Table des matières

Introduction

Les noyaux comportant peu de nucléons fournissent des systèmes simples pour l'étude microscopique de la structure nucléaire. Constitué d'un proton et d'un neutron, le deuton est l'unique état lié à deux nucléons. La compréhension de ce système nucléaire “élémentaire” passe par celle de l'interaction nucléon-nucléon. La sonde électromagnétique représente l'outil idéal pour explorer la structure interne du deuton grâce à la faible perturbation qu'elle apporte aux distributions de charge et de courant dans les noyaux. Elle permet de mesurer, non pas directement ces distributions, mais, en première approximation, leurs transformées de Fourrier appelées facteurs de forme.

La structure électromagnétique du deuton est décrite par trois facteurs de forme: G_C, G_Q, et G_M qui sont respectivement les facteurs de forme de charge, quadripolaire et magnétique. Le facteur de forme magnétique et une combinaison des trois facteurs de forme peuvent être obtenus via des mesures de sections efficaces de la diffusion élastique électron-deuton (ed), à savoir les deux fonctions de structure A(Q) et B(Q). Cependant, il est nécessaire de mesurer une nouvelle observable afin de séparer les facteurs de forme G_C et G_Q. Nous avons mesuré l'observable de polarisation tensorielle t_{20} des deutons élastiques, qui permet cette séparation.

L'expérience t_{20} s'est déroulée dans le hall C du Jefferson Lab (USA). C'est une expérience de double diffusion qui couvre un large domaine de moments transférés entre 4.1 et 6.7 fm^{-1}, et où les deutons issus de la diffusion ed élastique rediffusent dans un polarimètre (POLDER) qui analyse leur polarisation. La conjonction d'un accélérateur d'électrons de haute intensité, dont l'énergie peut atteindre jusqu'à 4 GeV, d'une cible épaisse de deutérium liquide, des spectromètres électrons et deutons de large acceptance et d'un polarimètre à deutons de haute efficacité, a été décisive dans le succès de cette expérience.

Le polarimètre POLDER (Polarimètre à DEutons de Recul) représente la pièce maîtresse de cette expérience. Il a été calibré à l'aide du faisceau de deutons polarisés délivré par l'accélérateur SATURNE (France). Il couvre un domaine d'énergie deutons entre 160 et 520 MeV.

La procédure d'analyse mise en place pour extraire les observables de polarisation des deutons repose sur la détermination de l'efficacité de la réaction d'échange de charge $p(d,pp)n$ produite par les deutons de recul, $\varepsilon(\theta,\varphi)$, définie par :

$$\varepsilon(\theta,\varphi) = \frac{N_{EC}(\theta,\varphi)}{N_d^{ed}},$$

où $N_{EC}(\theta,\varphi)$ est le nombre d'événements d'échange de charge (EC) produits par un nombre N_d^{ed} de deutons élastiques. θ est l'angle entre le centre de masse de la paire (pp) et la direction du deuton incident, et φ est l'angle azimutal. Cette même efficacité peut aussi s'écrire en fonction des observables de polarisation t_{ij} des deutons :

$$\varepsilon(\theta,\varphi) = \varepsilon_0(\theta)[1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2\cos\varphi i t_{11} i T_{11}(\theta) + 2\cos\varphi t_{21}T_{21}(\theta) + 2\cos 2\varphi t_{22}T_{22}(\theta)]$$

$\varepsilon_0(\theta)$ est l'efficacité pour des deutons non polarisés et les $T_{2j}(\theta)$ sont les pouvoirs d'analyse pour la réaction EC. Les observables ε_0 et T_{ij} sont déterminées lors de la calibration grâce au faisceau de deutons polarisés de polarisation connue t_{2j}. L'analyse se révèle délicate du fait qu'on utilise deux expériences différentes pour extraire les observables de polarisation. Il est donc important de s'assurer que la réponse du polarimètre est stable à mieux que le pourcent entre les deux expériences, et ce malgré des conditions expérimentales assez différentes. Les événements ed élastiques sont identifiés à l'aide d'une détection en coïncidence entre l'électron dans le spectromètre HMS "High Momentum Spectrometer" et le deuton dans le polarimètre POLDER.

Les mesures effectuées lors de l'expérience t_{20} correspondent à six moments transférés, 4.1, 4.4, 5.1, 5,5, 6.2, et 6.7 fm^{-1}. Les efficacités pour les deux expériences, à CEBAF et à SATURNE ont été comparées afin d'extraire t_{20}. Les points dont le moment transféré est supérieur à Q = 4.4 fm^{-1} explorent une nouvelle région en Q. Les observables de polarisation t_{21} et t_{22} sont obtenues via les distributions azimutales de la paire proton-proton.

Lors de cette expérience, la fonction de structure A(Q) a aussi été mesurée. La combinaison de cette mesure avec les résultats de polarisation permet la séparation des deux facteurs de forme de charge G_C et quadripolaire G_Q.

La détermination expérimentale des facteurs de forme électromagnétiques élastiques du deuton constitue un outil puissant pour tester les différents modèles théoriques. Les approches théoriques de la structure électromagnétique du deuton sont variées. Elles peuvent être classifiées en modèles non relativistes, relativistes, excitations isobariques, modèles hybrides, modèle de Skyrme, et finalement QCD perturbative.

La principale motivation de l'expérience t_{20} est de fournir des mesures précises des observables de polarisation du deuton, et par conséquent une meilleure détermination des facteurs de forme de charge G_C et G_Q aux plus hauts moments transférés possibles. La comparaison

de nos données avec les différentes approches citées précédemment permet d'améliorer notre compréhension de l'interaction nucléon-nucléon à courte distance et de mieux cerner les degrés de liberté qui entrent en jeu. Plus précisément, peut-on encore parler du deuton comme un sytème de deux nucléons lorsque ceux-ci sont distants de moins de 1 fm (1 fm = 10 $^{-13}$ cm est à peu près la taille des nucléons) ? Faut-il prendre en compte explicitement des excitations des nucléons en résonances baryoniques ? La structure interne des nucléons, c'est à dire, leur composition en quark, joue-t-elle un rôle dans la structure du noyau lui même ?
Les nucléons échangent entre eux des mésons (π, ρ, ω, ...) contribuant ainsi à la diffusion élastique électron-deuton. Si ces contributions sont bien connues pour des transitions isovectorielles, il n'en est pas de même pour des transitions isoscalaires. La diffusion élastique électron-deuton contribue à la connaissance de ces courants d'échange mésoniques.
Par ailleurs le deuton est le seul noyau, jusqu'à présent, dont la structure peut aussi être décrite par des calculs relativistes microscopiques. Différentes approches relativistes ont été développées et certaines comportent des approximations de calcul qu'il faut tester ou valider. Dans cette perspective, un modèle relativiste "Explicitly Covariant Light Front Dynamics", basé sur de solides fondements théoriques, souffre jusqu'à présent de l'absence de calculs de certains courants d'échange mésoniques. Afin d'établir une comparaison significative de ce modèle avec d'autres et avec nos données, un calcul de ces contributions nous a semblé indispensable.
Le manuscrit est organisé en sept chapitres. Dans le premier chapitre sont présentés le formalisme de la diffusion élastique électron-deuton ainsi que celui de la polarisation des deutons de recul issus de cette diffusion. Dans le deuxième chapitre, la lumière est mise sur le dispositif expérimental utilisé lors et de la calibration de POLDER et de l'expérience t_{20}. Le troisième chapitre est dédié à une description détaillée des méthodes d'analyse des données. Les résultats des observables de polarisation t_{20}, t_{21}, et t_{22}, des facteurs de forme de charge du deuton G_C et G_Q ainsi qu'une étude détaillée des différents paramètres susceptibles d'intervenir dans leur détermination font l'objet du chapitre 4. Une présentation exhaustive des différents modèles est effectuée dans le cinquième chapitre. Dans le chapitre 6, les résultats de notre expérience sont comparés aux prédictions de ces modèles. Enfin, dans le chapitre 7, un calcul des contributions de recul et $\rho\pi\gamma$ à la diffusion ed élastique est présenté, et ceci dans le cadre d'un formalisme explicitement covariant du front de lumière.

Chapitre I

Formalisme et observables

I.1 Introduction

Depuis la réalisation de la première expérience de diffusion électron-deuton jusqu'à nos jours, 48 ans se sont écoulés. Toutes ces années d'expérimentation ont prouvé que la sonde électromagnétique est probablement le meilleur outil pour explorer la structure des systèmes hadroniques, tels que les noyaux et leurs constituants. L'interaction électromagnétique est en effet bien établie grâce à l'électrodynamique quantique (QED). De plus, elle est faible (faible couplage dû à la constante de structure fine $\alpha = 1/137$) comparée à la force de l'interaction entre les hadrons (interaction forte).

En conséquence la diffusion des électrons perturbe peu les distributions de charge et de courant dans les noyaux et elle peut être traitée dans le cadre de l'approximation d'échange d'un photon entre l'électron incident et la cible (première approximation de Born).

Ainsi, dans l'amplitude de diffusion, le courant leptonique entièrement déterminé par QED est séparé du courant hadronique.

Il est donc, en principe, possible d'accéder à l'information concernant la structure hadronique via la réponse de la cible à la sonde électromagnétique.

Lorsqu'un électron incident d'énergie E et d'impulsion $\overrightarrow{k}$ diffuse sur une cible, celle-ci reçoit une énergie transférée $\omega = E - E'$ et un moment transféré $\overrightarrow{q} = \overrightarrow{k} - \overrightarrow{k}'$. E' et $\overrightarrow{k}'$ sont respectivement l'énergie et l'impulsion de l'électron diffusé. ω et $\overrightarrow{q}$ sont l'énergie et le moment du photon virtuel absorbé par la cible. On peut aussi définir la quantité invariante $q^2 = \omega^2 - \overrightarrow{q}^2 = -Q^2$, qui est souvent citée comme le carré négatif de la masse du photon virtuel. Le fait que l'énergie ω et le moment $\overrightarrow{q}$ transférés à la cible peuvent varier indépendamment l'un de l'autre permet d'obtenir la réponse de la cible en fonction de son énergie d'excitation, avec une résolution spatiale qui peut être ajustée à l'échelle du processus que

l'on veut étudier. Cette échelle est reliée au moment transféré par la longueur d'onde du photon virtuel échangé, $\lambda \sim \frac{1}{Q}$.
Dans ce chapitre, seront présentés le formalisme de la diffusion élastique électron-deuton ainsi que celui de la polarisation des deutons de recul issus de cette diffusion. Le rôle et la signification des facteurs de forme électromagnétiques élastiques du deuton vont apparaître naturellement et seront discutés à la lumière des différents modèles théoriques. Avant d'avancer plus loin dans la présentation, il convient de définir l'objet de cette étude, à savoir le deuton.

I.2 Le deuton

Les noyaux comportant peu de nucléons fournissent des systèmes simples pour l'étude de la structure nucléaire. Constitué d'un proton et d'un neutron, le deuton est l'unique état lié à deux nucléons. Il représente ainsi une source importante d'informations concernant l'interaction nucléon-nucléon (NN). Il a une faible énergie de liaison (2.22 MeV), et donc un rayon moyen [Bha90] assez grand. Les nucléons du deuton sont éloignés l'un de l'autre une bonne partie du temps. Afin d'étudier le comportement du deuton à très courte distance et par conséquent celui de l'interaction NN, il est nécessaire d'utiliser des électrons de haute énergie qui peuvent transférer au deuton de grandes impulsions permettant de le "prendre en photo" au moment où les deux nucléons sont très proches l'un de l'autre, autrement dit, lorsque leurs fonctions d'ondes se chevauchent considérablement.
Le deuton a un moment angulaire total $J = 1^+$ avec une parité positive. Le moment magnétique du deuton est $\mu_d = 0.857$ magnéton nucléaire ($\frac{e\hbar}{2m}$), une valeur très proche de la somme des moments magnétiques des nucléons : $\mu_p + \mu_n = 2.793 - 1.913 = 0.880$ m.n. Si les spins des nucléons étaient antiparallèles, on aurait $\mu_d = \mu_p - \mu_n = 4.706$ m.n. Le spin total du deuton est donc égal à 1.
Le moment orbital relatif l entre le neutron et le proton doit être un nombre pair ($P = (-1)^l = +1$). On s'attendrait donc à ce que l'état fondamental du deuton soit l'état S $(l = 0)$. Les états S sont de symétrie sphérique. Or, il a été établi expérimentalement que le deuton a un moment quadripolaire électrique positif de 0.29 fm^2, et donc sa distribution de charge n'est pas parfaitement sphérique. Afin d'obtenir ce moment quadripolaire, il est nécessaire de rajouter une petite composante d'un état de moment orbital supérieur à zéro. En respectant la parité donnée par $(-)^l$, l'autre état permis est l'état D $(l = 2)$. La découverte du moment quadripolaire du deuton a été un évènement dramatique dans l'histoire de la physique nucléaire dans le sens qu'il signifiait que les forces NN n'étaient pas exclusivement centrales, et qu'il fallait inévitablement passer à un ordre supérieur de complexité.

