



**HAL**  
open science

## Les grandes lignes du programme de recherches à CEBAF

B. Frois

► **To cite this version:**

B. Frois. Les grandes lignes du programme de recherches à CEBAF. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique ou..aujourd'hui et demain avec des électrons", Maubuisson, (France), du 14-19 septembre 1992: 11ème session, 1992. cel-00648076

**HAL Id: cel-00648076**

**<https://cel.hal.science/cel-00648076>**

Submitted on 5 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.

# LES GRANDES LIGNES DU PROGRAMME DE RECHERCHES A CEBAF

*Bernard Frois*

DAPNIA/SPhN

Centre d'Etudes de Saclay,  
91191 Gif sur Yvette, France.

## 1 INTRODUCTION

Pour comprendre comment est constituée la matière dense des noyaux atomiques, il faut disposer de sondes suffisamment pénétrantes pour "voir" les interactions entre particules au cœur des noyaux. En effet, sans mesures précises et d'interprétation simple, on ne peut espérer dégager une théorie de systèmes si complexes. Depuis le début des années 60, de très nombreux résultats expérimentaux ont mis en évidence les qualités des faisceaux d'électrons, de muons et de neutrinos. Ces particules, les leptons, sont ponctuelles et on connaît parfaitement leur interaction avec les constituants du noyau. Leur interaction est suffisamment faible pour leur permettre de pénétrer au cœur du noyau, sans en perturber de façon significative la structure.

De façon imagée on peut comparer la diffusion de leptons à un microscope dont la résolution spatiale est d'autant meilleure que l'énergie du faisceau est grande. Les faisceaux d'électrons de 500 MeV permettent aux physiciens nucléaires d'étudier la structure des noyaux avec une résolution de l'ordre de 1 fm, c'est à dire de la taille du nucléon. Des électrons d'énergie beaucoup plus élevée,  $E > 20$  GeV, ne voient plus le noyau comme un ensemble cohérent, mais comme un nuage de quarks indépendants. Pour des raisons de simplicité, les recherches expérimentales se sont donc séparées en physique nucléaire à basse énergie, et en physique des particules à haute énergie. Entre ces deux domaines se situe une transition où l'on peut voir la transformation progressive des quarks en nucléons. C'est aujourd'hui un domaine de recherches passionnantes qui fait l'objet de l'Ecole Joliot-Curie 1992. Ce cours se propose de présenter le domaine expérimental qui va s'ouvrir avec CEBAF, un nouvel accélérateur d'électrons de 4 GeV à faisceau continu.

Au cours des années 1970-1980, l'étude de la structure nucléaire par diffusion d'électrons s'est concentrée sur la distribution des nucléons et des courants d'échanges mésoniques dans les noyaux. Les résultats expérimentaux ont montré la validité du concept de structure en couches au centre du noyau, et mesuré quantitativement les courants d'échan-

ges mésoniques. Mais, ils démontrent que nous sommes arrivés aux limites de cette description et que pour faire progresser notre compréhension de la matière nucléaire il faut maintenant tenir compte de la structure interne du nucléon. A peu près à la même époque, les expériences de haute énergie ont montré que les quarks et les gluons sont, avec les électrons et les photons, les constituants fondamentaux du noyau. La théorie de l'interaction forte s'est développée sur une base très solide dans le cadre de la chromodynamique quantique. On est désormais convaincu que cette théorie pour les quarks et les gluons est aussi solidement fondée que l'électrodynamique quantique pour les électrons et les photons dans les atomes. La recherche expérimentale se concentre actuellement dans deux directions:

- Etude du déconfinement des quarks dans les collisions d'ions lourds à très haute énergie pour découvrir le plasma quark-gluon. Les Etats-Unis ont entrepris la construction du collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven. En Europe, un programme a débuté avec le faisceau de SPS au CERN. A long terme, il est prévu un programme ambitieux utilisant le futur collisionneur de haute énergie du CERN, le LHC (Large Hadron Collider).
- Etude de la manière dont les quarks passent de l'état libre (qu'on voit dans les expériences de haute énergie) à l'état confiné dans les noyaux. Ce programme expérimental nécessite des faisceaux d'électrons continus dont l'énergie balaye le domaine situé traditionnellement entre la physique nucléaire classique et la physique des particules. Aux Etats-Unis, il va commencer avec l'accélérateur de 4 GeV de CEBAF. En Europe, on prépare un projet d'accélérateur d'électrons à faisceau continu de 15 à 30 GeV.

La physique nucléaire évolue donc naturellement aujourd'hui vers ce qui se situait il y a quelques années à la frontière de la physique nucléaire et de la physique des particules. On cherche aujourd'hui à comprendre non seulement les propriétés des noyaux, mais aussi la structure des hadrons et la dynamique du confinement des quarks. En effet, la chromodynamique quantique n'est vraiment prédictive qu'à très haute énergie où les quarks sont à l'état libre. Dans les noyaux, les quarks sont confinés dans les hadrons et la théorie n'en est là qu'à ses balbutiements. La chromodynamique quantique soulève plusieurs questions nouvelles sur la structure nucléaire: par exemple, le rôle des échanges de quarks, l'existence possible d'une interaction de couleurs entre nucléons dans un noyau, la transparence de couleur, la différence entre la distribution des quarks dans le nucléon et dans les noyaux. Toutes ces questions sont d'une importance fondamentale pour comprendre la physique de notre univers et en particulier pour construire une théorie réaliste de la matière dense.

## 2 CEBAF

En 1995, les installations expérimentales du nouvel accélérateur d'électrons de 4 GeV CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) vont entrer en service. CEBAF est situé à Newport News en Virginie aux Etats-Unis, près de la ville de Norfolk (Figure 1).

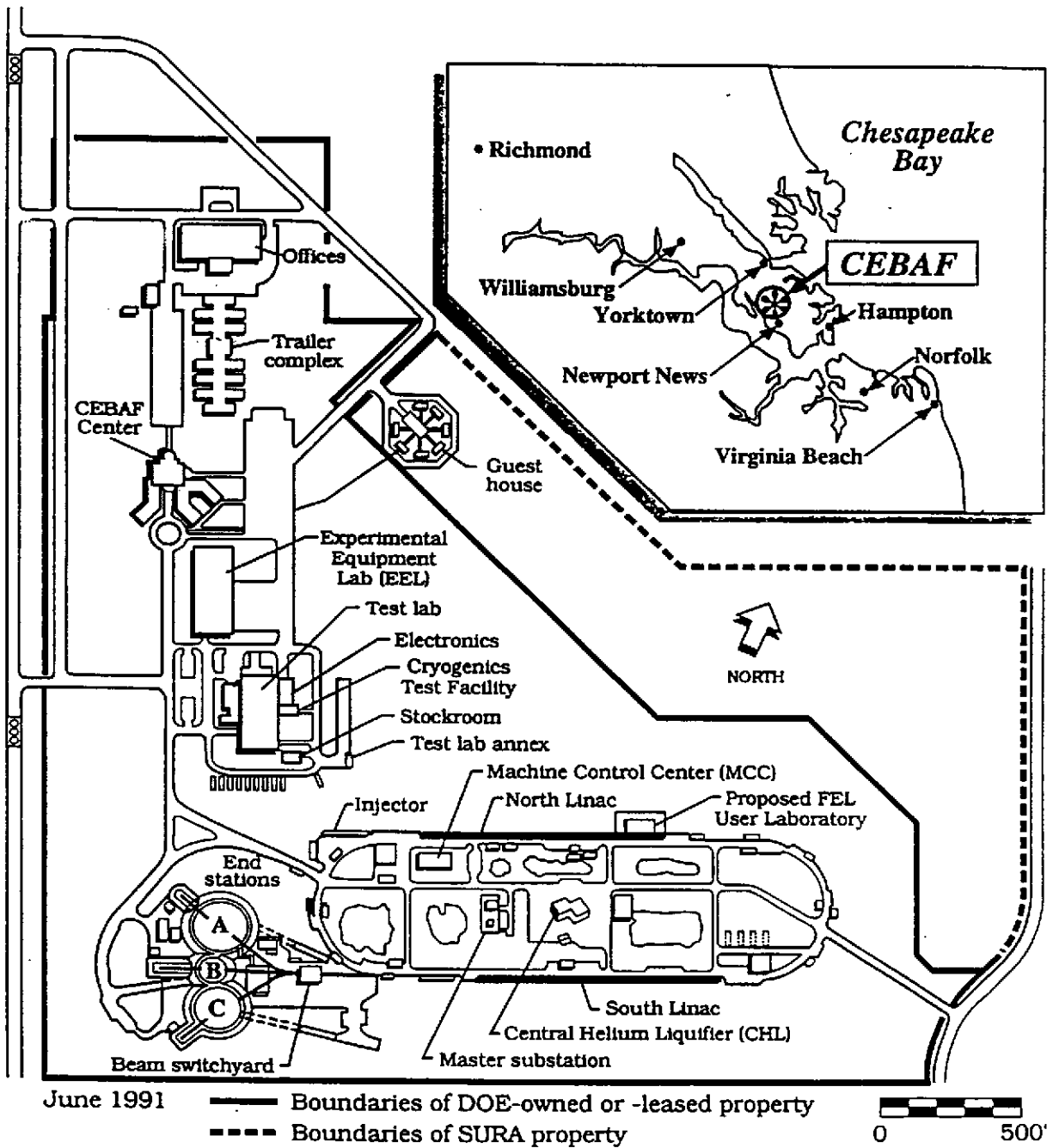


Figure 1: *Vue d'ensemble des installations de CEBAF.*

Les principales caractéristiques de CEBAF sont données dans la table 1. Le faisceau d'électrons de CEBAF disposera simultanément d'une émittance et d'une résolution en énergie tout à fait remarquables. Son intensité élevée lui permettra de faire fonctionner en même temps trois salles expérimentales, connues sous le nom de Halls A, B et C représentées sur la figure 2.

700 physiciens provenant de 200 institutions ont préparé des propositions d'expérience à CEBAF. Actuellement 34 propositions auxquelles participant 250 physiciens provenant de 66 institutions ont déjà été acceptées. Environ la moitié du temps de faisceau disponible jusqu'en 1996 a été ainsi distribuée, soit 783 jours de faisceau.

Jusqu'à présent les accélérateurs d'électrons avaient des faisceaux pulsés. Le cycle utile de ces accélérateurs était au mieux de l'ordre du pour-cent, ce qui limitait considérablement la qualité des résultats des expériences de détection de particules en coïncidence. L'utilisation de cavités supraconductrices à CEBAF permettra d'accélérer un faisceau continu d'électrons, d'énergie variable jusqu'à 4 GeV. Cet accélérateur représente avec le projet RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven la majeure partie des investissements américains en physique nucléaire. Il ouvre un domaine d'exploration scientifique nouveau où il est possible de faire des expériences avec une détection de particules en coïncidences à grand transfert d'énergie et d'impulsion.

Energie minimum	0.5 GeV
Energie maximum	4 GeV
Intensité maximum	200 $\mu$ A
Cycle utile	100 %
Emittance $\epsilon$	$2 \times 10^{-9}$ mr
Résolution en énergie	$2 \times 10^{-5}$
Nombre de faisceaux simultanés	3

Table 1: Caractéristiques du faisceau d'électrons de CEBAF.

L'accélérateur est constitué de deux accélérateurs linéaires de 0.4 GeV parallèles à la fin desquels sont des arcs de recirculation. Les deux accélérateurs linéaires sont équipés de cavités supraconductrices où le faisceau d'électrons passe cinq fois. Les spécifications des cavités supraconductrices ont des caractéristiques bien meilleures que prévues. Les spécifications originales étaient d'un gradient de champ accélérateur de 5 MV/m et une valeur du facteur de qualité  $Q_0 = 2.4 \times 10^9$ . Les cavités mises en place ont un gradient de champ moyen de 9.1 MV/m et  $Q_0 = 8 \times 10^9$ . Ces performances sont nettement supérieures à celles prévues sur le cahier des charges et on peut penser que l'énergie maximum de CEBAF sera nettement plus élevée que 4 GeV. La direction de CEBAF a officiellement annoncé que les expérimentateurs peuvent faire des propositions avec une énergie de 6 GeV. Le choix technologique de CEBAF pour un accélérateur supraconducteur semble donc être déjà un succès.

L'accélérateur sera équipé d'une source d'électrons polarisés à photocathode GaAs mise au point en collaboration avec l'université d'Illinois. Cette source devrait permettre d'obtenir

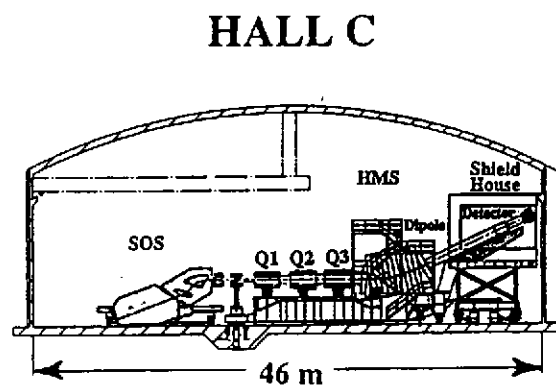
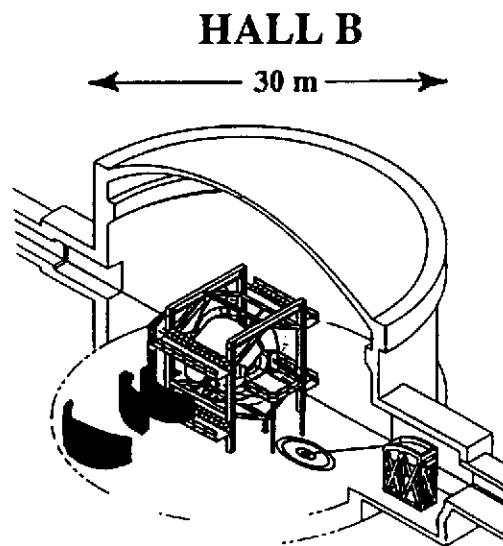
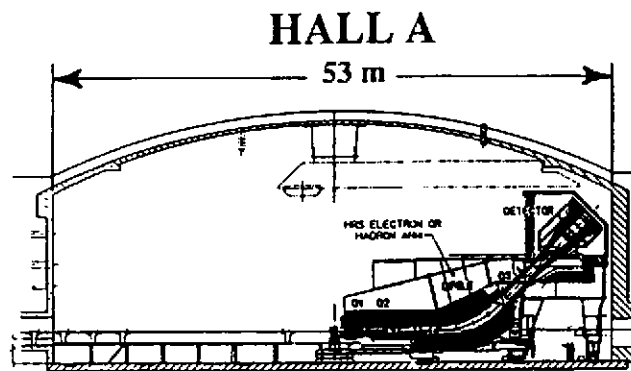


Figure 2: Vue d'ensemble des salles expérimentales à CEBAF.

un faisceau d'électrons de  $100 \mu A$  polarisé à 50 %. CEBAF disposera d'un ensemble de cibles cryogéniques  $H_2$  et  $D_2$  liquides fonctionnant à une température de 20 K et une pression de 17 bars, et de cibles de  $^3He$  et  $^4He$  gazeuses fonctionnant à une température de 20 K (éventuellement 10 K) et une pression de 70 bar. Les cibles de nucléons polarisés seront des cibles à l'état solide de  $NH_3$  et  $ND_3$  dont la polarisation devrait être voisine de 100 %.

## 2.1 LE HALL A

Spectromètres HRS	Electron	Hadron
Configuration magnétique	QQDQ	QQDQ
Longueur optique	23.4 m	23.4 m
Impulsion minimum	0.3 GeV/c	0.3 GeV/c
Impulsion maximum	4 GeV/c	4 GeV/c
Résolution en impulsion (FWHM)	$10^{-4}$	$10^{-4}$
Résolution angulaire horiz. (FWHM)	0.5 mr	0.5 mr
Résolution angulaire vert. (FWHM)	1 mr	1 mr
Acceptance en impulsion $\Delta p/p$	10 % $\Delta p/p$	10 %
Angle solide $\Delta\Omega$	7.8 msr	7.8 msr
$\theta_{min}$	$12.5^\circ$	$12.5^\circ$
$\theta_{max}$	$165^\circ$	$130^\circ$
Cible étendue	10 cm	10 cm
Luminosité	$10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Table 2: Hall A: Caractéristiques des deux spectromètres.

Le Hall A sera équipé d'un ensemble de deux spectromètres identiques à très haute résolution Figure 3. Ils sont constitués d'un dipôle et de trois quadripôles ( $\cos 2\theta$ ) à bobines supraconductrices. Leurs caractéristiques sont données dans le tableau 2. L'ensemble de détection comprendra un ensemble de chambres à fils, de scintillateurs plastiques, des compteurs Cerenkov, un compteur à gerbes ainsi qu'un polarimètre situé dans le plan focal du spectromètre pour les protons. Le programme de recherche du Hall A est centré sur l'étude des réactions  $(e,e)$  et  $(e,e'p)$  dans les noyaux légers et les facteurs de forme du nucléon par les expériences de polarisation. Dans ce cours, je ne citerai que quelques idées générales sur les expériences proposées à CEBAF. Pour en savoir plus, il est intéressant de consulter directement les propositions d'expériences à CEBAF. Elles sont répertoriées par numéro d'arrivée en fonction des années où elles ont été présentées au comité scientifique de CEBAF. Il y a actuellement deux séries de propositions qui ont été examinées en 1989 et 1991 et numérotées PR-89-001, 002, etc ... pour la première série et PR-91-001, PR-91-002, etc ... pour la deuxième série.

Les expériences acceptées dans le hall A sont les suivantes :

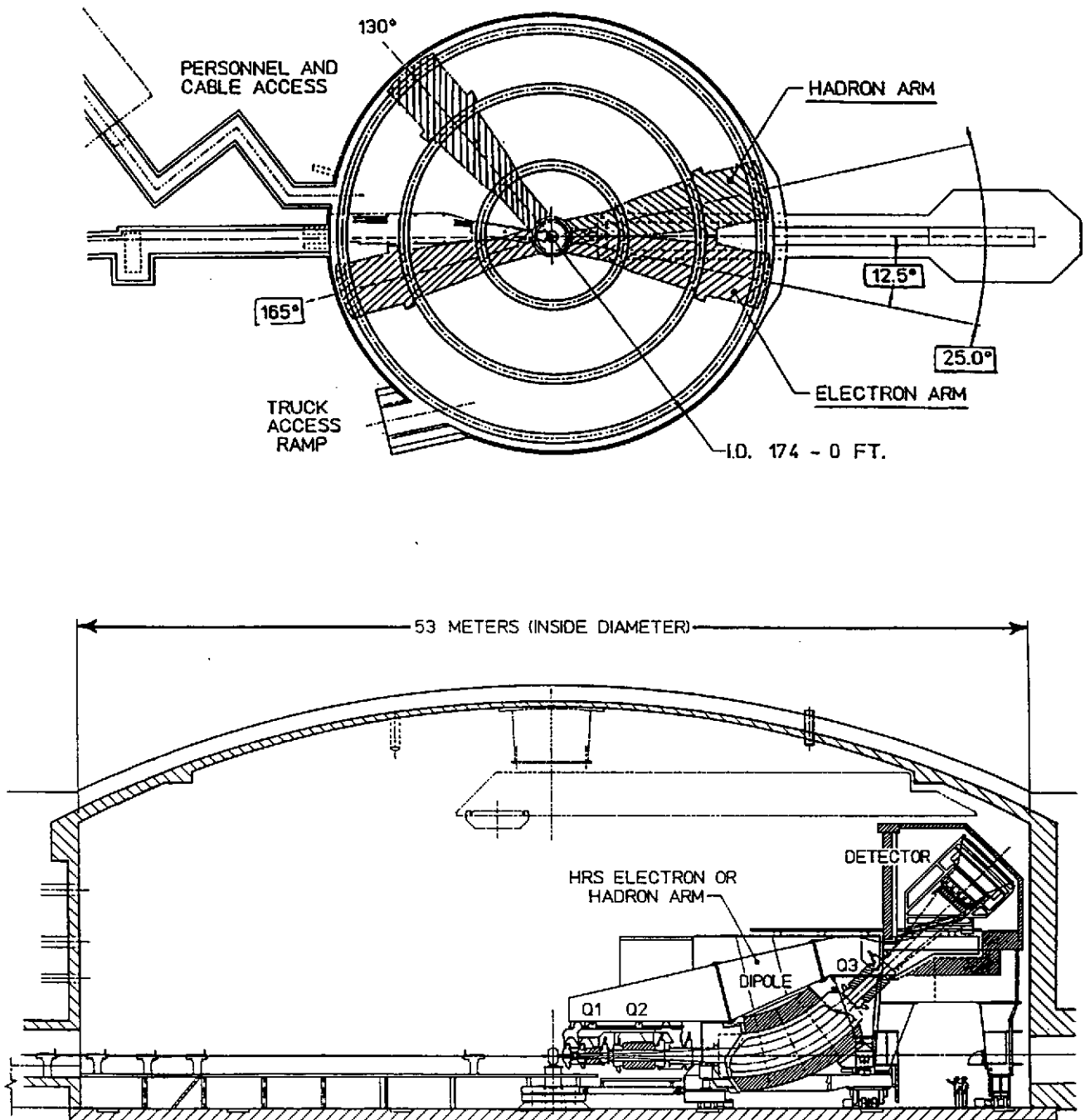


Figure 3: L'installation expérimentale du Hall A.



**PR-89-003 : Study of the Quasielastic (e,e'p) reaction in  $^{16}\text{O}$  at High Recoil Momentum.** Porte-paroles : Arun Saha, CEBAF, William Bertozzi, MIT, Larry B Weinstein, ODU, Robert Lourie, University of Virginia.

**PR-89-005 : The Electric Form Factor of the Neutron from the D(e,e'n)p Reaction.** Porte-parole : Richard Madey, Kent State University.

**PR-89-014 : Electric Form Factor of the Proton by Recoil Polarization.** Porte-paroles : Vina Punjabi, Norfolk University, Charles F. Perdrisat, College of William and Mary.

**PR-89-018 : An Experiment to Measure the Charge Form Factor of the Neutron.** Porte-parole : Donal Day, University of Virginia.

**PR-89-019 : Measurement of Proton Polarization in the  $d(\gamma,p)n$  Reaction.** Porte-paroles : Roy Holt, Argonne National Laboratory, Ronald Gilman, Rutgers University, Zein-Eddine Meziani, Stanford University.

**PR-89-021 Elastic Electron Scattering from  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  at Large Momentum Transfers.** Porte-parole : Gerasimos G. Petratos, SLAC.

**PR-89-028 : Polarization Transfer Measurements in the D(e,e'p)n Reaction.** Porte-paroles : Paul Ulmer, CEBAF J. M. Finn, College of William and Mary.

**PR-89-033 : Measurement of Recoil Polarization in the  $^{16}\text{O}(e,e'p)$  Reaction with 4 GeV Electrons.** Porte-paroles : Sirish Nanda, CEBAF, Wallace J. Van Orden, CEBAF, Chia-Cheh Chang University of Maryland, Charles Glashauser, Rutgers University.

**PR-89-044 Selected Studies of the  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  Nuclei through Electrodisintegration at High Momentum Transfer.** Porte-paroles : Martin Epstein, California State University, Jean Mougey, et Arun Saha, CEBAF, Robert Lourie, University of Virginia.

**PR-89-046 : Study of Quasi-Particle Orbits in Closed Shell Nuclei with (e,e'p).** Porte-paroles : Bernard Frois, Saclay, Louk Lapikas, NIKHEF-K. Jean Mougey, CEBAF E.A.J.M. Offermann, University of Mainz, Costas Papanicolas, University of Illinois at Urbana-Champaign.

**PR-89-047 : Deuteron Electrodisintegration at Threshold at Large Momentum Transfers.** Porte-paroles : J. Jourdan, University of Basel, Jean Mougey, CEBAF, Gerasimos G. Petratos, SLAC.

**PR-91-004 : Measurement of Strange Quark Effects using Parity-Violating Elastic Scattering From  $^4\text{He}$  at  $Q^2 = 0.6 (\text{GeV})^2$ .** Porte-parole : Elizabeth Beise, CalTech.

**PR-91-006 Study of Nuclear Medium Effects by Recoil Polarization up to High Momentum Transfers.** Porte-parole : Arun Saha, CEBAF.

**PR-91-010 : Parity Violation in Elastic Scattering From the Proton and  $^4\text{He}$ .** Porte-paroles : Paul A. Souder, Syracuse University, J.M. Finn, College of William and

Configuration magnétique	Toroïde magnétique à 6 bobines
Champ magnétique	2.5 T
$\int B.dl$ à $\theta = 10^\circ$	2.7 T.m
$\int B.dl$ à $\theta = 90^\circ$	0.7 T.m
Impulsion minimum	0.3 GeV/c à $\theta = 20^\circ$
Impulsion maximum	6 GeV/c
Résolution (FWHM)	$10^{-3}$
$\theta_{min}$	$10^\circ$
$\theta_{max}$	$140^\circ$
Acceptance en $\phi$ à $10^\circ$	50%
Acceptance en $\phi$ à $90^\circ$	85%
séparation $\pi/K$	jusqu'à 2 GeV
séparation $\pi/p$	jusqu'à 3 GeV
séparation K/p	jusqu'à 3.5 GeV
Luminosité	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Table 3: Hall B : Caractéristiques du spectromètre  $4\pi$  CLAS.

Mary.

**PR-91-011 : High-Precision Separation of Polarized Structure Functions in Electroproduction of the  $\Delta$  and Roper Resonances.** Porte-paroles : Salvatore Frullani, INFN-Rome et Robert Lourie, University of Virginia.

**PR-91-026 : Measurement of the Electric and Magnetic Structure Functions of the Deuteron at Large Momentum Transfers.** Porte-parole : Gerasimos G. Petratos, SLAC.

## 2.2 LE HALL B

Le Hall B sera équipé d'un détecteur à grand angle solide CLAS (Cebaf Large Acceptance Spectrometer). Les principales caractéristiques de CLAS sont indiquées dans la table 3. CLAS est constitué de six bobines supraconductrices autour du faisceau incident qui définissent un champ magnétique circulaire autour du faisceau (figures 4 et 5). La structure des bobines de CLAS ressemble à des quartiers d'orange. Le système de détection de particules consiste en trois couches successives de chambres à fils en structure hexagonale pour localiser la trajectoire de particules chargées, des compteurs Cerenkov à gaz pour identifier les électrons, des hodoscopes de scintillateurs pour le trigger et le temps de vol et enfin des calorimètres pour identifier électrons, photons et neutrons. Le nombre total de fils de détection est de 46 000. Ce spectromètre est particulièrement bien adapté à la détection de plusieurs particules émises en coïncidence dans l'état final.

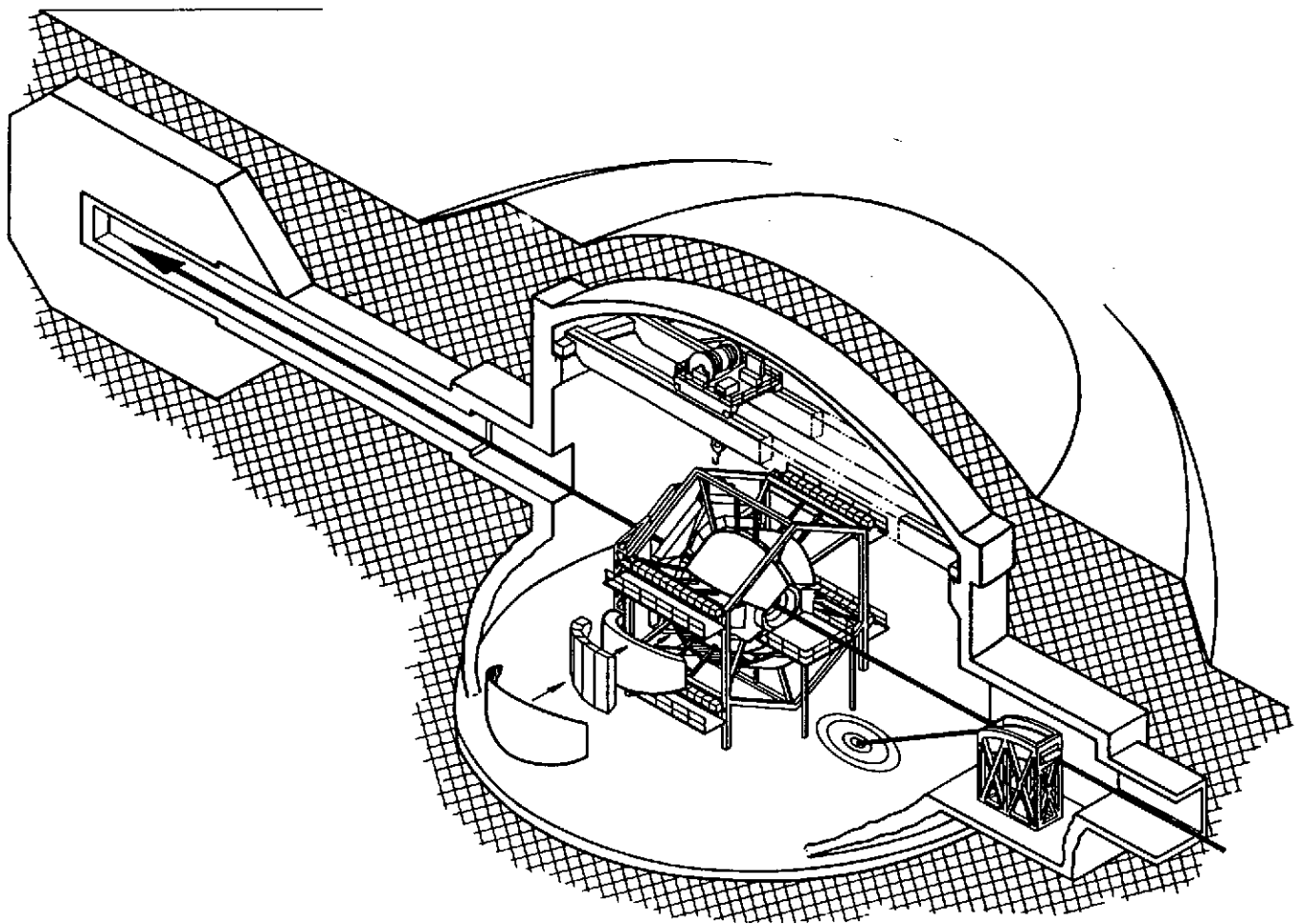


Figure 4: *L'installation expérimentale du Hall B.*

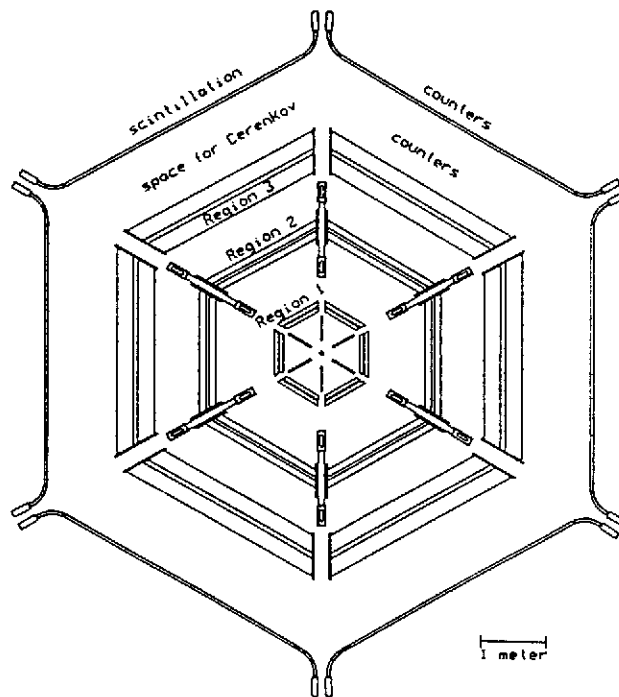
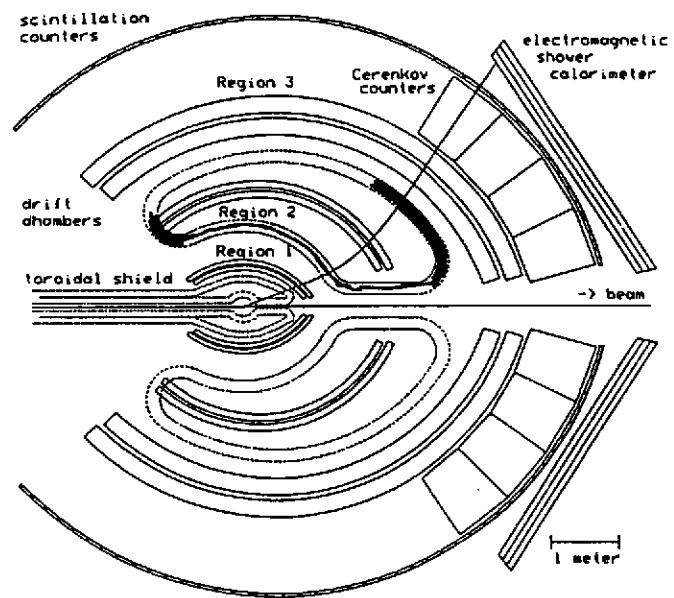


Figure 5: *Les détecteurs de CLAS.*

Une source de photons monochromatiques de 1 à 4 GeV, produits par étiquetage de photons de bremsstrahlung, sera installée dans le Hall B. Le flux de photons prévu est de  $10^8/s$  avec une résolution en énergie de  $10^{-3}$ .

Le programme de recherche de CLAS sera centré sur l'étude de la structure en quarks et gluons du nucléon et sur l'étude des réactions où plusieurs particules sont émises dans l'état final. L'un des avantages du grand angle solide de CLAS et de son système de détection est la possibilité de faire la prise de données de plusieurs expériences simultanément. C'est seulement au dépouillement et à l'analyse des données que les expérimentateurs se sépareront le travail. Le Hall B sera plus particulièrement consacré aux thèmes de recherche suivants :

- Etude des résonances du nucléon.
- Règle de somme Drell-Hearn-Gerasimov.
- Réactions  $(e,e'N\pi)$ ,  $(e,e'NN)$ .
- Photoproduction d'hyperon  $\Lambda, \Sigma$ .

Les expériences acceptées dans le Hall B sont les suivantes :

**PR-89-004 : Electromagnetic Production of Hyperons.**

Porte-parole : Reinhard A. Schumacher, CMU.

**PR-89-008 : Inclusive Scattering for Nuclei at  $x > 1$  and High  $Q^2$ .** Porte-paroles : Bradley W. Filippone, CalTech et Donal Day, University of Virginia.

**PR-89-009 : Investigation of the Spin Dependence of the Nucleon Effective Interaction in the p- Shell.** Porte-paroles : Robert E. Chrien, Brookhaven National Laboratory et Ed. Hungerford, University of Houston.

**PR-89-015 : Study of Coincidence Reactions in the Dip and Delta-Resonance Regions.** Regroupée en PR-91-009 par le PAC5 Porte-parole : Hossein Baghaei, University of Virginia.

**PR-89-017 : Electroexcitation of the  $\Delta(1232)$  in Nuclei.** Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-parole : Richard Sealock, University of Virginia.

**PR-89-024 : Radiative Decays of the Low-Lying Hyperons.** Porte-parole : Gordon Mutchler, Rice University.

**PR-89-027 : Coincidence Reaction Studies with the CLAS.** Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-paroles : William Bertozzi, MIT, Larry Weinstein, ODU, Werner Boeglin, University of Mainz.

**PR-89-031 : Study of Multi-Nucleon Knock-out With the CLAS.** Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-paroles : Rory A. Miskimen, Rory A. University of Massachusetts, Jack Lightbody, National Science Foundation, William Hersman, University of New Hampshire.

**PR-89-032 : Study of the Local Properties of Nuclear Matter in Electron-Nucleus and Photon-Nucleus Interactions with Backward Particle Production Using the CLAS Detector.** Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-paroles : Vladimir Gavrilov et G.A. Leksin ITEP.

**PR-89-036 : Study of Short-Range Properties of Nuclear Matter in Electron-Nucleus and Photon-Nucleus Interactions with Backward Particle Production using the CLAS Detector.** Regroupée en PR-91-009 par le PAC5. Porte-parole : Kim Sh. Egiyan, CEBAF.

**PR-89-037 : Electroproduction of the  $P_{33}(1232)$  Resonance** Porte-parole : Volker D. Burkert, CEBAF.

**PR-89-038 : Measurements of  $p(e, e'\pi^+)n$ ,  $p(e, e'p)\pi^0$ , and  $n(e, e'\pi^-)p$  in the Second and Third Resonance Regions.** Porte-paroles : Volker D. Burkert, CEBAF, Ralph C. Minehart, University of Virginia, Moshe Gai, Yale University.

**PR-89-039 Amplitudes for the  $S_{11}(1535)$  and  $P_{11}(1710)$  Resonances.** : Porte-parole: Steven A. Dytman, University of Pittsburgh.

**PR-89-042: Measurement of the electron assymetry in the  $p(e, e'p)\pi_0$  and  $p(e, e'\pi^+)n$  in the mass region of the  $P_{33}(1232)$  for  $Q^2 < 2(GeV/c)^2$ .** Porte-parole: Volker D. Burkert, CEBAF.

**PR-89-043 Measurements of the electroproduction of the  $N^*(1520)$  and  $f_0(975)$  via the  $K^+ K^- p$  and the  $K^+ \pi^-$  Final States.** Porte-paroles : Lawrence C. Dennis, FSU, Herbert O. Funsten, College of William and Mary.

**PR-89-045 : Study of Kaon Photoproduction on Deuterium.** Porte-parole :Bernhard A. Mecking, CEBAF.

**PR-91-002 : The study of Excited Baryons at High Momentum Transfer with the CLAS Spectrometer.** Porte-paroles : Volker D. Burkert, CEBAF et Paul Stoler, RPI.

