



HAL
open science

Un détecteur exclusif en physique hadronique : CLAS au Jefferson Laboratory

M. Guidal

► **To cite this version:**

M. Guidal. Un détecteur exclusif en physique hadronique : CLAS au Jefferson Laboratory. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : de la mesure à la grandeur physique", Maubuisson, (France), du 9-15 septembre 2001 : 20ème session, 2001. cel-00654199

HAL Id: cel-00654199

<https://cel.hal.science/cel-00654199v1>

Submitted on 21 Dec 2011

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.

Un détecteur exclusif en physique hadronique : CLAS au Jefferson Laboratory

M. Guidal

IPN Orsay, F-91406 Orsay, France

1. Introduction

1.1. La physique hadronique

La physique hadronique a pour objet l'étude des constituants de la matière interagissant à travers l'interaction "forte". A l'intersection de la physique nucléaire et de la physique des particules, elle étudie les systèmes composites à diverses échelles : des noyaux légers pour lesquels l'interaction entre les nucléons est décrite en termes effectifs d'échanges de mésons, à la structure interne même du nucléon dont les degrés de liberté sont les quarks et les gluons interagissant à travers QCD ("Quantum Chromo-Dynamics"), la théorie fondamentale de l'interaction forte.

Quelques exemples de questions ouvertes actuelles en physique hadronique sont (la liste n'est pas exhaustive) :

- De façon générale : comment les quarks et les gluons constituent le nucléon (et plus globalement les hadrons), quelle est l'origine de leur confinement ?
- Des problèmes plus particuliers qui concernent la structure du nucléon :
 - D'où provient son spin, comment est-il réparti entre le spin intrinsèque des quarks, des gluons et leur moment orbital relatif ?
 - Quel est le contenu en quarks étranges du nucléon ? Contribuent-ils à la distribution de charge ou au moment magnétique du nucléon ?
 - Quel est précisément le spectre d'excitation (résonances) du nucléon ? Les modèles prédisent bien plus de résonances nucléoniques qu'il n'en a été observées expérimentalement : s'agit-il d'un problème expérimental (appareillage de résolution insuffisante) ou faut-il réviser notre image de la structure du nucléon basée sur trois quarks de valence ?
- Existe-t'il des formes "exotiques" de matière hadronique ? Par exemple, existe-t'il des "glueballs", c'est-à-dire des mésons dont la valence est formée uniquement de gluons. De même pour les baryons, en existe-t'il constitués par des "molécules" de mésons ?

1.2. La sonde électromagnétique

L'essentiel de notre connaissance de la structure du nucléon et des noyaux légers provient d'expériences effectuées avec la sonde électromagnétique, c'est-à-dire avec des faisceaux de photons ou de leptons (électrons, positrons, muons et neutrinos).

La sonde électromagnétique possède de nombreux avantages :

- Les leptons, n'ayant pas de structure interne (tout au moins, à la date d'aujourd'hui...), ne peuvent se "briser", se scinder eux-mêmes et, par conséquent, tout

effet de structure dans la réaction ne peut provenir que de la cible. En termes plus imagés, si on veut sonder un objet "compliqué", comme le nucléon, il vaut mieux le bombarder avec quelque chose de simple, comme un lepton, plutôt que d'utiliser un projectile complexe. L'interprétation d'une réaction avec des projectiles hadroniques est bien plus difficile.

- La force *électromagnétique* par le truchement de laquelle a lieu l'interaction avec les constituants de la matière est parfaitement et exactement connue, c'est la mieux comprise des quatre forces de la Nature. Elle est décrite par QED ("Quantum Electro-Dynamics") pour laquelle l'application numérique des calculs théoriques est, dans plusieurs cas, en accord quantitatif avec les valeurs expérimentales jusqu'à la dixième décimale!
- Dans le cadre de QED, et jusqu'à un haut degré de précision et de confiance, on peut décrire l'interaction entre le lepton et la cible par l'échange d'un (seul) photon virtuel. Ainsi, à chaque énergie et angle de diffusion du lepton, correspond une longueur d'onde intrinsèque du photon virtuel qui définit la résolution que l'on peut atteindre ($\lambda = \frac{h}{q}$ où q est le module du quadri-moment du photon virtuel) pour sonder la cible. De façon générale, plus élevée est l'énergie du faisceau, plus fins sont les détails que l'on peut étudier : des électrons de 100 MeV ont une longueur d'onde intrinsèque de ≈ 12 fm. Ceci est juste suffisant pour "*voir*" les tailles et les formes des noyaux. Des électrons de 500 MeV à 1 GeV peuvent résoudre des distances de l'ordre de 1 à 2 fm. c.à.d., que l'on voit principalement les constituants mésoniques et nucléoniques des noyaux. Des transferts en impulsion supérieurs à 2 GeV sont nécessaires pour sonder des distances inférieures à 0.3 fm où l'on peut commencer à voir la structure en quarks des nucléons. C'est le domaine d'énergie que le Jefferson Laboratory aux USA, entre-autres, couvre et que nous allons détailler par la suite.
- Finalement, les leptons, à travers leur spin $\frac{1}{2}$ et les photons avec leur spin 1, peuvent sonder et analyser la structure en spin des cibles. Le spin est une propriété essentielle des constituants de la matière et il est fondamental de comprendre l'origine et la composition du spin des hadrons. C'est grâce au principe de Pauli et au théorème "Spin-Statistique" que les atomes et les noyaux sont stables et que le monde ne s'écroule pas sur lui-même! La polarisation fournit un bras de levier, un degré de liberté supplémentaire qui est souvent très sensible à des détails ou des composantes fins d'une interaction. Par exemple, avec des faisceaux polarisés, à travers les effets de violation de parité (c.-à-d., l'interaction faible), on peut étudier le contenu en quarks étranges du nucléon.

La sonde électromagnétique n'a évidemment pas que des avantages! Et son principal handicap est que sa constante de couplage, qui reflète son intensité, est très faible : $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{137}$. Les sections efficaces de réaction sont donc très faibles, à peu près trois ordres de grandeur inférieures à celles des faisceaux hadroniques.

