



HAL
open science

**A measurement of unpolarized cross sections and
polarized cross section differences of deeply virtual
compton scattering on the proton at Jefferson
Laboratory using Clas**

Nicholas Hirlinger-Saylor

► **To cite this version:**

Nicholas Hirlinger-Saylor. A measurement of unpolarized cross sections and polarized cross section differences of deeply virtual compton scattering on the proton at Jefferson Laboratory using Clas. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2013. Français. NNT : 2013PA112198 . tel-00913906

HAL Id: tel-00913906

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00913906>

Submitted on 4 Dec 2013

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.

7. SYNTHÈSE

7.1 Distributions de Partons Généralisées (GPDs) et Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS)

Un des buts de la physique nucléaire est de comprendre la structure des protons et des neutrons. Afin d'explorer leurs structures, on a historiquement étudié la diffusion élastique $e + N \rightarrow e + N$ et la diffusion profondément inélastique $e + N \rightarrow e + X$ (DIS). En mesurant la diffusion élastique, on obtient les Facteurs de Forme (FFs), et en mesurant la diffusion profondément inélastique, on obtient les distributions de partons (PDFs). Les FFs permettent d'accéder aux distributions spatiales des quarks dans le plan transverse dans le référentiel d'impulsion infinie. Les PDFs permettent d'accéder aux distributions à l'impulsion des quarks dans la direction longitudinale.

Il existe une nouvelle approche, qui a été développée par X. Ji¹⁵, D. Müller¹⁶ et A. Radyushkin¹⁷ il y a environ dix ans, qui permet d'accéder simultanément aux distributions spatiales des quarks dans le plan transverse et aux distributions d'impulsions en direction longitudinale grâce aux Distributions de Partons Généralisées (GPDs). On peut accéder à ces nouvelles distributions en mesurant la réaction de Diffusion Compton Profondément Virtuelle (DVCS), qui se compose dans l'état initial, d'un électron et d'un proton, et dans l'état final, d'un électron diffusé, d'un proton recul, et d'un photon réel qui est émis du quark frappé. Ji, Müller et Radyushkin ont montré qu'est possible de factoriser dans le cadre de la QCD le diagramme du DVCS en deux parties: une partie perturbative (dure) et une partie non-perturbative (molle). Le terme non-perturbatif permet d'accéder aux GPDs.

Cette thèse se concentre sur le DVCS sur le proton. Le diagramme du "sac à main" du DVCS sur le proton est présenté dans [Figure 7.1](#). Dans ce diagramme, k et k' sont les quadri-moments de l'électron incident et de l'électron diffusé, p et p' sont les quadri-moments du proton de la cible, et du proton recul et q' est le quadri-moment du photon réel. q est le quadri-moment du photon virtuel échangé entre l'électron et le parton. $x + \xi$ est la fraction de l'impulsion longitudinale du proton du quark frappé, et -2ξ est la fraction d'impulsion longitudinale qui est transférée au proton de recul. ξ s'appelle la "skewness". t est la variable de Mandelstam classique. Enfin, P est l'impulsion moyenne du proton initial et final: $P = (p + p')/2$. On note que les GPDs sont fonction de x , ξ et t .

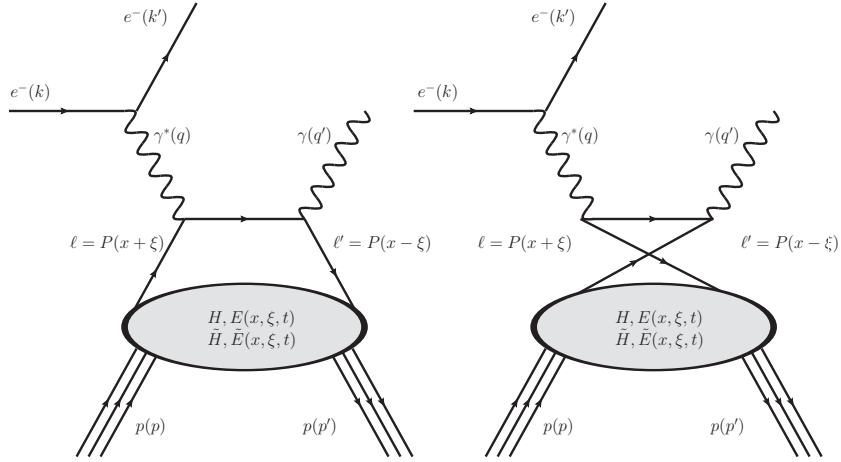


Figure 7.1: Les diagrammes du “sac à main” du DVCS.

Il y a quatre GPDs: H , E , \tilde{H} , et \tilde{E} . Chacune correspond à des hélicités différentes du proton et du quark comme illustré sur la [Figure 7.2](#). H et E sont les GPDs non polarisés, qui sont indépendantes de l'hélicité du quark frappé. \tilde{H} et \tilde{E} sont les GPDs polarisées, qui sont dépendantes de l'hélicité du quark frappé. Pour H et \tilde{H} le spin du proton ne changent pas, mais pour E et \tilde{E} , le spin du proton est renversé. On peut extraire ces GPDs pour le proton ou le neutron. De plus, on peut extraire ces GPDs pour chaque saveur de quark: u , d , s , etc.

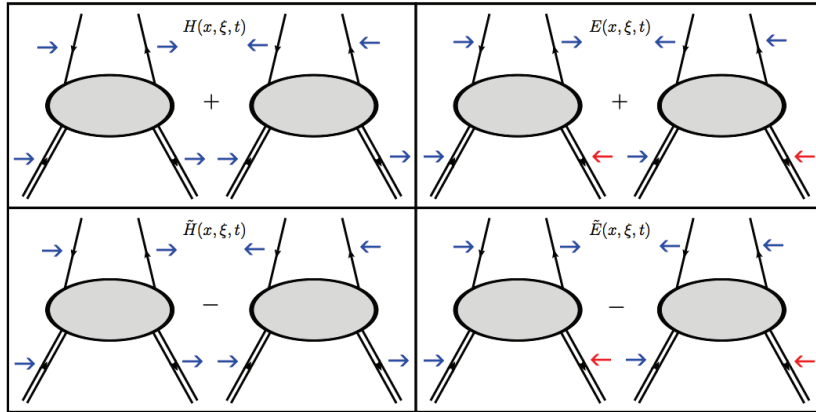


Figure 7.2: Les quatre GPDs: H , E , \tilde{H} , and \tilde{E} . Chacune correspond à des hélicités différentes du proton et du quark. H et E sont les GPDs non polarisées, qui sont indépendantes de l'hélicité du quark. \tilde{H} et \tilde{E} sont les GPDs polarisées, qui sont dépendant de l'hélicité du quark. Pour H et \tilde{H} le spin du proton ne changent pas, mais pour E et \tilde{E} , le spin du proton est renversé.

