



Mesure du contenu etrange du nucleon

Guillaume Batigne

► **To cite this version:**

Guillaume Batigne. Mesure du contenu etrange du nucleon. Journees Jeunes Chercheurs 2001 JJC 2001, Dec 2001, La Hume - Arcachon, France. pp.115-118. in2p3-00014249

HAL Id: in2p3-00014249

<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00014249>

Submitted on 17 Dec 2003

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.

Mesure du contenu étrange du nucléon

Guillaume BATIGNE

Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble

Résumé

Ce document introduit la manière d'accéder aux distributions de charge et de courant des quarks, et plus particulièrement des quarks étranges, à l'intérieur du nucléon. Je présenterai ensuite l'expérience G^0 qui mesurera les facteurs de forme faible sur une large gamme en moment transféré.

1 Introduction

Le proton est modélisé par la Chromodynamique Quantique (QCD) comme un ensemble de trois quarks de valences (uud) liés par l'interaction forte. Des paires de quark et d'anti-quark virtuels sont créées par fluctuation du vide. Ces quarks, pouvant être de n'importe quelle saveur (u, d, s, c, b, t), constituent avec les gluons la "mer". La masse des quarks de valence n'est pas suffisante pour expliquer celle du nucléon. Ainsi la "mer" contribue aux propriétés globales du nucléon. La probabilité de création d'une paire de quark et d'anti-quark est d'autant plus grande que les quarks sont légers ($\propto 1/M^2$). En première approximation, nous considérons que les saveurs des quarks de la "mer" sont uniquement u, d, s (les plus légers).

Le nucléon ne possède pas d'étrangeté intrinsèque, par conséquent étudier le quark étrange dans le nucléon revient à étudier les quarks de la "mer". L'étude qui nous concerne se place dans le régime non perturbatif de QCD (énergie inférieure au GeV) qui est encore mal connu. Des résultats expérimentaux suggèrent que la contribution du quark étrange aux propriétés du nucléon n'est pas nulle. Au niveau de la masse, la diffusion πN a montré que $\langle N | \bar{s} s | N \rangle \simeq 30\%$. En diffusion profondément inélastique eN , la contribution des quarks étranges au spin est : $\langle N | \bar{s} \gamma^\mu \gamma^5 s | N \rangle \simeq -10\%$.

Les expériences de violation de parité se proposent de déterminer la contribution des quarks étranges à la distribution de charge et de courant du nucléon. Dans un premier temps, le formalisme et le principe de la mesure seront exposés puis l'expérience G^0 sera décrite en tant qu'exemple d'expérience de violation de parité et je présenterai succinctement mon travail de thèse.

2 Contenu étrange et Violation de parité

Le proton n'est pas une particule ponctuelle. L'information concernant sa structure spatiale est contenue dans des facteurs de formes. Le courant électromagnétique du proton s'écrit :

$$\langle p(P') | \hat{j}_{EM,\mu}^{(p)}(x) | p(P) \rangle =$$

$$\bar{U}(P') \left[F_1^{(\gamma,p)}(Q^2) \gamma_\mu + F_2^{(\gamma,p)}(Q^2) \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{2M_N} \right] U(P) e^{i(P'-P)\cdot x}$$

où $F_{1,2}^{(\gamma,p)}(Q^2)$ sont les facteurs de forme de Pauli-Dirac. Ces facteurs ne dépendent que d'une seule variable Q^2 , le carré de la quadri-impulsion transférée par la sonde (ici un photon). Q^2 représente la résolution spatiale de la sonde. Pour simplifier l'écriture des expressions, la dépendance en Q^2 des facteurs de forme sera implicite. Dans la pratique, d'autres facteurs de forme sont utilisés, les facteurs de Sachs :

$$G_E^{(\gamma,p)} = F_1^{\gamma,p} - \tau F_2^{\gamma,p}, \quad G_M^{(\gamma,p)} = F_1^{\gamma,p} + F_2^{\gamma,p}$$

avec $\tau = Q^2/2M_N^2$. G_E est relié à la transformée de Fourier de la distribution de charge et G_M à celle de courant. Ces facteurs de formes sont égaux aux transformées de Fourier de densité de charge et de courant uniquement dans le repère de Breit. Dans le nucléon, la sonde électromagnétique n'est sensible qu'aux quarks. Donc il est possible de décomposer ces facteurs de forme en saveur de quarks :

$$G_{E,M}^\gamma = \sum_{q=u,d,s} Q_q G_{E,M}^q$$

où $G_{E,M}^q$ est la contribution des quarks de saveur q au nucléon. La mesure du contenu étrange du nucléon consiste à déterminer $G_{E,M}^s$.

