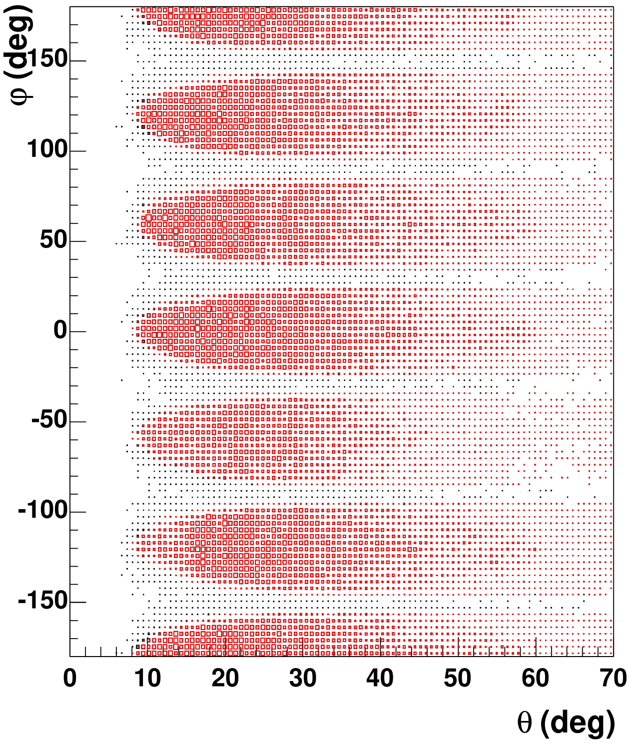

FIG. 2.11 – *Distribution φ en fonction de θ des hadrons chargés avant (points noirs) et après (points rouges) coupures géométriques.*

S	$a_{0p}[S]$	$a_{1p}[S]$	$a_{2p}[s]$	$a_{3p}[s]$	$a_{0m}[S]$	$a_{1m}[S]$	$a_{2m}[s]$	$a_{3m}[s]$
1	24.	0.22	8.	1.	25.	0.22	8.	1.
2	24.	0.23	8.	1.	26.	0.22	8.	1.
3	23.	0.20	8.	1.	26.	0.22	8.	1.
4	23.5	0.20	8.	1.	25.5	0.22	8.	1.
5	24.5	0.22	8.	1.	27.	0.16	8.	1.
6	24.5	0.22	8.	1.	26.	0.16	8.	1.

TAB. 2.2 – *Paramètres des coupures géométriques des hadrons chargés, cf Eq. 2.4.*

- une première fois à partir de la distance l et du temps t de vol, soit $\beta_{meas} = \frac{l}{t \times c}$
- une seconde fois à partir de l'impulsion p et en supposant une masse m, soit $\beta_{calc}(m) = \frac{p}{\sqrt{p^2+m^2}}$

La comparaison des deux résultats pour une masse m donnée permet d'identifier les particules de masse m.

La figure 2.12 représente la quantité $\Delta\beta(m) = \beta_{meas} - \beta_{calc}(m)$ en fonction de p pour $m = m_p$ pour les hadrons positifs. Sur cet histogramme, les protons sont visibles autour de $\Delta\beta(m)$=0.

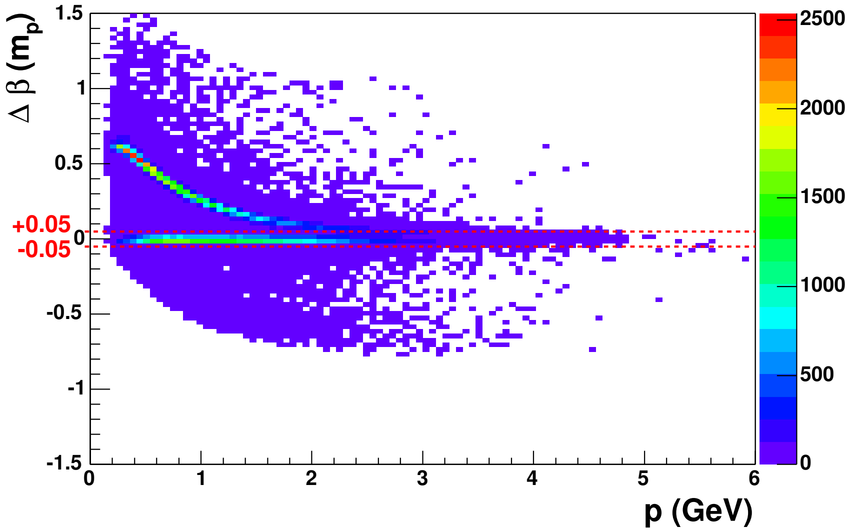

FIG. 2.12 – *Distribution $\Delta\beta(m_p)$ en fonction de p pour les hadrons chargés positivement et coupure appliquée pour sélectionner les protons.*

La coupure -0,05 $\leq \Delta\beta(m_p) \leq$ 0,05 permet alors de sélectionner les protons [Dor02].

Pour identifier les pions positifs et les pions négatifs, on utilise les histogrammes $\Delta\beta(m_\pi)$ en fonction de p respectivement pour les hadrons positifs et les hadrons négatifs. Le cas positif est illustré figure 2.13.

La coupure -0,045 $\leq \Delta\beta(m_\pi) \leq$ 0,045 permet de sélectionner les pions positifs ou négatifs [Dor02].

Ces coupures sont établies à partir des projections sur $\Delta\beta(m)$ pour différentes tranches en p. Dans les trois cas (p, π^+, π^-), les valeurs correspondent à deux sigmas pour tout le domaine en p.

Il est à noter ici qu'à grande impulsion ($p \geq$ 1,75-2 GeV/c), le signal laissé par les pions positifs se confond avec celui laissé par les protons. Il est alors difficile de déterminer la nature des particules à ces impulsions sur le seul critère β en fonction de p. C'est pourquoi on assigne un nouveau numéro à ces cas particuliers qui permettra de les identifier à un moment plus avancé de l'analyse.

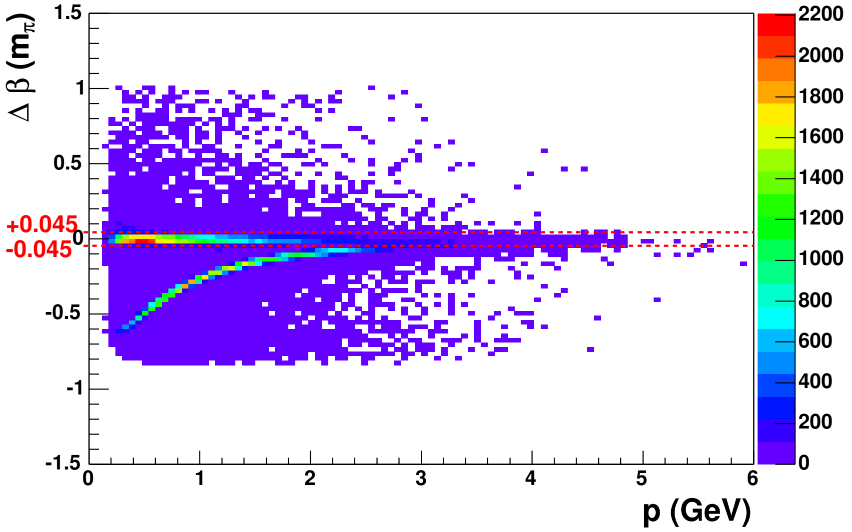

FIG. 2.13 – *Distribution $\Delta\beta(m_\pi)$ en fonction de p pour les hadrons chargés positivement et coupure appliquée pour sélectionner les pions positifs.*

2.3 Correction de l'impulsion des particules e^-, p, π^+

Correction due à une perte d'énergie : protons

Les particules chargées massives perdent de l'énergie par ionisation lorsqu'elles traversent la matière. Cette perte d'énergie est décrite par l'équation de Bethe-Bloch [Hag02] :

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1}{2}\ln\frac{2m_e c^2\beta^2\gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2}\right] \tag{2.5}$$

Ce sont les particules de faible impulsion pour lesquelles la perte d'énergie est la plus importante, comme on peut le voir figure 2.14.

Ainsi, les protons de recul de la réaction $e^-p \to e^-p\omega$, d'impulsion d'environ 1 GeV/c, perdent une fraction non négligeable de leur énergie dans le détecteur CLAS, principalement dans la cible et les trois régions de chambres à dérive. De ce fait, l'impulsion reconstruite est inférieure à l'impulsion qu'ils avaient au vertex de la réaction. Il est donc nécessaire de corriger l'impulsion des protons. La perte d'énergie des pions est sensiblement plus faible (les pions sont au minimum d'ionisation) et elle est négligée.

La correction est établie en utilisant le simulateur de CLAS basé sur GEANT, appelé GSIM (GEANT SIMulation) [Wol96]. Ce dernier contient toutes les caractéristiques géométriques et physiques du multidétecteur, ce qui permet de simuler les pertes d'énergie des particules. Ainsi, en injectant des protons d'impulsion connue (p_{GEN}) dans GSIM, puis en reconstruisant leur impulsion (p_{REC}) à l'aide du même programme de réduction que celui utilisé pour les données, on peut en déduire une fonction de correction ajustée sur p_{GEN}/p_{REC}.

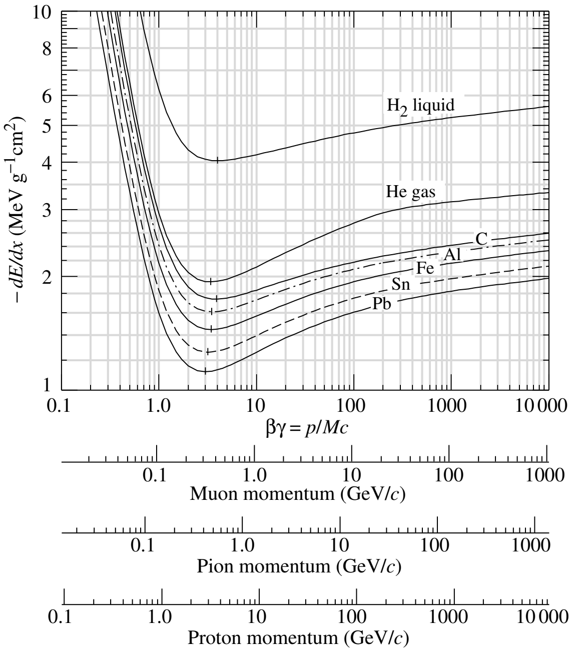

FIG. 2.14 – *Courbes de perte d'énergie par ionisation des particules chargées lourdes dans la matière [Hag02].*

Les protons injectés dans GSIM, furent générés entre 0,2 et 6 GeV/c en impulsion et entre 5 et 140 degrés en angle polaire. Davantage d'événements furent simulés dans les régions de faible efficacité de reconstruction (faible impulsion, petit et grand angle) afin de disposer d'un nombre équivalent d'événements par bin en impulsion et en angle pour l'établissement de la fonction de correction.

La figure 2.15 (a) montre la distribution $(p_{GEN} - p_{REC})/p_{GEN}$ des protons simulés. On constate que cette distribution n'est pas centrée en zéro et que l'impulsion reconstruite est systématiquement inférieure de l'ordre de 0,5% à l'impulsion générée, ce qui témoigne d'une perte d'énergie. Cette perte d'énergie étant surtout fonction de l'impulsion et aussi dans une moindre mesure de l'angle (figure 2.16), la correction est dérivée en fonction de ces deux variables.

Afin de décrire la dépendance en impulsion, on utilise la fonction :

$$F(p_{REC}, \theta) = G_0(\theta) + \frac{G_1(\theta)}{p_{REC}} + \frac{G_2(\theta)}{p_{REC}^2} + \frac{G_3(\theta)}{\sqrt{p_{REC}}} \tag{2.6}$$

où $G_0(\theta)$, $G_1(\theta)$, $G_2(\theta)$ et $G_3(\theta)$ paramètres. Pour tenir compte de la dépendance angulaire, on divisa le domaine en tranches de 5 degrés. Puis par un ajustement de la fonction précédente sur la distribution p_{GEN}/p_{REC} en fonction de p_{REC} pour chaque tranche en θ, on détermina G_0, G_1, G_2 et G_3 pour chacune de ces tranches.

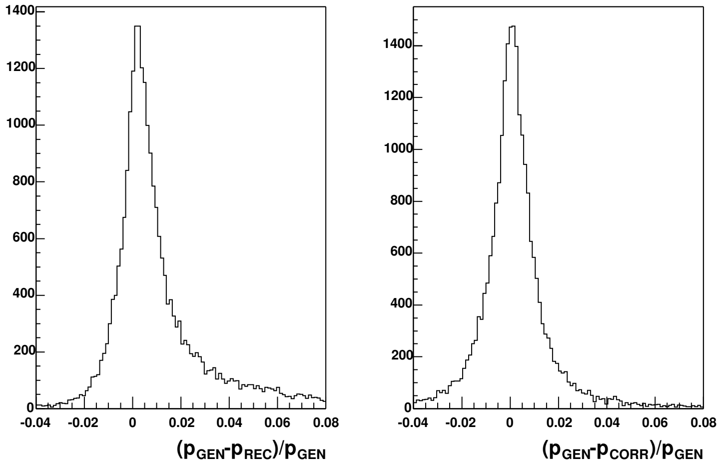

FIG. 2.15 – *(a) Distribution $(p_{GEN} - p_{REC})/p_{GEN}$ des protons simulés. (b) Distribution $(p_{GEN} - p_{CORR})/p_{GEN}$ des protons simulés.*

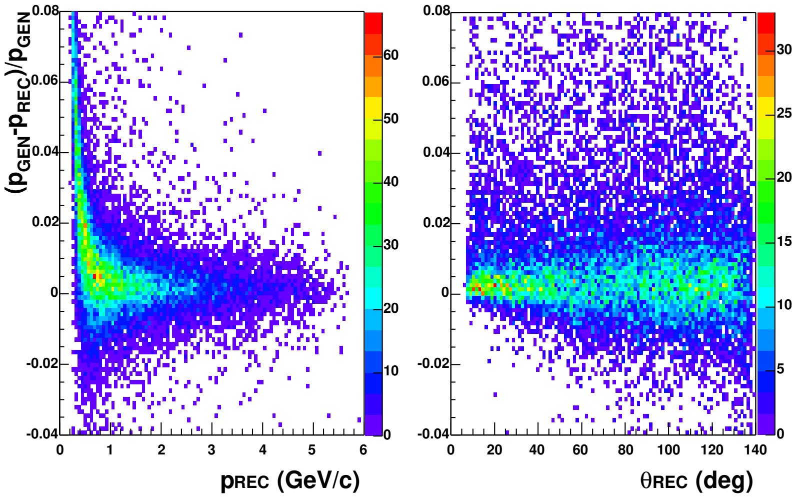

FIG. 2.16 – *Distributions $(p_{GEN} - p_{REC})$ en fonction de p_{REC} (histogramme de gauche) et θ_{REC} (histogramme de droite) des protons simulés.*

Ensuite, les distributions G_i en fonction de θ furent elles-mêmes ajustées par une fonction de la forme :

$$G_i(\theta) = \frac{a_{i0} + a_{i1}\theta + a_{i2}\theta^2 + a_{i3}\theta^3 + a_{i4}\theta^4}{\theta} \tag{2.7}$$

où a_{ij} sont des paramètres. Les valeurs ajustées sont données dans le tableau 2.3. Pour plus de détails, voir la référence [Mor03a].

i/j	0	1	2	3	4
0	1,05029e-08	1	7,79734e-11	-1,14271e-12	5,23112e-15
1	0,0553791	-0,0247709	3,27582e-05	-1,27335e-06	7,25717e-09
2	-0,0127642	0,0119281	-4,17922e-05	4,55358e-07	-1,57514e-09
3	-0,0482976	0,0183194	-0,000121302	2,03026e-06	-8,96678e-09

TAB. 2.3 – *Paramètres de la correction de perte d'énergie des protons, cf Eq. 2.7.*

Pour vérification, on applique cette correction à l'impulsion reconstruite des protons simulés :

$$p_{CORR} = p_{REC} \times F(p_{REC}, \theta) \tag{2.8}$$

La distribution $(p_{GEN} - p_{CORR})/p_{GEN}$ montrée figure 2.15 (b) est maintenant symétrique et centrée autour de 0.

Corrections due au champ magnétique et aux chambres à dérive : électrons et pions positifs

Les incertitudes liées à la connaissance du champ magnétique en chaque point de CLAS (celui-ci est calculé de façon théorique) de même que de la position exacte des chambres à dérive entraînent une détermination inexacte de l'impulsion des particules estimée à partir de la courbure de leur trajectoire dans les chambres. Dans les expériences d'électroproduction précédentes, l'erreur ainsi faite sur la détermination de l'impulsion des particules atteignait quelques pourcents. Le *run e1-6* ayant bénéficié de l'alignement des chambres (section 1.1.1), on s'attend à ce que cette erreur diminue.

Afin de corriger de cet effet, on utilise des réactions surcontraintes, c'est-à-dire pour lesquelles le nombre de variables mesurées ajouté à celui des relations entre ces variables (relations de conservation ou autres) est supérieur au nombre de variables nécessaires pour les identifier. A partir de ces réactions, on réalise un ajustement cinématique qui consiste à minimiser les équations de contraintes afin d'en déduire les variables non mesurées et de fournir une meilleure estimation de celles mesurées. Les différences entre les variables mesurées et les variables ajustées sont alors mises dans des histogrammes selon leur bin d'appartenance en impulsion, angles, secteur et type de particule. Puis les différents histogrammes sont ajustés à des gaussiennes plus polynôme. Les résultats de cet ajustement sont ensuite mis dans des tables, la valeur de la moyenne servant à effectuer les corrections d'impulsion. Davantage de détails sur cette méthode novatrice dans la collaboration CLAS peuvent être trouvés dans la référence [Sab03a].

Le but de cette méthode est de définir des corrections d'impulsion dans tout l'espace de phase (p, θ) des particules e^-, p, π^+, π^-. Pour cela on utilise toutes les réactions surcontraintes pour lesquelles la statistique dans les données de *e1-6* est suffisante. Il s'agit des réactions suivantes : $e^-p \to e^-p$, $e^-p \to e^-\pi^+(n)$, et $e^-p \to e^-p(\gamma)$, le photon étant émis dans un faible angle solide autour de 0 degré. On peut voir figure 2.17 que les couvertures pour ($e^-n\pi^+$) et ($e^-p\gamma$) sont relativement complémentaires et qu'elles correspondent à celle de l'électron diffusé de la réaction $e^-p \to e^-p\omega$ que l'on souhaite corriger.

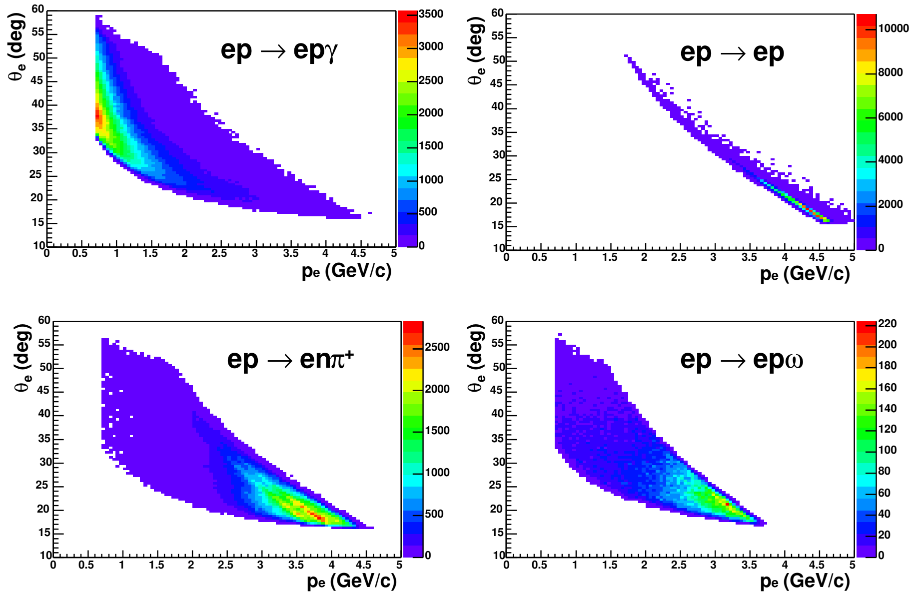

FIG. 2.17 – *Espace de phase θ en fonction de p couvert par l'électron diffusé des réactions $e^-p \to e^-p\gamma$, $e^-p \to e^-p$, $e^-p \to e^-n\pi^+$ et $e^-p \to e^-p\omega$.*

Des corrections d'impulsion ont donc été extraites à partir de ces réactions. Idéalement les corrections obtenues devraient être identiques (à l'erreur statistique près) pour un même bin en p, θ, φ et secteur, quelque soit la réaction utilisée pour les extraire. En réalité, les résultats ne furent pas en parfait accord. Il fut alors décidé d'utiliser les corrections obtenues à partir de la réaction $e^-p \to e^-n\pi^+$ pour l'électron et le pion positif. La première raison tient au fait que l'ajustement de cette réaction ne nécessite pas d'appliquer au préalable des corrections de perte d'énergie à l'impulsion du proton. Deuxièmement, les corrections obtenues à partir de cette réaction semblent donner un résultat légèrement meilleur que celles obtenues à partir de la réaction $e^-p \to e^-p\gamma$.

Ces corrections sont inférieures à 0,8% sur chacune des impulsions.

Effet des corrections d'impulsion sur la réaction $e^- p \to e^- p\omega$

La figure 2.18 montre les distributions de masse du ω, M_ω, au dessus de la région des résonances, pour les 6 secteurs, avant et après corrections d'impulsion décrites précédemment.

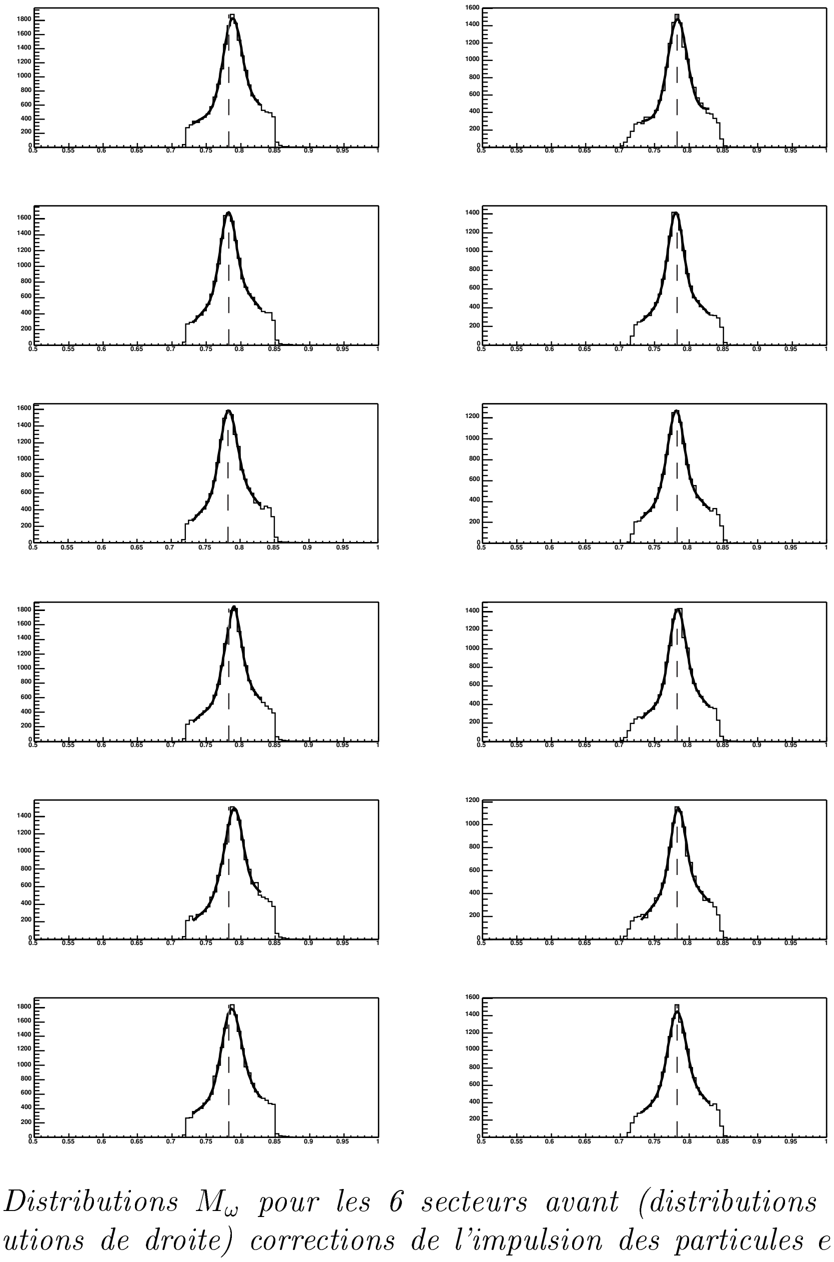

FIG. 2.18 – *Distributions M_ω pour les 6 secteurs avant (distributions de gauche) et après (distributions de droite) corrections de l'impulsion des particules e^-, p, π^+ pour $W \geq 1.8$ GeV. La ligne pointillée indique la masse du ω.*

La moyenne et le sigma de ces distributions sont donnés dans le tableau 2.4.

	Avant corrections		Après corrections	
Secteur	M_ω	σ_ω	M_ω	σ_ω
1	0,788	0,013	0,783	0,013
2	0,781	0,011	0,781	0,010
3	0,782	0,012	0,782	0,010
4	0,787	0,012	0,783	0,011
5	0,791	0,012	0,784	0,010
6	0,786	0,014	0,783	0,012

TAB. 2.4 – *Positions et résolutions du pic du ω pour les 6 secteurs avant et après corrections de l'impulsion des particules e^-, p, π^+ pour $W \geq$ 1,8 GeV.*

La position du pic du ω avant corrections, n'est pas énormément décalée par rapport à la position théorique [2] en fonction des secteurs. L'application des corrections d'impulsion permet néanmoins d'aligner les secteurs entre eux et d'améliorer sensiblement la résolution du pic.

2.4 Identification du méson ω

2.4.1 Configuration $e^-p\pi^+X$

L'identification du canal $e^-p \to e^-p\omega \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ est réalisable par la seule détection de l'électron diffusé et du proton de recul, à l'aide de la technique de la masse manquante. Néanmoins, comme nous le verrons dans ce paragraphe, la détection d'une troisième particule permet de réduire le fond sous le pic du ω. Il nous reste alors à choisir cette troisième particule entre les trois pions. Le pion neutre se désintégrant en deux photons, son identification s'en trouve plus compliquée. Entre le pion positif et le pion négatif, on choisit le pion positif. En effet, la polarité du champ magnétique durant le *run e1-6* fait que les pions positifs déviés vers les angles arrières ont davantage de chance d'être détectés que les pions négatifs déviés vers les angles avants donc parfois dans la ligne de faisceau. C'est ainsi que pour identifier le ω, on commence par sélectionner les événements dont l'état final est $e^-p\pi^+X$ avec $X \neq e^-, p, \pi^+$.

Par ailleurs, la durée de vie du ω étant très courte, celui-ci se désintègre en trois pions au niveau du vertex dans la cible. Les positions des vertex selon z des particules e^-, p, et π^+ doivent donc être voisines. La figure 2.19 montre les distributions $\Delta Z_{pe}^{vtx} = Z_p^{vtx} - Z_e^{vtx}$ en fonction de l'impulsion du proton et $\Delta Z_{\pi e}^{vtx} = Z_{\pi^+}^{vtx} - Z_e^{vtx}$ en fonction de l'impulsion du pion positif. Il convient d'éliminer les événements non distribués autour de 0 car ils correspondent à des cas où électron, proton et pion positif ne proviennent pas de la même

[2] M_ω^{th} = 782,57 MeV [Hag02].

interaction. Pour cela, pour $ij = pe$ et $ij = \pi e$, on applique la coupure :

$$|\Delta Z_{ij}^{vtx} - \mu_{ij}| \leq 4,5 \times \sigma_{ij} \tag{2.9}$$

avec :
- $\mu_{pe} = 0,031207 + 0,082225 \times p_p - 0,034260 \times p_p^2$ (p_p<2,062 GeV/c)
  ou $\mu_{pe} = 0,061169 - 0,026947 \times p_p + 0,011900 \times p_p^2$ ($p_p \geq$2,062 GeV/c)
- $\sigma_{pe} = 1,09660 - 1,73020 \times p_p + 0,805360 \times p_p^2$ (p_p<0,59 GeV/c)
  ou $\sigma_{pe} = 0,35039 - 0,011207 \times p_p + 0,0044982 \times p_p^2$ ($p_p \geq$0,59 GeV/c)

et
- $\mu_{\pi e} = 0,107879 + 0,0419600 \times p_{\pi+} - 0,0169140 \times p_{\pi+}^2$
- $\sigma_{\pi e} = 0,579355 - 0,0879571 \times p_{\pi+} + 0,0103643 \times p_{\pi+}^2$

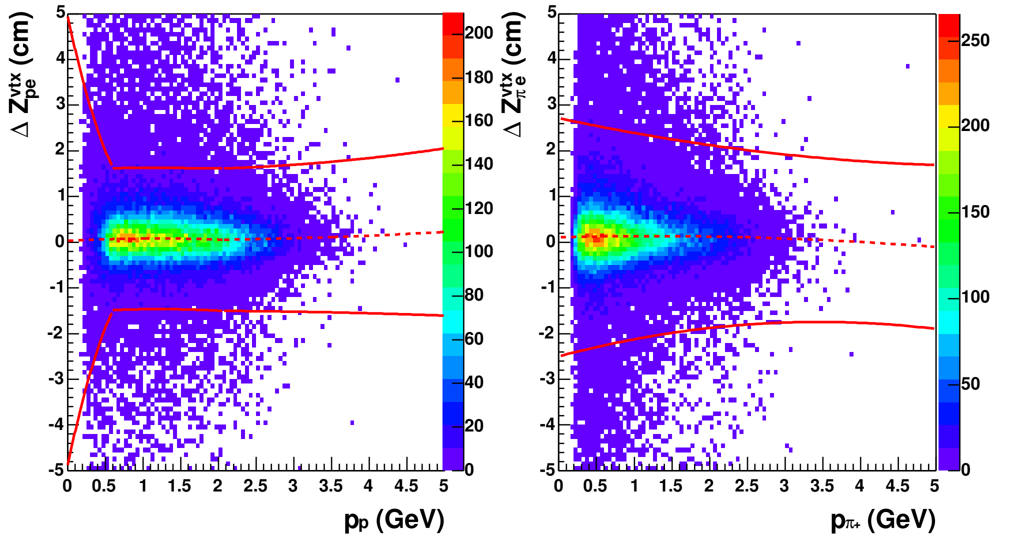

FIG. 2.19 – *Distributions ΔZ_{pe}^{vtx} en fonction de p_p (spectre de gauche) et $\Delta Z_{\pi e}^{vtx}$ en fonction de $p_{\pi+}$ et coupures appliquées (spectre de droite).*

Enfin l'identification du ω s'effectue par la technique de la masse manquante. La figure 2.20 présente la masse manquante carrée du système $e^-p\pi^+$ ($M_X^2[e^-p\pi^+X]$) en fonction de la masse manquante du système e^-p ($M_X[e^-pX]$). Sur cette figure, on distingue une "tâche" horizontale située à environ 800 MeV et relativement large par projection sur l'axe des abscisses, et à environ 0,02 GeV^2, masse carrée du pion, par projection sur l'axe des ordonnées, elle correspond donc au ρ^0. En effet, le ρ^0 se désintègre en $\pi^+\pi^-$ (voir note au bas de la page 43). La "tâche" verticale, elle, est également située autour de 800 MeV mais est beaucoup plus étroite par projection sur l'axe des abscisses. En revanche elle couvre tout le domaine de masse supérieur à 0,08 GeV^2, masse carrée de deux fois la masse du pion, par projection sur l'axe des ordonnées. Il s'agit du ω. Une coupure sur la variable masse manquante carrée du système $e^-p\pi^+$ (figure 2.21) s'impose pour séparer le ω du ρ^0.

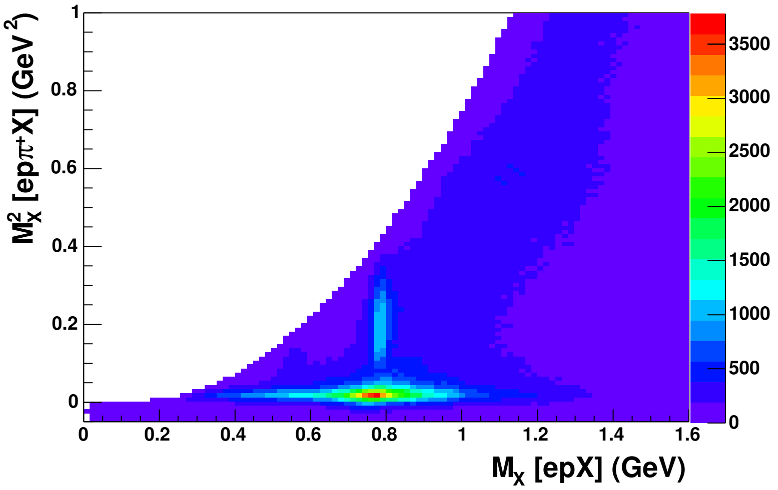

FIG. 2.20 – *Distribution $M_X^2[e^- p\pi^+ X]$ en fonction de $M_X[e^- pX]$ pour $W \geq$ 1,8 GeV. Le signal du haut correspond au ω tandis que le signal du bas correspond au ρ^0.*

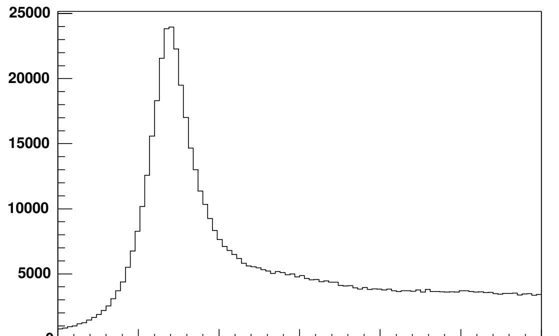

FIG. 2.21 – *Distribution $M_X^2[e^- p\pi^+ X]$ pour $W \geq$ 1,8 GeV.*

Afin de déterminer l'endroit précis où il faut placer la coupure sur cette variable de sorte à ne pas perdre d'événements ω, l'étude systématique suivante a été réalisée. On évalue pour différentes valeurs de la coupure, le nombre d'événements, N_ω, que l'on a dans la distribution de masse manquante du système e^-p à la masse du ω, c'est à dire entre 720 MeV et 850 MeV. Le résultat est donné figure 2.22.