Dans le laboratoire, on mesure l'état final: un électron, un proton, et un photon. Il y a deux canaux qui contribuent à cet état final: le DVCS et le Bethe-Heitler (BH), illustré sur la [Figure 7.3](#).

La différence entre le DVCS et le BH est que pour le BH le photon réel est émis par l'électron initial ou final, et pas par le quark comme dans le cas du DVCS. Il est impossible de séparer processus.

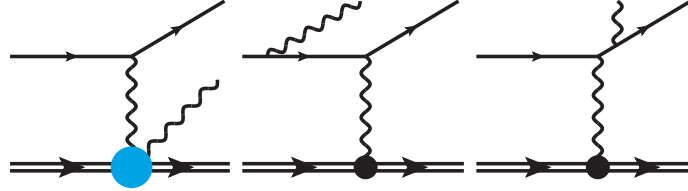


Figure 7.3: Les trois diagrammes contribuent à l'état final: $e + p + \gamma$. À gauche, le DVCS, au milieu, le BH avec un photon émis par l'électron initial, et à droite, le BH avec un photon émis par l'électron diffusé. La boule bleue correspond aux GPDs, et les boules noires correspondent aux FFs.

7.2 Appareillage Expérimental

L'expérience a eu lieu à Newport News, en Virginie aux États-Unis, au sein du Jefferson Laboratory, avec un accélérateur d'électrons qui s'appelle Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF). Cet accélérateur est composé de deux accélérateurs linéaires, et de deux arcs, qui sont présentés sur la Figure 7.4. Cet appareillage peut produire un faisceau d'électrons d'environ 6 GeV, avec une polarisation d'environ 85%. Après que les électrons aient atteint 6 GeV, le faisceau est séparé et délivré à une des trois salles expérimentales. Ces trois salles s'appellent Hall A, Hall B, et Hall C. L'expérience qui concerne cette thèse, e1-dvcs2, a eu lieu dans le Hall B.

Elle utilise le détecteur CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS). Ce spectromètre est composé de plusieurs sous-détecteurs qui permettent d'identifier les diverses particules, et il est présenté sur la Figure 7.5. Les fonctions des sous-détecteurs et autres composants sont présentées ici:

- Torus: Pour courber les trajectoires des particules chargées.
- Drift Chambers (DC): Trois couches pour mesurer les trajectoires des particules chargées
- Čerenkov Counters (CC): Pour séparer les électrons et les pions
- Scintillator Counters (SC): Pour la mesure du temps.
- Electromagnetic Calorimeters (EC): Pour séparer les électrons et les pions et détecter les photons.
- Inner Calorimeter (IC): Pour identifier les photons.
- Solenoid: Pour réduire le bruit de fond des électrons Møller.