Nous connaissons déjà $G_{E,M}^{(\gamma,p)}$ et $G_{E,M}^{(\gamma,n)}$ par des mesures de diffusion élastique (eN). Nous avons douze inconnues $G_{E,M}^{N,q}$. Afin de diminuer ce nombre, nous supposons que la symétrie d'isospin est respectée : $G_{E,M}^{p,u} = G_{E,M}^{n,d}$, $G_{E,M}^{p,d} = G_{E,M}^{n,u}$, et $G_{E,M}^{p,s} = G_{E,M}^{n,s}$. Avec quatre équations et six inconnues, il manque deux nouvelles observables (équations) pour pouvoir extraire les contributions de chaque saveur de quark au nucléon. De même que pour l'interaction électromagnétique, nous pouvons définir des facteurs de formes pour l'interaction faible où

la sonde est le boson Z^0 . Les facteurs de forme faible, $G_{E,M}^Z$, peuvent également se décomposer en saveur de quark :

$$G_{E,M}^Z = \sum_{q=u,d,s} Q_{W,q} G_{E,M}^q$$

où $Q_{W,q} = T^3 - 2Q_q \sin^2 \theta_W$ est la charge faible. Du fait que l'interaction faible viole la parité, il existe en plus un facteur de forme axial, G_A^e et un facteur de forme pseudo-scalaire, G_P^Z . Grâce aux facteurs de forme faible du proton, nous avons deux nouvelles équations. Il est alors possible d'extraire la contribution de chaque saveur de quark au nucléon. Mesurer le contenu étrange du nucléon revient ainsi à mesurer les facteurs de forme faible du proton. Or, contrairement aux facteurs de forme électromagnétique, les facteurs de forme faible sont inconnus.

La section efficace de diffusion élastique (eN) dépend des facteurs de forme électromagnétique et faible. Cependant pour des énergies de diffusion de l'ordre du GeV, l'élément de matrice d'échange d'un Z^0 , M_Z , est de cinq ordres de grandeur plus faible que celui d'échange d'un photon virtuel, M_γ . Les erreurs systématiques liées au faisceau (luminosité) sont de l'ordre du pourcent ce qui rend la mesure des facteurs de forme faible impossible par la mesure des sections efficaces. Cependant c'est par cette méthode que les facteurs de forme électromagnétique ont été mesurés. Or l'interaction faible viole la parité. Par conséquent, la section efficace de diffusion élastique d'électrons polarisés sur une cible de protons (eN) dépend de l'état d'hélicité de l'électron incident, c'est à dire $\sigma_+ \neq \sigma_-$. La partie faible de la section efficace peut être alors extraite par un calcul d'asymétrie de violation de parité :

$$A_{PV} = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} \propto \frac{M_Z}{M_\gamma}$$

La valeur de l'asymétrie est de l'ordre de 10^{-5} , mais les erreurs dues au faisceau s'éliminent dans le rapport. Cette asymétrie s'exprime en fonction des facteurs de forme de la manière suivante :

$$A_{PV}(Q^2, \theta_e) = -\frac{G_F Q^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{f_E G_E^Z + f_M G_M^Z + f_A G_A^e}{A_D}$$

où

$$f_E = \epsilon G_E^{\gamma,p}, \quad f_M = \tau G_M^{\gamma,p}, \\ f_A = \epsilon' G_M^{\gamma,p} \text{ et } A_D = \epsilon (G_E^{\gamma,p})^2 + \tau (G_M^{\gamma,p})^2.$$

Les grandeurs ϵ , τ et ϵ' sont des facteurs cinématiques qui dépendent de Q^2 et θ_e , l'angle de diffusion de l'électron dans le repère du laboratoire [1]. Pour une valeur donnée de Q^2 et de θ_e , l'asymétrie de violation de parité, A_{PV} , ne permet d'extraire qu'une combinaison linéaire des facteurs de forme faible, G_E^Z , G_M^Z et G_A^e , connaissant les facteurs de forme électromagnétique. La méthode consiste à effectuer trois mesures dans des conditions cinématiques différentes mais pour une même valeur de Q^2 . Les facteurs f_E , f_M et f_A dépendent non seulement des facteurs de forme électromagnétiques