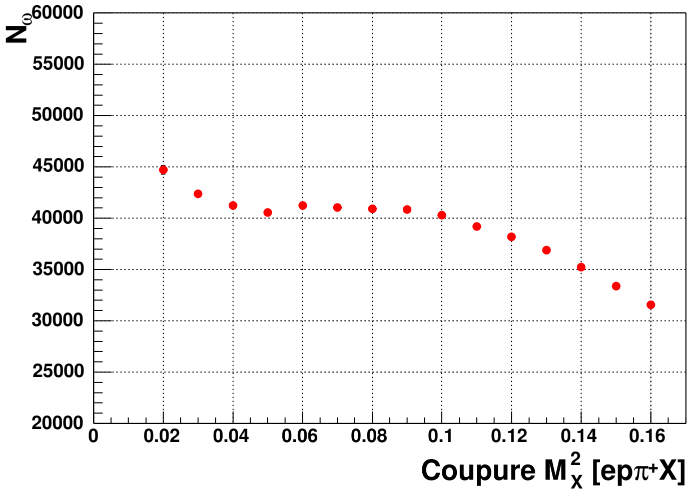

FIG. 2.22 – *Nombre de ω dans le pic de la distribution $M_X[e^-pX]$ en fonction de la valeur de la coupure appliquée sur $M_X^2[e^-p\pi^+X]$.*

A partir de 0,1, le nombre de ω commence à chuter, ce qui signifie que l'on se trouve au début de la "tâche" verticale figure 2.20. On applique donc la coupure :

$$M_X^2[e^-p\pi^+X] \geq 0,1 \text{ GeV}^2 \tag{2.10}$$

pour identifier le ω.

La distribution de masse manquante du système e^-p obtenu après cette coupure est montré figure 2.23. On y voit le pic du ω très étroit [3] sur le fond de trois pions non résonnants. Après soustraction de ce fond (section 3.2), l'identification finale du canal $e^-p \rightarrow e^-p\omega$ se fera par application de coupures entre 720 MeV et 850 MeV.

Nous nous intéressons maintenant aux événements dont l'état final est $e^-(p\pi^+)\pi^+X$ ou $e^-p(p\pi^+)X$ où $(p\pi^+)$ désigne les particules dont la nature, p ou π^+, n'a pas pu être déterminée sur le seul critère β en fonction de p (voir section 2.2).

En faisant l'hypothèse que $(p\pi^+) = \pi^+$ dans la configuration $e^-p(p\pi^+)X$, le nombre d'événements restant après les coupures d'identification du canal $e^-p \rightarrow e^-p\omega$, est négligeable par rapport à celui restant après les mêmes coupures dans la configuration $e^-p\pi^+X$.

[3] Γ_ω^{th} = 8,41 MeV [Hag02].

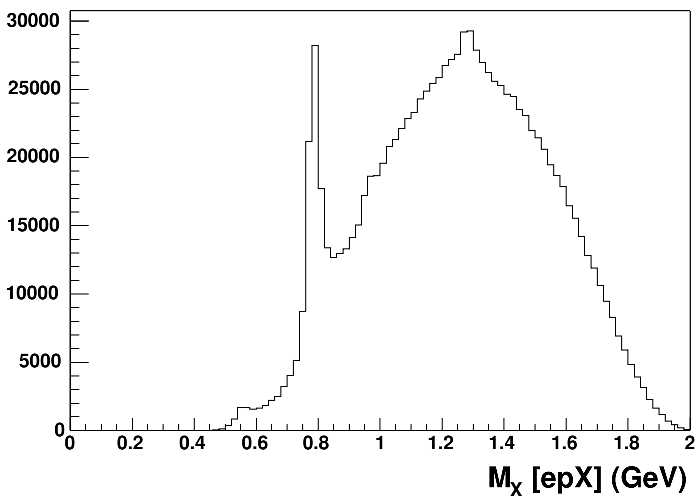

FIG. 2.23 – *Distribution* $M_X[e^- pX]$ *pour* $M_X^2[e^- p\pi^+] \geq$ *0,1 GeV*^{2} *et* $W \geq$ *1,8 GeV.*

En revanche, en faisant l'hypothèse que $(p\pi^+) = p$ dans la configuration $e^-(p\pi^+)\pi^+X$, le nombre d'événements restant après les coupures d'identification du canal du ω, est nul pour $-t <$ 2,7 GeV^2 et représente la moitié du nombre d'événements restant après les mêmes coupures dans la configuration $e^- p\pi^+X$ pour $-t \geq$ 2,7 GeV^2.

Cette valeur correspond à une impulsion de proton de 2,37 GeV/c. Comme on peut le voir sur les figures 2.12 et 2.13, c'est peu avant cette valeur que les bandes d'identification des protons et pions se chevauchent. Pour éviter toute ambiguité dans le traitement de ces événements, l'analyse chapitres 3 et 4 sera donc restreinte aux événements tels que $-t <$ 2,7 GeV^2.

2.4.2 Configuration $e^- p\pi^+\pi^- X$

L'analyse de la polarisation du ω par la distribution angulaire de ses produits de désintégration (chapitre 4), nécessite la détection d'au moins deux pions dans l'état final. Le pion neutre est exclu du choix pour la raison évoquée section 2.4.1. Nous choisissons donc les deux pions chargés. L'identification du ω pour l'analyse de sa polarisation débute alors par la sélection des événements dont l'état final est $e^- p\pi^+\pi^- X$ avec $X \neq e^-, p, \pi^+, \pi^-$.

De même que pour l'étude de la configuration $e^- p\pi^+X$, on applique à ces événements les coupures 2.9 auxquelles on ajoute celle correspondant au pion négatif :

$$|\Delta Z^{vtx}_{\pi^- e} - \mu_{\pi^- e}| \leq 4,5 \times \sigma_{\pi^- e} \qquad (2.11)$$

avec :

- $\mu_{\pi^- e} = 0,0728307 - 0,123772 \times p_{\pi^-} + 0,0427587 \times p^2_{\pi^-}$
- $\sigma_{\pi^- e} = 0,426961 - 0,137616 \times p_{\pi^-} + 0,0365379 \times p^2_{\pi^-}$

Puis la coupure 2.10 sur la masse manquante carrée du système $e^-p\pi^+$ permet de séparer le ω du ρ^0. On effectue pareillement une coupure sur la masse manquante carrée du système $e^-p\pi^-$:

$$M_X^2[e^-p\pi^-X] \geq 0,1 \text{ GeV}^2 \tag{2.12}$$

afin de contraindre davantage la sélection et diminuer le fond sous le pic du ω.

La figure 2.24 montre la masse manquante carrée du système $e^-p\pi^+\pi^-$ ($M_X^2[e^-p\pi^+\pi^-X]$) en fonction de la masse manquante du système e^-p ($M_X[e^-pX]$) après les coupures définies ci-dessus. La "tâche" ronde située près de 800 MeV par projection sur l'axe des abscisses et à environ 0,02 GeV^2, masse carrée du pion neutre par projection sur l'axe des ordonnées, correspond au ω. La petite "tâche" horizontale juste au dessous, également située autour de 800 MeV par projection sur l'axe des abscisses mais à 0 GeV^2 par projection sur l'axe des ordonnées témoigne quant à elle de l'existence d'un résidu de ρ^0 malgrès les coupures sur $M_X^2[e^-p\pi^+X]$ et $M_X^2[e^-p\pi^-X]$. Une ultime coupure sur la variable $M_X^2[e^-p\pi^+\pi^-X]$ autour de la masse du pion neutre au carré, est alors nécessaire pour l'éliminer.

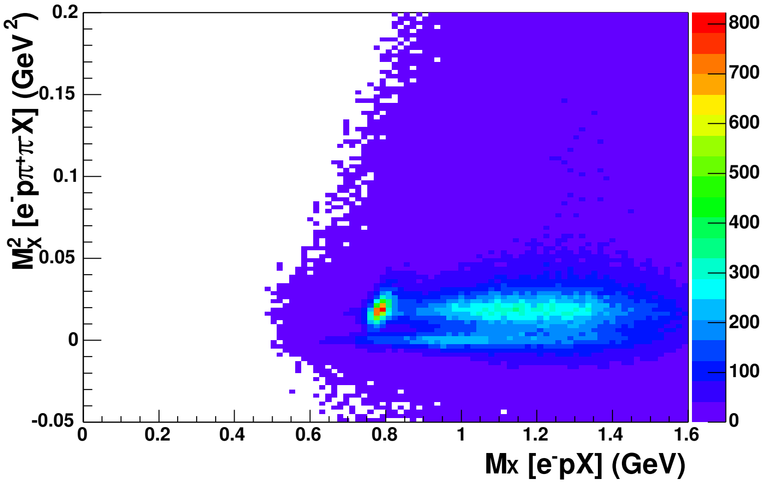

FIG. 2.24 – *Distribution $M_X^2[e^-p\pi^+\pi^-X]$ en fonction de $M_X[e^-pX]$ pour $M_X[e^-p\pi^+X] \geq$ 0,1 GeV^2, $M_X[e^-p\pi^-X] \geq$ 0,1 GeV^2 et $W \geq$ 1,8 GeV. Le signal à (0,8 ;0,02) correspond au ω.*

Les bornes de cette coupure sont établies par le même type de procédure que celle décrite section 2.4.1. On varie successivement la valeur supérieure, puis la valeur inférieure de la coupure et l'on estime le nombre d'événements dans le pic de la distribution $M_X[e^-pX]$. Le résultat de cette étude est donné figure 2.25.

Le choix exact des coupures résulte d'un compromis entre l'obtention du nombre maximal de ω et du meilleur rapport pic sur fond :

$$0,01 \text{ GeV}^2 \leq M_X^2[e^-p\pi^+\pi^-X] \leq 0,045 \text{ GeV}^2 \tag{2.13}$$

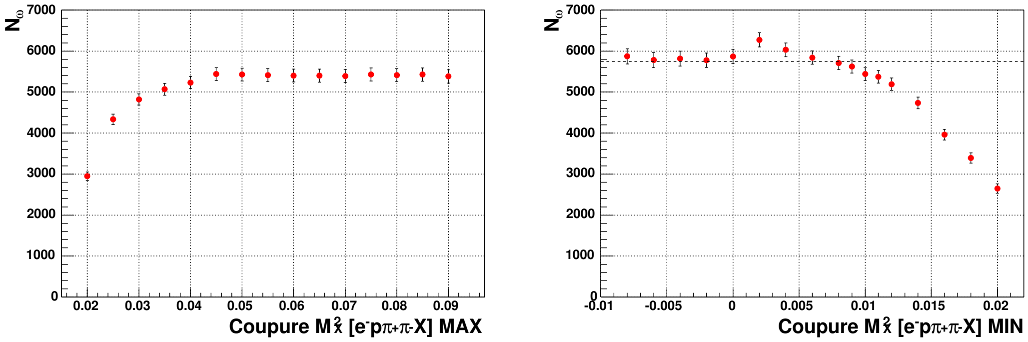

FIG. 2.25 – *Nombre de ω dans le pic de la distribution $M_X[e^-pX]$ en fonction de la valeur de la coupure appliquée sur $M_X^2[e^-p\pi^+\pi^-X]$ maximale (graphe de gauche) et minimale (graphe de droite).*

Après les coupures 2.10, 2.12 et 2.13, la distribution de masse manquante du système e^-p (figure 2.26) présente le pic du ω sur un fond de trois pions non résonnant moins important que dans le cas de la sélection du ω via la configuration $e^-p\pi^+X$ (figure 2.23). Il faudra néanmoins soustraire ce fond pour l'analyse de la polarisation du ω. Notons que cette dernière ne dépend pas de l'efficacité des coupures d'identification.

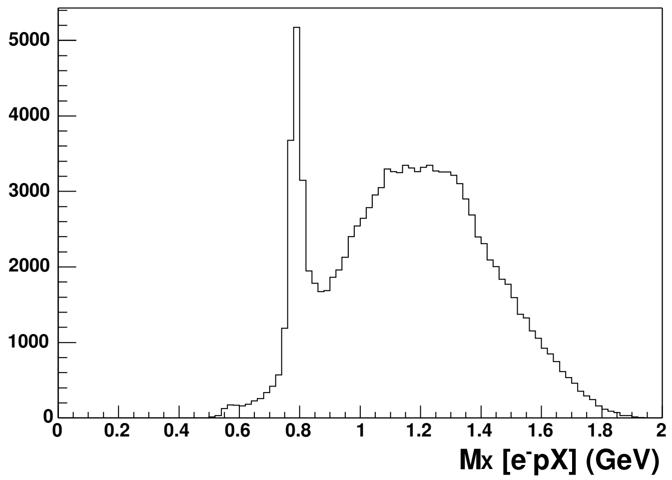

FIG. 2.26 – *Distribution $M_X[e^-pX]$ pour $M_X^2[e^-p\pi^+] \geq 0{,}1$ GeV^2, $M_X^2[e^-p\pi^-] \geq 0{,}1$ GeV^2, $0{,}01$ $GeV^2 \leq M_X^2[e^-p\pi^+\pi^-] \leq 0{,}045$ GeV^2 et $W \geq 1{,}8$ GeV.*

Chapitre 3

Extraction de la section efficace $\gamma^* p \to p\omega$

Expérimentalement, on évalue une section efficace en comptant le nombre de fois où la réaction à laquelle on s'intéresse a été observée, puis en normalisant par la luminosité intégrée et par plusieurs facteurs dont l'un est l'acceptance. C'est pourquoi une partie de l'analyse fut consacrée à l'étude de l'efficacité et de l'acceptance du spectromètre CLAS, une autre à la soustraction du fond sous le pic du ω et encore une autre à la détermination de la luminosité intégrée.

Dans ce chapitre sont développées ces différentes parties de l'analyse. Dans la dernière section, l'extraction de la section efficace $\gamma^* p \to p\omega$ est présentée.

3.1 Détermination de l'acceptance et autres efficacités

Le nombre d'événements $e^-p \to e^-p\omega$ extrait de données non corrigées dépend entièrement du dispositif expérimental utilisé pour étudier la réaction. Si CLAS n'avait pas de "trous" (bobines, zones mortes), on aurait détecté davantage de ω ; on parle d'efficacité géométrique ou acceptance. Si les particules qui nous intéressent avaient une probabilité de détection égale à 1 à leur passage dans les détecteurs qui composent CLAS (pas de défaillance *hardware*, interaction toujours réalisée), le résultat en aurait été également changé ; on parle d'efficacité de détection. Enfin si le programme de réduction des données était parfait (toutes les traces possibles dans les chambres à dérive prévues dans l'algorithme, impossibilité de confondre une vraie trace avec une trace "fantôme") et qu'il n'y avait pas de coupures à faire pour identifier les particules, là encore le nombre de ω mesuré serait différent ; on parle d'efficacité de reconstruction ou encore de traitement informatique. Pour extraire des sections efficaces, il est donc nécessaire de corriger les données de toutes ces efficacités.

La méthode la plus adaptée pour étudier ces efficacités consiste à avoir recours à la simulation. On injecte des événements Monte Carlo dans un simulateur du dispositif expérimental considéré, on analyse ce qu'il en ressort avec le même programme que celui utilisé pour les données expérimentales et on en déduit la fraction perdue dont on se sert pour corriger les données expérimentales. Cela est rendu possible si le simulateur contient toutes les caractéristiques géométriques et physiques du dispositif afin de reproduire les pertes d'énergie, probabilités d'interaction, etc ... Ces conditions sont pratiquement réalisées pour CLAS avec le logiciel GSIM (GEANT SIMulation) basé sur GEANT, à l'exception des compteurs Čerenkov et des calorimètres électromagnétiques. C'est pourquoi cette technique ne peut pas être employée pour extraire les efficacités de détection de ces sous-systèmes. On détermine alors celles-ci en utilisant les données expérimentales.

Dans cette section, est décrite la détermination de l'efficacité de l'ensemble du système CLAS (spectromètre + programme de réduction + traitement) à l'aide de la simulation et des données expérimentales.

3.1.1 Détermination de l'efficacité du système CLAS à l'aide de la simulation

Génération d'événements $e^-p \to e^-p\omega$ avec le générateur *genev*

Les événements Monte Carlo furent générés à l'aide du générateur *genev* [Bat03b].

- *Généralités :*

Ce générateur permet d'engendrer diverses réactions d'électroproduction exclusives allant de la simple production de pions, à la production de mésons vecteurs ω, ρ^0, ϕ et leur désintégration, en passant par la production de plusieurs pions non résonnants, sur le proton ou le neutron. Pour cela sont utilisées des tables de sections efficaces des données mondiales publiées en photoproduction extrapolées à l'électroproduction. Ce code permet également de générer les effets radiatifs calculés selon la référence [Mo69]. Les sections efficaces utilisées dans le code pour $Q^2 > 2$ GeV^2 et $W > 2$ GeV ne sont pas nécessairement réalistes, puisqu'il y a peu de données pour les contraindre.

- *Désintégration du ω :*

Souhaitant étudier la polarisation du ω par l'intermédiaire des distributions angulaires de ses produits de désintégration, nous avons modifié l'implémentation de sa désintégration dans *genev*. A l'origine, sa désintégration était fixée, maintenant elle est paramétrisée et l'on peut varier ses paramètres.

Une désintégration en trois corps est décrite par 5 variables indépendantes. Dans le référentiel d'hélicité du ω (figure 3.1), ces variables peuvent être :
- les angles θ_N et φ_N définissant la normale au plan formé par les trois pions (appelé plan de désintégration),
- l'angle azimutal $\varphi_{3\pi}$ définissant la direction d'émission du π^0 dans le plan de désintégration,
- le module q du vecteur $\vec{q} = \frac{1}{2}(\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})$,
- l'angle θ_{pq} entre $\vec{q}$ et l'impulsion $\vec{p}$ du π^0.

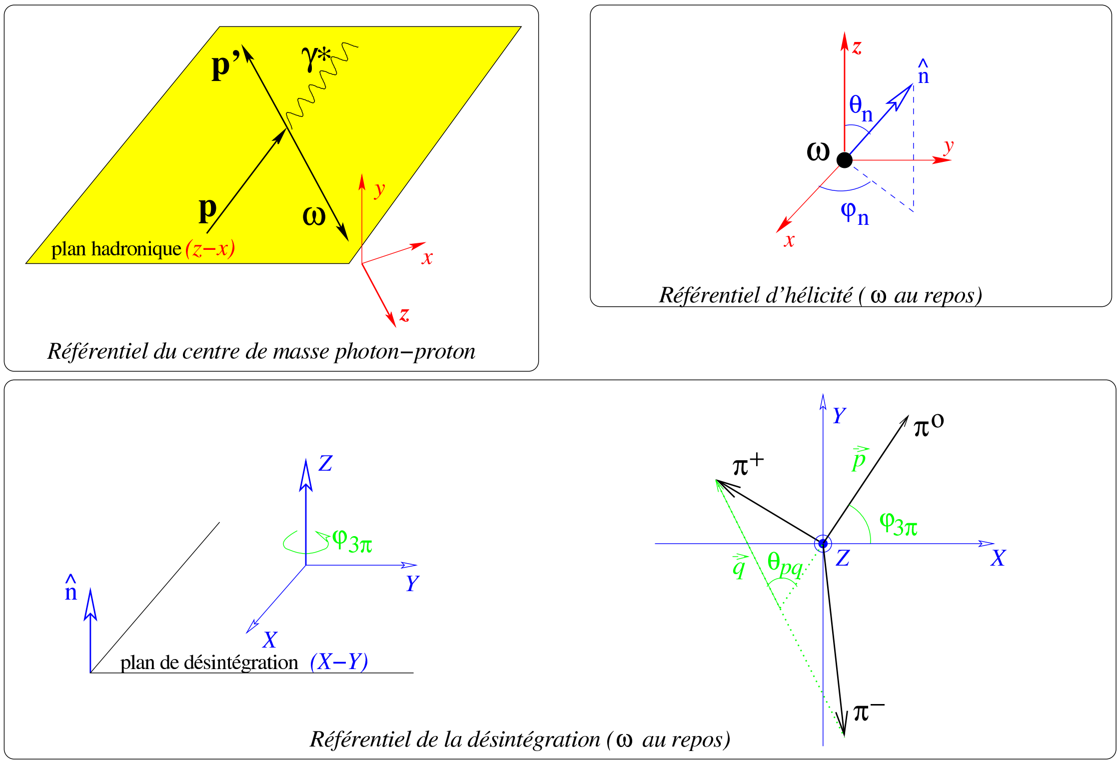

FIG. 3.1 – *Schéma illustrant le référentiel du centre de masse $\gamma^* p$ (en haut à gauche), le référentiel d'hélicité du ω (en haut à droite), le référentiel de sa désintégration (en bas) ainsi que les variables θ_N, ϕ_N, $\varphi_{3\pi}$, q et θ_{pq} permettant de décrire sa désintégration.*

Les distributions de ces cinq variables sont implémentées dans *genev* comme suit. Les distributions q et θ_{pq} sont fixées du fait que le ω est une particule de spin 1 et de parité -1. L'amplitude de désintégration d'une telle particule s'écrit en effet :

$$|A|^2 = 9p^2q^2(1-\cos^2\theta_{pq}) \tag{3.1}$$

où p peut s'exprimer en fonction de q et θ_{pq} (voir référence [Ste62]). L'angle $\varphi_{3\pi}$ est distribué uniformément entre 0 et 2π. Les angles θ_N et φ_N, eux, sont distribués selon la distribution angulaire de désintégration donnée par [Sch73] :

$$\begin{aligned}
W(\cos\theta_N,\varphi_N,\phi) \;=\; & \frac{3}{4\pi}\Big[\frac{1}{2}(1-r^{04}_{00})+\frac{1}{2}(3r^{04}_{00}-1)\cos^2\theta_N \\
& -\sqrt{2}\mathrm{Re}r^{04}_{10}\sin 2\theta_N\cos\varphi_N - r^{04}_{1-1}\sin^2\theta_N\cos 2\varphi_N \\
& -\epsilon\cos 2\phi(r^1_{11}\sin^2\theta_N + r^1_{00}\cos^2\theta_N - \sqrt{2}\mathrm{Re}r^1_{10}\sin 2\theta_N\cos\varphi_N - r^1_{1-1}\sin^2\theta_N\cos 2\varphi_N) \\
& -\epsilon\sin 2\phi(\sqrt{2}\mathrm{Im}r^2_{10}\sin 2\theta_N\sin\varphi_N + \mathrm{Im}r^2_{1-1}\sin^2\theta_N\sin 2\varphi_N) \\
& +\sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\cos\phi(r^5_{11}\sin^2\theta_N + r^5_{00}\cos^2\theta_N \\
& \qquad -\sqrt{2}\mathrm{Re}r^5_{10}\sin 2\theta_N\cos\varphi_N - r^5_{1-1}\sin^2\theta_N\cos 2\varphi_N) \\
& +\sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)}\sin\phi(\sqrt{2}\mathrm{Im}r^6_{10}\sin 2\theta_N\sin\varphi_N + \mathrm{Im}r^6_{1-1}\sin^2\theta_N\sin 2\varphi_N)\;\Big]
\end{aligned} \tag{3.2}$$

où les paramètres r^{α}_{ij} sont reliés aux éléments de la matrice densité de spin du ω (voir chapitre 4).

- *Utilisation faite :*

Nous avons utilisé *genev* pour générer le canal $e^-p \to e^-p\omega \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Nous avons choisi de ne pas générer le canal $e^-p \to e^-p\pi^+\pi^-\pi^0$, les trois pions étant non résonnants, préférant extraire le fond sous le pic du ω par un ajustement empirique (section 3.2). En revanche, nous avons généré les effets radiatifs internes et externes puisque ceux-ci sont contenus dans les données expérimentales.

En ce qui concerne la désintégration du ω, les éléments de sa matrice densité de spin furent choisis selon les seules mesures existantes (0,3 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 1,4 GeV^2, 2 GeV $\leq W \leq$ 2,8 GeV et $|t| <$ 0,5 GeV^2) [Joo77] dont les valeurs sont données tableau 3.1.

Le domaine cinématique dans lequel les événements Monte Carlo furent générés est celui des données expérimentales, à savoir : 1,75 GeV $\leq W \leq$ 3,2 GeV et 1,4 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 6 GeV^2. La distribution Q^2 en fonction de x_B des événements générés est donnée figure 3.2.

Enfin, afin d'éviter de perdre du temps de calcul en envoyant dans GSIM des événements Monte Carlo dont on sait par avance qu'ils vont être perdus dans les bobines de par leur angle de génération φ, ou dans la ligne de faisceau de par leur angle de génération θ, ou même supprimés par la coupure en impulsion d'identification de l'électron diffusé ; on a filtré les électrons générés au travers d'une coupure en impulsion ($p \geq$ 0,75 GeV/c) et de coupures fiducielles Čerenkov dites "larges" ($C_1 = 10°$ et $C_4 = 29°$, voir figure 3.3 et équation 2.2) et les hadrons au travers de coupures géométriques également "larges" (voir paramètres tableau 3.2).

Elément de matrice	**Valeur**
r^{04}_{00}	0,28
Re r^{04}_{10}	0,07
r^{04}_{1-1}	0,13
r^{1}_{00}	-0,16
r^{1}_{11}	0,12
Re r^{1}_{10}	-0,01
r^{1}_{1-1}	0,01
Im r^{2}_{10}	0,02
Im r^{2}_{1-1}	0,01
r^{5}_{00}	0,04
r^{5}_{11}	0,00
Re r^{5}_{10}	0,02
r^{5}_{1-1}	-0,06
Im r^{6}_{10}	-0,01
Im r^{6}_{1-1}	-0,01

TAB. 3.1 – *Valeurs dans genev des paramètres r^{α}_{ij} reliés aux éléments de la matrice densité de spin du ω, cf Eq. 3.2.*

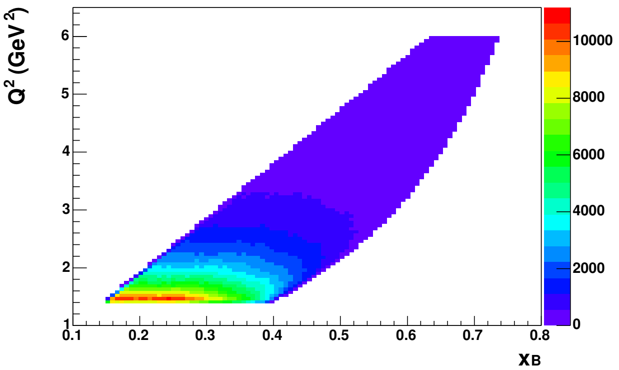

FIG. 3.2 – *Distribution Q^2 en fonction de x_B des événements générés (1,75 GeV $\leq W \leq$ 3,2 GeV et 1,4 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 6 GeV^2).*

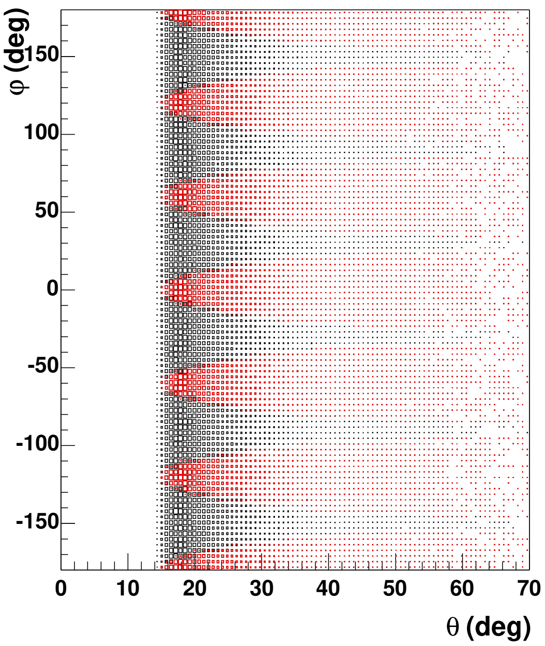

FIG. 3.3 – *Distribution φ en fonction de θ des électrons Monte Carlo avant (points noirs) et après (points rouges) les coupures fiducielles Čerenkov "larges".*

S	$a_{0p}[S]$	$a_{1p}[S]$	$a_{2p}[S]$	$a_{3p}[S]$	$a_{0m}[S]$	$a_{1m}[S]$	$a_{2m}[S]$	$a_{3m}[S]$
1	25.8	0.22	7.	1.	26.	0.22	7.	1.
2	25.5	0.24	7.	1.	26.4	0.22	7.	1.
3	24.7	0.20	7.	1.	26.9	0.22	7.	1.
4	24.7	0.20	7.	1.	26.9	0.22	7.	1.
5	26.4	0.22	7.	1.	28.6	0.17	7.	1.
6	26.4	0.22	7.	1.	28.6	0.17	7.	1.

TAB. 3.2 – *Paramètres des coupures géométriques larges des hadrons chargés dans genev, cf Eq. 2.4.*

Simulation de ces événements à travers GSIM

Comme notifié précédemment, GSIM est le simulateur du spectromètre CLAS [Wol96]. Basé sur GEANT, il contient toutes les caractéristiques géométriques et physiques de ses sous-systèmes à l'exception des compteurs Čerenkov pour lesquels la complexité de la géométrie des miroirs n'est pas bien décrite. Ceci conduit à des distributions de nombre de photo-électrons produits par lumière Čerenkov différentes de celles obtenues dans les données expérimentales et contraint à déterminer l'efficacité de ces compteurs d'une autre manière (voir section 3.1.2).

Pour le *run e1-6*, une nouvelle cible ainsi qu'une nouvelle chambre à vide ont été utilisées. La géométrie ainsi que les matériaux de ces nouveaux composants ont été implémentés dans GSIM [Mor02b]. Une vue en coupe de cette implémentation est donnée figure 3.4.

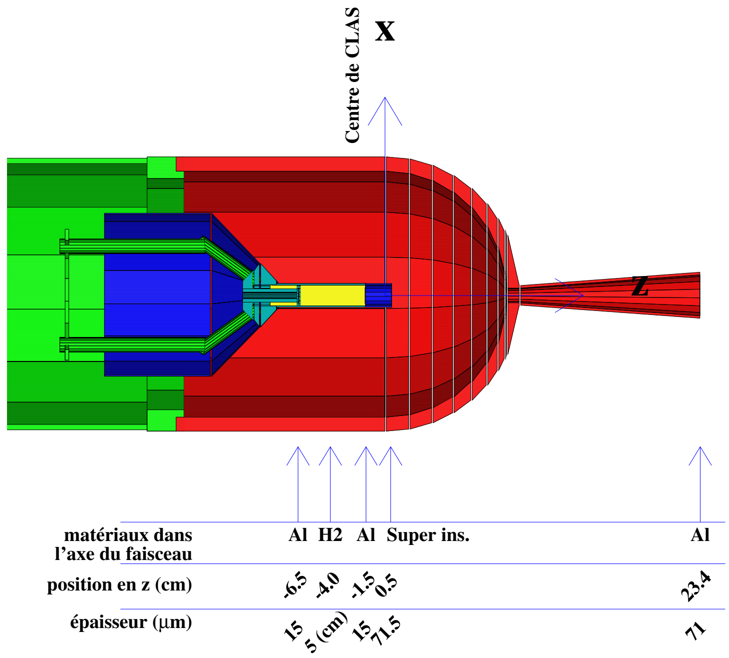

FIG. 3.4 – *Vue en coupe de la géométrie ainsi que des matériaux de la cible et de la chambre à vide de e1-6 implémentés dans GSIM (figure produite par Steven Morrow).*

Une modification par rapport au GSIM standard de *e1-6* a par ailleurs été apportée, celle de commencer la simulation de l'électron diffusé à sa sortie de la cible seulement. Cette petite manipulation a pour but d'éliminer les effets radiatifs externes après le vertex afin d'éviter un double comptage sachant que ceux-ci sont déjà inclus dans *genev*.

D'autre part, la simulation de la gerbe électromagnétique de l'électron dans les calorimètres fut interrompue lorsque l'énergie des secondaires atteignait 20 MeV. L'avantage est un gain de temps : la simulation complète de la gerbe nécessiterait un temps de calcul trop important. En contrepartie, le rapport E_{TOT}/p ne peut être comparé à celui des données expérimentales et l'on est contraint à déterminer l'efficacité des calorimètres d'une autre manière (voir section 3.1.2).

La simulation d'un événement $e^- p\omega \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ nécessite entre 0,5 et 1 seconde. Nous avons simulé 28 millions d'événements à l'aide des fermes d'ordinateurs du centre de calcul de Lyon (CCPN). En exécutant des tâches en parallèle, celà a pris 20 jours.

Traitement ultérieur avec GPP

• *Rôle de GPP :*

La simulation faite par GSIM est une représentation idéalisée de la réalité. Tous les canaux de lecture y sont opérationnels alors que ce n'est pas forcément le cas pendant les prises de données. Les résolutions dans les données Monte Carlo sont meilleures que dans les données expérimentales.

Le rôle du code GPP (acronyme de GSIM Post Processing) est alors de rendre les données Monte Carlo "plus réelles". Dans ce but, il consiste, au niveau des données brutes à la sortie de GSIM,

- à supprimer systématiquement les parties correspondants aux scintillateurs qui n'étaient pas opérationnels au moment de la prise de données,
- à supprimer avec une probabilité égale à leur efficacité individuelle durant le *run*, les fils des chambres à dérive,
- à élargir les résolutions des scintillateurs de temps de vol ainsi que celles des chambres à dérive.