1.3. La structure du nucléon et les réactions exclusives

La structure interne du nucléon, c.-à-d. sa sous-structure en quarks et gluons (les *partons*) a été révélée, dès la fin des années 60, par les expériences de diffusion profondément inélastique de leptons ("Deep Inelastic Scattering" : "DIS") avec des faisceaux de leptons

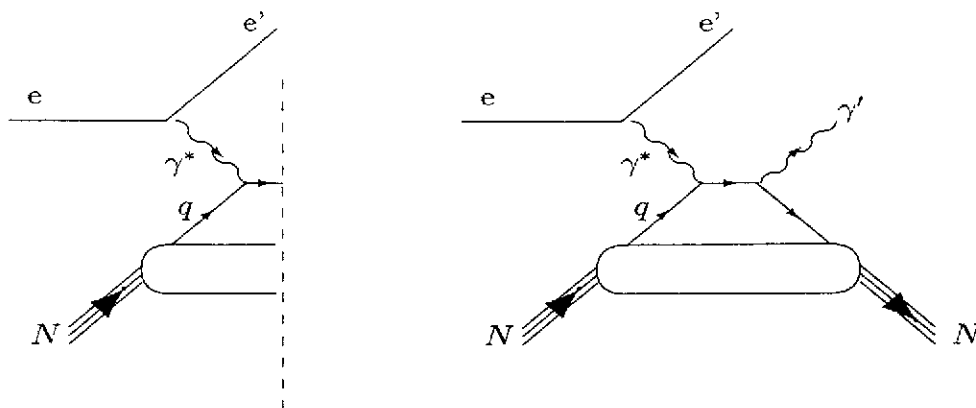


Figure 1. A gauche : une réaction *inclusive*, on ne détecte que l'électron (ou le lepton) diffusé; on ne sait pas ce qu'il advient du nucléon (la plupart du temps, il se fragmente). A droite : une réaction *exclusive* (en l'occurrence, la diffusion Compton virtuelle sur le nucléon), on identifie complètement l'état final de la réaction en détectant l'électron (ou le lepton) diffusé en coïncidence avec (au moins) une autre particule.

de plusieurs GeV. Dans ces réactions de DIS, on ne détectait que le lepton diffusé (voir fig. 1-gauche) et on ne regardait pas ce qu'il advenait du nucléon cible (il peut rester intact, émettre un ou plusieurs mésons, se fragmenter, etc...); on parle de réaction *inclusive*. Même en ne détectant que le lepton diffusé, on a appris une quantité importante de choses sur la structure du nucléon : par exemple, qu'à peu près 50% de l'impulsion du nucléon est portée par les quarks (le reste provenant des gluons) et que pas plus de $\approx 25\%$ du spin du nucléon a pour origine le spin intrinsèque des quarks. Ce dernier résultat était apparu, à la fin des années 80, en complète contradiction avec l'image et les modèles qu'on avait du nucléon où 100% du spin du nucléon, pensait-on, provenait du spin intrinsèque des quarks. On a parlé à un moment donné de "crise du spin" : quelle est donc l'origine du spin du nucléon? A part la contribution du spin intrinsèque des quarks, comment le reste du spin du nucléon est-il réparti entre le moment orbital et la contribution gluonique?

Sans entrer dans les détails dans ce qui suit, il est clair, intuitivement, que si on parvient à détecter une autre particule en coïncidence avec le lepton diffusé, et même à identifier complètement l'état final de la réaction, on obtiendra plus d'information sur le nucléon. Dans le premier cas, on parle de réaction *semi-inclusive* (ou *semi-exclusive*) et dans le second, de réaction *exclusive* où on contrôle complètement l'état final de la réaction. Dans le cadre de QCD, on comprend les réactions exclusives par le biais des diagrammes "sac à main"/"handbag" (fig. 1-droite).

En termes imagés, on peut parler de "microchirurgie" sur le nucléon dans le sens où on extrait un quark du nucléon et on l'y "réimplante" après avoir modifié, soit son impulsion, soit sa saveur, soit son spin, etc... On peut aussi interpréter ces réactions en termes de *corrélation* entre les quarks du nucléon : comment l'un avec une certaine saveur, impulsion, spin se comporte par rapport à l'autre. Il a ainsi été montré qu'en mesurant les distributions angulaires en fonction de l'énergie des produits de ces réactions exclusives, on pouvait accéder à des fonctions de structure qu'une règle de somme relie au moment

orbital porté par les quarks. On a ainsi une possibilité de pouvoir résoudre la “crise du spin” précédemment mentionnée en déterminant la contribution de la composante orbitale au spin du nucléon. Pour une excellente revue récente sur ce domaine, le lecteur peut consulter la référence [1].

Jusqu'à peu, les réactions exclusives étaient difficilement accessibles expérimentalement d'une manière systématique car les sections efficaces associées (qui réclament une détection en coïncidence de plusieurs particules) sont évidemment beaucoup plus faibles que dans le cas inclusif (où seul le lepton diffusé est détecté). Depuis les dix dernières années, avec l'avènement de la nouvelle génération d'accélérateurs de leptons de haute énergie, de haute intensité et de fort cycle utile, combinés avec des détecteurs à grande acceptation et de haute résolution, une grande variété de processus exclusifs ($ep \rightarrow ep\gamma$, $en\pi^+$, epp^0 , etc...) devient maintenant systématiquement mesurable.

Les trois sites expérimentaux actuels où cette physique des réactions exclusives avec des transferts d'impulsion suffisamment élevés pour “voir” les quarks, sont : Jefferson Laboratory¹, HERMES et COMPASS. Chaque expérience a ses avantages et désavantages propres. Le tableau 1 résume leurs caractéristiques principales et montre finalement leur complémentarité. En résumant, on peut estimer que l'atout majeur de JLab est la forte luminosité disponible (environ deux ordres de grandeur supérieurs aux deux autres facilités expérimentales) mais qu'il ne dispose pas, par contre, d'un grand espace de phase. Pour sonder les petits x_B et grands Q^2 , il faut HERMES et COMPASS.

Avant d'aborder la description proprement dite du détecteur CLAS dans le chapitre qui suit, précisons que le programme de physique qui y est en cours ne se résume pas aux seules réactions exclusives sur le nucléon à grande “virtualité” que nous venons de décrire. Il y a aussi tout un programme de spectroscopie, d'étude des résonances du nucléon, de production d'hypérons et d'étude de leur décroissance, de réactions sur les noyaux pour étudier les corrélations entre nucléons ou des phénomènes tels que la “transparence de couleur”, de physique inclusive avec faisceaux et cibles polarisés, etc... Cependant, la physique des réactions exclusives est certainement la plus contraignante, la plus “exigeante”, en termes de demandes sur les performances du détecteur (luminosité, résolution en énergie, en temps, etc...).