**PR-91-008 : Photoproduction of  $\eta$  and  $\eta'$  Mesons.** Porte-parole : Barry Ritchie, Arizona State.

**PR-91-009 : Multihadron.** (Regroupement des propositions PR-89-015, -017, -027, -031, -032, et -036). Porte-parole : William F. Hersman, University of New-Hampshire.

**PR-91-014 : Quasi-Free Strangeness Production in Nuclei.** Porte-parole : Charles Hyde-Wright, University of Washington.

**PR-91-015 : Helicity Structure of Pion Photoproduction.** Porte-parole : Daniel I. Sober, Catholic University.

**PR-91-020 : Experiments with a polarized  $^3\text{He}$  target and the CEBAF Large Acceptance Spectrometer.** Porte-parole : Robert D. McKeown, CalTech.

**PR-91-023 : Measurement of Polarized Structure Functions in Inelastic Electron Proton Scattering using the CEBAF Large Acceptance Spectrometer.** Porte-parole : Volker D. Burkert, CEBAF.

SPECTROMETRE	HMS	SOS
Configuration magnétique	QQQD	QDD
Longueur optique	24.8 m	7.4 m
Impulsion minimum	0.5 GeV/c	
Impulsion maximum	6 GeV/c	1.5 GeV/c
Résolution (FWHM)	$5 \times 10^{-4}$	$2 \times 10^{-3}$
Acceptance en impulsion $\Delta p/p$	18 %	40 %
Angle solide $\Delta\Omega$	7 msr	9 msr
$\theta_{min}$	9.5°	15°
$\theta_{max}$	90°	
Cible étendue	10 cm	4 cm
Luminosité	$10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	

Table 4: Hall C : Caractéristiques des spectromètres HMS et SOS.

**PR-91-024 : Search for "Missing" Resonances in the Electroproduction of  $\omega$  Mesons.** Porte-paroles : Volker D. Burkert, CEBAF Mark Manley, Kent State University, Herbert O Funsten, College of William and Mary.

### 2.3 LE HALL C

Le Hall C est destiné à faire une très grande variété d'expériences. Ce sera la première salle expérimentale à recevoir le faisceau à la fin de 1994. Le Hall C sera équipé de plusieurs spectromètres magnétiques : HMS, SOS, HNSS et G0 (Figure 6). Le spectromètre HMS de 6 GeV/c aura une résolution moyenne ( $10^{-3}$ ), il est conçu en particulier pour pouvoir détecter des protons de très grande impulsion. Il permet également de détecter les électrons diffusés et ainsi de fixer  $\vec{q}, \omega$  dans les expériences (e,e'X). Le spectromètre HMS est en cours d'assemblage à CEBAF. Le système de détection est constitué de chambres à fils, de scintillateurs, de compteurs Cerenkov à gaz et de compteurs à gerbes.

Le spectromètre SOS (Short Orbit Spectrometer) est relativement compact. Il est conçu pour détecter des particules de basse énergie telles que  $\pi$  et K dont le temps de vie est court et dont certaines se désintègrent avant d'arriver au détecteur.

Les caractéristiques des spectromètres HMS et SOS sont décrites dans la table 4.

Un système de deux spectromètres de haute résolution, HNSS (HyperNuclear Spectrometer System) sera spécialement prévu pour la spectroscopie des hypernoyaux. Pour ces expériences, l'électron et le kaon doivent être détectés à des angles de diffusion très petits (figure 7). La résolution du spectromètre est de l'ordre de 150 à 200 keV (FWHM).

Enfin il est prévu d'installer le spectromètre G0 spécialement conçu pour mesurer le facteur de forme faible du proton avec des électrons polarisés. Ce spectromètre aura un

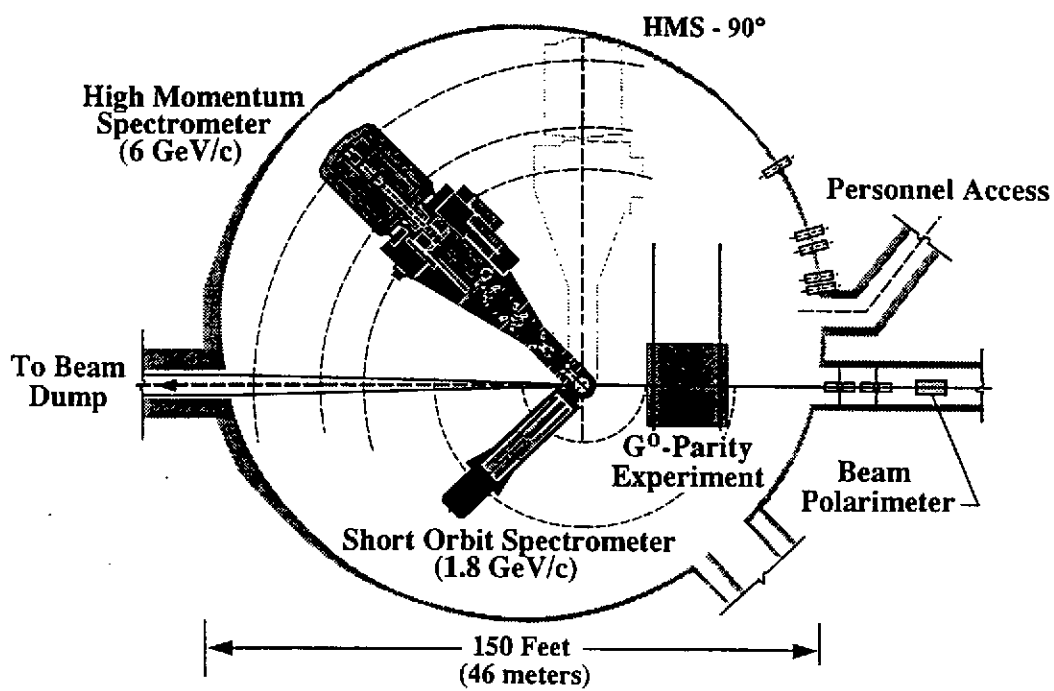
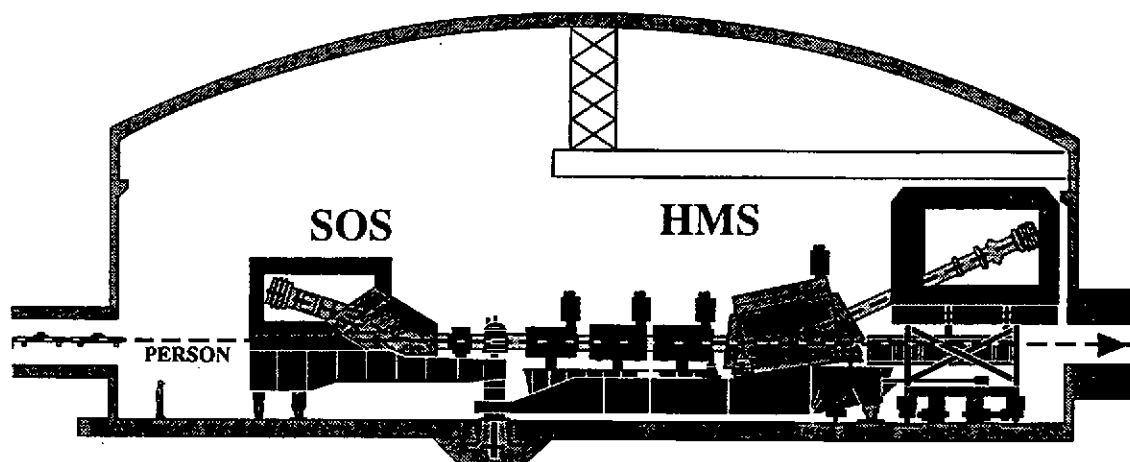


Figure 6: L'installation expérimentale du Hall C.



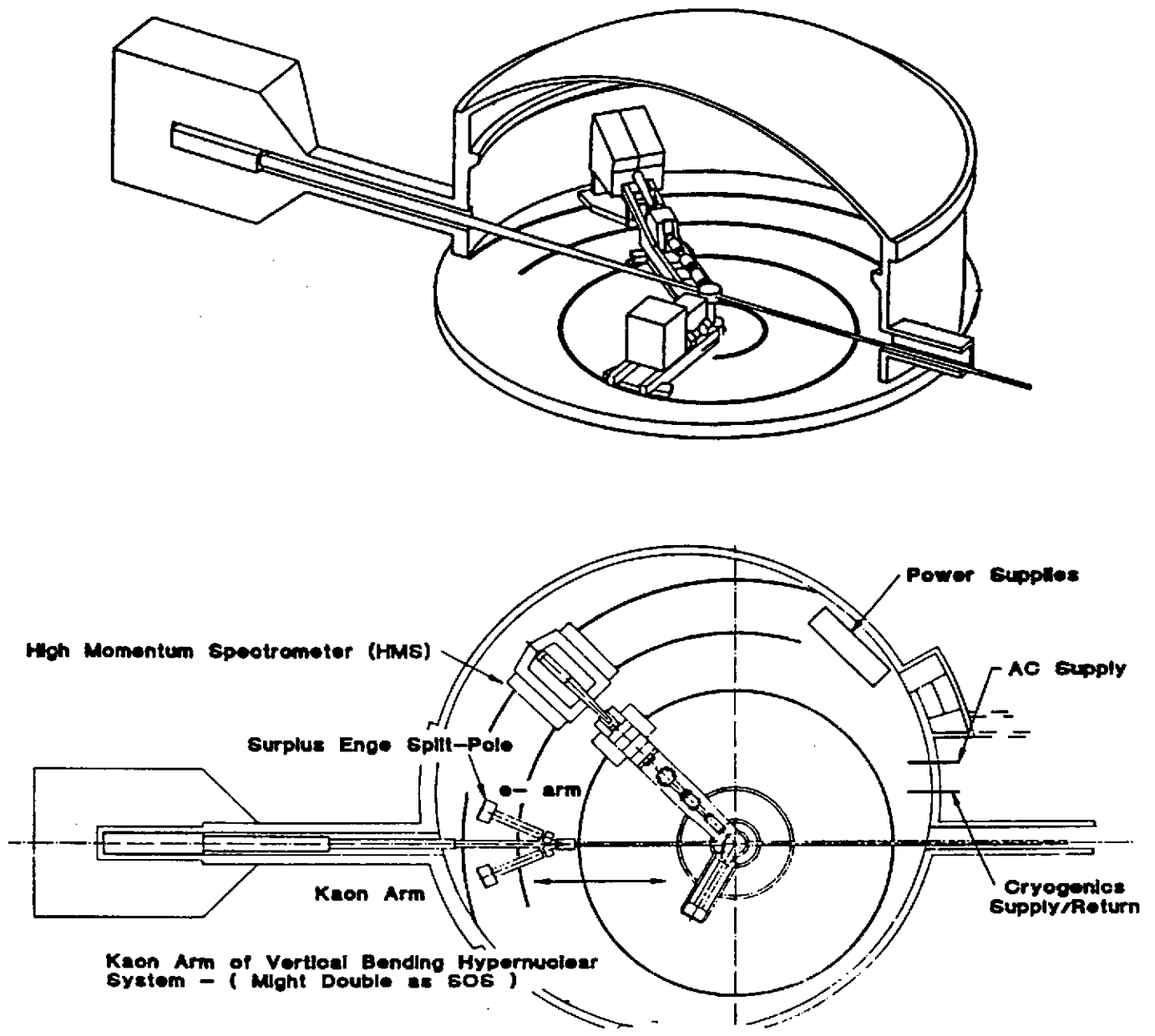


Figure 7: L'installation expérimentale du Hall C.

champ toroïdal à symétrie axiale constitué de 8 bobines supraconductrices situées autour du faisceau. Il aura une résolution en énergie modeste  $5 \times 10^{-3}$  et un angle solide compris entre 0.5 et 0.9 msr. Il permettra de faire des mesures aux angles avant et aux angles arrières en retournant le spectromètre.

Les expériences acceptées dans le Hall C sont les suivantes :

- PR-89-008 : Inclusive Scattering for Nuclei at  $x > 1$  and High  $Q^2$ .** Porte-paroles : Bradley W. Filippone, CalTech et Donal Day, University of Virginia.
- PR-89-009 : Investigation of the Spin Dependence of the Nucleon Effective Interaction in the p- Shell.** Porte-paroles : Robert E. Chrien, Brookhaven National Laboratory et Ed. Hungerford, University of Houston.
- PR-89-012 : Two-Body Photodisintegration of the Deuteron at Forward Angles and Photon Energies between 1.5 and 4.0 GeV.** Porte-parole : Roy J. Holt, Argonne National Laboratory.
- PR-91-003 : A Study of Longitudinal Charged Pion Electroproduction in deuterium,  $^3\text{He}$  and  $^4\text{H}$ .** Porte-parole : Harold E. Jackson, Argonne National Laboratory.
- PR-91-007 Measurement of the Nuclear Dependence and Momentum Transfer Dependence of Quasielastic (e,e'p) Scattering at Large Momentum Transfer.** Porte-parole : Richard Milner, MIT.
- PR-91-013 : The Energy Dependence of Nucleon Propagation in Nuclei as Measured in the (e,e'p) Reaction.** Porte-parole : Donald F. Geesaman, Argonne National Laboratory.
- PR-91-016: Electroproduction of Kaons and Light Hypernuclei.** Porte-parole: Benjamin Zeidman, Argonne National Laboratory.
- PR-91-017 : Measurement of the Flavor Singlet Charge Form Factor of the Proton :  $G_E^0$ .** Porte-parole : D.H. Beck University of Illinois at Urbana-Champaign.
- PR-91-022 : Measurement of the Kaon Form Factor for  $1.0 \text{ GeV}^2/c^2 \leq Q^2 \leq 2.0 \text{ GeV}^2/c^2$ .** Porte-parole : O.K. Baker, Hampton University.

### 3 LA DIFFUSION D'ÉLECTRONS

Le livre de F. Scheck [SK83], est une excellente introduction à ce domaine de physique. Deux autres livres "An Introduction to Quarks and Partons" par F. Close [Cl79], et "Quarks and Leptons" by F. Halzen and A.D. Martin [HM84] décrivent en détail la diffusion d'électrons du point de vue plus particulier de la physique des particules pour sonder la structure en quarks des noyaux. Ces trois livres décrivent le formalisme et les résultats fondamentaux.

On trouvera dans les références [AMS89, DG91, Fa90, FG89, FM91, FS91, MG92, MS92] plusieurs exposés récents qui couvrent le domaine de physique de CEBAF. Ces livres forment un ensemble relativement complet qui contient la plupart des références aux travaux originaux publiés dans les journaux scientifiques qu'il est impossible de citer ici dans leur intégralité.

#### 3.1 Une source de photons virtuels massifs

Le principe de la diffusion d'électrons est le suivant: dans le champ d'un noyau, un électron incident d'énergie  $E$  émet un photon d'impulsion  $\vec{q}$ ,  $q = |\vec{q}|$  et d'énergie  $\omega$ ; ce photon est absorbé par un constituant du noyau par un processus fondamental décrit par l'électrodynamique quantique (QED). L'électron incident est défléchi d'un angle  $\theta$  avec une énergie  $E'$ . Le principe de la diffusion d'électrons est donc très simple: la réaction se résume à un transfert de quadrimoment  $q^\mu = (\omega, \vec{q})$  au noyau par un opérateur à un corps.  $\omega$  et  $\vec{q}$  peuvent être variés très facilement indépendamment l'un de l'autre. en choisissant l'énergie  $E$  du faisceau d'électrons incident et l'angle  $\theta$  auquel on place le spectromètre qui détecte l'électron diffusé. La figure 8 montre les différentes variables cinématiques.

Les avantages de la diffusion d'électrons sont dus à la simplicité de ce processus purement électromagnétique et à sa parfaite connaissance théorique. L'interprétation des résultats expérimentaux en est considérablement facilitée. Du point de vue mise en œuvre, la diffusion d'électrons présente aussi un certain nombre de caractéristiques favorables. On sait réaliser des faisceaux d'électrons de très haute luminosité et d'excellente émittance, dont la résolution en énergie est meilleure que  $10^{-4}$ . Les électrons étant des particules chargées, on sait également les détecter facilement dans des spectromètres magnétiques. Le seul problème, commun à tous les accélérateurs de haute énergie, est d'ordre financier, le coût de construction d'un accélérateur d'électron de 4 GeV tel que CEBAF est de l'ordre de 3 milliards de francs français et son fonctionnement est de l'ordre de 350 millions de francs par an, ce qui représente un peu plus de 10 % de son coût de construction.

Dans le système du laboratoire le quadrivecteur de transfert d'impulsion  $q^\mu$  est défini par :

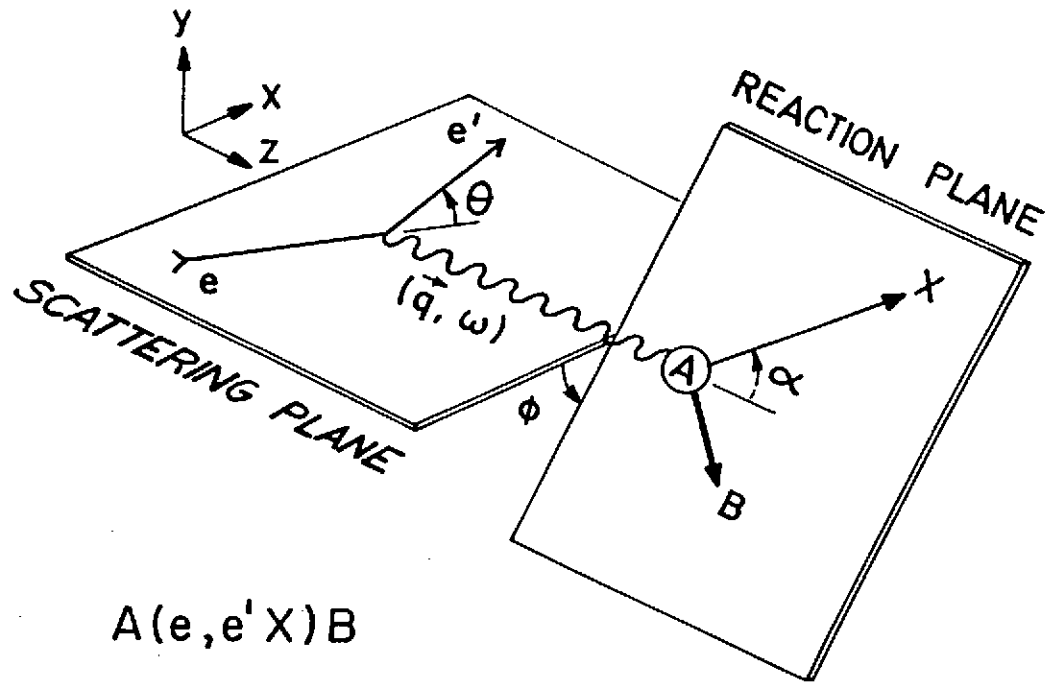
$$q^\mu = (\omega, \vec{q}) \quad (1)$$

$$\omega = E - E' \quad (2)$$

$$\vec{q} = \vec{q}_e - \vec{q}_{e'} \quad (3)$$

En négligeant la masse de l'électron :

$$q_\mu^2 = -4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (4)$$



$A(e, e'X)B$

Figure 8: Définitions cinématiques de la réaction  $A(e, e'X)B$  dans l'approximation de l'échange d'un photon.

$$q_\mu^2 = \omega^2 - \vec{q}^2 < 0 \quad (5)$$

Les unités habituelles sont pour l'énergie le MeV et pour le transfert d'impulsion le  $\text{fm}^{-1}$ .

Les physiciens de haute énergie préfèrent utiliser les trois variables :  $Q^2 > 0$ ,  $\nu$ , et la variable de Bjorken  $x$  définies par :

$$Q^2 = -q_\mu^2 \quad (6)$$

$$\nu = E - E' \quad (7)$$

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu} \quad (8)$$

Les unités utilisées sont le GeV pour l'énergie et le  $(\text{GeV}/c)^2$  pour le transfert d'impulsion. Il est utile de savoir que  $1 (\text{GeV}/c)^2 = 25 \text{ fm}^{-2}$ .

La diffusion élastique d'électrons sur un noyau de masse  $A$  correspond à  $x = A$ , et sur un nucléon à  $x = 1$ . La figure 8 montre les différents paramètres cinématiques.

En général la section efficace dépend à la fois de  $Q$  et  $\omega$ . Bjorken a montré que pour une diffusion par des constituants ponctuels, la section efficace ne dépend plus des deux variables indépendantes  $Q$  and  $\omega$  mais seulement de la variable  $x$ . Lorsqu'on représente les données expérimentales en fonction de  $x$ , on constate que dans le domaine de la diffusion profondément inélastique, lorsque simultanément  $Q^2 \rightarrow \infty$  et  $\omega \rightarrow \infty$ , les sections efficaces mesurées à une même valeur de  $x$  se superposent. Ce phénomène connu sous le nom d'invariance d'échelle montre que dans ce régime asymptotique, les électrons diffusent de façon incohérente sur les constituants ponctuels du noyau. Ceci contraste avec la diffusion élastique sur le noyau où l'ensemble de tous ses constituants recule de façon cohérente.

Un photon réel a une masse nulle et un spin  $J$  aligné avec sa direction de mouvement définie par  $\vec{q}$ , soit parallèle  $\vec{q}$ , ce qui implique  $J_Z = +1$ , soit antiparallèle à  $\vec{q}$ , ce qui implique  $J_Z = -1$ . En diffusion d'électrons, l'échange de photon est dit virtuel parce que ce photon n'existe que pendant un temps très court compatible avec le principe d'incertitude de Heisenberg. le photon virtuel est du genre espace, il a une masse négative  $M$  donnée par  $M^2 = q_\mu^2$  et un spin qui a aussi deux composantes dans la direction de  $\vec{q}$ ,  $J_Z = +1$  or  $J_Z = -1$  mais également une nouvelle composante perpendiculaire à la direction du mouvement  $\vec{q}$  soit  $J_Z = 0$ .

Les deux composantes alignées avec la direction du mouvement  $\vec{q}$  correspondent à des champs transverses électrique et magnétique tandis que la composante perpendiculaire avec la direction du mouvement correspond à un champ longitudinal électrique. Cette composante longitudinale électrique correspond au couplage du photon virtuel à la distribution de charge statique du noyau. Les composantes transverses électrique et magnétique correspondent au couplage à la distribution de courant orbital et de spin.

Le pouvoir de résolution des électrons  $\Delta r$  est relié au transfert d'impulsion  $q$  par la relation:

$$\Delta r \approx \frac{\pi}{q} \quad (9)$$

Les électrons d'énergie de 500 MeV ont une résolution spatiale de l'ordre de 0.8 fm, ce qui est parfaitement adapté à l'étude de la distribution des nucléons dans les noyaux. A beaucoup plus haute énergie,  $E \geq 20 \text{ GeV}$ , les électrons ont une résolution suffisante pour sonder la structure en quarks des noyaux.

### 3.2 La réponse du noyau

La section efficace de diffusion électron-nucléon et électron-noyau est représentée en fonction du transfert d'énergie  $\omega$  sur la figure 9.

La région de faible transfert d'énergie est celle de la spectroscopie nucléaire classique, le noyau n'est que peu perturbé par la collision. Le premier pic est dû à la diffusion élastique des électrons sur l'état fondamental du noyau, les pics suivants sont dûs à l'excitation des autres états du noyau et aux résonances géantes. A plus haut transfert d'énergie la section efficace augmente doucement dans la région du continu. Elle passe ensuite par un maximum dans la région où les électrons diffusent sur les nucléons quasi-libres. Le premier des pics suivants est dû à l'excitation du premier état excité du nucléon : la résonance  $\Delta$ , il est suivi des autres résonances du nucléon. Lorsque l'énergie transférée  $\omega \rightarrow \infty$ , le temps de collision devient suffisamment court pour que les électrons interagissent avec les constituants ponctuels du noyau. C'est la région où l'on observe l'invariance d'échelle lorsque  $Q^2 \rightarrow \infty$ .

### 3.3 Section efficace inclusive de diffusion électron-noyau

Pour un faisceau incident d'électrons non polarisés, la section efficace inclusive de diffusion électron-noyau est la somme de deux termes:

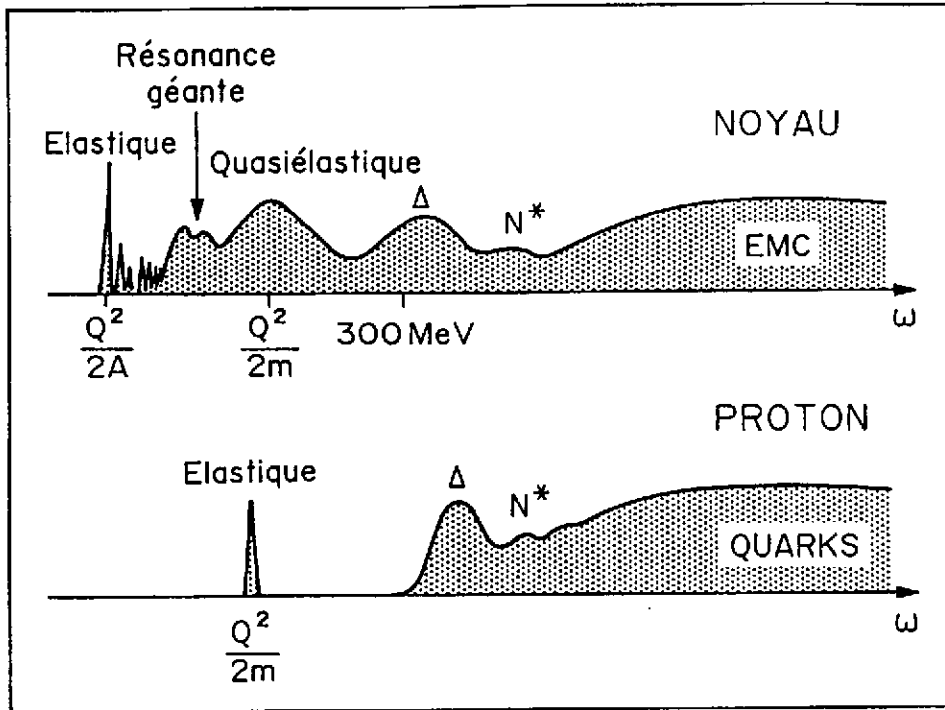


Figure 9: *Forme schématique de la section efficace de diffusion électron-noyau et électron-nucléon.*

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[ \left(\frac{q_\mu^4}{q^4}\right) R_L(q, \omega) + \left(-\frac{1}{2} \frac{q_\mu^2}{q^2} + \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) R_T(q, \omega) \right] \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \left[ \frac{Z\alpha \cos \theta/2}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \quad (11)$$

$R_L(q, \omega)$  and  $R_T(q, \omega)$  sont les fonctions de réponses transverses et longitudinales. Le choix des conditions cinématiques permet de faire varier la polarisation des photons virtuels et de séparer les fonctions de réponse longitudinale et transverse. Pour les séparer, on réalise une série de mesures à angles à l'avant où la partie longitudinale domine et une autre série à l'arrière où la partie transverse domine. Pour ces deux séries de mesure, on fixe la valeur du transfert d'impulsion en modifiant la valeur de l'énergie incidente à chaque angle. Les fonctions de réponse  $R_L(q, \omega)$  and  $R_T(q, \omega)$  contiennent toute l'information sur la structure des distributions de charge et de courant dans les noyaux.

Dans une expérience de diffusion inclusive, on ne détermine pas l'état final du noyau résiduel, on détecte seulement l'électron diffusé. Dans les expériences exclusives, on sélectionne au contraire un état final du noyau parfaitement déterminé. Dans le cas particulier où il n'existe que deux particules dans l'état final, il suffit de détecter l'une d'elle pourvu que la résolution en énergie de l'appareillage soit suffisante pour identifier l'état final. C'est par exemple le cas de la diffusion élastique d'électrons lorsqu'on distingue expérimentalement l'état fondamental et le premier état excité du noyau avec un spec-

tromètre magnétique à haute résolution. Lorsqu'il y a plus de deux particules dans l'état final, il faut détecter en coïncidence les particules émises dans la désintégration du noyau.

### 3.4 Section efficace de diffusion exclusive

La section efficace de diffusion exclusive  $\vec{A}(\vec{e}, e'X)B$  d'électrons polarisés sur un noyau cible polarisé A, où l'on détecte l'électron et une autre particule X en coïncidence, est donnée par l'expression:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} & \left\{ \left[ U_L W_L + U_T W_T^+ + h U_T' W_T^- \right] \right. \\ & + U_{TT} \left[ \cos 2\phi W_{TT} + \sin 2\phi \tilde{W}_{TT} \right] \\ & + U_{TL} \left[ \cos \phi W_{TL} + \sin \phi \tilde{W}_{TL} \right] \\ & \left. + h U_{TL}' \left[ \cos \phi W_{TL}^+ + \sin \phi \tilde{W}_{TL}^- \right] \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

$h$  est l'hélicité du faisceau et  $\phi$  l'angle entre le plan de réaction et le plan de diffusion.  $\phi$  l'angle de non-coplanarité.  $\phi = k\pi$  ( $k = 0, 1, \dots, N$ ) correspond à une réaction coplanaire  $\phi \neq k\pi$  correspond à une réaction non coplanaire et nécessite des détecteurs hors du plan.  $U_L, U_T, U_{TT}, U_{TL}, U_T', U_{TL}'$  sont des facteurs cinématiques. Les termes  $W_{ij}$  sont des fonctions de structure qui contiennent toute l'information sur la distribution des courants dans le noyau.

$$W_L = \sum |J^0|^2 \quad (13)$$

$$W_T^+ = \sum |J^+|^2 + |J^-|^2 \quad (14)$$

$$W_T^- = \sum |J^+|^2 - |J^-|^2 \quad (15)$$

$$W_{TT} = 2 \operatorname{Re} \sum (J^+)^* J^- \quad (16)$$

$$\tilde{W}_{TT} = 2 \operatorname{Im} \sum (J^+)^* J^- \quad (17)$$

$$W_{TL}^+ = 2 \operatorname{Re} \sum (J^0)^* (J^+ + J^-) \quad (18)$$

$$W_{TL}^- = 2 \operatorname{Re} \sum (J^0)^* (J^+ - J^-) \quad (19)$$

$$\tilde{W}_{TL}^+ = 2 \operatorname{Im} \sum (J^0)^* (J^+ + J^-) \quad (20)$$

$$\tilde{W}_{TL}^- = 2 \operatorname{Im} \sum (J^0)^* (J^+ - J^-) \quad (21)$$

Les éléments de matrice du courant nucléaire sont donnés par l'expression:

$$J^A = \int e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} \langle \psi_f | J^A | \psi_i \rangle dr \quad (22)$$

où  $J^0, J^+$  and  $J^-$  sont les projections du vecteur de courant nucléaire longitudinale (le long de  $\vec{q}$ ) and transverse (perpendiculaires à  $\vec{q}$ ).

La valeur de la polarisation transverse du photon virtuel  $\epsilon$  est donnée par l'expression:

$$\epsilon = \left(1 + 2 \frac{q^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta}{2}\right)^{-1} \quad (23)$$

La séparation de toutes les différentes fonctions de structure nécessite de varier la polarisation du photon virtuel, la polarisation du faisceau et celle de la cible ainsi que l'angle de non-coplanarité. On effectue les expériences classiques de séparation des fonctions de structure longitudinale et transverse en faisant varier  $\epsilon$  en utilisant une géométrie coplanaire, un faisceau et une cible non polarisés. Une méthode de séparation des différentes fonctions de structure par la mesure des asymétries, proposée par Papanicolas et al. [Pa89], est en voie de réalisation au laboratoire Bates du MIT pour mesurer la déformation du nucléon.

Dans le cas d'une cible de nucléons polarisés (spin 1/2), la section efficace peut être mise sous la forme :

$$\frac{d\sigma(h, \vec{S})}{d\Omega dE_e d\Omega_X dp_X} = \frac{d\sigma_0(h, \vec{S})}{d\Omega dE_e d\Omega_X dp_X} \left[1 + \vec{S} \cdot \vec{A}^0 + h(A_e + \vec{S} \cdot \vec{A}')\right] \quad (24)$$

On a pris le système de coordonnées standard où Oz est le long du faisceau, Ox est dans le plan de diffusion de l'électron et Oy est perpendiculaire au plan de diffusion de l'électron.

$h$  est l'hélicité de l'électron

$S$  le spin de la cible

$\sigma_0$  la section efficace non polarisée

$A^0$  l'asymétrie avec un faisceau non polarisé

$\vec{A}_e$  l'asymétrie avec une cible non polarisée

$\vec{A}'$  l'asymétrie de transfert lorsque faisceau et cible sont tous les deux polarisés.

La détermination de la distribution angulaire de la section efficace polarisée et non polarisée permet de séparer les différentes fonctions de structure et d'isoler les composantes qui sont les plus intéressantes du point de vue théorique.

Pour une géométrie coplanaire où le plan de détection est dans le plan de diffusion de l'électron et dans le cas de l'approximation de Born :

- $A_X^0 = A_Y^0 = A_Z^0 = 0$
- $A_Y' = 0$
- $A_X' \neq 0 \quad A_Y' \neq 0$

Un point intéressant à noter est qu'en l'absence d'interactions dans l'état final  $A_Y' = 0$ . Si par contre il y a des interactions dans l'état final, on peut mesurer directement leur effet en mesurant la variation de  $A_Y'$ . On a ainsi des informations précises sur le mécanisme de réaction.



Pour une cinématique colinéaire, lorsque la particule X éjectée dans la réaction  $(e, e'X)$  est émise dans la direction du photon virtuel,  $A'_X$  ne dépend que du terme d'interférence longitudinal-transverse alors que  $A'_Z$  ne dépend que du terme transverse-transverse. La mesure de  $A'_X$  est particulièrement intéressante pour mesurer un terme coulombien qui est faible. Dans ce cas le carré du terme coulombien est très difficile à mesurer alors que le produit du terme coulombien (longitudinal) par un terme magnétique (transverse) est en général beaucoup plus facile à mesurer. C'est l'idée de plusieurs expériences CEBAF pour mesurer le facteur de forme électrique du neutron, le facteur de forme de transition  $N \rightarrow \Delta$  ou celui de la transition  $N \rightarrow$  résonance de Roper.

### 3.5 Diffusion élastique

La diffusion élastique électron-noyau contient à la fois des contributions dues à la diffusion par la charge et le magnétisme du noyau.

Si le noyau a un spin  $J > 0$ , la section efficace contient plusieurs multipôles électriques et magnétiques. Le cas le plus simple est celui d'un noyau de spin 0. Dans ce cas, il y a une symétrie sphérique et seul le facteur de forme monopolaire contribue à la section efficace. Si de plus on suppose que le noyau est infiniment lourd, il n'y a ni terme de recul, ni correction relativiste dans la description des courants dans le noyau. Dans l'approximation d'onde plane de Born, on ne considère que l'échange d'un seul photon, la section efficace est alors donnée par l'expression.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eA \rightarrow eA} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{point}} |F(\vec{q})|^2 \quad (25)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left[ \frac{Z\alpha \cos \theta/2}{2E \sin^2(\theta/2)} \right]^2 \quad (26)$$

$$F(\vec{q}) = \int \rho(\vec{r}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3r \quad (27)$$

$$\rho(\vec{r}) = \int F(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} d^3q \quad (28)$$

La section efficace de Mott donnée par l'équation 11 est celle de la diffusion élastique d'électrons par une charge ponctuelle. C'est la déviation de la section efficace expérimentale à partir de la section efficace de Mott qui permet de mesurer l'extension finie de la distribution de charge du noyau  $\rho(r)$ . Cette information est contenue dans le facteur de forme  $F(\vec{q})$  qui est la transformée de Fourier de la distribution de charge nucléaire. Pour une charge ponctuelle,  $F(\vec{q} = 1)$ . Lorsque le noyau de spin 0 a une masse finie, il faut tenir compte du recul du noyau. Dans le système de référence du laboratoire, la section efficace s'écrit:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{eA \rightarrow eA} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2(\theta/2)} |F(\vec{q})|^2 \quad (29)$$

Le concept de facteur de forme est mathématiquement parfaitement défini, puisqu'il

s'agit de la transformée de Fourier de la distribution de charge de l'état fondamental du noyau. Il est toujours possible de le calculer dans le cadre d'un modèle. Pour un noyau lourd, on sait extraire la distribution de charge à partir des sections efficaces expérimentales. Mais ce n'est pas possible pour les noyaux légers, car dans ce cas la contribution des effets relativistes et des courants d'échanges mésoniques est trop importante. Il n'est pas possible d'isoler le facteur de forme de ces autres contributions à la section efficace autrement que dans le cadre d'un modèle. Dans le cas des noyaux légers, il faut donc utiliser un cadre théorique consistant pour calculer la distribution des nucléons, les courants d'échanges mésoniques et les corrections relativistes. On ne peut pas utiliser les échanges mésoniques calculés avec un potentiel A alors que la fonction d'onde du noyau a été calculée avec un potentiel B.

La diffusion élastique d'électrons sur les noyaux légers est un problème relativiste. C'est pourquoi on écrit la section efficace en fonction d'invariants relativistes, le quadri-transfert de moment  $Q^2$  et les deux fonctions de structure  $A(Q^2)$  et  $B(Q^2)$ :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[ \left(A(Q^2)\right) + \left(B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (30)$$

$A(Q^2)$  contient l'information sur la distribution de charge et  $B(Q^2)$  l'information sur la distribution de courant dans le noyau. On sépare ces fonctions de structure par une combinaison de mesures à angle avant et arrière.

