



# Extraction de la section efficace de l'`électroproduction exclusive de $\text{Pi}^0$ dans le Hall A du Jefferson Laboratory

E. Fuchey

► **To cite this version:**

E. Fuchey. Extraction de la section efficace de l'`électroproduction exclusive de  $\text{Pi}^0$  dans le Hall A du Jefferson Laboratory. Journées Jeunes Chercheurs 2008, Nov 2008, Saint Flour, France. in2p3-00363488

**HAL Id: in2p3-00363488**

**<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00363488>**

Submitted on 23 Feb 2009

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

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

**Première partie**  
**Interactions fortes**



**Extraction de la section efficace de  
l'électroproduction exclusive de  $\pi^0$  dans le Hall A  
du Jefferson Laboratory**

**Eric FUCHEY**

*Laboratoire de Physique Corpusculaire, Clermont Ferrand*



## Résumé

Dans le cadre de l'étude de la composition en quarks et en gluons du proton, on est amenés à mesurer la section efficace de processus exclusifs tels que la diffusion Compton profondément virtuelle (Deeply Virtual Compton Scattering ou DVCS). Dans ces types d'expériences, la production de pions neutres est un sous produit, non négligeable voire important, qu'il est intéressant d'étudier.

## 1.1 Introduction

Actuellement, de nouvelles informations sur la structure du nucléon viennent de processus exclusifs d'électroproduction sur le proton ( $ep \rightarrow ep\gamma$  par exemple). Dans le Hall A au Jefferson Laboratory (Newport News, VA, USA), une expérience a été consacrée à la diffusion Compton virtuelle (DVCS), et aux processus d'électroproduction exclusifs de mésons légers (essentiellement des pions). C'est l'analyse de l'électroproduction de pions neutres que ce document va s'attacher à décrire. Dans une première partie, nous allons exposer un bref panorama de la physique des Distributions de Partons Généralisées (GPD). Nous allons dresser dans une seconde partie les conditions dans lesquelles s'est déroulée notre expérience. Nous discuterons dans une troisième partie de l'analyse, en nous attachant sur la calibration de notre calorimètre, puis sur l'extraction des sections efficaces proprement dite.

## 1.2 Introduction à la physique des GPD

Depuis la fin des années 1990, un nouveau formalisme est disponible pour accéder à la structure du proton [1]. C'est le formalisme des distributions de partons généralisées (Generalized Parton Distributions ou GPD's), qui permettent de relier les distributions de charges et les distributions d'impulsion, ce qui permet d'obtenir une plus grande information du contenu du nucléon, et notamment les moments orbitaux des quarks et des gluons en son sein.

Il est possible d'accéder aux GPD par l'étude de section efficaces de processus de diffusion inélastique exclusive  $ep \rightarrow ep\gamma$  (Deeply Virtual Compton Scattering ou DVCS) ou  $ep \rightarrow ep\pi$  par exemple. Le diagramme de Feynman du DVCS est disponible sur la figure 1.1.

Dans cette figure :

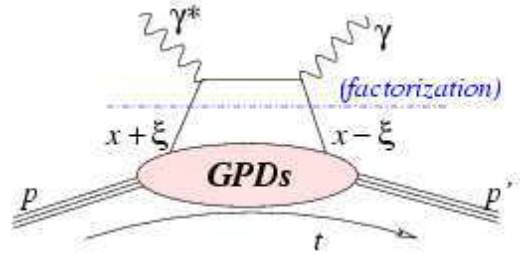


FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman du processus de DVCS.

- $Q^2$  est la virtualité du photon virtuel émis par l'électron.
- $x$  est la fraction d'impulsion moyenne emportée par le quark interagissant avec le photon virtuel.
- $\xi = \frac{x_B}{2-x_B}$  est la variable de "skewedness", c'est à dire la variable qui va paramétriser la variation de la fraction d'impulsion du quark au cours de l'interaction.
- $t$  est le quadri-transfert au nucléon.

Cependant, le formalisme des GPD n'est applicable aux sections efficaces de ce type de processus qu'au régime de Bjorken, qui est défini par  $Q^2$  grand, l'énergie du photon virtuel  $\nu$  grande aussi,  $x_B = \frac{Q^2}{2M\nu}$  fixe ( $M$  est la masse du nucléon) et  $t$  petit.