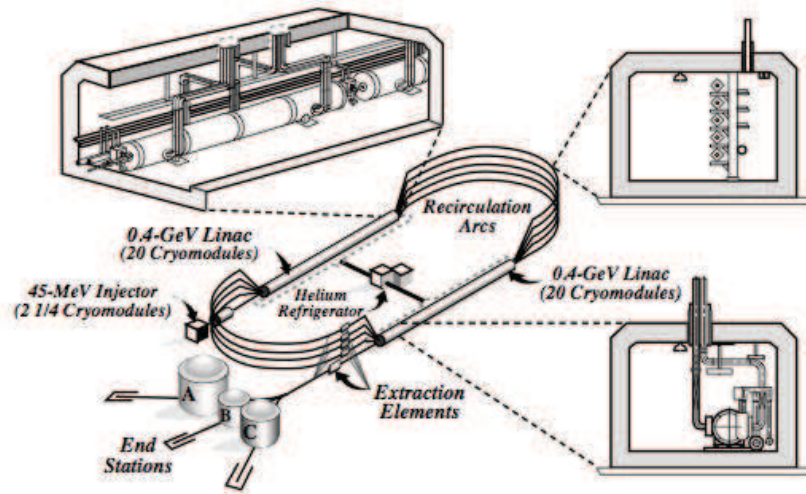


Figure 7.4: Une illustration de CEBAF avec ses trois salles expérimental.³⁹

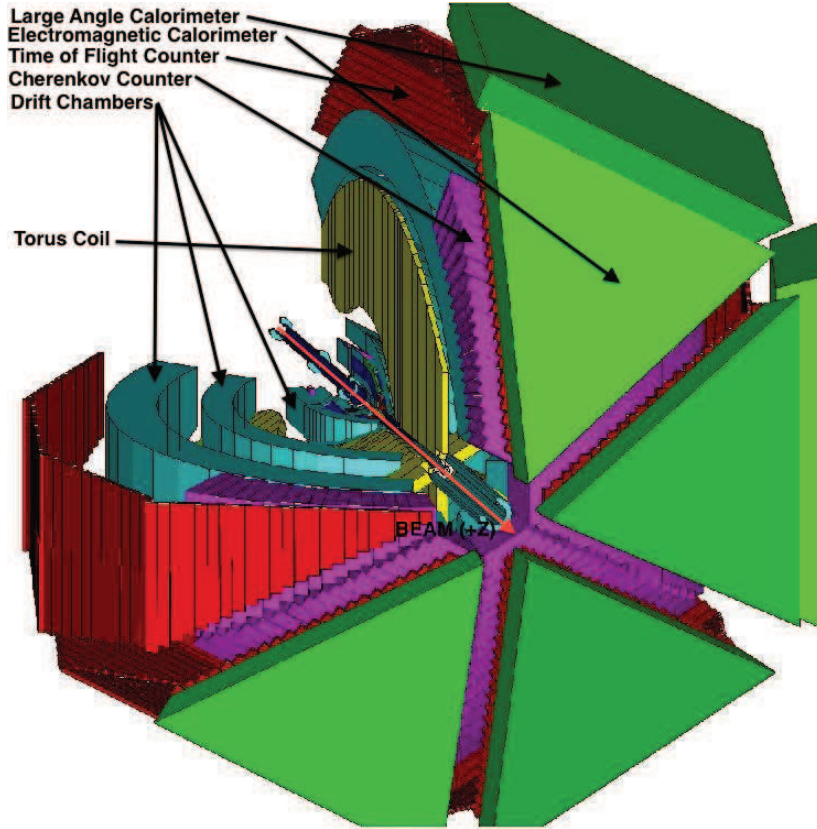


Figure 7.5: Une illustration de CLAS avec ses divers sous-détecteurs.³⁹

7.3 La Section Efficace de DVCS

Cette analyse est porte sur la mesure de la section efficace non polarisée du DVCS et la différence des sections efficaces polarisées afin d'accéder aux GPDs. On peut mesurer la section efficace non-polarisée en mesurant ou en calculant chaque terme de l'équation suivante:

$$\frac{d^4\sigma_{ep\gamma}}{dQ^2 dt dx_B d\Phi} = \frac{N_{e+p+\gamma}}{\mathcal{L}_{\text{int}} A \Delta V F_{\text{rad}}}, \quad (214)$$

où $N_{e+p+\gamma}$ est le nombre d'événements de l'état final $e + p \rightarrow e + p + \gamma$, \mathcal{L} est la luminosité intégrée, A est l'acceptance, ΔV est le volume de bin, et $F_{\text{rad.cor.}}$ est le facteur de corrections radiatives. La section efficace est fonction de quatre variables: $Q^2 = -q^2$, t , x_B , la variable de Bjorken, et Φ qui est l'angle entre le plan hadronique et le plan leptonique. La section efficace non polarisée est sensible au CFF \mathcal{H}_{Re} .

L'équation qui correspond à la difference de sections efficaces polarisées est similaire:

$$\begin{aligned}
\frac{d^4\sigma_{\text{pol}}}{dQ^2 dt dx_B d\Phi} &= \frac{1}{2P} \left(\frac{d^4\sigma_{+,0}}{dQ^2 dt dx_B d\Phi} - \frac{d^4\sigma_{-,0}}{dQ^2 dt dx_B d\Phi} \right) \\
&= \frac{1}{2P} \left(\frac{N_{+,0}^{e+p+\gamma}}{\mathcal{L}_{\text{int},+}} - \frac{N_{-,0}^{e+p+\gamma}}{\mathcal{L}_{\text{int},-}} \right) \frac{1}{A\Delta VF_{\text{rad}}},
\end{aligned} \tag{215}$$

où les deux indices représentent respectivement les hélicités du faisceau et de la cible. “+” représente une hélicité en direction du faisceau, “-” représente une hélicité en direction opposée du faisceau, et “0” représente un état non polarisé. Le faisceau était polarisé la moitié du temps dans l’état “+” et l’autre moitié du temps dans un état “-”. Donc, $\mathcal{L}_{\text{int}}/2 = \mathcal{L}_{\text{int},+} = \mathcal{L}_{\text{int},-}$. La différence des sections efficaces polarisées est sensible au CFF \mathcal{H}_{Im}

On peut aussi calculer les asymétries de spin du faisceau en utilisant l’équation suivante :

$$\mathcal{A}_{\text{LU}} = \frac{\sigma_{\text{unpol}}}{\sigma_{\text{pol}}} = \frac{1}{P} \left(\frac{N_{+,0}^{e+p+\gamma} + N_{-,0}^{e+p+\gamma}}{N_{+,0}^{e+p+\gamma} - N_{-,0}^{e+p+\gamma}} \right). \tag{216}$$

Les résultats de l’analyse qui correspondent à ces trois observables sont présentés sur les [Figure 7.6](#), [Figure 7.7](#) et [Figure 7.8](#) pour le cinquième bin en x_B et θ_e . Cet analyse complète comprend 21 bins en Q^2 et x_B , 9 bins en t et 24 bins en Φ .

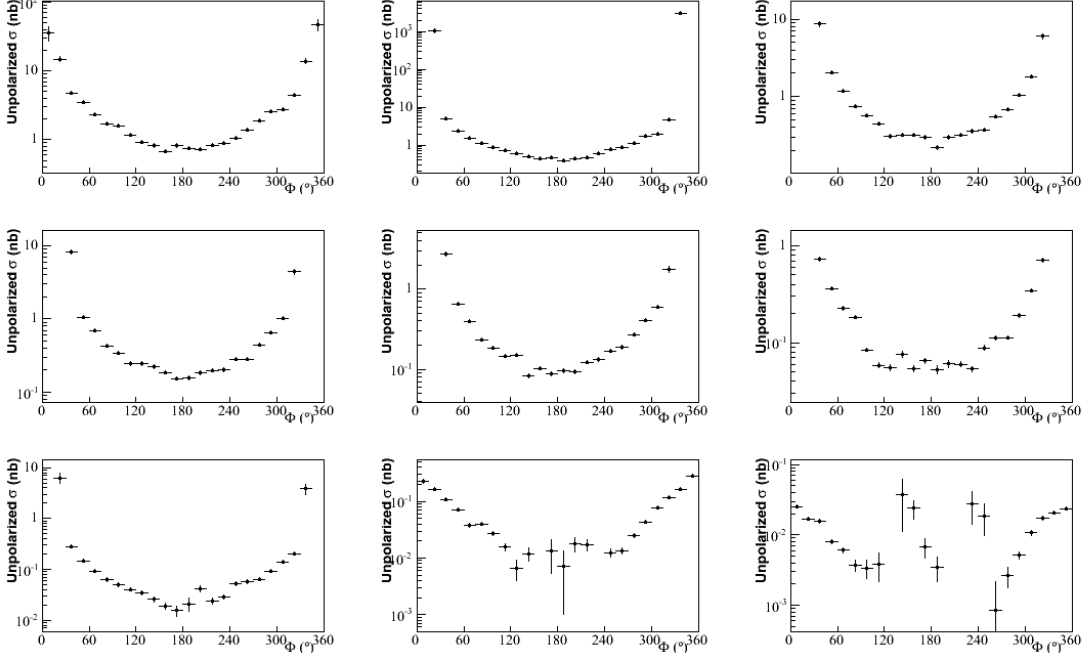


Figure 7.6: La section efficace non polarisée en fonction de Φ pour le cinquième bin en x_B et θ_e , où $0.17 < x_B < 0.2$ et $25.5^\circ < \theta_e < 45^\circ$. Chaque fenêtre correspond à un bin en t avec les limites suivantes: $[0.09, 0.13, 0.18, 0.23, 0.30, 0.39, 0.52, 0.72, 1.10, 2.00]$ en GeV^2 .