### 3.6 Corrections Coulombiennes et Corrections Radiatives

L'approximation de Born ne tient compte que du premier terme d'une série en puissances de  $(Z\alpha)$ . Ce premier terme correspond à l'échange d'un seul photon. Lorsque la charge du noyau  $Z > 1$ , il faut également tenir compte d'autres contributions qui sont dues à l'échange de plusieurs photons. Ces contributions sont appelées corrections coulombiennes, si le noyau demeure dans son état fondamental pendant la réaction. On les appelle corrections de dispersion si le noyau est excité dans un état intermédiaire entre deux échanges de photons. Les effets coulombiens peuvent être calculés exactement pour la diffusion élastique par une analyse en déphasage, en résolvant l'équation de Dirac pour une charge étendue. Ces corrections coulombiennes jouent un rôle important, même pour un noyau aussi léger que  ${}^3\text{He}$ . Pour la diffusion inélastique, on se sert de l'approximation de Born en ondes distordues pour calculer l'effet des distorsions coulombiennes. Les effets de dispersion sont en général négligeables.

Les corrections radiatives sont importantes. Elles proviennent du fait que les électrons ont une masse légère et qu'ils peuvent facilement rayonner dans le champ électromagnétique du noyau, en émettant un ou plusieurs photons avant ou après le processus de diffusion. La description de ces différents effets est donnée dans l'article de revue de Mo and Tsai [MT69]. Il faut également tenir compte de l'interaction avec les électrons du cortège atomique du noyau. (Landau straggling). La somme de ces différents effets est typiquement de 30 % pour un noyau léger. Ces effets radiatifs sont purement électromagnétiques et on sait les calculer avec précision.

Toutes ces corrections sont prises en compte par les expérimentateurs. Des programmes de calcul efficaces ont été mis au point par des générations successives de physiciens. La diffusion d'électrons est une sonde qu'on a su parfaitement maîtriser. On sait aujourd'hui mesurer la section efficace de diffusion élastique avec une erreur systématique de moins de 1 % sur une dynamique étendue.

### 3.7 Distributions de charge nucléaires

L'approximation du champ moyen avec une interaction nucléon-nucléon effective est la seule approche théorique qui permette de décrire la fonction d'onde de l'état fondamental des noyaux par un calcul microscopique self-consistant.

Les tests les plus précis de ces calculs sont les densités de charge et de magnétisme expérimentales mesurées par diffusion élastique d'électrons. Dans le modèle en couches la densité de charge est la somme des carrés des fonctions d'onde de protons convoluées par la taille finie du proton. Aussi la distribution de charge d'un noyau est-elle l'observable qui donne le plus de renseignements interprétables sur la fonction d'onde de l'état fondamental du noyau. Un exemple typique est celui de la densité de charge du noyau de  $^{208}\text{Pb}$ . La figure 10 montre l'ensemble des sections efficaces en fonction du transfert d'impulsion. Les données couvrent l'intervalle  $0.3 \text{ fm}^{-1} < q < 3.6 \text{ fm}^{-1}$ . La section efficace décroît d'un facteur  $10^{13}$  dans cet intervalle. La section efficace la plus petite mesurée est de  $10^{-38} \text{ cm}^2/\text{sr}$  ce qui correspond à environ 1 événement en 48 heures en utilisant une cible de  $200 \text{ mg/cm}^2$  et une intensité de faisceau de  $20 \mu\text{A}$  à une énergie incidente de  $500 \text{ MeV}$ , ce qui correspond à une luminosité de  $10^{38} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Avec la théorie du champ moyen, on arrive à reproduire la distribution de charge des noyaux avec une assez bonne précision. Le grand succès des années 70 a été de réussir à décrire tous les noyaux avec la même force. On pensait à la fin des années 60 qu'on arriverait à construire cette force à partir de la théorie de Brueckner en utilisant l'interaction nucléon-nucléon libre tel que le potentiel de Paris [La80]. On s'est rendu compte que c'était impossible car on n'arrive pas à décrire correctement les propriétés de saturation des noyaux. On doit introduire une paramétrisation en fonction de la densité pour décrire la distribution de charge au centre du noyau. Le résultat le plus remarquable de la théorie a été de décrire correctement la phase des oscillations de la densité de charge à l'intérieur du noyau. Le succès de la théorie du champ moyen dans un système aussi dense que les noyaux atomiques est une conséquence du principe de Pauli. La partie à courte portée des interactions nucléon-nucléon est considérablement atténuée par le principe d'exclusion. Les nucléons ne peuvent diffuser dans des orbites déjà occupées. Ils ne peuvent que diffuser, avec une probabilité relativement faible, vers des états d'énergie beaucoup plus élevée au delà du niveau de Fermi.

Le point le plus délicat à comprendre a été de trouver une explication à l'atténuation des oscillations des densités de charge dans la partie centrale des noyaux. Ce désaccord a été mis en évidence par la mesure des densités de charge faites avec une précision de 1 % au centre du noyau pour les noyaux à couches fermées. L'origine de ce désaccord est due à l'effet des corrélations nucléon-nucléon qui ne sont pas pris en compte par la théorie du champ moyen. Si l'introduction d'une dépendance en densité permet décrire correctement

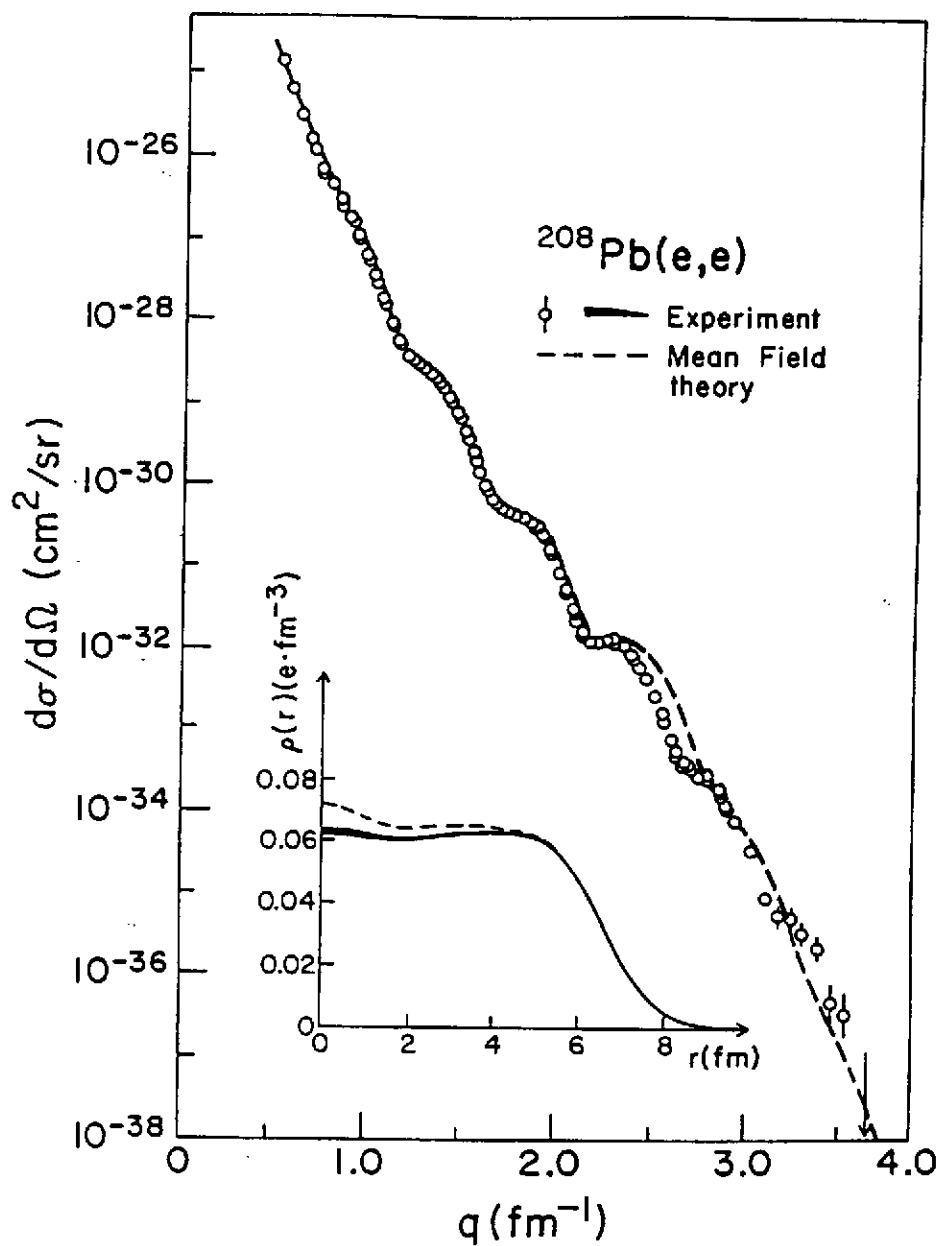


Figure 10: Section efficace de diffusion élastique d'électrons sur le noyau de  $^{208}\text{Pb}$  à 500 MeV. L'encart montre la densité de charge du noyau de  $^{208}\text{Pb}$  qu'on déduit de ces données. La courbe en tirets représente la prédiction d'un calcul microscopique fait avec la force de Gogny et la théorie du champ moyen [FP87].

la forme des orbites de nucléon, elle ne permet pas de connaître le dépeuplement partiel de ces orbites sous l'effet des corrélations.

Une grande partie du programme expérimental de CEBAF sera consacrée à la réalisation d'expériences pour mesurer l'effet des corrélations nucléon-nucléon et comprendre leur mécanisme.

## 4 LA STRUCTURE DU NUCLEON

### 4.1 Facteurs de forme du proton

La section efficace de diffusion électron-proton est en général exprimée en fonction du facteur de forme de charge  $G_E^P(Q^2)$  et du facteur de forme magnétique  $G_M^P(Q^2)$ .

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \frac{E_e'}{E_e} \left[ \frac{G_E^P(Q^2) + \tau G_M^P(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau \left( G_M^P(Q^2)^2 \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (31)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_{proton}^2} \quad (32)$$

$G_E^P(Q^2)$  et  $G_M^P(Q^2)$  sont les facteurs de forme de Sachs. Leur expression à partir des facteurs de forme de Dirac  $F_1^P(Q^2)$  et de Pauli  $F_2^P(Q^2)$  est donnée par la relation:

$$G_E^P(Q^2) = F_1^P(Q^2) - \tau \kappa F_2^P(Q^2) \quad (33)$$

$$G_M^P(Q^2) = F_1^P(Q^2) + \kappa F_2^P(Q^2) \quad (34)$$

$$G_E^P(0) = 1 \quad (35)$$

$$G_M^P(0) = \mu_p = 2.7928 \mu_0 \quad (36)$$

$$\kappa = 1.7928 \mu_0 \quad (37)$$

Le facteur de forme de Dirac  $F_1^P(Q^2)$  correspond à la composante de l'amplitude de diffusion qui conserve l'hélicité, tandis que  $F_2^P(Q^2)$  correspond à la composante qui ne la conserve pas. On paramétrise souvent les facteurs de forme du nucléon par un facteur de forme dipolaire :

$$G_E^P(Q^2) = G_D(Q^2) \quad (38)$$

$$G_M^P(Q^2) = \mu_p G_D(Q^2) \quad (39)$$

$$G_D(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/(0.71(GeV/c)^2)^2)} \quad (40)$$

Cette paramétrisation  $G_D^P(Q^2)$  décrit relativement bien les données jusqu'à un transfert d'impulsion  $Q^2 = 2 (GeV/c)^2$  avec une précision de l'ordre de 10 %.

Le rayon quadratique moyen du proton est défini par :

$$\langle r_p^2 \rangle_{charge} = 6 \left( \frac{dG_E^P(Q^2)}{dQ^2} \right) \Big|_{Q^2=0} \quad (41)$$

A partir du fit des données expérimentales par Simon et al. [Si80], on déduit le rayon de charge du proton :

$$\langle r_p^2 \rangle_{charge} = 0.862 \pm 0.012 fm \quad (42)$$

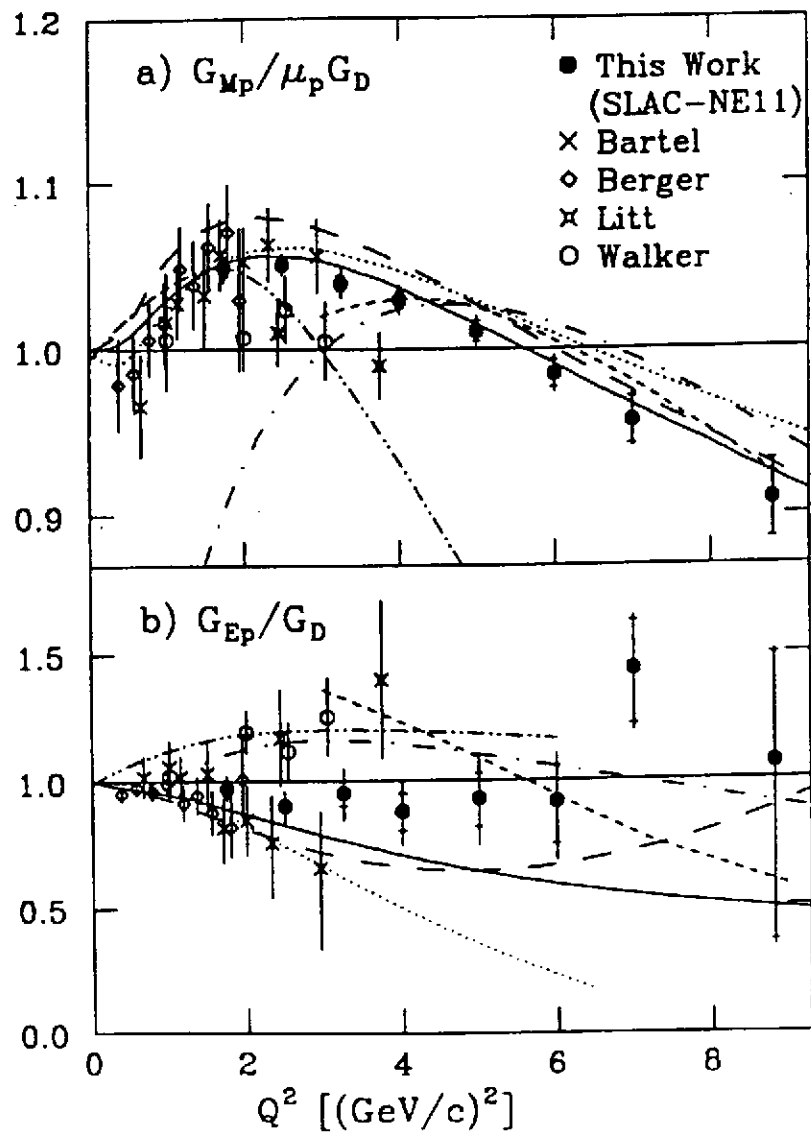


Figure 11: Facteurs de forme électrique et magnétique du proton On a divisé les données expérimentales par le facteur de forme dipolaire a)  $G_E/G_D$ . b)  $G_M)/(\mu_p G_M)$  [Bo92].

La figure 11 est une comparaison des résultats les plus récents mesurés au SLAC par la collaboration NE-11 facteurs de forme du proton à différentes prédictions théoriques. La séparation de  $G_E^P(Q^2)$  et  $G_M^P(Q^2)$  a été effectuée jusqu'à  $Q^2 = 8 (GeV/c)^2$  [Bo92]. Le modèle de Höhler et al. [Ho76] (courbe tiretée) est basé sur la dominance vectorielle et les relations de dispersion. Il tient compte des mésons  $\rho$ ,  $\phi$  et  $\omega$ . Le modèle de Iachello, Jackson et Lande [IJL73] (pointillés) est également basé sur la dominance vectorielle. Le modèle de Radyushkin détermine la fonction d'onde hadronique à partir des règles de somme de QCD [Ra84] (tiret-point). Le modèle de Gari and Krumpelmann [GK84] (trait plein) est une paramétrisation en termes de dominance vectorielle aux faibles valeurs de  $Q^2$  et de QCD perturbative dans la région asymptotique de  $Q^2$ . L'intérêt de ces deux modèles est qu'ils permettent d'explorer les contraintes spécifiques apportées par QCD sur la structure du nucléon. Il est curieux d'observer que la meilleure description des données soit celle d'un simple fit dipolaire.

La proposition d'expérience PR-89-014 à CEBAF vise à mesurer avec une grande précision ( $\leq 5\%$ ) le facteur de forme électrique du proton en mesurant la polarisation du proton de recul dans la diffusion d'électrons polarisés sur une cible d'hydrogène non polarisée. La mesure de la diffusion élastique électron-proton sera faite en détectant en coïncidence l'électron et le proton diffusés avec les deux spectromètres magnétiques du Hall A.  $G_E^P(Q^2)$  sera déterminé par la mesure de l'asymétrie  $A'_X$  du proton de recul. Cette expérience nécessite un polarimètre dans le plan focal du spectromètre qui détecte le proton. Ce polarimètre devra couvrir une gamme de transfert jusqu'à 3.2 GeV/c. La méthode proposée consiste à mesurer simultanément les composantes  $A'_X$  et  $A'_Z$  pour déterminer le terme d'interférence  $G_E^P G_M^P$  en utilisant les mesures de  $G_M^P$  déjà existantes. L'expérience nécessite également une cible d'hydrogène liquide de 10 cm capable de fonctionner avec un courant d'électrons de 100  $\mu$ A. La précision des données à laquelle on s'attend est illustrée sur la figure 12. L'expérience prévoit d'atteindre un transfert maximum  $Q^2 = 4.5 (GeV/c)^2$  en 1440 heures de faisceau si la polarisation du faisceau  $p = 0.4$  et en 360 heures de faisceau si  $p = 0.8$ . Ceci illustre la nécessité d'avoir un taux de polarisation  $p$  élevé car le temps nécessaire pour réaliser une expérience avec une précision donnée varie en fonction de  $p^2$ .

## 4.2 Le facteur de forme électrique du neutron $G_E^n(Q^2)$

La distribution de charge du neutron est constituée d'une distribution de charges positive et négative dont la somme correspond à une charge totale nulle. Cette distribution spatiale est donc une observable particulièrement intéressante parce qu'elle mesure directement la structure interne du neutron.

La difficulté de mesurer les facteurs de forme du neutron est due à l'absence de cible de neutrons. La plupart des données proviennent de la diffusion élastique ou quasiélastique sur le deutéron. On ne connaît vraiment bien du facteur de forme électrique du neutron que sa pente à l'origine qu'on a mesurée par la diffusion de neutrons thermiques sur des électrons atomiques. A partir de ces résultats on en déduit le rayon quadratique moyen de la distribution de charge du neutron :

$$\langle r_n^2 \rangle_{charge} = -0.1192 \pm 0.0018 \text{ fm} \quad (43)$$



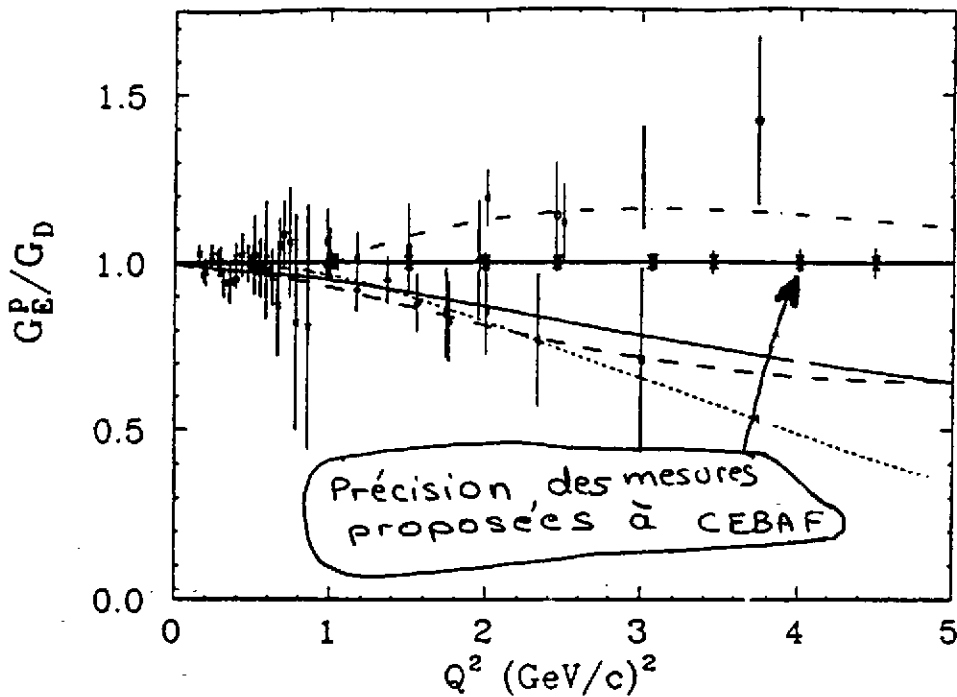


Figure 12: Facteur de forme électrique du proton et mesures envisagées à CEBAF par mesure de la polarisation de recul du proton.

Le signe négatif est la conséquence du nuage de charge négative qui se trouve à la périphérie de la distribution de charge du neutron.

Les modèles théoriques qui ont été discutés pour le proton sont en assez bon accord avec les données expérimentales de  $G_M^n(Q^2)$ . Les nouvelles expériences prévues à NIKHEF et Mayence vont améliorer prochainement la précision de la détermination de  $G_M^n(Q^2)$ .

Le facteur de forme électrique du neutron  $G_E^n(Q^2)$  est le plus mal connu des quatre facteurs de forme du nucléon. La connaissance la plus précise sur  $G_E^n(Q^2)$  est aujourd'hui celle qu'on déduit de la diffusion élastique d'électrons sur le deutéron. Le progrès des connaissances sur l'interaction nucléon-nucléon ont permis de déduire le facteur de forme électrique du neutron à partir des mesures de  $A(Q^2)$  jusqu'à  $1 (GeV/c)^2$ . Les résultats expérimentaux de  $G_E^n(Q^2)$  sont décrits par la paramétrisation suivante :

$$G_E^n(Q^2) = -a \frac{\mu\tau}{1+b\tau} \cdot G_D(Q^2) \quad (44)$$

$\mu = -1.913$  est le moment magnétique du neutron.

$$\tau = Q^2/4M^2$$

M la masse du nucléon

$$a = 1.25 \pm 13)$$

$$b = 18.3 \pm 3.4$$

La courbe en trait plein de la figure 13 est le meilleur ajustement des résultats expérimentaux sur le facteur de forme électrique du neutron  $G_E^n(Q^2)$ .

L'utilisation des fonctions d'onde du potentiel de Paris conduit à une valeur de la pente de  $G_E^n(Q^2)$  à l'origine en bon accord avec le résultat  $0.0199 \pm 0.0003$  de la diffusion

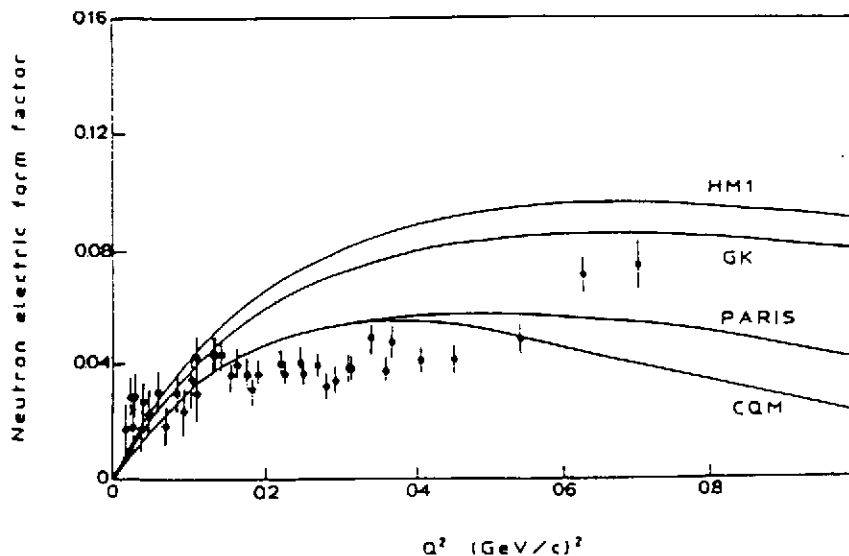


Figure 13: Facteur de forme électrique du neutron.  $G_E^n(Q^2)$  déterminé avec les fonctions d'onde du potentiel de Paris [P189].

de neutrons thermiques sur les électrons. Les potentiels Argonne V14 and Nijmegen conduisent à des valeurs trop grandes de 50 %.

Les données expérimentales de  $G_E^n(Q^2)$  sont en assez bon accord avec la paramétrisation de Höhler *et al.* [Ho76] et l'ancien fit de Galster *et al.* [Ga71] mais elles sont en désaccord avec la prédiction de Gari and Krumpelmann [GK84]. Le modèle de soliton chiral [We89] est une description raisonnable des facteurs de forme du nucléon jusqu'à  $Q^2 = 1 (GeV/c)^2$  mais la pente à l'origine n'est pas compatible avec les données expérimentales.

La détermination des valeurs expérimentales de  $G_E^n(Q^2)$  s'appuie sur les connaissances bien établies des courants d'échange mésoniques et des corrections relativistes jusqu'à  $1 (GeV/c)^2$ . Dans cette gamme de transfert d'impulsion ces corrections sont de l'ordre de 10 to 15 %. Au dessus de  $1 (GeV/c)^2$  les effets relativistes et les courants d'échange mésoniques augmentent considérablement et les différentes prédictions théoriques sont en désaccord les unes avec les autres. C'est la région où l'on devient très sensible aux hypothèses théoriques. Il faut donc recourir à d'autres approches expérimentales basées sur les mesures de polarisation, avec un faisceau d'électrons polarisés et soit une cible polarisée soit une mesure de la polarisation de recul. La diffusion quasiélastique d'électrons à CEBAF sur les noyaux de  $^2H$  ou  $^3He$ , semble une excellente approche expérimentale pour déterminer le facteur de forme électrique du neutron au dessus de  $1 (GeV/c)^2$ . Ces mesures n'ont jamais été réalisées jusqu'à présent, car elles nécessitent à la fois des mesures de polarisation et un faisceau continu. CEBAF est parfaitement bien adapté à ce type de mesure et plusieurs techniques ont été proposées pour mesurer  $G_E^n(Q^2)$  avec précision.

Trois propositions utilisant des techniques différentes ont été acceptées à CEBAF pour mesurer le facteur de forme électrique du neutron. Ces propositions illustrent parfaitement les nouvelles possibilités qui vont être disponibles pour la première fois en diffusion d'électrons.

**PR-89-018** Cette expérience utilisera une cible d'ammoniaque deutéré polarisé ( $ND_3$ ) et

un faisceau d'électrons polarisé pour mesurer l'asymétrie dans la diffusion quasi-élastique. Cette asymétrie est proportionnelle au produit  $G_E^n G_M^n$ . On peut exprimer la diffusion inclusive  $e - N$  comme la somme d'une partie non polarisée  $\Sigma$  et une partie polarisée  $\Delta$  :

$$\sigma = \Sigma + h\Delta \quad (45)$$

$h = \pm 1$  est l'hélicité du faisceau incident. Dans le cas d'une cible polarisée longitudinalement et perpendiculairement à  $\vec{q}$

$$A = \frac{\Delta}{\Sigma} \quad (46)$$

$$A = \frac{\Delta}{\Sigma} = -2 \frac{\sqrt{(\tau(1 + (1 + \tau) \tan(\theta/2)) G_E^n G_M^n)}{(G_E^n)^2 + \tau(1 + 2(1 + \tau) \tan^2(\theta_e/2)) G_M^n)^2} \quad (47)$$

$$(48)$$

Le schéma de la cible est présenté sur la figure 14. Une polarisation des deutérons d'environ 40 % est obtenue par la méthode de polarisation dynamique à très basse température  $T < 1$  K dans un champ magnétique élevé de 2.5 à 5 Tesla en présence d'un champ radiofréquence. La luminosité correspondant à cette cible est de  $\simeq 3 \cdot 10^{34}$ . Il est envisagé d'utiliser un ensemble de deux aimants auxiliaires pour guider le faisceau et ainsi compenser la déflexion du faisceau d'électrons due à la présence d'un champ magnétique important dans la cible. L'expérience consiste à détecter en coïncidence l'électron diffusé et le neutron dans le Hall C. L'électron sera détecté avec le spectromètre HMS et le neutron sera détecté par un mur de scintillateurs plastiques qui couvrira une surface de  $1,6 \times 3 \text{ m}^2$ . Chaque scintillateur est constitué de barreau de  $1.5 \times 0.1 \times 0.1 \text{ m}^3$ .

La mesure de la polarisation du faisceau est prévue à CEBAF avec deux types de polarimètres. Le polarimètre Möller utilise la mesure de l'asymétrie de la diffusion du faisceau d'électrons sur une cible d'électrons atomiques dans du fer magnétisé. La polarisation des électrons est de 0.8. Situé en aval de la cible polarisée, il est constitué d'un septum magnétique qui dévie les électrons diffusés élastiquement dans deux aimants en C situés de part et d'autre de la ligne de faisceau. Le polarimètre Compton utilise la diffusion Compton avec un laser à angle arrière. Le polarimètre Möller est bien adapté à des faisceaux de faible intensité, alors que le polarimètre Compton nécessite des intensités importantes. En effet le comptage à angle arrière est de 1 kHz/Watt/200  $\mu\text{A}$ . Dans le cas d'une cible polarisée de  $ND_3$ , l'intensité maximum du faisceau, de l'ordre de 10 nA, semble très faible pour pouvoir utiliser un polarimètre Compton.

Pour déterminer  $G_E^n$  avec précision, il faudra utiliser les mesures de  $G_M^n$  qui seront réalisées à NIKHEF et Mayence avec la réaction  $d(e, e'n)$ . Il est prévu de faire 4 points de mesure de 0.5 à 2  $(\text{GeV}/c)^2$  avec une précision de 10 à 20 %. en un temps estimé à 1325 heures. La précision des données envisagées est montrée sur la figure 15. Cette expérience propose également d'utiliser la réaction  $\vec{d}(\vec{e}, e'p)$  pour mesurer  $G_E^n$  qui est bien déterminé pour  $Q^2 < 1(\text{GeV}/c)^2$ . Ces mesures seront beaucoup plus rapides et serviront de calibration et de vérification du système.

**PR-91-020** Cette expérience part du même principe, mais elle prévoit d'utiliser comme cible de neutrons polarisés une cible de 30 cm de long et de 2.54 cm de diamètre remplie

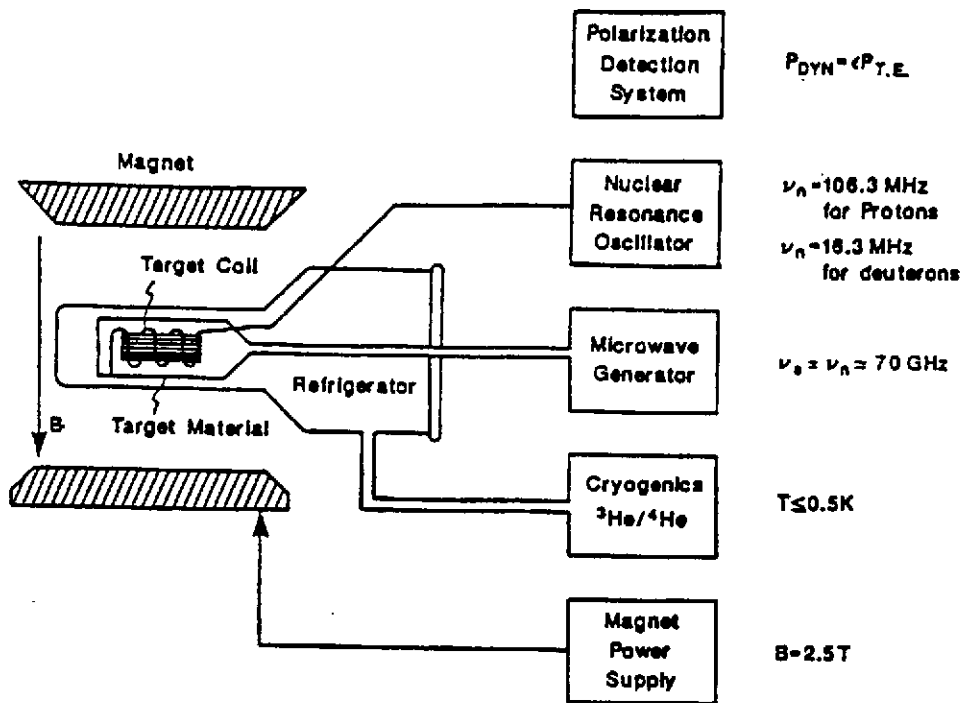


Figure 14: Schéma de principe de la cible de deutérons polarisés.

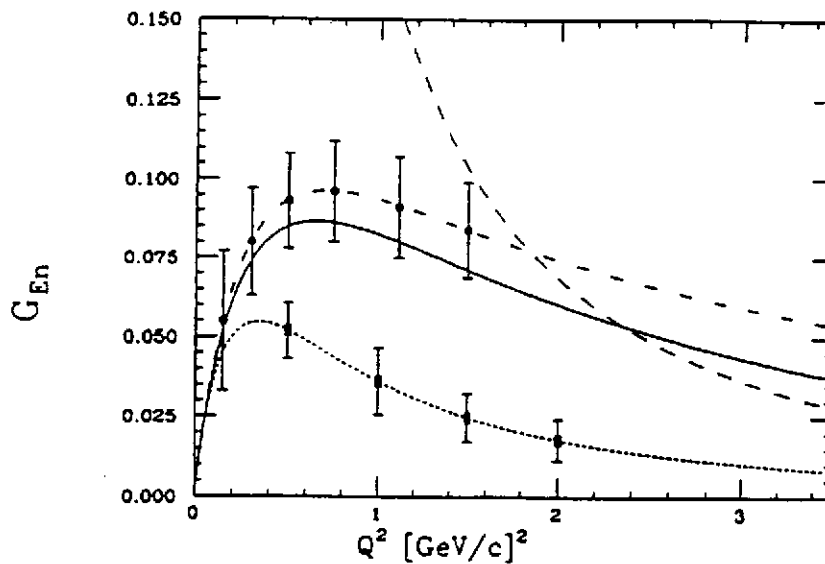


Figure 15: Précision des données sur  $G_E^n$  prévues par la proposition 89-018 par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de neutrons polarisés sous forme de  $\text{ND}_3$  (courbe du bas) et de la proposition 89-005 par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de deutérium non polarisé et détection de la polarisation du neutron de recul.

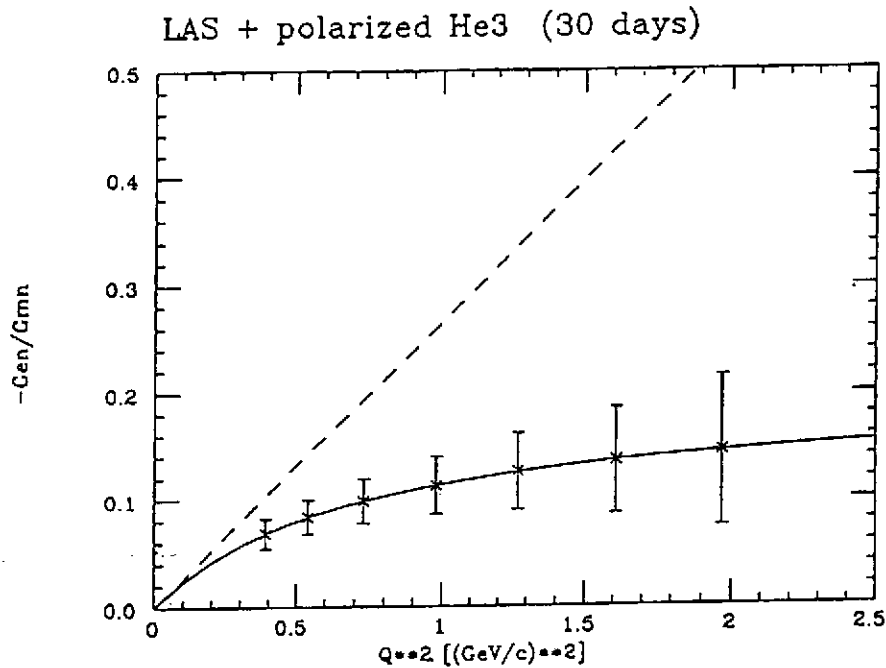


Figure 16: Précision des données sur  $G_E^n$  prévues par la proposition 91-020 utilisant une cible de  $^3\text{He}$  polarisée et le CLAS.

de gaz  $^3\text{He}$  polarisé par pompage optique avec un laser LNA à  $1.083 \mu$  dont la conception s'inspire d'une cible qui est actuellement en service au laboratoire de Bates-MIT et dont il existe un projet similaire à Mayence. La cible fonctionne à la température de l'azote liquide (77 K). Elle pourra supporter un faisceau d'intensité de  $60 \mu\text{A}$  et aura une luminosité de  $10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . L'avantage de ce type de cible est l'utilisation d'un faible champ magnétique. L'expérience sera réalisée dans le Hall B avec le détecteur CLAS. La précision des données expérimentales prévue en un run de 30 jours est illustrée sur la figure 16.

**PR-89-005** Dans les deux propositions précédentes, on se sert d'un faisceau polarisé et d'une cible polarisée. L'inconvénient des cibles polarisées est la complexité de leur mise en œuvre et leur luminosité relativement faible. On peut mesurer le même terme d'interférence  $G_E^n G_M^n$  avec une cible non polarisée, mais en détectant la polarisation du neutron de recul [ACG81]. L'expérience proposée ici est la continuation à CEBAF d'une expérience en cours au laboratoire de Bates-MIT. On utilise la diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés longitudinalement sur une cible de deutérium liquide non polarisé et on détecte en coïncidence l'électron polarisé et le neutron de recul. Le polarimètre à neutrons de recul est schématiquement représenté sur la figure 17. Il est constitué de 12 scintillateurs, soit 4 analyseurs de 25.4 cm de large et 0.5 m de hauteur et 4 détecteurs de 50.8 cm de large et 1.02 m de hauteur situés de part et d'autre de la trajectoire des neutrons de recul. Chaque scintillateur a une épaisseur de 10 cm. La figure représente le polarimètre dans le plan horizontal. La hauteur est dans le plan perpendiculaire. L'énergie du neutron est déterminée par le temps de vol du neutron entre la cible et l'analyseur. Il est prévu de calibrer ce polarimètre à LAMPF.