Les GPD sont donc des amplitudes de transition d'un quark d'une fraction d'impulsion  $x + \xi$  à une fraction d'impulsion  $x - \xi$ . On peut démontrer qu'elles sont au nombre de quatre :  $\mathcal{H}$ ,  $\tilde{\mathcal{H}}$ ,  $\mathcal{E}$ ,  $\tilde{\mathcal{E}}$ , dépendant de  $x$ ,  $\xi$  et  $t$ . Elles sont contraintes, dans une certaine limite, par les distributions de partons habituelles.

## 1.3 Expérience

Notre expérience a eu lieu dans le Hall A auprès du CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) à Jefferson Lab [2]. Comme son nom l'indique, CEBAF est un accélérateur d'électrons délivrant un faisceau continu, dont l'énergie maximale est de 6 GeV, et la polarisation de 80%. Ce faisceau est distribué à 3 halls d'expérience (A,B, et C), et la luminosité maximale que CEBAF peut délivrer au Hall A est de  $4 \times 10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Le Hall A dispose de deux spectromètres à haute résolution ( $\frac{\Delta p}{p} = \pm 2 \times 10^{-4}$ ) de part et d'autre de la

cible ([3]).

Pendant l'expérience, l'énergie du faisceau était de 5,75 GeV, la luminosité de  $10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , et la polarisation de 76%. Le faisceau était diffusé sur une cible d'hydrogène liquide d'une longueur de 15 cm. L'électron diffusé était mesuré par le spectromètre gauche, tandis que les deux photons issus du  $\pi^0$  étaient mesurés par un calorimètre électromagnétique. Ce calorimètre est composé de  $11 \times 12$  blocs de  $\text{PbF}_2$  de  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  de section (le rayon de Molière de ce matériau est de 2,2 cm) sur 18.5 cm de longueur (ce qui représente environ vingt longueurs de radiations du  $\text{PbF}_2$ ). Il est situé à 1,10 m du centre de la cible. Nous avons mesuré pour notre analyse des événements  $ep \rightarrow ep\gamma\gamma X$ . Les données que nous allons étudier ont été prises sur un domaine cinématique défini par un  $Q^2$  moyen de 2,3  $\text{GeV}^2$ , et un  $x_B$  moyen de 0,36. Pour cela, le spectromètre est situé à  $23,9^\circ$  de l'axe du faisceau, avec une impulsion centrale  $p_{HRS}$  de 2,35  $\text{GeV}/c$ , et le calorimètre situé à  $14,8^\circ$ . Le lot de données prises dans ces conditions représente un échantillon d'un million d'événements  $H(e \rightarrow e'\gamma\gamma)X$  environ.

## 1.4 Analyse

L'analyse que nous allons détailler ici a été effectuée avec l'échantillon de données  $H(e \rightarrow e'\gamma\gamma)X$  obtenu dans les conditions que nous avons détaillées dans la section précédente. Avec ces données, nous allons extraire une section efficace de la forme suivante [4] :

$$\frac{d^5\sigma}{d\cos\theta_e d\Phi_e dE' dt d\Phi_h} = \Gamma \frac{d\sigma_v}{dt} \quad (1.1)$$

où  $\cos\theta_e$ ,  $\Phi_e$  et  $E'$  sont les variables d'angle solide et d'énergie de l'électron diffusé,  $t$  est la quadri-impulsion transférée au proton, et  $\Phi_h$  l'angle entre le plan leptonique décrit par les électrons incident et diffusé, et le plan hadronique décrit par le proton de recul et le  $\pi^0$  produit. On sait aussi [4] que :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_v}{dt} &= \frac{d\sigma_T}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \frac{d\sigma_{TL}}{dt} \cos\Phi_h \\ &+ \epsilon \frac{d\sigma_{TT}}{dt} \cos 2\Phi_h + h\sqrt{2\epsilon(1-\epsilon)} \frac{d\sigma_{TL'}}{dt} \sin\Phi_h \end{aligned} \quad (1.2)$$

et :

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{k_\gamma}{Q^2} \frac{1}{1-\epsilon} \quad (1.3)$$

est le flux de photons virtuels où  $E$  et  $E'$  sont les énergies de l'électron incident et diffusé,  $k_\gamma = \frac{2M\nu - Q^2}{2M}$  et  $\epsilon = 1 + 2\frac{\nu^2 + Q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2}$ .

