



## UNIVERSITÉ PARIS-SUD

### Ecole Doctorale Particules Noyau Cosmos Laboratoire de structure du nucléon au CEA/Irfu/SPhN

## DISCIPLINE : PHYSIQUE

## Résumé de thèse de doctorat

Soutenue le 25 juin 2015 par

# Maxime DEFURNE

# Electroproduction de photon et de $\pi^0$ au laboratoire Jefferson - Hall A

Franck Sabatié Directeur de thèse : Docteur (CEA/Irfu/SPhN/LSN) Composition du jury : Etienne Augé Président du jury : Professeur (Université Paris Sud) Zein-Eddine Meziani Rapporteurs : Professeur (Temple university) Paul Stoler Professeur (Rensselaer Polytechnic Institute) Gunar Schnell Examinateurs : Professeur (University of the Basque Country) Peter Kroll Professeur (Bergische Universität Wuppertal) Carlos Muñoz Camacho Docteur (IPN Orsay)

Cette thèse est dédiée à l'extraction des sections efficaces des processus d'électroproduction de pions neutres et de photons. Au travers de ces dernières, il est possible d'extraire des informations sur les distributions de parton généralisées. Ce résume s'articule autour de deux parties :

- La première porte sur à l'électroproduction de photon. On introduit le concept de twist et de factorisation. Ensuite nous présentons rapidement le dispositif expérimental. Enfin nous commentons sommairement les résultats.
- La seconde partie porte sur l'électroproduction de pions neutres et plus particulièrement sur le première séparation des réponses longitudinale et transverse.

#### L'électroproduction de photon

Dans cette partie nous ferons la distinction entre l'électroproduction de photon, la diffusion Compton profondément virtuelle et le processus Bethe-Heilter.

#### La diffusion Compton profondément virtuelle

Dans le cas de la diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS), un photon virtuel émis par un lepton intéragit avec un proton cible. Ce dernier réémet ensuite un photon réel. L'adverbe "profondément" se réfère à la masse invariante hadronique W de la réaction qui est très grand devant la masse du proton. L'adjectif "virtuelle" signifie que la masse du photon virtuel Q est grande également devant la masse du nucléon. Le diagramme du processus DVCS peut s'écrire comme la somme infinie de diagrammes dans lesquels le photon virtuel intéragit avec un parton (quark/gluon) (voir Figure 1). Ce développement du diagramme est équivalent à un développement de l'amplitude Compton en puissance de  $\frac{1}{Q}$ . On définit le *twist* qui est un nombre intervenant dans la puissance de  $\frac{1}{Q}$  : C'est la dimension de masse de l'opérateur définissant l'élément de matrice de la partie basse énergie moins son spin. Par conséquent, lorsque Q tend vers l'infini, l'amplitude du diagramme de twist-(n + 1) est supprimé par un facteur  $\frac{1}{Q}$  par rapport à l'amplitude totale peut être séparé en deux parties :

- Un partie haute énergie-intéraction courte portée qui est calculable perturbativement, conséquence de la liberté asymptotique de l'intéraction forte.
- Une partie basse énergie-intéraction longue portée qui représente le nucléon. Cette partie est encodée par les distributions de partons généralisées (GPDs). Ce sont ces dernières que l'on veut caractériser expérimentalement grâce aux observables liées aux processus exclusifs.

Les distributions de partons généralisées dépendent de trois variables qui sont :

- -x la fraction longitudinale moyenne portée par le parton (quark/gluon) actif.
- $-\xi$  le transfert d'impulsion longitudinale.
- -t le module au carré du transfert d'impulsion total au nucléon.