2. L'accélérateur CEBAF du JLab

Avant de présenter le détecteur CLAS, nous décrivons brièvement l'accélérateur d'électrons auprès duquel il est installé. CEBAF (*Continuous Electron Beam Accelerator Facility*) est l'accélérateur d'électrons du Jefferson Laboratory situé à *Newport-News* en Virginie aux USA. Il se caractérise par son faisceau continu et de haute intensité, qui va permettre de sonder, avec précision et qualité, la structure en quarks des nucléons. CEBAF peut produire des faisceaux d'électrons d'énergie comprises entre 800 MeV et 6 GeV². La possibilité de produire des faisceaux d'énergie inférieure à 1 GeV est importante car ceci permet de fournir une continuité et un recouvrement entre les précédentes et nouvelles expériences de plus basse énergie. Le choix de 6 GeV comme énergie maximale est un

¹abrégé en JLab, ou encore appelé TJNAF : Thomas Jefferson National Accelerator Facility.

²Notons qu'un projet de montée en énergie à 12 GeV, précédemment évoqué dans le tableau 1, avec une mise en opération approximativement en 2007, est actuellement en discussion aux USA

| | E_i | \mathcal{L} | Q_{max}^2 | x_{Bmin} |
|-------------------------|-------|---------------|-------------|------------|
| CLAS (Va/USA, JLab) | 6 | 10^{34} | 5 | .2 |
| HERMES (Hambourg, DESY) | 27 | 10^{32} | 5 | .01 |
| COMPASS (Genève, CERN) | 200 | 10^{32} | 5 | .001 |
| CLAS (Va/USA, JLab) | 12 | 10^{35} | 8 | .08 |
| ELFE (??, Europe) | 30 | 10^{35} | 13 | .01 |

TAB. 1

Le tableau compare pour les 3 sites expérimentaux existant actuellement (partie supérieure du tableau), les valeurs de l'énergie du faisceau incident, sa luminosité, approximativement le carré du quadri-moment transféré maximum (Q_{max}^2) compte-tenu de la luminosité et la valeur minimum de x_B (la variable de Bjorken représente la fraction d'impulsion portée par un quark dans les processus inclusifs; il est nécessaire d'en couvrir un domaine aussi important que possible pour avoir une image complète du nucléon). Dans la partie inférieure du tableau, on a ajouté les projets de machine actuellement en discussion (voir références [2,3] pour de plus amples détails). On ne compare dans ce tableau que des détecteurs à grande acceptation qui sont, de façon générale, les plus appropriés pour une étude des réactions exclusives à plusieurs corps dans l'état final (il existe cependant à JLab aussi des halls expérimentaux avec des spectromètres "à bras" traditionnels qui permettent d'atteindre des luminosités plus importantes au prix d'une acceptation moindre adaptée à certaines réactions exclusives à état final limité).

compromis entre la nécessité scientifique d'électrons de longueur d'onde associée suffisamment courte (comme explicité dans la section précédente) et le coût d'un accélérateur qui croît avec l'énergie.

L'architecture de CEBAF est présentée sur la figure 2. Un canon à électrons produit un faisceau stable qui est accéléré dans l'injecteur jusqu'à une énergie de 45 MeV (à une vitesse proche de celle de la lumière). Le faisceau est alors injecté dans l'accélérateur principal qui consiste en deux accélérateurs linéaires (*linacs*), basés sur au total 338 cavités supraconductrices en Niobium, qui peuvent accélérer les particules de 400 MeV à 600 MeV (sur 240 m) et deux arcs de recirculations de 180° . La machine est basée sur le concept de recirculation. A la fin de l'injecteur, le faisceau pénètre dans le premier linac où il peut gagner jusqu'à 600 MeV. Il atteint alors le premier arc qui le transporte jusqu'à l'entrée du second linac où il gagne de nouveau 600 MeV. Le prochain arc de recirculation ramène alors le faisceau à l'entrée du premier linac où il est accéléré de nouveau. Le processus peut être répété 5 fois pour atteindre une énergie maximale de 6 GeV. Le faisceau est alors extrait et délivré aux halls expérimentaux quand l'énergie désirée est atteinte.

Ce processus très économique (d'un point de vue financier) est rendu possible par le fait que les électrons sont totalement relativistes. Les faisceaux de différentes énergies traversent simultanément les linacs à essentiellement la même vitesse et restent ainsi en phase avec le champ accélérateur de la machine. Cette procédure où 5 faisceaux d'électrons à 5 énergies différentes sont simultanément présents dans un linac nécessite 5 arcs de recirculation distincts dont le champ magnétique correspond à l'énergie du faisceau. A la fin de chaque linac, les électrons sont séparés verticalement (par un "spreader") selon leur

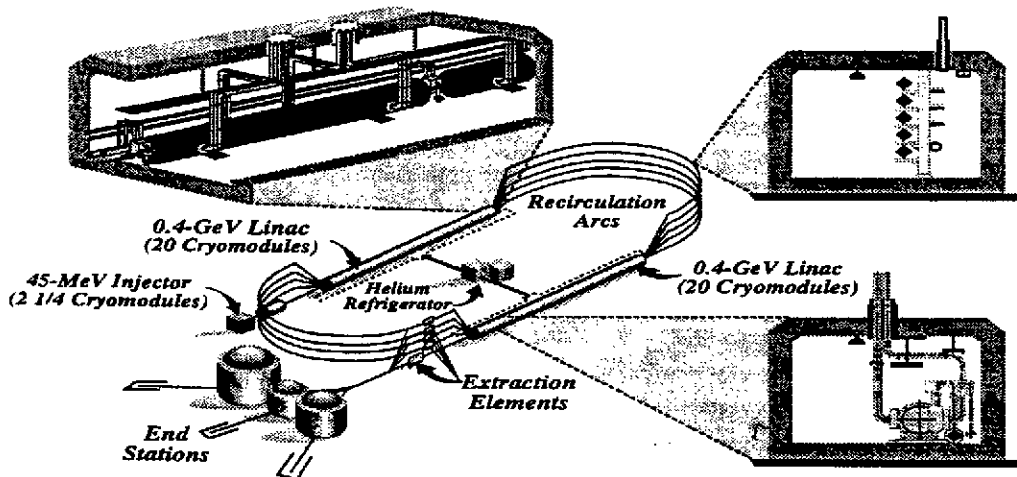


Figure 2. Configuration de l'accélérateur d'électrons CEBAF.

énergie et dirigés vers l'arc de recirculation approprié. Les faisceaux sont alors recombinaés à l'entrée du linac suivant. Trois salles expérimentales (Halls A, B et C) peuvent recevoir le faisceau simultanément. Diverses expériences avec différents détecteurs peuvent donc être réalisées simultanément, accroissant à la productivité et la flexibilité du laboratoire.