Plus précisément, notre but est d'extraire la dépendance en  $t_{min} - t$  des différents termes de la section efficace précédente tout en analysant la dépendance en  $\Phi_h$  de la section efficace globale.  $t_{min}$  est la valeur minimale de la quadri-impulsion qui peut être transférée au proton, dépendant de la cinématique de l'électron diffusé.

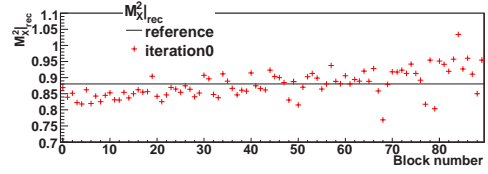


FIG. 1.2 – valeur de masse manquante reconstruite (en  $\text{GeV}^2$ ) pour tous les blocs du calorimètre (numéro de bloc en abscisse).

### 1.4.1 Calibration

Pour s'assurer de ne sélectionner parmi tous les événements  $ep \rightarrow e\gamma\gamma X$  que ceux qui soient de vrais événements  $\pi^0$  exclusifs, il faut appliquer une coupure d'exclusivité sur la masse manquante reconstruite.

Pour ne pas extraire de termes factices dépendant de  $\cos\Phi_h$ , il y a nécessité de recalibrer le calorimètre afin d'éliminer les dépendances de la masse manquante reconstruite pour un bloc en fonction de la position de ce bloc dans le calorimètre (figure 1.2). La distribution en masse manquante d'un bloc  $\mu$  est donnée par  $M_X^2 = (k + p - k' - q_\mu - q_\nu)^2$  pour tous les événements dont un photon est dans ce bloc.  $k$  et  $k'$  sont les quadri-vecteurs des électrons incident et diffusés,  $q_\mu$  et  $q_\nu$  ceux des photons issus du  $\pi^0$ , et  $p$  celui du nucléon initial. Pour cela, nous corrigeons, pour chaque événement  $i$ , l'énergie des deux photons issus du  $\pi^0$  simultanément, par :

$$\Delta q_{n+1}^\mu \Big|_i = \frac{\Delta M_X^2 \Big|_n^\mu}{2E_X \Big|_i} \quad (1.4)$$

avec  $\Delta M_X^2 \Big|_n^\mu = \langle M_X^2 \Big|_n^\mu \rangle - M_P^2$ , qui est le coefficient de calibration du bloc  $\mu$ , à l'itération  $n$ . En effet, comme les deux photons sont corrigés simultanément, les coefficients de calibration sont corrélés, et plusieurs itérations sont nécessaires. La correction est faite avec l'hypothèse que toute l'énergie du photon est dominée par le bloc qui reçoit le plus d'énergie de la gerbe. Après cette correction, nous recalculons la masse manquante de l'événement, puis nous remplissons une distribution de masse manquante dans chacun de ces blocs. Avant de remplir la distribution, une correction sur la masse manquante est appliquée pour améliorer sa résolution. En effet, la masse manquante et la masse invariante des deux photons  $m_{\gamma\gamma} = (q_\mu + q_\nu)^2$  sont corrélées par les effets de résolution (voir figure 1.3 à gauche). Pour la corriger, nous appliquons un ajustement empirique :

$$M_X^2 \Big|_{\text{Corrige}} = M_X^2 \Big|_{\text{Brut}} + R(\text{GeV}) \times (m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}) \quad (1.5)$$

Le résultat de cette correction est disponible figure 1.3 à droite. Après avoir bouclé sur tous les événements, on ajuste une gaussienne sur chacune de ces distributions, entre  $0.62\text{GeV}^2 < M_X^2 < 1.09\text{GeV}^2$ . Des coupures, qui sont les mêmes que celles de l'analyse (à l'exception de la coupure sur la masse manquante), sont également appliquées (Voir tableau 1.1). Pour les données, la calibration converge au bout d'une dizaine d'itérations