mais aussi des facteurs cinématiques ϵ , τ et ϵ' . Cette méthode permet alors d'extraire les facteurs de forme faible. Les trois mesures à effectuer sont les suivantes : une mesure aux angles "avant" ($\theta_e \approx 0$) pour laquelle $\epsilon \approx 1$ et $\epsilon' \approx 0$ ($f_A \approx 0$), et deux mesures aux angles "arrière" ($\theta_e \approx \pi$: $\epsilon \approx 0$, $f_E \approx 0$ et $\epsilon' \neq 0$), la première sur une cible de protons et la deuxième sur une cible de deutons ($f_M^p \neq f_M^d$ et $f_A^p \neq f_A^d$). Les trois valeurs de A_{PV} obtenues permettent de déterminer les facteurs de forme faible et ainsi la contribution des quarks étranges au nucléon $G_{E,M}^Z$ et du facteur de forme axial G_A^e pour une valeur de Q^2 donnée.

3 Expérience G^0

Les expériences de violation de parité doivent mesurer des asymétries de l'ordre de 10^{-5} . Pour atteindre de telles précisions, il est nécessaire de contrôler toutes les sources d'erreur à l'asymétrie. Pour cela il faut des conditions de faisceau particulières. Tout d'abord le taux de polarisation du faisceau doit être mesuré avec une précision de l'ordre du pourcent. En effet, l'asymétrie mesurée est égale au produit de l'asymétrie physique et de ce taux de polarisation. Par l'emploi d'un laser polarisé sur un cristal de semiconducteur contraint, il est possible d'atteindre un taux de 70% au niveau de la cible. Le renversement de l'hélicité des électrons doit s'effectuer avec une fréquence rapide, typiquement 30 à 60 Hz, afin de minimiser les effets de dérive lente, notamment en intensité. De plus, les caractéristiques du faisceau doivent être stables et bien connues en fonction de l'état d'hélicité. La stabilité est assurée par l'utilisation de boucles de rétroaction sur l'intensité, l'énergie et la position du faisceau. Enfin il faut que les caractéristiques du faisceau soient les plus proches possible en fonction de l'hélicité afin de réduire les corrections pour le calcul d'asymétrie. Au niveau de la détection, si l'on désire une précision statistique sur la mesure de l'ordre du pourcent, il faut donc acquérir 10^{14} événements. Une acquisition événement par événement est alors exclue. L'acquisition se fait alors par intégration d'un signal. Les détecteurs doivent également posséder un temps de réponse rapide (environ 1ns) ce qui implique l'emploi de scintillateurs et/ou de détecteurs Čerenkov. Le temps mort de l'électronique d'acquisition doit être le plus faible possible, typiquement 50ns. Tout ceci représente le cahier des charges d'une expérience de violation de parité.

L'expérience G^0 est une expérience de violation de parité qui se déroule au laboratoire Jefferson Lab (Virginie, USA) auprès de l'accélérateur CEBAF. La collaboration regroupe une centaine de physiciens répartis dans 19 instituts et universités américaines, canadiennes et françaises [2]. Cette expérience se déroulera dans le Hall C de CEBAF qui délivrera un faisceau polarisé à 70% avec une intensité de $40\mu A$ et pulsé avec une fréquence de 32ns. Le détecteur G^0 est constitué d'une cible d'hy-

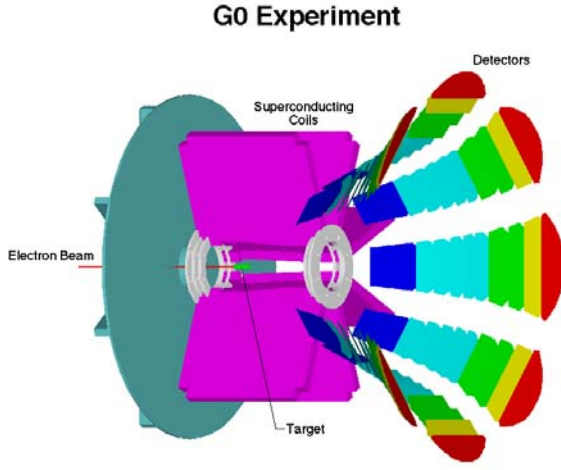


FIG. 1 – Schéma du détecteur G^0 .

drogène liquide de 20cm de long située au centre d'un aimant cylindrique supraconducteur. Le champ toroïdal créé focalise les particules sur un plan où se situent des paires de scintillateurs. La forme et la position de ces scintillateurs a été étudiée pour que chacun d'eux mesure une gamme donnée en Q^2 (cf. fig 1).