La procédure de détermination des efficacités individuelles des fils des chambres à dérive est décrite dans la référence [Ung03]. L'idée de supprimer les fils avec une certaine probabilité et non systématiquement a été motivée par le fait que certains d'entre eux ont cessé de fonctionner en cours de prise de données et d'autres canaux ont été réparés.

• *Contrôle des comptages en fonction des secteurs :*

L'effet attendu de la suppression totale ou partielle des canaux non 100% opérationnels, est de reproduire secteur à secteur dans la simulation les comptages existants dans les données expérimentales.

Des différences plus ou moins importantes sont constatées dans les comptages de particules individuelles entre les données Monte Carlo et les données expérimentales, pour certains secteurs et pour certains angles θ. Par exemple, le "trou" observé pour les électrons autour de $\theta = 20°$ secteur 5 (-150° $< \varphi <$ -90°) que l'on peut voir figure 2.3, n'est pas exactement reproduit par GPP. Néanmoins, lorsque l'on examine le nombre de ω reconstruits, ces différences se moyennent de par la répartition en secteur des trois particules détectées ; et le rapport entre le nombre de ω dans les données expérimentales et le nombre de ω dans les données Monte Carlo est constant, à 10% près, en fonction du secteur de détection de l'électron diffusé (voir tableau 3.3).

Secteur électron diffusé	1	2	3	4	5	6
$\frac{N_\omega \text{ données}}{N_\omega \text{ simulation}}$	1,00	0,95	1,11	0,99	0,97	1,11

TAB. 3.3 – *Rapport normalisé entre le nombre de ω extrait des données expérimentales et celui extrait des données Monte Carlo après passage dans GPP en fonction du secteur de détection de l'électron diffusé.*

• *Optimisation des paramètres d'élargissement des résolutions :*

Il existe deux paramètres à ajuster de manière à ce que les résolutions temporelles simulées correspondent aux résolutions mesurées ; le premier, f, sert à élargir les résolutions liées aux scintillateurs de temps de vol tandis que le second, d, sert à élargir les résolutions liées aux chambres à dérive.

Nous avons ajusté le paramètre d sur les distributions de masse manquante du système $e^- p$ sur lesquelles on coupe pour faire la sélection finale du ω (figure 3.5) et qui ne dépend pas de la résolution des scintillateurs de temps de vol. Nous avons trouvé d=2,25. Les distributions $M_X[e^- pX]$ des données Monte Carlo sans et avec élargissement des résolutions liées aux chambres à dérive sont présentées figure 3.5.

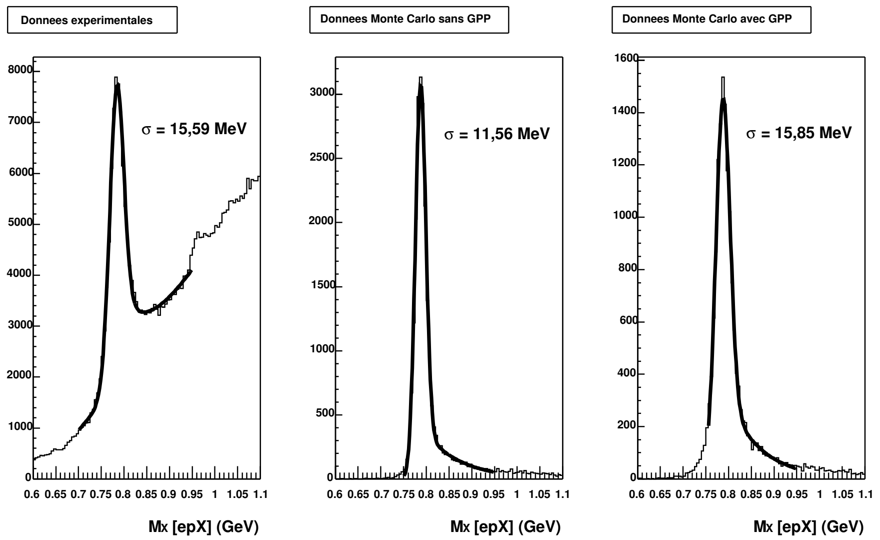

FIG. 3.5 – *Distributions $M_X[e^- pX]$ des données expérimentales (à gauche) et des données Monte Carlo sans (au milieu) et avec (à droite) élargissement des résolutions liées aux chambres à dérive. Les résolutions obtenues sont données dans chacun des cas.*

Ensuite le paramètre f fut ajusté sur les distributions $\Delta\beta(m)$ pour $m = m_p$ et $m = m_\pi$ sur lesquelles on effectue également une coupure pour identifier les hadrons chargés et la valeur f=1,3 fut trouvée. La figure 3.6 montre les distributions $\Delta\beta(m)$ des données Monte Carlo sans et avec élargissement des résolutions liées aux scintillateurs de temps de vol et aux chambres à dérive.

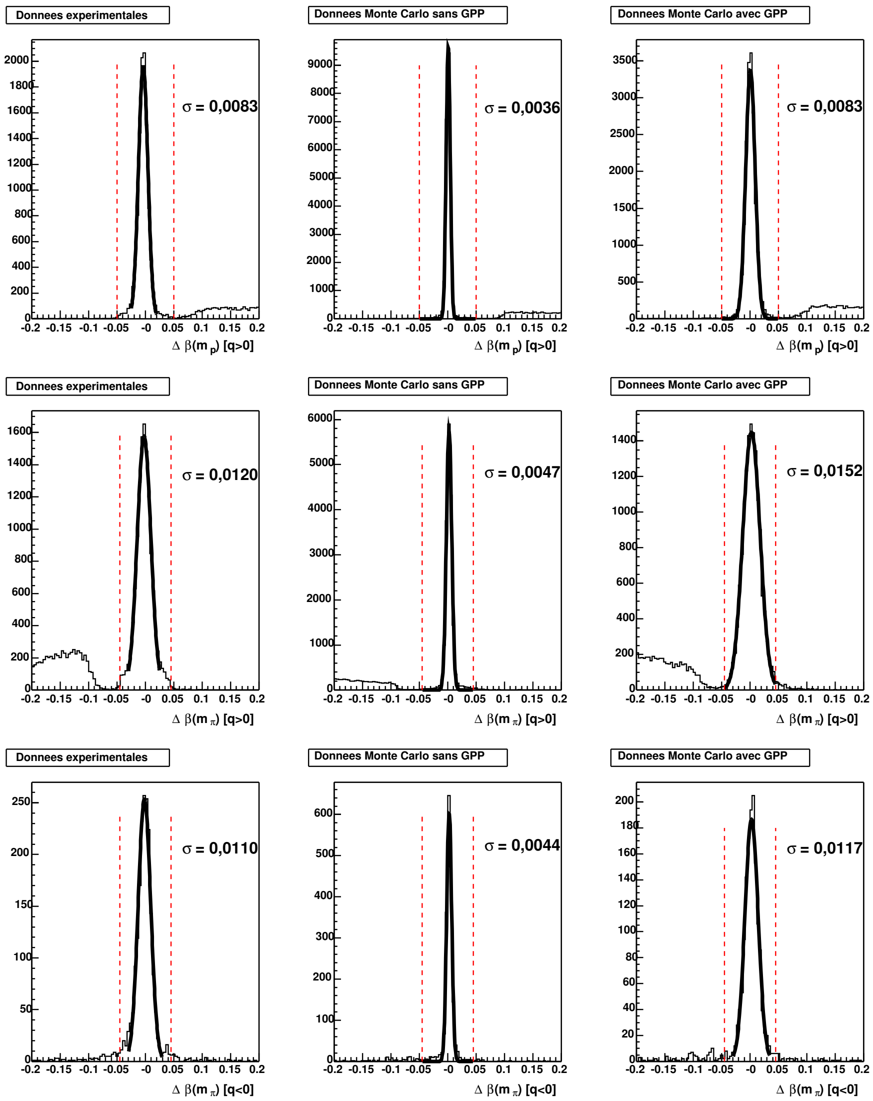

FIG. 3.6 – *De haut en bas, distributions $\Delta\beta(m_p)$ pour les traces chargées positivement, $\Delta\beta(m_\pi)$ pour les traces chargées positivement et $\Delta\beta(m_\pi)$ pour les traces chargées négativement. De gauche à droite, données expérimentales, données Monte Carlo sans et avec élargissement des résolutions liées aux scintillateurs de temps de vol et aux chambres à dérive. Les résolutions obtenues sont données dans chaque cas. Les coupures d'identification des hadrons sont représentées en traits pointillés.*

Réduction et analyse

Les données Monte Carlo furent réduites avec la même version du programme de réduction que celle utilisée pour les données. Ceci permet d'inclure la composante efficacité de reconstruction ou de traitement informatique du système CLAS.

Par ailleurs, les mêmes coupures d'identification des particules que celles utilisées pour les données expérimentales furent appliquées aux données Monte Carlo à l'exception de la coupure sur le nombre de photo-électrons et les coupures liées au dépôt d'énergie dans les calorimètres électromagnétiques.

Les corrections de l'impulsion des particules dues au champ magnétique et aux chambres à dérive ne furent quant à elles pas appliquées aux données Monte Carlo. En effet, leur origine tient à la mauvaise connaissance du champ magnétique de CLAS de même que de la position exacte des chambres à dérive. Or les données Monte Carlo ont été réduites avec la même carte de champ magnétique et en faisant la même supposition concernant la position des chambres à dérive que celles utilisées par GSIM pour leur simulation. Ces corrections n'ont donc pas lieu d'être dans le cas des données Monte Carlo. En revanche, l'impulsion des protons fut corrigée de leur perte d'énergie.

Enfin les coupures d'identification du canal $e^- p \to e^- p\omega$

$$M_X^2[e^- p\pi^+ X] \geq 0,1 \text{ GeV}^2 \;\;\&\;\; 0,72 \text{ GeV} \leq M_X[e^- pX] \leq 0,85 \text{ GeV} \tag{3.3}$$

et celles de sélection du domaine cinématique

$$p_e \geq 800 \text{ MeV} \;\;\&\;\; W \geq 1,8 \text{ GeV} \tag{3.4}$$

(toujours employées pour les données expérimentales) furent également appliquées.

Extraction des efficacités

• *Découpage de l'espace de phase et sensibilité au générateur :*

L'efficacité dans un élément de volume d'espace de phase $d\Gamma$, $Eff(d\Gamma)$, est définie par le rapport entre le nombre d'événements acceptés, $N_{acc}(d\Gamma)$ dans $d\Gamma$ sur le nombre d'événements générés, $N_{gen}(d\Gamma)$ dans $d\Gamma$.

Si $d\Gamma$ est à lui seul tout l'espace de phase, alors on a une estimation de l'efficacité moyennée sur tout cet espace. Or l'efficacité de CLAS n'est pas uniforme dans toutes les dimensions. L'exemple le plus visible tient à sa couverture de détection en φ.

Il est indispensable de faire un découpage $d\Gamma$ le plus fin possible dans la simulation de manière à s'affranchir de la dépendance du modèle utilisé pour générer les événements Monte Carlo. En effet, soit $\sigma(x)$ la section efficace de production du ω dans *genev* et $eff(x)$ la fonction efficacité du système CLAS. Alors

$$\begin{aligned} N_{gen}(\Delta x) &= k\int_{\Delta x}\sigma(x)dx = k[\sigma(x_0)\Delta x + \sigma'(x_0)\frac{(\Delta x)^2}{2} + ...] \\ N_{acc}(\Delta x) &= k\int_{\Delta x}\sigma(x)eff(x)dx = k[\sigma(x_0) + \sigma'(x_0)(x-x_0) + ...] \\ &\qquad [eff(x_0) + eff'(x_0)(x-x_0) + ...]\Delta x \\ &= k[\sigma(x_0)eff(x_0)\Delta x + \sigma'(x_0)eff(x_0)(\Delta x)^2 + \sigma(x_0)eff'(x_0)(\Delta x)^2 + ...] \end{aligned} \tag{3.5}$$

D'où

$$Eff(\Delta x) = \frac{N_{acc}(\Delta x)}{N_{gen}(\Delta x)} = eff(x_0) + F(\sigma)\Delta x + ... \tag{3.6}$$

où $F(\sigma)$ désigne une fonction de σ. Ainsi, si Δx est petit, alors $Eff(\Delta x)$ est indépendant de σ, et donc du modèle utilisé. Cette constation est d'autant plus importante dans notre cas que *genev* a été optimisé pour les bas Q^2 et le domaine des résonances ; il n'est donc pas censé reproduire nos données.

• *Définition de la table d'efficacités :*

Compte tenu de ces remarques, nous avons opté pour la définition d'une table d'efficacité de dimension égale au nombre de variables indépendantes nécessaires pour décrire l'électroproduction de ω et avec un découpage aussi fin que possible.

Cinq variables indépendantes sont nécessaires pour décrire une réaction à trois particules sortantes. Cependant, en électroproduction non polarisée, la section efficace est indépendante de l'angle azimutal de l'électron diffusé. Nous avons alors choisi les quatre variables suivantes :

- la quadri-impulsion au carré du photon virtuel $Q^2 = -q^2 = -(e - e')$,
- la variable de Bjorken $x_B = Q^2/2pq$,
- la quadri-impulsion au carré du transfert d'énergie entre le proton de la cible et le proton diffusé $t = (p - p')^2$
- l'angle entre le plan leptonique et le plan hadronique ϕ,

où e, e', q, p, p' sont respectivement les quadri-vecteurs énergie-impulsion de l'électron incident, diffusé, du photon virtuel, du proton initial, de recul (voir figure 3.7).

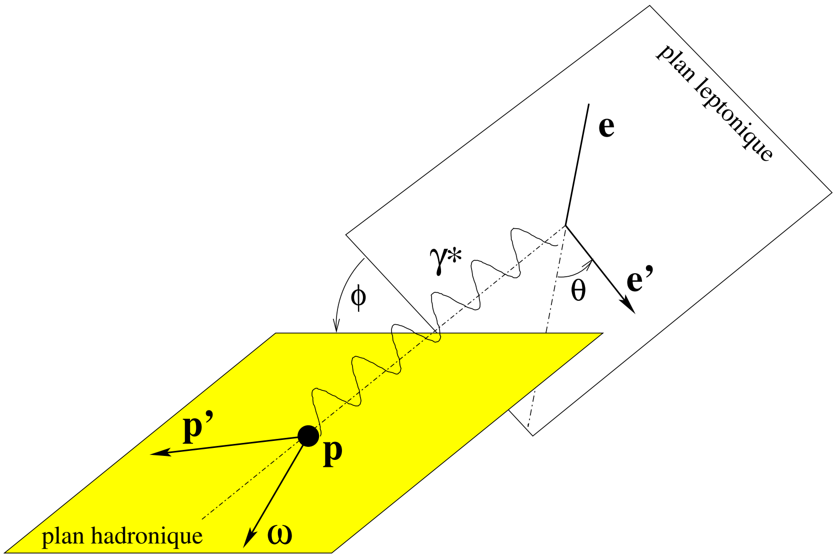

FIG. 3.7 – *Schéma illustrant le plan leptonique et le plan hadronique ainsi que l'angle ϕ entre eux.*

La description de la désintégration du ω nécessiterait deux autres variables θ_N et φ_N comme on l'a vu section 3.1.1. Cependant, le calcul de ces deux variables requiert la détection de deux pions, ce qui n'est pas le cas dans cette étude. Les efficacités obtenues seront donc intégrées sur ces variables. La dépendance du résultat final en fonction de la loi de désintégration du ω sera néanmoins étudiée plus loin.

Quant au découpage en bins fins, il a été motivé par la répartition des événements dans ces variables (figure 3.8) et limité par la statistique. Il est explicité tableau 3.4 et figure 3.9.

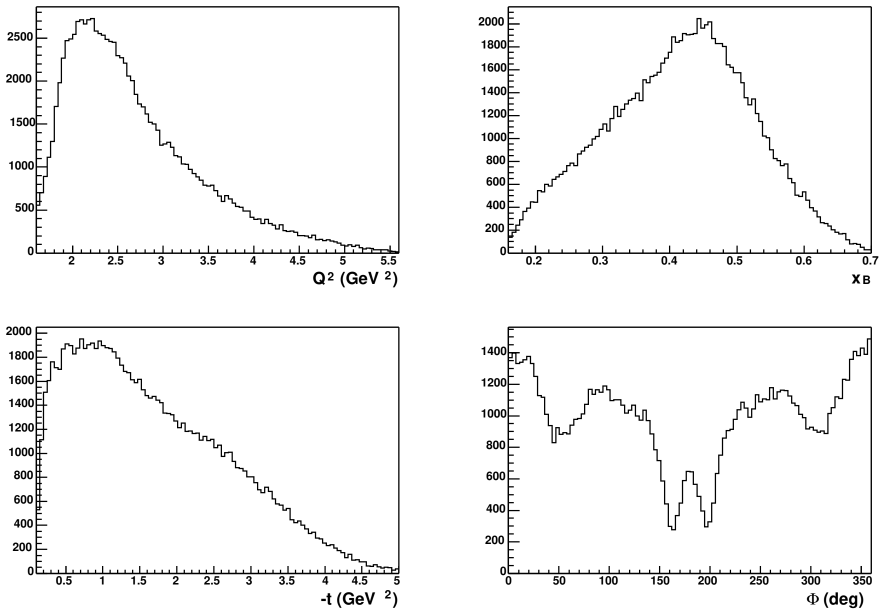

FIG. 3.8 – *Distributions Q^2, x_B, $-t$ et ϕ des données expérimentales.*

Variable	Unité	Domaine	Nombre de bins	Taille des bins
Q^2	GeV^2	1,6 - 3,1	5	0,3
		3,1 - 5,6	5	0,5
x_B	sans	0,16 - 0,7	9	0,06
$-t$	GeV^2	0,1 - 1,9	6	0,3
		1,9 - 4,3	3	0,8
ϕ	degrés	0 - 360	9	40

TAB. 3.4 – *Binning de la table d'efficacités.*

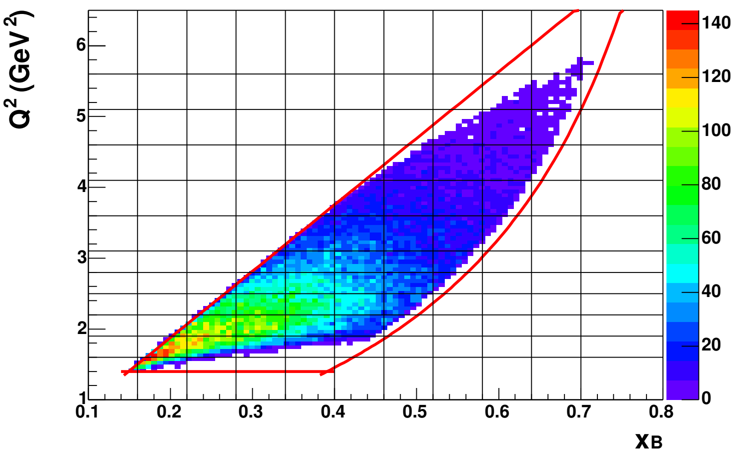

FIG. 3.9 – *Distribution Q^2 en fonction de x_B des données Monte Carlo et binning du tableau 3.4. Les courbes rouges indiquent les limites dans lesquelles ont été générés les événements Monte Carlo.*

• *Résultats :*

La figure 3.10 présente les distributions en Q^2, x_B, $-t$ et ϕ des données Monte Carlo générées et acceptées dans les coupures définies section précédente. Les distributions acceptées sont à comparer avec les distributions des données expérimentales figure 3.8. Les structures de la distribution en ϕ sont dues aux zones de détection inefficaces (bobines du tore et coupures fiducielles en φ).

Pour chaque bin à quatre dimensions (Q^2, x_B, t, ϕ), on calcule l'efficacité de CLAS de la manière suivante :

$$eff(Q^2, x_B, t, \phi) = \frac{N_{acc}(Q^2, x_B, t, \phi)}{N_{gen}(Q^2, x_B, t, \phi)} \tag{3.7}$$

où $N_{gen}(Q^2, x_B, t, \phi)$ est le nombre d'événements générés dans ce bin et $N_{acc}(Q^2, x_B, t, \phi)$ le nombre d'événements acceptés.

Afin d'évaluer l'erreur faite sur ce calcul d'efficacité, il faut considérer que les événements ont une probabilité eff d'être acceptés et $1 - eff$ d'être rejetés. Les événements acceptés sont donc distribués suivant une loi binomiale de valeur moyenne $N_{gen} \times eff$ et de déviation standard $\sqrt{N_{gen} \times eff(1 - eff)}$. L'erreur sur eff est alors :

$$\Delta eff = \frac{\Delta N_{acc}}{N_{gen}} = \sqrt{\frac{eff(1 - eff)}{N_{gen}}} \tag{3.8}$$

Les efficacités sont de quelques pourcents. Ces valeurs sont dues au fait que l'on doive détecter trois particules dans un espace 4π découpé par 6 bobines et à la nécessité d'augmenter les zones mortes par la définition de zones fiducielles de détection. Les efficacités intégrées en Q^2, x_B, $-t$ et ϕ sont montrées figure 3.11 pour illustration, elles ne sont pas utilisées dans les calculs de sections efficaces.

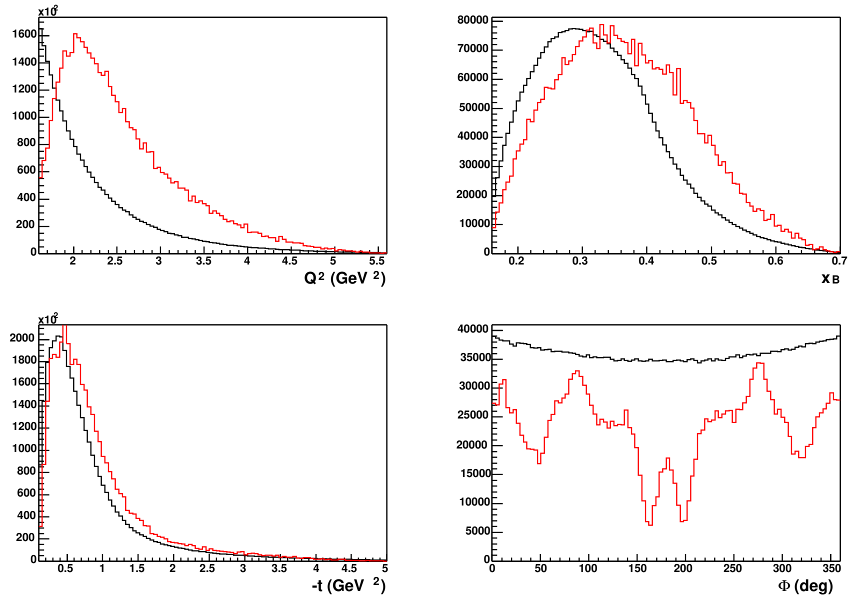

FIG. 3.10 – *Distributions Q^2, x_B, $-t$ et ϕ des données Monte Carlo générées (courbes noires) et acceptées (courbes rouges). Les distributions acceptées ont été respectivement multipliées par 90, 70, 70 et 40 pour être visibles.*

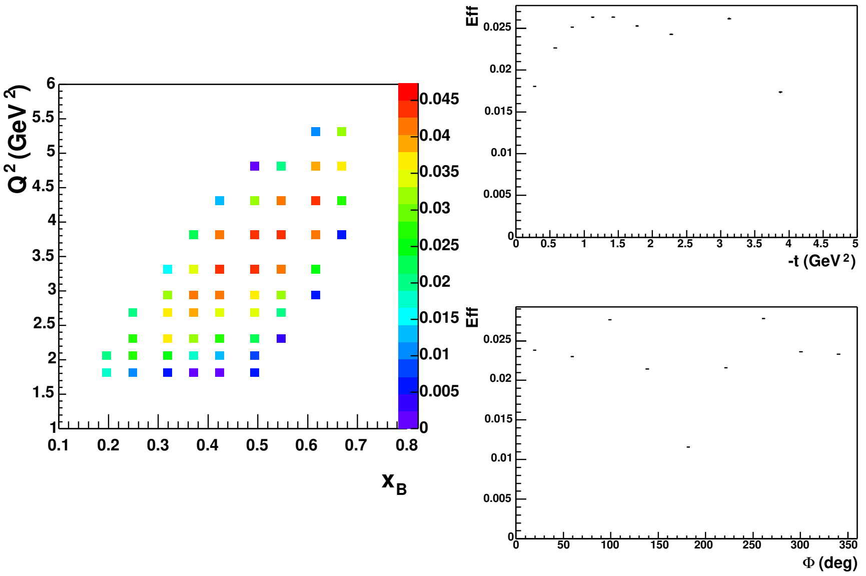

FIG. 3.11 – *(a) Efficacités intégrées en $-t$ et ϕ, en fonction de Q^2 et x_B. (b) Efficacités intégrées en Q^2, x_B et ϕ. (c) Efficacités intégrées en Q^2, x_B et $-t$.*

3.1.2 Détermination des efficacités de détection Čerenkov et calorimètre d'après les données

Les coupures Čerenkov et calorimètre, appliquées aux données expérimentales (et non applicables aux données Monte Carlo) pour sélectionner les électrons diffusés, rejettent des bons événements. La détermination des efficacités de détection Čerenkov et calorimètre consiste à estimer quelle est la fraction de bons événements acceptés dans ces coupures.

Efficacité de détection Čerenkov

Pour déterminer l'efficacité de détection Čerenkov, on considère que le signal laissé par les électrons est une distribution de Poisson généralisée d'équation :

$$y\left(\frac{x}{p}\right) = k\frac{L^{\frac{x}{p}}e^{-L}}{\Gamma(\frac{x}{p}+1)} \tag{3.9}$$

où k, L et p sont des paramètres. Un ajustement de cette fonction sur les distributions $Nphe$ $\times 10$ des électrons diffusés après toutes les coupures d'identification entre 40 et 200, puis une extrapolation de la fonction trouvée jusqu'à 0, permet d'obtenir le nombre total de bons événements. La coupure Čerenkov appliquée étant $Nphe \times 10 \geq 25$, l'efficacité de détection, eff_{CC}, est alors :

$$eff_{CC} = \frac{\int_{25}^{200} y(Nphe \times 10)}{\int_{0}^{200} y(Nphe \times 10)} \tag{3.10}$$

Les distributions en nombre de photo-électrons dépendent de Q^2 et x_B. Un ajustement pour chaque bin en (Q^2, x_B) de la table d'efficacités tableau 3.4 a été effectué. Un exemple en est donné figure 3.12.

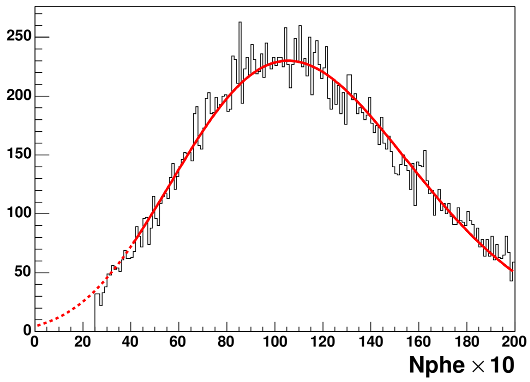

FIG. 3.12 – *Distribution $Nphe\times 10$ des électrons diffusés après toutes les coupures d'identification tableau 2.1 pour 3,1 GeV^2 $\leq Q^2 \leq$ 3,6 GeV^2 et 0,52 $\leq x_B \leq$ 0,58. L'ajustement par une fonction de Poisson géneralisée (courbe rouge traits pleins) ainsi que l'extrapolation du résultat (courbe rouge traits pointillés) sont représentés.*

Les efficacités extraites pour chaque bin en (Q^2, x_B) sont représentées figure 3.13.

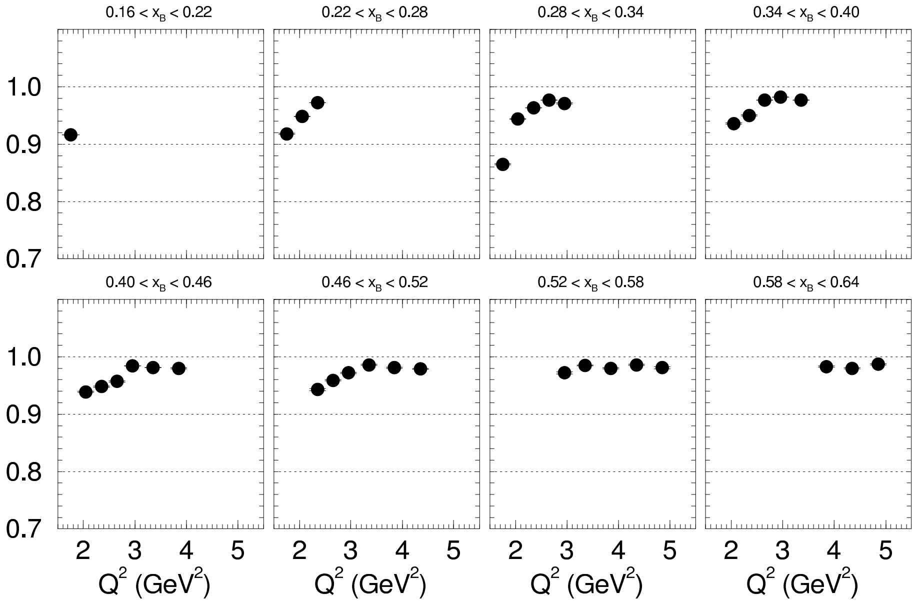

FIG. 3.13 – *Efficacités de détection Čerenkov en fonction de Q^2 pour chaque bin en x_B.*

Efficacité de détection calorimètre

Pour déterminer l'efficacité de détection calorimètre, on fait l'hypothèse qu'une particule pour laquelle $Nphe{\times}10{\geq}80$, est un bon électron diffusé. L'efficacité de détection, eff_{EC}, est alors donnée par :

$$eff_{EC} = \frac{\int_{80}^{200} Nphe \times 10 \text{ (avec coupures calorimètre)}}{\int_{80}^{200} Nphe \times 10 \text{ (sans coupures calorimètres)}} \tag{3.11}$$

De même que pour la détermination de l'efficacité de détection Čerenkov, nous avons extrait eff_{EC} pour chaque bin en (Q^2, x_B). La figure 3.14 montre un exemple de distribution $Nphe{\times}10$ sans et avec coupures calorimètre.

Cette étude a également été réalisée avec une autre valeur de coupure sur $Nphe{\times}10$, à savoir 100, afin de vérifier l'hypothèse de départ selon laquelle une particule laissant un signal supérieur à 80 photo-électrons × 10 dans les compteurs Čerenkov est un bon électron.

Les efficacités extraites dans les deux cas sont compatibles pour chaque bin en (Q^2, x_B). Leurs variations sont données figure 3.15.

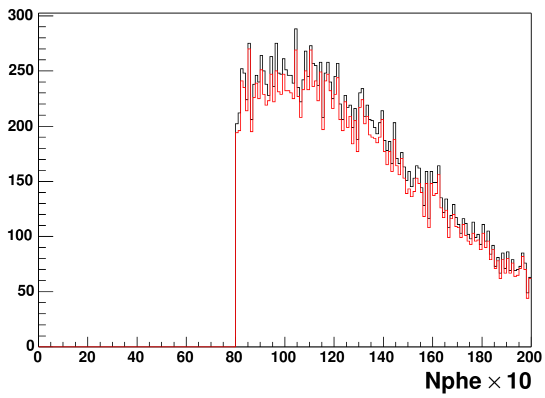

FIG. 3.14 – *Distribution Nphe×10 des électrons diffusés sans (trait noir) et avec (trait rouge) coupures calorimètre pour 3,1 GeV^2 $\leq Q^2 \leq$ 3,6 GeV^2 et 0,52 $\leq x_B \leq$ 0,58.*

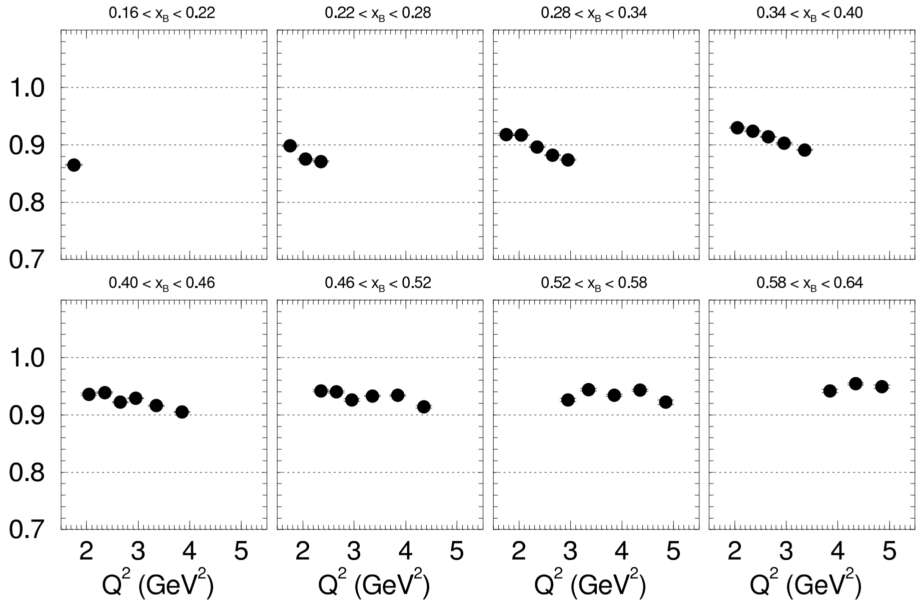

FIG. 3.15 – *Efficacités de détection calorimètre en fonction de Q^2 pour chaque bin en x_B.*

3.2 Soustraction du fond et extraction du nombre de ω

La technique de la masse manquante décrite section 2.4 permet de sélectionner le pic des événements $e^- p \to e^- p\omega$ (ou "pic du ω") parmi un fond de trois pions non résonnants. Le pic du ω étant étroit, la méthode de soustraction du fond choisie est celle d'un ajustement de la distribution $M_X[e^- pX]$ par une gaussienne asymétrique plus un polynôme. Cette analyse est par ailleurs restreinte aux événements tels que $-t < 2,7$ GeV^2 (voir section 2.4).