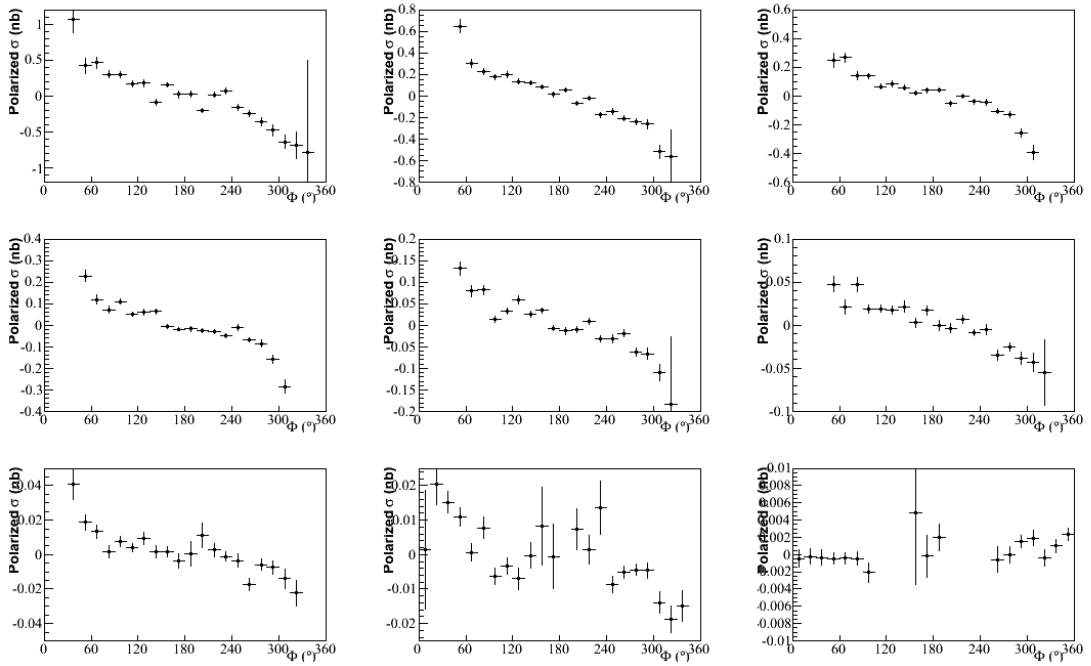


Figure 7.7: La différence des sections efficaces polarisées en fonction de Φ pour le cinquième bin en x_B et θ_e , où $0.17 < x_B < 0.2$ et $25.5^\circ < \theta_e < 45^\circ$. Chaque fenêtre correspond à un bin en t avec les limites suivantes: $[0.09, 0.13, 0.18, 0.23, 0.30, 0.39, 0.52, 0.72, 1.10, 2.00]$ en GeV^2 .

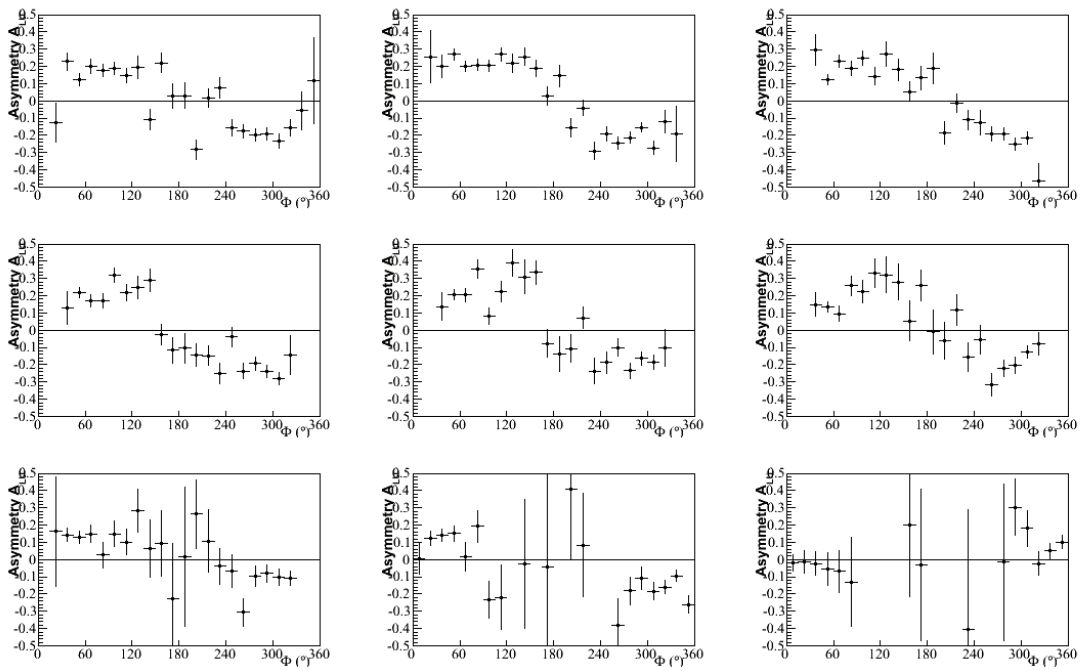


Figure 7.8: L'asymétrie de spin du faisceau en fonction de Φ pour le cinquième bin en x_B et θ_e , où $0.17 < x_B < 0.2$ et $25.5^\circ < \theta_e < 45^\circ$. Chaque fenêtre correspond à un bin en t avec les limites suivantes: $[0.09, 0.13, 0.18, 0.23, 0.30, 0.39, 0.52, 0.72, 1.10, 2.00]$ en GeV^2 .