La forme générale de la fonction d'onde du deuton est la suivante :

$$\psi_{J=1,M} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left\{ \frac{u(r)}{r} + \frac{w(r)}{r} \frac{1}{\sqrt{8}} S_{12}(\hat{r}) \right\} \chi_{1M}, \tag{I.1}$$

où $\frac{u(r)}{r}$ et $\frac{w(r)}{r}$ sont respectivement les fonctions d'onde radiales S et D normalisées à l'aide de l'expression $\int_0^\infty dr[u^2+w^2] = 1$. χ_{1M} est le spineur de spin 1, $S_{12}(\hat{r})$ est l'opérateur tenseur donné par : $S_{12}(\hat{r}) = 3(\sigma_1.\hat{r})(\sigma_2.\hat{r}) - \sigma_1.\sigma_2$, avec $\hat{r} = \frac{\overrightarrow{r}}{|r|}$, r est la distance relative entre les deux nucléons, et les σ_i sont les matrices de Pauli.

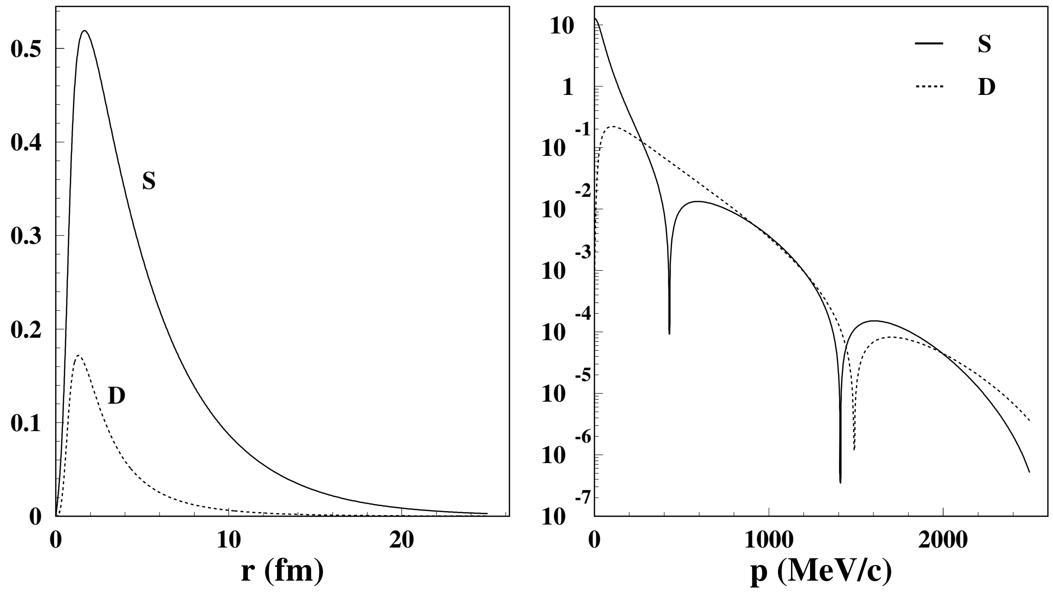


FIG. I.1 - *Les fonctions d'onde du deuton S et D du potentiel de Nijmegen [Sto93] dans les espaces des configurations et des moments.*

Les fonctions d'onde radiales du deuton sont montrées dans la figure [I.1]. L'onde D est plus localisée dans l'espace des positions que l'onde S. Par conséquent, sa transformée de Fourrier est plus étendue dans l'espace des impulsions, comme le montre la figure [I.1]. Il est donc essentiel de prendre en compte sa contribution dans la fonction d'onde du deuton pour des processus qui font intervenir des hauts moments transférés.

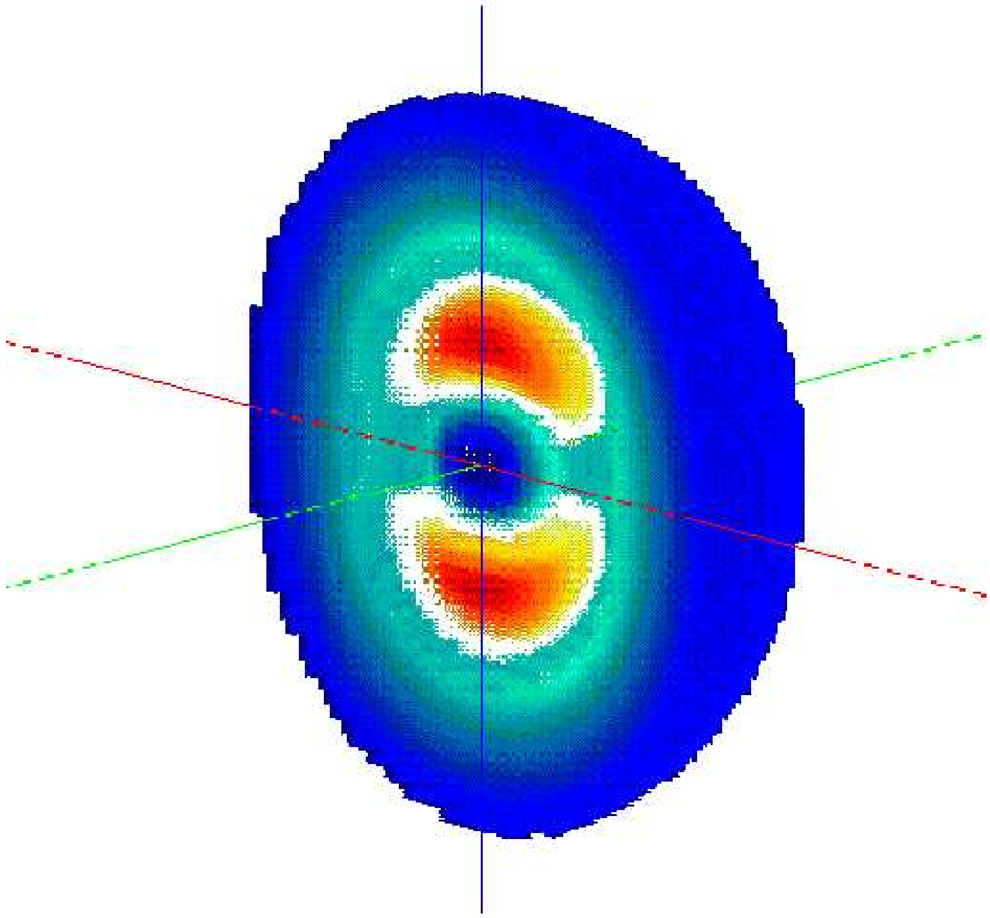


FIG. I.2 - *La distribution de densité du deuton pour m=$\pm$1 calculée en utilisant le potentiel de Paris. Les régions les plus claires sont les plus denses.*

La distribution de densité correspondante à ces fonctions d'onde est illustrée dans le schéma [I.2] lorsque le spin du deuton est aligné suivant l'axe z de quantification (m=±1). L'axe de quantification est aussi l'axe de symétrie de révolution [Eri88, For96]. Dans l'état $m = 0$, la forme du deuton est légèrement aplatie suivant cette direction.

Dans le système de centre de masse de deux particules (proton et neutron), l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\nabla^2\psi(r,\theta,\varphi) + \frac{2m}{\hbar^2}(E - V(r))\psi(r,\theta,\varphi) = 0, \tag{I.2}$$

où $m = \dfrac{m_n m_p}{m_n + m_p}$ est la masse réduite et $V(r)$ est le potentiel d'interaction obtenu grâce à des modèles basés en partie sur des calculs, en partie sur la paramétrisation des données de l'interaction NN. Dans le cas du deuton qui est un système lié, l'énergie E est négative. Si on considère seulement l'état S du deuton, et on définit $u(r) = r\psi(r)$, on trouve que l'équation [I.2] prend la forme simple :

$$\frac{d^2u(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left[E - V(r)\right]u(r) = 0. \tag{I.3}$$

La présence de l'état D est liée à celle d'une interaction tensorielle, de type $S_{12}V_T(r)$. L'équation de Schrödinger peut être généralisée à un système de deux équations couplées:

$$\begin{aligned} \frac{d^2u(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left[E - V(r)\right]u(r) + \sqrt{8}V_T w(r) &= 0, \\ \frac{d^2w(r)}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2}\left[E - V(r) - \frac{6\hbar^2}{mr^2}\right]w(r) + \sqrt{8}V_T u(r) &= 0. \end{aligned} \tag{I.4}$$

A grandes distances r, lorsque les potentiels central et tenseur s'annulent, les équations [I.4] se découplent et leurs solutions fournissent le comportement asymptotique des fonctions d'onde S et D:

$$\begin{aligned} u(r) &\longrightarrow N_s \exp(-r/R), \\ w(r) &\longrightarrow N_D \exp(-r/R)\left[1 + 3\frac{R}{r} + 3(\frac{R}{r})^2\right], \end{aligned} \tag{I.5}$$

où $R = \frac{\hbar}{\sqrt{-2mE}} = 3.06$ fm. Le rapport des facteurs de normalisation asymptotique $\eta = N_D/N_s$ est une quantité mesurable.

Les propriétés statiques du deuton sont connues avec une très grande précicion. Elles sont résumées dans le tableau [I.1]. Le moment quadripolaire Q_d est défini par :

Observables	Valeurs expérimentales
Masse	1875.61339 MeV
Energie de liaison	2.22457 MeV
Moment quadripolaire Q_d	0.2859(3) fm^2
Facteur de normalisation asymptotique N_S	0.8846(8) fm$^{-\frac{1}{2}}$
Rayon moyen $< r^2 >^{-\frac{1}{2}}$	1.963(4) fm
Rapport asymptotique d/s η	0.0271(4)
Moment magnétique μ_d	0.85741 m.n

TAB. I.1 - *Les propriétés statiques du deuton [Eri88]*

$$Q_d = \frac{1}{4}e\int d^3r|\psi_{J=1,M=1}|^2(3z^2 - r^2) \tag{I.6}$$

Son expression en fonction de u et w est :

$$Q_d = \frac{1}{\sqrt{50}} \int_0^\infty r^2 dr (uw - \frac{1}{\sqrt{8}} w^2). \tag{I.7}$$

Puisque le moment quadripolaire est faible, on s'attend à ce que se soit aussi le cas pour $w(r)$. Le terme dominant est celui en uw. Le fait d'avoir r^2 dans l'intégrand défavorise la région à courte portée de l'interaction au profit de la partie asymptotique de longue portée des fonctions d'onde.