Dans cette section est expliquée la soustraction du fond sous le pic du ω après la pondération des données, puis l'extraction du nombre de ω.

3.2.1 Pondération des données expérimentales

Principe

La pondération des données expérimentales a pour but de corriger celles-ci de l'efficacité du système CLAS. Elle consiste à attribuer un poids $w_k = 1/eff_k$ à chaque événement suivant le bin k à 4 dimensions (Q^2, x_B, t, ϕ) de la table d'efficacités auquel il appartient.

Si N est un nombre d'événements non corrigé contenu dans un ensemble de K bins élémentaires ($N = \sum_{k=1}^{K} N_k$), le nombre n d'événements pondérés sera :

$$n = \sum_{k=1}^{K} w_k N_k \tag{3.12}$$

On en déduit l'erreur sur n :

$$\begin{aligned}(\Delta n)^2 &= \sum_{k=1}^{K} [w_k^2 (\Delta N_k)^2 + (\Delta w_k)^2 N_k^2] \\ &= \sum_{k=1}^{K} \left[\frac{N_k}{eff_k^2} + \frac{(\Delta eff_k)^2}{eff_k^4} N_k^2 \right]\end{aligned} \tag{3.13}$$

Dans ce qui suit, le second terme de l'équation 3.13, dû aux erreurs statistiques dans la simulation Monte Carlo, n'est pas considéré. Cette contribution, bien plus petite que celle du premier terme, sera incluse dans l'estimation des erreurs systématiques (voir section 3.5).

Coupures sur le poids

La pondération "non contrôlée" des événements peut conduire à des anomalies dans les distributions. En effet, un faible nombre d'événements acceptés par rapport à celui généré dans un bin élémentaire pour des raisons de statistique, conduit à une petite efficacité et à un grand poids. S'il arrive qu'un événement des données expérimentales appartienne à ce bin à quatre dimensions, alors celui-ci se verra attribuer artificiellement un très grand poids, ce qui provoquera un pic anormal haut et étroit dans la distribution considérée.

Afin d'éviter ce problème, on applique aux données les coupures suivantes (figure 3.16) :

$$
\begin{aligned}
0 < w < 400 \ (eff > 0,25\%) \\
\Delta w/w < 0,35
\end{aligned}
\qquad (3.14)
$$

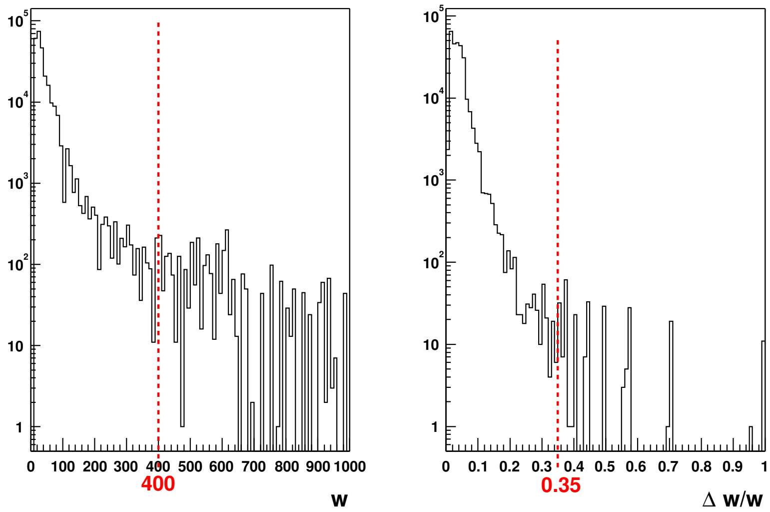

FIG. 3.16 – *Distributions w et $\Delta w/w$ en échelle logarithmique. Les coupures appliquées sont indiquées en pointillés.*

En contrepartie, il faut estimer l'efficacité, eff_w, de ces coupures afin de corriger les données de cet effet. On utilise pour cela les événements Monte Carlo acceptés, N_{acc}, auxquels on applique la pondération. Sans coupures sur cette dernière, on doit retrouver, par définition, le nombre d'événements générés N_{gen}. Avec les coupures équation 3.14, le nombre d'événements pondérés ($\sum wN_{acc}$) sera légèrement inférieur au nombre d'événements générés. On définit eff_w par :

$$eff_w = \frac{\sum wN_{acc}}{N_{gen}} \qquad (3.15)$$

Ce rapport entraîne une correction de quelques pourcents.

La figure 3.17 montre les distributions en Q^2 des événements Monte Carlo générés et des événements Monte Carlo acceptés pondérés pour un bin en x_B. La distribution des événements pondérés est systématiquement en dessous de celle des événements générés du fait des coupures équation 3.14.

L'efficacité des coupures sur w a été dérivée pour chaque bin en (Q^2, x_B) de la table d'efficacités 3.4.

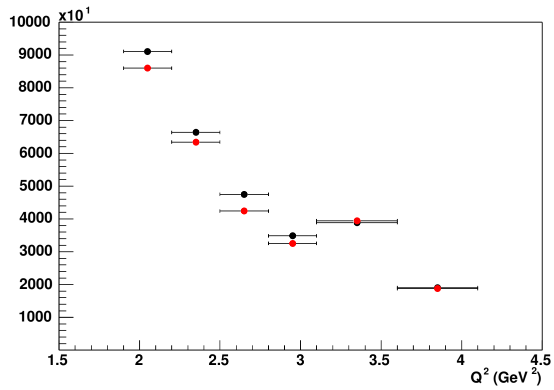

FIG. 3.17 – *Distributions en Q^2 des événements Monte Carlo générés (points noirs) et acceptés pondérés et après les coupures 3.14 (points rouges) pour 0,40 $< x_B <$ 0,46.*

3.2.2 Soustraction du fond sous le pic du ω

Nécessité de pondérer les données avant soustraction du fond

Il ne nous a pas semblé souhaitable, voire possible, d'extraire une section efficace quatre fois différentielle en fonction des quatre variables Q^2, x_B, t et ϕ pour les raisons suivantes :
- le nombre d'événements n'aurait pas été suffisant dans tous les bins considérés,
- la nécessaire procédure d'ajustement présentée ci-dessous est difficilement applicable pour des centaines de distributions,
- la présentation des résultats et leur comparaison avec des modèles théoriques n'est pas aisée à quatre dimensions.

Nous avons choisi d'extraire, dans un premier temps, une section efficace deux fois différentielle en fonction des variables Q^2 et x_B du fait de la problématique physique posée.

A quatre dimensions, la soustraction du fond peut se faire avant ou après correction d'efficacité du système CLAS :

$$n_\omega(Q^2, x_B, t, \phi) = \frac{N_\omega(Q^2, x_B, t, \phi)}{eff(Q^2, x_B, t, \phi)} = \frac{N(Q^2, x_B, t, \phi)}{eff(Q^2, x_B, t, \phi)} - \frac{N_f(Q^2, x_B, t, \phi)}{eff(Q^2, x_B, t, \phi)} \tag{3.16}$$

Lorsque l'on intègre sur une ou deux variables, la soustraction ne peut plus se faire avant correction d'efficacité des données :

$$n_\omega(Q^2, x_B) \propto \sum_{t,\phi} \frac{N_\omega(Q^2, x_B, t, \phi)}{eff(Q^2, x_B, t, \phi)} \neq \frac{N_\omega(Q^2, x_B)}{Eff(Q^2, x_B)} \tag{3.17}$$

où Eff est une efficacité intégrée (voir figure 3.11).

Il faut alors commencer par estimer le nombre d'événements pondérés (ω + fond) :

$$n_{\omega+f}(Q^2, x_B) \propto \sum_{t,\phi} \frac{(1)}{eff(Q^2, x_B, t, \phi)} \Big|_{720 \,\leq\, M_X[e^- pX] \,\leq\, 850 \text{ MeV}}, \tag{3.18}$$

puis extraire le nombre de ω par soustraction du fond :

$$n_\omega(Q^2, x_B) = n_{\omega+f}(Q^2, x_B) - n_f(Q^2, x_B) \tag{3.19}$$

Ajustement de la distribution $M_X[e^- pX]$

L'ajustement du pic du ω s'effectue par une fonction gaussienne asymétrique du fait de la présence de la queue radiative. L'équation de cette gaussienne asymétrique s'écrit :

$$n(m) = C\left[p\frac{e^{-\frac{(m-\mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} + (1-p)\frac{\alpha}{2\sigma}e^{-\frac{\alpha^2}{4}}e^{-\alpha\frac{m-\mu}{\sigma}}\left\{1+\operatorname{erf}\left(\frac{m-\mu}{\sigma}\right)\right\}\right] \tag{3.20}$$

où C, μ, σ, p et α paramètres.

Les paramètres μ et σ décrivent la position et la largeur du pic du ω. Les paramètres p et α caractérisent respectivement la hauteur relative de la queue radiative par rapport au pic du ω et la longueur de celle-ci.

Une étude de la forme des distributions $M_X[e^- pX]$ des données Monte Carlo (voir distribution de droite figure 3.5) montre que les valeurs de p et α ne dépendent que de W. La figure 3.18 montre les valeurs de p et α en fonction de W établies à partir d'ajustements par la fonction 3.20 de la distribution $M_X[e^- pX]$ des données Monte Carlo pour chaque bin en (Q^2, x_B) défini tableau 3.4. Sur cette figure, les courbes en traits pleins soulignent la tendance moyenne en fonction de W, tandis que les courbes en traits pointillés délimitent les valeurs extrêmes (minimum et maximum), utilisées pour contraindre les variations possibles des paramètres p et α lors de l'ajustement des données expérimentales.

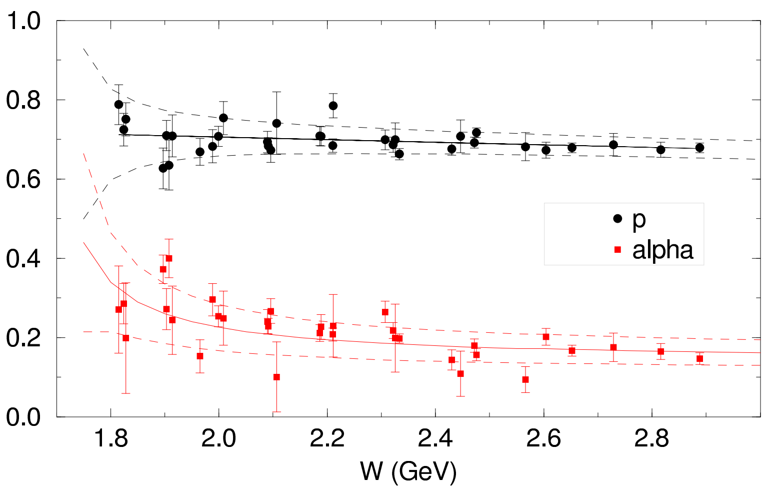

FIG. 3.18 – *Dépendance des valeurs de p (points noirs) et α (points rouges) extraites des distributions $M_X[e^- pX]$ des données Monte Carlo, en fonction de W (voir texte pour explication).*

L'ajustement du fond s'effectue quant à lui par un polynôme du second degré pour la plupart des bins en (Q^2, x_B). Un exemple d'ajustement pic plus fond est montré figure 3.19, distribution de gauche.

Pour les bins de faible W, le fond décroit au dessus du pic du ω à cause des coupures d'acceptance. Afin d'ajuster un tel fond, on utilise un polynôme du second degré multiplié par une fonction erf [1] :

$$n_f(m) = (a_0 + a_1 m + a_2 m^2)\left(1 + \mathrm{erf}\left(\frac{m_0 - m}{\Delta m}\right)\right)/2 \tag{3.21}$$

Un exemple d'ajustement pic plus fond dans un tel bin est donné figure 3.19, distribution de droite.

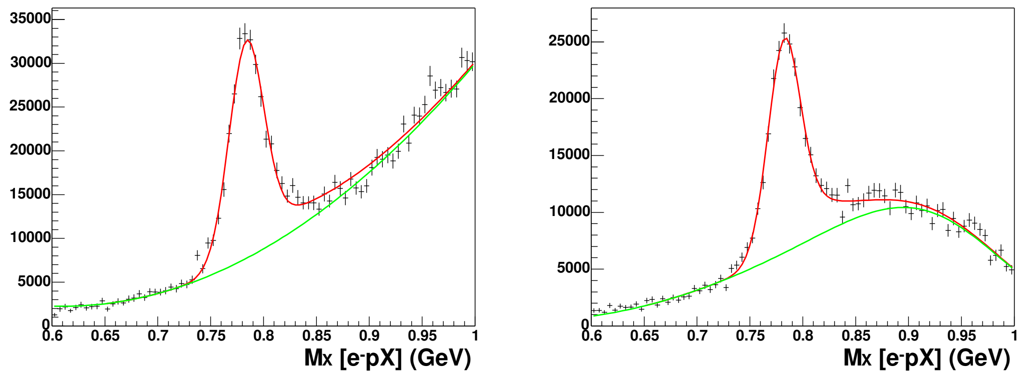

FIG. 3.19 – *Distributions $M_X[e^- pX]$ corrigées de l'efficacité du système CLAS. Distribution de gauche : 2,2 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 2,5 GeV^2 et 0,34 $\leq x_B \leq$ 0,40. Distribution de droite : 3,1 GeV$^2 \leq Q^2 \leq$ 3,6 GeV^2 et 0,52 $\leq x_B \leq$ 0,58. Les barres d'erreurs sont données par $\sqrt{\sum_{k=1}^{N_{evts}} N_k/eff_k^2}$. L'ajustement par $n(m) + n_f(m)$ est représenté en trait rouge. La contribution de $n_f(m)$ est représentée en trait vert.*

Soustraction bin à bin

Une fois l'ajustement de la distribution $M_X[e^- pX]$ pondérée par $n(m)+n_f(m)$ effectué pour chacun des 34 bins en (Q^2, x_B), on soustrait bin à bin la fonction $n_f(m)$ à $M_X[e^- pX]$. Un exemple de distribution $M_X[e^- pX]$ résultante est donné figure 3.20.

3.2.3 Extraction du nombre de ω

Pour les calculs de sections efficaces présentés section 3.5, on utilise le nombre de ω extrait des distributions telles que celle de la figure 3.20. Le nombre est donné par l'intégrale du pic de la figure 3.20 entre 720 et 850 MeV.

[1] $\mathrm{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x e^{-t^2} dt$

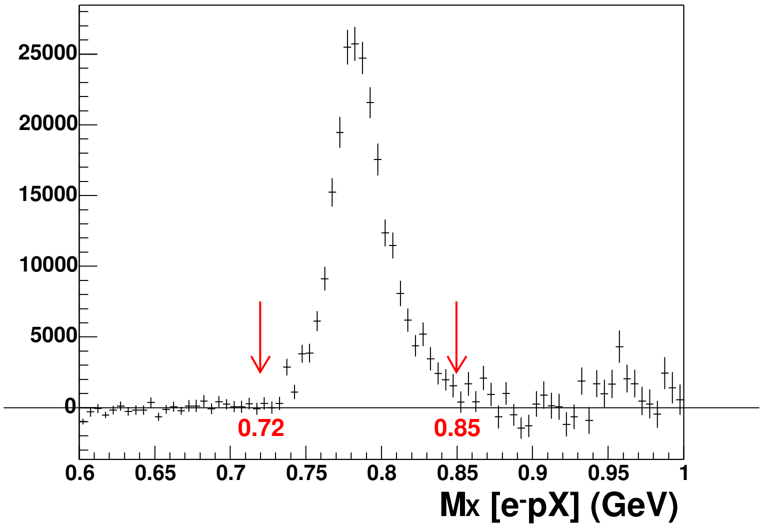

FIG. 3.20 – *Distribution $M_X[e^-pX]$ corrigée de l'efficacité du système CLAS et soustraite du fond pour le premier bin $(Q^2,\ x_B)$ de la figure 3.19. Les barres d'erreurs tiennent compte des erreurs sur les paramètres de la fonction de fond $n_f(m)$.*

3.3 Corrections radiatives

Les corrections radiatives sont traitées en deux étapes distinctes. Le calcul d'acceptance présenté section 3.1 tient compte des pertes radiatives dues à l'émission de photons énergétiques, par l'application de la coupure $M_X[e^-pX] < 0{,}85$ GeV. Cependant, les corrections dues à des photons mous, et surtout aux processus virtuels (polarisation du vide et correction de vertex) ne sont pas incluses dans cette procédure.

Un facteur de correction radiative, F_{rad}, fut donc dérivé à l'aide du générateur d'événements *genev* qui, comme nous l'avons vu section 3.1.1, permet ou non de générer les effets radiatifs. F_{rad} est donné par :

$$F_{rad} = \frac{N_{gen}^{no\ rad}}{N_{gen}^{rad}} \tag{3.22}$$

où $N_{gen}^{no\ rad}$ et N_{gen}^{rad} sont respectivement proportionnels à la section efficace non radiative et radiative définies dans le générateur.

Ce facteur de correction fut extrait pour chaque bin en $(Q^2,\ x_B)$ de la table d'efficacités tableau 3.4. Il varie de 0,85 à 1,1 selon les bins, mais l'effet combiné des deux corrections est à peu près indépendant de la cinématique et de l'ordre de 1,2.

3.4 Détermination de la luminosité intégrée

La section efficace d'électroproduction de ω est évaluée en divisant le nombre de fois où l'électron a interagi selon la réaction $e^- p \to e^- p\omega$ par la luminosité intégrée. Cette dernière est définie de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{int} = n_{tgt} \int_{T_{ACQ}} \frac{dN_e}{dt} dt \equiv n_{tgt} \frac{Q_{int}}{q_e} \tag{3.23}$$

où

- n_{tgt} est le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible,
- $\frac{dN_e}{dt}$ est le flux d'électrons intégré sur la surface du faisceau,
- T_{ACQ} est la durée de l'acquisition,
- Q_{int} est la charge intégrée sur la durée T_{ACQ},
- q_e est la charge de l'électron.

Dans cette section est expliquée la détermination de la charge intégrée. En dernière section, le calcul de la luminosité intégrée est effectué.

3.4.1 Mesure de la charge du faisceau incident

La mesure de la charge du faisceau incident sur CLAS s'effectue à l'aide d'une cage de Faraday située dans le tunnel du puits de faisceau (figure 2.1, partie II). Cette cage de Faraday est constituée de 4000 kg de plomb sur 70 longueurs de radiations en profondeur, de manière à arrêter les électrons avec une efficacité de 100% et à mesurer directement la charge accumulée.

Le signal provenant de la cage de Faraday est digitalisé puis envoyé dans des échelles déclenchées selon l'état du système d'acquisition. De cette manière, la charge totale incidente sur la cible, FC, ainsi que celle incidente uniquement pendant le temps où le système d'acquisition est actif, FCG, peuvent être enregistrées.

L'information qui nous intéresse pour normaliser les sections efficaces est FCG. Nous considérerons donc seulement celle-ci dans la suite. La charge et la luminosité intégrées présentées ci-après, sont donc effectives car elles tiennent compte du temps mort d'acquisition des données.

3.4.2 Lecture et stockage de l'information

Lors de l'acquisition des données, la lecture de l'information donnée par la cage de Faraday (FCG) est déclenchée toutes les 10 secondes, soit environ tous les 10000 événements, par le système d'acquisition.

A la réduction des données, cette information est stockée événement par événement dans la variable fcg. Ainsi pour les événements enregistrés entre une lecture de la cage de Faraday, Q_i, et la suivante, Q_f, (tranche d'événements “équi-charge”), fcg sera égale à Q_i (voir figure 3.21). Nous verrons section suivante comment cette redondance de l'information peut s'avérer très pratique.

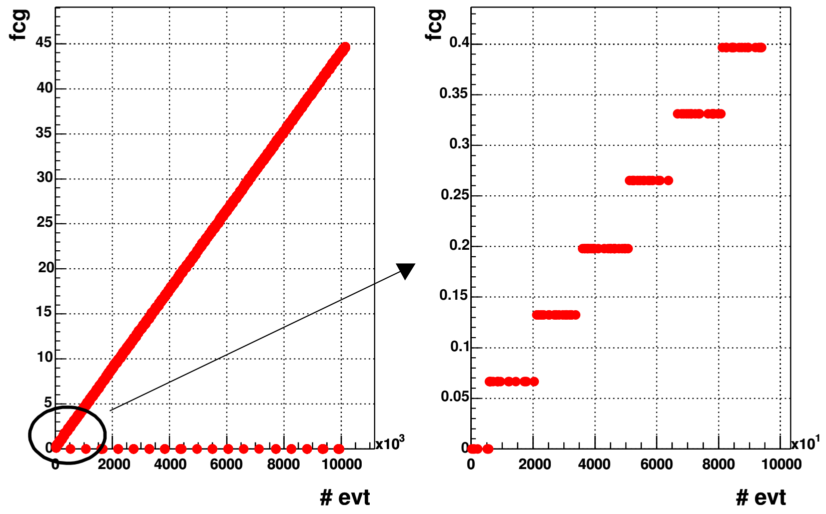

FIG. 3.21 – *Distributions fcg en fonction du numéro d'événement pour tout l'enregistrement 30921 (distribution de gauche) et pour une partie seulement (distribution de droite).*

3.4.3 Analyse de l'information

La charge intégrée s'évalue en faisant la somme des $Q_f - Q_i$ pour toutes les tranches d'événements "équi-charge".

Néanmoins, l'information $Q_f - Q_i$ n'est pas tout à fait exacte pour chacune des tranches. En effet, la lecture de la cage de Faraday n'est pas synchronisée avec le début d'un enregistrement. Ainsi pour les premiers et derniers événements d'un enregistrement, l'information concernant la charge intégrée est incertaine. Il en est de même au début et à la fin de chaque fichier dont est composé l'enregistrement car ceux-ci sont réduits séparément.

Afin de repérer ces "mauvaises" tranches "équi-charge", on représente le nombre d'événements $e^-p\pi^+X$ dans chaque tranche, $N_{e^-p\pi^+X}$, normalisé à $Q_f - Q_i$ en fonction du numéro de tranche (figure 3.22). Pour éliminer ces tranches, on applique la coupure $N_{e^-p\pi^+X}/(Q_f - Q_i) \geq 20$ à la fois dans l'analyse du nombre de ω et dans la détermination de la charge intégrée. Ceci est rendu possible du fait que les événements de chaque enregistrement sont étiquetés par un numéro.

Mis à part le repérage des débuts et fins de fichiers, une telle représentation peut permettre de déceler d'éventuels problèmes survenus lors de l'acquisition (cible pas complétement pleine, chambres à dérive éteintes un long moment, etc...). De ce fait, il est nécessaire de l'étudier pour tous les enregistrements du *run e1-6*. A titre d'exemple, la figure 3.23 montre la quantité $N_{e^-p\pi^+X}/(Q_f - Q_i)$ en fonction du numéro d'enregistrement pour la période 2.

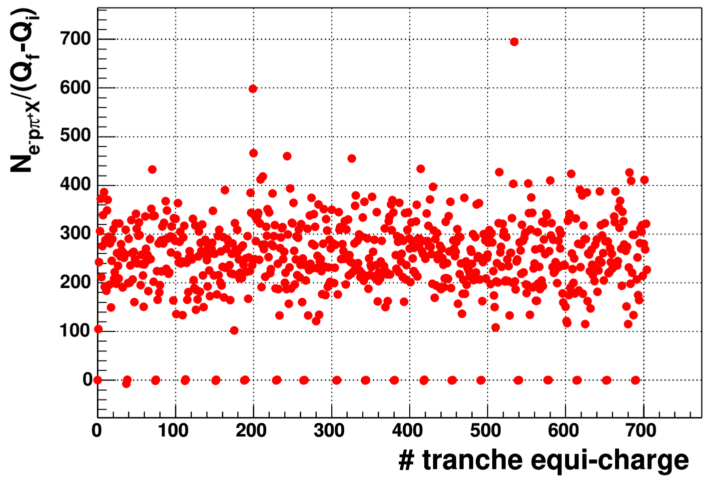

FIG. 3.22 – *Distribution $N_{e^-p\pi^+X}/(Q_f - Q_i)$ en fonction du numéro de tranche "équi-charge" pour l'enregistrement 30921.*

La valeur moyenne de 250 observée figure 3.22 se confirme pour la plupart des enregistrements (voir figure 3.23). On prend alors cette valeur comme référence. Les autres enregistrements (numéros 30975, 30993, 31079, 31080, 31085, 31086, 31087) pour lesquels la valeur moyenne est sensiblement différente de 250 sont suspects. On choisit de les éliminer de l'analyse.

Les "mauvaises" tranches "équi-charge" et les enregistrements suspects retirés, la charge intégrée, Q_{int}, peut être évaluée. On obtient pour les trois périodes respectivement : $Q_{int} = 6533$ μC, $Q_{int} = 6591$ μC et $Q_{int} = 8262$ μC.

3.4.4 Calcul de la luminosité intégrée

Le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible, n_{tgt}, introduit équation 3.23, est évalué en fonction des caractéristiques de la cible de la manière suivante :

$$n_{tgt} = \frac{2 l_{tgt} \rho_{tgt} \mathcal{N}}{M_{H_2}} \tag{3.24}$$

où

- l_{tgt} est la longueur de la cible,
- ρ_{tgt} la densité de la cible (densité de l'hydrogène),
- $\mathcal{N}$ la constante d'Avogadro,
- M_{H_2} la densité molaire de l'hydrogène,

Alors l'équation 3.23 devient :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{2 l_{tgt} \rho_{tgt} \mathcal{N}}{M_{H_2}} \frac{Q_{int}}{q_e} \tag{3.25}$$

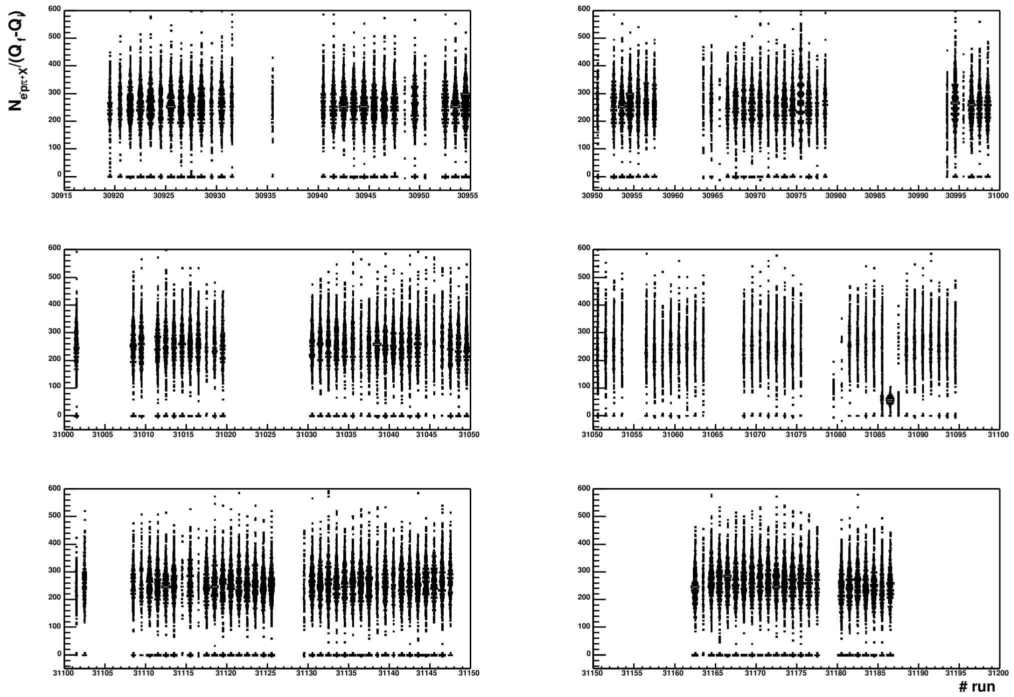

FIG. 3.23 – *Distributions $N_{e^-p\pi^+X}/(Q_f - Q_i)$ en fonction du numéro d'enregistrement pour la période 2.*

Avec l_{tgt} =5 cm, ρ_{tgt} = 0,0708 g.cm^{-3}, $\mathcal{N}$ = 6,022.10^{23} mol^{-1}, M_{H_2} = 2 g.mol^{-1}, Q_{int} = 21386.10^{-6} C et q_e = 1,602.10^{-19} C, on obtient :

$$\mathcal{L}_{int} = 2,85 \times 10^{40} \text{ cm}^{-2} \tag{3.26}$$

3.5 Extraction de $\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}$ et erreurs systématiques

Après avoir pondéré les données expérimentales, soustrait le fond sous le pic du ω, et évalué la luminosité intégrée, nous sommes en mesure d'extraire la section efficace de la réaction $\gamma^* p \to p\omega$.

Dans cette section sont présentés les résultats de la section efficace de la réaction $\gamma^* p \to p\omega$ en fonction de Q^2 et x_B, ainsi que les erreurs systématiques associées.

3.5.1 Extraction de $\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}$ en fonction de Q^2 et x_B

La section efficace réduite de la réaction $\gamma^* p \to p\omega$ s'obtient en divisant la section efficace de la réaction $e^- p \to e^- p\omega$ par le facteur de flux du photon virtuel, Γ_V, introduit page 13, fonction de son paramètre de polarisation, ϵ, soit :

$$\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}(Q^2, x_B, E) = \frac{1}{\Gamma_V(Q^2, x_B, E)} \frac{d^2\sigma_{e^- p \to e^- p\omega}}{dQ^2 dx_B} \tag{3.27}$$

avec

$$\Gamma_V(Q^2, x_B, E) = \frac{\alpha}{8\pi} \frac{Q^2}{m_p^2 E^2} \frac{1 - x_B}{x_B^3} \frac{1}{1 - \epsilon} \tag{3.28}$$

et

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2\frac{Q^2 + (E - E')^2}{4EE' - Q^2}} \tag{3.29}$$

Par ailleurs, la section efficace de la réaction $e^- p \to e^- p\omega$ s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma_{e^- p \to e^- p\omega}}{d^2Q^2 dx_B} = \frac{1}{BR_{\omega \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}} \frac{n_\omega(Q^2, x_B)}{\mathcal{L}_{int}\ \Delta Q^2\ \Delta x_B} \times \frac{1}{eff_{CC}\ eff_{EC}\ eff_w} \times F_{rad} \tag{3.30}$$

où

- $BR_{\omega \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}$ est le rapport d'embranchement du ω se désintégrant en $\pi^+\pi^-\pi^0$,
- $n_\omega(Q^2, x_B)$ est le nombre d'événements $e^- p \to e^- p\omega$ pondérés par l'efficacité du système CLAS dans un certain bin en (Q^2, x_B) (section 3.2),
- $\mathcal{L}_{int}$ est la luminosité intégrée (section 3.4),
- ΔQ^2 et Δx_B sont les largeurs du bin correspondant (tableau 3.4) ; dans le cas particulier des bins partiellement remplis, l'espace de phase $\Delta Q^2 \Delta x_B$ utilisé inclut une correction de surface,
- eff_{CC} est l'efficacité de détection Čerenkov (section 3.1.2),
- eff_{EC} est l'efficacité de détection calorimètre (section 3.1.2),
- eff_w est l'efficacité de coupure sur w (section 3.2.1),
- F_{rad} est le facteur de correction radiative (section 3.3).

La section efficace $\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}$ réduite a été extraite pour les bins en (Q^2, x_B) du tableau 3.4 remplis au moins à moitié (voir figure 3.9). Les bins correspondants à x_B compris entre 0,64 et 0,7 (grands Q^2) n'ont pas été retenus à cause d'une trop grande incertitude sur la soustraction de fond. Les résultats obtenus sont présentés en fonction de Q^2 pour chaque bin en x_B figure 3.24.

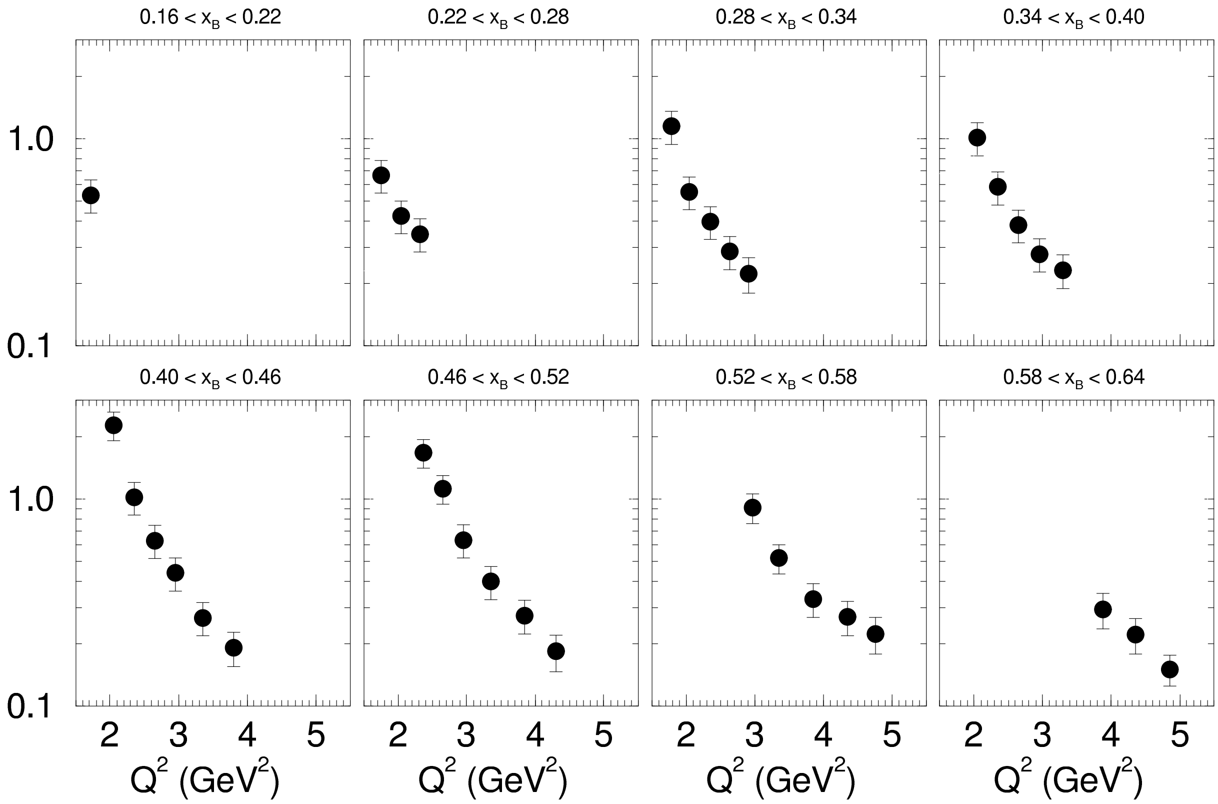

FIG. 3.24 – *Sections efficaces réduites $\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}$ en fonction de Q^2 pour différents bins en x_B. L'unité est le μbarn. Les barres d'erreurs tiennent compte de l'erreur statistique et des erreurs systématiques détaillées section 3.5.2.*

3.5.2 Estimation des erreurs systématiques

Erreurs liées à la détermination de l'efficacité du système CLAS

• *Qualité de la comparaison des données expérimentales et des données Monte Carlo*

Nous avons vu section 3.1.1 que l'application de GPP ne permettait pas complétement de reproduire secteur à secteur dans la simulation, les comptages d'événements $e^- p \to e^- p\omega$ observés dans les données expérimentales, ce à cause des zones mortes dans les chambres à dérive. Cette constation laisse à penser que l'efficacité du système CLAS n'est pas bien déterminée dans certains bins élémentaires. Nous estimons à 5% l'erreur systématique associée aux trous dans les chambres à dérive.