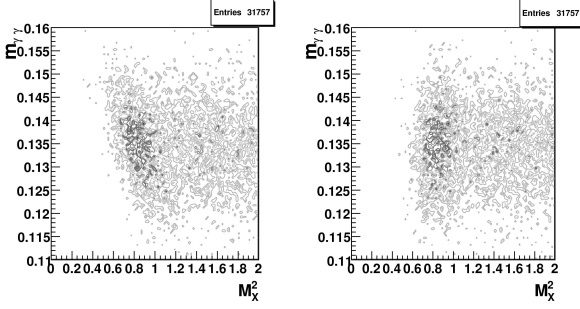


FIG. 1.3 – Graphe bidimensionnel de la masse manquante  $M_X^2$  (axe  $x$ , en  $\text{GeV}^2$ ) en fonction de la masse invariante  $m_{\gamma\gamma}$  (axe  $y$ , en  $\text{GeV}$ ) avant correction (à gauche) et après (à droite).

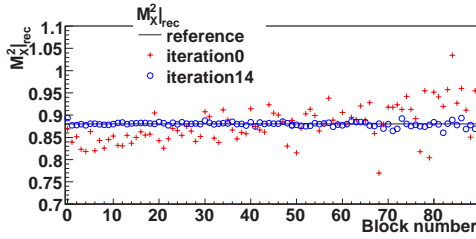


FIG. 1.4 – valeur de masse manquante reconstruite (en  $\text{GeV}^2$ ) pour tous les blocs du calorimètre (numéro de bloc en abscisse), après itération (cercles), comparée à celle avant la calibration (croix).

(voir figure 1.4).

Pour l'extraction des sections efficaces, on utilise une simulation pour la comparer avec les données (voir la section suivante). Il faut donc que, pour les données simulées, les valeurs de masse manquante reconstruites ainsi que les résolutions en masse manquante soient identiques pour les données et pour la simulation. En effet, les résolutions en masse manquante sont les mêmes dans tous les blocs pour la simulation, alors que pour les données la résolution de chaque bloc dépend de sa position dans le calorimètre (figure 1.5). Pour cela, il faut “salir” la simulation, bloc par bloc, en même temps que l'on calibre. La méthode à suivre est de bruiteur l'énergie des deux photons de chaque événement  $i$  :

$$\Delta q_{n+1}^\mu|_i = \frac{\Delta M_X^2|_n^\mu}{4E_X|_i} + x_i \times \Delta\sigma_n^\mu \quad (1.6)$$

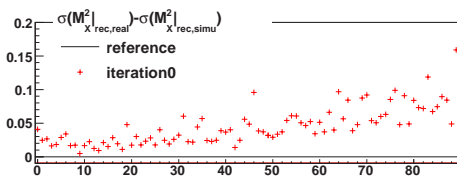


FIG. 1.5 –  $\sigma_{real}^2(M_X^2) - \sigma_{simu}^2(M_X^2)$  (en  $\text{GeV}^2$ ), en fonction du numéro de bloc (axe  $x$ ).

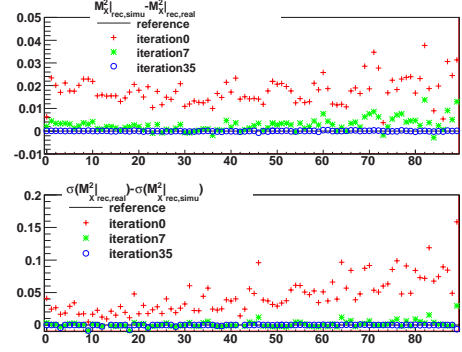


FIG. 1.6 – En haut :  $M_X^2|_{real} - M_X^2|_{simu}$  (en  $\text{GeV}^2$ ) en fonction du numéro de bloc (axe  $x$ ), avant itération (croix), après itération (cercles), et avec une étape intermédiaire (étoiles). En bas :  $\sigma_{real}^2(M_X^2) - \sigma_{simu}^2(M_X^2)$  (en  $\text{GeV}^2$ ) en fonction du numéro de bloc (axe  $x$ ), avant itération (croix), après itération (cercles), et avec une étape intermédiaire (étoiles).