Une des caractéristiques majeures de CEBAF est son "cycle utile". Principalement à cause des limites technologiques, jusqu'à nos jours, les faisceaux classiques étaient structurés en *pulses*. Le rapport du temps pendant lequel un électron frappe effectivement la cible à l'intervalle de temps qui sépare chaque pulse définit le *cycle utile*. A faible cycle utile, il est clair qu'il y a un temps important pendant lequel rien ne se passe, les événements n'ayant lieu que lorsqu'un pulse du faisceau frappe la cible. On aurait alors tendance à penser qu'il faut augmenter le nombre de particules incidentes dans le pulse pour compenser ce temps mort. Mais il est aussi important d'éviter qu'il y ait plusieurs événements qui proviennent d'un même pulse afin de ne pas confondre des particules provenant d'une réaction avec celles provenant d'une autre (on parle de coïncidences accidentelles). Cette dernière considération limite sévèrement le nombre de particules qui peuvent être contenues dans un pulse et par conséquent la quantité de données qui peut être collectée dans un temps donné. La limite de l'intensité des faisceaux qui résulte de ces considérations a été le principal obstacle à la mesure des faibles sections efficaces des réactions exclusives (qui réclament une coïncidence) dans le passé. La solution est évidemment de réduire le temps mort entre les pulses, c.à.d. en fait, de tendre vers un cycle utile de 100%, c.à.d. un faisceau continu. Ceci est maintenant devenu technologiquement possible avec les importants progrès de la dernière décennie dans le domaine des *supraconducteurs*, dont CEBAF fait plein usage. CEBAF peut ainsi fournir un faisceau d'une intensité de $200 \mu A$ (correspondant à 1.2×10^{15} électrons par seconde) avec un cycle utile de $\approx 100\%$ sur toute la plage en énergie précédemment mentionnée et avec une résolution en énergie de l'ordre de 10^{-4} .

Il est aussi possible de produire des faisceaux polarisés (à partir d'une source d'Arseniure de Gallium contraint) jusqu'à 65% de polarisation longitudinale à $100 \mu A$. Avec en plus

des cibles polarisées, une exploration minutieuse de la matière nucléaire peut ainsi être envisagée dans ce laboratoire de classe mondiale.

Le premier faisceau a été délivré en juin 1994 dans le Hall C et le programme expérimental a commencé fin 1995 dans ce Hall. A peu près 1500 physiciens de plus de 30 pays y travaillent régulièrement.

3. Le détecteur CLAS au JLab

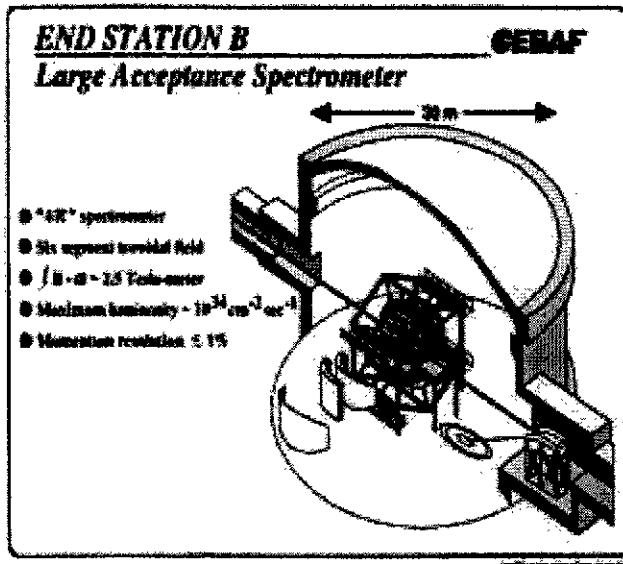


Figure 3. Vue générale et caractéristiques principales du Hall B et du détecteur CLAS. On distingue à l'entrée du Hall le système radiateur/étiquetage qui permet, à partir du faisceau d'électrons, d'obtenir un faisceau de photons réels et de mesurer leur énergie.

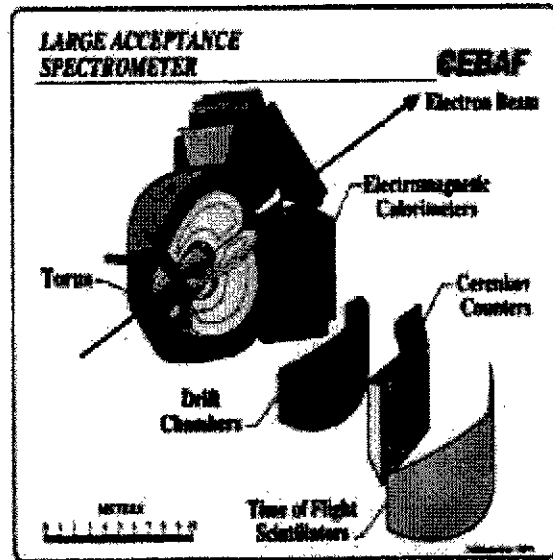


Figure 4. Vue "éclatée" du détecteur CLAS mettant en évidence les différents groupes de détecteurs et leur structure.

CLAS (*CEBAF Large Acceptance Spectrometer*) est le détecteur à grand angle solide de CEBAF situé dans le Hall B. La figure 3 présente une vue générale du détecteur. CLAS est bâti autour de six bobines supraconductrices qui produisent un champ magnétique toroïdal avec une symétrie approximativement cylindrique par rapport à la ligne de faisceau. Les six bobines définissent ainsi six secteurs symétriques. Chaque secteur contient, en partant de la cible :

- Des chambres à dérive (sur une distance de ≈ 2.50 m) qui vont servir à déterminer les trajectoires des particules chargées provenant de la cible,
- Des compteurs Cerenkov à gaz pour identifier les électrons,
- Des scintillateurs pour le trigger et la mesure du temps de vol,
- Un calorimètre électromagnétique pour l'identification et la mesure de l'énergie des particules électromagnétiques et la détection des particules neutres.

La figure 4 présente une vue plus détaillée du détecteur. Nous présentons ci-dessous les diverses composantes plus précisément.

3.1. Les bobines toroïdales

Il y a principalement deux types de configurations de champs magnétiques qui ont été utilisées dans le passé pour les spectromètres : les champs *longitudinaux* générés par des solénoïdes et les champs *transverses* produits par des dipôles. Les solénoïdes peuvent couvrir un grand angle solide mais le champ magnétique résultant est parallèle au faisceau, ce qui signifie que les particules émises à petit angle vers l'avant vont pratiquement dans la direction du champ et ne subissent donc que peu de déflexion. Dans une configuration de cible fixe comme celle de CLAS, où la plupart des particules vont être émises aux angles avant extrêmes (par le "boost" de *Lorentz*), il est clair que la très pauvre résolution en impulsion qui en résulte est un handicap majeur.