7.4 Une Interprétation Préliminaire de l'Extraction de la GPD H

En utilisant la section efficace non polarisée et la différence des sections efficaces polarisées nous pouvons extraire de façon préliminaire les distributions des quarks du proton. Afin d'extraire le CFF auquel nous sommes sensible avec ces données, \mathcal{H}_{Im} , nous pouvons faire un ajustement des sections efficaces non polarisées et des différences de sections efficaces polarisées. \mathcal{H}_{Im} représente la taille transverse du proton pour plusieurs tranches d'impulsion longitudinale. Nous pouvons aussi extraire \mathcal{H}_{Re} . Cependant son interprétation n'est pas intuitive. Les extractions de \mathcal{H}_{Re} et \mathcal{H}_{Im} sont montrés dans [Figure 7.9](#) et [Figure 7.10](#), respectivement.

Cet ajustement est fait par une méthode qui est quasi-indépendante de modèle^{58,59}, et qui consiste à minimiser la quantité suivante:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(\sigma_{\text{the},i} - \sigma_{\text{exp},i})^2}{(\Delta\sigma_{\text{exp},i})^2}, \quad (217)$$

où i est le numéro de bin, σ est la section efficace non polarisée ou la différence des sections efficaces polarisées et les indices “the” et “pol” correspondent aux sections efficaces théorétiques ou expérimentales, et $\Delta\sigma_{\text{exp},i}$ est l'erreur.

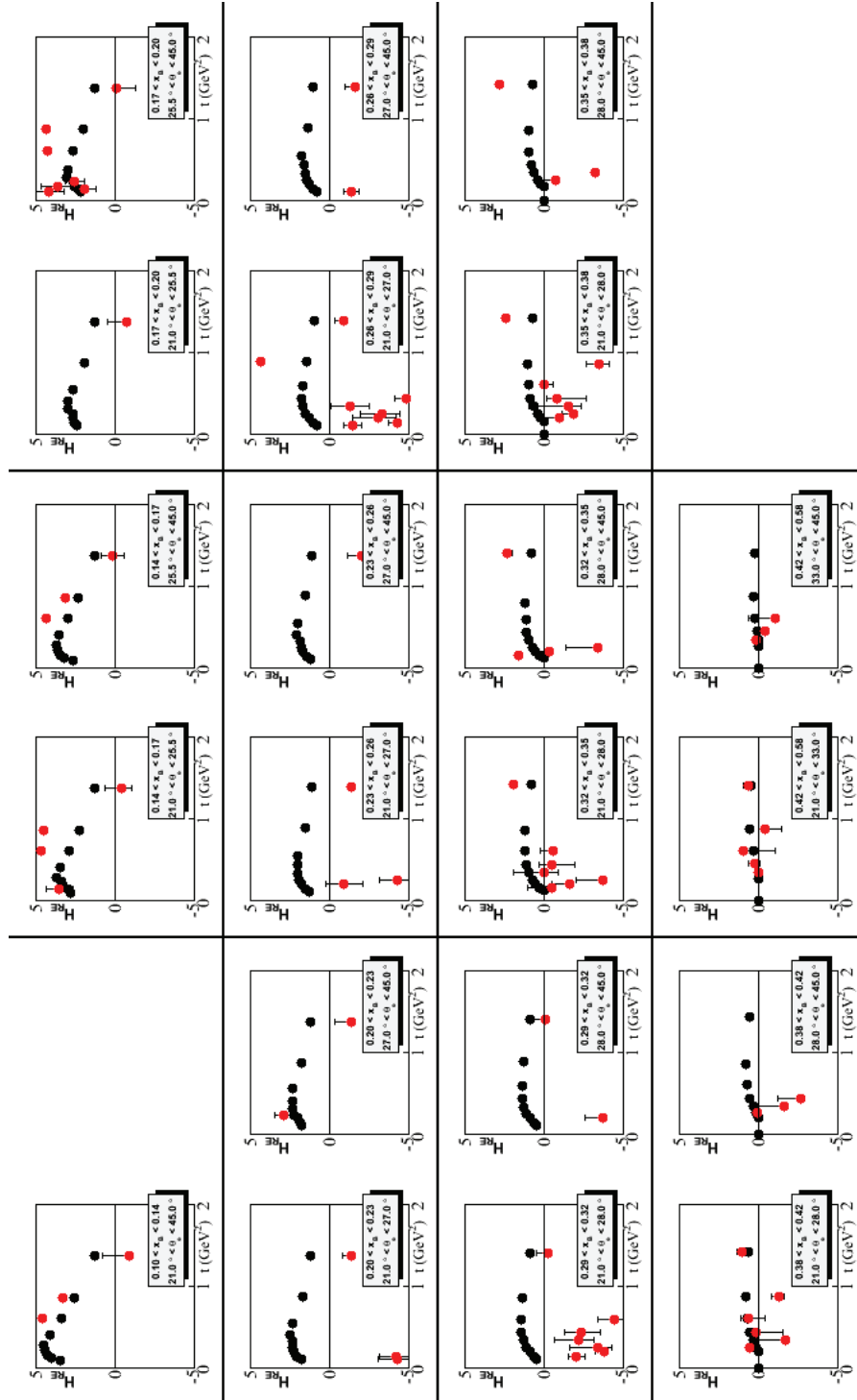


Figure 7.9: \mathcal{H}_{Re} en fonction de $-t$, pour les 21 bins en x_B et θ_e . Les points rouges représentent l'extraction issue de cette analyse, et les points noirs représentent la prédiction du modèle VGG.