où  $\Delta\sigma_n^\mu = \sqrt{\sigma_{real}^2|^\mu - \sigma_{simu}^2|^\mu}$  est le coefficient de “salissement” du bloc  $\mu$  et  $x_i$  est une variable aléatoire tirée suivant une distribution gaussienne. Il faut toutefois fixer une condition pour éviter que  $\sigma_{simu}^2|^\mu$  ne devienne plus grand que  $\sigma_{real}^2|^\mu$  au fil des itérations. En pratique, si  $\sigma_{real}^2|^\mu - \sigma_{simu}^2|^\mu < 0$ , on fixe  $\Delta\sigma_n^\mu$  à 0. Les coupures et corrections sont les mêmes que celles appliquées pour la calibration de l'échantillon de données. Pour la simulation, la calibration converge au bout d'une quarantaine d'itérations (voir figure 1.6).

## 1.4.2 Extraction

Comme évoqué dans la section précédente, les termes de section efficaces sont extraits en comparant une simulation avec les données. Le principe est le suivant. On connaît le nombre de coups réels  $\Delta N_R$  dans un intervalle cinématique, et on écrit son expression :

$$\Delta N_R = \sum_i \left\{ \left[ \int \mathcal{L} dt \right] \sum_\Lambda \Gamma_\Lambda(i) \frac{d\sigma_\Lambda}{dt} \right\} \quad (1.7)$$

et le nombre de coups simulés  $\Delta N_S$  dans ce même intervalle :

$$\Delta N_S = \sum_i \frac{psf_i}{N_{gen}} \left[ \int \mathcal{L} dt \right] \sum_\Lambda \Gamma_\Lambda(i) \left\langle \frac{d\sigma_\Lambda}{dt} \right\rangle \quad (1.8)$$

où  $\Gamma_\Lambda(i)$  est le coefficient cinématique du formalisme attaché au terme  $\frac{d\sigma_i}{dx_B dQ^2 dt d\Phi_h}$  que l'on veut extraire. Dans l'expression du nombre de coups simulés, on connaît :

- La luminosité intégrée  $[\int \mathcal{L} dt] = 5.099 \times 10^{12} \mu\text{b}^{-1}$
- Le nombre d'événements total généré  $N_{gen} = 4.275 \times 10^8$
- Le facteur d'espace de phase de l'événement  $psf_i = \Delta Q^2 \Delta x_B \Delta t \Delta \Phi_e$  (et donc sa somme sur tous les événements)
- Le facteur cinématique de l'événement  $\Gamma_\Lambda(i)$ .

Il suffit, pour extraire la section efficace, de mettre à égalité  $\Delta N_R$  et  $\Delta N_S$ , et on obtient :

$$\left\langle \frac{d\sigma_\Lambda}{dt} \right\rangle = \frac{\Delta N_R}{\frac{\sum_i p s f_i}{N_{gen}} [\int \mathcal{L} dt] \Gamma_\Lambda(i)} \quad (1.9)$$

Pour extraire plusieurs termes de section efficace sur plusieurs bins, on a recours à des méthodes d'ajustement linéaire, utilisant ce principe. Ce type de méthode sera à terme appliqué sur plusieurs intervalles en  $t_{min} - t$  pour tous les termes de la section efficace de Drechsel-Tiator [4]. Pour pouvoir extraire les différentes dépendances en  $\Phi_h$ , il faut également prendre plusieurs intervalles en  $\Phi_h$ .

On sélectionne un échantillon de données propres en appliquant des coupures de sélection sur les données et la simulation, qui sont consignées dans le tableau 1.1. Dans ce tableau :

- $v$  est le vertex reconstruit.
- $k'$  est l'impulsion de l'électron diffusé et  $p_{HRS}$  l'impulsion centrale du spectromètre.
- $x_{calo}, y_{calo}$  et  $E_\gamma$  sont respectivement les coordonnées et l'énergie mesurée avant calibration de chaque photon issu du  $\pi^0$ . Les coupures sur  $x_{calo}$  et  $y_{calo}$  traduisent simplement que le photon doit se trouver dans un des blocs internes du calorimètre.
- $r$  est la valeur de la fonction "R" calculée pour chaque événement pour l'électron. Cette fonction "R" est une fonction d'acceptance, qui retourne une valeur positive quand l'électron est dans l'acceptance du spectromètre, et négative sinon ([5]).