Nous avons également constaté dans cette section que GPP reproduisait relativement bien les résolutions des distributions $\Delta\beta(m_p)$ et $\Delta\beta(m_\pi)$ pour les traces chargées négativement mais avait tendance à trop élargir la résolution de la distribution $\Delta\beta(m_\pi)$ pour les traces chargées positivement (voir figure 3.6). Les coupures à $\pm 0{,}045$ sur cette variable éliminent alors jusqu'à 2% d'événements supplémentaires par rapport au cas des données expérimentales. Cette valeur constitue l'erreur systématique due à la comparaison des résolutions entre les données expérimentales et les données Monte Carlo.

- *Sensibilité au générateur :*

Comme nous l'avons montré équation 3.6, la méthode de détermination de l'efficacité du système CLAS bin par bin est théoriquement indépendante du modèle de production du ω utilisé par le générateur dans la limite où les bins sont de taille infiniment petite. Néanmoins, les bins que nous avons utilisés pour ce calcul sont de largeur finie, ce qui introduit une dépendance au modèle. L'erreur systématique liée à cette dépendance peut être estimée en modifiant le générateur d'événements. Une telle étude réalisée dans le cas de la production du ρ^0 [Had02] évalua cette erreur à 5%.

La dépendance du résultat en fonction de la loi de désintégration du ω fut étudiée en générant des événements $e^- p \to e^- p\omega$ avec d'autres valeurs pour les éléments de la matrice densité de spin du ω que celles données tableau 3.1. La différence obtenue sur les valeurs de la section efficace permit d'estimer à 8% l'erreur associée à cette dépendance.

Les effets radiatifs générés ont été calculés selon la référence [Mo69]. Dans le cas de réactions inélastiques, les approximations utilisées peuvent mener à des erreurs de l'ordre de 3%.

- *Application de la pondération :*

Le choix du découpage particulier de la table d'efficacités peut engendrer une erreur systématique. Pour évaluer cette erreur, on peut recalculer la table d'efficacités en considérant un autre découpage. Nous prenons comme valeur pour cette erreur le résultat estimé dans le cas de la production du ρ^0 [Had02].

Nous avons vu section 3.2.1, que l'on était obligé d'appliquer une coupure sur le poids w lors de la pondération des données et de dériver une efficacité eff_w afin de corriger les données de cet effet. L'erreur systématique liée à cette coupure a été évaluée en appliquant aux données une coupure de poids ($0 < w < 200$ et $\Delta w/w < 0{,}25$) puis en les corrigeant de l'efficacité eff_w associée, également recalculée. La différence obtenue sur les valeurs de la section efficace permit d'estimer à 4% cette erreur systématique.

Erreurs liées à la détermination des efficacités de détection de l'électron

La détermination de l'efficacité de détection Čerenkov est basée sur le fait qu'au dessus de 4 photoélectrons, le signal laissé par les électrons peut être ajusté par une fonction de Poisson généralisée. Nous estimons à 25% maximum l'erreur que l'on peut faire sur l'intégrale de cette fonction extrapolée à 0. L'inefficacité de détection Čerenkov valant au plus 6%, l'erreur systématique engendrée sur le résultat est estimée à 1,5%.

La détermination de l'efficacité de détection calorimètre repose quant à elle sur l'hypothèse qu'une particule pour laquelle $Nphe \times 10 \geq 80$ est un bon électron diffusé. Afin d'évaluer l'erreur systématique liée à la détermination de cette efficacité, nous l'avons redéterminée avec une coupure différente sur $Nphe$ ($Nphe \times 10 \geq 100$). La comparaison des résultats pour les deux coupures permit d'estimer cette erreur à 2%.

Erreur liée à la soustraction du fond

L'estimation du fond sous le pic du ω conduit elle aussi à une erreur systématique. Nous l'avons évaluée à 8% en ajustant la distribution $M_X[e^- pX]$ avec différentes hypothèses concernant la paramétrisation de la forme du fond (polynômes du premier et troisième degré, exponentielle, fonction puissance) et en forçant les paramètres p et α à prendre des valeurs en dehors des limites données figure 3.18. Les différentes paramétrisations ont pour effet de maximiser (cas de l'exponentielle) ou de minimiser (cas de la fonction puissance) la courbure de la fonction de fond. L'estimation du fond dans les bins en (Q^2, x_B) pour lesquels il y a des coupures d'acceptance est source d'erreur supplémentaire (voir distribution de droite figure 3.19). Pour ces bins, nous avons de plus fait différentes hypothèses pour la valeur de m_0 et Δm, ce qui porte l'erreur à 12%.

Toutes ces erreurs sont applicables indépendemment à chaque bin en (Q^2, x_B) et sont résumées dans le tableau 3.5.

Description des erreurs	**Valeur estimée**
Efficacité du système CLAS	
Qualité comparaison données expérimentales-données Monte Carlo	
- trous dans les chambres à dérive	5%
- résolutions	2%
Sensibilité au générateur	
- $\sigma_{gen}(Q^2, x_B, t)$	5%
- $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$	8%
- corrections radiatives	3%
Application de la pondération	
- découpage de la table d'efficacités	5%
- coupure en w	4%
Efficacités de détection de l'électron	
- efficacité de détection Čerenkov	1,5%
- efficacité de détection calorimètre	2%
Soustraction du fond	8 ou 12%
Erreurs ajoutées en quadrature	15 - 18%

TAB. 3.5 – *Liste des principales erreurs systématiques bin à bin.*

Erreur liée à la détermination de la luminosité intégrée

Les contributions à cette erreur sont l'épaisseur de la cible (environ 1 mm sur 5 cm), sa densité et enfin la mesure de la charge intégrée. Leurs valeurs estimées sont données dans le tableau 3.6. Cette erreur liée à la normalisation est applicable à l'ensemble des données.

Description des erreurs	**Valeur estimée**
Epaisseur de la cible	2%
Densité de la cible	1%
Charge intégrée	2%
Erreurs ajoutées linéairement	5%

TAB. 3.6 – *Liste des principales erreurs systématiques liées à la normalisation de l'ensemble.*

Erreur liée à la contribution de la cellule de la cible

Parmi les événements analysés, certains peuvent provenir de l'interaction d'un électron incident avec un proton de la cellule de la cible en aluminium. La méthode classique pour étudier une telle contamination consiste à analyser des enregistrements cible vide et à soustraire cette contribution au résultat obtenu cible pleine. Pour des raisons pratiques, nous n'avons pas analysé de tels enregistrements. L'erreur liée à la contribution de la cellule de la cible ne peut être au maximum que dans les proportions du nombre de protons dans la cellule par rapport à celui dans la cible pleine, soit 1%. Ce chiffre doit encore être diminué d'un facteur au moins 2 pour tenir compte de la distribution en impulsion des protons à l'intérieur des noyaux d'aluminium. Au final, nous négligeons cette source d'erreur.

3.6 Extraction des sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$ et $d\sigma/d\phi$

3.6.1 Sections efficaces différentielles en t

En répétant la procédure décrite section 3.2.2 pour différents intervalles en t (les mêmes que ceux définis dans le tableau 3.4), nous avons extrait la section efficace différentielle en t de la réaction $\gamma^* p \to p\omega$ pour chacun des 34 bins retenus en (Q^2, x_B).

Les erreurs systématiques associées à cette section efficace différentielle sont les mêmes que celles données dans le tableau 3.5 à l'exception des erreurs liées à la détermination des efficacités de détection de l'électron, ainsi que des erreurs liées à la méthode de soustraction de fond, qui ne dépendent pas de t. De plus, l'erreur liée à la coupure en w est certainement plus grande dans les bins contenant le moins d'événements (premier et derniers bins). Cette erreur varie donc de 2 à 7 % selon les bins. Ainsi les erreurs systématiques sur $d\sigma/dt$, de point à point, sont de 12 à 14 %.

Les résultats concernant cette section efficace seront montrés partie IV. De façon générale, on peut dire que ces distributions sont de type diffractif ($\propto e^{bt}$) pour $-1.5 < t < t_0$. Les valeurs de la pente b sont comprises entre 0.5 et 2.5 GeV^{-2} (voir tableau C.2 annexe C) ; elles sont compatibles avec celles observées pour la réaction $\gamma^* p \to p\rho^0$ à CLAS [Had02]. Aux plus grandes valeurs de $|t|$, la pente des sections efficaces est plus faible.

3.6.2 Sections efficaces différentielles en ϕ

De la même façon, nous avons extrait les sections efficaces différentielles en ϕ.

Les variations en ϕ des sections efficaces, aussi bien mesurées que celles utilisées dans le générateur d'événements pour le calcul des efficacités, sont de faible amplitude. Aussi omettons-nous dans les erreurs systématiques la plupart des contributions liées au calcul de ces efficacités. Au final, il reste une erreur systématique de 5,4 % sur chacun des points de la section efficace $d\sigma/d\phi$, à l'exception cependant du point correspondant au bin central $160 < \phi < 200°$ (environ 20 % ou plus). En effet, comme nous avions déjà pu le remarquer figure 3.10, l'acceptance en ϕ est particulièrement faible autour de 180°. Le calcul de l'efficacité, et en particulier l'effet de la coupure sur le poids w, sont beaucoup plus incertains localement (mais corrects globalement pour les sections efficaces intégrées). Ce bin central sera donc omis dans l'étude qui suit.

Un exemple de section efficace différentielle obtenue dans l'un des 34 bins en (Q^2,x_B) est montré figure 3.25.

On observe des petites oscillations de l'ordre de 10% de l'amplitude de la section efficace. D'après l'équation 6 page 13, la dépendance azimutale de la section efficace du processus $\gamma^* p \to p\omega$ est de la forme : $n_0 + n_{TT} \cos 2\phi + n_{TL} \cos\phi$ avec n_{TT} et n_{TL} reliés à σ_{TT} et σ_{TL}. Un ajustement de $d\sigma/d\phi$ par cette fonction permet alors d'extraire les termes d'interférence σ_{TT} et σ_{TL} dans la section efficace totale. La courbe figure 3.25 correspond à un tel ajustement. Les valeurs de σ_{TT} et σ_{TL} tirées sont également indiquées.

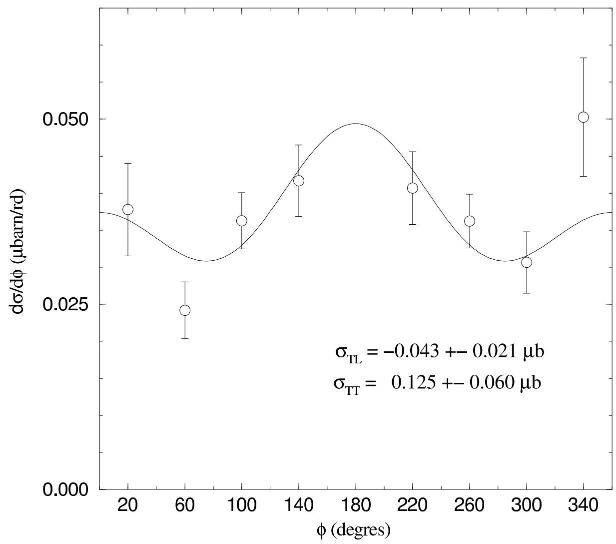

FIG. 3.25 – *Section efficace différentielle en ϕ à x_B = 0,436 et Q^2 = 3,81 GeV^2.*

L'ensemble des résultats pour les différents bins en (Q^2,x_B) est présenté figure 3.26. Les valeurs de chacune des composantes sont données dans l'annexe C, tableau C.2.

S'il y avait conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC), c'est-à-dire entre le photon virtuel et le ω, les composantes σ_{TT} et σ_{TL} devraient être nulles. D'après la figure 3.26, cela n'est pas le cas, en particulier pour σ_{TT}. Les distributions en ϕ des sections efficaces ne semblent donc pas compatibles avec l'hypothèse SCHC.

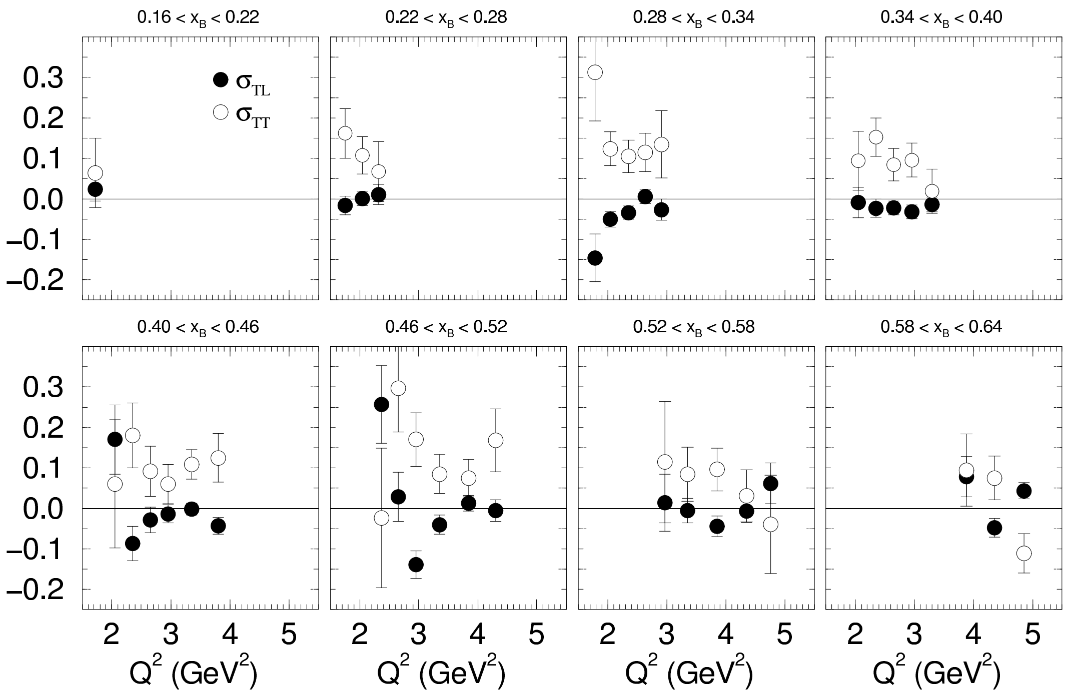

FIG. 3.26 – *Composantes σ_{TT} et σ_{TL} pour la réaction $\gamma^* p \rightarrow p\omega$ en fonction de Q^2 pour différents bins en x_B. L'unité est le μbarn.*

Chapitre 4

Analyse de la distribution angulaire de désintégration du ω

La distribution angulaire de désintégration du ω en trois pions, dans le cas où l'électron n'est pas polarisé, est donnée par l'équation 3.2. Dans cette équation, les paramètres r_{ij}^{α} sont définis par :

$$r_{ij}^{04} = \frac{\rho_{ij}^{0} + \epsilon R \rho_{ij}^{4}}{1+\epsilon R} \ ; \quad r_{ij}^{\alpha} = \frac{\rho_{ij}^{\alpha}}{1+\epsilon R} \quad \alpha = 1,2 \ ; \quad r_{ij}^{\alpha} = \sqrt{R}\frac{\rho_{ij}^{\alpha}}{1+\epsilon R} \quad \alpha = 5,6 \tag{4.1}$$

où ϵ est le paramètre de polarisation du photon virtuel et R le rapport σ_L/σ_T. Les paramètres ρ_{ij}^{α} proviennent d'une décomposition de la matrice 3×3 densité de spin du ω, $\rho = \sum_{\alpha=0,8} \Pi_\alpha \rho^\alpha$, sur une base de neuf matrices hermitiennes ; l'indice α fait référence à la polarisation du photon virtuel (α=0-2 pour un photon virtuel polarisé transversalement, α=4 pour un photon virtuel polarisé longitudinalement, et α=5-6 pour les termes d'interférence entre polarisation transverse et longitudinale du photon virtuel). Ainsi ρ_{00}^{0} est le terme d'amplitude du ω d'hélicité 0, ρ_{01}^{0} est le terme d'interférence entre les amplitudes d'hélicité 0 et d'hélicité 1 dans le cas où le photon virtuel est transverse, etc...

La détermination de la polarisation du ω peut alors se faire par l'analyse de la distribution angulaire de ses pions de désintégration. Les éléments ρ_{ij}^{α} étant des combinaisons bilinéaires des amplitudes d'hélicité qui décrivent le transfert d'hélicité du photon virtuel au ω [Sch73], cette analyse conduit à tester l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC) c'est-à-dire entre le photon virtuel et le ω. Dans le cas où celle-ci est conservée, la polarisation du ω correspond à celle du photon virtuel. On obtient alors, entre autres, $\rho_{00}^{0} = 0$ et $\rho_{00}^{4} = 1$, d'où l'on déduit une relation directe entre r_{00}^{04}, dont la mesure est présentée dans ce chapitre, et R, ce qui permet de séparer la composante longitudinale σ_L de la composante transverse σ_T dans les sections efficaces obtenues au chapitre précédent.

La définition des angles θ_N et φ_N nécessite la détection d'au moins deux pions dans l'état final. De ce fait, l'analyse de la distribution angulaire de désintégration du ω requiert une identification du canal $e^-p \to e^-p\omega$ et un calcul d'efficacité du système CLAS dans la configuration $e^-p\pi^+\pi^-X$. La première a déjà été décrite section 2.4.2. Le second est détaillé dans ce chapitre. La détermination des paramètres r_{ij}^α ainsi que le test de l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s sont ensuite exposés.

4.1 Détermination de l'efficacité du système CLAS dans la configuration $e^-p\pi^+\pi^-X$

Procédure

La procédure de détermination de l'efficacité du système CLAS dans la configuration $e^-p\pi^+\pi^-X$ est la même que dans la configuration $e^-p\pi^+X$ décrite section 3.1.1.

Des événements $e^-p \to e^-p\omega \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ Monte Carlo ainsi que les effets radiatifs furent générés à l'aide du générateur *genev* avec les paramètres r_{ij}^α de désintégration du ω donnés tableau 3.1, et dans le même domaine cinématique. Avant d'être envoyés dans GSIM, ces événements furent filtrés au travers des mêmes coupures. Enfin, GPP fut utilisé avec les mêmes valeurs de paramètres f et d.

La seule différence avec la configuration $e^-p\pi^+X$ réside dans les coupures d'identification du canal $e^-p \to e^-p\omega$ qui dans le cas de la configuration $e^-p\pi^+\pi^-X$ sont :

$$\begin{gathered} M_X^2[e^-p\pi^+X] \geq 0,1 \text{ GeV}^2, \quad M_X^2[e^-p\pi^+X] \geq 0,1 \text{ GeV}^2, \\ 0,01 \text{ GeV}^2 \leq M_X[e^-p\pi^+\pi^-X] \leq 0,045 \text{ GeV}^2 \\ 0,72 \text{ GeV} \leq M_X[e^-pX] \leq 0,85 \text{ GeV} \end{gathered} \tag{4.2}$$

Du fait que l'efficacité de détection de quatre particules dans l'état final est sensiblement plus faible que l'efficacité de détection de seulement trois, nous avons du simuler beaucoup plus d'événements que dans le cas $e^-p\pi^+X$. Nous en avons simulé 118 millions, toujours à l'aide des fermes d'ordinateurs du CCPN, sur une durée de 63 jours.

En ce qui concerne la définition de la table d'efficacités, il nous faut introduire des dimensions supplémentaires par rapport au cas de la configuration $e^-p\pi^+X$ car nous cherchons cette fois-ci, en plus de l'électroproduction du ω, à décrire sa désintégration. Nous avons vu section 3.1.1 qu'il fallait 5 variables indépendantes pour décrire la désintégration du ω en trois pions, mais que 2 seulement, θ_N et φ_N, n'étaient pas fixées. Nous avons donc défini une table d'efficacités à 6 dimensions avec les variables suivantes : Q^2, x_B, t, ϕ, $\cos\theta_N$ et φ_N. Le découpage a été motivé par l'objet de l'étude, à savoir la distributon angulaire de désintégration du ω. Nous avons alors choisi de découper l'espace en $\cos\theta_N$ et en φ_N en un maximum de bins et de découper celui en Q^2, x_B, t et ϕ en moins de bins que dans le cas $e^-p\pi^+X$ (voir figure 4.1). Ce découpage est explicité tableau 4.1.

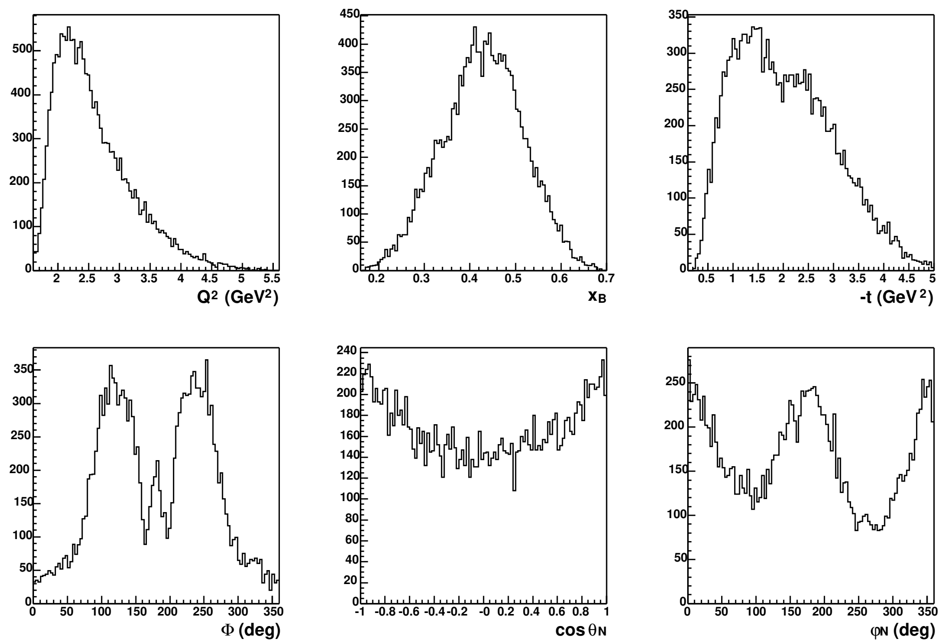

FIG. 4.1 – *Distributions Q^2, x_B, $-t$, ϕ, $\cos\theta_N$ et φ_N des données expérimentales.*

Variable	Unité	Domaine	Nombre de bins	Taille des bins
Q^2	GeV^2	1,7 - 4,1	4	0,6
		4,1 - 5,2	1	1,1
x_B	sans	0,18 - 0,62	4	0,11
$-t$	GeV^2	0,1 - 2,1	4	0,5
		2,1 - 4,1	1	2,0
ϕ	degrés	0 - 360	6	60
$\cos\theta_N$	sans	-1,0 - 1,0	8	0,25
φ_N	degrés	0 - 360	8	45

TAB. 4.1 – *Binning de la table d'efficacités dans la configuration $e^- p\pi^+\pi^- X$.*

Résultats

La figure 4.2 présente les distributions en Q^2, x_B $-t$, ϕ, $\cos\theta_N$ et φ_N des données Monte Carlo générées et acceptées dans les coupures définies paragraphe précédent. Les distributions acceptées sont à comparer avec les distributions des données expérimentales figure 4.1. Les structures de la distribution en ϕ sont différentes de celles dans le cas où l'on ne requiert pas la détection du pion négatif (voir figure 3.8) ce qui confirme l'observation selon laquelle ces structures sont dues aux zones de détection inefficaces.

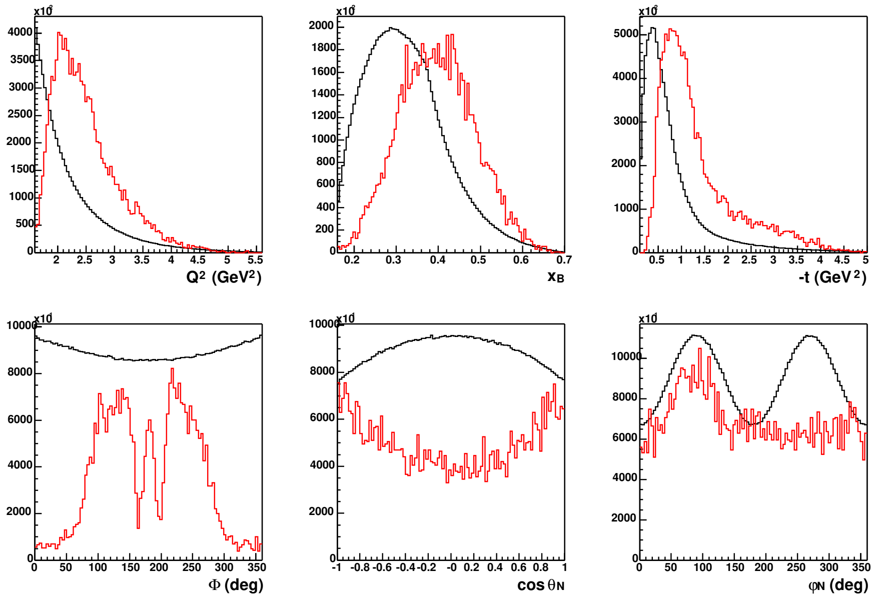

FIG. 4.2 – *Distributions Q^2, x_B, $-t$, ϕ, $\cos\theta_N$ et φ_N des données Monte Carlo générées (courbes noires) et acceptées (courbes rouges). Les distributions acceptées ont été respectivement multipliées par 1100, 800, 1300, 350, 500 et 700 pour être visibles.*

Pour chaque bin à six dimensions (Q^2, x_B, t, ϕ, $\cos\theta_N$ et φ_N), l'efficacité du système CLAS est évaluée de la manière suivante :

$$eff(Q^2, x_B, t, \phi, \cos\theta_N, \varphi_N) = \frac{N_{acc}(Q^2, x_B, t, \phi, \cos\theta_N, \varphi_N)}{N_{gen}(Q^2, x_B, t, \phi, \cos\theta_N, \varphi_N)} \tag{4.3}$$

où $N_{gen}(Q^2, x_B, t, \phi, \cos\theta_N, \varphi_N)$ est le nombre d'événements générés dans ce bin et $N_{acc}(Q^2, x_B, t, \phi, \cos\theta_N, \varphi_N)$ le nombre d'événements acceptés.

Ces efficacités sont à peine de quelques dixièmes de pourcents du fait que l'on doive dans le cas présent détecter quatre particules et non plus seulement trois.

4.2 Détermination des paramètres r_{ij}^{α}

Les événements dans la configuration $e^-p\pi^+\pi^-X$ furent tout d'abord pondérés selon la méthode décrite section 3.2.1, et à l'aide de la table d'efficacité 4.1. Tout comme pour la configuration $e^-p\pi^+X$, une coupure concernant le poids (w) et son erreur (Δw) fut appliquée aux données :

$$\begin{aligned} 0 < w < 8000 \\ \Delta w/w < 0,40 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Ce choix sera justifié a posteriori section 4.2.2. L'analyse est également restreinte aux événements tels que $-t < 2,7$ GeV^2 (voir section 2.4). Plusieurs méthodes, aux avantages et inconvénients complémentaires, furent ensuite employées afin d'extraire les paramètres r_{ij}^{α} de la distribution angulaire de désintégration du ω.

4.2.1 Méthode des projections à une dimension

La méthode des projections à une dimension consiste à intégrer la quantité définie équation 3.2, $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$, sur deux des trois variables dont elle dépend. En intégrant sur φ_N et ϕ (ou encore en projetant sur $\cos\theta_N$), on obtient :

$$W(\cos\theta_N) = \frac{3}{4\pi}\left[\frac{1}{2}(1 - r_{00}^{04}) + \frac{1}{2}(3r_{00}^{04} - 1)\cos^2\theta_N\right] \tag{4.5}$$

et en intégrant sur $\cos\theta_N$ et ϕ (ou encore en projetant sur φ_N), on obtient :

$$W(\varphi_N) = \frac{1}{2\pi}\left[1 - 2r_{1-1}^{04}\cos 2\varphi_N\right] \tag{4.6}$$

La projection sur ϕ n'apporte pas d'information supplémentaire par rapport à σ_{TT} et σ_{TL} (voir section 3.6.2).

Ainsi, un ajustement de la distribution $\cos\theta_N$, soustraite du fond, par la fonction 4.5 permet d'extraire le paramètre r_{00}^{04}. De même, un ajustement de la distribution φ_N, soustraite du fond, par la fonction 4.6 permet d'extraire le paramètre r_{1-1}^{04}.

La soustraction du fond d'une distribution $\cos\theta_N$ ou φ_N, est effectuée en découpant le domaine en $\cos\theta_N$ ou φ_N en 8 intervalles. Puis, pour chacun de ces intervalles, un ajustement de la distribution $M_X[e^-pX]$ correspondante (du type de celle présentée figure 2.26) par une fonction gaussienne asymétrique et un polynôme d'ordre 2 est réalisé de manière similaire à la méthode décrite section 3.2.2. Les nombres d'événements extraits dans chaque pic sont ensuite reportés dans un histogramme en fonction de $\cos\theta_N$ ou φ_N. Un exemple de distribution en $\cos\theta_N$, avant et après soustraction du fond, est montré figure 4.3. On remarque que celle-ci est déjà symétrique avant soustraction du fond, ce qui signifie que la distribution en $\cos\theta_N$ du fond de trois pions non résonnants est elle aussi symétrique.

Cette opération fut répétée pour 8 bins en (Q^2, x_B), soit 8×8×2 ajustements réalisés. Puis les distributions furent ajustées par les fonctions 4.5 et 4.6, et les paramètres r_{00}^{04} et r_{1-1}^{04} extraits. Les résultats sont présentés figures 4.4 et 4.5.