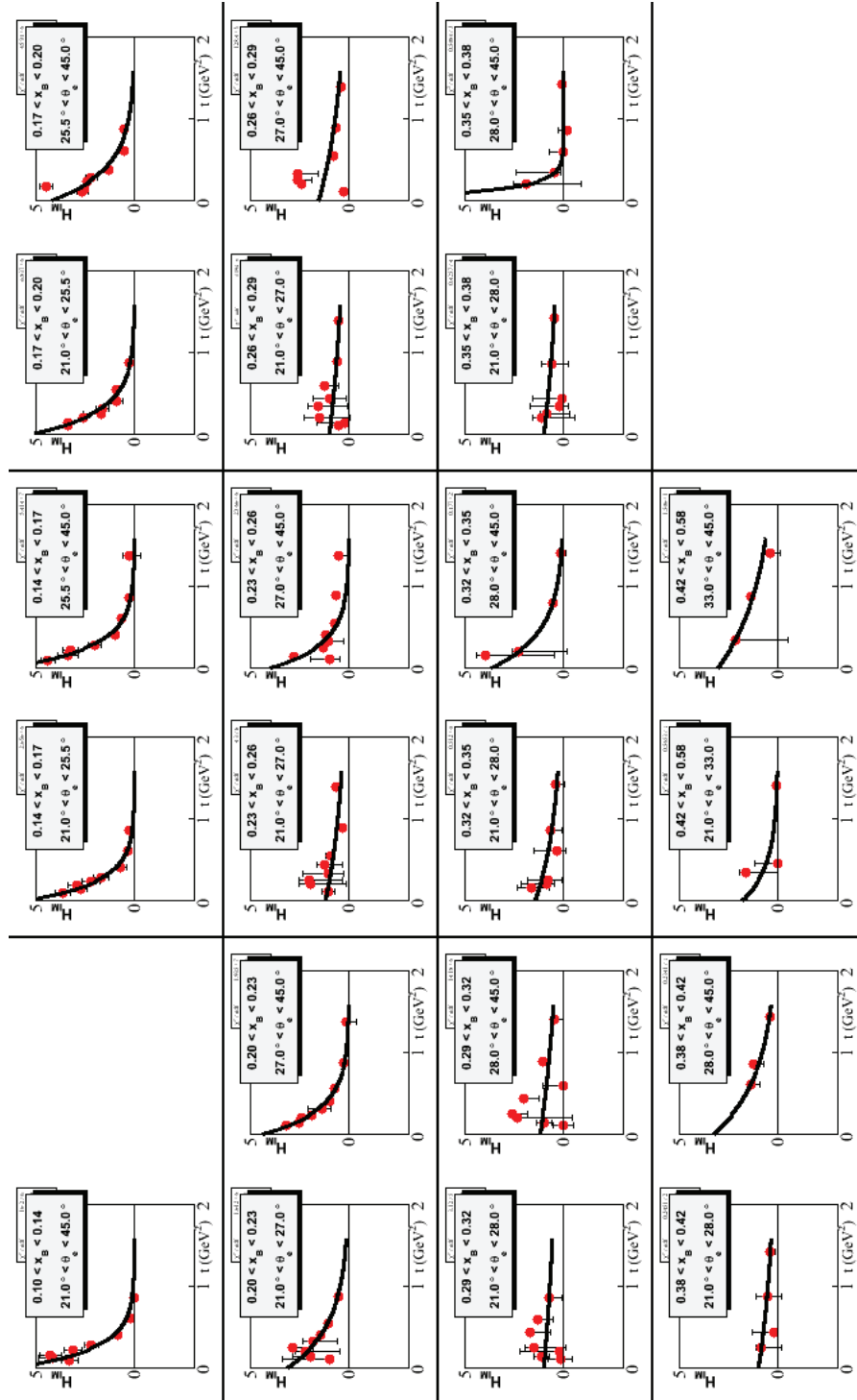


Figure 7.10: \mathcal{H}_{Im} en fonction de $-t$, pour les 21 bins en x_B et θ_e . Les points rouges représentent l'extraction issue de cette analyse, et les courbes noirs représentent l'ajustement issu de cette analyse.

Alors, la densité de charge du proton peut être extraite à partir de la GPD $H(x, \xi, t)$ selon la formule suivante:

$$q(x, 0, b) = \int \frac{d^2 \vec{\Delta}_\perp}{(2\pi)^2} e^{-i\vec{b} \cdot \vec{\Delta}_\perp} H^q(x, 0, -\vec{\Delta}_\perp^2), \quad (218)$$

où la densité de charge est une transformée de Fourier, évaluée au point $\xi = 0$, qui fait correspondre au transfert d'impulsion transverse au proton $\vec{\Delta}_\perp$ le paramètre d'impact \vec{b} . Du à la symétrie cylindrique, la transformée de Fourier est en fait une transformée de Hankel:

$$q(x, 0, b) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dt J_0(b\sqrt{t}) H(x, 0, t), \quad (219)$$

où $J_0(b\Delta_\perp)$ est la fonction de Bessel d'ordre zéro.

\mathcal{H} est défini par:

$$\mathcal{H}_{\text{Im}}(\xi, t) = H(\xi, \xi, t) - H(-\xi, \xi, t). \quad (220)$$

Le premier terme, où $x = \xi$, correspond à la contribution des quarks et le deuxième terme, où $x = -\xi$, correspond à la contribution des antiquarks. Aux cinématiques de JLab, d'après plusieurs modèles, nous pensons que la contribution des antiquarks n'est pas plus que 20%. En considérant que cette contribution est comparativement petite, nous avons extrait une quantité qui est alors proche de la "vraie" GPD H au point $x = \xi$.

$$\mathcal{H}_{\text{Im}}(\xi, t) \approx H(\xi, \xi, t) \quad (221)$$

Cependant, afin d'obtenir la densité de charge, nous devons avoir la GPD H au point $(\xi, 0, t)$ au lieu de (ξ, ξ, t) . Ceci est accompli en utilisant un "deskewing factor", $f_\xi = \frac{H(\xi, 0, t)}{H(\xi, \xi, t)}$, qui dépend des modèles. Pour cette analyse, nous nous servons du modèle VGG. Nous avons alors:

$$H(x, 0, t) = f_\xi \mathcal{H}_{\text{Im}} = f_\xi e^{A-Bt}. \quad (222)$$

En remplaçant $H(x, 0, t)$ dans notre transformée de Hankel par une fonction exponentielle et un "deskewing factor", et en écrivant la fonction de Bessel par une somme infinie, nous pouvons alors trouver une solution analytique:

$$\begin{aligned}
q(x, 0, b) &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dt \sum_{m=0}^{\infty} \left[\frac{\left(\frac{-b^2 t}{4}\right)^m}{m!m!} \right] f_\xi e^{A-Bt} \\
&= \frac{e^{A-\frac{b^2}{4B}}}{4\pi B}
\end{aligned}
\tag{223}$$

Les distributions de densité de charge obtenues sont présentées sur la [Figure 7.11](#), en fonction de b pour plusieurs tranches en x_B . Les distributions sont Gaussiennes, et centrées autour de l'origine. [Figure 7.12](#) à [Figure 7.15](#) représentent quatre vues tridimensionnel en fonction de b pour plusieurs valeurs de x_B .