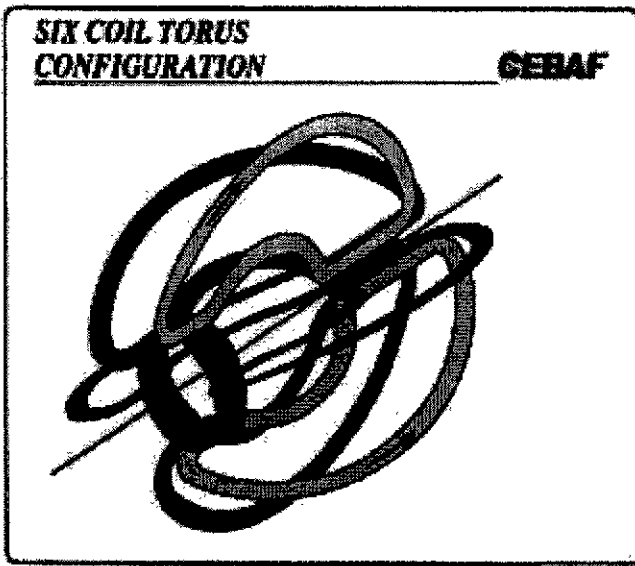


Figure 5. Forme des bobines de CLAS générant le champ magnétique toroïdal. A proximité des bobines, le champ est perpendiculaire au plan des bobines.

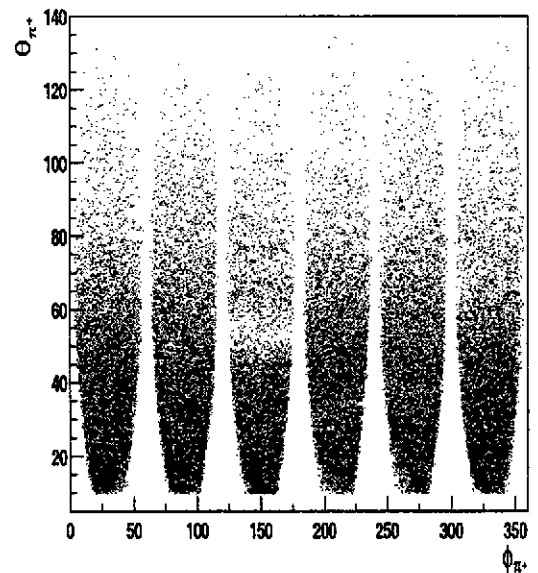


Figure 6. Acceptance (θ, Φ) des π^+ dans CLAS (données réelles). On distingue clairement les coupures dans l'acceptance de CLAS dues aux bobines.

Une configuration dipolaire pourrait permettre une haute résolution aux angles avant. Cependant, pratiquement, la taille et la disposition de tels dipôles est limitée et, de façon plus importante, le champ magnétique transverse qui en résulterait tend à répandre le bruit de fond électromagnétique (électrons *Möller* principalement) dans le détecteur.

De plus, les deux configurations ne permettent pas de préserver facilement une région sans champ autour de la cible, ce qui est fortement désirable pour les expériences nécessitant une cible polarisée. Ces considérations ont donc mené à envisager une troisième configuration de champ magnétique qui n'a jamais été utilisée auparavant et qui est plus adaptée à la luminosité, à l'énergie de CEBAF et la géométrie spécifique de CLAS. Il s'agit d'un

champ toroïdal toujours perpendiculaire à l'impulsion des particules (ce qui est important pour atteindre de hautes résolutions) généré par six bobines supraconductrices.

Le souci d'un champ magnétique fort dans la direction avant et qui diminue d'intensité avec les grands angles, tout en gardant une région sans champ autour de la cible, mènent naturellement à la forme des bobines illustrée sur la figure 5. Cette configuration fournit le champ magnétique le plus intense là où les impulsions des produits de réaction sont les plus grandes alors que l'intensité du champ décroît avec les grands angles là où les impulsions des particules diminuent. Un courant total de 5×10^6 Ampères-tours génère un champ de ≈ 2 Teslas dans la région avant.

Cette configuration de champ n'est cependant pas idéale car la couverture angulaire en ϕ (angle azimutal) se trouve limitée par la présence des bobines (d'où diminution de l'espace de phase, voir figure 6) et le champ n'est pas homogène, rendant la reconstruction des trajectoires plus compliquée.

3.2. Les chambres à dérive

Pour reconstruire les trajectoires des particules chargées, chacun des six secteurs de CLAS contient trois *régions* de chambre à dérive. La séparation de l'espace de détection des trajectoires en trois régions permet de minimiser la diffusion multiple parasite. En forme de "quartier (ou plutôt de "sixième") d'orange" (voir fig. 7), les chambres couvrent un domaine angulaire polaire de 8° jusqu'à 142° . La première région se situe à environ 70 cm de la cible dans une région à faible champ magnétique. La deuxième région, à peu près à 2 m de la cible, s'étend entre les bobines dans une région où le champ est le plus intense. La troisième et dernière région se trouve au-delà des bobines, à environ 3 m de la cible.

Chaque région est divisée en deux *supercouches*, chacune composée de six *couches* de fils. Les deux supercouches diffèrent par l'orientation des fils : les fils de la seconde supercouche font un angle de 6° (angle "stereo") par rapport à ceux de la première (fils "axiaux"), ce qui permet de définir deux axes et donc un repère pour déterminer les deux coordonnées de passage des particules. Cet angle de 6° est un compromis entre le plus grand angle possible $< 90^\circ$ (meilleur pour la résolution) et la contrainte mécanique (étant donné la géométrie particulière de CLAS) d'avoir des fils presque perpendiculaires à l'axe du faisceau. L'objectif physique est de reconstruire les trajectoires de toutes les particules chargées avec des impulsions supérieures à 100 MeV émises entre 8° et 140° en angle polaire et qui ne frappe pas les bobines en ce qui concerne l'angle azimutal. Les résolutions sont environ $0.5\% \leq \frac{\delta p}{p} \leq 1.0\%$ pour les impulsions et $1. \leq \delta\theta \leq 1.5 \text{ mrad}$, $2. \leq \delta\phi \leq 3. \text{ mrad}$ pour les angles. Pour atteindre ce but, les trajectoires des particules doivent être mesurées avec une précision de 200 microns par fil et le matériel dont les chambres sont faites doit contribuer à moins du pourcent de longueur de radiation à la diffusion multiple. Il y a à peu près 36.000 fils actifs (≈ 130.000 au total) dans le système des chambres. Les cellules définies par les fils sont de forme hexagonale (voir la figure 8 pour le détail de l'arrangement des fils) et les distances maximales de dérive des ions sont de .7, 1. et 2. cm pour les trois régions dans l'ordre. Le choix du gaz pour les chambres s'est porté sur un mélange de 90% d'argon et de 10% de dioxyde de carbone.