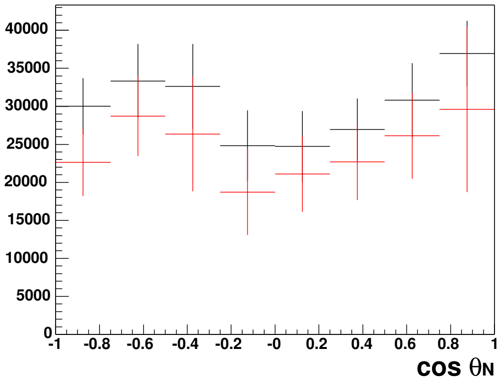

FIG. 4.3 – *Distribution en* $\cos\theta_N$ *des événements pondérés de l'efficacité du système CLAS avant (points noirs) et après (points rouges) soustraction du fond.*

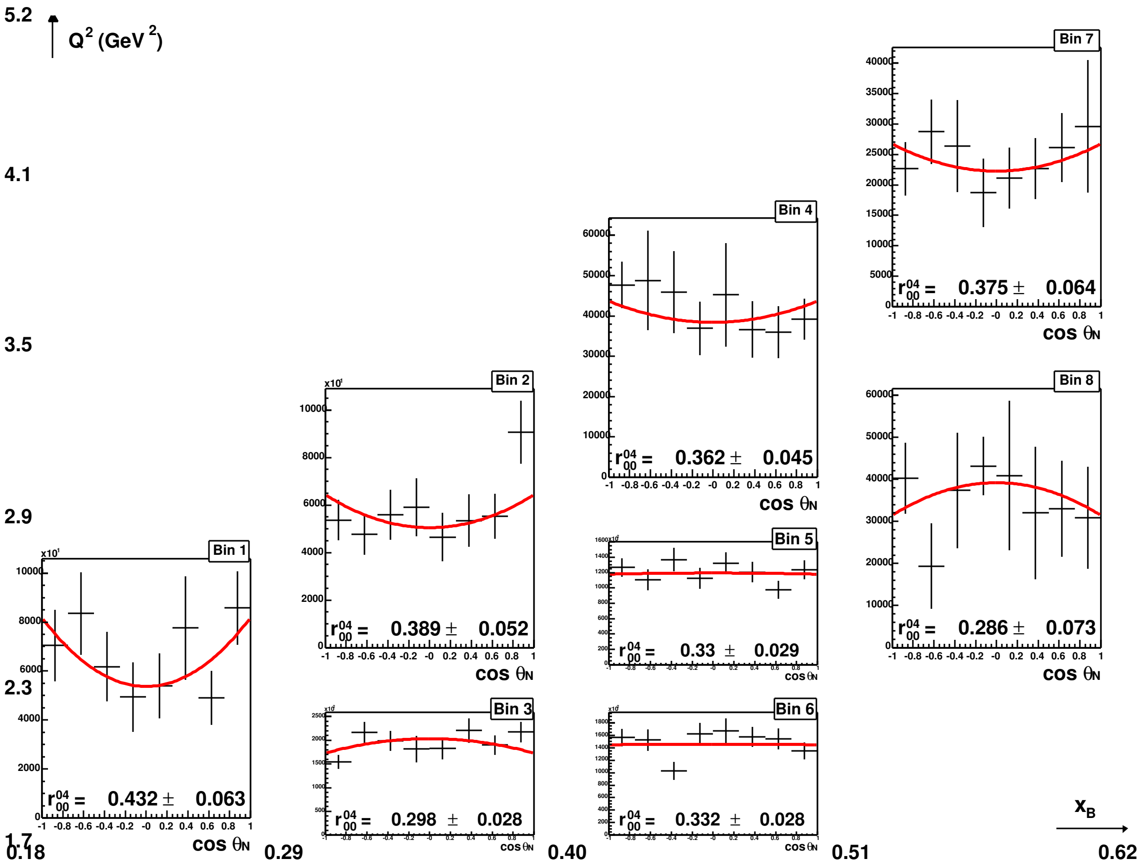

FIG. 4.4 – *Distributions en* $\cos\theta_N$ *corrigées de l'efficacité du système CLAS et après soustraction du fond pour différents bins en* (Q^2, x_B)*. La courbe rouge correspond à l'ajustement par la fonction 4.5. La valeur extraite de* r^{04}_{00}*, ainsi que son erreur associée à la statistique, sont indiquées sur chaque distribution.*

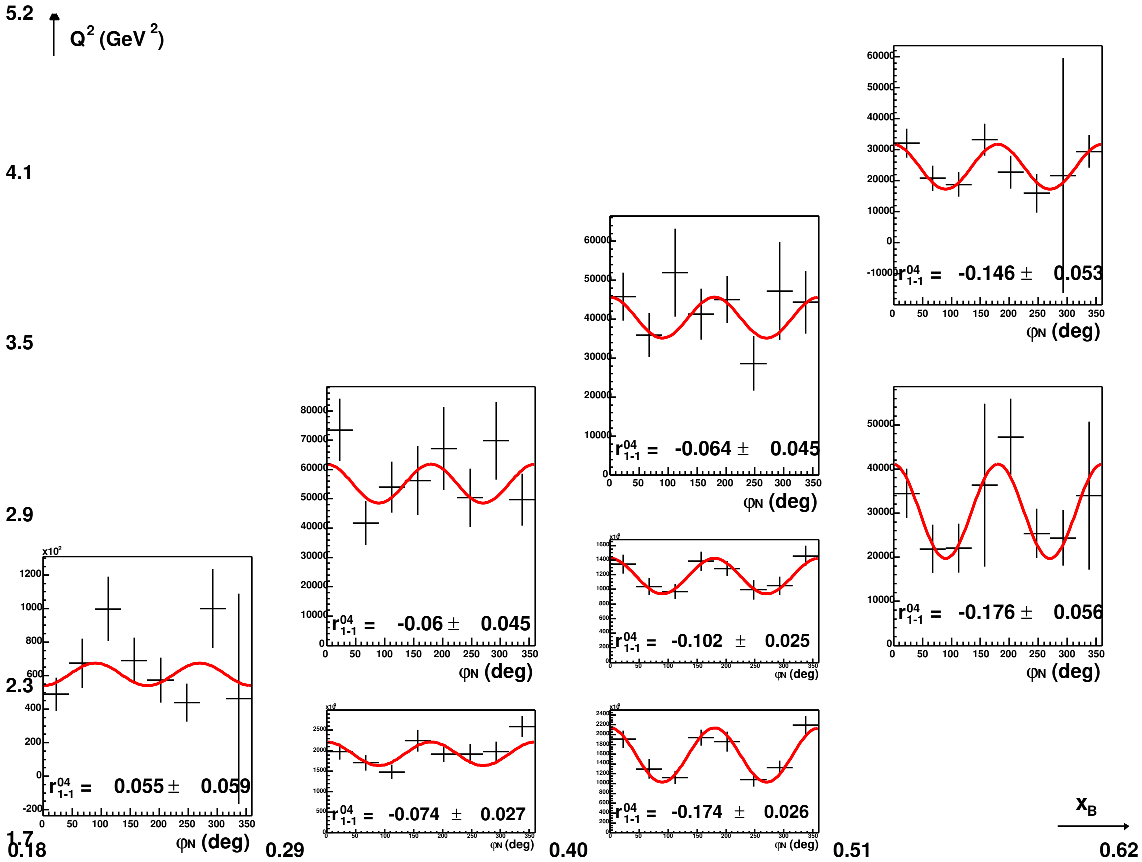

FIG. 4.5 – *Distributions en φ_N corrigées de l'efficacité du système CLAS et après soustraction du fond pour différents bins en (Q^2, x_B). La courbe rouge correspond à l'ajustement par la fonction 4.6. La valeur extraite de r^{04}_{1-1}, ainsi que son erreur associée à la statistique, sont indiquées sur chaque distribution.*

Le grand avantage de cette méthode est qu'elle donne une bonne estimation du résultat pour r^{04}_{00} et r^{04}_{1-1} puisque le fond est soustrait. Son principal inconvénient est qu'elle ne permet pas d'extraire tous les paramètres r^{α}_{ij}, mais seulement ceux qui ne sont pas en facteur d'une fonction trigonométrique de θ_N, φ_N et ϕ qui s'annule par une intégration en $\cos\theta_N$, φ_N ou ϕ.

Il est évidemment difficilement pensable d'effectuer une soustraction de fond sur l'ensemble des bins élémentaires, pour chaque valeur des variables $\cos\theta_N$, φ_N et ϕ.

4.2.2 Méthode des moments

Les paramètres r_{ij}^{α} peuvent s'exprimer en termes de moments de la distribution angulaire de désintégration $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$. Avec la définition des moments suivante :

$$< F(\theta_N, \varphi_N, \phi) > \equiv \frac{\int d\cos\theta_N d\varphi_N \frac{d\phi}{2\pi} F(\theta_N, \varphi_N, \phi) W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)}{\int d\cos\theta_N d\varphi_N \frac{d\phi}{2\pi} W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)} \tag{4.7}$$

on montre par exemple que :

$$\begin{aligned} r_{00}^{04} &= \frac{5}{2} < \cos^2\theta_N > -\frac{1}{2} \\ \mathrm{Re}\, r_{10}^{04} &= -\frac{5}{4\sqrt{2}} < \sin 2\theta_N \cos\phi > \\ r_{1-1}^{04} &= -\frac{5}{4} < \sin^2\theta_N \cos 2\phi > \\ &\ldots \end{aligned} \tag{4.8}$$

Pour les autres relations, se reporter à l'annexe C de la référence [Sch73].

Cette méthode est relativement facile à mettre en oeuvre et rapide d'exécution. Pour cette raison, elle fut répétée plusieurs fois avec différentes valeurs de coupures sur le poids, w_{coup}. Deux exemples de dépendance en w_{coup} pour deux paramètres r_{ij}^{α} sont montrés figure 4.6.

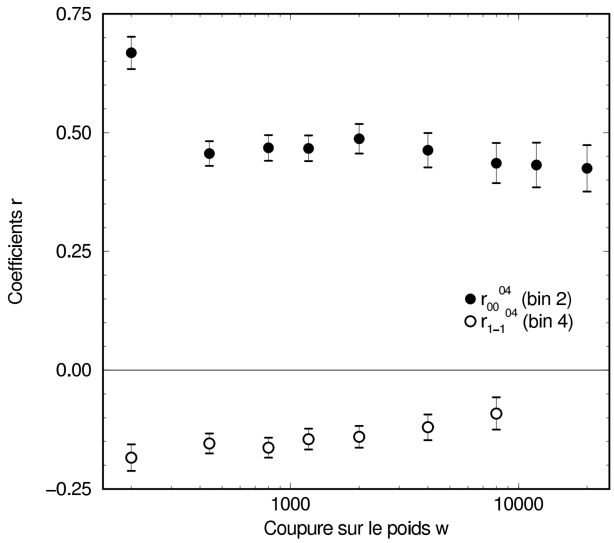

FIG. 4.6 – *Dépendance en fonction de w_{coup} des paramètres r_{00}^{04}, pour le bin en (Q^2, x_B) numéro 2, et r_{1-1}^{04}, pour le bin en (Q^2, x_B) numéro 4, extraits par la méthode des moments. Les numéros de bins sont définis figure 4.4.*

On remarque que les valeurs des paramètres r_{ij}^{α} divergent lorsque w_{coup} devient petit. Cela est le signe que l'on commence à couper dans la distribution physique. D'autre part, au delà de $w_{coup} = 8000$, on observe une saturation de la valeur de r_{00}^{04}. Dans le cas du paramètre r_{1-1}^{04} dans le bin en (Q^2, x_B) numéro 4, l'absence de points au delà de $w_{coup} = 8000$ est du au fait qu'aucun événement supplémentaire n'est rajouté dans ce bin lorsque $w_{coup} > 8000$. C'est pour ces raisons que la coupure sur le poids fut placée comme défini équation 4.4.

Outre l'ajustement de la coupure sur le poids, cette méthode a permis d'extraire tous les paramètres r_{ij}^{α} pour chaque bin en (Q^2, x_B) définis section précédente. En contrepartie, les valeurs ainsi déterminées sont moins exactes que celles de r_{00}^{04} et r_{1-1}^{04} obtenues avec la méthode des projections à une dimension puisqu'elles incluent la contribution du fond qui ne peut pas être soustraite avec la méthode des moments. Les résultats obtenus sont compatibles avec cette première méthode. Ils sont présentés figure 4.7 et les valeurs exactes de chacun des paramètres sont données dans l'annexe C, tableau C.4.

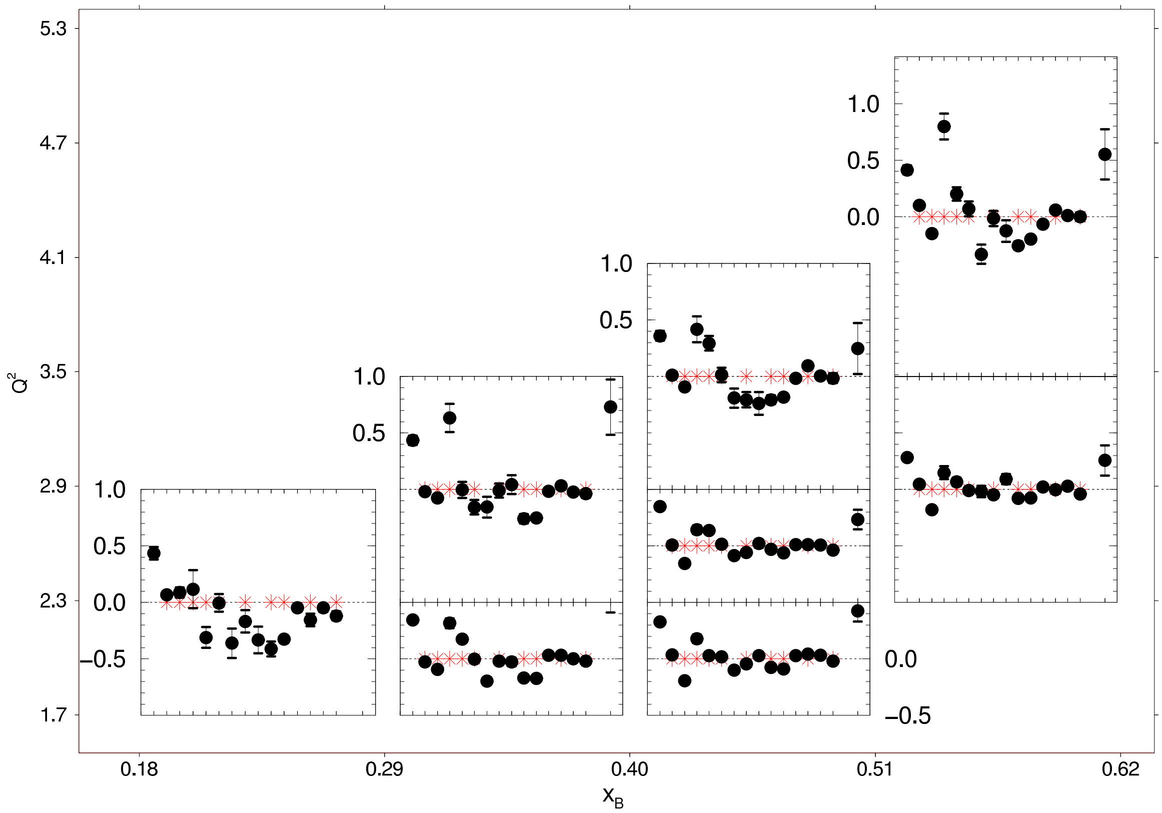

FIG. 4.7 – *Valeurs des paramètres r_{ij}^{α} extraites avec la méthode des moments pour différents bins en (Q^2,x_B). Dans l'ordre on trouve r_{00}^{04}, Re r_{10}^{04}, r_{1-1}^{04}, r_{00}^{1}, r_{11}^{1}, Re r_{10}^{1}, r_{1-1}^{1}, Im r_{10}^{2}, Im r_{1-1}^{2}, r_{00}^{5}, r_{11}^{5}, Re r_{10}^{5}, r_{1-1}^{5}, Im r_{10}^{6}, Im r_{1-1}^{6}. Les étoiles rouges indiquent les coefficients r_{ij}^{α} qui s'annulent lorsque l'hélicité est conservée dans la voie s (SCHC). Le dernier point à droite des abscisses est discuté section 4.4.*

4.2.3 Méthode en trois dimensions

La méthode en trois dimensions consiste à extraire les paramètres r_{ij}^{α} par un ajustement de la distribution angulaire de désintégration $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$ dans les dimensions, θ_N, φ_N et ϕ.

Tout comme la méthode des moments, cette méthode permet d'extraire tous les paramètres r_{ij}^{α} tout en étant un peu moins aisée à mettre en oeuvre. En outre, elle présente l'avantage de pouvoir restreindre le domaine angulaire de l'ajustement. En particulier, les zones de très basse acceptance en ϕ vers 0 et 360° (voir figure 4.2) génèrent des grands poids qui pourraient biaiser l'extraction des paramètres. En réalisant l'ajustement en trois dimensions avec et sans ces zones de faible acceptance, nous avons pu constater que ce n'est pas le cas et que les valeurs des r_{ij}^{α} obtenues sont compatibles avec les résultats des deux méthodes précédentes.

4.2.4 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques sur les coefficients r_{ij}^{α} sont difficiles à estimer. Cela nécessiterait, entre autres, de calculer une deuxième table d'efficacités avec un générateur différent, ce qui représente un temps de calcul inaccessible. Cependant, comme seules les variations relatives de sections efficaces importent dans la détermination des r_{ij}^{α}, on s'attend que cette source d'erreurs soit moins importante que dans le cas du calcul des sections efficaces. Les variations obtenues figure 4.6 peuvent donner une estimation des erreurs systématiques, de l'ordre de 0,03 sur chaque coefficient r_{ij}^{α}.

4.3 Test de l'hypothèse de conservation de l'hélicité dans la voie s

S'il y a conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC), les expressions des éléments ρ_{ij}^{α}, fonctions des amplitudes d'hélicité, se simplifient. On peut montrer que tous les paramètres r_{ij}^{α} s'annulent, à l'exception de r_{00}^{04}, r_{1-1}^{1}, Im r_{1-1}^{2}, Re r_{10}^{5} et Im r_{10}^{6}. A l'inverse, si un des paramètres censé s'annuler en cas de SCHC se trouve être différent de zéro, cela signifie qu'il n'y a pas SCHC.

Les valeurs de r_{1-1}^{04} trouvées par la méthode des projections à une dimension ne sont pas compatibles avec zéro quelque soit x_B et Q^2. On en déduit qu'il n'y a pas SCHC dans le domaine couvert par notre expérience.

Cette conclusion est confirmée par les résultats de la méthode des moments. Sur la figure 4.7, les étoiles rouges indiquent les paramètres r_{ij}^{α} qui devraient être nuls en cas de SCHC. On constate que dans chaque bin en (Q^2,x_B), il y a au minimum un paramètre non nul alors qu'il devrait l'être.

4.4 Test de l'hypothèse d'échange de parité naturelle dans la voie t

Nous avons aussi testé une hypothèse d'échange de particules de parité naturelle (c'est à dire de parité égale à $(-1)^J$) dans la voie t. Dans ce cas, on s'attend à ce que [Tyt01] :

$$1 - r^{04}_{00} + 2r^{04}_{1-1} - 2r^{1}_{11} - 2r^{1}_{1-1} = 0 \tag{4.9}$$

Cette combinaison particulière est illustrée par le seizième point sur chacun des 8 graphes de la figure 4.7. Le fait que cette combinaison apparaisse non nulle indique l'importance du processus d'échange du pion (parité non naturelle).

Quatrième partie

Résultats et interprétation

L'analyse des données étant terminée, les sections efficaces totales et différentielles en t, en fonction de x_B et Q^2, sont ici présentées et comparées aux données existantes discutées chapitre 3 partie I ainsi qu'au modèle JML décrit chapitre 1 partie I. Ces comparaisons, ainsi que l'enseignement que l'on en tire, seront exposés chapitre 1.

Une synthèse des résultats obtenus (comparaison au modèle JML, sections efficaces différentielles en ϕ, analyse de la distribution angulaire de désintégration du ω) sera faite chapitre 2 en vue d'une interprétation en terme de diagramme du "sac à main". A cette occasion, les prédictions du modèle VGG (décrit section 2.2.6 partie I) pour σ_L seront données.

Chapitre 1

Comparaison des sections efficaces aux données existantes et au modèle JML

1.1 Comparaison aux données existantes

La figure 1.1 montre nos sections efficaces totales en fonction de Q^2 à W fixé, en comparaison avec celles de DESY [Joo77] (graphique du haut) et de Cornell [Cas81] (graphique du bas). Le domaine d'intégration sur Q^2 des différentes données est égal à la distance entre deux points consécutifs. On note que les données de Cornell sont clairement plus intégrées sur Q^2 que celles de DESY et que les nôtres. De plus, les données de DESY sont intégrées sur des domaines en W de 0,3, 0,2 et 0,6 GeV de large ; celles de Cornell sur des domaines de 0,6 et 1,4 GeV de large, alors que nos données sont intégrées sur des domaines en W de l'ordre de 0,2 GeV.

Nos données n'ayant pas de recouvrement en Q^2 avec celles de DESY, on ne peut que conclure à une cohérence avec ces dernières. En ce qui concerne Cornell, on observe un désaccord entre nos données et les leurs (les sections efficaces de Cornell sont plus faibles que les nôtres). Par ailleurs, si le domaine cinématique est moins finement découpé en W, les données de Cornell peuvent être comparées avec celles de DESY (voir figure 3.2 partie I). Dans cette comparaison, on constate à nouveau une différence d'un facteur environ 2 entre les résultats de DESY et Cornell.

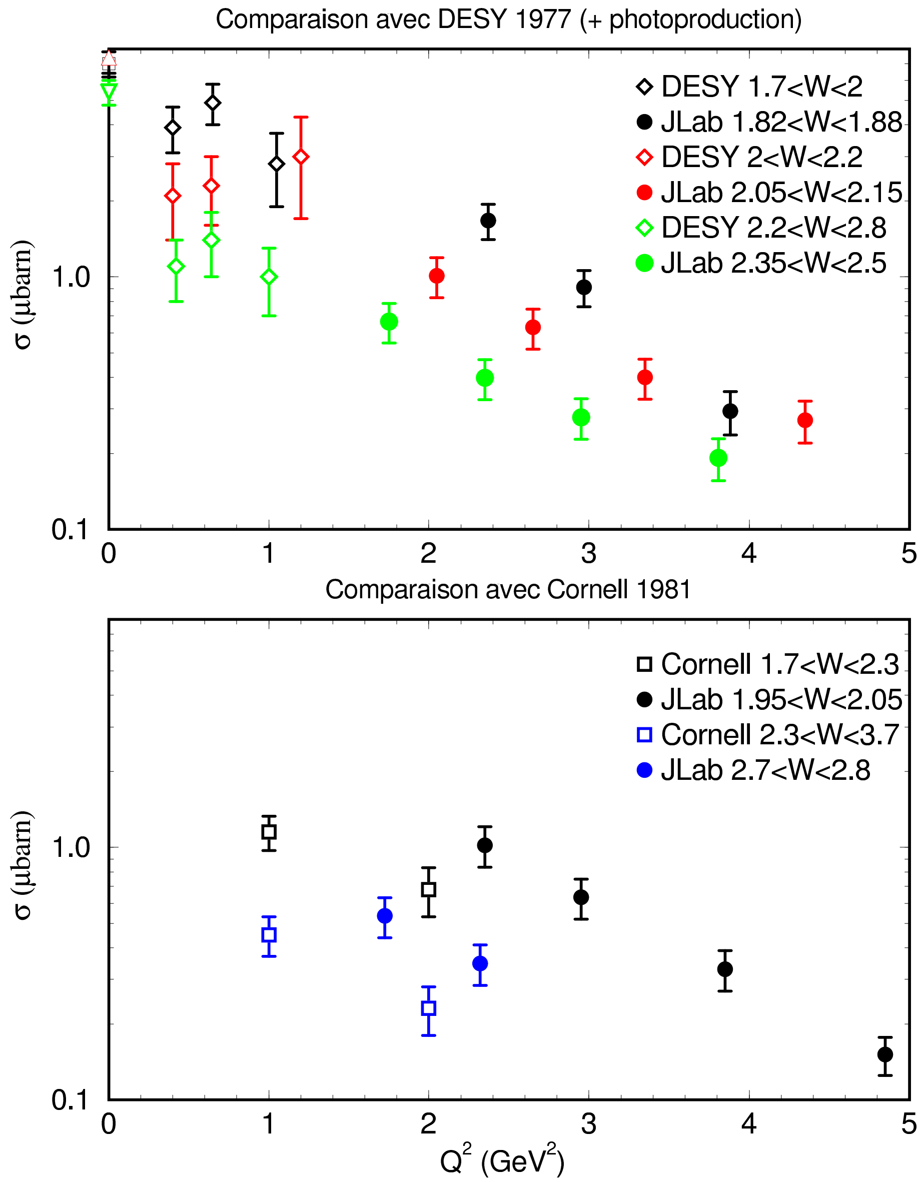

FIG. 1.1 – *Sections efficaces totales $\sigma(\gamma^* p \to p\omega)$ en fonction de Q^2 à W fixé : nos données (cercles pleins), les données de DESY (losanges vides), les données de Cornell (cercles vides) et les données de photoproduction (triangles vides). Chaque couleur correspond à une valeur centrale de W (GeV) donnée.*

1.2 Comparaison au modèle JML

1.2.1 Dépendance en t

Dans la section 3.2 partie I, nous avons vu que les calculs du modèle JML semblent prédire une pente beaucoup plus grande à petit $|t|$ que celle des données de DESY. D'après la figure 1.2, la même observation s'applique à la comparaison avec nos données à $W = 2{,}47$ GeV et $Q^2 = 2{,}35$ GeV^2 (courbe rouge, distribution du bas à droite). Néanmoins, la précision de nos mesures permet maintenant d'affirmer que le modèle JML, dans sa version originale (courbes rouges) sous-estime très largement les sections efficaces différentielles à grand $|t|$, et par voie de conséquence les sections efficaces intégrales comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

A l'image de la photoproduction, la faible pente exhibée par les données d'électroproduction, suggère un couplage à un objet ponctuel à grand $|t|$. Le seul paramètre libre dans l'extension du modèle JML à l'électroproduction étant le facteur de forme électromagnétique $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.14, partie I, c'est sur ce dernier que l'on peut jouer.

Pour rendre compte d'un couplage à un objet ponctuel (ou du moins de plus en plus petit à grand $|t|$), le facteur de forme électromagnétique suivant a été construit [Lag03] :

$$F_{\pi\omega\gamma}(Q^2, t) = \frac{1}{1 + \dfrac{Q^2}{\Lambda_\pi^2(t)}} \tag{1.1}$$

avec

$$\Lambda_\pi^2(t) = \Lambda_\pi^2 \left(\frac{1 + \alpha_\pi(0)}{1 + \alpha_\pi(t)} \right)^2 \tag{1.2}$$

où α_π désigne la trajectoire de Regge saturante du π^0. En effet, lorsque $-t$ tend vers l'infini, $\alpha_\pi(t)$ tend vers -1, et donc $\Lambda_\pi^2(t)$ tend vers l'infini. De ce fait, $F_{\pi\omega\gamma}$ dépend peu ou pas de Q^2 à grand $|t|$.

Après introduction de ce nouveau facteur de forme, le modèle JML prédit les courbes noires figure 1.2 pour la dépendance de la section efficace différentielle en t. On note un bon accord entre les calculs du modèle et nos données ou même celles de DESY, ce qui signifie que le photon virtuel se couple à un objet ponctuel à grand $|t|$ (voir figure 1.6 partie I, chapitre 1).

Quatre des 34 distributions de sections efficaces différentielles en t obtenues sont présentées figure 1.3 à W fixé voisin de 2,45 GeV, pour différents bins en Q^2.

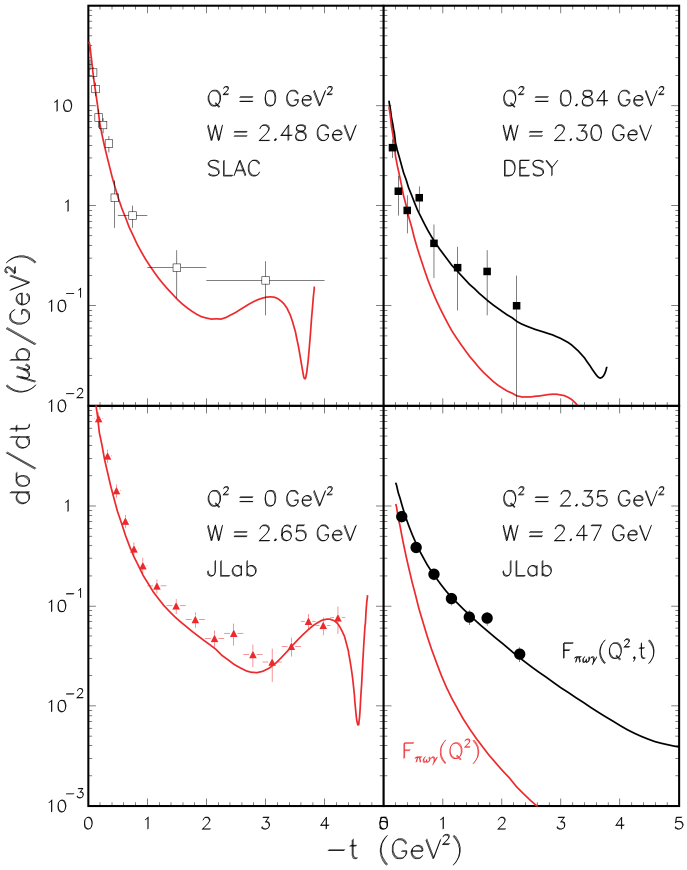

FIG. 1.2 – *Sections efficaces différentielles en t : données de photoproduction [Bal73] [Bat03a] (distributions de gauche), données de DESY [Joo77] à W = 2,30 GeV et Q^2 = 0,84 GeV^2 (distribution du haut à droite), et nos données à W = 2,47 GeV et Q^2 = 2,35 GeV^2 (distribution du bas à droite) ; et modèle JML : $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.14 partie I (courbe rouge) et $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.1 (courbe noire).*

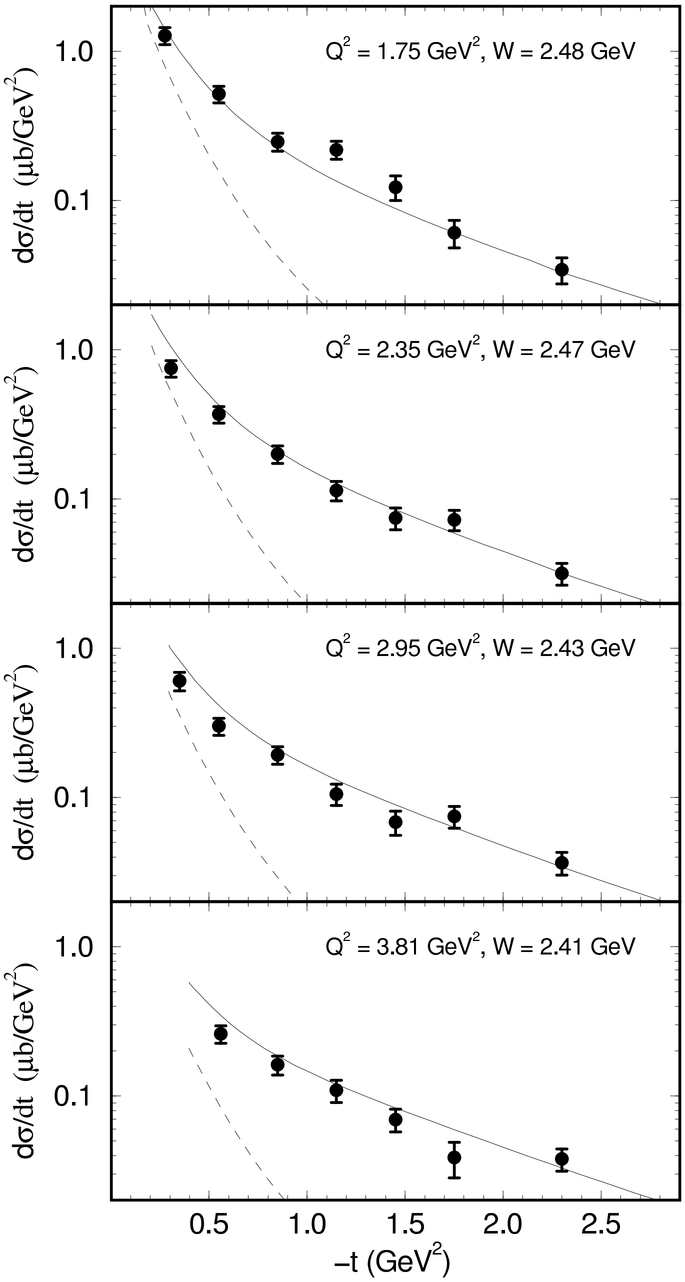

FIG. 1.3 – *Sections efficaces différentielles en t à $W \simeq 2{,}45$ GeV pour différents bins en Q^2 : nos données et modèle JML avec $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.14, partie I (courbe traits tiretés) et $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.1 (courbe traits pleins).*

1.2.2 Dépendance en Q^2

Une fois le modèle ajusté sur la dépendance en t, il s'agit maintenant d'en examiner, après intégration sur t, les prédictions en fonction de Q^2.

La figure 1.4 présente nos sections efficaces totales (cercles pleins rouges), ainsi que celles de DESY (carrés vides noirs) et Cornell (cercles pleins noirs), en fonction de Q^2, pour deux bins en W (W = 2,1 GeV pour la distribution du haut et W = 2,8 GeV pour celle du bas). Sur cette figure, les courbes rouges désignent toujours les prédictions du modèle JML incluant le facteur $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.14, partie I et les courbes noires celles du modèle incluant le facteur $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.1.

On constate que les données favorisent toujours le cas où le facteur de forme électromagnétique $F_{\pi\omega\gamma}$ dépend de t. Le fait que seul le vertex $\pi\omega\gamma$ ait été modifié dans le passage de la courbe rouge à la courbe noire montre que l'échange du π^0 domine la production du méson ω. Par ailleurs, l'accord entre le modèle et nos données s'étend sur tout le domaine en Q^2 exploré, ce qui signifie, d'après ce modèle, que l'échange du π^0 est toujours dominant jusqu'à $Q^2 = 5$ GeV^2. Enfin, il est à noter que, toujours selon le modèle JML, la contribution de σ_T est largement dominante quel que soit Q^2.

1.2.3 Autres observables

Bien que non réalisé dans le cadre de cette thèse, il est envisagé de comparer les prédictions du modèle JML aux autres observables mesurées, à savoir les termes d'interférence σ_{TT}, σ_{TL} et les paramètres r^{α}_{ij} liés à la polarisation du méson ω.