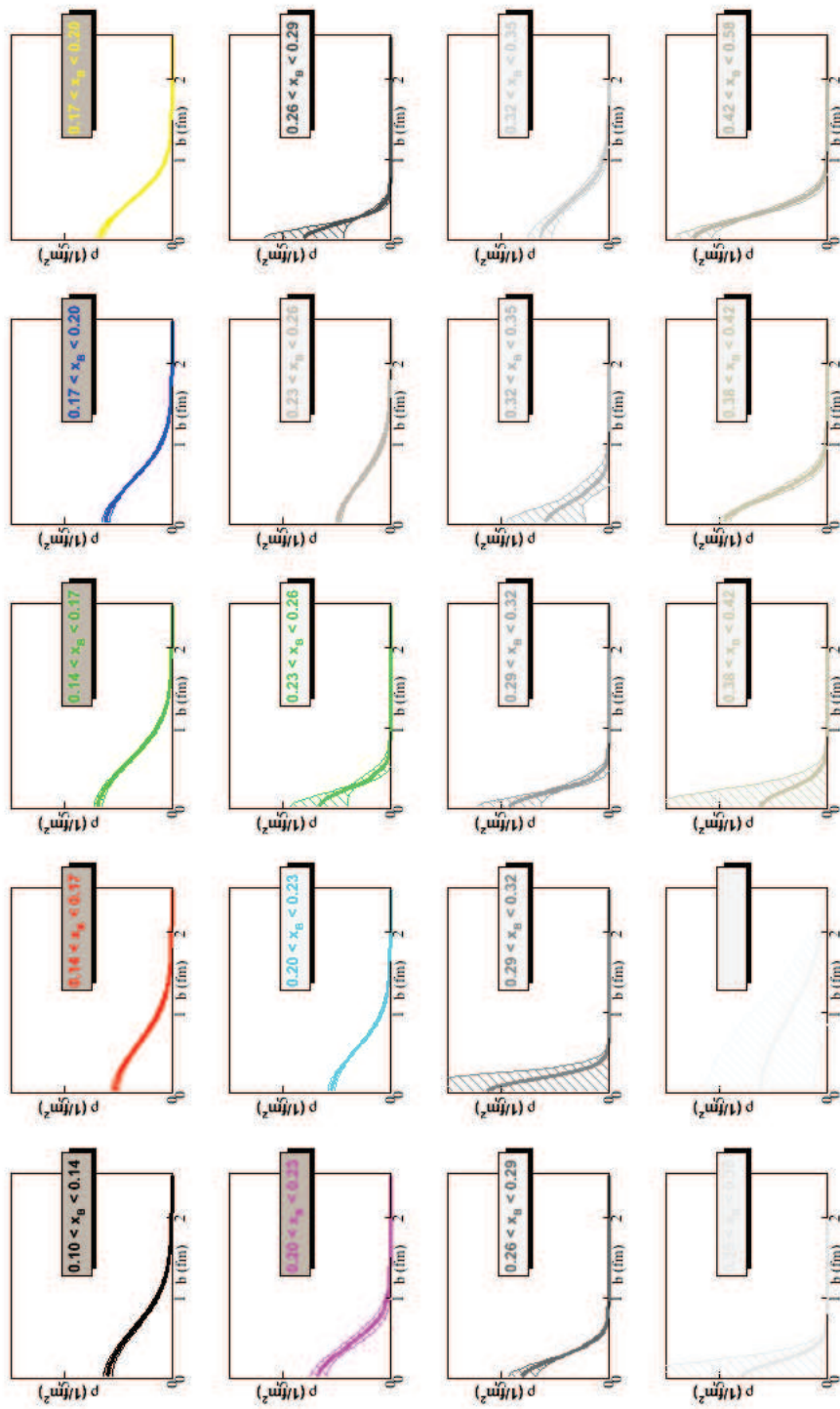


Figure 7.11: Les distributions de densité de charge en fonction du paramètre d'impact b . Chaque panneau correspond à une valeur de x_B . Les distributions sont Gaussiennes, centrées autour de $b = 0$.

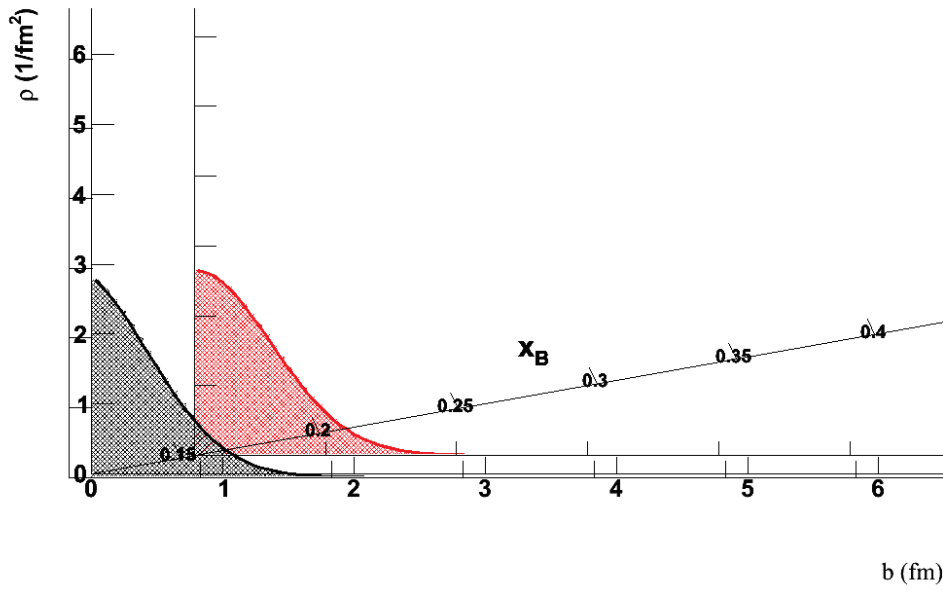


Figure 7.12: Pour les bins 1 et 2, vue tridimensionnelle de la distribution de densité de charge en fonction du paramètre d'impact b , pour les deux valeurs de x_B : 0.12 et 0.155, et les deux valeurs de Q^2 : 1.135 GeV² et 1.305 GeV² respectivement.