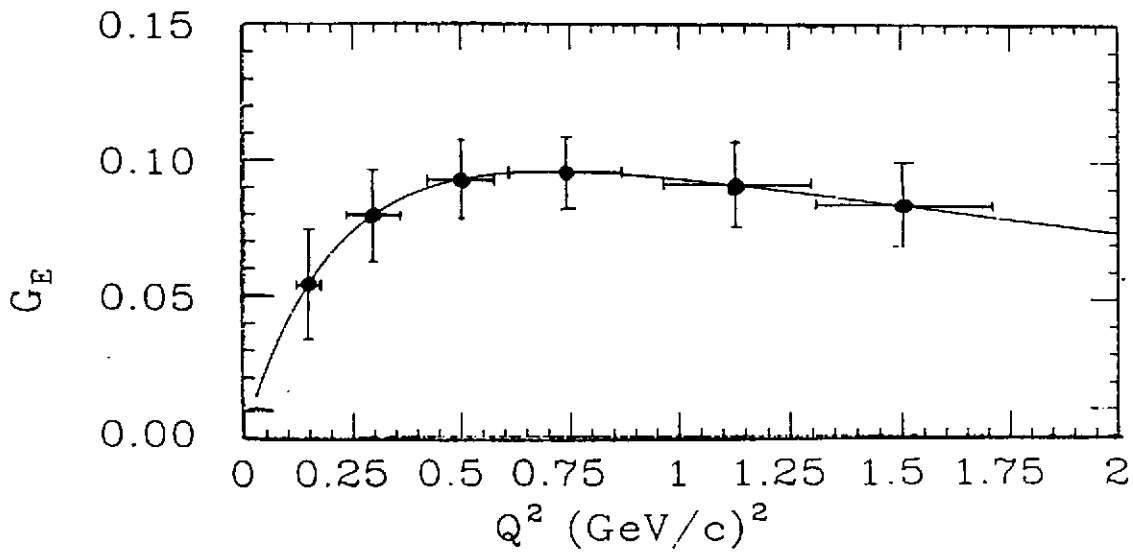
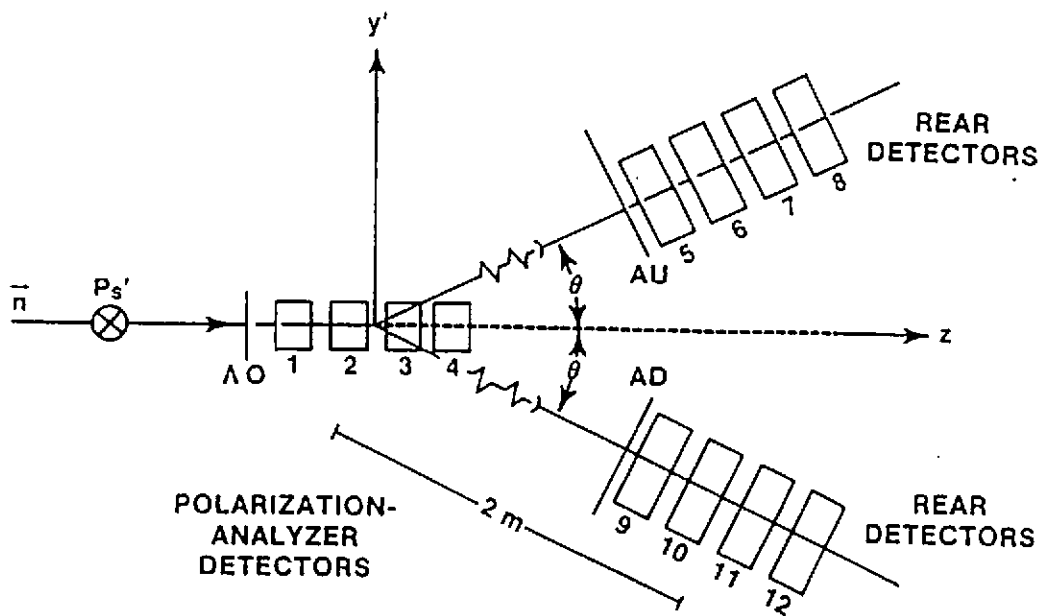


Figure 17: Schéma du polarimètre à neutrons et précision des données sur  $G_E^n$  prévues par la proposition 89-005.

La technique proposée permet de déterminer  $G_E^n$  avec la précision représentée sur la figure 17 en une prise de données de 1000 heures. L'expérience sera réalisée dans le Hall A ou le Hall C.

## 5 LE NUCLEON ET LES QUARKS ETRANGES

Dans le modèle des quarks le plus simple, les nucléons sont seulement composés de trois quarks u et d (quarks de valence), on ignore la contribution des gluons. Ce modèle simple décrit remarquablement bien la masse des mésons et celle des résonances du nucléon. Pourtant, certains de résultats expérimentaux, tels que la diffusion pion-nucléon de basse énergie (terme sigma) ou la structure en spin du nucléon, ont mis en évidence un désaccord avec la théorie si l'on ignore la présence des quarks étranges. La mer de quarks étranges semble fortement polarisée. Certaines interprétations théoriques vont même jusqu'à envisager que la mer étrange puissent être à l'origine de 30% de la masse du proton [JK87, Ga88, Ga91]. On ne sait que relativement peu de choses sur la distribution des quarks étranges. Les seules estimations théoriques sur leur distribution portent sur le rayon du facteur de forme de charge étrange du proton.

$$r_s^2 = -6 \left[ \frac{dF_1^s}{dQ^2} \right]_{Q^2=0} \quad (49)$$

Suivant les hypothèses,  $r_s^2$  varie de -0.2 à +0.2  $fm^2$ . On voit donc qu'il est fondamental de trouver des expériences qui apportent des résultats quantitatifs interprétables. Un programme de recherches systématiques à CEBAF va s'attaquer à ce problème et essayer de mesurer courant associé aux paires quarks-antiquarks étranges  $s\bar{s}$ . Deux approches expérimentales distinctes ont été proposées, une étude systématique de la violation de la parité pour mesurer les facteurs de forme faibles du nucléon et la mesure de l'évolution de la règle de Drell-Hearn-Gerasimov. Nous allons voir tout d'abord comment ce programme se connecte naturellement à l'étude de la structure en spin du nucléon qui a mis en évidence le rôle inattendu de la mer étrange.

### 5.1 La structure en spin du nucléon

A priori, le modèle des quarks suggère que le spin 1/2 du nucléon est la somme du spin des trois quarks de valence et le spin 3/2 du  $\Delta$  est dû au renversement du spin de l'un des quarks de valence. On peut le vérifier en mesurant l'asymétrie  $A_1(x)$  de la diffusion profondément inélastique d'électrons ou de muons polarisés longitudinalement sur une cible de nucléons polarisés longitudinalement [HK83]. Soit  $\sigma_{1/2}$  et  $\sigma_{3/2}$  les sections efficaces d'absorption du photon virtuel lorsque la projection du moment angulaire du système photon virtuel-nucléon le long de l'axe du faisceau est soit 1/2 soit 3/2.

$$A_1(x) = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad (50)$$

La figure 18 est une comparaison des données expérimentales et d'une prédiction théorique. Les données [As89] mettent en évidence un désaccord aux faibles valeurs de  $x$ . La mesure de cette asymétrie détermine  $g_1(x)$ , fonction de structure du nucléon dépendant du spin:



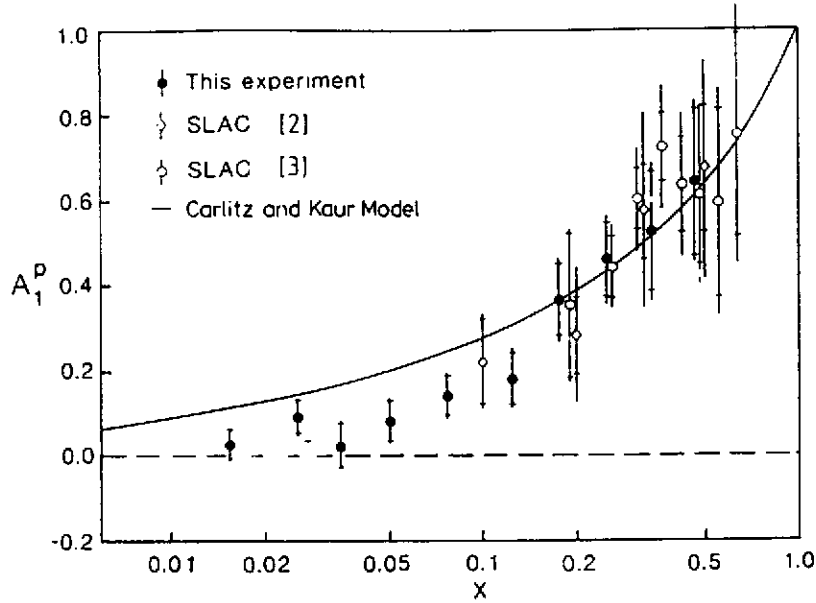


Figure 18: *Asymétrie de la diffusion profondément inélastique d'électrons et de muons polarisés longitudinalement sur des protons polarisés longitudinalement.*

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum e_i^2 [q_i^+(x) - q_i^-(x)] \quad (51)$$

$$g_1(x) = A_1(x) \cdot F_1(x) \quad (52)$$

$F_1(x)$  est la fonction de structure non polarisée.  $e_i$  est la charge du quark de saveur  $i$ ,  $q_i^+(x)$  et  $q_i^-(x)$  sont les distributions de quark ayant une fraction d'impulsion  $x$  ayant soit même hélicité (+) soit une opposée (-) à celle du nucléon. Ellis et Jaffe [EJ74] ont établi une règle de somme en supposant une symétrie exacte de saveur SU(3) dans les décroissances de l'octet des baryons et en supposant que la polarisation de la mer étrange du nucléon est nulle. La règle de somme d'Ellis et Jaffe prédit pour le proton:

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.189 \pm 0.005 \quad (53)$$

Expérimentalement on trouve:

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.126 \pm 0.010(stat.) \pm 0.015(syst.) \quad (54)$$

Une explication possible de ce désaccord est que la mer étrange est fortement polarisée. De façon inattendue, on trouve les quarks ne contribuent que pour  $(1 \pm 12 \pm 24)\%$  au spin du proton, beaucoup plus faiblement que prévu. Le rôle des gluons dans la structure en spin du nucléon est donc lui aussi à éclaircir. Altarelli et Ross [AR88] ont montré qu'il existe une correction gluonique qui se manifestait par l'anomalie axiale, bien que Jaffe and Manohar [JM89] estiment que cette contribution ne suffit pas à expliquer les résultats expérimentaux.

Ces résultats, stimulent actuellement les recherches sur le rôle de la mer de quarks étranges dans le nucléon. La communauté scientifique attend maintenant une nouvelle génération d'expériences de grande précision et une analyse théorique approfondie.

De nouvelles expériences tentent actuellement de mesurer  $g_1(x)$  avec une bien meilleure précision. Le projet SMC de diffusion de muons polarisés à 100 et 200 GeV au CERN sur le proton et le neutron est présenté à cette école par Jacques Martino. L'expérience E142 au SLAC a mesuré en 1992 la diffusion d'électrons polarisés de 20 GeV sur le neutron. L'expérience E143 au SLAC prendra des mesures sur le proton en 1993. Le projet HERMES à Hambourg [Ri89] propose d'utiliser des électrons polarisés de 35 GeV circulant dans l'anneau de HERA et une cible interne gazeuse de deutérium ou de  $^3\text{He}$ . On pourra pour la première fois faire des mesures précises à la fois sur le proton et le neutron et tester la règle de somme de Bjorken, dont la violation remettrait complètement en cause le cadre théorique de nos connaissances. La règle de somme de Bjorken relie la fonction de structure de spin  $g_1^p(x)$  du proton et celle du neutron  $g_1^n(x)$  mesurées en diffusion profondément inélastique aux constantes de couplage de la désintégration  $\beta$ :

$$\int_0^1 (g_1^p(x) - g_1^n(x)) dx = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (55)$$

Le test expérimental de la règle de somme de Bjorken permettra de savoir s'il existe un problème vraiment fondamental dans la structure de spin du nucléon.

L'étude de la structure en spin du nucléon n'est pas possible à CEBAF car l'énergie de 6 GeV n'est pas suffisante pour entrer dans le domaine de la diffusion profondément inélastique. En revanche CEBAF est une machine idéale pour explorer le rôle de la mer de quarks étranges dans le nucléon en mesurant le facteur de forme faible du proton par les expériences de violation de la parité.

## 5.2 Expériences de violation de la parité

Le modèle standard de Weinberg and Salam pour l'interaction faible et électromagnétique suppose l'existence de quatre bosons vecteurs. Trois de ces bosons vecteurs font partie d'un triplet de SU(2) ( $W^+$ ,  $W^0$ ,  $W^-$ ), le quatrième est un singlet,  $B^0$ . Les bosons  $W$  se couplent seulement à la charge faible tandis que le  $B^0$  se couple aux charges faible et électromagnétique. Les bosons  $B^0$  et  $W^0$  ne sont pas des particules physiques. Les particules physiques sont le photon et le  $Z^0$  qui correspondent à des combinaisons orthogonales. Le photon n'a pas de masse et correspond à un couplage vectoriel,

$$\gamma = \cos \theta_W B^0 - \sin \theta_W W^0 \quad (56)$$

Le  $Z^0$  est massif et il est le médiateur d'une nouvelle force, le courant faible neutre.

$$Z^0 = \sin \theta_W B^0 + \cos \theta_W W^0 \quad (57)$$

Le paramètre de mélange  $\sin \theta_W$  n'est pas spécifié par le modèle standard, mais il existe des prédictions concernant les relations entre les masses.

$$m_W = 37.4 \text{ GeV} / \sin \theta_W \quad (58)$$

$$m_{Z^0} = m_W / \cos \theta_W = 75 \text{ GeV} / \sin^2 \theta_W \quad (59)$$

Le modèle standard prédit une interférence qui viole la parité, entre le courant faible et le courant électromagnétique (figure 19).

L'amplitude de diffusion d'électrons polarisés sur un noyau non polarisé est donnée par la somme:

$$M = M^\gamma + M^Z \quad (60)$$

L'amplitude  $M^Z$  est environ  $10^5$  fois plus faible que  $M^\gamma$ , mais, elle est composée d'une partie vecteur et d'une partie vecteur-axiale. C'est cette dernière qui viole la parité. On voit alors que le principe de l'expérience consiste à mesurer le terme d'interférence en faisant la différence de sections efficaces correspondant à une hélicité du faisceau positive et une hélicité négative.

$$A = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{M^\gamma M^Z}{|M^\gamma|^2} \quad (61)$$

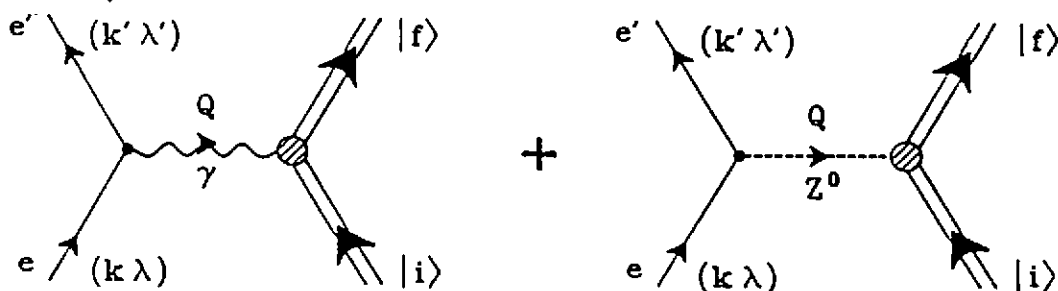


Figure 19: Amplitudes correspondant à l'échange d'un photon et d'un boson  $Z$  dont l'interférence conduit à une violation de la parité en diffusion d'électrons.

La violation de la parité est donc un test direct de la validité du modèle standard. Trois expériences de violation de parité en diffusion d'électrons ont été déjà réalisées, au SLAC [Pr79] à Mayence [He89] et au MIT [So89]. L'expérience consiste à mesurer l'asymétrie de la section efficace de diffusion d'électrons polarisés sur un noyau non polarisé. Les effets expérimentaux sont très petits mais mesurables avec précision.

Le résultat de Mayence a été obtenu par diffusion d'électrons polarisés sur du  $^9\text{Be}$  à une énergie incidente de 300 MeV. On trouve une asymétrie due à la violation de la parité:

$$A_{ex} = (-9.4 \pm 1.8 \pm 0.5) \times 10^{-6} \quad (62)$$

La figure 20 montre les résultats de Mayence et du SLAC avec la prédiction du modèle standard. Les coordonnées représentent les constantes de couplage des quarks  $C_{2d}$  and  $C_{2u}$ . L'expérience de Mayence est beaucoup plus sensible au constantes de couplage axial mais elle a nécessité la mesure d'une asymétrie dix fois plus faible qu'au SLAC. La réussite de cette expérience par des techniques originales a ouvert la voie à des mesures de violation de parité précises. Il faut noter que même avec un faisceau d'électrons de 300 MeV on met en évidence l'échange d'un boson  $Z^0$  par son interférence avec le photon virtuel. Ceci explique l'importance historique du résultat du SLAC. En effet, à cette époque, il y avait

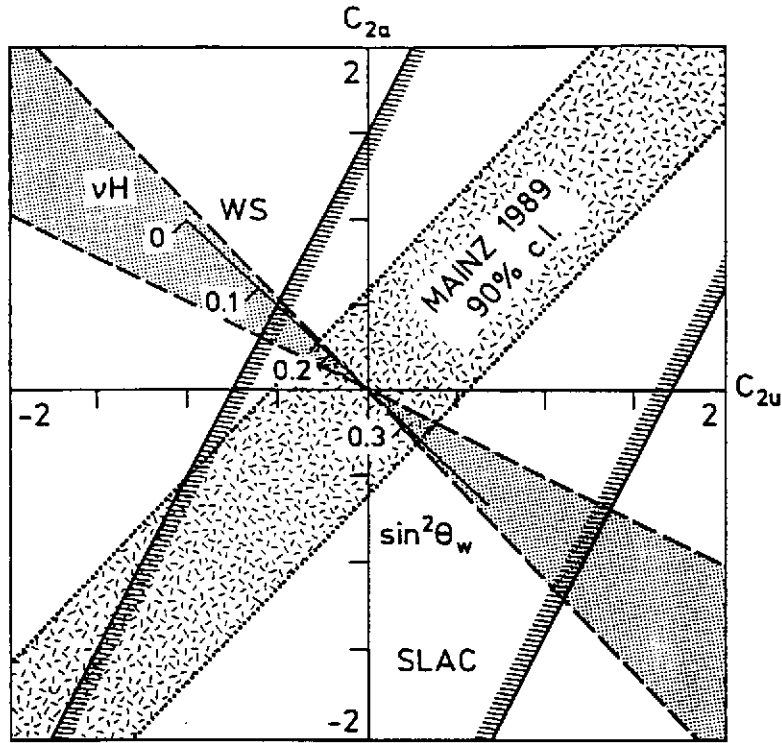


Figure 20: Résultats de la violation de parité dans la diffusion d'électrons polarisés sur le  $^9\text{Be}$  [He89]. La zone grisée montre la région permise pour les constantes de couplage des quarks. Le résultat du SLAC obtenu sur le  $^{12}\text{C}$  est également représenté sur la figure. [Pr79].

de nombreuses théories de jauge possibles, car on n'avait pas mis en évidence au CERN les bosons  $W$  et  $Z$  dans les collisions  $p\bar{p}$ .

La valeur de  $\sin^2 \theta_W$  déterminée par l'expérience de Mayence est en très bon accord avec les résultats expérimentaux les plus récents. Bien que ce résultat ne soit pas plus précis que celui des expériences de haute énergie, il a l'intérêt de constituer un test indépendant de la validité du modèle standard à basse énergie.

A CEBAF les expériences de violation de la parité vont s'attaquer à un problème différent. Elles partent du principe que maintenant la validité du modèle standard est établie. Il s'agit maintenant de mesurer le facteur de forme faible magnétique anormal et de déterminer la contribution du courant des quarks étranges [MK89, Be89] dans le courant neutre faible. La partie isovectorielle des facteurs de forme faibles peut s'exprimer en fonction des facteurs de forme électromagnétiques. En revanche la partie isoscalaire implique une combinaison de quarks différente de la partie isoscalaire des facteurs de forme électromagnétique. Il est ainsi possible de mesurer le courant des quarks étranges. Comme le facteur de forme du neutron qui correspond à une charge totale nulle, le facteur de forme électrique  $G_E^S$  s'annule à  $Q^2 = 0$  et on s'attend à ce qu'il ait un maximum vers  $0.3 (\text{GeV}/c)^2$ . En utilisant la symétrie d'isospin, on peut exprimer les facteurs de forme faible électrique et magnétique en fonction des facteurs de forme électrique et magnétique du proton et du neutron à laquelle vient s'ajouter le nouveau facteur de forme des quarks étranges.

$$G_{E,M}^Z = \left(\frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W\right) \left[\frac{G_{E,M}^p - G_{E,M}^n}{2}\right] \tau_3 - \sin^2 \theta_W \left[\frac{G_{E,M}^p + G_{E,M}^n}{2}\right] - \frac{1}{4} G_{E,M}^s \quad (63)$$

$\tau_3 = +1$  pour le proton et  $\tau_3 = -1$  pour le neutron.

Il existe également un facteur de forme axial faible:

$$G_Z^A = -\frac{1}{2}g_A\tau_3 + \frac{1}{4}G_A^S \quad (64)$$

$g_A = 1.262 \pm 0.004$  est déterminée par la décroissance  $\beta$  du neutron.

L'expérience SAMPLE, en cours de réalisation au laboratoire Bates du MIT, va servir de banc d'essai. Elle sera réalisée à une énergie de 200 MeV et un transfert très faible,  $Q^2 = 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup>. SAMPLE va mesurer le facteur de forme magnétique faible en utilisant une cible d'hydrogène. Dans ces conditions, l'asymétrie est donnée par l'expression :

$$A = \tau G_M^\gamma (G_M^Z + 0.2 G_A^Z) \simeq 8 \times 10^{-6} \quad (65)$$

En 500 heures de faisceau, avec une polarisation de faisceau de 50 %, il est prévu d'atteindre une erreur statistique:

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)_{Stat} = 5 \% \quad (66)$$

Ce qui permettrait de déterminer le facteur de forme faible magnétique avec une incertitude:

$$\Delta G_M^S = 0.22 \quad (67)$$

La cible d'hydrogène liquide aura 40 cm de long. Le détecteur sera constitué d'un compteur Cerenkov à air ( $\Delta\Omega = 2$  sr équipé de 10 miroirs sphériques réfléchissant la lumière sur 10 photomultiplicateurs. Les miroirs seront placés à gauche et à droite, en haut et en bas pour minimiser les fausses asymétries. On couvrira ainsi les angles de diffusion de 135° à 160°. SAMPLE sera la première expérience réalisée pour mesurer le facteur de forme magnétique faible. Elle donnera une première idée de ce que l'on peut mesurer à transfert essentiellement nul. Mais c'est à CEBAF qu'on pourra vraiment explorer la variation des facteurs de forme faibles électrique et magnétique en fonction du transfert d'impulsion.

Pour la diffusion  $\vec{e} + p$ , l'asymétrie est donnée par l'expression:

$$A = -\frac{G_F Q^2}{\pi\alpha\sqrt{2}} \frac{\epsilon G_E^\gamma G_E^Z + \tau G_M^\gamma G_M^Z + \frac{1}{2}(1 - 4\sin^2\theta_W)\sqrt{\tau(1+\tau)(1-\epsilon^2)}G_M^\gamma G_A^Z}{\epsilon(G_E^\gamma)^2 + \tau(G_M^\gamma)^2} \quad (68)$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\theta}{2}} \quad (69)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2} \quad (70)$$

$G_F$  est la constante de Fermi des interactions faibles.

La contribution du terme vecteur-axial proportionnel à  $G_A^Z$  est atténuée par le facteur  $(1 - 4\sin^2\theta_W) \simeq 0.08$ . Connaissant  $G_A^Z$ , il est possible de séparer  $G_E^Z$  et  $G_M^Z$  en faisant des mesures au même transfert d'impulsion, mais en faisant varier  $\epsilon$ . Aux angles avant on mesure la partie électrique, tandis qu'aux angles arrières, on mesure la partie magnétique.

L'expérience PR-91-017 se propose de réaliser un programme de mesures très complètes, avec le détecteur  $G_0$  à champ magnétique toroïdal et très grand angle solide (0.5 – 0.9 msr), spécialement conçu pour ce programme. De plus, il est proposé de déterminer la facteur de forme vecteur-axial du proton par violation de la parité dans la diffusion quasiélastique dans le deutérium. La précision statistique de la mesure de l'asymétrie sera de 5 % en 700 heures pour les angles avant et 1400 heures pour les angles arrières. En ajoutant le temps de mise au point à celui des mesures sur le deutérium, on arrive à 5000 heures pour ce programme. Il s'agit avec la séparation des sections efficaces longitudinales et transverse dans les réactions (e,e'p) et l'étude des résonances du nucléon, d'un des programmes les plus ambitieux de CEBAF. La figure 21 montre les mesures expérimentales et les erreurs prévues pour la mesure de  $G_E^S$  et  $G_M^S$ .

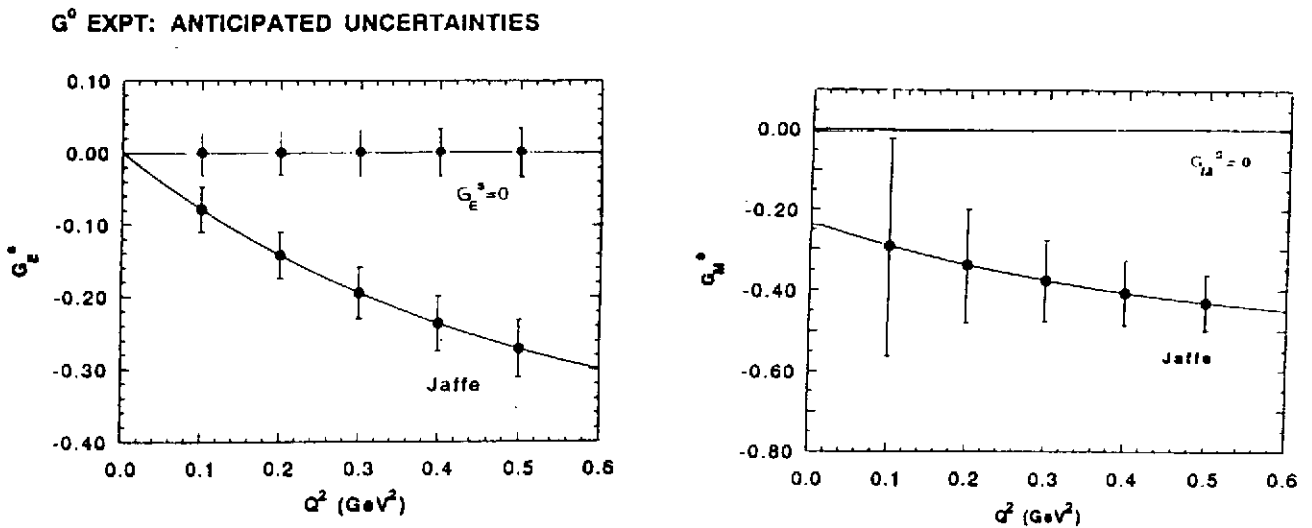


Figure 21: Mesures des facteurs de forme électrique et magnétique étranges proposées à CEBAF sur le proton.

Pour une cible isoscalaire telle que Deutérium ou  $^4\text{He}$ , l'expression de l'asymétrie se simplifie et la seule inconnue est  $G_E^S$ .

$$A = -\frac{G_F Q^2}{\pi \alpha \sqrt{2}} \left[ \sin^2 \theta_W + \frac{G_E^S}{2(G_E^p + G_E^n)} \right] \quad (71)$$

L'expérience PR-91-004 propose de mesurer l'asymétrie de la diffusion élastique sur le noyau de  $^4\text{He}$  à une énergie incidente de 3.45 GeV et un angle de diffusion  $\theta = 12.5^\circ$ , ce qui correspond à  $Q^2 = 0.6(\text{GeV}/c)^2$ . C'est la proposition d'expérience de violation de la parité la plus simple envisagée à CEBAF. Elle utilisera les deux spectromètres du Hall A avec leur système de détection standard. L'équipement le plus critique est la cible gazeuse à haute densité de  $^4\text{He}$  qui doit soutenir une puissance dissipée par le faisceau comprise entre 0.5 et 1 kW. De telles performances sont au delà des limites de la

technologie actuelle et vont demander un investissement technique important. En 1200 heures, avec une polarisation de faisceau de 50 %, la précision atteinte sera  $\Delta A/A = 35\%$  correspondant à  $\Delta G_E^S \simeq 0.06$ . A titre de comparaison, la valeur théorique prédite par la théorie est comprise entre -0.3 et 0. Les corrections dues à la brisure de symétrie d'isospin et aux courants d'échanges mésoniques, sont a priori relativement faibles, de l'ordre de 1 % de  $\sin^2 \theta_W$ . On aura ainsi une première estimation de la contribution des composantes  $s\bar{s}$  dans le nucléon. La figure 22 montre différentes prédictions théoriques et la mesure envisagée à CEBAF.

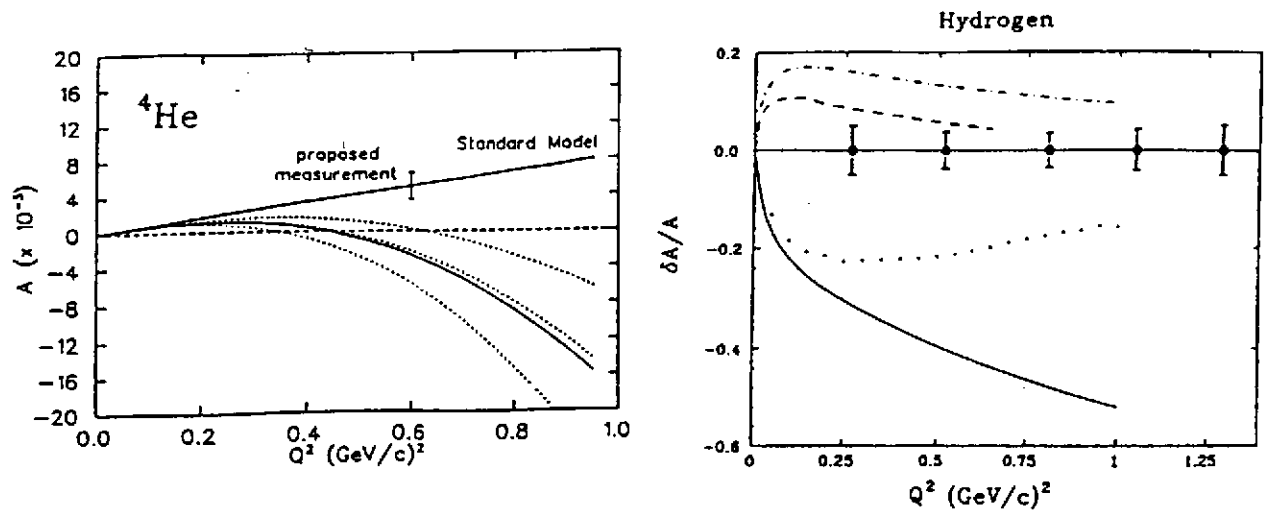


Figure 22: Asymétrie de la section efficace de violation de la parité sur  ${}^4\text{He}$  et le proton.

L'expérience PR-91-010 propose de mesurer l'asymétrie de la diffusion élastique sur le proton dans la gamme  $Q^2 = 0.1 - 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ . L'expérience sera également réalisée dans le Hall A, non en détectant les électrons diffusés, mais les protons de recul à des angles compris entre  $12.5^\circ$  et  $16.4^\circ$ , ce qui équivalent à un angle de diffusion de  $108^\circ$  pour les électrons. L'énergie du faisceau varie de 2.45 GeV à 4.35 GeV. L'asymétrie attendue est de l'ordre de  $10^{-5}$  à  $10^{-6}$ . L'incertitude expérimentale à laquelle on s'attend est représentée sur la figure 22. Les mesures seront effectuées avec une précision meilleure que 5 % en 500 heures en supposant une polarisation du faisceau de 50 %. Cette proposition émane du groupe qui a réalisé l'expérience de violation de parité sur le noyau de  ${}^{12}\text{C}$  au MIT et mesuré une asymétrie de

$$A_{\text{ex}} = (0.6 \pm 1.4 \pm 0.02) \times 10^{-6} \quad (72)$$

Les performances visées à CEBAF sont donc à la portée des expérimentateurs, mais elles vont demander une préparation de l'appareillage très élaborée et une chasse aux erreurs systématiques qui va exiger un effort considérable des physiciens et de l'équipe machine.

### 5.3 La règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov

A haute énergie, la diffusion profondément inélastique d'électrons ou de muons met en évidence la structure en quarks des nucléons. A basse énergie, l'absorption de photons correspond à l'excitation du nucléon dans lequel les quarks sont confinés. Le problème central est actuellement d'essayer de connecter les descriptions théoriques de ces deux domaines. La règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov [Ge65, DH66] est reliée à l'intégrale de la différence entre les amplitudes d'hélicité 1/2 et 3/2 d'absorption totale de photons polarisés en fonction de l'énergie de photon. L'évolution de cette règle de somme en fonction de  $Q^2$  est particulièrement intéressante. On connaît parfaitement sa valeur à  $Q^2 = 0$  et aussi sa limite pour  $Q^2 \rightarrow \infty$  grâce à la règle de somme de Bjorken et aux mesures de diffusion profondément élastique sur une cible de proton polarisée faites au CERN avec des muons et au SLAC avec des électrons polarisés.

Pour les photons réels ( $Q^2 = 0$ ) Gerasimov [Ge65] le premier, puis Drell et Hearn [DH66] ont montré que les sections efficaces de photons réels obéissent à la règle de somme :

$$\int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \frac{-2\pi^2 \alpha \kappa^2}{M^2} \quad (73)$$

$\kappa$  est le moment anormal et  $M$  est la masse du nucléon. Cette règle de somme a des bases théoriques solides. Elle prédit que l'intégrale de la différence des deux sections efficaces de photoabsorption totale d'hélicité 1/2 et 3/2 est *négative* à  $Q^2 = 0$ . On peut aussi définir l'intégrale :

$$I_1(Q^2) = \frac{2M^2}{Q^2} \Gamma_1^p \quad (74)$$

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx \quad (75)$$

La règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov peut encore s'écrire :

$$I_1(Q^2 = 0) = -\frac{\kappa^2}{4} \quad (76)$$

Cette règle de somme conduit donc à une valeur *négative* de  $I_1(0)$  qui devrait être vérifiée expérimentalement, en particulier par l'expérience récemment proposée à Bonn. Les photons polarisés circulairement seront produits par bremsstrahlung d'électrons polarisés longitudinalement dans un radiateur mince. L'expérience nécessitera de mesurer la section efficace de d'absorption totale de photons polarisés du seuil d'émission de pion jusqu'à environ 3 GeV. On pense qu'il s'agit d'une prédiction théorique très solide et il serait surprenant qu'elle ne soit pas vérifiée expérimentalement.

Lorsque  $Q^2 \rightarrow \infty$ , nous avons vu qu'il existe une autre règle de somme très bien fondée établie par Bjorken qui relie la fonction de structure de spin  $g_1^p(x)$  du proton et celle du neutron  $g_1^n(x)$  mesurées en diffusion profondément inélastique aux constantes de couplage de la désintégration  $\beta$ :

$$\int_0^1 [g_1^p(x) - g_1^n(x)] dx = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| \quad (77)$$



Les mesures faites par diffusion d'électrons au SLAC et par diffusion de muons au CERN ont déterminé l'intégrale de  $g_1^p(x)$ .

$$\int_0^1 g_1^p(x) dx = 0.123 \pm 0.013 \pm 0.019 \quad (78)$$

En combinant ce résultat avec la règle de somme de Bjorken, on peut démontrer que:

$$\int_{\frac{Q^2}{2m}}^{\infty} \frac{d\nu}{\nu} (\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}) = \frac{0.145 \pm 0.035}{Q^2} \quad (79)$$

ce qui revient à dire que dans la région de la diffusion profondément inélastique :

$$I_1(Q^2) > 0 \quad (80)$$

On voit que les expériences faites en diffusion profondément inélastique, conduisent donc à une valeur de  $I_1(Q^2)$  *positive* lorsque  $Q^2 \rightarrow \infty$  et *negative* lorsque  $Q^2 = 0$ . La figure 23 montre l'évolution de cette intégrale en fonction de  $Q^2$ . Les prédictions des modèles théoriques sont très sensibles au choix de leurs hypothèses. Pour passer de la valeur positive mesurée par EMC à une valeur négative à  $Q^2 = 0$ , différentes explications ont été proposées, en invoquant par exemple la contribution de plusieurs résonances. Récemment Soffer et Teryaev ont proposé une explication qualitativement très différente. Leur calcul montre qu'il faut prendre en compte à  $Q^2 = 0$  la contribution de la fonction de structure de spin transverse  $g_2^p(x)$ , alors que pour les très grandes valeurs de  $Q^2$ , la contribution de ce terme s'annule.