I.3 La diffusion élastique électron-deuton

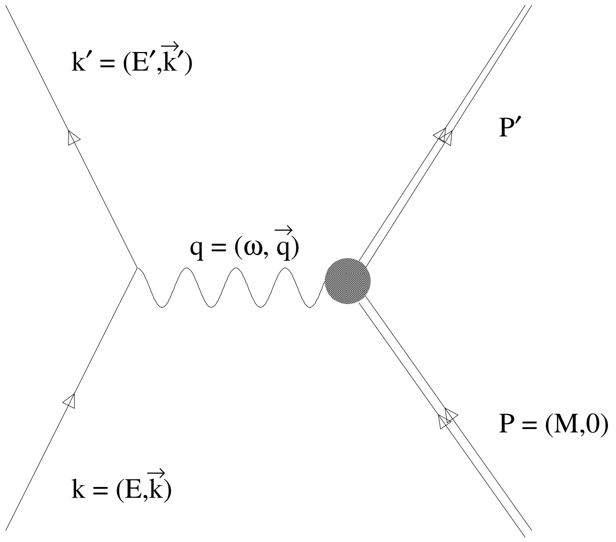


FIG. I.3 - *Le diagramme de Feynman pour la diffusion ed élastique.*

L'information concernant les distributions de charge et de magnétisation du deuton est contenue dans la section efficace différentielle de la diffusion élastique électron-deuton, qui est elle même fonction de quantités dites "facteurs de forme électromagnétiques".
Dans cette section, l'approximation d'échange d'un photon est détaillée, pour décrire formellement la diffusion ed élastique, représentée par le diagramme de Feynman de la figure [I.3]. La section efficace différentielle d'un processus où les hélicités des particules initiales (λ, τ) et finales (λ', τ') sont connues, est donnée par :

$$d\sigma(\lambda, \tau, \lambda', \tau') = \frac{1}{F} \mid T_{fi} \mid^2 d\psi(k, p, k', p'), \tag{I.8}$$

où $k(p)$ et $k^{'}(p^{'})$ sont respectivement les quadri-moments énergie-impulsion de l'électron (deuton) initial et final. $\mid T_{fi} \mid^2$ est le carré de l'élément de la matrice de transition qui est un invariant de Lorentz. Il est défini à partir de l'élément de matrice S par :

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i(2\pi)^4 \delta_4(k + p - k' - p')T_{fi}. \tag{I.9}$$

F est appelé facteur de flux. C'est aussi un invariant relativiste. Son expression générale pour toute collision entre deux particules est :

$$F = 4\sqrt{(k \cdot p)^2 - m^2 M^2}. \tag{I.10}$$

$d\psi$ est l'élément intégré d'espace de phase à deux corps. Il est obtenu par intégration de la fonction δ décrivant la conservation de l'impulsion-énergie au cours de la réaction, sur quatre variables parmi les six décrivant les impulsions des particules finales, soit :

$$d\psi(k, p, k', p') = \int_4 (2\pi)^4 \delta^4(k + p - k' - p') \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 2E_{k'}} \frac{d^3p'}{(2\pi)^3 2E_{p'}}. \tag{I.11}$$

Si les hélicités finales ne sont pas mesurées, et les particules incidentes ne sont pas polarisées, toutes les configurations d'hélicités sont également représentées dans les faisceaux incidents. Le nombre de configurations possibles étant : $(2j + 1)(2J + 1)$ où j et J sont respectivement le spin de l'électron et celui du deuton. Le poids de chaque configuration est donc : $\dfrac{1}{(2j + 1)(2J + 1)}$.

La section efficace différentielle non polarisée s'obtient alors en sommant toutes les sections efficaces différentielles pour des hélicités initiales fixées en pondérant chaque terme par le poids de la configuration d'hélicité correspondante, soit :

$$d\sigma = \frac{1}{F} \frac{1}{(2j + 1)(2J + 1)} \sum_{\lambda,\tau,\lambda',\tau'} d\sigma(\lambda, \tau, \lambda', \tau'). \tag{I.12}$$

On définit une quantité invariante $\Im$ par :

$$\Im = \frac{1}{(2j + 1)(2J + 1)} \sum_{\lambda,\tau,\lambda',\tau'} \mid T_{fi}(\lambda, \tau, \lambda', \tau') \mid^2 . \tag{I.13}$$

On obtient alors :

$$d\sigma = \frac{1}{F} \Im d\psi. \tag{I.14}$$

Chaque facteur de cette expression est invariant de Lorentz. Le flux F et l'élément d'espace de phase $d\psi$ sont plus commodes à calculer dans le référentiel de centre de masse. L'expression de $\Im$ est covariante. Elle est donc valable dans n'importe quel réferentiel.

Un calcul élémentaire montre que dans le système du centre de masse :

$$F = 4\sqrt{s}p^*, \tag{I.15}$$

où p^* est la norme dans le centre de masse de l'impulsion de l'électron ou du deuton (dans les états initial et final $p^*_{in} = p^*_{out} = p^*$), et $\sqrt{s}$ est l'énergie disponible dans le centre de masse ($E^*_k + E^*_p = E^*_{k'} + E^*_{p'} = \sqrt{s}$).
L'expression de l'élément de l'espace de phase est :

$$d\psi = \frac{1}{16\pi^2}\frac{p^*}{\sqrt{s}}d\Omega^*, \tag{I.16}$$

$d\Omega^*$ est l'élément d'angle solide associé à l'électron ou le deuton dans l'état final. La section efficace différentielle de diffusion des électrons prend alors dans le système du centre de masse la forme très simple :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = \frac{1}{(2\pi)^2 s}\Im. \tag{I.17}$$

Lorsque les électrons sont relativistes, on peut négliger la masse m et considérer que l'énergie est égale à l'impulsion, ce qui simplifie les calculs. Dans le référentiel du laboratoire, l'expression de la section efficace s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{1}{(2\pi)^2}\left(\frac{k'}{k}\right)^2\frac{1}{M^2}\Im. \tag{I.18}$$

Toute la dynamique est contenue dans la quantité invariante $\Im$ via la matrice de transition T_{fi}. Dans l'approximation d'échange d'un seul photon entre l'électron et le deuton, T_{fi} peut être factorisée :

$$T_{fi} = \frac{e^2}{q^2} < k', \lambda' \mid j^\mu \mid k, \lambda >< p', \tau' \mid J_\mu \mid p, \tau >, \tag{I.19}$$

j^μ est le courant leptonique, et J_μ est le courant hadronique. L'expression de $\Im$ devient alors :

$$\Im = \frac{e^4}{q^4}t^{\mu\nu}T_{\mu\nu}, \tag{I.20}$$

où $t^{\mu\nu}$ et $T_{\mu\nu}$ sont les tenseurs respectivement leptonique et hadronique. Le tenseur leptonique s'écrit :

$$t_{\mu\nu} = \frac{1}{2j+1}\sum_{\lambda,\lambda'} < k', \lambda' \mid j_\mu \mid k, \lambda >< k, \lambda \mid j^*_\nu \mid k', \lambda' >, \tag{I.21}$$

avec $< k', \lambda' \mid j_\mu \mid k, \lambda >= \overline{U}_{\lambda'}(k')\gamma_\mu U_\lambda(k)$. $U_\lambda(k)$ est le spineur de Dirac libre associé à l'électron. $\overline{U}$ est le spineur conjugué tel que $\overline{U} = U^\dagger\gamma^0$, $U^\dagger$ est le spineur adjoint. Le tenseur $t_{\mu\nu}$ est donc égal à :

$$t_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{\lambda,\lambda'}\overline{U}_{\lambda'}(k')\gamma_\mu U_\lambda(k)\overline{U}_\lambda(k)\gamma_\nu U_{\lambda'}(k'). \tag{I.22}$$

On peut vérifier que :

$$q^\mu t_{\mu\nu} = 0. \tag{I.23}$$

C'est une conséquence de la conservation du courant électromagnétique.
Le terme qu'on somme dans l'équation (I.22) est un scalaire, il peut donc être identifié à sa propre trace. En utilisant l'expression suivante :

$$\sum_\lambda U_\lambda(k)\overline{U}_\lambda(k) \quad = \quad k^\mu\gamma_\mu + m, \tag{I.24}$$

et les propriétés de calcul de trace des matrices γ de Dirac, on obtient l'expression finale de $t_{\mu\nu}$:

$$t_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left[k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu + \frac{1}{2}q^2 g_{\mu\nu}\right], \tag{I.25}$$

Le tenseur $T_{\mu\nu}$, une fois effectuée la sommation sur toutes les polarisations, peut être construit à partir des quadrivecteurs énergie-impulsion p et p'. D'après les propriétés de $t_{\mu\nu}$, la partie effective de $T_{\mu\nu}$, c'est à dire celle donnant une contribution non nulle après contraction avec $t_{\mu\nu}$, ne peut pas être portée par le transfert q (cf. eq (I.23)).
Par conséquent, il n'existe que deux invariants linéairement indépendants qu'il est commode de définir de la manière suivante :

$$T_{\mu\nu} = A(q^2)p_\mu p_\nu + \frac{1}{2}M^2 B(q^2) g_{\mu\nu}. \tag{I.26}$$

Nous pouvons maintenant effectuer la contraction des deux tenseurs $t_{\mu\nu}$ et $T_{\mu\nu}$. Nous introduisons à cet effet les deux invariants :

$$\begin{aligned} I_0 &= (k\cdot p)(k'\cdot p) - \frac{1}{4}q^2M^2, \\ I_1 &= \frac{1}{4}M^2q^2. \end{aligned} \tag{I.27}$$

et obtenons :

$$t^{\mu\nu}T_{\mu\nu} = A(q^2)I_0 + B(q^2)I_1. \tag{I.28}$$

En remplaçant $q^2 = 4kk'\sin^2\frac{\theta_e}{2}$ dans l'expression de I_0 et l'équation (I.28) dans l'expression (I.20), l'invariant $\Im$ s'écrit alors :

$$\Im = \frac{e^4}{4}\frac{M^2}{q^2}\cot^2\frac{\theta_e}{2}\left[A(q^2) + B(q^2)\tan^2\frac{\theta_e}{2}\right]. \tag{I.29}$$

En remplaçant l'expression de $\Im$ dans l'équation (I.18), on obtient la formule de la section efficace de diffusion d'électrons :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega}\frac{k'}{k}\left[A(q^2) + B(q^2)\tan^2\frac{\theta_e}{2}\right], \tag{I.30}$$

où $\frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi}\frac{\cos^2\frac{\theta_e}{2}}{4k^2\sin^4\frac{\theta_e}{2}}$ est la section efficace de Mott, et θ_e est l'angle de diffusion de l'électron.
Le spin du deuton est décrit par un quadrivecteur $e_\sigma(p,\tau)$ dépendant de l'impulsion p et de l'hélicité τ. Les propriétés de $e_\sigma(p,\tau)$ sont alors les suivantes :

(i) Normalisation et orthogonalité des trois états d'hélicité :

$$e^{\sigma *}(p,\tau')e_\sigma(p,\tau') = \delta_{\tau\tau'} \tag{I.31}$$

(ii) Base complète des états d'hélicité :

$$\sum_\tau e^*_\rho(p,\tau)e_\sigma(p,\tau) = g_{\rho\sigma} + \frac{p_\rho p_\sigma}{M^2} \tag{I.32}$$

(iii) Condition supplémentaire "divergence nulle pour le vecteur polarisation e_σ" :

$$p^\sigma e_\sigma(p,\tau) = 0. \tag{I.33}$$

La forme générale de l'élément de matrice du courant électromagnétique du deuton est donnée par:

$$< p',\tau' \mid J_\mu \mid p,\tau >= e^*_\rho(p',\tau')T^{\rho\sigma}_\mu e_\sigma(p,\tau). \tag{I.34}$$

Il s'agit de construire des covariants de Lorentz $T^{\rho\sigma}_\mu$ tels que $(e^*T_\mu e)$ se transforme comme le quadrivecteur courant J_μ. En tenant compte des contraintes dues d'un côté à la condition supplémentaire et d'un autre à l'invariance par renversement du temps, on trouve que les $T^{\rho\sigma}_\mu$ peuvent être de la forme $P_\mu J^{\rho\sigma}$, $\delta^\rho_\mu V^\sigma$, ou $\delta^\sigma_\mu W^\rho$, avec $P = k + k'$. Pour le tenseur $J^{\rho\sigma}$, nous n'avons que deux possibilités en raison de la condition supplémentaire qui se traduisent par l'expression suivante :

$$J^{\rho\sigma} = F_1(q^2)g^{\rho\sigma} + F_2(q^2)\frac{q^\rho q^\sigma}{2M^2}. \tag{I.35}$$