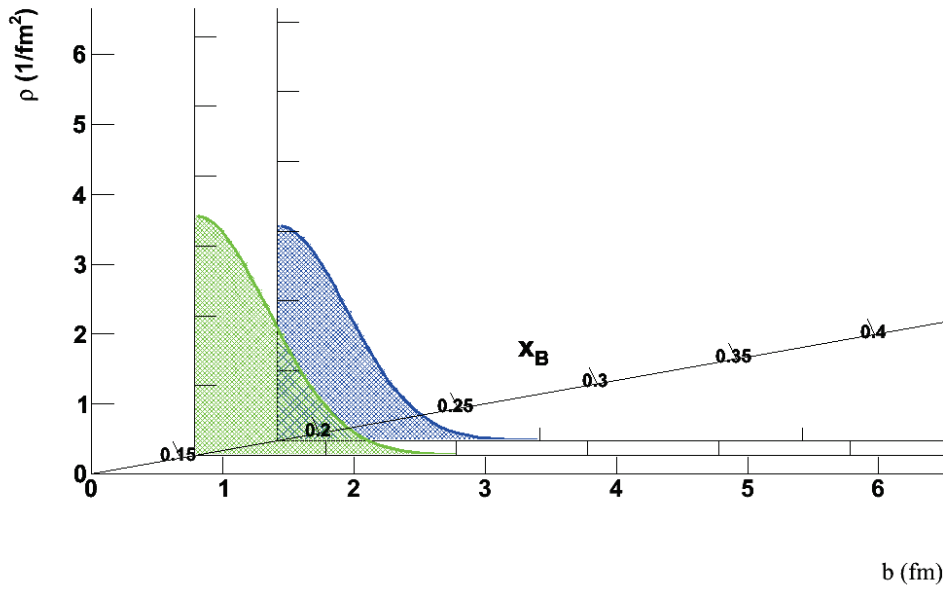


Figure 7.13: Pour les bins 3 et 4, vue tridimensionnelle de la distribution de densité de charge en fonction du paramètre d'impact b , pour les deux valeurs de x_B : 0.155 et 0.185, et les deux valeurs de Q^2 : 1.471 GeV² et 1.490 GeV² respectivement.

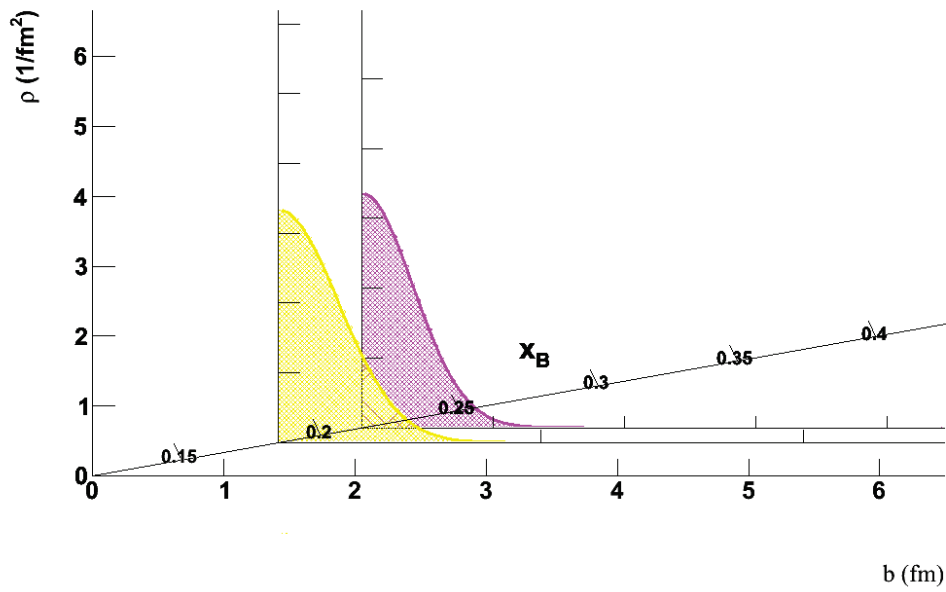


Figure 7.14: Pour les bins 5 et 6, vue tridimensionnelle de la distribution de densité de charge en fonction du paramètre d'impact b , pour les deux valeurs de x_B : 0.185 et 0.215, et les deux valeurs de Q^2 : 1.710 GeV² et 1.684 GeV² respectivement.

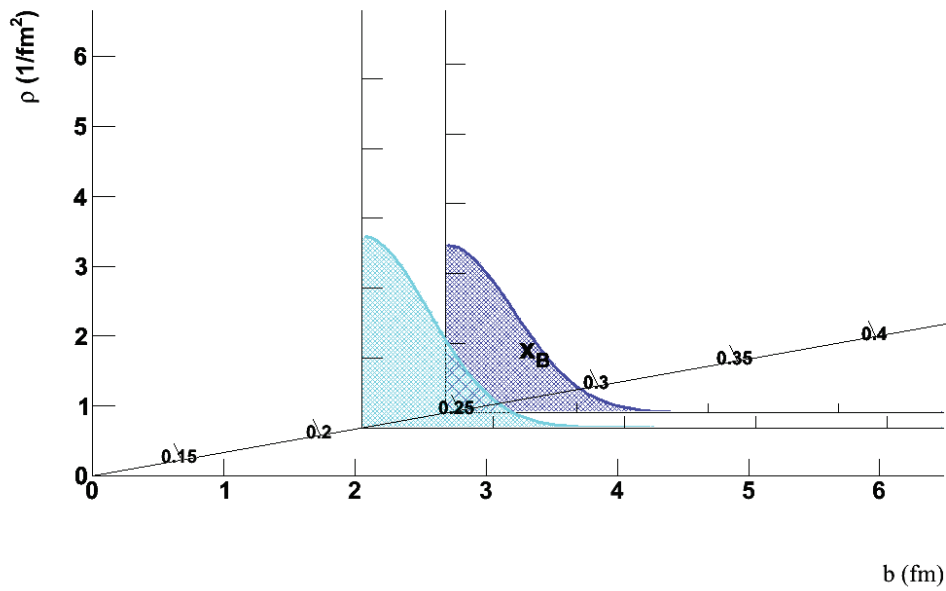


Figure 7.15: Pour les bins 7 et 9, vue tridimensionnelle de la distribution de densité de charge en fonction du paramètre d'impact b , pour les deux valeurs de x_B : 0.215 et 0.245, et les deux valeurs de Q^2 : 1.964 GeV² et 2.187 GeV² respectivement.