Au final les GPDs entrent dans l'amplitude Compton comme des intégrales complexes appelées facteurs de formes Compton. Les GPDs de twist-2 intervenant dans l'amplitude Compton sont H,  $\tilde{H}$ , E et  $\tilde{E}$ . A l'ordre dominant en  $\alpha_s$  pour le développement de la partie haute énergie, on a :

$$\mathcal{H}(\xi,t) = \int_{-1}^{1} H(x,\xi,t) \left(\frac{1}{\xi - x - i\epsilon} - \frac{1}{\xi + x - i\epsilon}\right) dx . \tag{1}$$



FIGURE 1 – En haut : Le processus de diffusion Compton peut être vu comme la somme de processus dans lesquel le photon virtuel intéragit avec un parton. En bas : On peut distinguer pour chacun de ces "sous-processus" un noyau d'intéraction à haute énergie d'une partie basse énergie. Cette séparation s'effectue selon un échelle de factorisation arbitraire  $\mu_F$  (ligne rouge). Le noyau dur se calcule perturbativement et est convolué avec la partie basse énergie modélisée par la GPD.

Dans le référentiel où le proton est boosté selon l'axe z, on peut accéder à  $q(x, \vec{b}_{\perp})$ , la distribution des quarks dans le plan transverse en fonction de leur fraction d'impulsion longitudinale (Figure 2) :

$$q(x,\vec{b}_{\perp}) = \int \frac{d^2 \vec{\Delta}_{\perp}}{(2\pi)^2} e^{i\vec{b}_{\perp} \cdot \vec{\Delta}_{\perp}} H(x,\xi=0,-\vec{\Delta}_{\perp}^2) , \qquad (2)$$



FIGURE 2 – Distribution des quarks dans le plan transverse du nucléon selon la fraction d'impulsion longitudinale qu'ils portent.

Enfin, avec le second moment de la somme des GPDs H et E, nous pouvons déterminer le moment angulaire total des quarks de saveur f dans le nucléon :

$$\int_{-1}^{1} x \left[ H^{f}(x,\xi,0) + E^{f}(x,\xi,0) \right] \, dx = J^{f} \,\,\forall\xi \,\,. \tag{3}$$

Expérimentalement nous mesurons la section efficace d'électroproduction de photon  $ep \rightarrow ep\gamma$  pour laquelle deux processus contribuent :

 la diffusion Compton profondément virtuelle pour laquelle le photon réel est émis par le nucléon (Figure 3).  le processus Bethe-Heitler dans lequel le photon réel est émis par le lepton incident ou diffusé (Figure 3).



FIGURE 3 – A gauche et en vert : Processus de diffusion Compton profondément virtuelle. A droite et en bleu : Processus Bethe-Heitler pour lequel le photon de l'état final est émis par le lepton incident ou diffusé.

De ce fait, nous pouvons écrire la section efficace d'électroproduction de photon comme :

$$\frac{d^4\sigma(\lambda,\pm e)}{dQ^2dx_Bdtd\phi} = \frac{d^2\sigma_0}{dQ^2dx_B}\frac{2\pi}{e^6} \times \left[\left|\mathcal{T}^{BH}\right|^2 + \left|\mathcal{T}^{DVCS}\right|^2 \mp \mathcal{I}\right] \tag{4}$$

où  $\left|\mathcal{T}^{DVCS}\right|^2$  et  $\left|\mathcal{T}^{BH}\right|^2$  sont les amplitudes du Bethe-Heitler et du DVCS au carré,  $\mathcal{I}$  le terme d'interférence entre les deux processus. La variable  $\phi$  est l'angle entre le plan leptonique (défini par le photon virtuel et l'électron diffusé) et le plan hadronique (défini par le photon virtuel et le photon réel). Cette interférence entre les deux processus fait la richesse de l'électroproduction de photon en terme d'informations sur les GPDs. En effet l'amplitude  $\left|\mathcal{T}^{DVCS}\right|^2$  donne accès aux modules des facteurs de forme Compton. Grâce à l'interférence, nous avons accès à leur partie réelle et imaginaire. Nous allons maintenant présenter le dispositif expérimental qui a permis de mesurer cette section efficace dans le Hall A au laboratoire Thomas Jefferson (Jefferson Lab).