Pour V^σ et W^ρ on peut choisir q^σ et q^ρ, les autres choix étant équivalents à cause de la condition supplémentaire. Par application du renversement du temps, les deux tenseurs correspondants ne sont plus indépendants. Les indices de spin s'échangent dans la transformation. Il en résulte que seule la combinaison antisymétrique : $q^\rho\delta^\sigma_\mu - q^\sigma\delta^\rho_\mu$ peut apparaître.
Les éléments de matrice du courant électromagnétique du deuton sont déterminés par trois facteurs de forme :

$$T^{\rho\sigma}_\mu = p_\mu\left[F_1(q^2)g^{\rho\sigma} + F_2(q^2)\frac{q^\rho q^\sigma}{2M^2}\right] + q^\nu I^{\rho\sigma}_{\nu\mu}G_1(q^2), \tag{I.36}$$

avec $I^{\rho\sigma}_{\nu\mu} = \delta^{\rho}_{\nu}\delta^{\sigma}_{\mu} - \delta^{\sigma}_{\nu}\delta^{\rho}_{\mu}$. En remplaçant l'expression de $T^{\rho\sigma}_{\mu}$ dans l'équation (I.34), on peut vérifier que la condition de conservation du courant : $q^{\mu} < p', \tau' \mid J_{\mu} \mid p, \tau >= 0$ est automatiquement satisfaite. Le choix des facteurs de forme F_i n'est pas unique. On peut par combinaison linéaire définir d'autres facteurs de forme plus faciles à interpréter physiquement :

$$\begin{aligned} G_M(q^2) &= (1+\eta)^{\frac{1}{2}} G_1(q^2) \\ G_Q(q^2) &= F_1(q^2) - G_1(q^2) + (1+\eta)F_2(q^2) \\ G_C(q^2) &= F_1(q^2) + \frac{2\eta}{3} G_Q(q^2). \end{aligned} \tag{I.37}$$

$\eta = \dfrac{-q^2}{4M^2}$. G_C, G_Q, et G_M sont respectivement les facteurs de forme de charge, quadripolaire et magnétique du deuton.
Le tenseur hadronique a une expression similaire à celle du tenseur leptonique :

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2J+1} \sum_{\tau\tau'} < p', \tau' \mid J_{\mu} \mid p, \tau >< p, \tau \mid J^*_{\nu} \mid p', \tau' > . \tag{I.38}$$

Pour calculer le tenseur hadronique lié au deuton, on utilise un projecteur pour sommer sur les états de polarisation du deuton. Le projecteur est donné par la condition de fermeture de l'équation (I.32) : $\sum_{\tau} e_{\sigma}(p,\tau) e^*_{\sigma'}(p,\tau) = g_{\sigma\sigma'} + \frac{p_{\sigma}p_{\sigma'}}{M^2}$.
L'expression obtenue pour le tenseur $T_{\mu\nu}$ est la suivante :

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{3} \left\{ \left(g_{\rho\rho'} + \frac{p'_{\rho}p'_{\rho'}}{M^2} \right) T^{\rho\sigma}_{\mu} \left(g_{\sigma\sigma'} + \frac{p_{\sigma}p_{\sigma'}}{M^2} \right) T^{\rho'\sigma'}_{\nu} \right\} . \tag{I.39}$$

En remplaçant dans l'équation (I.39) les expressions des $T^{\rho\sigma}_{\mu}$, et en l'identifiant à la formule (I.26), on obtient les expressions des fonctions de structure $A(q^2)$ et $B(q^2)$ en fonction des facteurs de forme électromagnétiques du deuton, d'où :

$$\begin{aligned} A(q^2) &= G_C^2 + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{2}{3}\eta G_M^2 \\ B(q^2) &= \frac{4}{3}\eta(\eta+1) G_M^2. \end{aligned} \tag{I.40}$$

Les facteurs de forme de charge G_C, quadripolaire G_Q, et magnétique G_M, sont normalisés afin de reproduire les propriétés statiques du deuton à $q^2 = 0$, on a donc :

$$\begin{aligned} G_C(0) &= 1 \\ G_Q(0) &= M_d^2 Q_d = 25.83 \\ G_M(0) &= \frac{M_d}{M_p}\mu_d = 1.714. \end{aligned} \tag{I.41}$$

Dans la suite, on utilisera la notation Q pour le moment transféré au lieu de q, tel que $Q^2 = -q^2$. La fonction de structure $B(Q)$ domine à grande valeur de θ_e dans la section efficace différentielle. Cette propriété est utilisée pour séparer expérimentalement les deux fonctions de structure $A(Q)$ et $B(Q)$. En effet, les mesures faites à différents angles de diffusion d'électrons et pour le même Q^2 permettent d'effectuer la séparation dite de Rosenbluth. La mesure de $B(Q)$ détermine directement le facteur de forme magnétique G_M. Les mesures de A et B combinées ne fournissent qu'une combinaison quadratique de deux facteurs de forme G_C et G_Q.

I.4 Polarisation

A l'aide de la séparation de Rosenbluth, on peut séparer la contribution de charge de la contribution magnétique dans la section efficace ed élastique. Cependant ces mesures, qui comptent simplement les électrons diffusés dans les différentes directions, ne permettent pas la séparation entre les facteurs de forme monopolaire et quadripolaire. Pour y parvenir, il faut mesurer une nouvelle observable. D'où l'idée de déterminer la polarisation des deutons de recul issus de la diffusion ed élastique, la polarisation étant la valeur moyenne de la projection du spin sur un axe de référence (axe de quantification).
Dans cette section sera présenté le formalisme de la matrice densité de spin d'un ensemble de deutons ainsi que celui des observables tensorielles de polarisation.

I.4.1 Matrice densité

La matrice densité ρ est souvent utilisée pour décrire un ensemble de particules polarisées [Sim74]. La matrice densité s'écrit :

$$\rho = \sum_m |m\rangle P_m \langle m| , \tag{I.42}$$

où P_m est le poids statistique des deutons dans l'état $|m\rangle$. m est la projection du spin S suivant un axe bien déterminé. ρ est :

- hermitique ($\rho = \rho^+$),
- définie positive $\langle m |\rho| m\rangle \geq 0$,
- de trace égale à 1,
- de dimension $(2S+1) * (2S+1)$, où S est le spin des particules.

A l'aide d'une matrice densité de spin, on peut calculer la valeur moyenne d'un opérateur hermitique quelconque A dans l'espace de spin :

$$\langle A \rangle = Tr(\rho A) \tag{I.43}$$

Ce qui signifie que ρ contient toutes les informations mesurables de l'ensemble des particules. Suivant la convention de Madison [Mad71], la matrice densité est généralement développée sur une base d'opérateurs tensoriels irréductibles τ_k de rang k, avec ($k = 0, \ldots, 2S$), car ceux-ci ont des propriétés simples de transformation sous les rotations d'espace. τ_k possède $2k+1$ composantes τ_{kq}. Ces composantes sont représentées dans la base standard $|S, m>$ par des matrices $(2S+1)*(2S+1)$ dont les éléments sont proportionnels aux coefficients de Clebsh-Gordan :

$$(\tau_{kq})_{m'm} = \sqrt{2S+1}(-1)^{S-m} < Sm'S-m|kq> . \tag{I.44}$$

La polarisation d'un système de particules est alors décrite par les paramètres de polarisation t_{kq}, avec $-k \leq q \leq k$ définis comme la valeur moyenne de l'opérateur τ_{kq} :

$$t_{kq} = Tr(\tau_{kq}\rho) = \sum_{mm'} (\tau_{kq})_{m'm}\rho_{mm'}. \tag{I.45}$$

Aussi la matrice densité peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\rho = \frac{1}{2S+1} \sum_{kq} t_{kq}\tau_{kq}^{\dagger}, \tag{I.46}$$

où $\tau_{kq}^{\dagger} = (-1)^q \tau_{k-q}$ est le conjugué hermitique de τ_{kq}.
Dans le cas de système de spin 1 comme le deuton, la matrice densité fait intervenir des opérateurs tensoriels irréductibles d'ordre $k = 1$ et $k = 2$:

$$\rho = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 + \sqrt{\frac{3}{2}}t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}}t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}}(t_{1-1} + t_{2-1}) & \sqrt{3}t_{2-2} \\ -\sqrt{\frac{3}{2}}(t_{11} + t_{21}) & 1 - \sqrt{2}t_{20} & \sqrt{\frac{3}{2}}(t_{1-1} - t_{2-1}) \\ \sqrt{3}t_{22} & -\sqrt{\frac{3}{2}}(t_{11} - t_{21}) & 1 - \sqrt{\frac{3}{2}}t_{10} + \sqrt{\frac{1}{2}}t_{20} \end{pmatrix} \tag{I.47}$$

Lorsque les deutons sont issus de la diffusion ed élastique, les paramètres de polarisation s'écrivent comme :

$$t_{kq} = \frac{Tr(M_{ed}^{\dagger}(\theta_e)\tau_{kq}M_{ed}(\theta_e))}{Tr(M_{ed}(\theta_e)M_{ed}^{\dagger}(\theta_e))}, \tag{I.48}$$

où M_{ed} est la matrice de diffusion pour la réaction ed élastique, et θ_e est l'angle de diffusion de l'électron. Dans le cas où les électrons ne sont pas polarisés (expérience t_{20}), les deutons de recul sont polarisés tensoriellement avec les composantes t_{20}, t_{21}, et t_{22}. Les relations entre les facteurs de forme et les observables de polarisation ont été étudiées dans les réferences

[Gou64, Sch64, Sch65, Arn81]. Les expressions des polarisations tensorielles sont données par :

$$t_{20} = -\frac{1}{\sqrt{2}S}[\frac{8}{3}G_C G_Q + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{1}{3}\eta(1+2(1+\eta)\tan^2\frac{\theta_e}{2})G_M^2] \quad (I.49)$$

$$t_{21} = \frac{2\eta}{\sqrt{3}S}\frac{\sqrt{\eta+\eta^2\sin^2\frac{\theta_e}{2}}}{\cos\frac{\theta_e}{2}}G_M G_Q \quad (I.50)$$

$$t_{22} = -\frac{\eta}{2\sqrt{3}S}G_M^2 \quad (I.51)$$

$$\text{avec} \quad S = A(Q^2) + B(Q^2)\tan^2\frac{\theta_e}{2} \quad (I.52)$$

I.4.2 Diffusion des deutons de recul

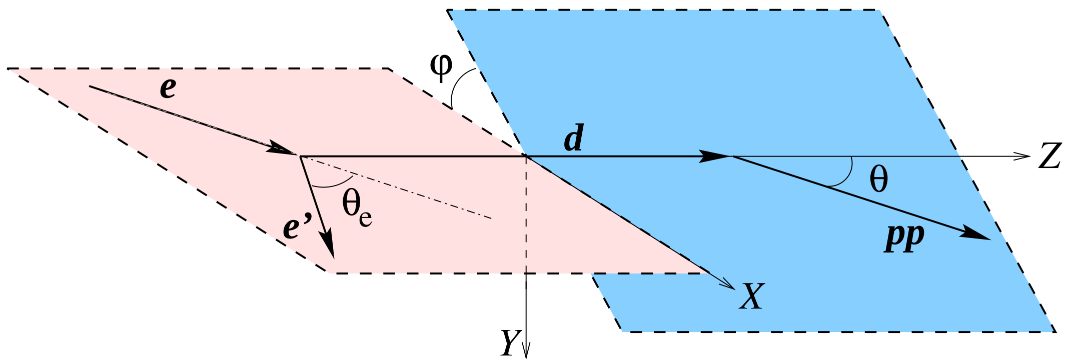


FIG. I.4 - *Passage du référentiel de la diffusion ed élastique à celui de la réaction d'échange de charge.*

La mesure de la polarisation des deutons provenant de la diffusion ed élastique se fait à l'aide d'une seconde réaction $p(\overrightarrow{d}, pp)n$ [Bug85, Bug87, Car91] appelée “réaction d'échange de charge” (EC). La matrice densité est exprimée dans le repère d'hélicité lié à la première diffusion. L'axe Z_{ed} du référentiel d'hélicité du deuton a donc la direction de l'impulsion du deuton $\overrightarrow{k_d}$, $\overrightarrow{Y_{ed}}$ est défini par $\overrightarrow{Y_{ed}} = -\overrightarrow{k_e} \wedge \overrightarrow{k_d}$, où $-\overrightarrow{k_e}$ est l'impulsion du deuton dans l'état initial, et l'axe X_{ed} est orienté de façon à former un trièdre direct (cf. fig [I.4]).
La matrice densité de l'état initial est donnée par :

$$\rho_i = \frac{1}{2S_d+1}\sum_{kq} t_{kq}\tau^{\dagger}_{kq}, \quad (I.53)$$

avec S_d le spin du deuton. La section efficace polarisée s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = Re\left(Tr(M_{EC}(\theta)\rho_i M^{\dagger}_{EC}(\theta))\right), \quad (I.54)$$

où θ est l'angle de diffusion entre les directions du deuton de recul et du centre de masse des deux protons produits lors de la seconde réaction (cf. fig [I.4])) En utilisant l'équation (I.53), on obtient pour la section efficace l'expression suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{np} Re\left(\sum_{kq} t_{kq} T_{kq}^{*}\right), \tag{I.55}$$

où $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{np}$ est la section efficace non polarisée :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{np} = \frac{M_{EC}(\theta)M_{EC}^{\dagger}(\theta)}{(2S_d+1)(2S_p+1)}, \tag{I.56}$$

avec S_p le spin du proton cible. Il est donc clair que la section efficace polarisée dépend linéairement des paramètres de polarisation t_{kq} du deuton incident et des pouvoirs d'analyse T_{kq} de la réaction (EC) définis par :

$$T_{kq} = \frac{Tr(M_{EC}(\theta)\tau_{kq}M_{EC}^{\dagger}(\theta))}{Tr(M_{EC}(\theta)M_{EC}^{\dagger}(\theta))}, \tag{I.57}$$

La rotation d'angle (α, β, γ)=$(0, 0, \varphi)$ permet le passage du référentiel d'hélicité de la réaction primaire à celui de la réaction d'analyse, φ étant l'angle que font les deux plans de réaction. On obtient ainsi pour la section efficace de la réaction secondaire l'expression suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta,\varphi) &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{np} [1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2\cos\varphi i t_{11} i T_{11}(\theta) \\ &\quad +2\cos\varphi t_{21}T_{21}(\theta) + 2\cos 2\varphi t_{22}T_{22}(\theta)]. \end{aligned} \tag{I.58}$$

Les pouvoirs d'analyse T_{kq} caractérisent la réaction secondaire, tandis que la polarisation des deutons t_{kq} caractérise la diffusion primaire (M_{ed}).