De plus amples détails sur ces chambres à dérive peuvent être trouvés dans la référence [4].

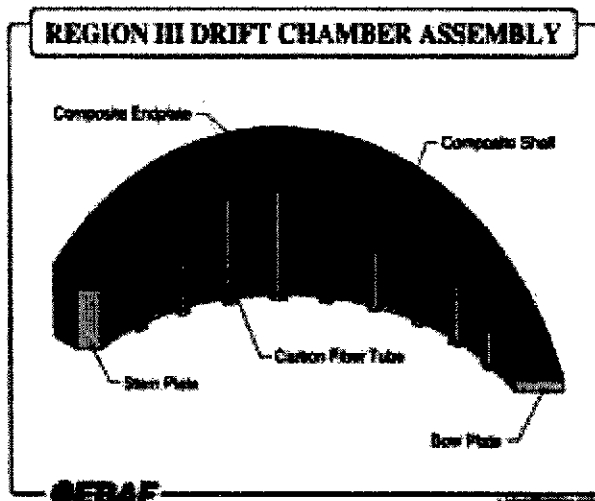


Figure 7. La figure présente la forme des chambres à dérive de CLAS (correspondant à une région d'un secteur de CLAS). La direction des fils "axiaux" est verticale sur cette figure (parallèles aux tubes de fibre de carbone). Les fils "stereo" font un angle de 6° avec cette direction.

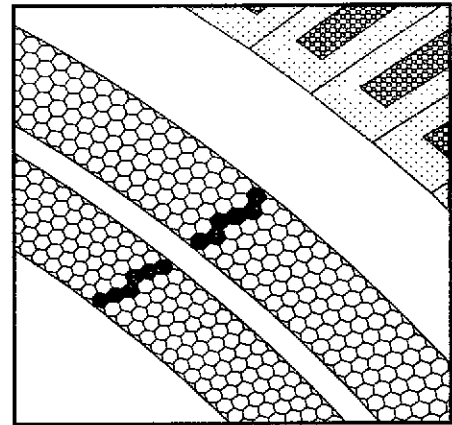


Figure 8. Zoom sur une partie de la région 3 des chambres à dérive montrant les 2 *supercouches*. Les fils actifs sont au centre de chaque cellule hexagonale et les fils *de champ* sont aux vertex. On voit sur la figure les cellules déclenchées suite au passage d'une particule chargée.

3.3. Les détecteurs Cerenkov

Une source importante de bruit de fond dans les expériences de diffusion d'électron est due à des pions qui sont confondus avec des électrons. Des détecteurs Cerenkov à gaz placés juste derrière la dernière région des chambres à dérive permettent d'identifier les électrons et de rejeter les pions dans la plupart des cas. Le pouvoir de réjection typique d'un détecteur Cerenkov à gaz est de l'ordre de 100 :1. Cette discrimination est cependant fortement dépendante de l'énergie des particules et de leur nombre relatif. Ainsi, à petit angle et par conséquent à grande impulsion, les particules avec une vitesse plus grande que celles correspondant au "*seuil du pion*" ne pourront pas être distinguées. Aussi, à grand angle, où le nombre de pions est bien plus important que celui des électrons, le rapport du nombre de pions pris pour des électrons au nombre d'électrons devient bien plus grand que .01. Le calorimètre électromagnétique que nous allons décrire un peu plus loin permet alors de compléter la réjection des pions. Le détecteur Cerenkov participe au trigger en sélectionnant les électrons.

Pour de plus amples informations sur ce détecteur, le lecteur peut consulter la référence [7]. Les figures 9 et 10 illustrent la géométrie particulière des détecteurs Cerenkov de CLAS.

3.4. Les scintillateurs

75 scintillateurs dans chaque secteur, situé à ≈ 4.90 m (pour les angles avant) de la cible couvrent un domaine angulaire de $\approx 8^\circ$ à 142° . Chaque scintillateur a 5 cm d'épaisseur et 15 cm de largeur, correspondant à une couverture angulaire polaire θ de $\approx 3^\circ$. Leur longueur varie de 32 à 450 cm selon θ . En photoproduction, l'information en temps provenant des scintillateurs est la base du système de trigger. Le détecteur

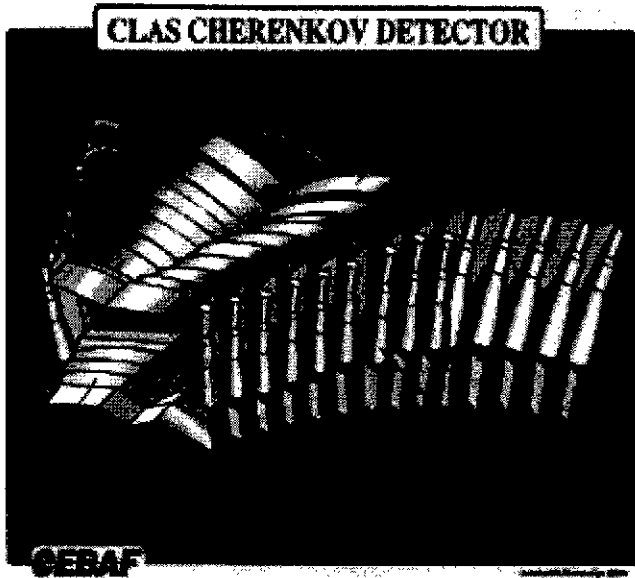


Figure 9. Vue en perspective des détecteurs Cerenkov (correspondant à un secteur de CLAS).

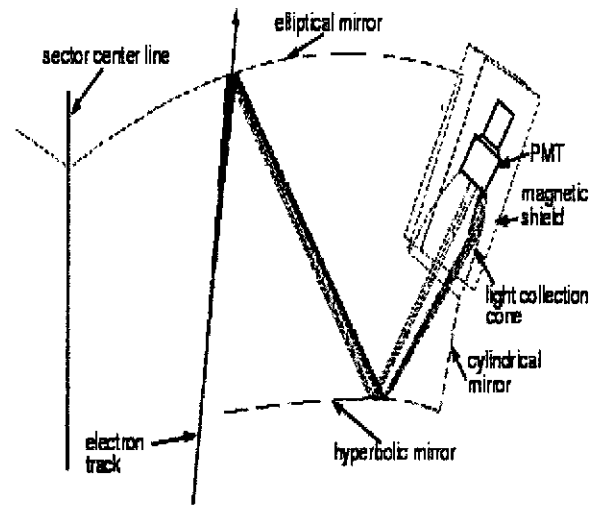


Figure 10. Arrangement optique d'un des 216 modules optiques du détecteur Cerenkov de CLAS.

a été conçu pour opérer à une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ce qui conduit à un taux d'interaction hadronique de quelques MHz pour une section efficace électromagnétique typique de l'ordre de quelques centaines de μb .