#### L'expérience E00-110

Jefferson Lab est situé sur la côte est américaine en Virginie, dans la belle ville de Newport News. Jefferson Lab est doté de deux accélérateurs linéaires qui sont connectés entre eux par des arcs de recirculation afin de réinjecter jusqu'à cinq fois les électrons dans ces derniers. Le faisceau d'électrons est polarisé longitudinalement. Une fois que l'électron a atteint l'énergie requise, il est envoyé dans le Hall A et va intéragir avec une cible d'hydrogène liquide longue de 15 cm. Nous détectons alors (Figure 4) :

- L'électron diffusé avec un spectromètre de haute résolution, équipement permanent du Hall A. La détermination précise de sa trajectoire permet d'accéder au  $Q^2$  et  $x_B$  du processus de diffusion.
- Le photon avec un calorimètre electromagnétique composé de 132 blocs de PbF<sub>2</sub>. Les données de l'électron et du photon permettent d'accéder aux deux dernières variables cinématiques t et  $\phi$ .
- Enfin le calcul de la masse manquante  $M_{ep \to e\gamma X}^2 = (e + p \gamma e')^2$  permet de sélectionner les évènements exclusifs. En effet, la conservation de l'impulsion dans le cas du DVCS impose que  $p' = e + p \gamma e'$  et donc que la masse manquante soit égale à la masse du proton élevée au carré  $M^2$ .

Du fait de la résolution des détecteurs et des pertes d'énergie par effet radiatif, la distribution en masse manquante des évènements exclusifs n'est pas une distribution de Dirac



FIGURE 4 – Dispositif expérimental de l'expérience E00-110 installé dans le Hall A de Jefferson Lab pour la mesure de sections efficaces DVCS.

mais une distribution gaussienne pourvue d'une queue radiative. A cela s'ajoute la distribution des évènements non-exclusifs pour lesquels la masse manquante est supérieure à  $(M + m_{\pi})^2$  mais dont une faible fraction peut s'aventurer à masse manquante plus faible à cause toujours de la résolution des détecteurs.

Finalement, en coupant sur la masse manquante  $M_{ep\to e\gamma X}^2 < M_{cut}^2$ , nous pouvons écrire le nombre d'évènements :

$$N_{M_X^2 < M_{cut}^2} = N_{ep \to ep\gamma} + N_{acc} + N_{\pi^0 - 1\gamma} + N_{SIDIS} , \qquad (5)$$

où nous avons défini (Figure 5) :

- $-N_{ep \to ep\gamma}$ , le nombre d'évènements exclusifs que l'on veut estimer.
- $-N_{acc}$ , le nombre d'évènements accidentels pour les quels l'électron et le photon ne viennent pas de la même diffusion.
- $-N_{\pi^0-1\gamma}$ , le nombre d'évènements dont le photon détecté est un des deux photons émis lors de la désintégration d'un  $\pi^0$ .
- $N_{SIDIS}$ , le nombres d'évènements non-exclusifs.

Alors que l'on peut estimer  $N_{acc}$  et  $N_{\pi^0-1\gamma}$ , il est nécessaire de couper à suffisament basse valeur de masse manquante pour s'assurer que  $N_{SIDIS}$  soit négligeable. La fraction d'évènements exclusifs perdus peut alors avoisiner 40% et est corrigée en appliquant la même coupure dans la simulation Monte-Carlo. Un soin tout particulier a été apporté afin que la résolution du calorimètre soit reproduite le plus fidèlement possible dans la simulation.

#### Extraction de section efficace et simulation Monte-Carlo

L'inconvénient de l'électroproduction de photon est que la section efficace de ce processus varie vite en fonction des variables cinématiques. Afin de réduire l'erreur sur la cinématique de notre mesure, nous avons utilisé une méthode qui intégre les dépendances cinématiques du Bethe-Heitler grâce à la simulation. Lorsque nous proposons une expérience, nous utilisons une paramétrisation de section efficace du processus d'intérêt avec laquelle nous alimentons la simulation Monte-Carlo de notre dispositif expérimental. En supposant une luminosité donnée, nous sommes alors capable d'estimer un nombre d'évènements.



FIGURE 5 – Distribution en masse manquante  $M_{ep \to e\gamma X}^2$  de la totalité des évènements (noir), de la contamination des  $\pi^0$  (vert), et de la totalité soustrait de la contamination accidentelle et des  $\pi^0$  (bleu). En rouge est représenté la distribution en masse manquante  $M_{ep \to e\gamma X}^2$  des évènements exclusifs d'après la simulation Monte-Carlo.