L'évolution rapide de la règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov devient alors reliée à l'effet de la contribution de  $g_2^p(x)$  qu'on avait ignorée jusqu'à présent. Cette interprétation prédit que  $I_1(Q^2) = 0$  pour  $Q^2 = 0.2$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

La proposition PR-91-023 à CEBAF va mesurer l'évolution de la règle de Drell-Hearn-Gerasimov par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de protons polarisés avec le CLAS dans le Hall B, en mesurant l'asymétrie:

$$A_1 = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} \quad (81)$$

dans un large domaine de variation de  $\nu$  et  $Q^2$ . La section efficace inclusive  $\vec{e} + \vec{p} \rightarrow e' + X$  s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \Gamma_T \left[ \sigma_T + \sigma_L \pm \sqrt{1 - \epsilon^2} \cos \psi \cdot \sigma_T \cdot A_1 \pm \sqrt{2\epsilon(1 - \epsilon)} \sin \psi \cdot \sigma_T \cdot A_2 \right] \quad (82)$$

Le signe  $\pm$  correspond au signe relatif du produit de la polarisation du faisceau par celle de la cible. L'asymétrie longitudinale  $A_1$  et l'asymétrie transverse  $A_2$  seront séparées à CEBAF dans la région cinématique  $0.2 < Q^2 < 2$  (GeV/c)<sup>2</sup> et  $W \leq 1.8 - 2$  GeV. La méthode proposée est de faire des mesures à plusieurs énergies de faisceau incident et à des transferts d'impulsion  $Q^2$  fixés.

Le détecteur CLAS a été conçu de façon à ce que le champ magnétique sur l'axe à l'endroit où se trouvera la cible polarisée soit nul. Le champ magnétique de 5 T créé par l'aimant de la cible modifiera la trajectoire du faisceau et des particules diffusées, mais la reconstruction des trajectoires pourra se faire sans difficulté majeure,

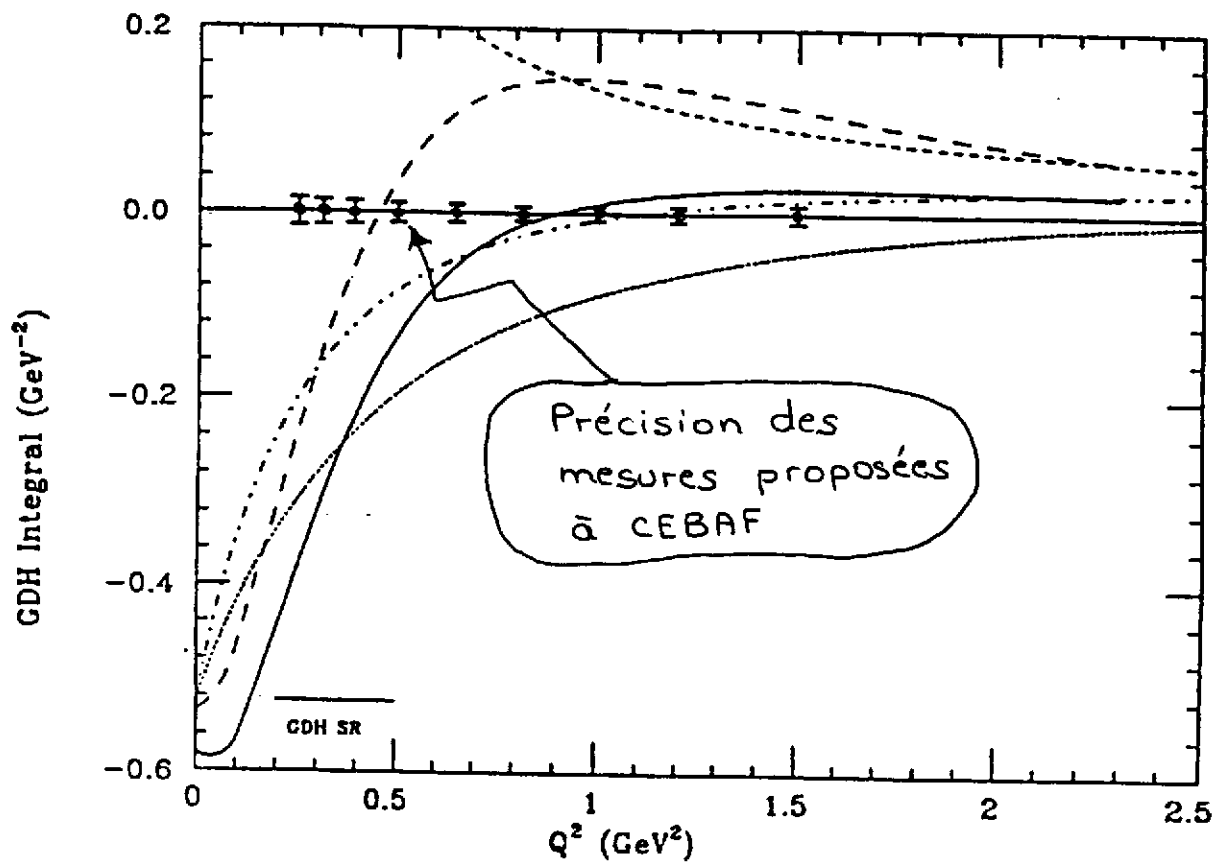


Figure 23: Evolution de l'intégrale de Drell-Hearn-Gerasimov pour différents modèles théoriques. On a également représenté les incertitudes expérimentales qu'on pourra atteindre à CEBAF.

## 6 LES RÉSONANCES DU NUCLÉON

La structure en quark du nucléon se manifeste par la présence d'un grand nombre d'états excités du nucléon dans la gamme de 1 à 3 GeV. Ces états ont un fort taux de décroissance vers l'état fondamental du nucléon et une largeur de l'ordre de 100 à 300 MeV. Leur recouvrement est d'autant plus important que l'énergie d'excitation du nucléon est grande. Un grand nombre de ces états a été mis en évidence par des résonances dans la diffusion pion-nucléon. On a donc coutume de les appeler résonances du nucléon et de les désigner par  $N^*$ . La notation standard pour une résonance est basée sur les résultats de la diffusion  $\pi N$ . Ainsi dans cette notation, le  $\Delta$  premier état excité du nucléon situé à une énergie de 1232 MeV correspond à l'état  $P_{33}(1232)$ , ce qui indique une résonance dans l'état  $P$  du système  $\pi N$ , d'isospin  $2I = 3$  et de spin ( $2J = 3$ ). L'état  $D_{13}(1520)$  est donc une résonance dans l'onde partielle  $l = 2$ , de masse 1520 MeV, d'isospin  $I = \frac{1}{2}$  et de spin  $J = \frac{3}{2}$ .

Dans le modèle des quarks dans sa version la plus simple, la résonance du système pion-nucléon correspond à l'excitation d'un seul quark de l'état fondamental du nucléon. Ce modèle explique bien le spectre des résonances du nucléon, ce qui est relativement surprenant si l'on pense qu'il ne prend en compte que les trois quarks de valence et qu'il ignore les gluons. L'intérêt du modèle des quarks est qu'il permet de classifier les résonances baryoniques. Le tableau 5 montre la liste des résonances du nucléon qui sont bien établies.

Pour comprendre la structure du nucléon et la dynamique du confinement des quarks dans le nucléon, les physiciens ont proposé un vaste programme expérimental à CEBAF pour mesurer avec précision les facteurs de forme de transition des résonances. B. Mecking et V. Burkert, ont publié de nombreux articles de revue sur ces propositions qui ont été publiés dans les références [AMS89, FM91, FS91, Mi92, MG92, MS92]; on trouvera une introduction théorique simple sur le formalisme du modèle des quarks dans l'article de M. Giannini [Fa90] et le livre de R.K. Bhaduri [Bh88].

Le spectre des états d'énergie du nucléon n'est pas une information suffisante pour caractériser la fonction d'onde de ces états. Des fonctions d'ondes très différentes peuvent parfaitement être compatibles avec le même spectre en énergie des résonances du nucléon. Pour comprendre la dynamique des quarks confinés dans le nucléon, il faut donc avoir des informations beaucoup plus complètes que celles qu'on a actuellement.

La méthode la plus puissante pour déterminer la fonction d'onde des résonances du nucléon est de mesurer la dépendance en  $Q^2$  de leur facteur de forme de transition en séparant les états d'hélicité. Ceci requiert des expériences de diffusion d'électrons polarisés sur une cible de proton polarisée. Ce terrain a été bien défriché par un grand nombre d'expériences. On connaît bien la technique expérimentale et la méthode d'analyse, mais le faible cycle utile et les limitations des détecteurs n'ont permis que des réponses peu précises. L'accélérateur de CEBAF et CLAS, le détecteur  $4\pi$  du Hall B, ont été conçus pour réaliser une étude systématique de grande précision des résonances du nucléon. On espère également mettre en évidence à CEBAF de nouvelles résonances qui ne peuvent pas être excitées dans la voie  $\pi N$  telles que des transitions à deux quarks. La figure 24 montre le domaine accessible à CEBAF pour cette étude.

$SU(6)$ Reprn.	$SU(3)_f$ Reprn.	$J^P$	$S = 0$	$S = -1$		$S = -2$	$S = -3$
				$I = 0$	$I = 1$		
$56^+(L = 0)$ $N = 0$	$^2_8$	$\frac{1}{2}^+$	$N(939)$	$\Lambda(1116)$	$\Sigma(1193)$	$\Xi(1318)$	
	$^4_{10}$	$\frac{3}{2}^+$	$\Delta(1232)$		$\Sigma(1385)$	$\Xi(1533)$	$\Omega(1672)$
$70^-(L = 1)$ $N = 1$	$^2_8$	$\frac{3}{2}^-$	$N(1520)$	$\Lambda(1690)$	$\Sigma(1580)^{**}$	$\Xi(1820)?$	
		$\frac{1}{2}^-$	$N(1535)$	$\Lambda(1670)$	$\Sigma(1620)^{**}$		
	$^4_8$	$\frac{1}{2}^-$	$N(1650)$	$\Lambda(1800)$	$\Sigma(1750)$		
		$\frac{3}{2}^-$	$N(1675)$	$\Lambda(1830)$	$\Sigma(1775)$		
		$\frac{5}{2}^-$	$N(1700)$	?	$\Sigma(1670)$		
		$\frac{7}{2}^-$					
	$^2_{10}$	$\frac{1}{2}^-$	$\Delta(1620)$				
		$\frac{3}{2}^-$	$\Delta(1700)$				
	$^2_1$	$\frac{1}{2}^-$			$\Lambda(1405)$		
		$\frac{3}{2}^-$			$\Lambda(1520)$		
$56^+(L = 0')$ $N = 2$	$^2_8$	$\frac{1}{2}^+$	$N(1440)$	$\Lambda(1600)$	$\Sigma(1660)$		
	$^4_{10}$	$\frac{3}{2}^+$	$\Delta(1600)^{**}$		$\Sigma(1690)^{**?}$		
$56^+(L = 2)$ $N = 2$	$^2_8$	$\frac{3}{2}^+$	$N(1720)$	$\Lambda(1890)$	?		
		$\frac{5}{2}^+$	$N(1680)$	$\Lambda(1820)$	$\Sigma(1915)$		
	$^4_{10}$	$\frac{1}{2}^+$	$\Delta(1910)$				
		$\frac{3}{2}^+$	$\Delta(1920)$			$\Sigma(2080)^{**}$	
		$\frac{5}{2}^+$	$\Delta(1905)$				
$\frac{7}{2}^+$	$\Delta(1950)$				$\Sigma(2030)$		
$56^+(L = 4)$	$^2_8$	$\frac{7}{2}^+$					
		$\frac{9}{2}^+$	$N(2220)$				
	$^4_{10}$	$\frac{4}{2}^+$					
		$\frac{11}{2}^+$	$\Delta(2300)^{**}$				
$\frac{13}{2}^+$	$\Delta(2420)$						
$70^+(L = 0')$ $N = 2$	$^2_8$	$\frac{1}{2}^+$	$N(1710)$	$\Lambda(1800)$	$\Sigma(1880)^{**}$		
	$^4_8$	$\frac{3}{2}^+$	$N(1540)^*?$				
		$\frac{5}{2}^+$	$\Delta(1550)^*?$				
	$^2_{10}$	$\frac{1}{2}^+$	$N(2100)^*?$				
$70^+(L = 2)$	$^2_8$	$\frac{3}{2}^+$		$\Lambda(2110)$			
	$^4_8$	$\frac{5}{2}^+$	$N(1990)^{**?}$				
$56^-?$ $(L = 1)$ $N = 3$	$^2_8$	$\frac{1}{2}^-$	$N(2090)^*?$				
		$\frac{3}{2}^-$	$N(2080)^{**?}$				
	$^4_{10}$	$\frac{1}{2}^-$	$\Delta(1900)$			$\Sigma(1940)$	
		$\frac{3}{2}^-$	$\Delta(1940)^*?$				
$\frac{5}{2}^-$	$\Delta(1930)$						

The two- and one-star states are not confirmed<sup>26</sup>.

Table 5: Les résonances baryoniques prédites avec les quarks (u,d,s), d'après R.K. Bhaduri [Bh88].

Dans la diffusion inclusive d'électrons sur le nucléon  $e + N \rightarrow e' + X$ , on ne détecte que l'électron diffusé. On observe plusieurs pics très larges correspondant à différents états excités du nucléons. La figure 25 montre le spectre des résonances non-étranges du nucléon classées suivant le modèle des quarks.

Leur grande largeur comparée à leur espacement en énergie ne permet pas en général de les isoler. On peut seulement avoir une idée des états qui dominent la section efficace et de leur dépendance en  $Q^2$  en soustrayant un fond non-résonant dont on suppose a priori la forme. La figure 26 montre un spectre typique d'excitation du nucléon par la réaction  $p(e,e')$  mesuré au SLAC à une énergie de 7 GeV et un angle de diffusion de  $6^\circ$ . On discerne sur ce spectre expérimental un fond non-résonant et trois grosses bosses qui sont des mélanges des résonances  $\Delta(1232)$ ,  $D_{13}(1520)$ ,  $S_{11}(1535)$ ,  $F_{15}(1680)$ . On ne voit pas la résonance de Roper  $P_{11}(1470)$ .

La section efficace de diffusion inclusive d'électrons non polarisés sur une cible non polarisée s'écrit:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \Gamma_T \cdot \sigma_0 \quad (83)$$

$$\sigma_0 = (\sigma_T + \epsilon \sigma_L) \quad (84)$$

$$\sigma_T = 1/2(\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}) \quad (85)$$

$\Gamma_T$  est le flux de photons virtuels.

$\sigma_0$  est la section efficace non polarisée.

$\sigma_L$  et  $\sigma_T$  sont les sections efficaces longitudinale et transverse.

$\epsilon$  est la polarisation du photon.

Nous avons déjà vu qu'on peut exprimer la section efficace transverse en fonction des deux composantes d'hélicité  $A_{1/2}$  et  $A_{3/2}$  qui correspondent au schéma de la figure 27. Le photon a un spin 1, lorsque le spin du photon et le spin du nucléon cible sont parallèles, l'hélicité est  $3/2$ , alors qu'elle est égale à  $1/2$  lorsqu'ils sont antiparallèles.

$$\sigma_T = 1/2(\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}) \quad (86)$$

De plus lorsque le photon est virtuel, il existe une troisième composante  $S_{1/2}$  qui est longitudinale.

Comme le photon est un mélange d'isospin 1 et 0, il faut faire des expériences sur le proton et le neutron pour séparer les composantes d'isospin. L'étude des résonances du nucléon à CEBAF sera réalisée en séparant les différentes amplitudes d'hélicité par diffusion d'électrons polarisés sur une cible de nucléons polarisés. Dans le cas de l'électroproduction de pions, pour identifier l'isospin de la résonance, sur les quatre configurations d'isospin possibles, il faut en mesurer au moins trois:

$$e + p \rightarrow p + \pi^0 \quad (87)$$

$$e + p \rightarrow n + \pi^+ \quad (88)$$

$$e + n \rightarrow p + \pi^- \quad (89)$$

Le spin de la résonance est déterminé par la distribution angulaire des produits de la réaction, par exemple un nucléon et un pion dans la voie finale. Les mesures de polarisation permettront de distinguer les amplitudes résonantes du fond non-résonant et d'isoler

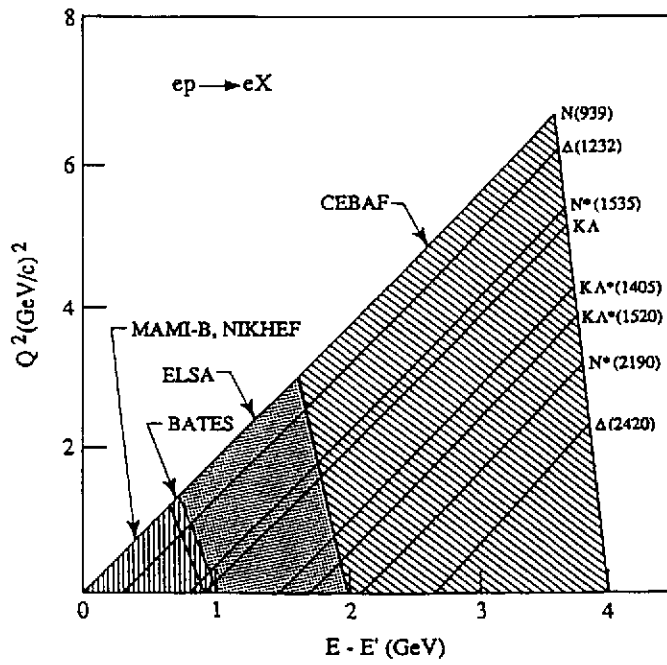


Figure 24: *Domaine cinématique accessible à CEBAF pour l'étude des résonances du nucléon.*

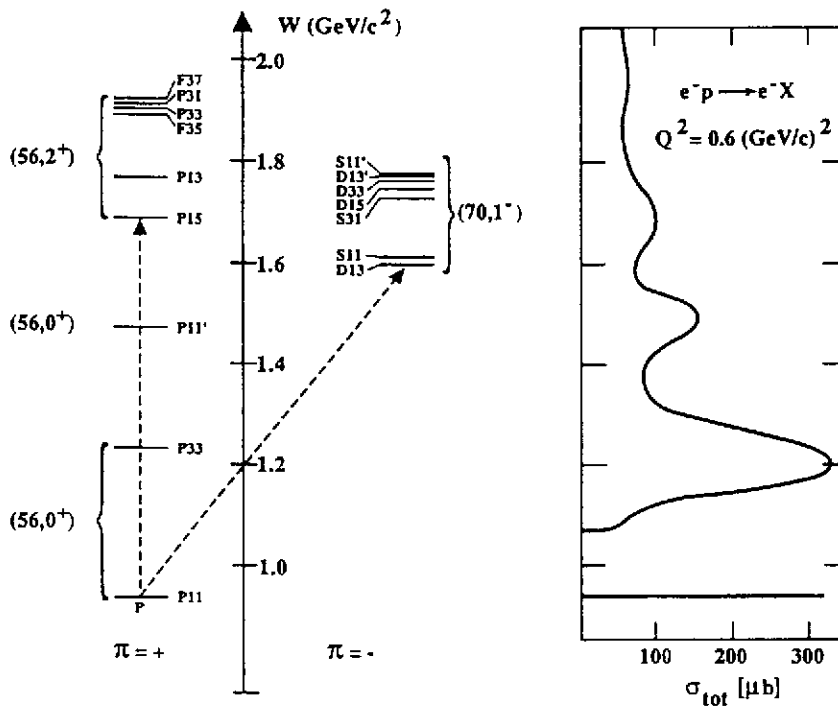


Figure 25: *Spectre des résonances non étrangères du nucléon et section efficace de photoabsorption à  $Q^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$*

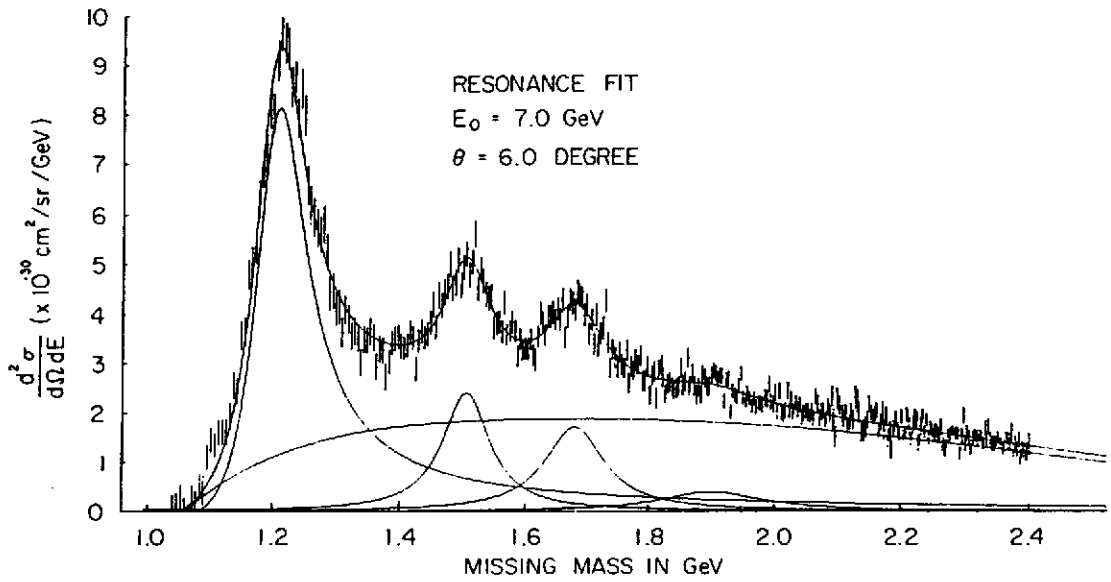


Figure 26: Spectre d'excitation du nucléon mesuré au SLAC par diffusion inclusive d'électrons.

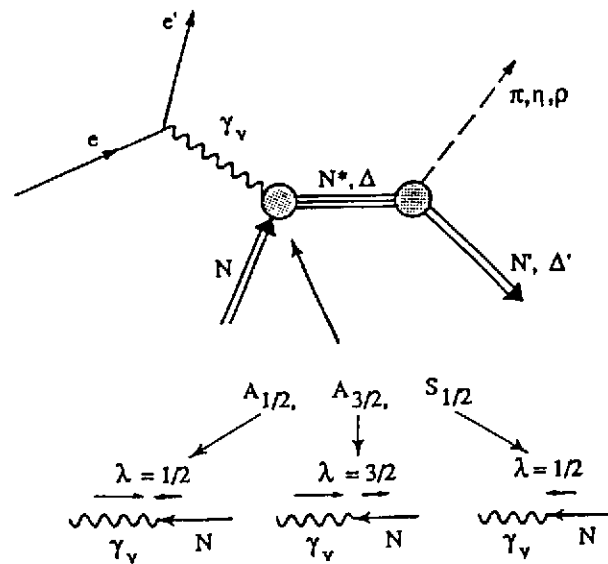


Figure 27: Electroproduction des résonances du nucléon. La figure montre également les amplitudes d'hélicité du couplage du photon au vertex  $NN^*$ .

certaines amplitudes trop faibles pour être vues dans les expériences avec des électrons non polarisés.

L'intérêt du CLAS est que la prise de données se fera en une seule fois pour les différents canaux de réactions. Le programme  $N^*$  prévoit de mesurer  $10^9$  événements dans différentes voies finales allant de la production d'un seul pion à la production de mésons vecteurs, de kaons et d'hypérons. La section efficace de diffusion inclusive d'électrons polarisés sur des protons polarisés  $\vec{p}(\vec{e}, e')X$  s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_e dE'_e} = \Gamma_T \cdot \left[ \sigma_0 + P_e \cdot P_p \cdot \cos \phi \cdot (\sqrt{1 - \epsilon^2} \cdot \cos \psi \cdot A_1 \sigma_T + \sqrt{\epsilon(1 - \epsilon)} \cdot \sin \psi \cdot A_2 \cdot \sigma_T) \right] \quad (90)$$

$\psi$  est l'angle polaire et  $\phi$  l'angle azimuthal entre le vecteur de polarisation cible  $\vec{S}$  et la direction du photon virtuel  $\vec{q}$ ,  $P_e$  est la polarisation de l'électron,  $P_p$  la polarisation du proton.

$$A_1 = \frac{\sigma_T^{1/2} - \sigma_T^{3/2}}{\sigma_T^{1/2} + \sigma_T^{3/2}} \quad (91)$$

$A_2$  est le terme d'interférence longitudinal-transverse.

$$A_2 = \sqrt{\sigma_L / \sigma_T} \quad (92)$$

## 6.1 La résonance $\Delta$

Dans la version la plus simple du modèle des quarks, les trois quarks de valence se déplacent dans l'état s le plus bas du potentiel de confinement à la fois pour l'état fondamental du nucléon  $N(940)$  et pour le premier état excité du nucléon la résonance  $\Delta P_{33}(1232)$ . A priori le modèle des quarks prédit que la résonance  $\Delta$  est un état sphérique. Dans ce modèle, la transition  $\Delta \rightarrow N + \gamma$  est une pure transition M1 qui correspond au retournement du spin d'un quark dans la configuration alignée  $J = 3/2$  du  $\Delta$  à la configuration  $J = 1/2$  du nucléon où deux quarks couplent leur spin à 0. Mais, la théorie montre que ce modèle de nucléon sphérique n'est qu'une approximation et qu'il existe une déformation causée par l'interaction magnétique de couleur provenant de l'échange d'un gluon à courte distance. Cette déformation donne naissance à une transition E2. Le rapport E2/M1 est donc une mesure directe de la déformation du système des trois quarks de valence.

Pour une transition M1 pure l'asymétrie  $A = -1/2$ . L'ensemble des mesures existantes est représenté sur la figure 28 avec plusieurs prédictions théoriques. La sensibilité de ces expériences est trop faible pour mettre en évidence un effet de quelques pour-cent. On voit qu'à CEBAF la précision expérimentale sera très supérieure et permettra de discriminer sans ambiguïté tous les modèles. L'intérêt de ces expériences sera d'étudier la variation en  $Q^2$  du rapport E2/M1. En effet, à très grand transfert d'impulsion, la conservation d'hélicité implique que ce rapport tend vers 1. On voit donc que la variation en  $Q^2$  devrait nous renseigner avec précision sur la dynamique des quarks dans le nucléon.

Il faut souligner que le CLAS permettra pour la première fois de mesurer la distribution angulaire complète de la réaction  $e + p \rightarrow n + \pi^+$  avec une précision comparable à celle de



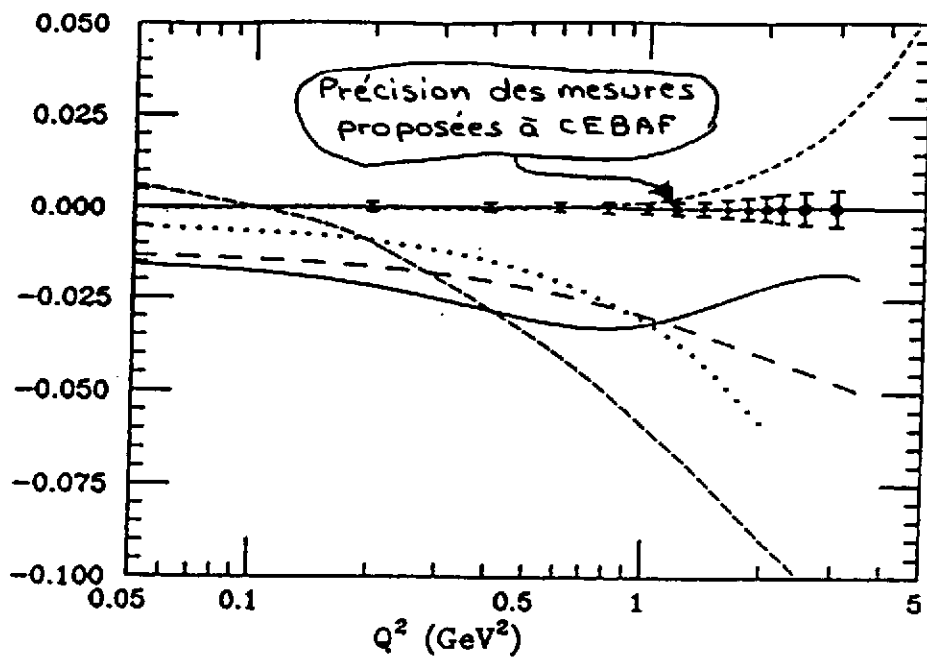
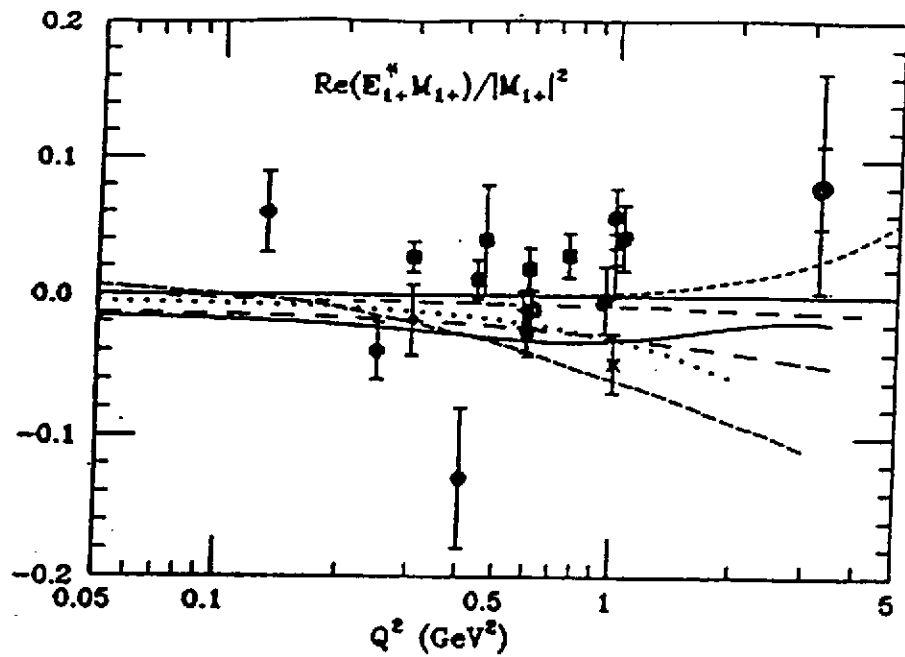


Figure 28: Electroproduction de la résonance  $\Delta$ . La figure du haut montre les prédictions théoriques et l'ensemble des résultats des mesures existantes. La figure du bas montre sur une échelle agrandie la précision des données attendues à CEBAF.

la réaction  $e + p \rightarrow p + \pi^0$ . Le nucléon est émis dans un cône de faible extension autour de la direction du photon, mais le pion est émis dans un angle de  $4\pi$ . Ce type de réaction est impossible à étudier avec un spectromètre de faible ouverture.

## 6.2 Etude de la résonance Roper

Le modèle des quarks prédit que la résonance Roper  $P_{11}(1470)$  correspond à un mode d'excitation radiale ( $L = 0$ ) du nucléon. La résonance Roper a été récemment étudiée à SATURNE par diffusion inélastique de particules  $\alpha$  de 7 GeV/c sur de l'hydrogène à très petit angle  $0 < \theta_\alpha < 5^\circ$ . Après soustraction du spectre de l'excitation du projectile, on voit clairement une forte excitation de la résonance Roper. Cette expérience met bien en évidence le caractère monopolaire ( $L = 0$ ) de la transition et confirme que cette résonance correspond au mode de compression de plus basse énergie du nucléon.

La résonance de Roper a été clairement vue dans les expériences de diffusion de pions et de photoproduction, mais elle est à peine visible dans les données de la diffusion d'électrons. Différentes idées théoriques ont été avancées pour expliquer cette atténuation inattendue et la masse de cette résonance. La théorie pense qu'il peut s'agir, soit d'un état  $[q^3] [56, 0^+]_2$  qui peut être dédoublé, soit d'un baryon hybride  $[q^3 G] [70, 0^+]_0$  formé par un mélange quarks-gluons auquel cas, il devrait exister d'autres baryons hybrides  $P_{13}$ ,  $P_{31}$ ,  $P_{33}$  vers 1600 MeV. Les données précises du CLAS devraient permettre d'apporter une explication définitive à la nature de cette résonance. On démontre que:

$$\frac{A_{1/2} P_{11}(1440) [70, 0^+]_0}{A_{1/2} P_{11}(1440) [56, 0^+]_2} \sim \frac{1}{Q^2} \quad (93)$$

Si la résonance de Roper est un état hybride, on voit que son facteur de forme aura une décroissance beaucoup plus rapide que s'il s'agit d'un simple état à 3 quarks.

Comme la résonance de Roper a un spin 1/2, elle ne peut être excitée que par des amplitudes d'hélicité 1/2 soit  $A_{1/2}$  soit  $S_{1/2}$ . on doit donc avoir  $A_1 = +1$  tandis que pour le  $\Delta$  qui est à un spin 3/2  $A_1 = -0.5$ . Dans ces deux cas la valeur de  $A_1$  est indépendante de  $Q^2$ . En fait ceci fait l'hypothèse que ces deux résonances sont isolées, comme ce n'est pas le cas et que ces deux résonances se superposent en partie,  $A_1$  varie donc entre  $-0.5$  et  $+1$ . Sa valeur renseigne directement sur la contribution relative de ces deux résonances dans la région où elles se superposent (figure 29).

## 6.3 Les résonances $S_{11}^+(1535)$ et $D_{13}(1520)$

Ces deux résonances sont les seules résonances non-étranges du multiplet  $[70, 1^-]$  qui ont été étudiées jusqu'à présent en électroproduction..

L'ensemble de résultats expérimentaux le plus complet a été obtenu pour la résonance  $S_{11}^+(1535)$  qui a une grande largeur de désintégration dans la voie  $\eta N$ . Le méson  $\eta$  se désintègre comme le  $\pi^0$  par émission de deux  $\gamma$ . Comme la résonance voisine  $D_{13}(1520)$  n'a qu'une très faible largeur de décroissance dans la voie  $\eta N$ , on peut isoler la résonance  $S_{11}$  de façon particulièrement claire. On ne peut reproduire la variation de l'amplitude

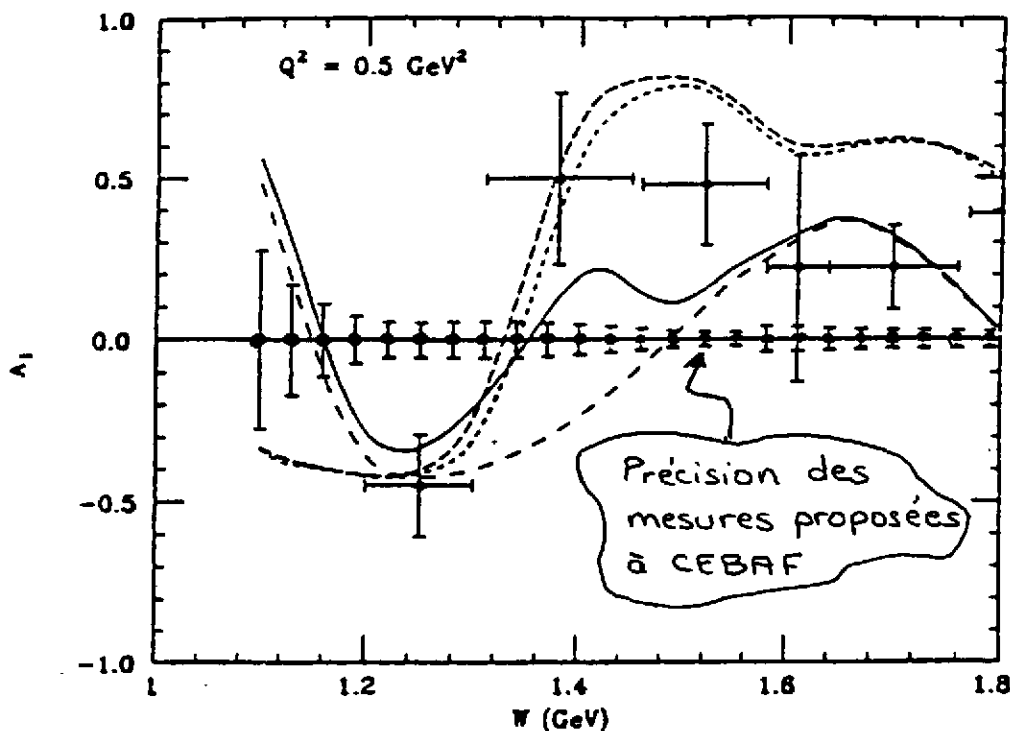


Figure 29: Variation de l'asymétrie  $A_1$  dans la région des résonances  $\Delta$  et Roper. Les courbes sont des prédictions théoriques avec différentes amplitudes de transition pour la résonance Roper. On a également représenté la taille des incertitudes expérimentales prévues à CEBAF.

d'hélicité  $A_{1/2}$  en fonction de  $Q^2$  qu'en tenant compte d'effets relativistes. De plus, cette résonance est particulièrement sensible à la paramétrisation du potentiel de confinement (figure 30).

A  $Q^2 = 0$ , la résonance  $D_{13}(1520)$  (de même que la  $F_{15}(1690)$ ) est excitée de façon prédominante dans l'état d'hélicité  $3/2$ , l'asymétrie est donc  $A = -1$ . Lorsque le transfert d'impulsion augmente, c'est l'état d'hélicité  $1/2$  qui domine à son tour. Cette variation prédite par le modèle des quarks est en bon accord avec les données expérimentales. Ce changement rapide de l'asymétrie en fonction de  $Q^2$  est l'un des succès du modèle des quarks. A partir de la mesure précise du rapport des amplitudes d'hélicité  $A_{1/2}$  des résonances  $S_{11}^+(1535)$  et  $D_{13}(1520)$  on peut en principe déduire les transitions radiatives à un seul quark pour tous les états qui se trouvent dans le même supermultiplet. Les données sont en assez bon accord avec le modèle des quarks, à l'exception du point à plus haut transfert  $Q^2 = 3$  ( $\text{GeV}/c$ )<sup>2</sup> qui est complètement en dehors de la bande des prédictions théoriques (figure 31). Toutefois, les incertitudes expérimentales sont trop grandes pour constituer un test vraiment significatif du modèle des quarks. On voit exactement ce qu'il faut mesurer, mais on a été longtemps dans l'incapacité de faire les mesures qui s'imposent faute d'installations expérimentales adaptées. CEBAF va constituer une véritable révolution dans le domaine des résonances par la puissance de son appareillage. Les expériences proposées dans le Hall B avec le CLAS vont constituer une percée à la fois par leur quantité et leur précision.