Après sélection du trigger, le taux de comptage correspond à quelques kHz dans un compteur situé à environ 10° , l'ordre de grandeur des taux que le système d'acquisition des données doit gérer. Les scintillateurs servent aussi à l'identification des particules par la technique de la mesure de temps de vol. La longueur d'une trajectoire (mesurée par les chambres à dérive) divisée par le temps de vol fourni par les scintillateurs détermine la vitesse de la particule. Combinée avec l'impulsion reconstruite, ceci permet l'identification de la masse de la particule. La figure 11 illustre cette méthode. La résolution en temps de vol résultante est de l'ordre de 200 ps et permet de discriminer les pions des kaons jusqu'à des impulsions de l'ordre de 2 GeV/c. La figure 12 montre la projection des masses.

Notons à ce stade que dans CLAS la méthode de mesure de temps de vol est fortement améliorée par la microstructure du faisceau de CEBAF. En effet, bien que le faisceau soit communément considéré comme *continu*, il est en fait composé de "*micro-pulses*" d'électrons espacés de 2 ns pour chaque Hall expérimental. Cette micro-structure est fort utile car elle permet de définir un temps initial d'interaction de façon très précise si le pulse dont provient un événement est identifié. Pour les expériences utilisant un faisceau d'électrons, on "*remonte*" à ce pulse en ayant identifié un électron (par le calorimètre -voir la section suivante- et le détecteur Cerenkov) et en ayant mesuré son impulsion et sa trajectoire (par les chambres à dérive). Pour les expériences utilisant un faisceau de photon, un système de scintillateurs minces (3 mm d'épaisseur) est installé autour de la cible (à environ 30 cm) afin de déterminer le pulse qui a produit l'événement. La résolution de ces scintillateurs ("*start counters*") n'a pas besoin d'être extrêmement performante puisqu'il faut identifier des pulses espacés de 2 ns. Une résolution de l'ordre de 350 ps est

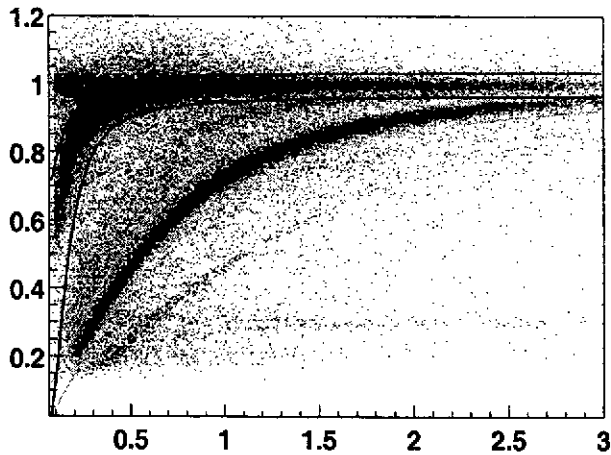


Figure 11. La figure présente la corrélation entre le temps de vol (en ordonnées, par rapport à des particules de $\beta = \frac{v}{c} = 1$) et l'impulsion (en abscisse) pour des particules positives (données réelles). On distingue clairement les "bandes" correspondant aux positrons, pions ("bande" supérieure), kaons, protons ("bande" inférieure) et deutérons.

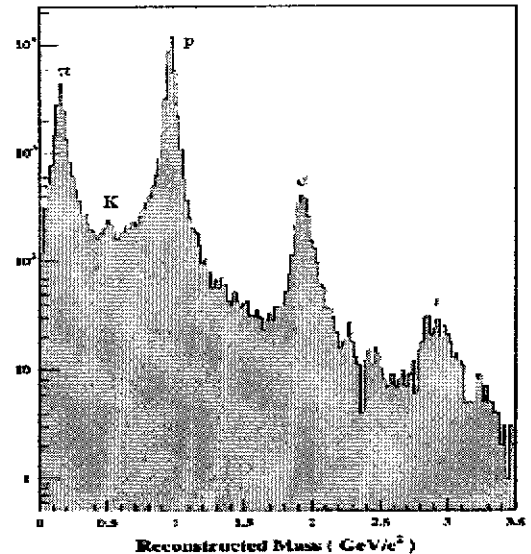


Figure 12. Projection des masses reconstruites. Les deutérons et les tritons proviennent des parois de la cible.

estimée nécessaire. En électrons, de tels compteurs ne sont pas nécessaires, car le pulse initial est déterminé en identifiant l'électron de l'état final (grâce à la combinaison des Cerenkov et du calorimètre électromagnétique) et en remontant sa trace (avec $\beta = \frac{v}{c} = 1$) au point d'interaction.

De plus amples détails sur le système de mesure de temps de vol du détecteur CLAS peuvent être trouvés dans les références [5,6].

3.5. Les calorimètres électromagnétiques

CLAS est équipé de six calorimètres électromagnétiques, un par secteur. Chaque calorimètre a une forme triangulaire avec des cotés de ≈ 4 m de long, et est situé à ≈ 5 m de la cible. Il est composé de 39 couches de scintillateurs plastiques de 1 cm d'épaisseur alternés avec des plaques de plomb de 2.2 mm. Chaque couche de scintillateur est faite de 36 compteurs, de 10 cm de largeur, parallèle à un côté du triangle, ce côté changeant avec chaque couche de scintillateurs. Le "motif" est illustré sur la figure 13.

Les cotés des triangles définissent donc trois axes appelés U, V et W et donc des cellules qui sont approximativement des triangles équilatéraux (voir figure 14). Ces cellules vont permettre de faire des mesures de position. En particulier, pour les photons, elles constituent la seule information positionnelle disponible car ils n'interagissent pas dans les chambres. Des particules arrivant simultanément dans des cellules non-adjacentes du calorimètre donneront toujours un signal dans un scintillateur différent dans au moins une des couches U, V ou W. Des événements à particules multiples peuvent donc être résolus (décroissance des π^0 en deux photons par exemple).

