



# Expérience n-DVCS au Hall A du Jefferson Laboratory

M. Mazouz

► **To cite this version:**

M. Mazouz. Expérience n-DVCS au Hall A du Jefferson Laboratory. Journées de Rencontre des Jeunes Chercheurs, Dec 2005, Aussois, France. pp.137-138. in2p3-00186966

**HAL Id: in2p3-00186966**

**<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00186966>**

Submitted on 13 Nov 2007

**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.

## Expérience n-DVCS au hall A du Jefferson Laboratory

Malek MAZOUZ

Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble



De nouvelles approches théoriques dans le domaine de la description des réactions d'électro-production exclusives ont suggéré que dans le régime de Bjorken, c'est à dire dans un domaine où les partons sont asymptotiquement libres, l'amplitude de la réaction du processus DVCS  $\gamma^* N \rightarrow \gamma N$  peut se factoriser en une partie décrite par QCD et représentant la diffusion *dure* du photon virtuel et une partie *molle* décrivant la structure non-perturbative du nucléon : le photon virtuel interagit avec un quark qui émet quasi-instantanément un photon réel; le quark réintègre ensuite le nucléon avec une impulsion longitudinale différente (fig. 64.1).

Dans la pratique, cette factorisation de la section efficace, propriété directe de QCD, n'est valable que lorsque les distances sondées sont bien plus petites que la taille du nucléon. Sa structure est alors paramétrisée par les 4 distributions généralisées de partons  $H$ ,  $E$ ,  $\tilde{H}$  et  $\tilde{E}$  dépendant de 3 variables cinématiques : la fraction  $x$  de moment longitudinal portée par le quark interagissant avec le photon virtuel, la fraction  $\xi$  de moment longitudinal transférée au nucléon et le quadrimoment  $t = \Delta^2$  transféré au photon réel. Les GPDs peuvent s'interpréter comme une mesure simultanée de l'impulsion longitudinale et de la position transverse des partons.

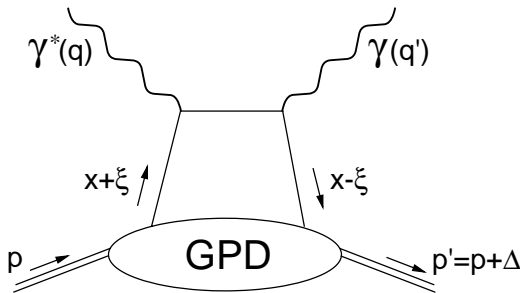


FIG. 28.1 – Diagramme dit du *sac à main* représentant le processus DVCS.

Aux angles avant, les GPDs  $H$  et  $\tilde{H}$  se réduisent aux fonctions de distributions de partons usuelles  $q(x)$  et  $\Delta q(x)$ . Le premier moment de chaque GPD est directement relié à un facteur de forme spécifique d'une certaine taille du nucléon :  $H$  avec  $F_1$  (facteur de forme de

Dirac),  $E$  avec  $F_2$  (facteur de forme de Pauli),  $\tilde{H}$  avec  $g_A$  (facteur de forme axiale) et  $\tilde{E}$  avec  $h_A$  (facteur de forme pseudoscalaire). Le second moment des GPDs  $H$  et  $E$  est relié au moment angulaire total des quarks par la règle de somme de Ji,

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} dx x [H^q(x, \xi, t=0) + E^q(x, \xi, t=0)] = J_q \quad (28.1)$$

qui illustre sans équivoque l'importance et l'intérêt de la mesure des GPDs  $H$  et  $E$ .

Dans la gamme d'énergie des faisceaux d'électrons du *Jefferson Laboratory*, une observable expérimentale appropriée est la différence entre les sections efficaces d'électroproduction de photons pour des états de polarisation opposés du faisceau d'électrons. Analysée en fonction de l'angle  $\phi$  entre les plans leptonique et hadronique, cette différence s'écrit :

$$\frac{d^5 \overline{\sigma}}{dQ^2 dx_B dt d\phi} - \frac{d^5 \overline{\sigma}}{dQ^2 dx_B dt d\phi} = \frac{A \sin(\phi) + B \sin(2\phi) + C \sin(3\phi)}{-s'u'} \quad (28.2)$$

où le dénominateur est complètement calculable. A l'ordre dominant, cette différence se réduit à une simple dépendance en  $\sin(\phi)$  dont le coefficient  $A$  s'écrit :

$$A = \frac{\Delta_T}{2m} \sqrt{x_B - 1} \left( F_1 H + (F_1 - F_2) \xi \tilde{H} - \frac{t}{4M^2} F_2 E \right) \quad (28.3)$$

Dans le contexte des expériences DVCS menées dans le Hall A de JLab, l'asymétrie  $A$  pour le proton est dominée par le terme en  $H$  alors que pour le neutron, par le jeu des facteurs de forme et de la compensation entre les quarks  $u$  et  $d$ , l'asymétrie est dominée par le terme en  $E$ . La détermination de l'asymétrie de la section efficace DVCS sur le neutron permet ainsi d'accéder à  $E$ , la GPD aujourd'hui la moins contrainte et la plus méconnue.

La prise des données dans le Hall A de JLab sur une cible d'hydrogène (p-DVCS) [1] et une cible de deutérium (n-DVCS) [2] s'est terminée avec succès fin 2004.

Les résultats préliminaires sont très encourageants, et un signal d'asymétrie a été observé sur le neutron. Le travail d'analyse continue pour essayer de sortir une différence de sections efficaces polarisées du processus  $n$ -DVCS.

## Références

- [1] Jefferson Lab Experiment E00-110, P. Bertin, C. Hyde-Wright, R. Ransome, F. Sabatié spokespeople, (2000); <http://www.jlab.org/sabatie/dvcs>
- [2] Jefferson Lab Experiment E03-106, P. Bertin, C. Hyde-Wright, F. Sabatié, E. Voutier spokespeople, (2003); <http://www.jlab.org/sabatie/dvcs>