I.4.3 Détermination des pouvoirs d'analyse

Grâce aux techniques de polarisation [Bou88], la polarisation du faisceau produite par une source possède un axe de symétrie. Ceci est le cas du faisceau de deutons polarisés utilisé pour la calibration du polarimètre. L'axe (Z) de quantification est choisi colinéaire à l'axe de symétrie, et l'axe (Y) est pris perpendiculaire au plan défini par Z et $\overrightarrow{k_d}$, où $\overrightarrow{k_d}$ est l'impulsion du deuton. Dans ce repère, les paramètres de polarisation vérifient, grâce à l'invariance par rotation autour de l'axe de symétrie, la relation suivante :

$$t_{kq} = 0 \qquad \text{pour} \quad q \neq 0. \tag{I.59}$$

En appliquant cette condition à la matrice ρ, celle-ci devient diagonale. Son expression dans le cas du faisceau de deutons est la suivante :

$$\rho = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} 1+\sqrt{\frac{3}{2}}\rho_{10}+\sqrt{\frac{1}{2}}\rho_{20} & 0 & 0 \\ 0 & 1-\sqrt{2}\rho_{20} & 0 \\ 0 & 0 & 1-\sqrt{\frac{3}{2}}\rho_{10}+\sqrt{\frac{1}{2}}\rho_{20} \end{pmatrix}. \tag{I.60}$$

La polarisation est caractérisée par 2 paramètres, notés ρ_{10} et ρ_{20}. Sachant que la matrice densité peut aussi s'écrire comme :

$$\rho = \frac{1}{3}\begin{pmatrix} N_+ & 0 & 0 \\ 0 & N_0 & 0 \\ 0 & 0 & N_- \end{pmatrix}, \tag{I.61}$$

où N_+, N_0, et N_- correspondent respectivement aux populations des trois états possibles de projection de spin $m = 1$, $m = 0$, et $m = -1$, les polarisations vectorielle ρ_{10} et tensorielle ρ_{20} s'écrivent :

$$\rho_{10} = \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-} \quad et \quad \rho_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}}\frac{N_+ - 2N_0 + N_-}{N_+ + N_0 + N_-}. \tag{I.62}$$

En général, l'axe de symétrie de polarisation du faisceau ne correspond pas à la direction du mouvement. Le passage du repère à cet axe de symétrie $(OXYZ)$ au repère d'hélicité de la réaction $(Oxyz)$ où les observables de polarisation sont définies, est effectué via une rotation d'angles d'Euler (α, β, γ)=$(0, \beta, \frac{\pi}{2} + \varphi)$. Les angles β et φ sont définis par :

$$\beta = (\widehat{OZ, Oz}) \quad et \quad \varphi = (\widehat{OY, Oy}) - \frac{\pi}{2}. \tag{I.63}$$

En utilisant les propriétés de transformation de t_{kq} sous les rotations $R(\alpha, \beta, \phi)$:

$$t_{kq} = \sum_{q'} t'_{kq'} R^k_{q'q}(\alpha, \beta, \phi), \tag{I.64}$$

où $R^k_{q'q}(\alpha, \beta, \varphi)$ sont les éléments de la matrice de l'opérateur rotation, on peut à partir des paramètres de polarisation de la source ρ_{10} et ρ_{20} obtenir t_{kq} dans le repère d'hélicité. En remplaçant les t_{kq} dans l'équation (I.55), on retrouve la section efficace polarisée en fonction de ρ_{10} et ρ_{20}:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) \;\; = \;\; & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)\right)_{np} (1 + \sqrt{2}\rho_{10}\sin\beta\cos\varphi i T_{11}(\theta) + \rho_{20}\frac{3\cos^2\beta - 1}{2}T_{20}(\theta) + \\ & \sqrt{6}\rho_{20}\sin\beta\cos\beta\sin\varphi T_{21}(\theta) - \sqrt{\tfrac{3}{2}}\rho_{20}\sin^2\beta\cos 2\varphi T_{22}(\theta)), \end{aligned} \tag{I.65}$$

Avec $\rho_{10} = \rho_{20} = 0$, on peut mesurer la section efficace non polarisée. Avec ρ_{10} et ρ_{20} connus, on détermine les pouvoirs d'analyse T_{kq} de la réaction à partir des dépendances en φ de la section efficace polarisée.

I.4.4 Principe de polarimétrie

Ce principe est basé sur des dispositifs expérimentaux appelés "polarimètres" destinés à mesurer la polarisation d'un ensemble de particules. Chaque polarimètre est caractérisé par sa propre réaction d'analyse qui génère une distribution angulaire des produits finaux dépendant de la polarisation de cet ensemble.
Pour des deutons de polarisation quelconque décrite par les paramètres de polarisation vectorielle t_{1q} et tensorielle t_{2q}, l'expression de la section efficace polarisée est celle de l'équation (I.58). Les pouvoirs d'analyse T_{kq} et la section efficace non polarisée de la réaction d'analyse sont déterminés lors d'une expérience préliminaire de calibration (cf. paragraphe [I.4.3]), avec des faisceaux de polarisation et d'énergie connue. Ainsi les mesures des sections efficaces polarisées permettent de déterminer les paramètres de polarisation t_{kq} de l'ensemble de deutons étudiés.

I.5 Diffusion ed : au delà de l'échange d'un photon

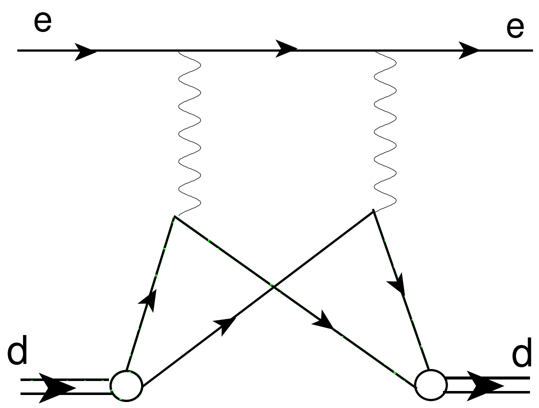


FIG. I.5 - *Le diagramme d'échange de deux photons.*

L'étude de la structure des noyaux par la sonde électromagnétique suppose la validité du mécanisme d'échange d'un seul photon (première approximation de Born) dans la diffusion électron-deuton. Toutes les formules que nous avons établies au cours de ce chapitre et qui relient la section efficace aux fonctions de structure A et B, et les observables de polarisation aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton ne sont valables que si la contribution du processus d'échange de deux photons (cf. fig [I.5])) est négligeable. A partir d'une règle simple de comptage en puissances de α, où α est la constante de structure fine, la contribution relative de ce processus devrait être de l'ordre de α=1/137. Toutefois, il y a plus de 26 ans, différents auteurs [Gun73, Fra73, Boi73, Lev75] ont suggéré qu'en augmentant le moment transféré, la contribution d'échange de deux photons peut devenir importante. L'argument principal en faveur de la croissance du rôle relatif de ce processus réside dans le fait que la contribution dominante correspond au cas où le proton et le neutron se partagent à égalité le moment transféré, et donc chacun emporte une fraction $Q/2$. Les facteurs de forme qui interviennent sont donc ceux des nucléons calculés à $Q^2/4$. Toutes les tentatives effectuées pour quantifier ce processus se basaient sur le modèle de Glauber applicable à petits angles de diffusion. Franco [Fra73] a estimé que la contribution de l'échange de deux photons à la fonction de structure totale $A(Q)$ est approximativement 1/400, et ceci pour $Q^2 = 1.3$ (GeV/c)^2. Par conséquent, le module de l'amplitude d'échange de deux photons est environ 5 $\%$ de l'amplitude totale. A cause de l'interférence entre l'amplitude d'échange d'un photon et de celle d'échange de deux photons, la contribution de cette dernière à $A(Q)$ peut atteindre jusqu'à 10 $\%$ au même Q.

Les calculs effectués jusqu'à présent sont assez simples. Ils contournent tous la grande difficulté que représente la sommation sur tous les états intermédiaires car les deux nucléons ne restent pas liés. Afin d'avoir une estimation crédible pour la contribution du processus d'échange de deux photons, il est necéssaire de faire cette sommation. Certaines idées expérimentales ont été proposées afin de mettre en évidence cet effet d'une manière quantitative. On peut citer la comparaison entre les sections efficaces de diffusion d'électrons et de positrons non polarisés sur une cible de deutons (protons) dans les mêmes conditions cinématiques, la mesure de la déviation de la linéarité dans la séparation de Rosenbluth, ce qui impliquerait des mesures de diffusion élastiques à différents angles (au moins 3) pour la même valeur de Q^2, et finalement des mesures de polarisation, en particulier les observables impaires par renversement du temps dites “T-odd” [Lev75].

Chapitre II

Dispositif expérimental

II.1 Introduction

L'expérience t_{20} s'est déroulée durant l'année 1997, dans le hall C du Thomas Jefferson National Laboratory (TJNAF), situé a Newport-News, en Virginie (USA). Elle avait pour objectif la mesure de t_{20} avec une bonne précision, pour des moments transférés les plus élevés possibles. Cette mesure inclut aussi les deux autres polarisations tensorielles t_{21} et t_{22}. Elle nécessite de réaliser une double diffusion : les deutons issus de la diffusion élastique électron-deuton (ed) rediffusent dans un polarimètre (POLDER) qui analyse leur polarisation.
L'identification des événements ed élastiques se fait à l'aide d'une coïncidence entre électrons diffusés et deutons de recul. Ces derniers sont envoyés sur un polarimètre où leurs polarisations tensorielles sont mesurées. Lors d'une expérience de double diffusion, obtenir une statistique suffisante tout en optimisant le temps du faisceau n'est pas une tâche facile, d'autant plus que la valeur de la section efficace ed élastique est faible (de l'ordre de 3 nb/sr) au transfert le plus élevé. Aussi, un faisceau d'électrons de haute intensité, une cible épaisse de deutérium liquide, des spectromètres électrons et deutons de large acceptance ainsi qu'un polarimètre à deutons de haute efficacité sont nécessaires à la réussite de l'expérience.
Le hall C (cf. fig.[II.1]) est le premier des trois halls de Jefferson Lab à avoir été mis en service. Il abrite deux spectromètres, HMS (High Momentum Spectrometer) et SOS (Short Orbit Spectrometer). Dédié à détecter les particules de grandes impulsions, HMS était celui utilisé dans notre expérience pour mesurer les électrons diffusés issus de la réaction ed élastique, tandis que SOS ne nous a été d'aucune utilité. Un nouveau canal magnétique a été conçu et réalisé pour conduire le maximum de deutons de recul jusqu'au polarimètre POLDER où une seconde réaction a lieu. Le spectromètre à deutons a été construit à angle fixe. La valeur de l'angle deuton a été fixée à 60.5°, permettant ainsi d'atteindre le plus haut moment transféré

permis par l'énergie maximale alors disponible à Jefferson Lab, et par le domaine en énergie d'utilisation de POLDER.