Nous avons alors appliqué la méthode en sens inverse : Nous paramétrisons la section efficace d'électroproduction de photon en fonction des facteurs de forme Compton. Nous cherchons ensuite ces derniers en imposant que le nombre d'évènements estimés par Monte-Carlo soit égal aux nombres d'évènements dans nos bins expérimentaux.

Nous utilisons la dépendance de la section efficace selon l'angle  $\phi$  afin de déconvoluer les différents facteurs de forme Compton. Toutefois il y a trop de facteurs de forme Compton paramétrisant la section efficace pour tous les extraire avec  $\phi$  uniquement. Afin de réduire leur nombre, nous supposons les contributions de twist-2 dominantes. Pour les sections efficaces non polarisées, l'harmonique constante selon  $\phi$  est donc paramétrisé avec le terme de twist-2 de l'amplitude  $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$  et les harmoniques en  $\phi$  et  $2\phi$  avec les contributions de twist-2 et twist-3 du terme d'interférence. Les sections efficaces polarisées sont paramétrisés par les contributions de twist-2 et twist-3 du terme d'interférence uniquement.

#### Résultat et interprétation des résultats de l'électroproduction de photon

L'extraction des facteurs de forme Compton révèle deux informations importantes (Figure 6) :

- La contribution de l'amplitude  $|\mathcal{T}_{DVCS}|^2$  est non négligeable et égale celle du Bethe-Heitler à 180°.
- Le twist-2 semble bien être la contribution dominante. Toutefois il semblerait que les facteurs de forme Compton de twist-3 soit légèrement positive.

En comparant les sections efficaces au modèle de référence KM10a incorporant uniquement les contributions de twist-2, on remarque un parfait accord à 0 et  $360^{\circ}$ . Toutefois le modèle sous-estime la section efficace à  $180^{\circ}$ . De récents travaux incluant des corrections cinématiques jusqu'au twist-4 (masse du proton et transfert d'impulsion t non négligeable devant la masse du photon virtuel Q) indiquent que ces dernières amplifient



FIGURE 6 – Résultats de l'extraction des facteurs de forme Compton qui paramétrisent la section efficace d'électroproduction de photon.

la section efficace uniquement à  $180^{\circ}$ . Appliquant ces corrections à KM10a, le modèle corrigé reproduit très bien les résultats de section efficace, et ce dans tous les bins.



FIGURE 7 – Résultats de sections efficaces non polarisées à  $Q^2 \sim 2.1 \text{ GeV}^2$  et  $x_B \sim 0.4$ .

#### L'électroproduction de pions neutres

Alors que la contribution de twist-2 domine le résultat de sections efficaces d'électroproduction de photon avec toutefois des contributions non négligeables de twist supérieur, l'électroproduction de  $\pi^0$  est un exemple pour lequel la contribution de twist-2 est négligeable devant celle de twist-3 jusque  $Q^2 \sim 1.75$  GeV<sup>2</sup>.

#### Théorie de l'électroproduction de $\pi^0$

Dans le cas du DVCS, les diagrammes se séparent en une partie haute énergie et une partie basse énergie décrite par les GPDs. Dans le cas de l'électroproduction de méson, il y a deux parties de basse énergie :

- Le nucléon décrit par les GPDs.
- Le méson dont la structure est décrite par les distributions d'amplitude.



FIGURE 8 – Illustration de la double factorisation nécessaire afin de décrire la structure non perturbative du nucléon et du méson.