Dans le but d'effectuer la séparation des facteurs de forme faible, l'expérience G^0 se déroulera en deux phases. La première phase concerne la mesure aux angles "avant". Elle se déroulera fin 2002 début 2003. L'objectif est de mesurer l'asymétrie de violation de parité pour des valeurs de Q^2 de 0,1 à 1 (GeV/c)² pour une énergie de faisceau de 3 GeV . L'angle de diffusion des électrons pour de telles valeurs de Q^2 varie de 6° à 22°. La détection de ces électrons sera impossible étant donné les angles. Pour cette raison, cette phase de l'expérience consiste à détecter le proton de recul. La réduction du bruit de fond (π , protons issus de diffusions inélastiques, neutres) s'effectue par une mesure de temps de vol, les protons n'étant pas ultrarelativistes. Pour chaque détecteur, un spectre de temps de vol est construit. Un exemple est donné par la figure 2. La période du faisceau (32ns) a été choisie pour que toutes les particules produites par le passage d'un paquet d'électrons soient détectées avant l'arrivée du paquet suivant. La sélection des protons issus d'une diffusion élastique se fait par des coupures en temps de vol. Pour l'acquisition, une électronique spécifique a été développée. Elle code le temps de vol des particules et construit les spectres. Le temps mort des composants électroniques est de l'ordre de 50ns. Les histogrammes sont lus à chaque renversement de l'hélicité qui s'effectue avec une fréquence de 30 Hz. Ceci permet également de réduire le temps mort en éliminant celui introduit par l'acquisition.

La deuxième phase concernera les angles "arrière". Elle se déroulera entre 2003-2006 avec une mesure sur cible d'hydrogène et une autre sur cible de deutérium. La mesure s'effectuera en détectant les électrons diffusés à un

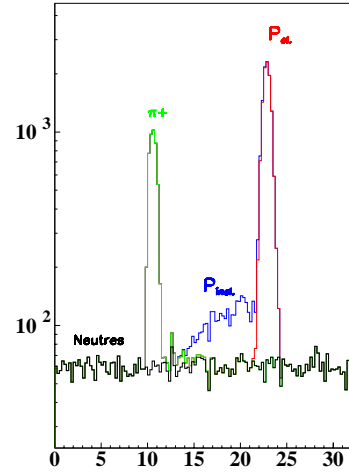


FIG. 2 – Exemple de spectre de temps de vol.

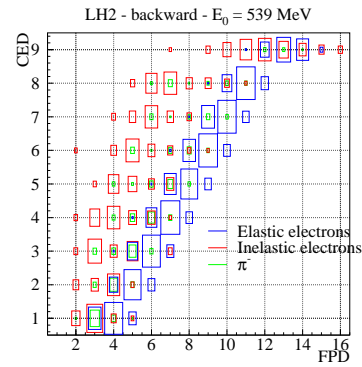


FIG. 3 – Exemple de matrice de coïncidence. La taille des carrés est proportionnelle aux nombres de coups détectés.

angle de 110°. Dans ce domaine angulaire, Q^2 varie peu en fonction de l'angle. Par conséquent, l'énergie du faisceau prendra les valeurs suivantes 420, 580 et 800 MeV afin de mesurer des asymétries pour des valeurs de Q^2 de 0,3, 0,5 et 0,8 (GeV/c)². Pour pouvoir détecter les particules aux angles "arrière", l'ensemble du détecteur sera tourné de 180°. Les électrons détectés seront eux ultrarelativistes. Donc une mesure de temps de vol ne permet pas de rejeter le bruit de fond. Grâce au spectromètre, les électrons issus d'une diffusion élastique ne possèdent pas les mêmes trajectoires que les particules issues de diffusions inélastiques. Par conséquent, aux détecteurs déjà existant (FPD) seront rajoutés neuf autres scintillateurs (CED) placés à la sortie du cryostat du spectromètre. La séparation entre les événements élastiques et inélastiques se fera en construisant une matrice de coïncidence entre ces deux plans de scintillateurs. La valeur des asymétries sera calculée à partir des nombres de coups mesurés dans les différents éléments de cette matrice correspondant aux diffusions élastiques. Un exemple de matrice de coïncidence est donné par la figure 3.