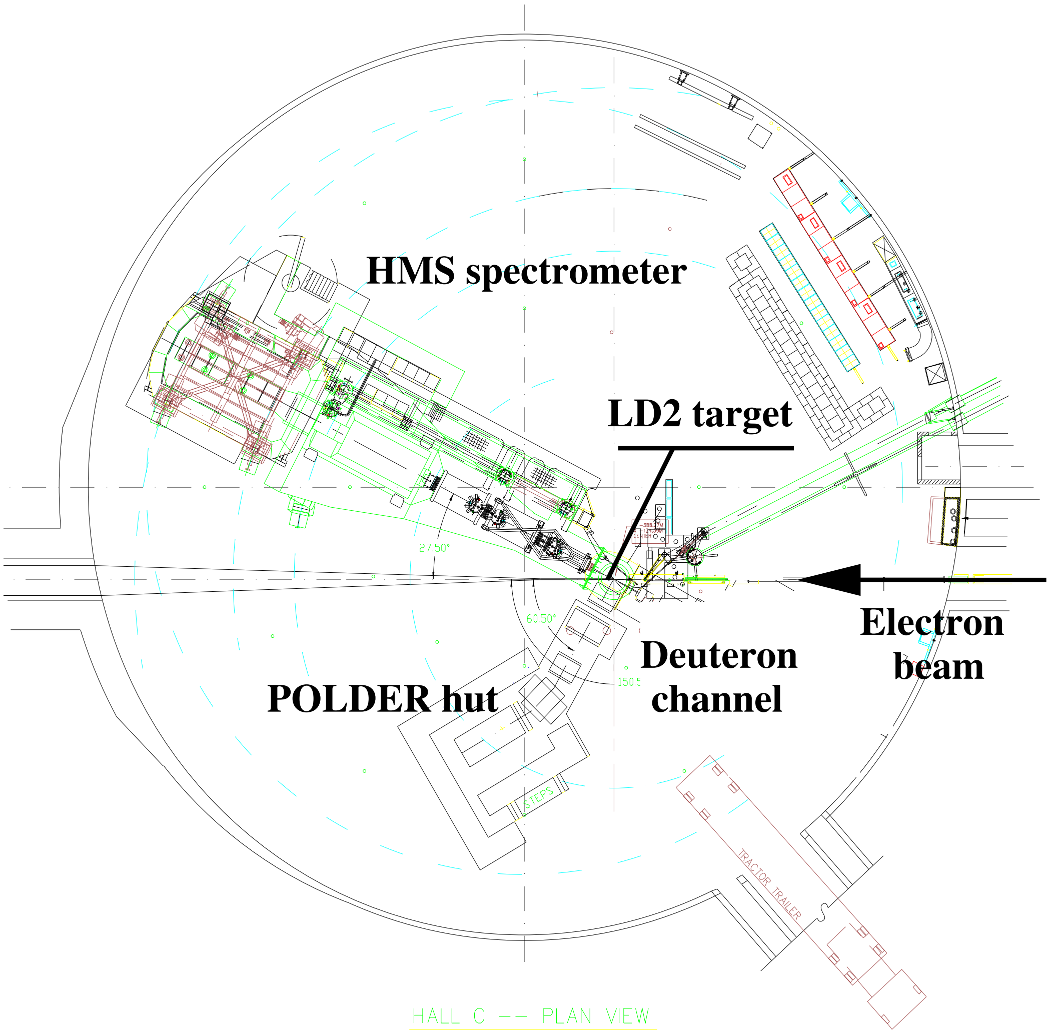


FIG. II.1 - *Le hall C lors de l'expérience* t_{20}.

A l'aide d'un faisceau de deutons polarisés de polarisation connue, POLDER a été calibré en Juin 1996 auprès de l'accélérateur SATURNE en France.
Dans ce chapitre, la lumière sera mise sur l'appareillage expérimental utilisé lors de la calibration de POLDER et de l'expérience t_{20}. Cependant nous allons commencer par présenter le polarimètre POLDER, pièce maîtresse commune aux deux expériences.

II.2 POLDER (POLarimètre à DEuton de Recul)

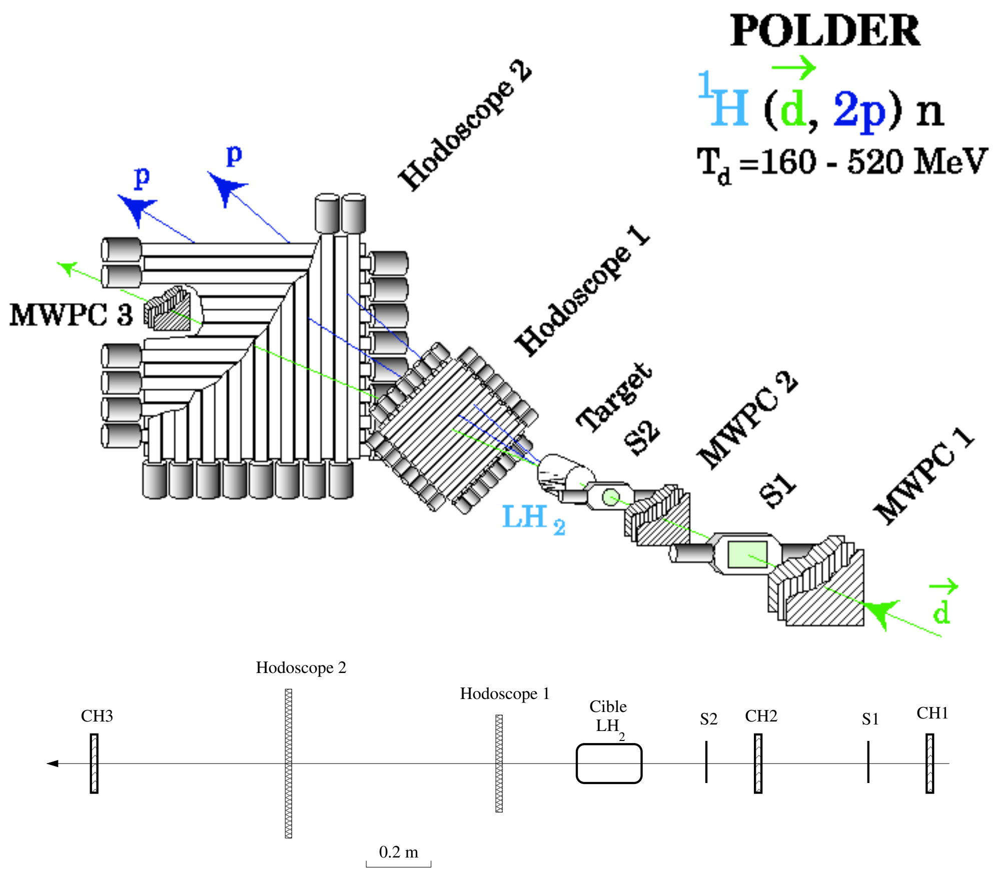


FIG. II.2 - *Schéma général de POLDER.*

La réalisation de POLDER [Kox94, Kox98] était une nécessité pour couvrir le domaine cinématique de l'expérience t_{20}. En effet, les polarimètres tensoriels à deutons antérieurs [Ste80a, Ste80b, Gru87, Shi89, Cam91] couvrent le domaine en énergie de deutons entre 20 et 200 MeV alors que celui de notre expérience est de 160 à 520 MeV. Basé sur la réaction d'échange de charge $p(d, pp)n$, POLDER a été utilisé dans plusieurs expériences [Réa94, Goy97] qui ont confirmé son efficacité et sa stabilité vis-à-vis des différentes conditions expérimentales. Cependant, des modifications lui ont été apportées en vue d'une meilleure adaptation à l'expérience t_{20}. La dernière version de POLDER a été décrite en détail dans [Eyr98]. Nous n'en exposons ici que les éléments principaux.

En plus d'une cible d'hydrogène liquide, le système de détection du polarimètre comme indiqué dans la figure [II.2] est constitué de deux ensembles distincts. Ils servent à détecter et à identifier d'une part les particules incidentes et d'autre part les protons d'échange de charge, et de reconstruire leurs trajectoires.

II.2.1 Détection des deutons incidents

La coïncidence de deux détecteurs S_1 et S_2 placés respectivement à 78.8 et 32 cm en amont de la cible [1] permet de mesurer le nombre de deutons incidents. Chaque détecteur est composé de scintillateur plastique de faible épaisseur pour lui éviter d'être à la fois sensible aux particules neutres et à l'origine de réactions parasites. Chaque scintillateur est doté de deux photomultiplicateurs montés en coïncidence pour s'affranchir du bruit électronique. Le scintillateur S_1 est de 15 cm de hauteur, 20 cm de largeur et 1 mm d'épaisseur. Le scintillateur S_2, lui, a la forme d'un disque de 12 cm de diamètre. Son épaisseur est de 2 mm pour permettre une mesure de la perte d'énergie des particules chargées. Il pourra ainsi discriminer les protons et les deutons de même impulsion, ainsi que les événements à deux particules incidentes.
La trajectoire des deutons incidents est déterminée grâce à un ensemble de deux chambres à fils MWPC (Multi-Wire Proportional Chamber). Celles ci sont situées à l'entrée du polarimètre, à des distances de 92.7 et 44.3 cm de la cible. Elles utilisent le gaz dit magique, constitué de 70$\%$ d'argon, de 29.5$\%$ d'éthane et de 0.5$\%$ de fréon. Chaque chambre à fils est constituée de trois plans de forme hexagonale, tournés de 60° les uns par rapport aux autres. Chaque plan contient 158 fils de tungstène, de 15 μm de diamètre. L'espacement entre deux fils est de 1.27 mm. La largeur de détection des chambres à fils est de 20 cm. Les chambres de POLDER fonctionnent parfaitement même à forts taux de comptage (10^5 particules par seconde), tout en conservant une très bonne efficacité de reconstruction des traces($\sim$ 99% pour une efficacité de détection par plan d'environ 98%).
Placée derrière le second hodoscope, une troisième chambre à fils du même type que les deux autres utilisées en amont de la cible, sert à aligner les différents éléments de détection du polarimètre. Avant les mesures physiques, une procédure particulière de centrage (cf. paragraphe[III.2.2]) est réalisée à l'aide d'un faisceau étalé. Les particules chargées sont réparties sur toute la chambre, ce qui permet un recentrage de l'appareillage plus précis que le millimètre.

II.2.2 Cible d'hydrogène liquide

La cible de POLDER est le siège de la réaction d'échange de charge. C'est une cible [Che96] d'hydrogène liquide de forme cylindrique, illustrée dans la figure [II.3]. Sa longueur sur l'axe du faisceau est de 20.6 cm et son diamètre atteint 14 cm. Elle représente un volume d'hydrogène liquide de 3.08 litres. Ses dimensions ont été optimisées pour tenir compte de la largeur importante du faisceau secondaire des deutons lors de l'expérience t_{20}, et minimiser à la fois les doubles réactions et la perte d'énergie des deutons dans la cible. De fait, la longueur n'est

1. Toutes les distances ont été mesurées à partir d'une origine (z = 0) indiquée dans la figure [II.3].

pas bien adaptée aux deutons de plus basse énergie (160 MeV).
L'hydrogène est contenu dans une enceinte en mylar de 290 μm d'épaisseur, avec une fenêtre d'entrée en titane de 50 μm. Pour améliorer l'isolation thermique, la cible est recouverte de dix couches isolantes de mylar aluminisées de 6 μm d'épaisseur. Le tout est placé dans une chambre à vide dont les fenêtres d'entrée et de sortie, en kevlar, ont respectivement une épaisseur de 50 et 100 μm. L'hydrogène liquide est maintenu à une température de 23.3 K $\pm$ 0.1 K. Aucune fluctuation de ce paramètre n'est permise, étant donné qu'une variation de 1K change la densité d'environ 2%. A cet effet, le contrôle des différents paramètres de la cible est assuré par un automate électronique géré à distance par un ordinateur.