Par conséquent, l'amplitude total de l'électroproduction de méson est donnée par le produit de deux développements en twist, l'un pour le nucléon et l'autre pour le méson. On peut écrire la section efficace d'électroproduction de  $\pi^0$  comme la somme de quatre termes :

$$\frac{d^4\sigma}{dtd\phi dQ^2 dx_B} = \frac{1}{2\pi} \Gamma_{\gamma^*}(Q^2, x_B, E_e) \Big[ \frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon^* \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\epsilon^*(1+\epsilon^*)} \frac{d\sigma_{TL}}{dt} \cos(\phi) + \epsilon^* \frac{d\sigma_{TT}}{dt} \cos(2\phi) \Big], \quad (6)$$

où  $\Gamma_{\gamma^*}(Q^2, x_B, E_e)$  représente le flux de photon virtuel et  $\epsilon^*$  son degré de polarisation longitudinale.  $\frac{d\sigma_T}{dt}$  est la réponse à un photon polarisé transverse,  $\frac{d\sigma_L}{dt}$  la réponse à un photon de polarisation longitudinale.  $\frac{d\sigma_{TL}}{dt}$  et  $\frac{d\sigma_{TT}}{dt}$  sont les termes d'interférence entre respectivement la réponse longitudinale et la réponse transverse, les réponses aux deux états de polarisation transverse.

Seule la réponse longitudinale est de twist-2. Alors que les modèles de twist-2 prédisaient une section efficace très petite, les résultats de CLAS et du Hall A de Jefferson Lab ont mesuré des sections efficaces 10 fois supérieures aux prédictions. Afin d'expliquer ce phénomène, les théoriciens ont émis l'hypothèse que la contribution transverse puisse être importante. En effet les GPDs de transversité pourraient se coupler aux distributions d'amplitude de twist-3 du pion par le biais d'un photon polarisé transverse, ces dernières compensant la suppression cinématique du twist-3 à relativement bas  $Q^2$  grâce au facteur cinématique  $\mu_{\pi} = \frac{m_{\pi}^2}{m_u + m_d}$  ( $m_u$  et  $m_d$  masses nues des quarks up et down). Afin de vérifier cette hypothèse, il est nécessaire de séparer la réponse longitudinale et la réponse transverse. Pour cela il faut mesurer l'harmonique constante selon  $\phi$  pour deux valeurs de  $\epsilon^*$  : il faut donc mesurer la section efficace avec deux énergies de faisceau à même valeur de  $Q^2$  et  $x_B$ .

#### L'expérience E07-007

Le méson  $\pi^0$  se désintègre avec un probabilité de 0.988 en deux photons. Le dispositif expérimental présenté pour l'expérience E00-110 est parfaitement adapté pour la détection de photon. L'expérience E07-007 reprend donc le même dispositif et principe expérimental avec les quelques différences suivantes :

- Le calorimètre est composé de 208 blocs de  $PbF_2$  au lieu de 132.
- Afin de déclencher l'acquisition, il suffisait de détecter un électron diffusé alors que l'on exigeait un électron diffusé et un photon d'énergie supérieur à 1 GeV dans le calorimètre pour l'expérience E00-110. Cette particularité a notamment permis de vérifier la normalisation des sections efficaces grâce à l'extraction de la section efficace de diffusion inélastique.

L'exclusivité et l'identification du  $\pi^0$  sont assurées par une coupure bidimensionnelle dans le plan  $(M^2_{ep \to e\gamma\gamma X}; m_{\gamma\gamma})$ , avec  $M^2_{ep \to e\gamma\gamma X}$  la masse manquante associée à la réaction  $ep \to e\gamma\gamma X$  et  $m_{\gamma\gamma}$  la masse invariante des deux photons (Figure 9).



FIGURE 9 – Distribution en masse manquante et masse invariante des évènements avec deux photons détectés dans le calorimètre. Les évènements  $\pi^0$  exclusifs forment l'ellipse centrée sur  $M_{ep\to e\gamma\gamma X}^2 = M^2$  et  $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ . Le contour noir représente la coupure effectuée pour sélectionner ces évènements.

Le spectromètre n'a pas la même acceptance en  $Q^2$  et  $x_B$  selon l'énergie de faisceau. En raison des fortes dépendances de la section efficace selon ces deux variables, l'acceptance du spectromètre a été réduite afin que l'acceptance soit identique pour les deux énergies de faisceau.

Enfin nous utilisons à nouveau le méthode de paramétrisation de section efficace avec comme paramètres à extraire  $\frac{d\sigma_T}{dt}$ ,  $\frac{d\sigma_L}{dt}$ ,  $\frac{d\sigma_{TL}}{dt}$  et  $\frac{d\sigma_{TT}}{dt}$ . Toutefois nous imposons de reproduire le nombre d'évènements pour les deux énergies de faisceau simultanément.