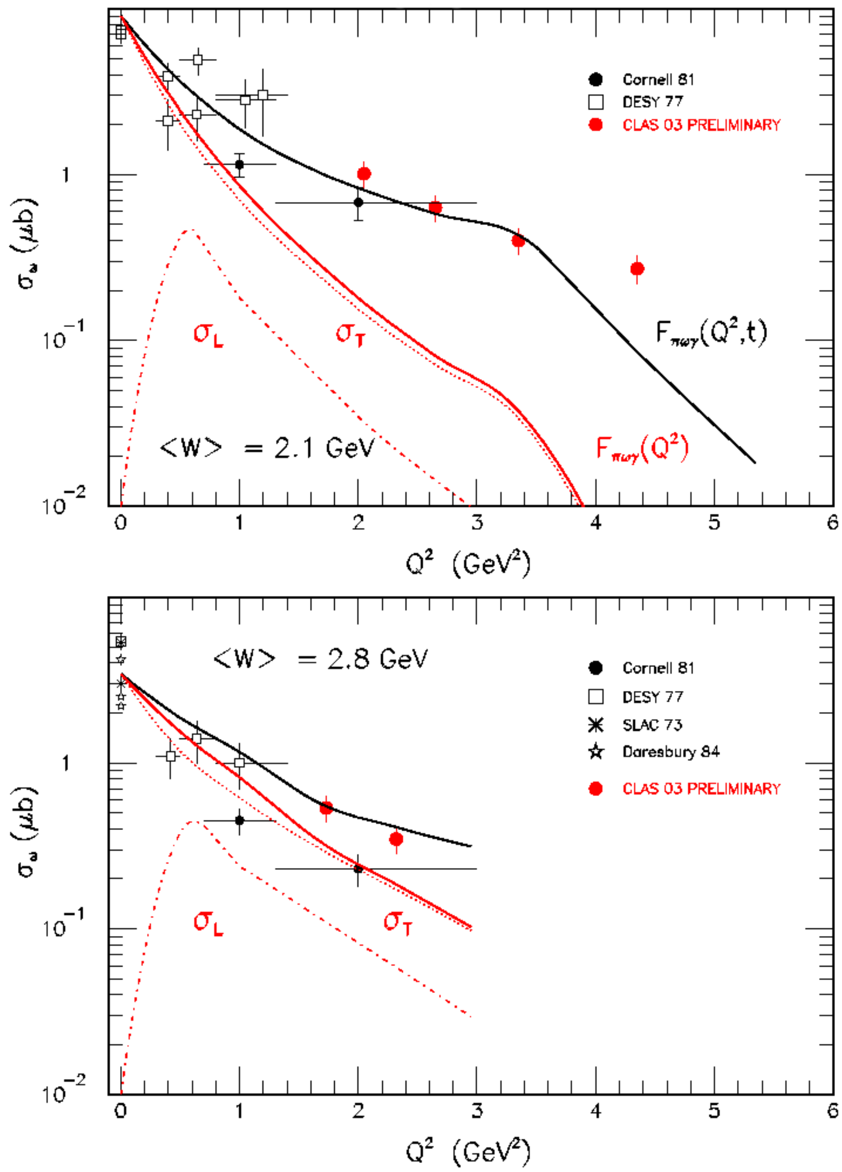

FIG. 1.4 – *Sections efficaces totales pour deux bins en W : nos données (cercles pleins rouges), données de DESY [Joo77] (carrés vides noirs) et données de Cornell [Cas81] (cercles pleins noirs) ; et modèle JML : $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.14 partie I (courbes rouges) et $F_{\pi\omega\gamma}$ défini équation 1.1 (courbe noire). L'inflexion des courbes $\sigma(Q^2)$ en $Q^2 \approx 1{,}2$ GeV^2 est due à l'utilisation d'une énergie différente dans $\epsilon(E, Q^2)$. L'inflexion à 4 GeV^2 serait attribuable à un effet cinématique.*

Chapitre 2

Interprétation des résultats en terme de diagramme du “sac à main”

Comme cela a été mentionné partie I chapitre 2, le diagramme du “sac à main” ne s'applique qu'à la transition $\gamma_L^* \to \omega_L$ pour laquelle il y a conservation de l'hélicité. Cette transition est par ailleurs prédite dominante par rapport aux autres transitions, dans la limite de Bjorken. D'autre part, rappelons que seules les Distributions de Partons Généralisées (GPDs) H et E interviennent dans la production des mésons vecteurs tel le ω, et que seules les GPDs $\widetilde{H}$ et $\widetilde{E}$ interviennent dans la production des mésons pseudo-scalaires tel le π^0.

2.1 Les signes de non dominance du diagramme du “sac à main”

2.1.1 Dominance de l'échange du π^0

Dans le chapitre précédent, nous avons vu que la comparaison de nos sections efficaces au modèle JML donne un bon accord sur tout le domaine en Q^2 exploré. Cela signifie qu'une interprétation de l'électroproduction de mésons ω en termes d'échange de particules reste valable jusqu'à $Q^2 = 5$ GeV^2. En particulier, l'échange du π^0 domine cet échange de par les valeurs des constantes de couplages (voir tableau 1.1 partie I).

Par ailleurs, le test de l'hypothèse d'échange de parité naturelle dans la voie t réalisé section 4.4 partie III corrobore cette information. Le fait que la combinaison de r_{ij}^{α} équation 4.9 partie III ne soit pas nulle quel que soit le bin en (Q^2,x_B) (voir figure 4.7 partie III) suggère qu'un échange de parité non naturelle, tel le π^0, est toujours présent.

L'échange du π^0 étant principalement dû à des photons transverses et de caractère pseudo-scalaire, la contribution du diagramme du “sac à main” est à priori faible dans le domaine en Q^2 exploré.

2.1.2 Non conservation de l'hélicité dans la voie s

L'étude des sections efficaces différentielles en ϕ, chapitre 3 partie III, a permis d'extraire les composantes σ_{TT} et σ_{TL} pour la réaction $\gamma^* p \to p\omega$ pour différents bins en (Q^2,x_B). Les résultats non nuls quels que soient x_B et Q^2 (voir figure 3.26 partie III) indiquent que l'hélicité est non conservée dans la voie s pour l'électroproduction de mésons ω dans le domaine cinématique considéré.

De plus, l'étude de la distribution angulaire de désintégration du ω, $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$, chapitre 4 partie III a conduit à la détermination des paramètres r_{ij}^{α} reliés aux éléments ρ_{ij}^{α} de la matrice densité de spin du ω (voir figure 4.7 partie III). Les paramètres désignés par une étoile rouge doivent être nuls s'il y a conservation de l'hélicité dans la voie s (SCHC). On constate que ce n'est pas le cas, ce qui confirme le résultat précédent.

D'autre part, s'il doit y avoir SCHC, celle-ci est probablement vérifiée pour les réactions vers l'avant ou encore pour les petits $|t|$. C'est pourquoi nous avons réitéré notre étude de $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$ en la restreignant à $|t| < 1$ GeV^2. Les résultats sont présentés figure 2.1. Les paramètres désignés par une étoile rouge ne sont toujours pas nuls. On en déduit que SCHC n'est toujours pas complétement vérifiée aux petits $|t|$.

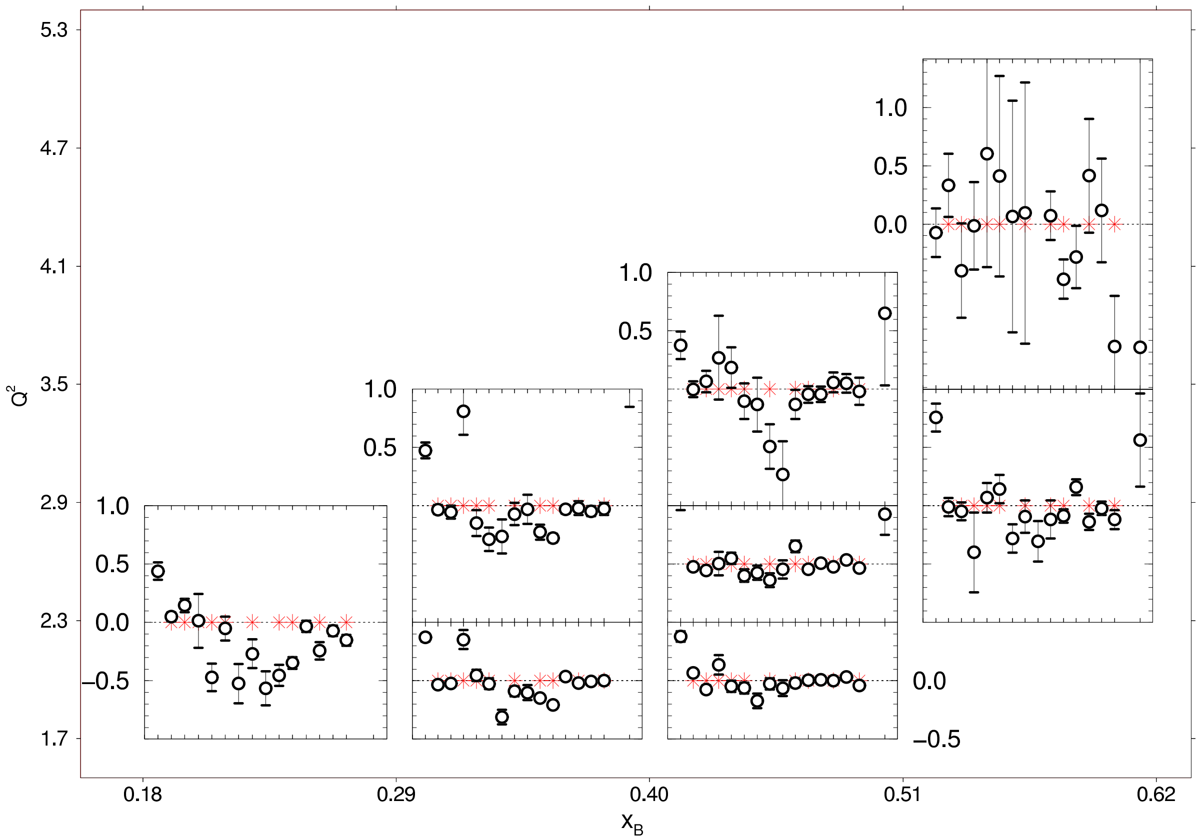

FIG. 2.1 – *Idem figure 4.7 partie III pour* $|t| < 1$ *GeV*^{2}.

Le fait que SCHC ne soit pas vérifiée pour la réaction $\gamma^* p \to p\omega$ est une indication supplémentaire en faveur de la non dominance du diagramme du “sac à main” dans le domaine cinématique exploré.

De plus, ce fait rend l’extraction de sa contribution difficile. En effet, en cas de non SCHC, l’analyse de $W(\cos\theta_N, \varphi_N, \phi)$ seule ne permet pas de séparer les sections efficaces longitudinale et transverse de la section efficace totale par la relation :

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_T} \equiv R = \frac{1}{\epsilon}\frac{r_{00}^{04}}{1 - r_{00}^{04}} \tag{2.1}$$

Il faut alors avoir recours à une séparation de Rosenbluth qui consiste à mesurer la section efficace totale, $\sigma_T + \epsilon(E)\sigma_L$, à deux énergies de faisceau différentes E_1 et E_2. Mais on peut noter qu’une telle extraction de σ_L ne démontrerait pas pour autant que cette quantité est dominée par la transition $\gamma_L^* \to \omega_L$ qui caractérise le diagramme du “sac à main”.

2.2 Prédictions du modèle VGG pour σ_L

Bien que nous ne puissions pas extraire la composante longitudinale, σ_L, de notre section efficace, il est intéressant de considérer les prédictions du modèle VGG à ce sujet. Celles-ci sont montrées figure 2.2 en fonction de Q^2 pour deux bins en W. Les prédictions du modèle JML concernant σ_L sont également reportées sur la même figure.

On remarque que la contribution de $\epsilon\sigma_L$ (modèle VGG) à la section efficace totale mesurée est plus importante que celle prédite par le modèle JML, d’autant plus que σ_L^{JML} inclut les transitions $\gamma_L^* \to \omega_{L,T}$ alors que σ_L^{VGG} concerne seulement la transition $\gamma_L^* \to \omega_L$.

Quoi qu’il en soit cette contribution demeure petite : environ $1/6$ de la section efficace totale mesurée pour $< W > = 2{,}1$ GeV et $1/4$ pour $< W > = 2{,}8$ GeV, ce qui peut expliquer les difficultés que l’on a à l’extraire.

Par ailleurs, il est important de remarquer que, sur cette figure, la pente de $\epsilon\sigma_L$ est forte car ϵ est calculé pour une énergie de faisceau de 6 GeV (et ϵ tend vers 0 quand Q^2 atteint la limite cinématique). Pour une énergie de faisceau plus grande, la pente serait plus faible.

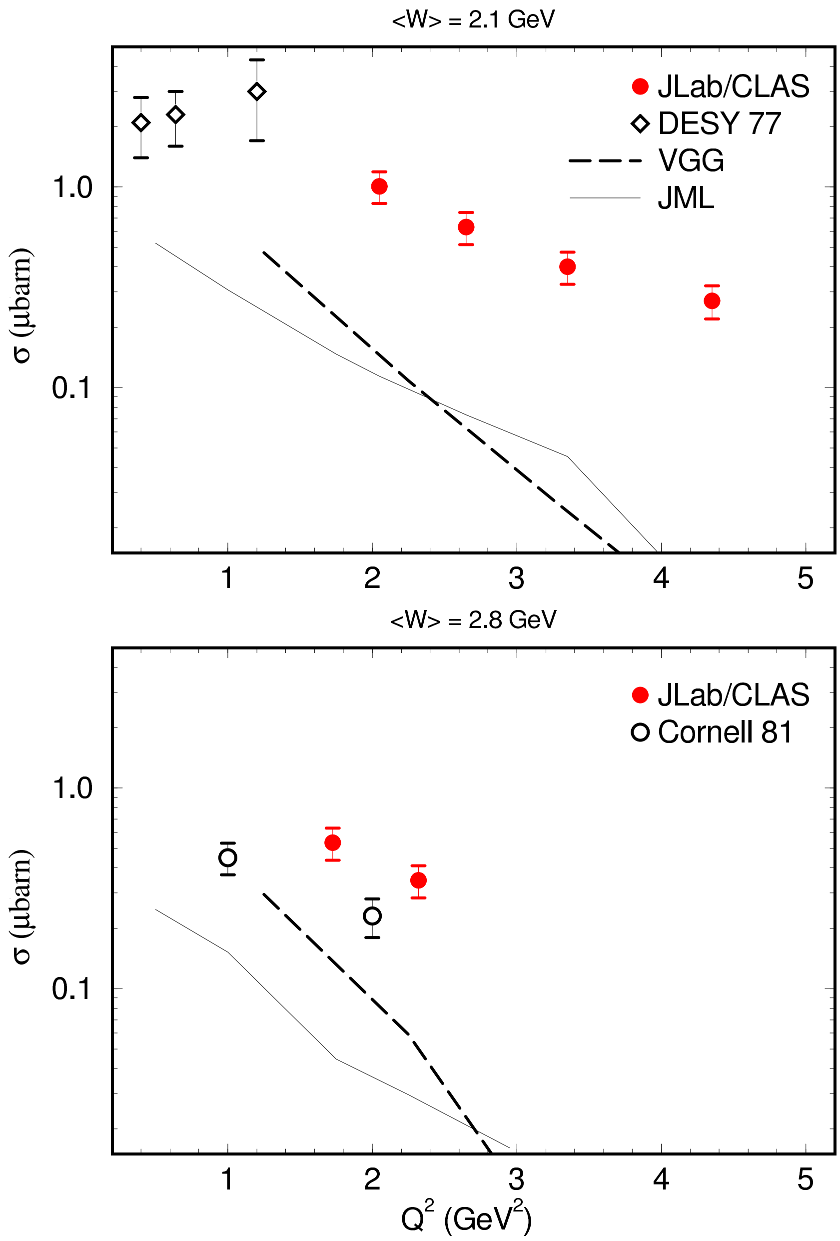

FIG. 2.2 – *Sections efficaces totales pour deux bins en W : nos données (cercles pleins rouges), les données de DESY (losanges vides), les données de Cornell (cercles vides) ; et contribution longitudinale ($\epsilon(Q^2)\sigma_L$) selon les modèles JML (courbe traits pleins) et VGG (courbe traits tiretés).*

Conclusions et perspectives

Ce travail a permis d'étudier, avec une grande précision, l'électroproduction exclusive du méson vecteur ω dans un domaine cinématique jusqu'alors peu ou pas exploré : $1{,}75 \leq Q^2 \leq 5$ GeV^2 ; $0{,}16 \leq x_B \leq 0{,}7$; $1{,}8 \leq W \leq 2{,}8$ GeV ; et $-t \leq 3$ GeV^2.

Cette région cinématique présente l'intérêt d'être à la frontière de plusieurs domaines de description. Selon une échelle en t, les mécanismes de réaction sont régis par l'échange de particules à bas $|t|$ et par les interactions entre quarks et gluons à grand $|t|$. Selon une échelle en Q^2, l'interaction $\gamma^* p$ s'interprète en termes de diagramme du "sac à main" dans le régime de Bjorken (voir partie I).

La mesure de ce processus exclusif dans un domaine cinématique aussi étendu a été rendue possible grâce à la grande luminosité et la grande énergie ($E = 6$ GeV) du faisceau d'électrons de la machine CEBAF, ainsi que la grande acceptance ($\sim 2\pi$) du spectromètre CLAS (partie II).

Dans ces conditions, une prise de données d'un peu plus de trois mois a permis de collecter 11 Terabytes de données contenant près de 100000 événements $e^- p \to e^- p \omega$. Un tel volume de données a rendu possible l'extraction de sections efficaces jusqu'à trois fois différentielles $\left(\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}(Q^2, x_B), \frac{d\sigma}{dt}(Q^2, x_B), \frac{d\sigma}{d\phi}(Q^2, x_B)\right)$ avec un découpage dans les variables Q^2, x_B, t et ϕ relativement fin (voir tableau 3.4 partie III).

Avant l'obtention de résultats de physique, nous avons tout d'abord activement participé aux simulations préparatoires de l'expérience, au *commissioning*, à la prise de données, à la phase d'étalonnage des différents détecteurs composants CLAS et enfin à la réduction des données.

Puis s'en est suivi un long travail d'analyse (partie III) avec :

- une première étape consacrée à l'identification des différentes particules chargées issues de la réaction $e^- p \to e^- p \omega \hookrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, en nous servant de l'information donnée par les divers détecteurs ;
- une seconde dédiée à la détermination de l'efficacité du système CLAS en nous appuyant sur une simulation Monte Carlo nécessitant un temps de calcul important ;
- une troisième vouée à la soustraction du fond sous le pic du ω sélectionné par la technique de masse manquante ; cette étape a donné lieu à de nombreux ajustements (34 pour $\sigma_{\gamma^* p \to p\omega}(Q^2, x_B)$, 34×7 pour $\frac{d\sigma}{dt}(Q^2, x_B)$ et 34×9 pour $\frac{d\sigma}{d\phi}(Q^2, x_B)$) ;
- une quatrième et dernière adressée à l'analyse, quasi-pionnière, de la distribution angulaire des pions de désintégration du ω, d'où nous avons tiré un ensemble de paramètres liés à la polarisation du ω.

Cette étude originale de l'électroproduction du méson vecteur ω a révélé des résultats surprenants.

Tout d'abord, les sections efficaces pour des grandes valeurs de $|t|$, et intégrées, sont sensiblement plus grandes que ne le laissaient penser les données antérieures.

La comparaison de nos sections efficaces différentielles en t à un modèle (JML) bâti à partir de la théorie de Regge, a permis de confirmer l'hypothèse selon laquelle à grand $|t|$, la sonde se couple à un objet quasi-ponctuel. L'examen de la dépendance en Q^2 de nos sections efficaces totales, a démontré, dans le cadre du même modèle, que l'échange du π^0 dominant en photoproduction l'est toujours en électroproduction et ce jusqu'à des Q^2 de 5 GeV^2.

L'étude des sections efficaces différentielles en ϕ et les résultats de l'analyse de la distribution angulaire de désintégration du ω montrent que l'hélicité n'est globalement pas conservée dans la voie s et en particulier pas là où l'on s'attend qu'elle le soit, à savoir aux angles avants ou encore petits $|t|$.

L'analyse de la polarisation du ω semble aussi indiquer la présence d'un processus correspondant à l'échange de particule de parité non naturelle (tel le π^0) dans la voie t.

Toutes ces observations mettent en évidence que dans le domaine en Q^2 exploré par nos données, la contribution du diagramme dit du "sac à main", où le processus de production se fait au niveau d'un quark du nucléon ($\gamma_L^* q \rightarrow q\omega_L$) entre un photon virtuel et un méson d'hélicités nulles, est petite (de l'ordre de 1/5 de la section efficace totale mesurée). Ceci est d'ailleurs prévu par le modèle VGG, modèle inscrit dans le formalisme des Distributions de Partons Généralisées (GPDs).

Par ailleurs, la non conservation de l'hélicité dans la voie s empêche de procéder à la séparation des composantes longitudinale et transverse de la section efficace totale et rend donc difficile l'extraction de cette contribution.

A posteriori, la présence de l'échange du π^0 dans la production de ω est plutôt intéressante. En effet, un tel échange est principalement dû à des photons transverses et est de caractère pseudo-scalaire donc fait intervenir les GPDs $\widetilde{H}$ et $\widetilde{E}$, ce qui est contradictoire avec une description en terme de diagramme du "sac à main", ce dernier faisant intervenir des photons longitudinaux et les GPDs H et E. Il doit alors y avoir une transition claire entre ces deux régimes dans le cas du ω. C'était donc un défi expérimental que de rechercher les signatures de cette transition. De façon inattendue, notre conclusion - provisoire - est que le processus d'échange du π^0 semble dominer même jusqu'à $Q^2 = 5$ GeV^2.

En ce qui concerne les perspectives liées aux études des réactions exclusives à grand Q^2, les premières indications de Deep Virtual Compton Scattering obtenues à HERMES [Air01] et à JLab/CLAS [Ste01] pour des Q^2 de quelques GeV^2 offrent des perspectives très intéressantes. C'est pourquoi deux expériences sont actuellement planifiées à JLab 6 GeV afin de mesurer plus précisément les dépendances en Q^2 (lois d'échelle) et x_B de l'observable asymétrie de polarisation faisceau : l'une dans le Hall A [Sab00] et l'autre dans le Hall B avec le spectromètre CLAS [Bur01]. Des mesures à HERMES [Kai03] et à COMPASS [dHo00] sont également en projet.

Quant aux mésons vecteurs, les premiers résultats de la production exclusive de ρ^0 (Q^2 jusqu'à 3 GeV^2) [Had02] comparés au modèle VGG, sont très encourageants quant à l'extension du domaine de validité d'une approche en termes de GPDs. Néanmoins, le test de la loi d'échelle en Q^{-6} à t fixé pour le comportement de la section efficace longitudinale demeure le seul moyen d'établir véritablement le domaine de dominance du diagramme du “sac à main”.

Les résultats de la production exclusive de ω (Q^2 jusqu'à 5 GeV^2) du présent travail, ne remettent pas en cause l'existence du diagramme du “sac à main” et des GPDs, mais mettent la lumière sur une difficulté expérimentale due à l'échange du π^0 (non dominant dans le cas des mésons ρ^0 et ϕ) qui rend plus difficile son extraction à partir de ce processus.

Les mésons vecteurs ρ^0, ω et ϕ ayant des propriétés similaires, les mêmes constantes de couplage interviennent dans le modèle JML. D'autre part, le formalisme des GPDs est une théorie unifiée. Les mêmes GPDs interviennent dans le calcul de l'amplitude de diffusion de ces différents mésons. De ce fait, les résultats attendus de l'analyse des mésons ρ^0 [Mor03b] et ϕ [San03] à partir des données du *run e1-6* apporteront de fortes contraintes sur les modèles JML et VGG, et sur la validité des concepts physiques sous-jacents.

Dans quelques années, le passage de l'énergie de la machine CEBAF à 12 GeV et l'augmentation de sa luminosité, devrait permettre de réaliser une étude complète des réactions exclusives d'électroproduction de photons ou de mésons jusqu'à des Q^2 de 8 GeV^2 en vue d'extraire les Distributions de Partons Généralisées, et comme le montre notre travail, de lever un voile sur un domaine cinématique (Q^2 et $|t|$ grands) complètement inexploré.

Annexes

Annexe A

Programme de réduction des données

Le programme de réduction des données comprend plusieurs étapes telles que la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive, la reconstruction des signaux dans les autres détecteurs, et enfin une première identification grossière des particules. Ces différentes étapes sont indiquées figure A.1. La reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive se déroulant en deux parties, on peut voir sur cette figure que l'étape de reconstruction des signaux dans certains détecteurs ainsi que celle d'identification des particules sont effectuées en deux passes. Par ailleurs, est également mentionné sur cette figure le fait qu'il existe deux programmes pour réaliser l'étape de première identification des particules. Ces deux programmes s'appellent PID (Particules Identification[1]) et SEB (Simple Event Builder[2]).

Dans cette annexe, on se propose de donner une description, plus ou moins détaillée, des principales étapes du programme de réduction des données, à savoir la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive et la première identification des particules. Sur ce dernier point, la description concerne le programme SEB car c'est à partir de sa première identification que l'identification des électrons et des hadrons chargés pour l'analyse de la présente thèse a été effectuée (voir partie III, chapitre 2).

A.1 Reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive

Cette étape de la reconstruction des données est à la fois délicate et consommatrice de temps de calcul. Comme mentionné précédemment, elle s'effectue en deux grandes parties.

La première dénommée HBT pour *Hit Based Tracking* en anglais, utilise l'information géométrique des cellules touchées. L'ensemble des cellules touchées est comparé à une table, encore appelée dictionnaire, générée par simulation à une position de cible, une énergie de faisceau et un champ magnétique donnés, contenant un grand nombre de trajectoires possibles. Les cellules compatibles avec une trajectoire sont ainsi regroupées

[1] Identification des particules
[2] Constructeur simple d'événements

et les autres identifiées à du bruit sont rejetées. Un ajustement utilisant le centre des cellules appartenants à une même trajectoire permet d'extraire de façon approchée les angles θ et φ de la particule. Connaissant la valeur du champ magnétique en chaque point du spectromètre CLAS (stockée dans une carte de champ), une détermination approchée de l'impulsion de cette particule est également effectuée.

La seconde partie dénommée TBT pour *Time Based Tracking* en anglais, utilise l'information en temps des chambres à dérive. La connaissance du temps de vol de la particule depuis la cible, donné par les scintillateurs, et du temps de collecte des ions produits par cette même particule permet de calculer leur temps de dérive. Le temps de dérive des ions et la relation temps-distance permettent ensuite de déterminer plus précisément la position de passage de la particule dans les cellules précédemment sélectionnées. L'ajustement cette fois-ci basé sur des cercles "équi-temps" de centre les fils actifs et de rayon la distance de passage de la particule est plus précis. Il en est donc de même pour l'extraction de θ, φ et p de la particule. La méthode d'extraction de l'impulsion dans le champ magnétique inhomogène de CLAS est décrite dans la référence [Nic91].

A.2 Première passe du programme SEB

Après avoir effectué la première partie de la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive et celles des signaux dans les autres détecteurs[3] (non décrit ici) le programme de reconstruction procède à la première passe de l'identification des trajectoires en traces de particules.

Le programme SEB débute par la mise en correspondance géométrique des trajectoires et des signaux (afin de regrouper les informations laissées par une même particule). Les principales hypothèses pour cette sélection (de même que pour l'identification finale des particules) sont que les particules chargées doivent avoir une trajectoire dans les chambres à dérive (DC) et au moins un signal dans les scintillateurs (SC) ou les calorimètres électromagnétiques (EC), que les particules neutres doivent avoir seulement un signal dans les calorimètres. Toutes les autres configurations sont rejetées.

A la fin, on dispose pour chaque événement d'un ensemble de traces pour lesquelles on connait :

- la charge q,
- le temps de vol t donné par les SC pour les particules chargées y ayant laissé un signal ou par les EC pour les autres particules chargées et pour les particules neutres,
- la distance de vol l donnée par les DC pour les particules chargées ou par les EC pour les particules neutres,
- une première estimation des angles θ et φ, et de l'impulsion donnés par les DC pour les particules chargées (voir section précédente),
- selon les cas, le nombre de photo-électrons créés dans les CC et l'énergie déposée dans les EC.

[3]Par exemple, reconstruction des gerbes électromagnétiques dans les calorimètres comme illustré figure 2.12.

L'étape suivante consiste en l'identification de l'électron déclencheur de l'événement. A cette fin, le programme cherche les traces qui ont au moins les caractéristiques suivantes : trace négative, trace ayant laissé un signal dans les compteurs Čerenkov et trace ayant fait une gerbe électromagnétique dans un des calorimètres. Si plusieurs traces sont dans ce cas, celle qui a la plus grande impulsion est choisie.

A partir de cet électron, le programme détermine alors le temps au vertex de la manière suivante :

$$t_0 = t_{tgt} + MOD(t_{tgt} - t_{RF}; 2,004) - \frac{2,004}{2} \tag{A.1}$$

avec

$$t_{tgt} = t^e - \frac{l^e}{v^e} \tag{A.2}$$

où

- t^e est le temps de vol de l'électron mesuré par SC/EC
- l^e est la distance de vol de l'électron de la cible jusqu'à SC/EC mesurée par DC
- $v^e = c$ est la vitesse de l'électron
- t_{RF} est le temps donné par le signal RF.

A.3 Seconde passe du programme SEB

Une fois la seconde partie de la reconstruction des trajectoires dans les chambres à dérive (TBT) et de celle des signaux dans les scintillateurs (SC2) effectuées, l'impulsion des traces chargées et leur temps de vol aux scintillateurs sont connus plus précisément. Les traces n'ayant pas passé le TBT sont néanmoins conservées à ce niveau. La distinction avec les traces ayant passé le TBT est faite au niveau d'une variable *status* [4] qui est négative dans le premier cas et positive dans le second. Le programme SEB peut alors procéder à l'identification des traces en particules.

Celle des traces chargées s'effectue par "β le plus proche". Le programme cherche à identifier les traces chargées positivement aux particules positives susceptibles d'être produites aux énergies de JLab mais aussi détectées par le spectromètre CLAS, soit : des protons, des pions positifs, des kaons positifs, des positrons ou des noyaux légers provenant des parois de la cible ou de l'air. Pour cela, pour chaque trace positive, une boucle sur la masse m des particules précédemment énumérées est effectuée. Dans cette boucle, le β de la trace considérée est calculé de deux manières différentes :

- une première fois à partir du temps de vol ($\beta_1 = \frac{l}{t \times c}$)
- une seconde fois à partir de l'impulsion et en faisant l'hypothèse qu'il s'agit d'une particule de masse m ($\beta_2(m) = \frac{p}{\sqrt{p^2+m^2}}$)

et la différence $\Delta\beta(m) = \beta_1 - \beta_2(m)$ évaluée. A la fin de la boucle, la trace est identifiée à la particule de masse m pour laquelle la quantité $\Delta\beta(m)$ a été minimisée. Le programme procéde de la même façon pour les traces chargées négativement en cherchant cette fois-ci à les identifier soit à des électrons, soit à des pions négatifs, soit à des kaons négatifs.

[4] statut

L'identification des traces neutres s'effectue quant à elle à l'aide d'une coupure sur la variable β, cette dernière étant calculée à partir du temps de vol jusqu'aux calorimètres électromagnétiques ($\beta = \frac{l}{t \times c}$). Si β est inférieur à 0,95, alors la trace en question est identifiée à un neutron et son impulsion évaluée de la manière suivante : $p = \frac{m_n \beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Si β est supérieur à 0,95, alors la trace en question est identifiée à un gamma et son impulsion évaluée ainsi : $p = \frac{E}{f}$ où E est l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique et f la fraction d'énergie de la gerbe électromagnétique déposée dans le calorimètre réellement détectée.

L'identification de chaque trace est stockée dans la variable *id* dont les valeurs sont des entiers relatifs. La correspondance entre la nature des particules et la valeur de la variable *id* est donnée dans le tableau A.1.

Particule	*id*	**Particule**	*id*
Electron	11	Positron	-11
Proton	2212	Neutron	2112
Kaon positif	321	Kaon négatif	321
Pion positif	211	Pion négatif	-211
Gamma	22	Non identifié	0

TAB. A.1 – *Valeur de la variable id en fonction de la nature de la particule selon l'identification SEB.*

Enfin les traces identifiées sont rangées dans la banque EVNT dans l'ordre suivant : électron déclencheur de l'événement, nucléons (protons, neutrons) et noyaux légers, kaons et pions, photons et enfin leptons (électrons secondaires, positrons).

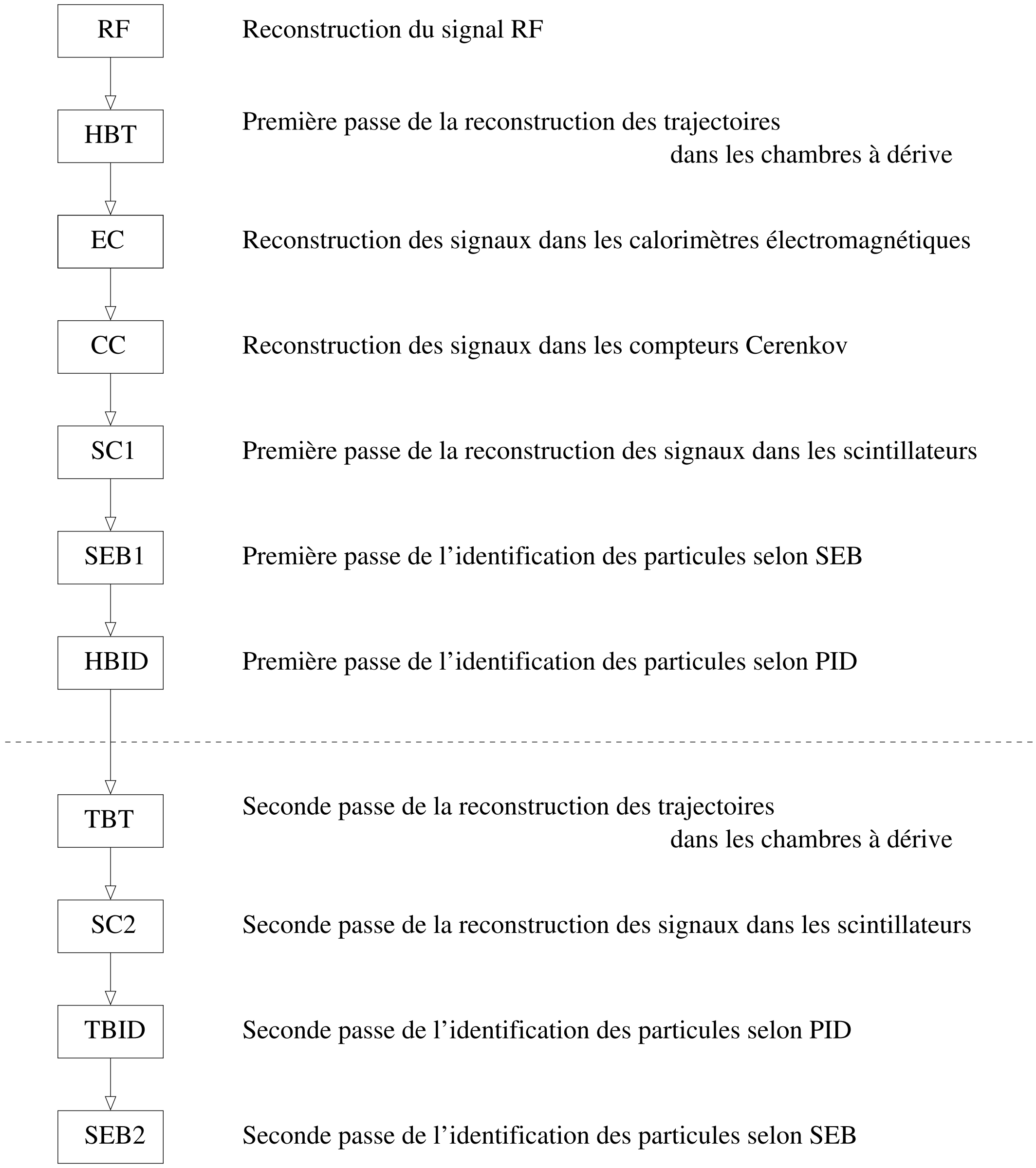

FIG. A.1 – *Schéma des différentes étapes du programme de reconstruction des données. PID et SEB sont les noms des deux programmes d'identification des particules.*

Annexe B

Programme d'analyse des données CLASevent/CLAStree

Le programme utilisé pour l'analyse des données a été initialement développé par Thierry Auger [Aug99] pour les expériences en photoproduction, puis modifié par Cynthia Hadjidakis [Had02] pour les expériences en électroproduction. Nous l'avons sensiblement amélioré et adapté pour analyser les événements Monte Carlo.