Cependant les éléments de la matrice correspondant aux

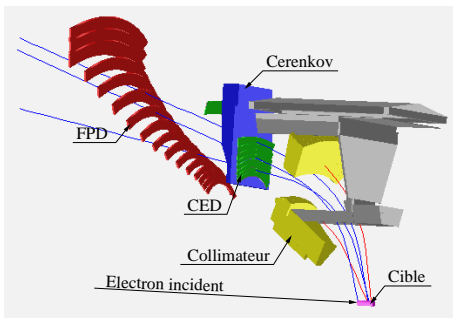


FIG. 4 – Schéma d’un huitième du détecteur pour les angles ”arrière”. Les volumes jaunes correspondent à des collimateurs permettant de sélectionner le domaine cinématique mais surtout à arrêter les particules neutres produites dans la cible.

événements élastiques contiendront également des pions. Le taux de comptage en pions est important lors de la mesure avec une cible de deutérium. Pour discriminer ces pions, un détecteur Čerenkov sera positionné à côté des scintillateurs CED (cf figure 4). L’indice de l’aérogel utilisé a été choisi pour que seul les électrons produisent de la lumière lorsqu’ils le traversent. Le signal du détecteur Čerenkov servira alors à valider le codage d’un événement permettant une réjection des pions supérieure à 95%. Une électronique est actuellement en cours de réalisation. Elle construira les matrices de coïncidence en prenant en compte le signal du détecteur Čerenkov.

4 Travail de thèse

Les différents aspects de mon travail de thèse portent sur la simulation et les tests des détecteurs et de l’électronique. La partie simulation consiste à étudier le comportement des détecteurs; la figure 2 représente un résultat de cette simulation en incluant les effets de l’électronique. Pour pouvoir extraire les facteurs de forme faible, il faut s’assurer que l’électronique n’introduit pas de fausse asymétrie. Des tests ont alors été effectués dans un premier temps à l’IPN d’Orsay avec une source ayant une activité de $3 MBq$. Le renversement de l’hélicité a été simulé par un module indépendant. L’asymétrie ainsi mesurée est nulle à la précision statistique près (2ppm, atteinte en 20h). La distribution des asymétries correspond à une forme gaussienne purement statistique sur quatre ordres de grandeur. Cela a permis de montrer qu’il n’y avait pas de fausse asymétrie ni de biais introduit par l’électronique dans une configuration simple. D’autres tests d’asymétrie ont été effectués à JLab sous faisceau avec les détecteurs. La dispersion des différentes mesures correspondait à une dispersion statistique (cf. fig. 5). Un autre point concernant l’électronique est la correction du temps mort. Les taux de comptage des particules vont dépendre de l’état d’hélicité des électrons incidents. Par conséquent

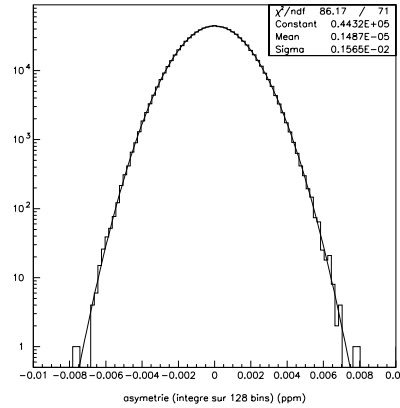


FIG. 5 – Distribution des asymétries lors des test à Orsay.

le temps mort dépend aussi de l’état d’hélicité. Une étude a permis de mettre au point un algorithme qui permet de corriger le temps mort au niveau du pourcent (cf. fig. 5).

Le travail à venir consiste à poursuivre la simulation, à tester l’électronique des angles ”arrière”, à prendre et analyser les données de la phase aux angles ”avant”.

5 Conclusion

Les expériences de violation de parité cherchent à mesurer les facteurs de forme faible du nucléon pour déterminer la distribution de charge et de courant des quarks étranges. Parmi ces expériences, il y a SAMPLE au MIT-Bates, PVA4 à Mayence, HAPPEX et maintenant HAPPEX2 également à Jefferson Lab. La spécificité de G^0 est de pouvoir séparer les facteurs de forme faible sur toute une gamme en moment transféré ($Q^2 = 0.1$ à $1 (GeV/c)^2$). Elle est en cours d’installation et la phase de production des angles ”avant” commença début 2003.

Remerciements

Je voudrais remercier les organisateurs pour le très bon déroulement de ces journées qui ont été enrichissantes et sympathiques.

Références

- [1] CAVATA C. *Une étrange sonde du nucléon : la violation de parité en diffusion $\bar{e}p \rightarrow ep$* Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1998)
- [2] Page Web de G^0
<http://www.npl.uiuc.edu/exp/G0/G0Main.html>