#### Résultat de l'électroproduction de $\pi^0$

Trois valeurs de  $Q^2$  ont été étudiées (1.5, 1.75 et 2 GeV<sup>2</sup>) à  $x_B=0.36$ . En fonction de la statistique disponible, trois ou quatre bins en  $t_{min} - t$  ont été réalisés où  $t_{min}$  est le transfert d'impulsion minimal au proton.

Excepté pour  $Q^2=2$  GeV<sup>2</sup> et  $t_{min} - t \sim 0.02$  GeV<sup>2</sup>,  $\frac{d\sigma_L}{dt}$  est compatible avec 0 et la réponse transverse représente la totalité du signal. Le bon accord avec les modèles incluant les GPDs de transversité semblent valider leur couplage avec les distributions d'amplitude de twist-3. De ce fait l'électroproduction de  $\pi^0$  serait un processus unique qui permettrait d'étudier simplement ces GPDs de chiralité impaire. Enfin la réponse



FIGURE 10 – A gauche :  $\frac{d^2\sigma}{dtd\phi}$  en nbarn.GeV<sup>-2</sup> pour  $Q^2=1.75$  GeV<sup>2</sup>,  $x_B=0.36$  et  $t_{min} - t=0.12$  GeV<sup>2</sup> pour  $\epsilon^*=0.79$  en rouge et  $\epsilon^*=0.65$  en bleu. La bande grise représente 2% d'erreur systématique due à la normalisation. A droite :  $\frac{d\sigma_T}{dt}$  (rouge) et  $\frac{d\sigma_L}{dt}$  (bleu) en nbarn.GeV<sup>-2</sup> en fonction de  $t_{min} - t$  à  $Q^2=1.75$  GeV<sup>2</sup>,  $x_B=0.36$ . Les zones de couleur représentent l'erreur induite par la normalisation des sections efficaces.

longitudinale non nulle observée à  $Q^2=2$  GeV<sup>2</sup> et  $t_{min} - t \sim 0.02$  GeV<sup>2</sup> permettrait d'accéder également aux GPDs  $\tilde{H}$  et  $\tilde{E}$ , à condition d'être à  $Q^2$  suffisament élevé pour la distinguer.

#### Conclusion

Que ce soit dans le cas de l'électroproduction de photon ou de  $\pi^0$ , il est nécessaire de prendre en compte des contributions de twist supérieur afin d'extraire les GPDs.

Pour l'électroproduction de photon, il est surprenant que ces contributions de twist supérieur ne soient que cinématiques, c'est-à-dire ne faisant pas intervenir des GPDs de twist supérieur. Le très bon accord entre le modèle de twist dominant KM10a corrigé des effets de twist supérieur et les résultats de cette thèse ne laisse pas non plus beaucoup de place à d'éventuelles contributions gluoniques qui apparaîtraient en développant à l'ordre supérieur le noyau dur (haute énergie) de la réaction.

En ce qui concerne l'électroproduction de  $\pi^0$ , il est possible d'accéder aux GPDs de transversité sous les hypothèses d'une factorisation possible dans le cas de photons polarisés transverses et d'une bonne connaissance des distributions d'amplitudes des  $\pi^0$ jusqu'au twist-3. Il est également possible d'étudier les GPDs  $\tilde{H}$  et  $\tilde{E}$  à  $Q^2$  suffisament large pour observer une response longitudinale.

Aujourd'hui une nouvelle ère commence grâce à l'augmentation de l'énergie de faisceau au Jefferson Lab de 6 à 12 GeV. La précision statistique des données sera bien supérieure et il est certain que les incertitudes systématiques seront la principale source d'incertitude. Il ne fait aucun doute que les analyses de données seront de plus en plus complexes.

Dans quelques années sera construit le collisionneur électron-ion qui permettra de sonder le domaine de la mer à des masses de photon virtuel plus élevées. De plus la polarisation transverse naturelle du proton cible permettra d'accéder à la GPD E nécessaire au calcul du moment angulaire orbital total des quarks.