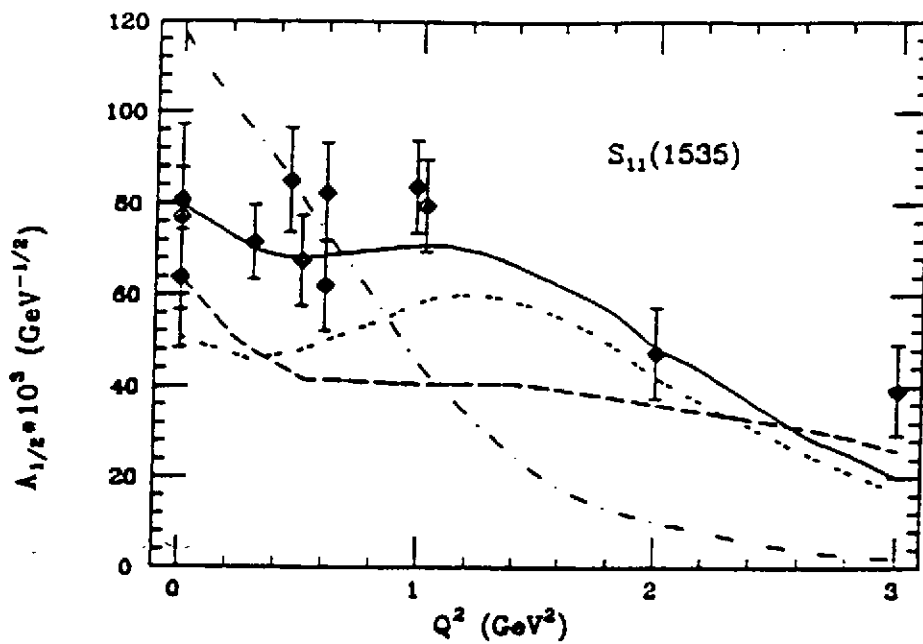


Figure 30: Variation de l'asymétrie  $A_{1/2}$  de la résonance  $S_{11}(1535)$  en fonction de  $Q^2$ .

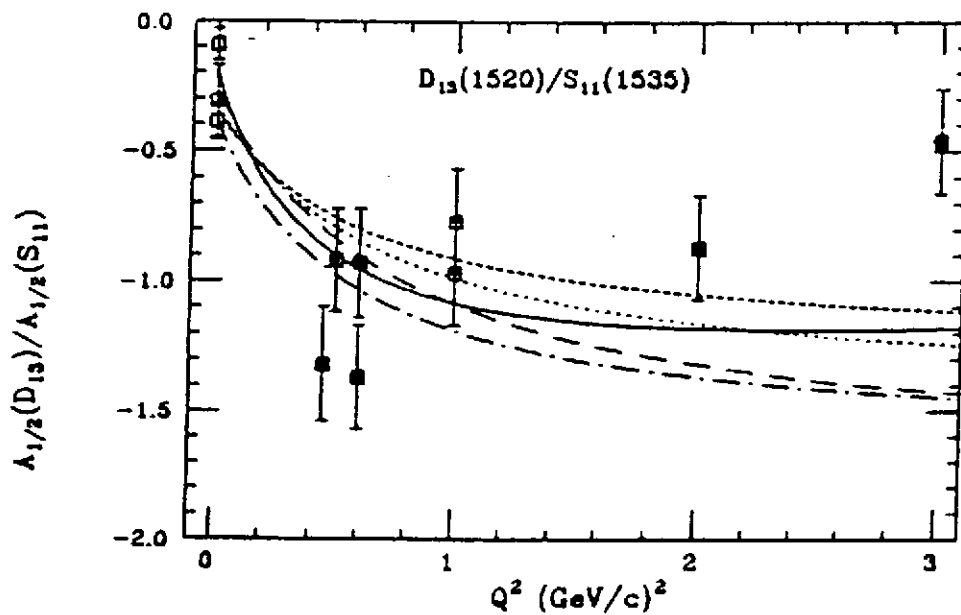


Figure 31: Rapport des asymétries des résonances  $D_{13}(1520)$  et  $S_{11}^+(1535)$ .

## 7 FACTEURS DE FORME DES NOYAUX LEGERS

La théorie nucléaire décrit les propriétés des noyaux lourds par des calculs microscopiques avec une interaction nucléon-nucléon effective. Cette interaction prend en compte une partie des corrélations entre les nucléons dans le milieu nucléaire. Elle est donc différente d'une interaction dite "réaliste" telle que le potentiel de Paris [La80] qu'on déduit de la diffusion entre nucléons libres. On perd alors le contact avec la description fondamentale en termes d'échanges mésoniques.

En revanche, les systèmes à quelques nucléons sont suffisamment simples pour être calculés avec une interaction réaliste basée sur les échanges mésoniques. Ils vont nous permettre de tester la description mésonique des interactions nucléon-nucléon et de déterminer les constantes de couplage mésons-nucléon dans la matière nucléaire. On connaît aujourd'hui avec précision les facteurs de forme des systèmes à quelques nucléons jusqu'à des transferts d'impulsion élevée.

La prochaine génération d'expériences à CEBAF va repousser les limites des expériences à très haut transfert d'impulsion en utilisant l'énergie élevée du faisceau d'électrons  $E = 6$  GeV et les qualités remarquables de l'ensemble de détection du Hall A. La figure 32 compare les résultats des expériences passées aux données qu'on espère obtenir à CEBAF avec les propositions PR-89-021 et PR-89-026. En principe ces expériences ne posent pas de problèmes conceptuels, mais elles nécessitent des cibles cryogéniques de hautes performances. Dans le cas du noyau de  ${}^3\text{He}$ , la cible envisagée sera du gaz refroidi à 10 K à 70 bar de 10 à 25 cm de long. La puissance dissipée pour un courant de 200  $\mu\text{A}$  sera de 1.2 kW. Le problème majeur est d'éviter une variation importante de densité sous l'impact du faisceau.

L'exploration des facteurs de forme à CEBAF va se poursuivre dans la région où la description du noyau en termes de nucléons et mésons cesse de reposer sur des bases théoriques solides. Le but de ces expériences est de mettre en évidence la présence de nouveaux degrés de liberté non-nucléoniques par l'apparition d'un désaccord fondamental entre expérience et théorie, lorsqu'on augmente suffisamment le transfert d'impulsion au noyau.

Nous allons dans ce chapitre faire le point sur connaissances actuelles des facteurs de forme des systèmes à quelques nucléons pour comprendre à la fois ce qu'on mesure expérimentalement et comment on interprète ces données.

La description complète du noyau devrait en principe prendre en compte tous les degrés de liberté élémentaires du noyau: les nucléons, les états excités du nucléon et les mésons. C'est malheureusement un problème qu'on est encore loin de savoir résoudre. On ne sait même pas calculer la fonction d'onde nucléaire complète  $\Psi(N, \Delta, \dots; \pi, \rho, \dots)$  pour un noyau aussi simple que le deutéron. On suppose en général que les nucléons sont inertes et on ignore les degrés de liberté non-nucléoniques. On décrit les noyaux comme un ensemble de nucléons "habillés" dont on décrit l'interaction par un potentiel à deux corps.

Dans la description mésonique de l'interaction nucléon-nucléon, on distingue trois régions d'interactions.

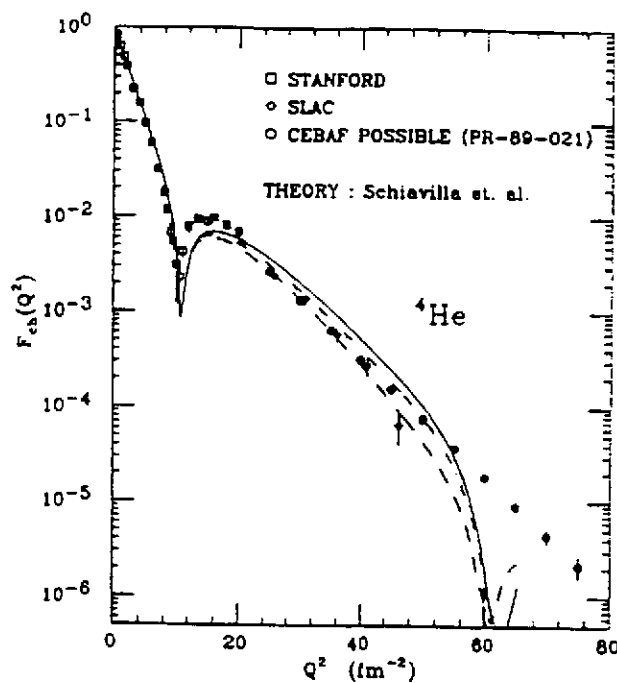
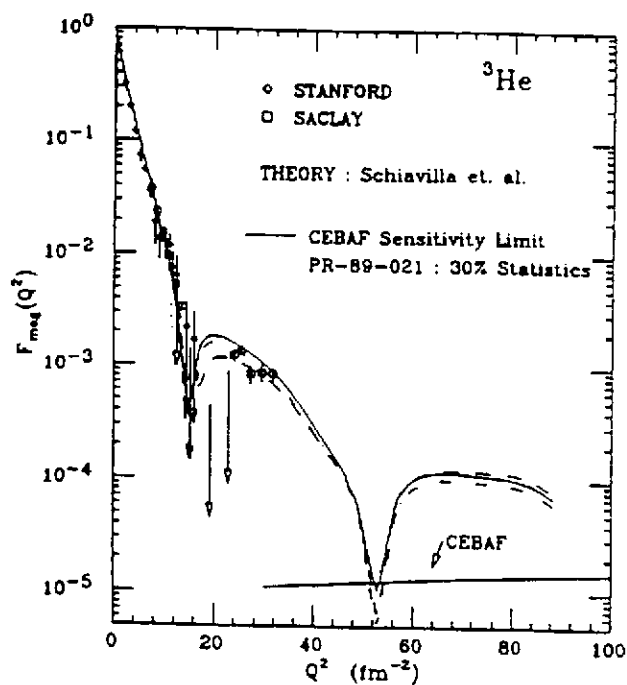
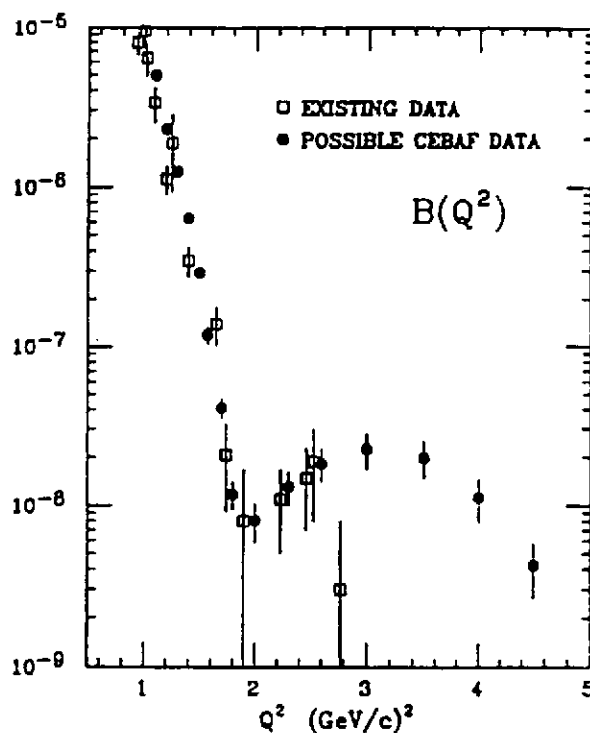
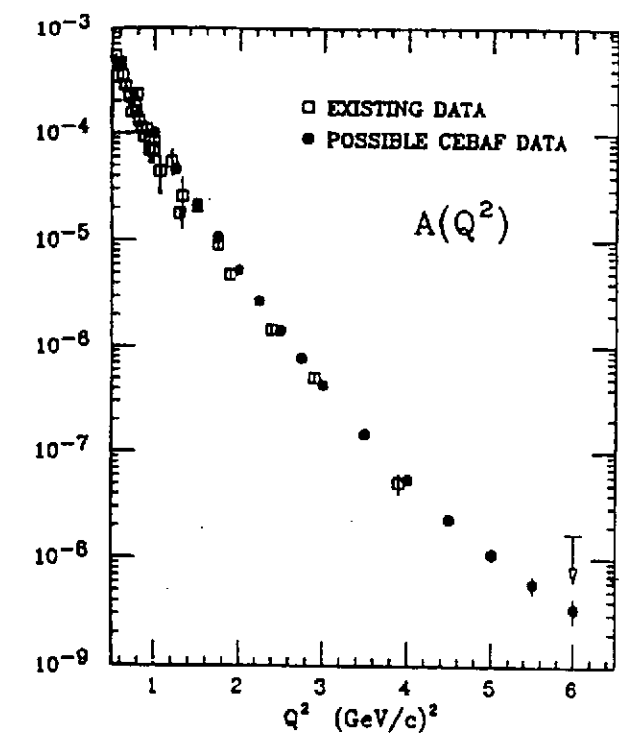


Figure 32: Exemple de mesures des facteurs de forme des noyaux légers envisagées à CEBAF.

- L'attraction à longue portée est décrite par l'échange d'un pion ( $m_\pi = 140$  MeV,  $J^\pi = 0^-, T = 1$ ). L'échange d'un pion est essentiellement suffisant pour décrire les propriétés statiques du deutéron, et c'est elle qui est en grande partie à l'origine de la force tenseur.
- La partie à moyenne portée est due à l'échange de deux pions corrélés qui donnent naissance en particulier à la résonance du méson  $\rho$  ( $J = T = 1, m_\rho = 776$  MeV).
- La partie à courte portée de l'interaction.  $r < 0.6$  fm est fortement répulsive pour la partie centrale du potentiel. A l'approximation d'un seul boson, elle est simulée par l'échange d'un méson  $\omega$ .

L'hypothèse la plus simple est de supposer que la réponse du noyau à une interaction électromagnétique est simplement la somme des contributions des nucléons individuels. Dans cette approximation (approximation d'impulsion) le courant est absorbé par un seul nucléon et le processus est décrit par un opérateur à un corps. En fait, au moment précis où le nucléon va absorber le courant électromagnétique, il est possible que le nucléon soit en train d'échanger un méson avec un autre nucléon. Le fait qu'on a ignoré les degrés de liberté non-nucléoniques dans la fonction d'onde oblige à prendre en compte en plus du courant à un corps un courant à deux corps. Ce courant supplémentaire modifie l'amplitude des transitions induites soit par une interaction faible ou électromagnétique. La mise en évidence et la mesure quantitative de ces courants d'échanges mésoniques apporte des informations précises sur la nature de l'interaction nucléon-nucléon.

Comme l'apparition d'opérateurs à deux corps est due à la présence de degrés de liberté mésoniques, leur description théorique dépend du choix du potentiel nucléon-nucléon.

Les diagrammes correspondant à la composante dominante des courants d'échanges mésoniques magnétiques isovectoriels sont représentés sur la figure 33. Ils correspondent à l'échange de mésons chargés et à la partie dépendante de l'isospin du potentiel nucléon-nucléon qui ne commute pas avec l'opérateur de densité de charge à un corps.  $\hat{\rho}_1$ .

La figure 34 représente le terme  $\rho\pi\gamma$  qui est le courant d'échange isoscalaire magnétique dominant. Dans le modèle à dominance vectorielle, le vertex  $\rho\pi\gamma$  vertex (Figure 34) est un processus à deux étapes, qui en fait est équivalent à un vertex à six pions :

$$\gamma(\text{isoscalaire}) \rightarrow \omega \rightarrow \rho + \pi \quad (94)$$

Hummel et Tjon ont récemment étudié les effets relativistes et les courants d'échanges mésoniques y compris la contribution du vertex  $\rho\pi\gamma$  avec un calcul relativiste qui est consistant avec le choix du potentiel nucléon-nucléon Ref. [HT89]. Ils ont mis en évidence des différences importantes avec les calculs conventionnels. C'est la première fois qu'on met en évidence si clairement les effets relativistes dans le calcul des courants d'échanges mésoniques.

Il existe également des courants à deux corps qui proviennent de l'excitation du nucléon. La première excitation d'isospin du nucléon, l'isobare de masse  $\Delta$  de masse 1232 MeV contribue à l'échange de mésons  $\pi$  et  $\rho$  et il modifie la fonction d'onde du noyau en introduisant des composantes  $N\Delta$  et  $\Delta\Delta$ . Ces effets sont des corrections relativement faibles dans les facteurs de forme des noyaux à quelques nucléons jusqu'à  $Q^2 = 1$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

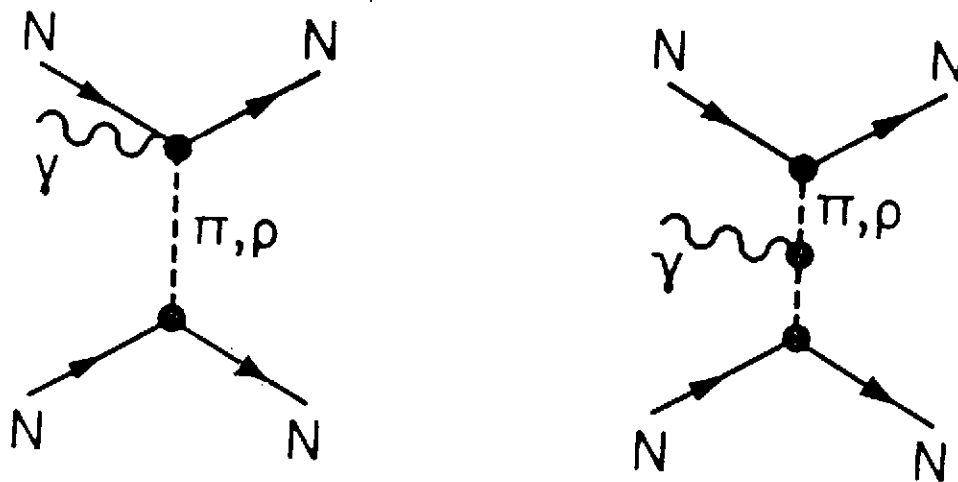


Figure 33: Principaux courants d'échanges mésoniques magnétiques isovectoriels.

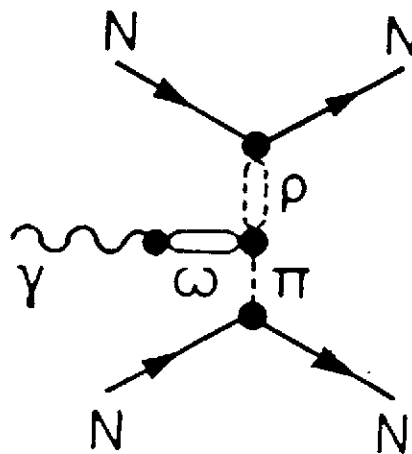


Figure 34: Le courant d'échange mésonique isoscalaire  $\rho\pi\gamma$ .



## 7.1 Facteurs de forme du deutéron

L'étude de la structure électromagnétique du deutéron est le point de départ naturel pour tester l'interaction entre les nucléons liés. On exprime la section efficace en fonction de  $A(Q^2)$  et  $B(Q^2)$  qui sont deux invariants relativistes:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \left[ A(Q^2) + B(Q^2) \tan^2 \frac{\theta}{2} \right] \quad (95)$$

$A(Q^2)$  est une combinaison des facteurs de forme électrique monopolaire  $G_C(Q^2)$ , électrique quadripolaire  $G_Q(Q^2)$ , et magnétique dipolaire  $G_M(Q^2)$ :

$$A(Q^2) = G_C^2(Q^2) + \frac{8}{9} \tau^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{2}{3} \tau G_M^2(Q^2) \quad (96)$$

$$B(Q^2) = \frac{4}{3} (1 + \tau) \tau G_M^2(Q^2) \quad (97)$$

$$\tau = \frac{Q^2}{4M_d} \quad (98)$$

Seul le facteur de forme magnétique contribue à  $B(Q^2)$ . Pour séparer  $A(Q^2)$  et  $B(Q^2)$  on effectue une série de mesures à angles avant et à angles arrière en fixant le transfert d'impulsion et en variant l'énergie incidente. Ces mesures permettent donc d'isoler le facteur de forme magnétique  $G_M(Q^2)$  et une combinaison des facteurs de forme électriques monopolaire et quadripolaire. Pour aller plus loin, et séparer les deux facteurs de forme électriques, il faut faire des mesures de polarisation, soit en utilisant une cible polarisée, soit en mesurant la polarisation du deutéron de recul.

Les mesures de la fonction de structure élastique  $A(Q^2)$  s'étendent jusqu'à des transferts d'impulsion de 6 (GeV/c)<sup>2</sup> [Ar75]. Jusqu'à 1 (GeV/c)<sup>2</sup> les effets d'échanges mésoniques, les corrections relativistes et les facteurs de forme du nucléon sont relativement bien connus. Au delà de cette valeur, la théorie est sur une base nettement moins solide, à cause des effets relativistes et des problèmes liés à la courte portée des interactions.

La figure 35 montre les données existantes pour  $A(Q^2)$  en dessous de 1 (GeV/c)<sup>2</sup> et une prédiction théorique calculée avec l'approximation d'impulsion (IA) [La80]. On a également indiqué la contribution des trois facteurs de forme du deutéron. Le minimum du facteur de forme de charge est prévu au voisinage de 20 fm<sup>-2</sup>; Au-delà de 12 fm<sup>-2</sup>, le facteur de forme quadripolaire devient dominant. Le facteur de forme magnétique est essentiellement négligeable dans cette gamme de transfert d'impulsion.

Les méthodes pour calculer les courants d'échanges mésoniques et les effets relativistes ont fait l'objet d'un article de revue par F. Gross dans le livre *Modern Topics in Electron Scattering* [FS91]. Pour des transitions isoscalaires, ces corrections sont du même ordre en (1/M<sup>2</sup>) et il faut les prendre en compte dans un cadre théorique consistant.

$A(Q^2)$  ne dépend que très peu du choix de la paramétrisation du facteur de forme électrique du proton  $G_E^p(Q^2)$ . Pour des transferts d'impulsion en dessous de 20 fm<sup>-2</sup>, on ne peut pas tirer de conclusion sur la validité des modèles théoriques sans avoir au préalable déterminé le facteur de forme électrique du neutron  $G_E^n(q^2)$ . Les incertitudes

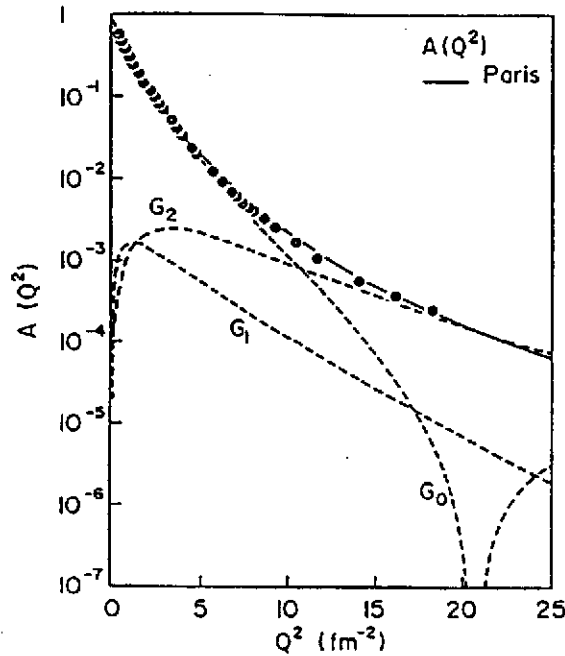


Figure 35: Contributions des trois facteurs de forme du deuteron  $G_C(Q^2)$ ,  $G_Q(Q^2)$  et  $G_M(Q^2)$  et (tirets) à la fonction de structure élastique  $A(Q^2)$  du deuteron (trait plein) calculée dans l'approximation d'impulsion avec le potentiel de Paris.

expérimentales sur  $G_E^n(q^2)$  sont plus élevées que toutes celles des différentes contributions à  $A(Q^2)$ .

CEBAF va permettre de faire un progrès qualitatif important dans la connaissance de la distribution de charge du deuteron, en mesurant le facteur de forme électrique du neutron et la polarisation tensorielle du deuteron.

La polarisation tensorielle  $t_{20} = t_{20}(Q^2)$  mesurée à un angle de diffusion  $\theta$  est donnée par:

$$t_{20} = -\frac{\sqrt{2}}{4}\eta \frac{4G_C(Q^2)G_Q(Q^2) + \frac{4}{3}\eta G_Q^2(Q^2) + \left[\frac{1}{2} + (1+\eta)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]G_M^2(Q^2)}{G_C(Q^2) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q^2) + \frac{4}{3}\left[\frac{1}{2} + (1+\eta)\tan^2\frac{\theta}{2}\right]G_M^2(Q^2)} \quad (99)$$

En négligeant la contribution magnétique, qui est relativement faible:

$$t_{20} \simeq -\sqrt{2} \frac{x(x+2)}{2x^2+1} \quad (100)$$

$$x = \frac{2}{3}\tau \frac{G_Q(Q^2)}{G_C(Q^2)} \quad (101)$$

On voit que  $t_{20}$  ne dépend que du rapport des facteurs de forme électrique quadripolaire et monopolaire. Lorsque le facteur de forme de charge monopolaire est minimum ( $G_C(Q^2) = 0$ ) alors  $t_{20}$  devient égal à  $-\sqrt{2}/2$ . Une expérience précise sur la mesure de  $t_{20}$  permet de déterminer la position du premier minimum de diffraction de  $G_C(Q^2)$ . De plus, dans l'approximation d'impulsion ce rapport est indépendant des facteurs de forme du nucléon.

Les données expérimentales sur  $t_{20}$  sont représentées sur la figure 36. On observe le minimum de  $t_{20}$  ainsi que la traversée de la valeur  $-\sqrt{2}/2$ , indiquant que le minimum

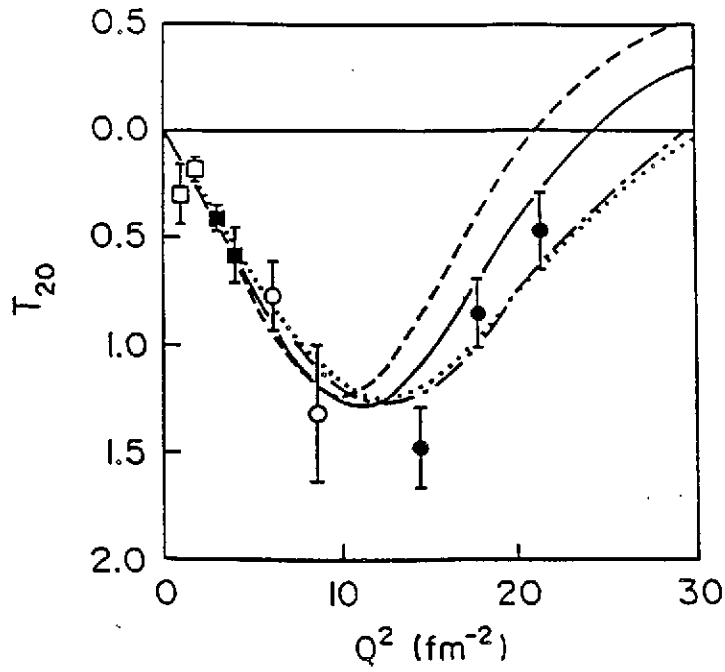


Figure 36: Polarisation tensorielle du deuteron.  $t_{20}$  [Ga90]. Les courbes representent differentes previsions theoriques.

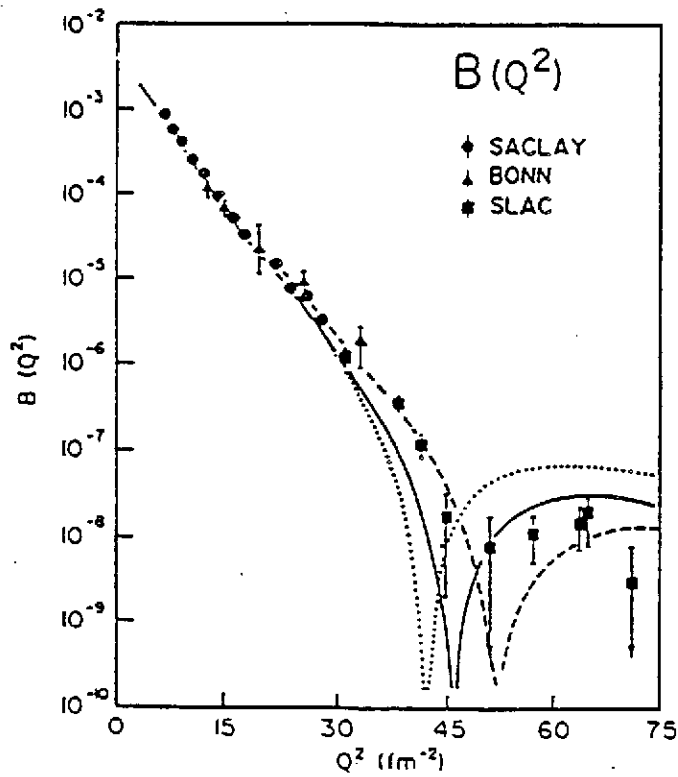


Figure 37: Facteur de forme magnetique du deuteron.)

du facteur de forme de charge monopolaire est situé vers  $20 \text{ fm}^{-2}$ . En dessous de  $10 \text{ fm}^{-2}$  l'incertitude sur les données expérimentales est plus grande que la différence entre les prédictions théoriques. Au dessus de cette valeur les prédictions théoriques divergent. L'approximation d'impulsion calculée avec le potentiel de Paris est en bon accord avec l'expérience. Dans cette gamme de transfert d'impulsion la variation de  $t_{20}$  est essentiellement indépendante du potentiel nucléon-nucléon. Les corrections relativistes et les courants d'échanges déplacent la prédiction de l'approximation d'impulsion vers les faibles transferts d'impulsion. Hummel and Tjon, qui ont fait un calcul complet dans un cadre relativiste covariant [HT89] en utilisant le modèle d'échange d'un seul boson, prédisent un effet en sens contraire. Leur calcul, qui tient compte en particulier des termes  $\rho\gamma\pi$  et  $\omega\gamma\epsilon$ , prédit un déplacement vers les transferts d'impulsion plus élevés. Ce résultat illustre parfaitement les problèmes des calculs actuels : les prédictions de la théorie sont très sensibles aux hypothèses de calcul lorsque le transfert d'impulsion dépasse  $1 \text{ (GeV/c)}^2$ . On entre dans le domaine des interactions à courte distance où la théorie a cessé d'être prédictive et où il faut faire de nouveaux développements théoriques dans un cadre fondamental.

Si  $A(Q^2)$  est une combinaison des trois facteurs de forme du deutéron,  $B(Q^2)$  n'est fonction que du facteur de forme magnétique  $G_M(Q^2)$ . Plusieurs expériences ont déterminé  $B(Q^2)$  jusqu'à  $70 \text{ fm}^{-2}$ . L'expérience de très haut transfert faite au SLAC indique la présence du premier minimum de diffraction [Ar87]. Le calcul de  $B(Q^2)$  montre que la position du minimum de diffraction est très sensible au pourcentage d'état D dans la fonction d'onde du deutéron. Le facteur de forme magnétique  $B(Q^2)$  dépend peu des facteurs de forme du nucléon.

Différents calculs relativistes prédisent un minimum de diffraction au voisinage de  $50 \text{ fm}^{-2}$ . Ces calculs sont en bon accord avec les données expérimentales de  $A(Q^2)$  (Fig. 37). la figure 38 montre le calcul de Hummel and Tjon [HT89]. Leur résultat montre une différence considérable entre le calcul complet relativiste du courant  $\rho\gamma\pi$  et sa limite non-relativiste. Ce résultat explique l'absence de minimum de diffraction pour les calculs conventionnels qui traitent ce courant comme une correction à calcul non-relativiste. Leur étude démontre aussi qu'il faut également tenir compte de la contribution du terme  $\omega\gamma\epsilon$ .

La conclusion la plus importante de l'étude de  $B(Q^2)$  est que même à des transferts d'impulsion aussi élevés que  $2 \text{ (GeV/c)}^2$  les degrés de liberté nucléoniques semblent continuer à jouer un rôle dominant dans la fonction d'onde de l'état fondamental du deutéron.

## 7.2 Electrodesintégration du deutéron au seuil

Lorsque le transfert d'énergie au deutéron par l'électron incident correspond juste à l'énergie seuil (2.2 MeV), le deutéron se désintègre en une paire neutron-proton de très faible énergie relative  $E \simeq 0$ . Si de plus l'électron est diffusé à un angle  $\theta \simeq 180^\circ$ , l'électrodesintégration du deutéron est une transition magnétique isovectorielle M1 qui laisse le système à deux nucléons dans un état quasi lié  $^1S_0$  ( $T = 1$ ).

La fonction d'onde du deutéron a deux composantes :  $^3S_1$  and  $^3D_1$ , aussi l'amplitude de la contribution nucléonique à la transition M1 est proportionnelle à la somme des

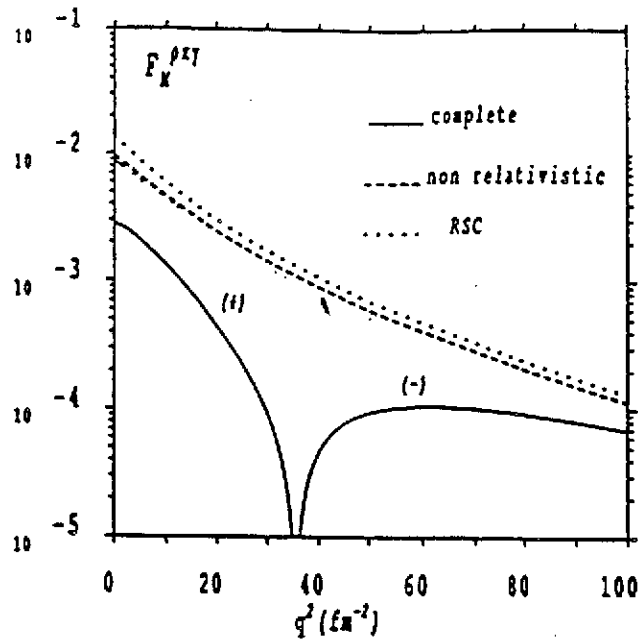


Figure 38: La contribution du courant d'échange  $\rho\gamma\pi$  au facteur de forme magnétique du deuteron. La courbe en trait plein est le calcul complet de Hummel et Tjon [HT89]. La réduction non-relativiste de ce calcul (tirets) est essentiellement identique au résultat de Gari and Hyuga [GH76] représenté par la ligne pointillée.

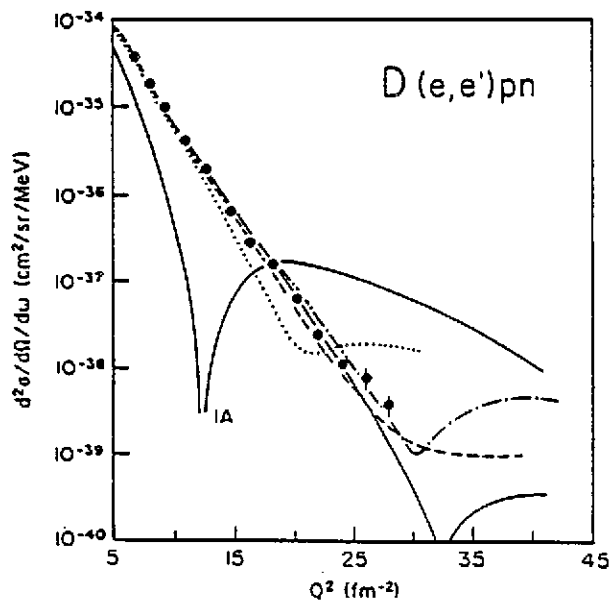


Figure 39: Section efficace d'électrodésintégration du deuteron au seuil. Comparaison entre données expérimentales et différentes prédictions théoriques. [BLA85] (pointillés) [Ma84] (trait plein), [Tru89] (tirets), [Glo88] (trait-point).

deux transitions  ${}^3S_1-{}^1S_0$  et  ${}^3D_1-{}^1S_0$ . Ces deux transitions interfèrent destructivement au voisinage de  $12 \text{ fm}^{-2}$ . Dans cette région, la réaction devient alors très sensible aux degrés de liberté non-nucléonique. La figure 39 montre la variation de la section efficace [Auf85] en fonction de  $Q^2$ . Les prédictions théoriques qui ne tiennent compte que des effets nucléoniques prédisent un minimum à  $Q^2 = 0.5 (\text{GeV}/c)^2$  qu'on n'observe pas expérimentalement. Au contraire, on observe une décroissance monotone. Le remplissage de ce minimum est entièrement dû à la présence de courants d'échanges mésoniques. Les interférences destructives entre les différentes amplitudes qui contribuent à la section efficace, rendent cette réaction particulièrement sensible aux courants d'échanges mésoniques. A faible transfert d'impulsion, la longueur d'onde des photons virtuels est trop grande pour distinguer les mésons des nucléons. Lorsque le transfert d'impulsion augmente, la contribution nucléonique décroît et c'est l'échange d'un pion qui domine la section efficace. Au voisinage de  $0.5 (\text{GeV}/c)^2$ , la section efficace est presque en totalité due à la contribution de l'échange d'un pion. Lorsque le transfert d'impulsion augmente encore, d'autres échanges mésoniques contribuent successivement à la section efficace en fonction de leur portée et donc de leur masse. Au-delà de  $Q^2 = 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ , l'amplitude de transition devient sensible aux processus de courte portée et en particulier à l'échange de méson  $\rho$  et à l'excitation de l'isobare  $\Delta$ . Les contribution de ces différents échanges mésoniques ont des signes opposés et tendent à s'annuler mutuellement.