Variables et leurs coupures
$-6,0 \text{ cm} < v < +7,5 \text{ cm}$
$ k' - p_{HRS} /p_{HRS} < 4,5\%$
$r > +0,005$
$-15 \text{ cm} < x_{calo} < +12 \text{ cm}$
$ y_{calo}  < 15 \text{ cm}$
$E_\gamma > 1,0 \text{ GeV}$
$105 \text{ MeV} < m_{\gamma\gamma} < 165 \text{ MeV}$

TAB. 1.1 – Coupures sur les différentes variables de l'événement.

La coupure la plus importante pour l'analyse de physique est la coupure d'exclusivité, sur la masse manquante, qui permet de discriminer parmi les événements  $ep \rightarrow e'\gamma\gamma X$  les événements  $ep \rightarrow e'p\pi^0$ . Celle-ci est fixée au seuil de production d'un deuxième pion, soit  $M_X^2 < (M_p + m_{\pi^0})^2$  (voir figure 1.7). La limite inférieure est fixée à  $0,2 \text{ GeV}^2$ .

Au final, nous disposons de quelque 38000 événements  $\pi^0$  pour effectuer l'analyse. Dans ces coupures, le nombre de "coups simulés bruts" est d'environ 572000 événements. La somme des facteurs d'espace de phase sur tous ces événements est  $\sum_i p s f_i = 4,5 \times 10^4 \text{ GeV}^{-4}$ . Cela conduit à une section efficace globale  $\left\langle \frac{d\sigma_i}{dx_B dQ^2 dt d\Phi_h} \right\rangle = \frac{38000}{\left(\frac{4,5 \times 10^4}{4,275 \times 10^8}\right) 5,099 \times 10^{12}} \approx 7 \times 10^{-5} \mu\text{b} \cdot \text{GeV}^{-4}$ .

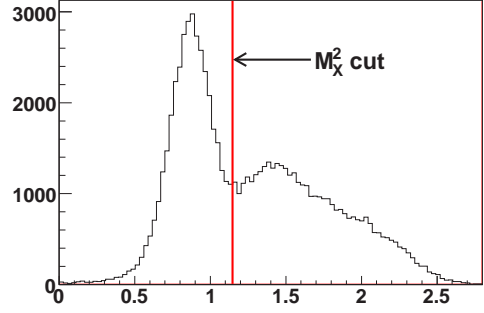


FIG. 1.7 – Spectre de masse manquante carrée (en  $\text{GeV}^2$ ) des événements passant les coupures. La ligne rouge montre la coupure d'exclusivité qui assure la sélection d'événements  $\pi^0$ . On sélectionne les événements en dessous de cette coupure. À l'intérieur des coupures, il reste environ 38000 événements.

## 1.5 Conclusion

L'analyse de la section efficace d'électroproduction de pions dans le hall A du Jefferson Laboratory est en cours. Nous disposons d'ores et déjà d'un ordre de grandeur pour la section efficace globale donc pour le terme indépendant de  $\Phi_h$  qui est le terme dominant. L'analyse sera poursuivie afin d'obtenir des résultats définitifs.

## Remerciements

Je voudrais remercier les organisateurs pour leur accueil et leur attitude détendue, ainsi que le coordinateur de la session interactions fortes.

## Références

- [1] K. Goeke, M.V. Polyakov, M. Vanderhaeghen, Hard exclusive reactions and the structure of hadrons, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 401 (2001)
- [2] C. Muñoz-Camacho *et al.* Scaling tests of the cross section for deeply virtual Compton scattering, Phys. Rev. Lett. **97**, 262002 (2006)
- [3] J. Alcorn *et al.* Basic Instrumentation for Hall A at Jefferson Lab, Nucl. Instrum. Meth. **A522**,294 (2004).
- [4] D. Drechsel and L. Tiator, Threshold pion production on nucleon, Nucl. Part. Phys. **18**, 449 (1992).
- [5] M. Rvachev, JLab Technical Note, **JLAB-01-055** (2001).