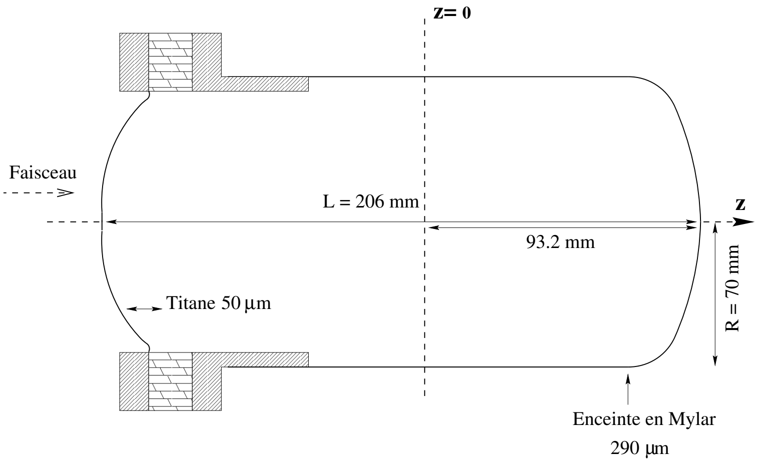


FIG. II.3 - *Schéma de la cible d'hydrogène liquide de POLDER.*

II.2.3 Détection des protons d'échange de charge

Deux hodoscopes H_1 et H_2 permettent de caractériser les protons produits dans la réaction d'échange de charge : ils détectent les protons, déterminent leurs trajectoires et en associant le détecteur S_2, leurs temps de vol.
Placé juste après la cible, le petit hodoscope H_1 est constitué de deux plans orthogonaux de 30 barres de scintillateurs plastiques. Chaque barre est de 37.5 cm de longueur et de 1.13 cm de largeur. L'épaisseur a été minimisée à 2 mm pour éviter une perte d'énergie trop importante, surtout pour les protons de basse énergie. Cette optimisation a aussi pour but que l'hodoscope H_1 soit peu sensible aux particules neutres tout en assurant 100% d'efficacité de détection des événements d'échange de charge.
Les deux plans orthogonaux du grand hodoscope H_2 contiennent chacun 24 barres de scintillateurs plastiques de dimensions (L = 84.5 cm) (l = 3.38 cm) (e = 1 cm). La granularité des

Énergie deuton (MeV)	Points de mesure à Cebaf	Position de H_1 (cm)	Position de H_2 (cm)
140-220	1 - 2	32	110
240-340	3 - 4	40	135
360-520	5 - 6	47	165

TAB. II.1 - *Les trois positions du petit et du grand hodoscope.*

hodoscopes permet une résolution angulaire en θ (angle entre le centre de masse de la paire proton-proton et la direction du deuton incident) de 1.4° à 2°, suivant leur position.
Dans un même plan d'hodoscope, la distance entre deux barres adjacentes est de 200 μm. A cause de ces zones mortes de détection, la perte d'efficacité a été estimée à environ 10% [Réa94]. La lecture des barres est effectuée à une seule extrémité par un photomultiplicateur. Cependant, la détection simultanée de deux particules dans les hodoscopes, induit une ambiguïté sur leurs positions. Afin de lever cette indétermination, le petit hodoscope a été tourné de 45° par rapport au grand hodoscope.
Pour des deutons de 400 MeV, un cône d'ouverture angulaire de 15° contient 90% de la section efficace totale de la réaction d'échange de charge. Cette ouverture atteint 20° pour des deutons de 200 MeV. Puisque l'angle solide est contraint par la cinématique, on est amené, pour conserver un espace de phase constant à toutes les énergies, à déplacer les hodoscopes (cf. Tab.[II.1]).
Les tensions des photomultiplicateurs sont réglées de telle façon à obtenir un rapport signal/seuil de détection d'au moins 10 en bout de barre, ce qui assure une efficacité de détection de 100%.

II.3 La calibration de POLDER

La calibration de POLDER était une étape nécessaire afin de mesurer à la fois les pouvoirs d'analyse T_{ij} et l'efficacité non polarisée $\varepsilon_\circ$ (III.2) pour un domaine d'énergie deuton variant entre 160 et 520 MeV. Elle s'est déroulée auprès de l'accélérateur SATURNE, où un faisceau

de deutons polarisés de polarisation connue et d'énergie couvrant un domaine de 100 MeV à 2.3 GeV était disponible.
Les deutons polarisés sont produits par la source HYPERION puis transitent pour une pré-accélération par MIMAS, un synchrotron de 6 m de rayon, qui les injectent par la suite dans le synchrotron SATURNE. Ce dernier est de 16 m de rayon. La polarisation du faisceau est contrôlée grâce à un polarimètre basse énergie. Une ligne expérimentale conduit alors les deutons vers le hall du spectromètre SPES1 utilisé ici, en conjonction avec un solénoïde, comme rotateur de spin. Dans la suite, nous n'allons décrire les différents éléments du dispositif expérimental utilisé lors de la calibration que succinctement, en laissant le soin au lecteur de se rapporter aux références citées dans le cours du texte pour de plus amples renseignements.

II.3.1 Faisceau de deutons polarisés

Les deutons sont produits dans la source polarisée HYPERION [Arv88] schématisée dans la figure [II.4].

Source polarisée HYPERION

Les molécules de deutérium sont cassées dans un dissociateur qui fonctionne sous une fréquence de 20 MHZ. Les atomes produits traversant une tuyère refroidie, forment un jet d'atomes, comportant à parts égales les 6 états possibles $|m_e, m_d >$ des projections du spin de l'électron (m_e = 1/2, -1/2) et du deuton (m_d = -1, 0, 1), composant un atome de deutérium. Par effet Stern et Gerlach, un aimant sextupôlaire sélectionne les atomes dans les états correspondant au nombre quantique de l'électron m_e= 1/2. En sortie, seuls les électrons sont polarisés, les deutons eux, sont équiprobablement répartis dans les trois états de spin (m_d = -1, 0, 1). Ensuite, les atomes subissent en présence d'un champ magnétique logitudinal des transitions radio-fréquences qui induisent des échanges entre les sous-niveaux magnétiques de façon à produire une polarisation nucléaire. Les trois transitions (petite PT, moyenne MT, et grande GT) sont rencontrées respectivement par le faisceau. Elles permettent huit combinaisons différentes (cf. Tab.[II.2]) caractérisées d'une part par la polarisation vectorielle ρ_{10} et d'autre part par la polarisation tensorielle ρ_{20}. Après ionisation, les deutons sont envoyés sur un miroir électrostatique. Lequel défléchit les particules de 90° sans modifier la direction de leur moment magnétique. Le spin des deutons est donc perpendiculaire à la direction du faisceau. Cependant, il se trouve toujours dans le plan horizontal. Sachant que le champ magnétique des dipôles de MIMAS et de SATURNE est vertical, le solénoïde SOLSPIN a pour tâche de rendre le spin des deutons vertical aussi. Ainsi, et dû au fait que SATURNE ne possède pas de

États de polarisation	Transitions			Polarisation vectorielle	Polarisation tensorielle
	PT	MT	GT	ρ_{10}	ρ_{20}
1				0	0
2	1			$-\sqrt{2/3}$	0
3		1		$+\sqrt{2/3}$	0
4	1	1		0	0
5			1	$+1/\sqrt{6}$	$+1/\sqrt{2}$
6	1		1	$-1/\sqrt{6}$	$+1/\sqrt{2}$
7		1	1	$+1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$
8	1	1	1	$-1/\sqrt{6}$	$-1/\sqrt{2}$

TAB. II.2 - *Les différents états de polarisation du faisceau de deutons à SATURNE. La valeur 1 des trois colonnes PT, MT, GT indique que la transition correspondante est active.*

résonance dépolarisante pour les énergies de deuton considérées [Arv88], toute dépolarisation est en principe évitée lors de l'accélération.

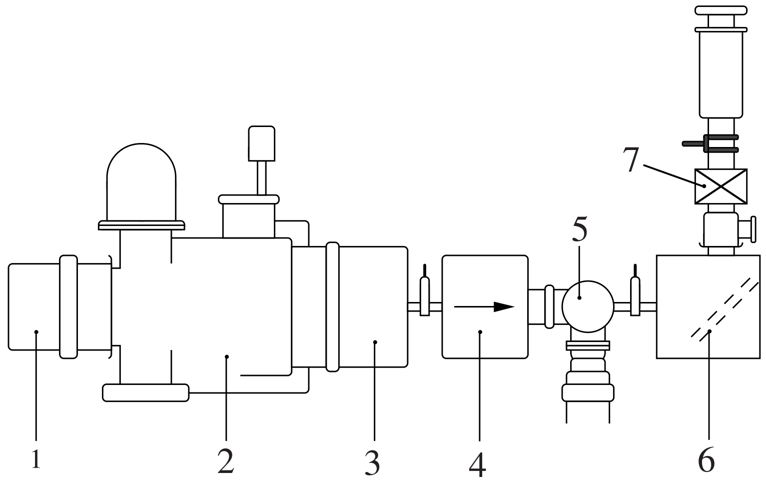


FIG. II.4 - *Source HYPERION: 1- dissociateur; 2- sextupôle magnétique; 3- transitions radio-fréquences; 4- ioniseur; 5- lentilles électrostatiques; 6- miroir électrostatique; 7- solénoïde SOLSPIN.*

Polarimètre basse énergie

A la sortie de la source, les deutons polarisés ont une énergie de 386 keV. A l'aide d'un polarimètre situé entre la source HYPERION et l'injecteur MIMAS, des mesures de polarisations à basse énergie étaient effectuées deux fois par jour pour contrôler la stabilité de la polarisation des deutons. Elles permettent de connaître la polarisation du faisceau à 1 ou 2% près, car les valeurs théoriques maximales données dans le tableau [II.2] ne sont atteintes expérimentalement qu'à 95%. Le polarimètre basse énergie utilise la réaction ${}^2H(\vec{d},p)t$. Celle ci permet à la fois de mesurer la polarisation tensorielle à 0° (angle entre deuton et proton) et vectorielle autour d'un maximum de pouvoir d'analyse situé vers 120°. Des protons d'environ 4 MeV sont alors produits, ce qui facilite leur détection et leur identification [Arv88, Bou84]. Les pouvoirs d'analyse utilisés sont intégrés, à la fois sur les angles solides correspondant à la géométrie du polarimètre, et sur l'énergie incidente, le faisceau de deutons étant arrêté dans la cible de titane deutéré. Les valeurs standards des pouvoirs d'analyse utilisées sont les suivantes [Arv88]:

$$iT_{11}(120^\circ) = 0.193 \pm 0.003 \quad \text{et} \quad iT_{20}(0^\circ) = -0.660 \pm 0.012$$

avec une erreur absolue estimée à 3%.
La valeur de ρ_{20} par exemple, s'obtient en combinant les taux de comptage des états 5, 6, 7 et 8 :

$$\rho_{20} = \frac{2}{T_{20}(0^\circ)} \frac{N_\circ^{(5)} + N_\circ^{(6)} - N_\circ^{(7)} - N_\circ^{(8)}}{N_\circ^{(5)} + N_\circ^{(6)} + N_\circ^{(7)} + N_\circ^{(8)}} \tag{II.1}$$

où $N_\circ^{(i)}$ sont les taux de comptage à 0° dans l'état (i), normalisés par rapport à l'intensité du faisceau.

L'accélérateur

A la sortie de la source HYPERION, le faisceau est pré-accéléré dans le synchrotron MIMAS jusqu' à une énergie de 45 MeV. MIMAS est un petit synchrotron installé au centre de la couronne de SATURNE. Les deutons sont ensuite déversés en moins de 300 ns dans le synchrotron SATURNE, où environ 10^6 tours sont nécessaires pour amener des particules de 45 MeV à des énergies de l'ordre du GeV.
l'énergie finale du faisceau est déterminée à mieux que 100 keV près par une mesure de fréquence sur l'orbite centrale de l'anneau SATURNE.
En alternant les transitions obtenues dans les cavités hyper-fréquences et en les synchronisant avec les cycles d'accélération successifs de SATURNE, le faisceau à la sortie de la source est cycliquement dans un état de polarisation déterminé (1,2,...,8).
Pour l'expérience de calibration, seuls les états (5,6,7,8) dotés d'une polarisation tensorielle ont été utilisés. Les combinaisons de ces différents états (5+7,6+8) et (5+6,7+8) permettent d'obtenir séparément la partie vectorielle ou tensorielle de la polarisation. Tandis que la somme des quatre états de spin (5+6+7+8) est équivalente à un faisceau non polarisé nécessaire pour la mesure de l'efficacité non polarisée $\varepsilon_\circ$. Enfin, les combinaisons (5+7,6+7) fournissent un

test additionel d'éventuelles asymétries expérimentales.