La figure 39 montre les différences importantes qui apparaissent entre les calculs théoriques au delà de  $28 \text{ fm}^{-2}$ .

### 7.3 Système à trois nucléons

La diffusion d'électrons a déterminé avec précision les facteurs de forme électrique et magnétique des noyaux de  ${}^3\text{He}$  et  ${}^3\text{H}$  jusqu'à  $1 (\text{GeV}/c)^2$ . Le principal progrès a été de séparer les composantes d'isospin de ces facteurs de forme ce qui permet de comparer directement aux facteurs de forme du deutéron et du noyau de  ${}^4\text{He}$ .

En admettant la symétrie d'isospin, les facteurs de forme de charge et magnétique des noyaux de  ${}^3\text{He}$  et  ${}^3\text{H}$  sont des combinaisons linéaires des facteurs de forme isoscalaires (IS) et isovectoriels (IV). Etant donné que la diffusion élastique sur le deutéron est une transition isoscalaire pure, les opérateurs électromagnétiques pour les facteurs de forme  $T = 0$  électrique et magnétique sont les mêmes pour le système à trois nucléons et le deutéron. De façon identique, l'opérateur pour le facteur de forme  $T = 1$  magnétique pour le système à trois nucléons est le même que pour l'électrodésintégration du deutéron au seuil à angle arrière. Le seul facteur de forme qui n'est pas mesurable dans le deutéron est le facteur de forme  $T = 1$  électrique qu'on ne peut mesurer que dans le système à trois nucléons.

Les composantes isoscalaires  $F_{IS}$  et isovectorielles  $F_{IV}$  des facteurs de forme électriques du système à trois nucléons sont définies par les expressions suivantes:

$$F_{IS}(Q^2) = \frac{1}{2} [2F_{He}(Q^2) + F_H(Q^2)] \quad (102)$$

$$F_{IV}(Q^2) = \frac{1}{2} [2F_{He}(Q^2) - F_H(Q^2)] \quad (103)$$

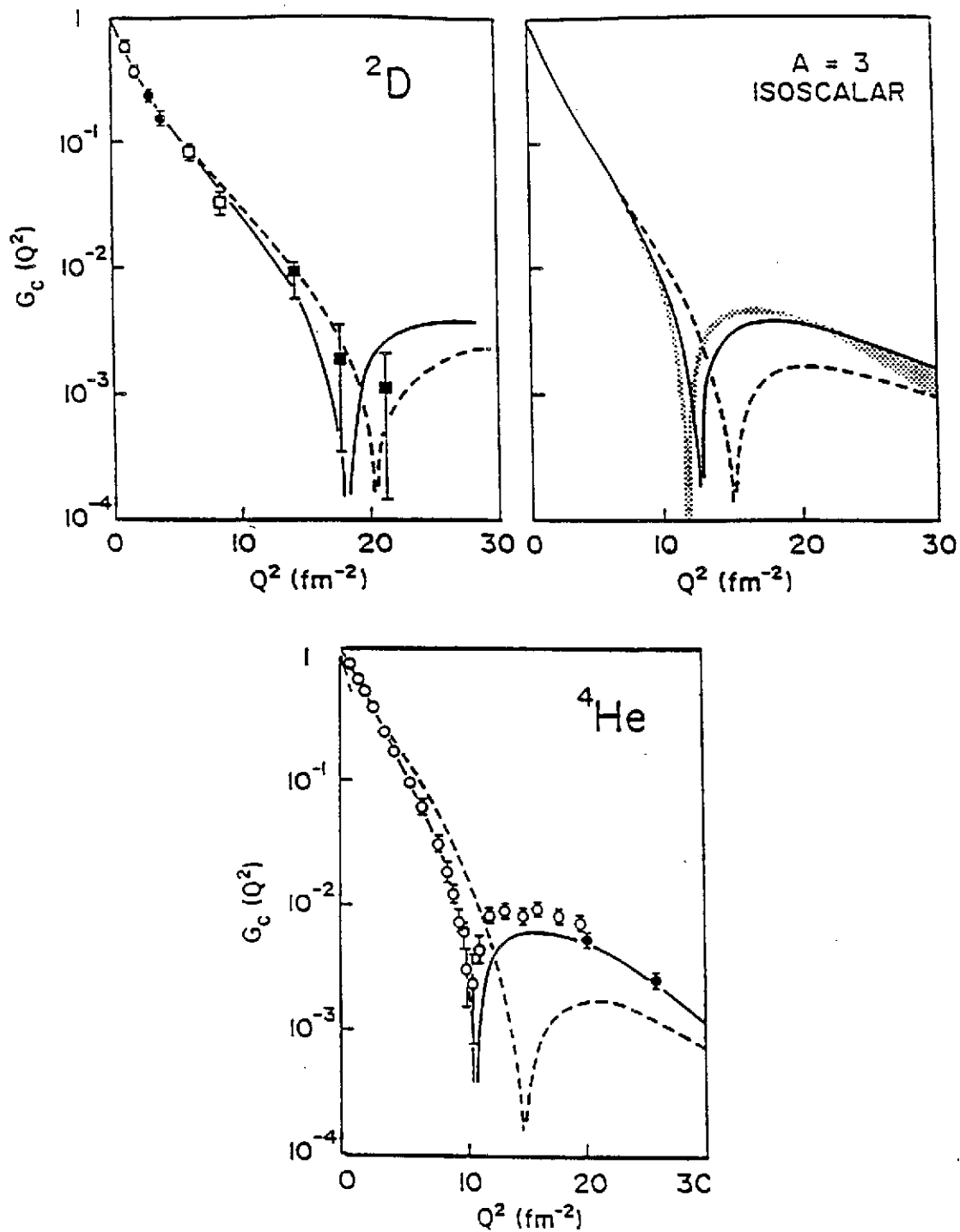


Figure 40: Facteurs de forme isoscalaires pour les noyaux  $A = 2, 3$  et 4. La ligne en trait discontinu est la prédiction de l'approximation d'impulsion. Le calcul complet qui tient compte des degrés de liberté non-nucléoniques est représenté par la courbe en trait plein.

et de façon identique pour les facteurs de forme magnétiques:

$$F_{IS}(Q^2) = \frac{1}{2} [\mu_{He} F_{He}(Q^2) + \mu_H F_H(Q^2)] \quad (104)$$

$$F_{IV}(Q^2) = \frac{1}{2} [\mu_{He} F_{He}(Q^2) - \mu_H F_H(Q^2)] \quad (105)$$

Les facteurs de forme électriques et magnétiques sont tous normalisés à 1.

On peut faire directement la comparaison des facteurs de forme expérimentaux aux prédictions de la théorie. Les effets de l'impureté d'isospin due à la répulsion coulombienne dans  $^3\text{He}$  ne modifient que très peu le facteur de forme de charge du noyau de  $^3\text{He}$ , moins de  $\leq 1\%$  pour toute valeur de  $Q^2$ . On peut en conséquence complètement les négliger.

Le facteur de forme isoscalaire de charge contient les mêmes opérateurs d'échanges à deux corps que ceux des facteurs de forme de charge du deutéron  $G_C(Q^2)$  et du noyau de  $^4\text{He}$ . La figure 40 montre l'ensemble des données expérimentales sur ces noyaux [SMS89, Sch90]. Pour les trois noyaux  $A = 2, 3$  et  $4$ , le calcul complet tient compte des corrections relativistes, des courants d'échanges mésoniques associés aux échanges de  $\pi$ ,  $\rho$  et  $\rho\gamma\pi$ . La comparaison avec le facteur de forme isoscalaire du système à trois nucléons montre que les facteurs de forme de ces trois noyaux ont le même comportement en fonction du transfert d'impulsion. Le minimum de diffraction des noyaux  $A = 2, 3$  et  $4$  est situé respectivement à  $20, 12$  et  $10 \text{ fm}^{-2}$  for  $A = 2$ . Pour ces trois facteurs de forme l'approximation d'impulsion prédit un minimum à des valeurs de  $Q^2$  trop élevées et elle prédit un facteur de forme d'amplitude beaucoup trop faible dans la région du deuxième maximum de diffraction. La prise en compte des corrections relativistes et des effets d'échanges mésoniques améliore considérablement l'accord avec l'expérience. Les désaccords qui subsistent sont de faible amplitude, mais on peut se rendre compte qu'ils sont identiques pour les trois noyaux.

La séparation en isospin permet une comparaison directe avec le facteur de forme isovectoriel magnétique des systèmes à deux et trois nucléons. Le facteur de forme du système à trois corps correspond à celui de l'électrodésintégration du deutéron au seuil. La figure 41 montre ces deux facteurs de forme isovectoriels magnétiques. Dans les deux cas, la contribution nucléonique s'annule à faible transfert à cause de l'interférence destructive des amplitudes à un corps. Lorsqu'on ajoute l'effet des courants d'échanges mésoniques qui expliquent le facteur de forme magnétique isovectoriel de l'électrodésintégration au seuil du deutéron pour le facteur de forme magnétique isovectoriel du système à trois nucléons, on obtient un excellent accord entre théorie et expérience jusqu'à la limite des mesures actuelles. L'échange de pion est l'effet dominant jusqu'à  $Q^2 \simeq 0.6 (\text{GeV}/c)^2$ .

A plus haut transfert d'impulsion, soit  $0.6 \leq Q^2 \leq 1.2 (\text{GeV}/c)^2$ , Les transitions magnétiques isovectorielles sondent les courants d'échanges mésoniques de moyenne et courte portée. A cause de l'interférence destructive de l'approximation d'impulsion et du courant d'échange d'un  $\pi$  la section efficace différentielle de l'électrodésintégration du deutéron est presque entièrement constituée du courant d'échange d'un méson  $\rho$ . Le facteur de forme isovectoriel du système à trois corps présente un minimum à  $0.8 (\text{GeV}/c)^2$  mais on n'a pas encore observé celui du système à deux corps. La recherche de ce minimum est une des premières expériences possibles à CEBAF dans le Hall A.



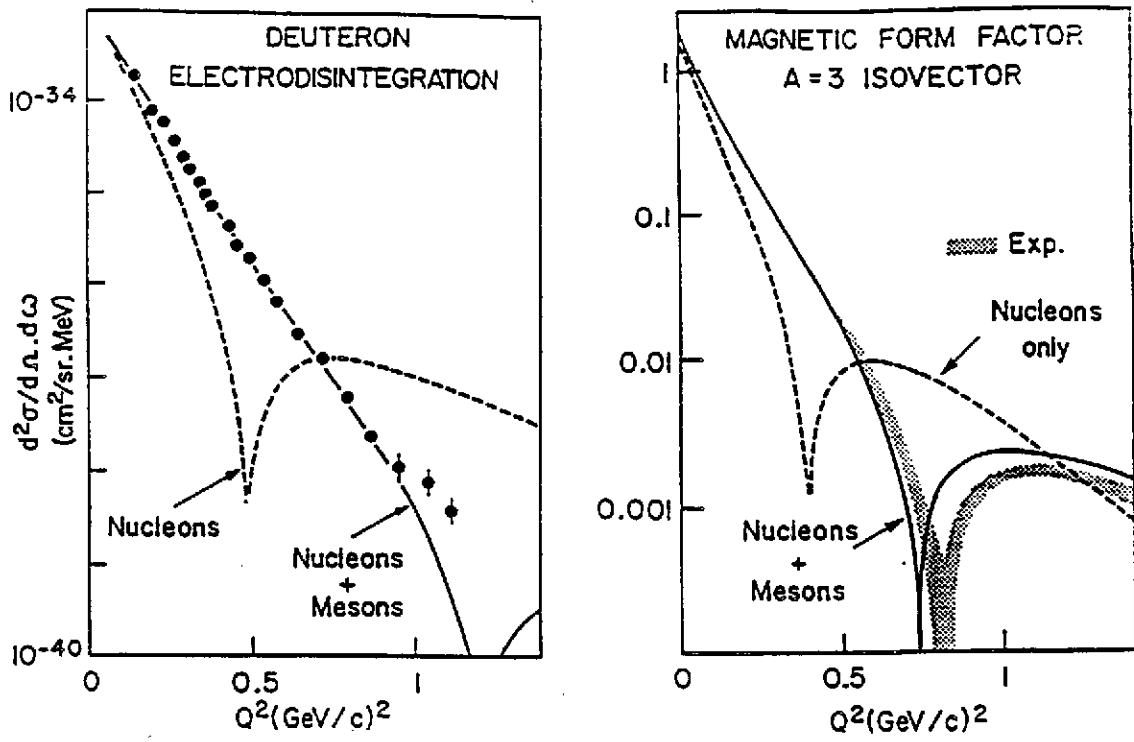


Figure 41: Les facteurs de forme isovectoriels magnétiques du système à 2 et 3 nucléons. La ligne en tirets est la prédiction de l'approximation d'impulsion. Le calcul complet qui tient compte des degrés de liberté non-nucléoniques est représenté par la courbe en trait plein.

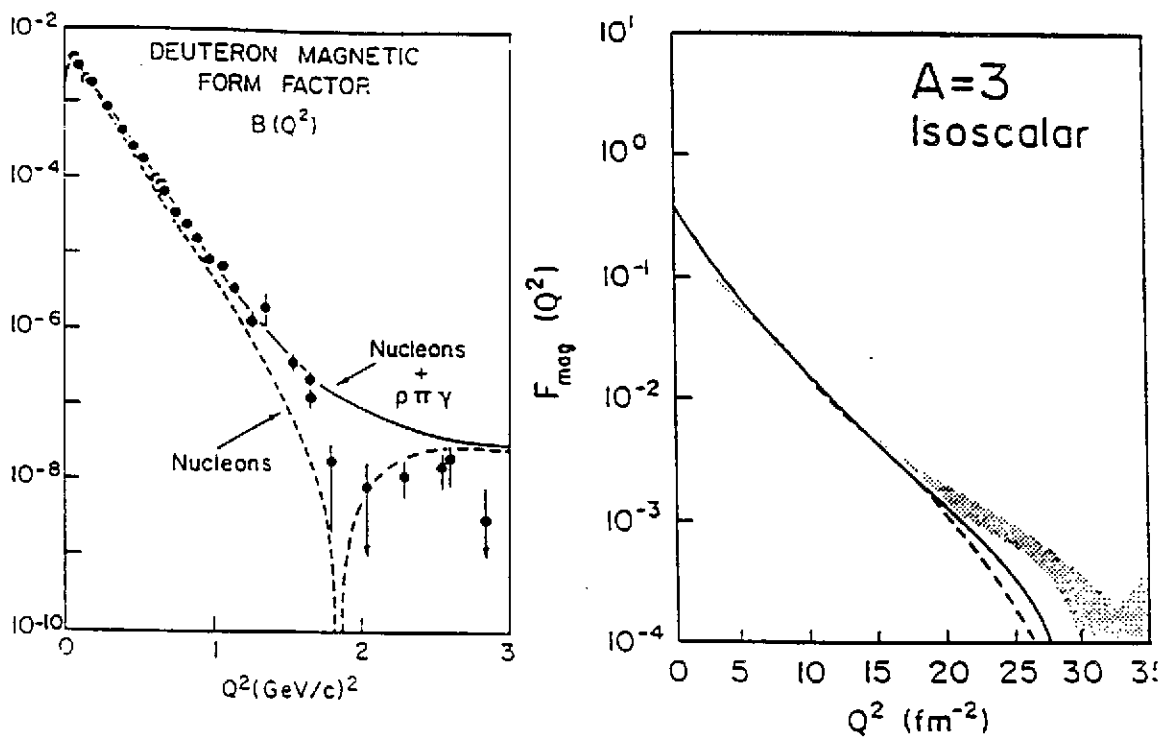


Figure 42: Facteurs de forme isoscalaires magnétiques du système à trois nucléons. La courbe en trait discontinu représente le calcul en termes de nucléons et celle en trait représente le calcul complet.

## 8 PROPRIETES DU NUCLEON DANS LE NOYAU

On définit par corrélation nucléon-nucléon la modification de la fonction d'onde de deux nucléons libres dans un noyau. L'impulsion relative de deux nucléons, corrélés dans un noyau, est beaucoup plus élevée que lorsqu'ils diffusent à l'état libre. La mise en évidence des composantes d'impulsion élevée est donc une information directe sur les corrélations. L'étude des corrélations est un domaine qu'on explore avec les expériences de diffusion quasiélastique  $(e, e')$  et  $(e, e'p)$ . On a beaucoup étudié ces corrélations depuis une vingtaine d'années. Le livre "Modern Topics in Electron Scattering [FS91] contient plusieurs articles de revue récents sur ce domaine dont celles de Bertozzi, Lourie et Moniz, de Laget, et enfin de Van der Steenhoven et de Witt Huberts. La génération d'accélérateurs actuels a soulevé un grand nombre de questions sur les corrélations et les modifications des propriétés du nucléon dans le noyau. On devrait obtenir une partie de ces réponses avec les nouveaux accélérateurs à faisceau continu de Bonn, Mayence, MIT, NIKHEF, mais seules les installations expérimentales du Hall A et du Hall B à CEBAF permettront d'aborder l'étude des corrélations dans l'ensemble du domaine cinématique. Le Hall A est particulièrement bien adapté aux expériences  $(e, e')$  et  $(e, e'p)$  avec sa luminosité élevée et sa haute résolution. Le Hall B a été conçu pour détecter plusieurs particules dans l'état final. Son grand angle solide permettra d'explorer l'espace de phase de la réaction  $(e, e'NN)$  bien que sa luminosité soit limitée. Les expériences proposées dans le Hall A comprennent notamment une étude approfondie des noyaux d'hélium dans la région quasiélastique:

- Séparation des fonctions de structure longitudinale et transverse pour des protons de très haute impulsion,  $P_m > 600$  MeV/c pour des cinématiques perpendiculaires.
- Electroexcitation de paires de nucléons corrélés dans la désintégration à trois et quatre corps.
- Dépendance en  $Q^2$  de la section efficace longitudinale et transverse pour une cinématique parallèle.

Nous allons étudier ces trois aspects à la lumière des résultats expérimentaux obtenus avec des faisceaux d'électrons de moins de 700 MeV et un cycle utile de 1 %.

### 8.1 Diffusion inclusive quasiélastique

Lorsque le transfert d'énergie augmente suffisamment et qu'il devient grand par rapport à l'énergie de séparation des nucléons, le noyau ne recule plus de façon cohérente dans son ensemble; les électrons diffusent alors de façon incohérente sur les nucléons individuels. La diffusion  $(e, e')$  quasiélastique d'électron est schématisée sur la figure 9 par un pic large à  $\omega \simeq (q^2/2m + \bar{\epsilon})$  où  $\bar{\epsilon}$  est l'énergie de liaison par nucléon et  $m$  sa masse effective.

La description la plus simple de la diffusion quasiélastique est celle d'un gaz de Fermi dans lequel les nucléons, confinés dans le volume du noyau, occupent tous les états jusqu'à

l'impulsion de Fermi  $k_F$ . Dans ce modèle, la position du pic quasiélastique détermine  $\bar{\epsilon}$  et  $k_F$ . La section efficace inclusive ( $e, e'$ ) a été mesurée pour plusieurs noyaux. La séparation des fonctions de réponse longitudinale  $R_L(q, \omega)$  et transverse  $R_T(q, \omega)$  a révélé une surprise. Théoriquement, ces deux réponses devraient être identiques, pourtant on observe une forte atténuation de la composante longitudinale dans les noyaux lourds alors que la réponse transverse est en excellent accord avec la théorie. La figure 43 représente l'ensemble des données de diffusion quasiélastique sur les noyaux à différents transferts d'impulsion en fonction de la variable  $y$ . L'invariance d'échelle de la réponse quasiélastique en fonction de la variable  $y$  permet de représenter de façon commode les spectres mesurés à différents transferts d'impulsion sur la même figure. Pour un gaz de Fermi non-relativiste,  $y$  est la composante longitudinale de l'impulsion du proton éjecté:

$$y_{nr} = \frac{\omega - q^2/2M}{q/M} \quad (106)$$

et la réponse du gaz de Fermi pour  $q \geq 2k_F$  peut se mettre sous la forme:

$$\frac{q}{M} R_{FG}(q, \omega) = f(y) = \int_{|y|}^{\infty} p dp n(p) \quad (107)$$

La largeur à mi-hauteur du pic quasiélastique dans le modèle du gaz de Fermi est donnée par la formule:

$$\Delta y = \sqrt{2} k_F \quad (108)$$

Ceci donne 300 MeV pour  $^{12}\text{C}$  en bon accord avec la largeur de la réponse longitudinale expérimentale. On voit que seulement la région du pic quasiélastique suit une invariance d'échelle. Ceci confirme que le mécanisme est une simple diffusion quasiélastique. Dans la région du  $\Delta$  au contraire, il n'y a pas d'invariance d'échelle car le mécanisme de réaction est complètement différent. La conservation de la charge dans le noyau impose que l'intégrale de la section efficace quasiélastique soit égale au nombre de protons dans le noyau lorsque le transfert d'impulsion au noyau est suffisamment élevé. La disparition d'une partie de la réponse longitudinale est donc une anomalie fondamentale. De nombreux calculs théoriques ont essayé de comprendre quelle était la cause de cette disparition, mais sans aboutir à un véritable succès. L'explication de ce phénomène, la plus vraisemblable, est que les corrélations nucléon-nucléon ont probablement déplacé une partie importante de la section efficace dans la partie de haute énergie du pic quasiélastique qu'on ne pourra explorer qu'avec CEBAF.

La figure 43 montre que la différence entre la réponse longitudinale et transverse augmente avec la masse du noyau. Pour les noyaux légers, théorie et l'expérience sont en assez bon accord. Ceci renforce l'idée qu'il s'agit d'un problème de corrélations, car on ne sait calculer la structure d'un noyau lourd qu'avec des méthodes variationnelles et des forces effectives. Au contraire on sait calculer le système à trois nucléons avec une force réaliste et une méthode de calcul dont on contrôle beaucoup mieux les approximations.

La figure 44. montre les données pour les noyaux miroirs de  $^3\text{He}$  and  $^3\text{H}$  [Do88]. Les expériences montrent que les données sur le noyau de  $^3\text{He}$  sont en général mieux décrites par la théorie que les données sur le noyau de  $^3\text{H}$ . On attribue cet effet aux approximations qu'on utilise pour le traitement du système à trois particules dans l'état final dont le spectre en énergie est continu.

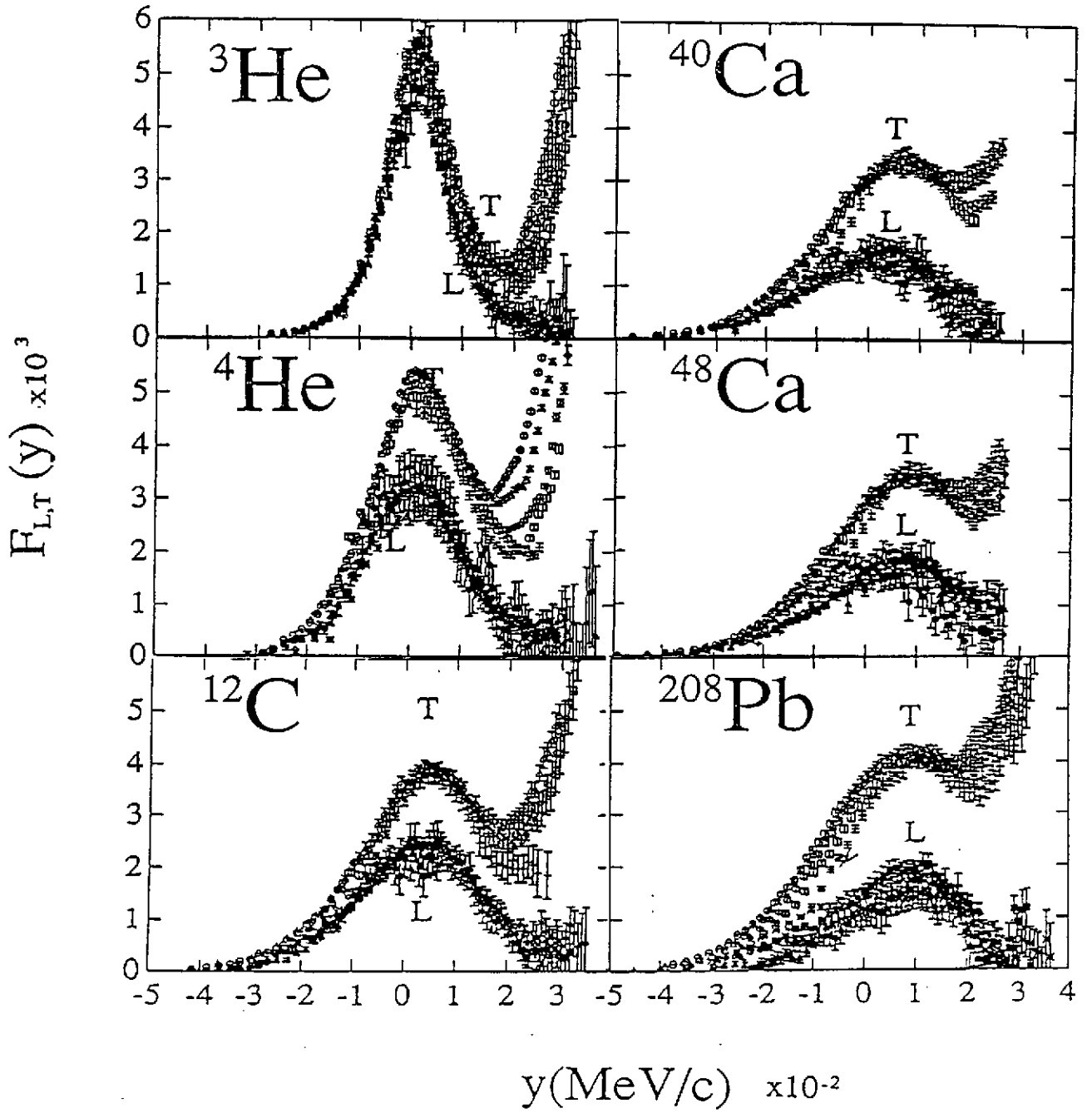


Figure 43: *Compilation pour plusieurs noyaux des fonctions de réponse (e,e') quasiélastiques longitudinales et transverses [Mor92]*

La figure 45 représente la fonction de structure longitudinale  $S_L(q)$  définie par l'intégrale.

$$S_L(q) = \frac{1}{Z} \int_0^\infty \frac{R_L(q, \omega) d\omega}{|G_E(q_\mu^2)|^2} \quad (109)$$

$$S_L(q) = 1 + \frac{1}{Z} \int_0^\infty e^{-i\vec{q}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} C_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (110)$$

La fonction  $C_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  est la fonction de corrélations à deux corps définie en fonction des densités à un et deux corps.

$$C_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \rho_2(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \rho_1(\vec{r}_1)\rho_1(\vec{r}_2) \quad (111)$$

Lorsque le transfert d'impulsion  $q \rightarrow \infty$ , La contribution des corrélations tend à disparaître. Si l'on ignore les corrélations relativistes, la conservation de la charge électrique impose la relation:

$$S_L(q) \rightarrow 1 \quad (112)$$

On devrait atteindre la limite théorique pour  $q > 2 k_F$ . Pourtant, expérimentalement, ce n'est pas le cas pour les noyaux lourds. Dans le  $^{40}\text{Ca}$  par exemple, 40 % de la distribution de charge quasiélastique reste inobservée. La résolution de ce problème attend la mise en service de CEBAF, car les données actuelles ont un transfert d'énergie maximum  $\omega_{max}$  limité par l'énergie de l'accélérateur. Avec CEBAF on pourra faire des mesures précises pour décrire la partie de haute énergie de la réponse longitudinale quasiélastique. Actuellement il n'existe pas d'extrapolation théorique fiable qui permette de décrire le pic quasiélastique à haut transfert d'énergie. On ne peut donc aboutir à des conclusions fermes et définitives sans les mesures de CEBAF.

La figure 46 est une comparaison de la réponse longitudinale et de la réponse transverse des sections efficaces inclusives ( $e, e'$ ) et exclusives ( $e, e'p$ ) pour le deutéron et le noyau de  $^3\text{He}$ . On voit que que la réponse longitudinale et transverse sont essentiellement identiques pour le deutéron dans les deux réactions. Au contraire on observe une différence nette entre la réponse longitudinale et la réponse transverse dans la réaction inclusive  $^3\text{He}(e, e')$  et dans la réaction exclusive  $^3\text{He}(e, e'p)$  [Ma85, La92, Da92, Ma89, Du92]. On voit sur la figure 46 que le rapport  $S_L/S_T$  est pratiquement constant et égal à 0.6.

## 8.2 Distributions d'impulsion des protons

On détermine les distributions d'impulsion dans les noyaux en éjectant un proton par diffusion quasiélastique d'électrons par la réaction ( $e, e'p$ ). On choisit une configuration cinématique dans laquelle on contrôle bien le mécanisme de réaction. Une configuration standard est celle où le faisceau d'électrons incident, la détection de l'électron et du proton sont dans une géométrie coplanaire et qu'en outre on détecte le proton éjecté dans la direction du transfert d'impulsion  $\vec{q}$ . Dans ce cas il n'existe que deux fonctions de structure, longitudinale et transverse. L'approximation de Born permet de donner une description simple de la méthode expérimentale. En pratique, les expérimentateurs utilisent des méthodes numériques beaucoup plus élaborées pour le traitement des interactions dans l'état final. De plus, ils vérifient la précision de ces méthodes par une série de

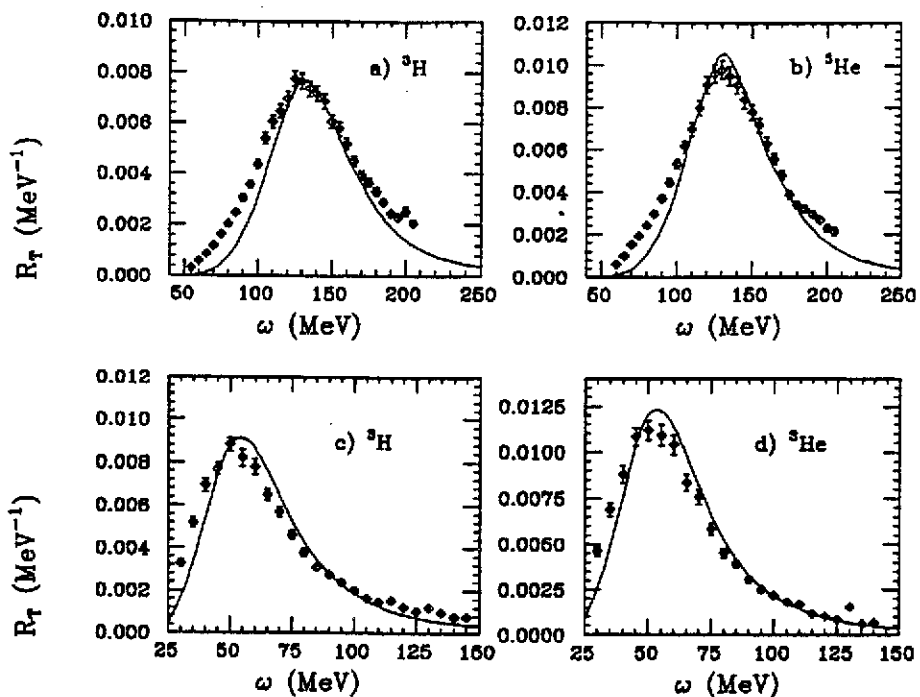


Figure 44: Fonctions de réponse longitudinale et transverse pour le noyaux de  ${}^3\text{He}$  and  ${}^3\text{H}$  [Do88].

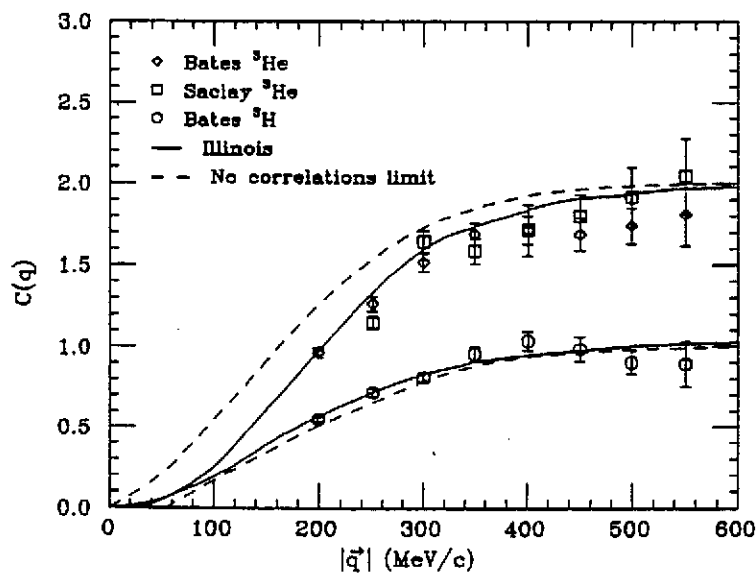


Figure 45: Règle de somme longitudinale pour la diffusion quasiélastique d'électrons sur les noyaux de  ${}^3\text{H}$  et  ${}^3\text{He}$ .

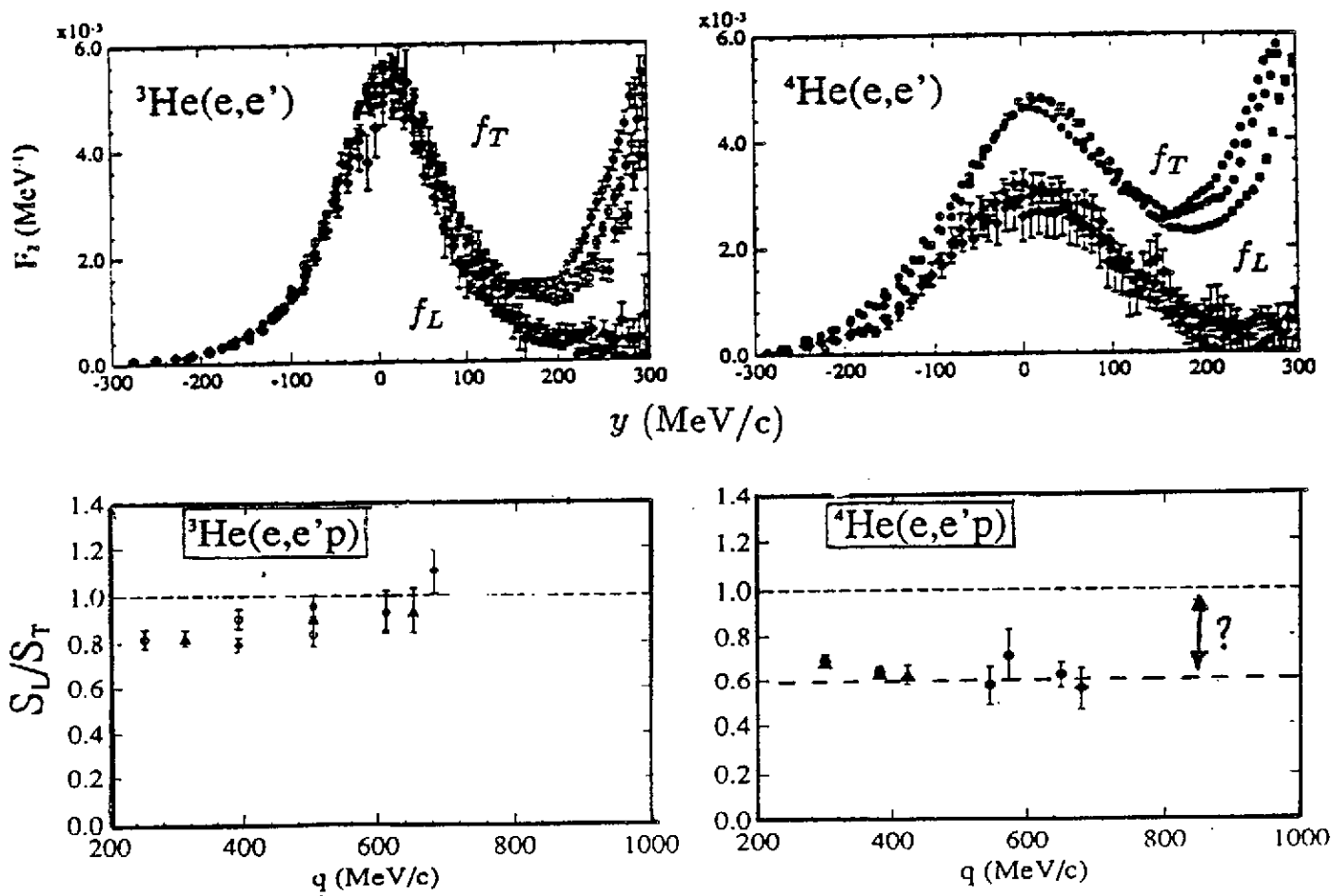


Figure 46: Comparaison de la réponse longitudinale et de la réponse transverse dans la réaction inclusive  $(e,e')$  et dans la réaction exclusive  $e(e,e'p)$  pour le deuteron et le noyau de  ${}^3\text{He}$ .

mesures en faisant varier les paramètres cinématiques pour bien vérifier que le résultat est indépendant des interactions dans l'état final.

Dans l'approximation de Born, la section efficace se factorise en deux termes, la section efficace élémentaire électron-proton dans le noyau  $\sigma_{ep}^*$  et une fonction spectrale  $S(E_m, p_m)$  qui dépend de  $E_m$  et  $p_m$  énergie et impulsion du proton dans le noyau.

$$\frac{d^6\sigma}{dE_e d\Omega_e dE_p d\Omega_p} = p E_p \sigma_{ep}^* S(E_m, p_m) \quad (113)$$

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE_p d\Omega_p} = p E_p \sigma_{ep}^* \rho(p_m) \quad (114)$$

$\rho(p_m)$  est la distribution d'impulsion dans le noyau.