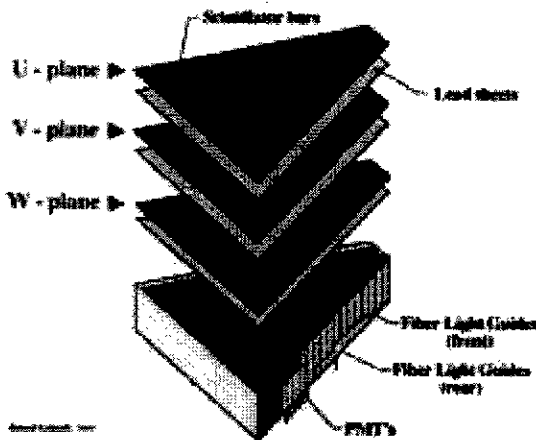


Figure 13. Vue "explodée" d'un des six calorimètres électromagnétiques de CLAS.

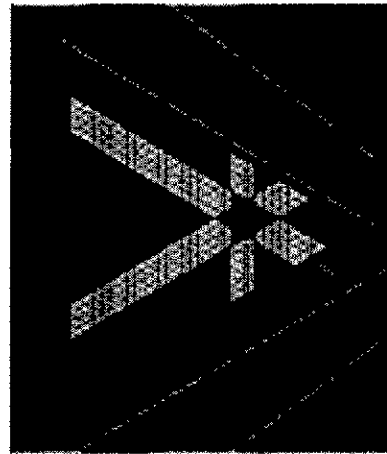


Figure 14. Vue de face du calorimètre et profil transverse d'une gerbe électromagnétique montrant sa localisation grâce aux projections sur les couches U, V et W.

Pour améliorer la discrimination pion/électron, le calorimètre est aussi divisé en parties avant (15 premières couches) et arrière (24 couches). Le profil de perte d'énergie d'une particule ainsi déterminé fournit un puissant moyen d'identifier les électrons. Pour des impulsions de particules supérieures à 2.8 GeV (au dessus du seuil de pion Cerenkov), la discrimination pion/électron proviendra uniquement du calorimètre. La résolution attendue de $\frac{\Delta E}{E} \leq \frac{1}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ permet l'identification de 98% des électrons et le rejet de 99.3% des pions.

En dernier lieu, le calorimètre permettra aussi de détecter des neutrons avec des efficacités de $\approx 50\%$, grâce à leur grande longueur d'interaction. En résumé, le calorimètre électromagnétique aura quatre utilités :

- L'identification et la mesure de l'énergie des électrons,
- La réjection des pions,
- La reconstruction des décroissances (π^0, η, \dots),
- La détection de neutron.

Pour en savoir plus sur ce calorimètre, le lecteur est invité à consulter la référence [8].

3.6. Capacités additionnelles

L'appareillage permet d'opérer avec des cibles polarisées. Des cibles avec 90% de polarisation du proton (NH_3 solide) et 50% de polarisation de neutron (ND_3) seront disponibles.

Il permet aussi d'effectuer des expériences de photoproduction grâce à un système de "tagging" et l'effet de *Bremsstrahlung* [9]. Le système radiateur/tagger est constitué d'un aimant dipolaire uniforme ($\approx 11.3 \text{ kG}$) et permet de produire des photons d'énergie entre 20% et 95% de l'énergie de l'électron à des taux de $10^{-7}/\text{s}$ et de mesurer leur énergie par "étiquetage" avec une résolution en énergie $\frac{\delta E_\gamma}{E_\gamma} = .3\%$.

4. Conclusion

La très bonne résolution en impulsion ($\frac{\delta p}{p} \approx .5\%$ FWHM à petits angles) et sa grande acceptance ($\approx 3\pi$) font de CLAS un outil unique pour l'étude de la matière nucléaire. Le programme de physique est vaste et comprend de manière générale les études de réactions où il y a plus de deux particules non corrélées dans l'état final, les expériences nécessitant une faible luminosité (en photons taggés, avec cible polarisée,...) et les réactions à faible section efficace où la grande acceptance de CLAS permet de "compenser" et d'obtenir des taux de comptage raisonnables. Un exemple typique est la première¹ mesure [11] de l'asymétrie de spin du faisceau pour la réaction DVCS (partie droite de la figure 1) à grand transfert d'impulsion, réaction à très faible section efficace par excellence et surtout, premier pas vers un accès au moment orbital des quarks à l'intérieur du nucléon [1].

Soulignons finalement quelques défis que la construction et la mise en opération de CLAS ont du affronter et qui correspondent, pour certains, à des performances uniques en leur genre :

- L'aimant toroïdal supraconducteur : par l'intensité du champ et sa forme géométrique.
- Les chambres à dérive à une telle échelle : 36.000 fils actifs, 130.000 fils au total, dans une géométrie particulière.
- Le système d'acquisition, le stockage sur disque, l'analyse *on-line* : 10 MBytes/s à extraire de façon continue.
- Et plus généralement, c'est une des premières fois que la communauté de la physique hadronique et de la sonde électromagnétique se rassemble à un tel degré pour concevoir, construire et utiliser un détecteur d'une telle échelle : 34 instituts internationaux, 130 collaborateurs permanents, 60 millions de dollars de budget de construction,..

Pour en savoir plus sur la collaboration CLAS, nous invitons le lecteur à consulter la page "web" : "<http://www.jlab.org/Hall-B>".

REFERENCES

1. K. Goeke, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, *Prog.Part.Nucl.Phys.* 47 (2001) 401.
2. "White Book", *The Science driving the 12 GeV upgrade of CEBAF*, http://www.jlab.org/div_dept/physics_division/GeV.html
3. *Elfe : Physics Motivation*, http://www-dapnia.cea.fr/Sphn/Elfe/Report/ELFE_phys.pdf, to appear as a NUPPEC report and "TESLA : The superconducting electron positron linear collider with an integrated X-Ray laser laboratory", Technical Design Report. PT. 6 : Appendices. Chapter 4 : ELFE : The Electron Laboratory For Europe. By TESLA-N Study Group (M. Anselmino et al.). DESY-01-011FD, DESY-2001-011FD, DESY-TESLA-2001-23FD, DESY-TESLA-FEL-2001-05FD, ECFA-2001-209FD, Mar 2001. 17pp.

¹quasi-simultanément avec l'expérience HERMES précédemment mentionnée [10].

4. M. Mestayer et al., Nucl. Instr. Meth. A **449** (2000) 81.
5. E.S. Smith et al., Nucl. Instr. Meth. A **432** (1999) 265.
6. S. Taylor et al., Nucl. Instr. Meth. A **462** (2001) 484.
7. G. Adams et al., Nucl. Instr. Meth. A **465** (2001) 414.
8. M. Amarian et al., Nucl. Instr. Meth. A **460** (2001) 460.
9. D. Sober et al., Nucl. Instr. Meth. A **440** (2000) 263.
10. A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 182001.
11. S. Stepanyan et al., Phys.Rev.Lett. **87** (2001) 182002.