Ce programme est écrit en C++. Il comprend plusieurs classes appelées *TTrack*, *TTrackMC*, *TClasEvent*, *TClasEventMC* et *TClasTree*. Les deux premières servent à décrire les traces composant un événement (respectivement de données ou Monte Carlo), les deux suivantes l'événement lui-même (respectivement de données ou Monte Carlo) et la dernière une série d'événements ou enregistrement. Les attributs des classes *TTrack*, *TClasEvent* et *TClasTree* sont répertoriés dans le tableau B.1. Les attributs des classes *TTrackMC* et *TClasEventMC* sont l'équivalent pour les événements Monte Carlo. Ce programme utilise par ailleurs les librairies informatiques de CLAS pour les entrées/sorties avec le format BOS [Cor94] ainsi que les librairies de l'utilitaire d'analyse ROOT du CERN [Bru03].

Sa première fonction est de convertir les données de CLAS du format BOS au format ROOT. Cette opération est communément appelée ROOTification. L'information utile de chaque événement - nombre, nature et caractéristiques des traces qui le composent - est stockée dans un arbre de type *TClasTree* constitué d'une branche de type *TClasEvent* (ou *TClasEventMC* dans le cas d'événements Monte Carlo), elle même composée de feuilles de type réel ou entier et d'une branche de type *TTrack* (ou *TTrackMC*). Dans le cas où les événements Monte Carlo sont passés dans GSIM puis reconstruits, l'arbre est constitué des deux branches : une de type *TClasEventMC* et une autre de type *TClasEvent*, permettant ainsi une comparaison aisée entre ce qui a été généré et ce qui a été reconstruit.

L'intérêt de cette conversion est double. Elle permet d'une part d'avoir des données compressées (un fichier BOS de 1,3 Go devient un fichier ROOT de 102 Mo) ce qui est appréciable pour la manipulation d'un grand volume de données. D'autre part le format ROOT est compatible avec l'utilisation des fichiers de manière interactive, ce qui permet un gain de temps considérable pour le développement de programmes et la présentation des résultats.

Cette étape doit être réalisée après la réduction des données (voir annexe A). Durant l'étape de la réduction de la totalité des données brutes du *run e1-6* (partie III, chapitre 1, section 1.2), elle fut incorporée dans les scripts afin d'être effectuée automatiquement pour tous les fichiers de données reconstruites.

La seconde fonction de ce programme (non négligeable !) est l'analyse de données orientée objet grâce au développement de méthodes dans les classes introduites au début de cette annexe qui permettent d'agir sur les objets de l'arbre.

Variables et type	Description
TTrack	
Variables de la banque EVNT	
Int_t id ;	Numéro d'identification
Float_t pmom ;	Impulsion
Float_t mass ;	Masse au carré (=pmom^2(1.-beta^2)/beta^2)
Int_t charge ;	Charge
Float_t beta ;	Vitesse/c
Float_t cx ;	Cosinus directeur au vertex selon x
Float_t cy ;	Cosinus directeur au vertex selon y
Float_t cz ;	Cosinus directeur au vertex selon z
Float_t x ;	Position du vertex selon x
Float_t y ;	Position du vertex selon y
Float_t z ;	Position du vertex selon z
Int_t DCstat ;	Pointeur vers la banque DCPB
Int_t CCstat ;	Pointeur vers la banque CCPB
Int_t SCstat ;	Pointeur vers la banque SCPB
Int_t ECstat ;	Pointeur vers la banque ECPB
Int_t status ;	Mot de statut
Variables DC de la banque DCPB	
Int_t sctr ;	100×sector + numéro de la trace
Float_t xsc_dc ;	Coordonnée x de l'intersection de la trace avec le plan SC
Float_t ysc_dc ;	Coordonnée y de l'intersection de la trace avec le plan SC
Float_t zsc_dc ;	Coordonnée z de l'intersection de la trace avec le plan SC
Float_t cxsc_dc ;	Cosinus directeur en (xsc_dc,ysc_dc,zsc_dc) selon x
Float_t cysc_dc ;	Cosinus directeur en (xsc_dc,ysc_dc,zsc_dc) selon y
Float_t czsc_dc ;	Cosinus directeur en (xsc_dc,ysc_dc,zsc_dc) selon z
Float_t xec_dc ;	Coordonnée x de l'intersection de la trace avec le plan EC
Float_t yec_dc ;	Coordonnée y de l'intersection de la trace avec le plan EC
Float_t zec_dc ;	Coordonnée z de l'intersection de la trace avec le plan EC
Float_t thcc_dc ;	Angle de la droite origine-point d'interaction dans les CC
A suivre…	

Suite...	
Variables et type	**Description**
Float_t chi2_dc ;	χ^2 de l'ajutement de la trace dans les DC
Int_t status_dc ;	Mot de statut
Variables SC de la banque SCPB	
Int_t scpdht ;	10000×sector + 100×numéro scintillateur + numéro hit
Float_t edep_sc ;	(dE/dX) déposé
Float_t time_sc ;	Temps de vol relativement au temps au vertex
Float_t path_sc ;	Distance de vol depuis la cible
Float_t chi2_sc ;	Qualité de la mise en correspondance géométrique
Int_t status_sc ;	Mot de statut
Variables CC de la banque CCPB	
Int_t scsght ;	100×sector + numéro du module
Float_t nphe_cc ;	Nombre de photo-électrons × 10
Float_t time_cc ;	Temps de vol relativement au temps au vertex
Float_t path_cc ;	Distance de vol depuis la cible
Float_t chi2_cc ;	Qualité de la mise en correspondance géométrique
Int_t status_cc ;	10×région
Variables EC de la banque ECPB	
Int_t scht ;	100×sector + numéro du hit
Float_t etot_ec ;	Energie totale reconstruite
Float_t ein_ec ;	Energie reconstruite dans la partie *Inner*
Float_t eout_ec ;	Energie reconstruite dans la partie *Outer*
Float_t time_ec ;	Temps de vol relativement au temps au vertex
Float_t path_ec ;	Distance de vol depuis la cible
Float_t x_ec ;	Coordonnée x du hit
Float_t y_ec ;	Coordonnée y du hit
Float_t z_ec ;	Coordonnée z du hit
Int_t innstr_ec ;	10000×UI+100×VI+WI
Int_t outstr_ec ;	10000×UO+100×VO+WO
Float_t chi2_ec ;	Qualité de la mise en correspondance géométrique
Int_t status_ec ;	Mot de statut
TClasEvent	
Traces après reconstruction	
Int_t fNtrack ;	Nombre de traces
TClonesArray *fTracks ;	Tableau de traces
Traces après réidentification	
Int_t fNFittedtrack ;	Nombre de traces
TClonesArray *fFittedTracks ;	Tableau de traces
Variables de la banque HEAD	
A suivre...	

Suite...	
Variables et type	**Description**
Int_t run_number ; Int_t event_number ; Int_t event_type ;	Numéro de run Numéro de l'événement dans le run Type de l'événement
Variables de la banque HEVT Int_t event_status ; Int_t npgp ; Int_t trgprs ; Float_t fc ; Float_t live_time ; Float_t rf_time ; Float_t tr_time ;	 Statut de l'événement après reconstruction Fraction de particules reconstruites géométriquement Informations sur le système de déclenchement Charge mesurée par la cage de Faraday 100% - temps mort Temps RF Temps de départ de l'événement
Variable de la banque HEAD Int_t trigbits ;	 Mot du système de déclenchement de niveau 1
Variables de la base de données Float_t beam_energy ; Float_t torus_current ;	 Energie du faisceau Intensité du champ magnétique
TClasTree	
TClasEventMC *eventMC ;	Branche eventMC
TClasEvent *event ;	Branche event

TAB. B.1 – *Attributs des classes TTrack, TClasEvent, TClasTree.*

Annexe C

Tableaux de résultats

x_B	Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	ϵ	t_0 (GeV^2)	t_1 (GeV^2)
0.20	1.73	2.77	0.373	-0.09	-7.01
0.25	1.75	2.48	0.588	-0.15	-5.48
0.25	2.04	2.63	0.428	-0.14	-6.59
0.26	2.32	2.70	0.321	-0.14	-7.24
0.31	1.78	2.21	0.725	-0.25	-4.20
0.31	2.05	2.33	0.630	-0.23	-5.04
0.31	2.35	2.47	0.498	-0.21	-6.02
0.31	2.64	2.58	0.366	-0.20	-6.88
0.33	2.91	2.62	0.284	-0.22	-7.35
0.37	2.05	2.09	0.744	-0.37	-3.86
0.37	2.35	2.21	0.654	-0.34	-4.70
0.37	2.65	2.32	0.549	-0.31	-5.53
0.37	2.95	2.43	0.430	-0.30	-6.35
0.38	3.30	2.51	0.309	-0.30	-7.10
0.43	2.06	1.90	0.807	-0.59	-2.92
0.43	2.35	2.00	0.744	-0.53	-3.66
0.43	2.65	2.10	0.669	-0.49	-4.40
0.43	2.95	2.19	0.582	-0.46	-5.13
0.43	3.35	2.31	0.449	-0.43	-6.08
0.44	3.81	2.41	0.297	-0.42	-7.03
0.48	2.37	1.85	0.790	-0.79	-2.90
0.49	2.65	1.91	0.743	-0.75	-3.42
0.49	2.95	1.99	0.678	-0.69	-4.10
0.49	3.35	2.09	0.576	-0.64	-4.96
0.49	3.85	2.21	0.430	-0.60	-6.03
0.49	4.31	2.30	0.290	-0.58	-6.90
0.54	2.97	1.85	0.727	-0.99	-3.34
0.55	3.36	1.91	0.659	-0.96	-3.97
0.55	3.85	2.01	0.546	-0.88	-4.94
0.55	4.35	2.11	0.413	-0.83	-5.90
0.56	4.76	2.16	0.308	-0.83	-6.55
0.60	3.88	1.86	0.611	-1.26	-4.07
0.61	4.35	1.91	0.519	-1.24	-4.78
0.61	4.85	2.00	0.397	-1.16	-5.68

TAB. C.1 – *Variables cinématiques moyennes pour les 34 bins correspondant aux données de sections efficaces.*

x_B	Q^2	σ	$\Delta\sigma$	σ_{TT}	$\Delta\sigma_{TT}$	σ_{TL}	$\Delta\sigma_{TL}$	b	db
0.20	1.73	535.	97.	64.	85.	24.	30.	2.45	0.18
0.25	1.75	666.	120.	162.	61.	-17.	23.	1.93	0.16
0.25	2.04	424.	76.	108.	46.	1.	18.	2.28	0.16
0.26	2.32	347.	63.	68.	74.	11.	25.	1.88	0.17
0.31	1.78	1148.	208.	312.	120.	-146.	59.	1.24	0.17
0.31	2.05	555.	100.	124.	41.	-50.	19.	1.90	0.16
0.31	2.35	398.	72.	105.	40.	-34.	17.	2.03	0.16
0.31	2.64	286.	52.	115.	47.	6.	17.	1.90	0.17
0.33	2.91	223.	43.	135.	83.	-27.	26.	1.88	0.22
0.37	2.05	1009.	183.	94.	73.	-9.	38.	0.97	0.17
0.37	2.35	585.	106.	152.	48.	-23.	23.	1.35	0.17
0.37	2.65	383.	69.	85.	40.	-23.	17.	1.62	0.17
0.37	2.95	278.	51.	96.	42.	-32.	17.	1.93	0.18
0.38	3.30	232.	43.	19.	55.	-14.	18.	1.45	0.18
0.43	2.06	2263.	356.	61.	158.	170.	86.	1.03	0.24
0.43	2.35	1021.	185.	180.	80.	-86.	42.	0.78	0.22
0.43	2.65	631.	114.	92.	62.	-28.	32.	0.81	0.22
0.43	2.95	440.	80.	60.	48.	-13.	23.	0.92	0.23
0.43	3.35	267.	49.	109.	36.	-2.	15.	1.34	0.22
0.44	3.81	192.	36.	125.	60.	-43.	21.	1.47	0.23
0.48	2.37	1673.	266.	-23.	173.	257.	96.	0.91	0.49
0.49	2.65	1121.	177.	297.	108.	28.	61.	0.68	0.36
0.49	2.95	634.	115.	170.	66.	-139.	34.	0.23	0.33
0.49	3.35	400.	73.	85.	48.	-40.	24.	1.39	0.25
0.49	3.85	274.	51.	74.	46.	13.	20.	1.41	0.25
0.49	4.31	184.	37.	169.	77.	-6.	27.	0.78	0.31
0.54	2.97	911.	150.	114.	150.	14.	70.	-	-
0.55	3.36	518.	85.	84.	67.	-5.	31.	-	-
0.55	3.85	329.	60.	96.	53.	-44.	26.	0.65	0.48
0.55	4.35	271.	51.	31.	64.	-6.	28.	0.90	0.42
0.56	4.76	224.	45.	-39.	122.	61.	50.	1.36	0.67
0.60	3.88	294.	57.	95.	89.	79.	50.	-	-
0.61	4.35	222.	43.	75.	54.	-48.	23.	-	-
0.61	4.85	151.	26.	-111.	48.	43.	20.	-	-

TAB. C.2 – *Sections efficaces $\sigma = \sigma_T + \epsilon\sigma_L$ intégrées sur $-2.7 < t < t_0$. Termes d'interférence σ_{TT} et σ_{TL}. L'unité est le nbarn. Pente b, en GeV^{-2}, de $d\sigma/dt$ pour $-1.5 < t < t_0$. Les erreurs résultent de l'addition quadratique des erreurs statistiques et des erreurs systématiques point à point discutées partie III.*

Les valeurs numériques des sections efficaces différentielles $d\sigma/dt$ et $d\sigma/d\phi$ sont disponibles sur demande auprès de *mgarcon@cea.fr*.

Bin	$< x_B >$	$< Q^2 >$	$< W >$	$< \epsilon >$	$< t >$	r^{04}_{00}	Δr^{04}_{00}	r^{04}_{1-1}	Δr^{04}_{1-1}
1	0.26	1.94	2.52	0.52	-1.44	0.432	0.063	0.055	0.059
2	0.36	2.58	2.33	0.54	-1.51	0.389	0.052	-0.060	0.045
3	0.35	2.03	2.17	0.71	-1.41	0.298	0.028	-0.074	0.027
4	0.47	3.22	2.14	0.56	-1.75	0.362	0.045	-0.064	0.045
5	0.46	2.55	1.98	0.72	-1.60	0.330	0.029	-0.102	0.025
6	0.44	2.11	1.90	0.80	-1.49	0.332	0.028	-0.174	0.026
7	0.57	3.90	1.97	0.55	-1.95	0.375	0.064	-0.146	0.053
8	0.54	3.03	1.87	0.71	-1.77	0.286	0.073	-0.176	0.056

TAB. C.3 – *Termes liés à la polarisation du méson ω, déterminés par la méthode des projections à une dimension, pour chacun des 8 bins définis figure 4.4 partie III. Les erreurs indiquées sont statistiques. Les erreurs systématiques sont estimées à 0.03.*

	Bin 1	Bin 2	Bin 3	Bin 4	Bin 5	Bin 6	Bin 7	Bin 8
r^{04}_{00}	0.44	0.44	0.34	0.36	0.35	0.33	0.41	0.28
	0.05	0.04	0.02	0.04	0.02	0.02	0.04	0.03
Re r^{04}_{10} (*)	0.07	-0.02	-0.03	0.01	0.01	0.04	0.10	0.05
	0.03	0.02	0.01	0.03	0.01	0.01	0.03	0.02
r^{04}_{1-1} (*)	0.09	-0.07	-0.09	-0.09	-0.15	-0.19	-0.15	-0.18
	0.04	0.03	0.02	0.03	0.02	0.02	0.03	0.02
r^{1}_{00} (*)	0.12	0.63	0.32	0.42	0.14	0.18	0.80	0.15
	0.17	0.13	0.04	0.12	0.04	0.04	0.12	0.06
r^{1}_{11} (*)	-0.31	0.00	0.18	0.29	0.14	0.03	0.20	0.07
	0.09	0.07	0.03	0.06	0.02	0.02	0.06	0.04
Re r^{1}_{10} (*)	0.00	-0.16	0.00	0.01	0.02	0.02	0.07	-0.01
	0.08	0.07	0.03	0.06	0.02	0.02	0.07	0.03
r^{1}_{1-1}	-0.36	-0.15	-0.19	-0.19	-0.08	-0.10	-0.33	-0.02
	0.13	0.09	0.04	0.09	0.03	0.03	0.08	0.05
Im r^{2}_{10} (*)	-0.17	-0.01	-0.02	-0.20	-0.06	-0.04	-0.02	-0.05
	0.10	0.06	0.02	0.07	0.02	0.02	0.07	0.03
Im r^{2}_{1-1}	-0.33	0.04	-0.03	-0.24	0.02	0.03	-0.13	0.09
	0.12	0.08	0.04	0.10	0.04	0.03	0.10	0.05
r^{5}_{00} (*)	-0.41	-0.26	-0.17	-0.21	-0.03	-0.07	-0.26	-0.08
	0.07	0.04	0.02	0.04	0.02	0.02	0.04	0.02
r^{5}_{11} (*)	-0.33	-0.25	-0.17	-0.18	-0.06	-0.09	-0.20	-0.08
	0.04	0.02	0.01	0.02	0.01	0.01	0.02	0.02
Re r^{5}_{10}	-0.05	-0.02	0.03	-0.01	0.01	0.03	-0.07	0.02
	0.04	0.02	0.01	0.02	0.01	0.01	0.02	0.01
r^{5}_{1-1} (*)	-0.15	0.03	0.03	0.10	0.01	0.04	0.06	0.00
	0.06	0.04	0.01	0.03	0.01	0.02	0.03	0.02
Im r^{6}_{10}	-0.05	-0.02	0.00	0.00	0.01	0.03	0.01	0.03
	0.04	0.03	0.01	0.03	0.01	0.01	0.03	0.01
Im r^{6}_{1-1} (*)	-0.12	-0.04	-0.02	-0.01	-0.04	-0.02	0.00	-0.04
	0.04	0.04	0.02	0.04	0.02	0.02	0.04	0.02

TAB. C.4 – *Termes liés à la polarisation du méson ω et erreurs associées, déterminés par la méthode des moments, pour chacun des 8 bins définis figure 4.4 partie III. Les termes marqués d'une étoile (*) s'annulent si SCHC s'applique au processus.*

Bibliographie

[Air00] A. Airapetian *et al.*, *Exclusive leptoproduction of ρ^0 mesons from hydrogen at intermediate virtual photon energies*, Eur. Phys. J. C **17**, 389 (2000).

[Air01] A. Airapetian *et al.*, *Measurement of the beam spin azimuthal asymmetry associated with Deeply Virtual Compton Scattering*, Phys. Rev. Lett. **87**, 182001 (2001).

[Anc00] E. Anciant *et al.*, *Photoproduction of $\phi(1020)$ Mesons on the Proton at Large Momentum Transfer*, Phys. Rev. Lett. **85**, 4682 (2000).

[Aug99] T. Auger, *Photoproduction de mésons vecteurs : premiers résultats avec CLAS*, Thèse de doctorat, Université Paris 7 (1999).

[Ava01] A. Avagyan *et al.*, *The CLAS Calibration Database*, CLAS-NOTE 2001-003 (2001).

[Bal96] P. Ball and V.M. Braun, *ρ meson light-cone distribution amplitudes of leading twist reexamined*, Phys. Rev. D **54**, 2181 (1996).

[Bal73] J. Ballam *et al.*, *Vector-Meson Production by Polarized Photons at 2.8, 4.7, and 9.3 GeV*, Phys. Rev. D **7**, 3150 (1973).

[Bal74] J. Ballam *et al.*, *Production of vector mesons by muons in a hybrid bubble-chamber experiment*, Phys. Rev. D **10**, 765 (1974).

[Bat01] M. Battaglieri *et al.*, *Photoproduction of the ρ^0 Meson on the Proton at Large Momentum Transfer*, Phys. Rev. Lett. **87**, 172002-1 (2001).

[Bat03a] M. Battaglieri *et al.*, *Photoproduction of the ω Meson on the Proton at Large Momentum Transfer*, Phys. Rev. Lett. **90**, 022002-1 (2003).

[Bat03b] M. Battaglieri, R. Devita et M. Ripani, INFN Gênes, Communication privée.

[Bat03c] M. Battaglieri and M. Brunoldi, *The decay of the omega meson in photoproduction on proton at large momentum transfer*, CLAS ANALYSIS NOTE, à paraitre.

[Bay00] M. Baylac, *Mesure de la polarisation du faisceau d'électrons du Jefferson Laboratory par effet Compton*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard, Lyon (2000).

[Bel02] A.V. Belitsky and D. Müller, *Nucleon hologram with exclusive leptoproduction*, Nucl. Phys. **A711**, 118 (2002).

[Bre00] J. Breitweig *et al.*, *Measurement of exclusive ω electroproduction at HERA*, Phys. Lett. B **487**, 273 (2000).

[Bro73] S.J. Brodsky and G.R. Farrar, *Scaling Laws at Large Transverse Momentum*, Phys. Rev. Lett. **31**, 1153 (1973).

[Bru03] R. Brun *et al.*, *ROOT User's Guide v3.05* (2003).

[Bur99a] V. Burkert, R. Minehart, P. Stoler, M. Tauiti *et al.*, *N^* Excitations at High Q^2 in the $p\pi^0$, $p\eta$, and $n\pi^+$ Channels*, CEBAF experiment E99-107 (1999).

[Bur99b] V. Burkert, M. Ripani *et al.*, *N^* Excitations at High Q^2 in the Two-Pion Channel*, CEBAF experiment E99-108 (1999).

[Bur01] V. Burkert, L. Elouadrhiri, M. Garçon, S. Stepanyan *et al.*, *Deeply Virtual Compton Scattering with CLAS at 6 GeV*, CEBAF experiment E01-113 (2001).

[Can03] F. Cano, J.-M. Laget, *Real and virtual Compton scattering in a Regge approach*, Phys. Lett. B **551**, 317 (2003) ; Erratum Phys. Lett. B **571**, 260 (2003).

[Car00] D. Carman, K. Joo, G. Niculescu, B. Raue *et al.*, *Exclusive Kaon Electroproduction in Hall B at 6 GeV*, CEBAF experiment E00-112 (2000).

[Car03] L. Cardman, *CEBAF @ 12 GeV*, http ://www.jlab.org/div_dept/physics_division/GeV.html.

[Cas81] D.G. Cassel *et al.*, *Exclusive ρ^0, ω, and ϕ electroproduction*, Phys. Rev. D **24**, 2787 (1981).

[Cha03] S. Chattopadhyay, *Accelerator Science*, http ://www.jlab.org/accelphys.html.

[Col97] J.C. Collins, L. Frankfurt, and M. Strikman, *Factorization for hard exclusive electroproduction of mesons in QCD*, Phys. Rev. D **56**, 2982 (1997).

[Cor94] D. Cords *et al.*, *CLAS Event Format with BOS*, CLAS-NOTE 1994-012 (1994).

[dHo00] N. d'Hose *et al.*, Lettre d'intention au CSTS/SPhN (2000).

[Die03] M. Diehl, *Generalized Parton Distributions*, Phys. Rept. **338**, 41 (2003).

[Dor02] D. Doré, *Sélection des pions et des protons*, Note interne Saclay (2002).

[Egi99] K.S. Egiyan, *Determination of electron energy cut due to the CLAS EC threshold*, CLAS-NOTE 1999-07 (1999).

[Fon92] H. Fonvieille, *La nature de la sonde électromagnétique*, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1992).

[Goe01] K. Goeke, M.V. Polyakov, et M. Vanderhaeghen, *Hard Exclusive Reactions and the Structure of Hadrons*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 401 (2001).

[Gui97] M. Guidal, J.-M. Laget, M. Vanderhaeghen, *Pion and kaon photoproduction at high energies : forward and intermediate angles*, Nucl. Phys. **A627**, 645 (1997).

[Gui99] M. Guidal, M. Garçon, E.S. Smith *et al.*, *Deeply Virtual Electroproduction of Vector Mesons*, CEBAF experiment E99-105 (1999).

[Had02] C. Hadjidakis, *Electroproduction de méson ρ à virtualité intermédiaire à JLab avec le détecteur CLAS*, Thèse de doctorat, Université Paris 7 (2002).

[Hag02] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).

[Han63] L.N. Hand, *Experimental investigation of pion electroproduction*, Phys. Rev. **129**, 1834 (1963).

[Hey93] G. Heyes *et al.*, *CEBAF On-line Data Acquisition User's Manual*, Version 1.2 (1993).

[Ji97] X. Ji, *Gauge-Invariant Decomposition of Nucleon Spin*, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997) ; *Deeply virtual Compton scattering*, Phys. Rev. D **55**, 7114 (1997).

[Joo76] P. Joos *et al.*, *Rho production by Virtual Photons*, Nucl. Phys. **B113**, 53 (1976).

[Joo77] P. Joos *et al.*, *ω Meson Production by Virtual Photons*, Nucl. Phys. **B122**, 365 (1977).

[Kai03] R. Kaiser, *Recoil detectors for HERMES and COMPASS*, Conférence de Santorin (2003), non publié.

[Kou02] V. Koubarovski, *Electron cuts*, http ://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-6/oct16_2002/elec_cuts.ps.gz.

[Lag00] J.-M. Laget, *Photoproduction of vector mesons at large momentum transfer*, Phys. Lett. B **489**, 313 (2000) ; F. Cano and J.-M. Laget, *Compton scattering, vector-meson photoproduction, and the partonic structure of the nucleon*, Phys. Rev. D **65**, 074022 (2002).

[Lag03] J.-M. Laget, communication privée, à publier.

[Law99] D. Lawrence, M. Mestayer, *CLAS Drift Chamber Calibration : Software and Procedures*, CLAS-NOTE 1999-018 (1999).

[Mec02] B.A. Mecking *et al.*, *The CEBAF Large Acceptance Spectrometer*, Nucl. Instr. & Meth. **A503**, 513 (2003) ; M.D. Mestayer *et al.*, *The CLAS drift chamber system*, Nucl. Instr. & Meth. **A449**, 81 (2000) ; E.S. Smith *el al.*, *The time-of-flight system for CLAS*, Nucl. Instr. & Meth. **A432**, 265 (1999) ; G. Adams *et al.*, *The CLAS Cherenkov detector*, Nucl. Instr. & Meth **A465**, 414 (2001) ; M. Amarian *et al.*, *The CLAS forward electromagnetic calorimeter*, Nucl. Instr. & Meth. **A460**, 239 (2001).

[Mo69] L.W. Mo, Y.S. Tsai, *Radiative Corrections to Elastic and Inelastic ep and μp Scattering*, Rev. of Mod. Phys. **41**, 205 (1969).

[Mor01] S.A. Morrow *et al.*, *Geometrical Acceptances of CLAS for Exclusive Electroproduction of ρ^0 and ω Mesons at Large Q^2 Studied with FASTMC*, CLAS-NOTE 2001-002 (2001).

[Mor02a] S.A. Morrow, M.D. Mestayer, *Drift Chamber Alignment*, CLAS-NOTE 2002-010 (2002).

[Mor02b] S.A. Morrow, *E1-6a target cell in GSIM*, Note interne de GSIM (2002).

[Mor03a] S.A. Morrow, *Proton Energy Loss Correction for e1-6a*, Note interne de *e1-6* (2003).

[Mor03b] S.A. Morrow, *Deeply virtual ρ^0 production*, analyse en cours.

[Mut98] G. Mutcler, S. Taylor and E.S. Smith, *CLAS TOF Scintillator Positions*, CLAS-NOTE 1998-008 (1998).

[Nic91] B.B. Niczyporuk, *Track Fitting in an Inhomogeneous Magnetic Field*, CLAS-NOTE 1991-001 (1991).

[Par02] K. Park, *Electron Fiducial Cut*, http ://www.jlab.org/Hall-B/secure/e1-6/parkkj/public_html/e1-6/e1-6-meeting/first_talk.html.

[Reg59] T. Regge, *Introduction to complex orbital momenta*, Nuovo Cimento **14**, 951 (1959) ; *Bound states, shadow states and Mandelstam representation*, Nuovo Cimento **18**, 947 (1960).

[Sab00] F. Sabatié, P. Bertin, C.E. Hyde-Wright, R. Ransome *et al.*, *Deeply Virtual Compton Scattering at 6 GeV*, CEBAF experiment E00-110 (2000).

[Sab03a] F. Sabatié, *Momentum corrections for E1-6 using kinematical fits*, CLAS-NOTE 2003-010 (2003).

[Sab03b] F. Sabatié, P. Bertin, C.E. Hyde-Wright, E. Voutier *et al.*, *Deeply Virtual Compton Scattering On The Neutron*, CEBAF experiment E03-106 (2003).

[San03] J. Santoro, *Deeply Virtual ϕ production*, PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute, à paraitre.

[Sch73] K. Schilling and G. Wolf, *How to analyse vector-meson production in inelastic lepton scattering*, Nucl. Phys. **B61**, 381 (1973).

[Ser94] M.N. Sergeenko, *An interpolating mass formula and Regge trajectories for light and heavy quarkonia*, Z. Phys. **C64**, 315 (1994).

[Smi99] E.S. Smith *et al.*, *Calibration of the CLAS TOF System*, CLAS-NOTE 1999-011 (1999).

[Ste01] S. Stepanyan *al.*, *Observation of exclusive Deeply Virtual Compton Scattering in polarized electron beam asymmetry measurements*, Phys. Rev. Lett. **87**, 182002 (2001).

[Ste62] M.L. Stevenson *et al.*, *Spin and Parity of the ω Meson*, Phys. Rev. **125**, 687 (1962).

[Sti96] U. Stiegler, *The nucleon spin structure*, Phys. Rep. **277**, 1 (1996).

[Tyt01] M. Tytgat, *Diffractive Production of ρ^0 and ω Vector Mesons at HERMES*, DESY-THESIS-2001-018 (2001).

[Ung03] M. Ungaro and J. Li, *Procedure for Drift Chamber inefficiences*, CLAS-NOTE 2003-006 (2003).

[Van98] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, and M. Guidal, *Hard Electroproduction of Photons and Mesons on the Nucleon*, Phys. Rev. Lett. **80**, 5064 (1998).

[Van99] M. Vanderhaeghen, P.A.M. Guichon, and M. Guidal, *Deeply virtual electroproduction on photons and mesons on the nucleon : Leading order amplitudes and power corrections*, Phys. Rev. D **60**, 094017 (1999).

[Vla99] A.V. Vlassov *et al.*, *CLAS Čerenkov Detector Calibrations*, CLAS-NOTE 1999-005 (1999).

[Wol96] E. Wolin, *GSIM User's Guide Version 1.1*, (1996).

Résumé :

Un formalisme théorique récent permet d'interpréter à transfert d'énergie-impulsion carré, Q^2, très grand, les réactions exclusives dont la mesure pourrait donner accès à de nouvelles distributions de partons dites généralisées (GPDs). Le but de ce travail est de tester expérimentalement, dans le cas du méson ω, la validité des hypothèses de conservation d'hélicité et des lois d'échelle en Q afin de déterminer le domaine d'applicabilité de ce formalisme.

Une mesure a ainsi été effectuée à l'aide du faisceau de 6 GeV de CEBAF et du spectromètre CLAS. Elle a permis de couvrir un vaste domaine cinématique ($1{,}75 < Q^2 < 5$ GeV^2), d'extraire avec une grande précision des sections efficaces jusqu'à trois fois différentielles et d'analyser, pour la première fois à de telles valeurs de Q^2, la polarisation du méson ω. Les résultats obtenus sont confrontés à deux descriptions théoriques, l'une basée sur la théorie de Regge, et l'autre basée sur le formalisme des GPDs.

Mots clés :

sonde électromagnétique, structure du nucléon, réactions exclusives, formalisme des Distributions de Partons Généralisées (GPDs), mésons vecteurs, polarisation, théorie de Regge, Jefferson Lab, accélérateur d'électrons, CEBAF, spectromètre de grande acceptance, CLAS.

Title :

Measurement of the omega mesons electroproduction at high four-momentum transfer.

Abstract :

A recently introduced theoretical formalism allows for the interpretation of exclusive reactions at very high four-momentum transfer, Q^2. The measurement of these reactions could yield access to new parton distributions said generalized (GPDs). The goal of the present work is to experimentally test the validity of the helicity conservation hypothesis and the scaling laws in Q for the ω meson case in order to determine the domain of validity of this formalism.

Thus, a measurement was performed with the CEBAF 6 GeV electron beam and the CLAS spectrometer. A wide kinematical domain was covered ($1{,}75 < Q^2 < 5$ GeV^2), cross-sections up to three fold differential were extracted with a high precision and an analysis of the ω meson polarization was done for the first time at these Q^2. Obtained results are compared to two theoretical descriptions, one based on Regge theory and another on the GPD formalism.

Keywords :

electromagnetic probe, nucleon structure, exclusive reactions, Generalized Parton Distributions (GPDs), vector mesons, polarization, Regge theory, Jefferson Lab, electron accelerator, CEBAF, large acceptance spectrometer, CLAS.