On peut donc par cette méthode directement mesurer la distribution d'un proton lié, d'énergie déterminée, dans le noyau. Mais, la réalité est plus compliquée car cette factorisation n'est qu'une approximation, il faut tenir compte des interactions dans l'état final et des courants d'échanges dans le noyau à quelques nucléons. Ces effets ne sont que des corrections faibles dans le pic quasiélastique, mais ils sont les processus dominants dans d'autres régions cinématiques du plan  $(q, \omega)$  et en particulier dans la région de l'excitation du  $\Delta$ . Heureusement dans la région du pic quasiélastique, tous les calculs conduisent à des corrections relatives faibles et à peu près identiques. On peut donc effectuer ces corrections et extraire ainsi une distribution expérimentale d'impulsion des protons.

La distribution d'impulsion du deutéron a été mesurée jusqu'à  $p = 500 \text{ MeV}/c$ . Jusqu'à cette impulsion l'accord entre expérience et prédiction du potentiel de Paris est excellent, au-delà la question est ouverte, car le domaine des très hautes impulsions est inaccessible avec les accélérateurs de moins de 1 GeV. CEBAF permettra de d'étendre cette étude à des impulsions beaucoup plus élevées et d'étudier la partie à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon. CEBAF permettra aussi d'explorer les autres fonctions de structure du deutéron par des expériences de polarisation.

### 8.3 Corrélations nucléon-nucléon

Les réactions  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  ont été étudiées très en détail dans la région cinématique accessible à NIKHEF et à Saclay. L'étude détaillée du mécanisme de réaction a établi la connaissance de la distribution d'impulsion des protons sur des bases solides. Auparavant, l'étude de réactions  $(p, 2p)$  qui est la même réaction induite par des protons avait conduit à des résultats en désaccord avec la théorie. On trouvait un excès considérable d'impulsions élevées dans le noyau de  ${}^3\text{He}$ . La figure 47 montre la dispersion des points expérimentaux. Les résultats des expériences  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  ont montré qu'il s'agissait seulement d'incertitudes considérables sur la connaissance du mécanisme de réaction qui se traduisent par une description incorrecte des interactions dans l'état final. La figure 48 montre la distribution d'impulsion des protons dans le noyau de  ${}^3\text{He}$  mesurée par la réaction  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  qui est en excellent accord avec la théorie [Ma88]. Les analyses de Cioffi degli Atti [CPS90, CLS90] des données de diffusion inclusive quasiélastique  $(e, e')$  sont en excellent accord avec cette distribution d'impulsion.



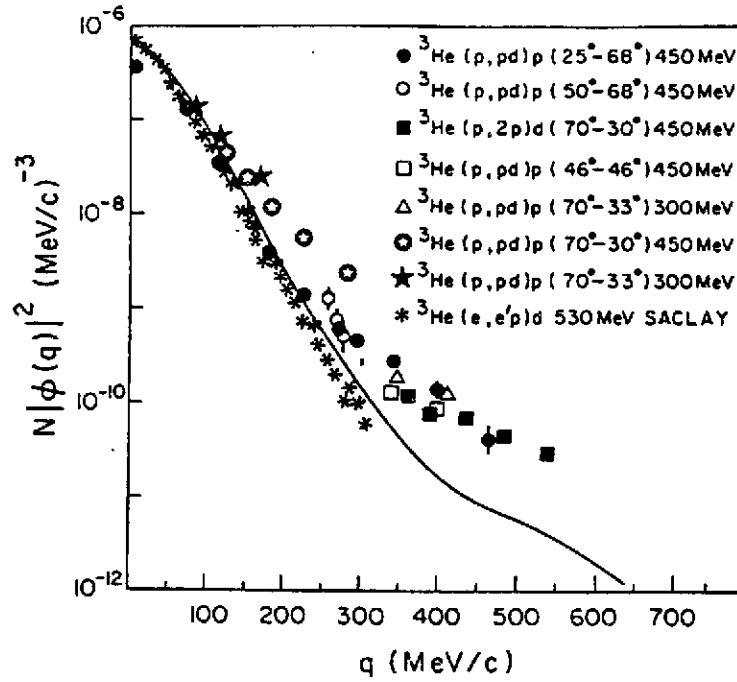


Figure 47: La distribution d'impulsion des protons dans le noyau de  ${}^3\text{He}$  mesurée par la réaction  ${}^3\text{He}(p,2p)$  [Ep85]

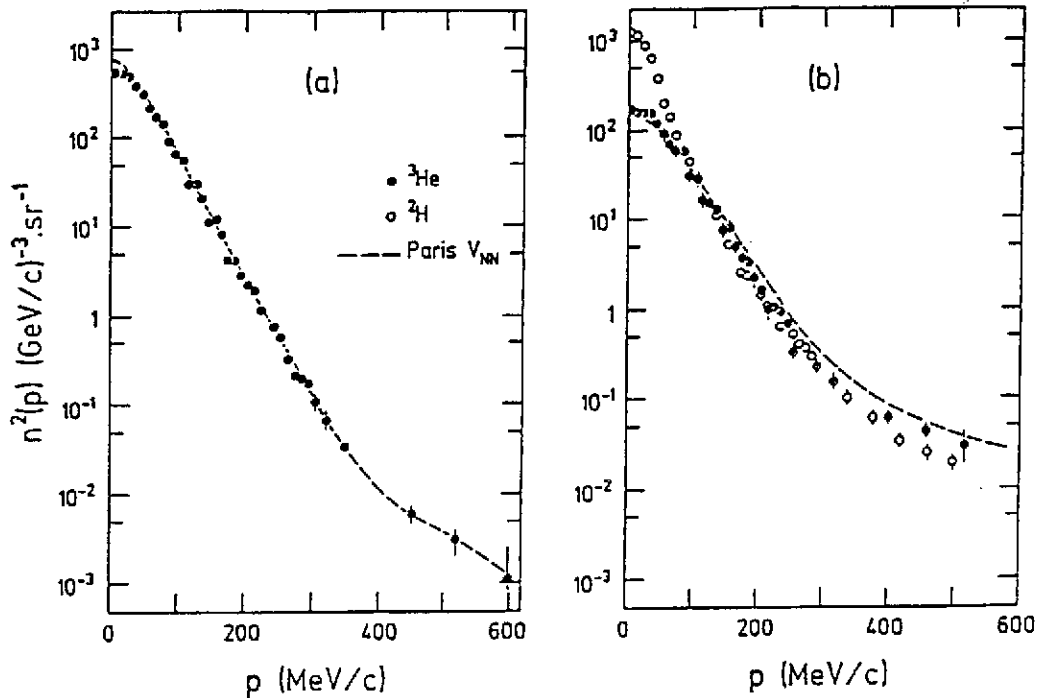


Figure 48: La distribution d'impulsion des protons dans le noyau de  ${}^3\text{He}$  mesurée par la réaction  ${}^3\text{He}(e,e'p)$  La désintégration en deux corps est représentée sur la figure de gauche et en trois corps sur la figure de droite. [Ma88].

La figure 49 montre plusieurs spectres en fonction de la masse manquante (excitation du système résiduel) pour des impulsions fixées [Ma88]. Le pic à 5.5 MeV correspond à l'éjection d'un proton associé à un deutéron qu'on ne détecte pas. Le pic large correspond à la désintégration du noyau en trois nucléons. Les courbes sont le résultat des calculs de Laget [La86]. La position et l'amplitude de la bosse large observée dans la voie  $p + p + n$  montrent que l'on observe la désintégration d'une paire neutron-proton au moment exact de leur interaction, alors que le troisième nucléon est spectateur. C'est une information directe sur les corrélations nucléon-nucléon dans un noyau. Si la paire de nucléons était au repos on observerait un pic étroit, c'est le mouvement de Fermi de la paire de nucléons qui crée une distribution aussi large en énergie manquante.

La surface du pic étroit et de celle de la bosse large donnent directement un point de la distribution à deux et à trois corps. Jusqu'à 600 MeV/c les résultats expérimentaux ne montrent pas la présence d'un excès de composantes d'impulsions élevées. La figure 48 montre par comparaison de la désintégration  $p+d$  et  $p+p+n$  montre que les composantes de haute impulsion se trouvent dans la paire corrélée de la voie à trois corps. Jusqu'à 600 MeV/c, la distribution d'impulsion de la paire p-n corrélée est très voisine de celle du deutéron et il n'y a pas de déviations importantes par rapport à la théorie. On a également mesuré la distribution d'impulsion des paires p-n en interaction dans le noyau de  ${}^4\text{He}(e, e'p)$  [Le89]. Ces résultats sont importants, car ils montrent que la théorie décrit correctement la distribution d'impulsion des nucléons jusqu'à des impulsions relativement élevées. L'installation expérimentale du Hall A à CEBAF a été conçue pour continuer ces mesures très au delà de 600 MeV/c. A très haute impulsion les prédictions théoriques divergent car on entre dans la partie à courte portée des interactions. Frankfurt et Strikman se sont particulièrement intéressés à ce problème [FS91]. Ce domaine de recherche va bientôt être accessible à CEBAF et il va concentrer une partie importante des efforts de recherche. Plusieurs propositions regroupées dans la proposition PR-91-009 vont utiliser le CLAS pour étudier pour la première fois la réaction  $(e, e'NN)$ , ce sera une façon directe de "voir" avec un photon virtuel une paire de nucléons en interaction.

## 8.4 Corrélations NN dans le ${}^{12}\text{C}$

La section efficace  ${}^{12}\text{C}(e, e'p)$  dans la région continue du spectre en masse manquante a été étudiée en détail au laboratoire de MIT-Bates. La figure 50 montre les fonctions de réponse longitudinale et transverse séparées à un transfert d'impulsion de 400 MeV/c pour des protons émis dans la direction de  $\vec{q}$ . La réponse longitudinale devient négligeable au delà de 45 MeV tandis que la réponse transverse s'étend beaucoup plus loin. Le rapport de ces deux fonctions de réponse est également représenté sur la figure 50 (On a soustrait la contribution des facteurs de forme des nucléons). La contribution de la couche p étant identique pour les deux fonctions de réponse disparaît quand on fait le rapport tandis que dans la région de la couche s une importante contribution subsiste. On observe un excès important de la réponse transverse au delà de 25 MeV. C'est précisément dans cette région que se trouve le seuil d'émission de deux particules (indiqué par une flèche). L'explication probable de cette contribution transverse est un effet de corrélations à plusieurs corps. La figure 51 représente la dépendance de la section efficace quasiélastique en fonction du transfert d'impulsion à des valeurs  $q = 600, 800$  et  $1000$  MeV. On n'observe pas de

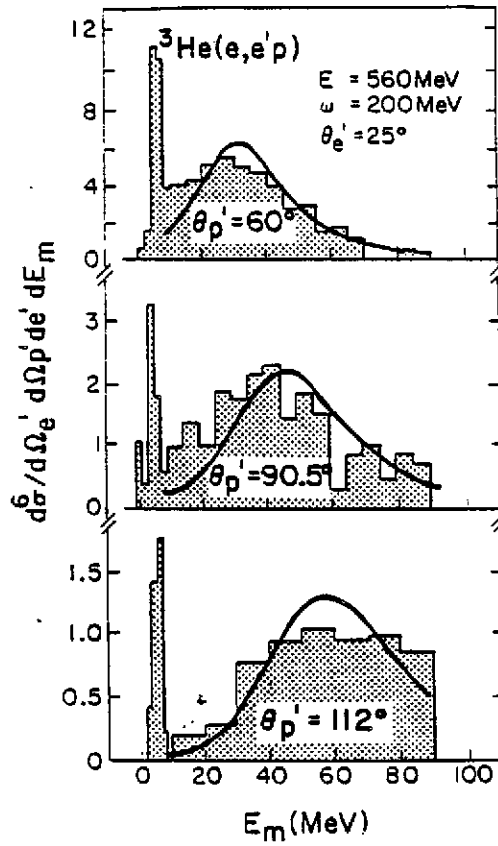


Figure 49: Section efficace  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  L'état final à deux corps  $p + d$  correspond au pic étroit sur la gauche de la figure. L'état final à trois corps  $p + p + n$  correspond au pic large sur la partie droite.

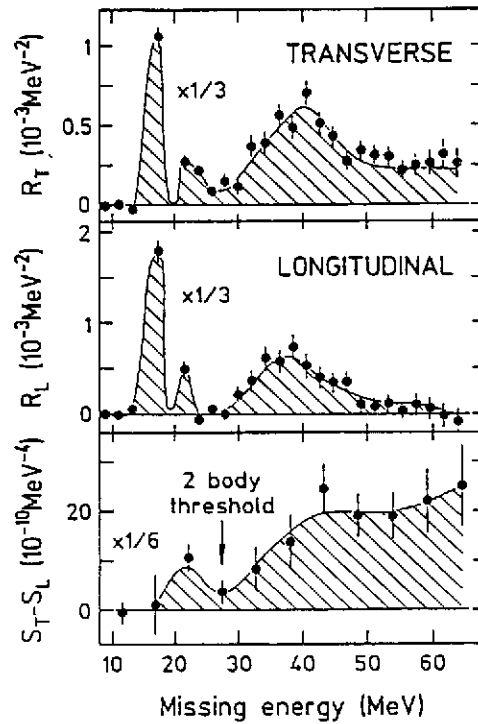


Figure 50: Fonctions de réponse quasiélastique longitudinales et transverse du  ${}^{12}\text{C}$  mesurées par la réaction  ${}^{12}\text{C}(e, e'p)$ .

contribution significative de la production de pion au dessus du seuil d'émission de pion. On observe une décroissance douce jusqu'à l'énergie manquante maximum mesurée. Ceci est très différent des mesures dans la région du  $\Delta$  où l'on observe clairement l'émission d'un pion. Ces résultats montrent qu'il y a des phénomènes intéressants à étudier dans le continu. Les données actuelles sont trop fragmentaires pour pouvoir conclure et il faut attendre les nouvelles expériences de CEBAF pour aller plus loin.

## 8.5 Corrélations nucléon- $\Delta$

Le cycle utile élevé de CEBAF et la conception des détecteurs permettra d'explorer de nouvelles idées d'expériences telles que l'étude de la réaction  ${}^4\text{He}(e, e'p\pi^+)$ . La réalisation de cette expérience nécessite la détection simultanée de trois particules en coïncidence et elle n'est réalisable qu'avec un détecteur à très grand angle solide tel que CLAS. Laget a proposé de faire l'étude de cette réaction en fixant les conditions cinématiques de façon à favoriser la réaction  $(e, e'\Delta^{++})$ . Le  $\Delta^{++}$  peut être produit par une réaction en deux étapes. Un  $\Delta^+$  est produit par l'absorption d'un photon virtuel, puis se désintègre en émettant un  $\pi^+$  qui par diffusion sur autre proton crée un état résonant  $\Delta^{++}$ . L'étude de cette réaction pourrait apporter directement une information sur l'interaction nucléon- $\Delta$  dans le noyau, exactement comme dans la réaction  ${}^3\text{He}(e, e'p)$  on a mis en évidence l'effet des corrélations nucléon-nucléon.

## 8.6 Les modifications du nucléon dans le noyau

L'une des questions fondamentales abordées au cours de ces dernières années est de savoir si la fonction d'onde d'un proton est modifiée lorsqu'il est immergé dans un noyau. La modification de la taille du nucléon et des champs mésoniques sont parmi les explications qui ont été avancées pour expliquer la charge manquante dans la réponse quasiélastique  $(e, e')$ . Il n'existe que peu d'information expérimentale directe sur le facteur de forme du nucléon lié. C'est un domaine dont l'exploration ne fait que commencer et qui va se développer à CEBAF. L'une des seules informations précises sur le facteur de forme du nucléon dans le noyau a été apportée par la mesure de la réaction  ${}^4\text{He}(e, e'p)$ . La séparation de la réponse transversale et longitudinale de la section efficace a été faite avec précision. En fixant la valeur de l'impulsion du proton  $p_m$  dans le noyau, on a ainsi déterminé la variation du facteur de forme magnétique du proton lié. La figure 52 représente le rapport du facteur de forme magnétique du proton lié à celui du proton libre. On ne trouve pas jusqu'à  $1 \text{ (GeV/c)}^2$  de déviation significative par rapport au facteur de forme magnétique du proton libre [Ma89, Du92]. On ne voit pas actuellement de modification significative de la taille du proton. Il sera très intéressant de poursuivre ces mesures pour des protons d'impulsion  $p_m$  élevée à des transferts d'impulsion  $q$  au delà de  $1 \text{ (GeV/c)}^2$  à CEBAF et d'obtenir une information similaire sur le facteur de forme de charge du proton lié. Le facteur de forme de charge est plus difficile à mesurer car la contribution longitudinale à la section efficace est nettement plus faible que la contribution transverse. CEBAF a été conçu pour réaliser un programme très complet de séparations des composante longitudinale et transverse de la section efficace  $(e, e'p)$  quasiélastique.

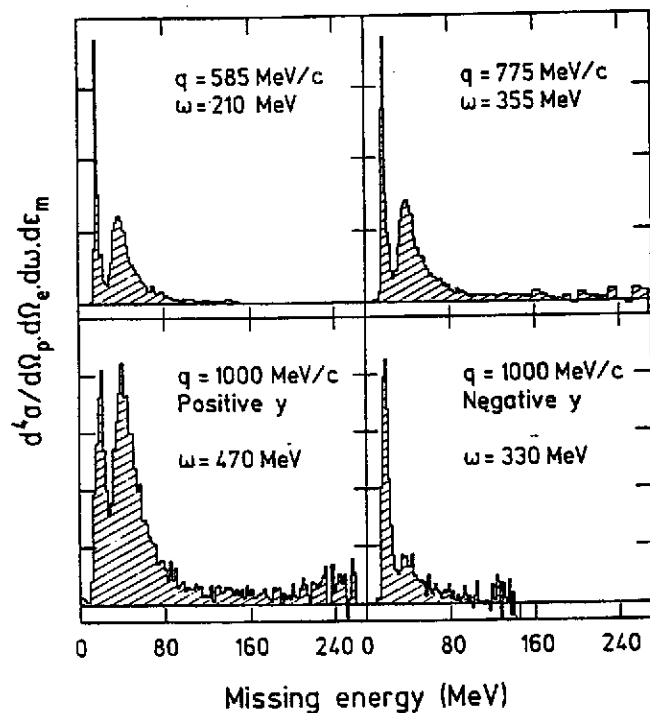


Figure 51: Section efficace quasiélastique de la réaction  $^{12}\text{C}(e, e'p)$  en fonction du transfert d'impulsion.

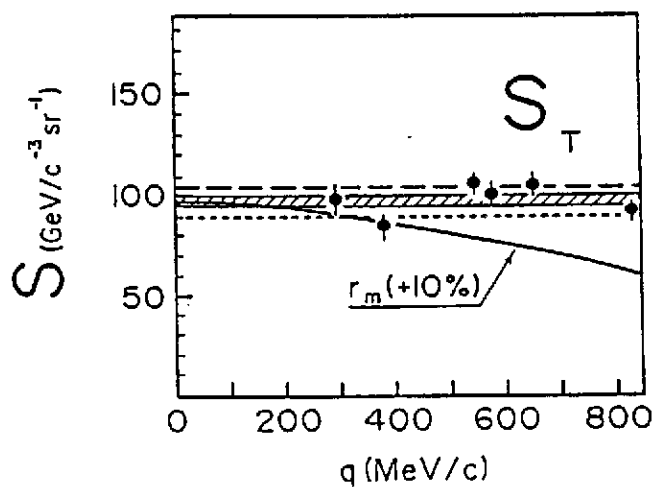


Figure 52: Rapport du facteur de forme magnétique du proton lié dans le noyau de  $^4\text{He}$  à celui du nucléon libre.

Existe-t-il des configurations de trois quarks dans le noyau qui soient différentes d'un nucléon? La théorie prédit de telles configurations où trois quarks sont très rapprochés et forment un miniproton. Ces configurations n'ont pas été observées jusqu'à présent faute d'installations expérimentales appropriées. Il faut en effet un transfert d'impulsion élevé car pour voir un miniproton de taille  $\Delta r$  il faut d'après le principe d'incertitude lui transférer un moment élevé  $Q \sim 1/\Delta r$ . On se propose de mettre en évidence ce miniproton à CEBAF en l'éjectant par une réaction  $(e, e'p)$  et en étudiant son interaction avec la matière lorsqu'il va traverser le noyau. La théorie prédit en effet que ce miniproton aura une interaction, nettement plus faible qu'un proton de taille normale. Ce phénomène appelé "Transparence de couleur" est décrit en détail par J.F. Mathiot dans son cours. On se propose de l'étudier en comparant la section efficace  $(e, e'p)$  sur plusieurs noyaux,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{56}\text{Fe}$  à haute énergie pour avoir le transfert d'impulsion le plus élevé possible. Pour cela il faut d'abord faire une étude approfondie de la réaction  $(e, e'p)$  et contrôler qu'on en comprend bien sa description théorique. CEBAF dispose d'une énergie limitée et ne permettra pas de réaliser un programme de mesures complètes, mais la proposition PR-91-013 va essayer de mettre pour la première fois ce phénomène en évidence avec l'installation du Hall C.

## 8.7 Étude des orbites de quasi-particules

Une étude systématique de la distribution des nucléons dans la région du plomb a été réalisée par diffusion d'électrons. Par diffusion élastique  $(e, e)$  on a mesuré les densités de charge et de magnétisation de noyaux qui diffèrent par un seul proton dans l'orbite  $3s$ . Par diffusion inélastique  $(e, e')$ , on a étudié les transitions magnétiques de haute multipolarité à une particule. Enfin, on a mesuré la distribution d'impulsion d'un proton dans l'état  $3s$  par étude de la réaction  $(e, e'p)$ . Ces expériences ont montré la validité du champ moyen et du concept d'orbite de nucléon, mais elles ont montré également que les corrélations dépeuplaient les orbites de particules indépendantes et qu'elles en modifient la forme.

L'expérience PR-89-046 a pour objectif de déterminer les composantes de très grande impulsion des protons dans les noyaux de  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$  en utilisant la réaction  $A(e, e'p)$  à CEBAF. La première partie de cette expérience sur le  ${}^{208}\text{Pb}$  demande 420 heures de faisceau. Elle permettra d'apporter une réponse finale aux questions suscitées par la mesure de la forme de l'orbite  $3s$ . On a en effet observé que la forme de l'orbite expérimentale est compatible avec celle d'une orbite de quasi-particule prédite par la théorie. Le taux d'occupation de cette orbite est réduit de 20 à 30 % par rapport à une orbite de particule indépendante. Pour comprendre la nature des corrélations nucléon-nucléon on propose de mesurer avec précision la distribution d'impulsion au delà de 300 MeV/c et de faire des séparations transverses et longitudinales.

L'originalité de cette expérience est d'utiliser la flexibilité cinématique de CEBAF (500-2000 MeV), la très haute résolution en énergie des spectromètres de CEBAF ( $\Delta E/E = 10^{-4}$ ) et le cycle utile de 100 %. Ces caractéristiques permettront en particulier de mesurer la distribution d'impulsion de l'orbite  $3s_{1/2}$  dans l'intervalle 250 MeV/c à 450 MeV/c en faisant une séparation des composantes longitudinales et transverses. C'est dans ce domaine accessible seulement à CEBAF qu'on devient vraiment sensible aux corrélations à N-corps qui modifient de façon significative la forme de la distribution d'impulsion. Ces mesures sont l'extension naturelle de celles de NIKHEF faites pour  $p_m \leq 250$  MeV/c.

## 9 CONCLUSIONS

Dans deux ans, CEBAF va ouvrir une nouvelle frontière en physique nucléaire. On va disposer d'un accélérateur spécialement conçu pour faire des études de précision dans un domaine jusqu'à présent inaccessible. Ce cours a essayé de dégager quelques grandes lignes des programmes de recherche dont la réalisation va bientôt commencer. Il est intéressant de constater que ce programme se concentre sur l'étude du nucléon et des noyaux légers, tandis que le programme sur l'étude des noyaux lourds est relativement plus limité.

Un programme de recherches important concerne la structure en quarks du nucléon: violation de la parité, règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov et étude des résonances constituent un programme de physique nouveau et excitant qui va essayer de connecter la région de la diffusion profondément inélastique aux propriétés de basse énergie du nucléon. Pour la première fois, on va essayer de mesurer les facteurs de forme faibles et la contribution de la mer étrange.

Enfin, l'étude des corrélations nucléon-nucléon va bénéficier des qualités exceptionnelles des détecteurs du Hall A et du Hall B. On va pouvoir réaliser toutes les expériences qui sont en attente depuis plusieurs années. Leurs résultats vont enfin nous apprendre la nature des interactions à courte portée entre les nucléons dans le noyau.

Il existe bien d'autres propositions d'expérience en particulier dans le domaine de l'étrangeté. Je laisse le soin, aux jeunes chercheurs, de découvrir par eux-mêmes, ces nombreuses autres voies de recherche à CEBAF.

Le flair, la perspicacité et la méthode des expérimentateurs de CEBAF vont bientôt être à l'épreuve pour réaliser les expériences qui vont nous faire passer dans le monde du XXI<sup>e</sup> siècle. Pour gagner à la loterie du hasard, les physiciens préparent leurs expériences avec des prodiges d'intelligence et d'imagination. Quelle sera l'expérience la plus significative? Toutes offrent des perspectives intéressantes. Il y a dans cette course vers l'inconnu toute le merveilleux et la beauté de l'espoir des hommes. Il y a pour chacun une chance à saisir.

### Remerciements

Je remercie chaleureusement les organisateurs de l'école Joliot-Curie pour leur invitation à faire ce cours. C'est pour tous un plaisir de participer à cette école si vivante et si sympathique. La communauté francophone leur doit un grand merci d'apporter à ses jeunes chercheurs une initiation aux recherches les plus récentes.

Je remercie très vivement tous mes collègues qui m'ont aidé à préparer ce cours: N. de Botton, J.E. Ducret, J.M. Laget, J.M. Legoff, A. Magnon, J. Martino, J. Morgenstern, P. Morsch, S.K. Platchkov, P. Stoler. A CEBAF, j'ai trouvé une aide enthousiaste et efficace de V. Burkert, R. Carlini, J. Domingo, H. Grunder, N. Isgur et R. Whitney; je les en remercie très sincèrement. Enfin le service de documentation de CEBAF m'a permis de disposer d'une documentation très complète que j'ai beaucoup appréciée.

## References

- [Ar75] R.G. Arnold *et al.*, Phys.Rev.Lett. **35** (1975) 776.
- [Ar87] R.G. Arnold *et al.*, Phys.Rev.Lett. **58**, (1987) 1723 .
- [AR88] G. Altarelli et G.G. Ross, Phys. Lett. **212B** (1988) 391.
- [As89] J. Ashman *et al.*, Nucl.Phys. **B328** (1989) 1.
- [AMS89] "Excited Baryons 1988",  
G. Adams, N.C. Mukhopadhyay , P. Stoler éditeurs,  
World Scientific, Singapour 1991.
- [Am92] A. Amroun et al., Phys.Rev.Lett. **69** 1992 253.
- [ACG81] R.G. Arnold, C.E. Carlson et F. Gross, Phys.Rev. **C23** (1981) 363.
- [Auf85] S. Auffret *et al.*, Phys.Rev.Lett. **54** (1985) 649 .
- [Be89] D.H. Beck, Phys.Rev. **D39** (1989) 3248.
- [Bh88] R.K. Bhaduri, "Models of the Nucleon", Lecture Notes and Supplements in Physics, published by Addison Wesley, 1988.
- [BLA85] A. Buchmann, W. Leidemann et H. Arenhövel, Nucl. Phys. **A443** (1985) 726.
- [Bo92] P.E. Bosted et al., Phys.Rev.Lett. **68** (1992) 3841.
- [Cl79] F. Close, "An Introduction to Quarks and Partons", Academic Press, 1979.
- [CLS90] C. Ciofi degli Atti, S. Liuti, S. Simula, Phys. Rev. **C41** (1990) 2474.
- [CPS90] C. Ciofi degli Atti, E. Pace, G. Salme, Nucl. Phys. **A497** (1989) 361; **A508** (1990) 349.
- [Da92] J.F. Danel et al., à paraître.
- [DG89] D. Drechsel et M.M. Giannini, Rep. Prog. Phys. **52** (1989) 1083.
- [DG91] "Hadronic Physics with Multi-GeV Electrons",  
B. Desplanques et D. Goutte éditeurs,  
Les Houches Series, Nova Science Publishers.
- [DH66] S.D. Drell et A.C. Hearn, Phys.Rev.Lett. **16** (1966) 908;
- [Do88] K. Dow et al. Phys. Rev. Lett. **62** (1988) 1706.
- [Du92] J.E. Ducret, Thèse Orsay 1992.
- [Ep85] M.B. Epstein *et al.*, Phys. Rev **C32** (1985) 967.
- [EJ74] J. Ellis et R.L. Jaffe, Phys. Rev. **D9** (1974) 144; **D10** (1974) 1669.



- [Fa90] "The Nature of Hadrons and Nuclei by Electron Scattering",  
A. Faessler éditeur,  
Progress in Particle and Nuclear Physics Vol 24, Pergamon Press 1990.
- [FG89] "Hadronic Physics with MultiGeV Electrons"  
B. Frois, D. Goutte, P. Mulders, P.K.A. de Witt Huberts, éditeurs.  
Nucl. Phys. **A497** (1989)
- [FM91] Second European Workshop on Hadronic Physics in the 1990's  
with Multi-GeV Electrons, B. Frois et J.F. Mathiot, éditeurs,  
Nucl. Phys. **A532** (1991)
- [FP87] B. Frois et C.N. Papanicolas, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **37** (1987) 133.
- [Fr89] L.L. Frankfurt, I.L. Grach, L.A. Kondratyuk, et M.I. Strikman,  
Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 387.
- [FS91] "Modern Topics in Electron Scattering",  
B. Frois et I. Sick éditeurs,  
World Scientific, Singapour 1991.
- [Ga71] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32** (1971) 221.
- [GH76] M. Gari et H. Hyuga, Nucl. Phys. A **264** (1976) 409.
- [Ga90] M. Garçon, Nucl. Phys. A508 (1990) 445.
- [Ga88] J. Gasser, H.Leutwyler, M.P. Locher et M.E. Sainio,  
Phys. Lett. **B213** (1988) 85.
- [Ga91] J. Gasser, H.Leutwyler, et M.E. Sainio, Phys. Lett. **B253** (1991) 252.
- [Ge65] S.B. Gerasimov, Yad. Phys. **2** (1965) 598; Sov.J. Nucl.Phys. **2** (1966) 430.
- [GK84] M. Gari et W. Krumpelmann, Phys.Lett. **141B** (1984) 295; Z. für Phys. **A322**  
(1985) 689.
- [Glo88] L.Y. Glozman et al. Phys. Lett. 200B (1988) 406.
- [HM84] F. Halzen et A.D. Martin, John Wiley & sons, 1984.
- [He89] W. Heil et al. Nucl.Phys. B327 (1989) 1.
- [Ho76] G. Høehler *et al.*, Nucl. Phys. **B144** (1976) 505.
- [HK83] V.W. Hughes et J. Kuti, Ann. Rev.Nucl. Part. Sci. **33** (1983) 611
- [HT89] E. Hummel et J.A. Tjon, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1788.
- [JK87] R.L. Jaffe et C.L. Korpa, Comments Nucl. Part. Phys. **17** (1987) 163.
- [IJL73] F. Iachello, A. Jackson et A. Lete, Phys. Lett. **B43** (1973) 191.
- [Ja89] R.L. Jaffe, Phys.Lett. 229 (1989) 275

- [JM89] R.L. Jaffe et A. Manohar, Nucl. Phys. **B321** (1989) 343.
- [La80] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. **C21** (1980)
- [La86] J.M. Laget, "New vistas in Electronuclear Physics", ed. Tomusiak *et al.*, Plenum Publ. Corp., New-York, 1986) P.361
- [La92] L.Lakehak-Ayat, à paraître.
- [Le91] K.S. Lee et al., Phys.Rev.Lett. **67** (1991) 2634.
- [Le89] J. Legoff *et al.*, International Few-Body XII Conference, Vancouver 1989.
- [Lo86] R.W. Lourie et al., Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2364; P.E. Ulmer et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2259; L. Weinstein, PhD Thesis, MIT 1988; H. Baghaei et al., Phys. Rev. **C39** (1989) 177.
- [Ma89] A. Magnon *et al.*, Phys. Lett. **222** (1989) 352.
- [Ma85] C. Marchand *et al.*, Phys. Lett., **153B** (1985) 29.
- [Ma88] C. Marchand *et al.*, Phys. Rev. Lett., **60** (1988) 1703.
- [Ma84] J.F. Mathiot, Nucl. Phys. **A412** (1984) 201.
- [Mi92] G. Miller éditeur, "Nucleon Resonances and Nucleon Structure", World Scientific 1992.
- [MK89] R.D. McKeown, Phys. Lett. **219B** (1989) 140.
- [MG92] "Baryons 92", Moshe Gai éditeur, à paraître.
- [Mor92] J. Morgenstern et al., à paraître.
- [Mo92] H.P. Morsch et al., Phys.Rev.Lett. **69** (1992) 1336.
- [MS92] "Baryon Spectroscopy and the Structure of the Nucleon", H.P. Morsch et M. Soyeur éditeurs, Publication conjointe du Centre de Recherche de Jülich (Allemagne) et du Laboratoire National Saturne (France).
- [MT69] L.W. Mo et Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys., **41** (1969) 205.
- [Pa89] C.N Papanicolas, Nucl. Phys. **A497** (1989)
- [Pl89] S.K. Platchkov *et al.*, Nucl. Phys. **A510** (1990) 740.
- [Pr79] C.Y. Prescott *et al.*, Phys. Lett. **77B** (1978) 347; **84B** (1979) 524.
- [Ra84] A.V. Radyushkin, Acta Polonica **B15** (1984) 403.
- [Ri89] K. Rith, Nucl. Phys. **A497** (1989) 139.
- [Sch90] R. Schiavilla V.R. Pandharipande et D.O. Riska, Phys. Rev. **C41** (1990) 309.

- [Si80] G.G.Simon *et al.*, Nucl.Phys. **A333** (1980) 381.
- [SK83] F. Scheck, "Leptons, Hadrons and Nuclei", North-Holland, 1983.
- [SMS89] P. Sarriguren, J. Martorell et D.W.L. Sprung, Phys. Lett. B228 (1989) 285.
- [So89] P.A. Souder et al. Phys.Rev.Lett. 65 (1990) 694.
- [ST93] J. Soffer et O. Teryaev, Preprint Centre de Physique Théorique de Marseille, (1993).
- [Tru89] E.Truhlik et J.Adam, Nucl.Phys. A492 (1989) 529.
- [We89] W. Weise, Nucl. Phys. **A497** (1989) 7.

Le Noyau à l'Echelle du Fermi : Nucléons et Mésons  
**Interaction des Photons Réels avec les Noyaux**  
**Interaction of Real Photons with Nuclei**

R. Van de Vyver  
*Nuclear Physics Laboratory, UG, Gent, Belgium*

**Résumé**

Nous présentons des résultats expérimentaux récents obtenus avec des photons réels, dans le domaine d'énergie jusqu'à 1 GeV. Ils adressent des questions fondamentales, comme la polarisabilité du proton, le rôle des MEC dans le mécanisme d'absorption des photons, et les indications pour l'existence d'une force à trois corps. Aussi, nous discutons en bref une proposition pour la mesure de la valeur de la règle de somme de Drell-Hearn-Gerasimov.

**Abstract**

Recent results in the field of nuclear reactions induced by real photons, in the energy domain up to about 1 GeV, are being presented. They address fundamental nuclear physics questions, such as the proton polarizability, the role of MEC in the photonuclear absorption mechanism and the possible evidence for the existence of three-body forces. In the last section, a proposal is briefly discussed, aiming at a measurement of the Drell-Hearn-Gerasimov sum rule.

# 1 Introduction

The use of the electromagnetic probe, represented either by real or by virtual photons, continues to play a crucial role in nuclear physics. This is of course due to its unique characteristics [1]:

1. the e.m. interaction with matter is well-understood, being described by quantum electrodynamics (QED);
2. the interaction between the (real or virtual) photon and the target nucleus is weak, such that it causes a negligible disruption of nuclear matter, allowing the application of first-order perturbation theory;
3. the e.m. probe uniformly penetrates the nuclear volume.

As a consequence, it should be possible to deduce in an unambiguous way direct information concerning the nuclear structure.

Since the advent of betatrons and linear electron accelerators, photonuclear physics has shown an explosion, the main research subject originally being the study of the electric dipole (E1) resonance (GDR). Although fundamental nuclear physics information has been deduced in this field (such as e.g. the E1-resonance being a coherent superposition of  $p\hbar$ -excitations; this turned out to be a very important concept), the coming into operation of a new generation of electron accelerators (with higher energy and enhanced duty factor) has shifted a lot of interest and effort to the so-called intermediate energy region. In this domain it is generally accepted that nuclear phenomena can be adequately described by taking into account the degrees of freedom represented by nucleons and mesons. However, it cannot be ruled out and it is likely that also the nucleonic quark structure already will manifest itself.

The situation can be illustrated by Fig. 1, in which the relevant physics is depicted versus increasing energy. Although this picture by J. Arvieux [2] is almost 10 years old, it is still up-to-date in the sense that all possible links, drawn in the last column, need further investigation and/or confirmation.

In this lecture, it is the intention to make a short walk through photonuclear physics, starting at energies above the giant resonance and going up to a few GeV. This trip will be illustrated by a number of selected examples, and as such, will be biased and incomplete. Moreover, the material will be approached from an experimentalist's point of view; however, the emphasis will not be laid on the experimental details themselves, but an attempt will be made to discuss a number of interesting results, directly related to fundamental nuclear physics questions. In this respect, it is hoped to illustrate the basic physics ideas that have been taught in previous courses of the Ecole Joliot-Curie.

## 2 The Proton-Compton effect: determination of the electromagnetic polarizabilities of the proton

Up to recently, Compton scattering of photons on the nucleus was a rather academic subject which—in principle—should yield very valuable information, but for which the experimental results were