La ligne du faisceau

Composée d'un ensemble de dipôles et de quadripôles, la ligne du faisceau est maintenue sous vide depuis l'extracteur jusqu'au spectromètre SPES1. L'interface vide-air est assurée par deux fenêtres en kapton de 125 μm d'épaisseur. Quatre ensembles de collimateurs réduisent l'intensité et l'émittance du faisceau. Lors de l'expérience de calibration, aucune cible n'était placée devant le spectromètre. Le faisceau de deutons accéléré par SATURNE traverse SPES1 placé à 0° et arrive directement sur la cible de POLDER située dans le plan focal. L'intensité du faisceau a donc été limitée à peu près à 10^5 deutons par seconde.

II.3.2 OPTIMIST et SPES1 comme rotateurs de spin

Le spectromètre SPES1 a été spécialement conçu pour l'étude des réactions à deux corps dans le domaine des énergies intermédiaires. Avec une déviation de 97° et une optique adaptée, il permet d'atteindre des résolutions en moment d'environ 10^{-4}. Pour la calibration, il est positionné à 0° et ne sert qu'à conduire le faisceau direct, tout en contrôlant la direction du spin des deutons.
A la sortie de l'accélérateur SATURNE, le faisceau a une polarisation verticale, perpendiculaire à l'impulsion. Pour avoir une composante tensorielle t_{21}, il a fallu, selon l'expression de la section efficace (I.65) que l'axe de symétrie de la polarisation du faisceau possède une composante non nulle suivant l'impulsion de la particule. L'utilisation combinée d'un solénoïde et d'un dipôle devient alors nécessaire afin de réaliser la configuration désirée.

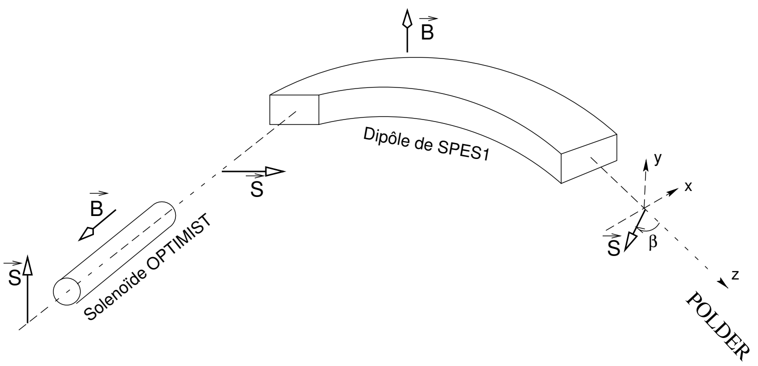


FIG. II.5 - *Double action du solénoïde OPTIMIST et du spectromètre SPES1 sur le spin des deutons.*

Possédant un champ magnétique antiparalèlle à l'impulsion, un solénoïde supraconducteur (OPTIMIST) fait tourner le spin des deutons dans le plan horizontal. Sous l'effet du dipôle du spectromètre SPES1, le spin subit une précession autour de l'axe vertical (cf. fig.[II.5]), créant ainsi une composante du spin colinéaire à l'impulsion des deutons.

II.3.3 Électronique et acquisition

Le schéma de l'électronique de l'expérience de calibration est représenté dans la figure [II.6].
Les signaux des quatre photomultiplicateurs équipant les scintillateurs S_1 et S_2 sont envoyés sur un discriminateur à fraction constante (DFC) dont les seuils, réglés juste au dessus du niveau du bruit électronique, permettent de s'affranchir de celui-ci. La coïncidence de ces quatre signaux marque le passage d'une particule du faisceau tout en éliminant les particules chargées qui lui sont étrangères (bruit de la salle). Les signaux des détecteurs S_1 et S_2 sont également envoyés sur des ADC (Analogic Digital Converter) pour coder la charge électrique du signal liée à la perte d'énergie des particules qui les traversent.

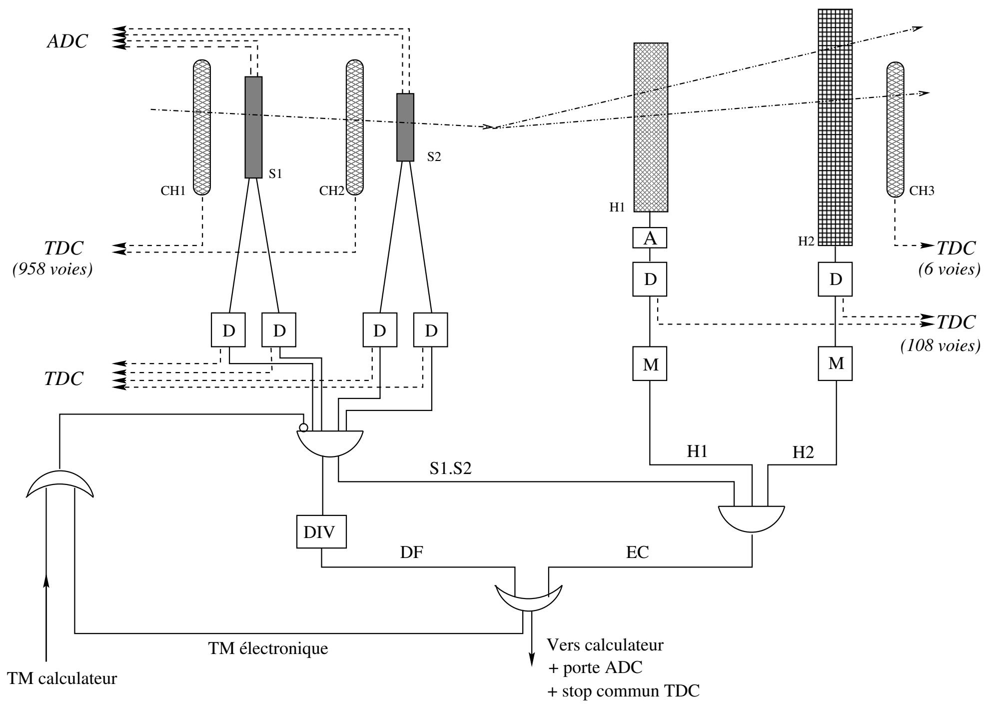


FIG. II.6 - *Schéma de l'électronique pour la calibration.*

Les signaux collectés à l'extrémité des barres du petit hodoscope sont amplifiés pour avoir une meilleure marge de sécurité par rapport aux seuils des discriminateurs. Les informations en temps des barres d'hodoscopes et des détecteurs S_1 et S_2 sont codées à l'aide de TDC Lecroy1877 (multihits) (Time to Digital Converter). Pour chacune des voies touchées, en mode "common stop", le TDC code le temps écoulé entre un signal sur une voie et un stop commun qui sert de référence en temps. Cette dernière est donnée par le signal retardé de 8 ns du premier photomultiplicateur du second scintillateur $S_{2.1}$.
Les discriminateurs Lecroy LC4413 utilisés pour les hodoscopes possèdent une sortie multiplicité qui permet d'obtenir pour chaque hodoscope, un signal proportionnel au nombre de barres touchées. On sélectionne une multiplicité minimum par hodoscope grâce au seuil d'un discriminateur. Un événement d'échange de charge (EC) est associé au passage de deux protons dans chaque hodoscope. Une multiplicité M supérieure ou égale à trois, est requise dans chaque hodoscope. Ce qui donne la possibilité aux deux particules de toucher la même barre en X ou en Y.
L'acquisition est déclenchée lorsqu'une coïncidence, entre les détecteurs S_1 et S_2 et une multiplicité $M \geq 3$ dans chaque hodoscope, est observée dans une fenêtre en temps de 40 ns. Un signal est alors envoyé sur une voie TDC pour étiqueter cet événement.
Concernant les chambres à fils (MWPC1 et MWPC2), chaque fil est relié à sa propre voie sur un des TDC. La troisième chambre à fils est équipée de lignes à retard avec une courte constante de temps (2 ns entre deux fils). La position de la particule dans le plan est donnée par la différence en temps entre la voie gauche et la voie droite d'une ligne à retard. La correspondance de la différence en temps avec le numéro de fil est effectuée lors de la prise de données pour l'alignement (cf. paragraphe[III.2.2]).
Un autre type de coïncidence, réalisé entre S_1 et S_2 et un module échantilloneur (DIV), permet de sélectionner un échantillon représentatif du faisceau incident. Les événements "Division Faisceau" (DF) sont étiquetés sur une voie de TDC. Ils servent à déterminer le nombre de deutons du faisceau incident.
Le faisceau de deutons polarisés délivré par SATURNE présente une structure temporelle en forme de créneau. La durée d'un cycle est d'environ 600 ms, l'espacement entre deux cycles est de l'ordre de la seconde. Les cycles sont délivrés cycliquement dans les états 5, 6, 7 et 8. L'état de polarisation du faisceau est codé sur une échelle durant le cycle. Un signal de début T_2 et de fin T_3 de déversement du cycle, est délivré par le synchrotron, et un temps mort est créé pour bloquer l'acquisition du polarimètre lorsqu'aucune particule n'est extraite de la machine. Un événement spécial appelé événement "fin de cycle" (FB), est enregistré environ 50 ms après la fin du déversement. Il permet la lecture des données des échelles qui contiennent les informations sur les cycles précédents : état de la polarisation du cycle, nombre de parti-

cules détectées dans les scintillateurs S_1 et S_2 avec et sans temps mort et nombre d'événements de chaque type. Les échelles sont remises à zéro une fois lues.
Le temps mort général de l'expérience, nécessaire pour le traitement de l'événement par l'acquisition, est appliqué sur la coïncidence des détecteurs S_1 et S_2, bloquant ainsi le comptage des deutons incidents. Comme ce signal est aussi utilisé pour le déclenchement des événements d'échange de charge, le temps mort s'élimine dans le rapport qui sert à calculer l'efficacité du polarimètre (III.2).
Le système d'acquisition utilisé, est commandé par un seul microprocesseur RAID 8235, situé dans un châssis VME. Un module CORBO RCB 8047 (Read Out Controler Board) sert d'interface, via le bus VME, entre le RAID et le trigger électronique.

II.4 L'expérience t_{20}

Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire le dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience t_{20}.

II.4.1 Le faisceau d'électrons

Le Jefferson Lab possède un accélérateur CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) capable de délivrer un faisceau continu d'électrons de haute intensité dont l'énergie varie entre 0.5 et 4 GeV, ce qui en fait un lieu intéressant pour accueillir des expériences de double diffusion, basées sur la détection en coïncidence, comme la nôtre. Toutefois, il faut signaler que le faisceau est divisé en paquets d'électrons dont la durée est de 1.76 ps. Chaque 2 ns, un paquet d'électrons est délivré à un même hall. Cependant la résolution temporelle des détecteurs fait que ce faisceau leur apparait comme étant continu.

L'accélérateur

L'accélération des électrons s'effectue au niveau de deux accélérateurs linéaires appelés LINAC (LINear ACcelerator) de 240 m de longueur (voir figure [II.7]), équipé chacun de cavités supraconductrices. Le passage d'un LINAC à l'autre est assuré par des arcs de recirculation de 80 m de rayon. Les électrons sont injectés dans le premier LINAC, avec une énergie de 45 MeV. Chaque LINAC fournit une accélération de 400 MeV, ce qui fait qu'un paquet d'électrons acquiert 800 MeV d'énergie lors d'un tour de l'accélérateur. Il est ensuite ou conduit sur l'un des trois halls, ou envoyé pour d'autres tours d'accélération.
En fonctionnement standard, le faisceau délivré par CEBAF a une énergie qui varie comme

un multiple de 0.8 GeV, plus exactement, $E = n\Delta E + E_{injection} = (800n + 45)$ en MeV, avec ($n = 1 - 5$). Ce choix a été fait afin de mieux gérer le partage du faisceau par les trois halls. Un fonctionnement non standard est possible, en changeant à la fois la puissance accélératrice et l'énergie d'injection. Deux de nos mesures (point 1 et 3) ont été réalisées à 685 MeV par tour.
Pour atteindre l'énergie maximale, les électrons doivent accomplir cinq tours de l'accélérateur, en utilisant les mêmes LINAC. Cependant, leur passage dans les arcs de recirculation s'effectue via des lignes de faisceau différentes, qui correspondent chacune à une énergie donnée des électrons.

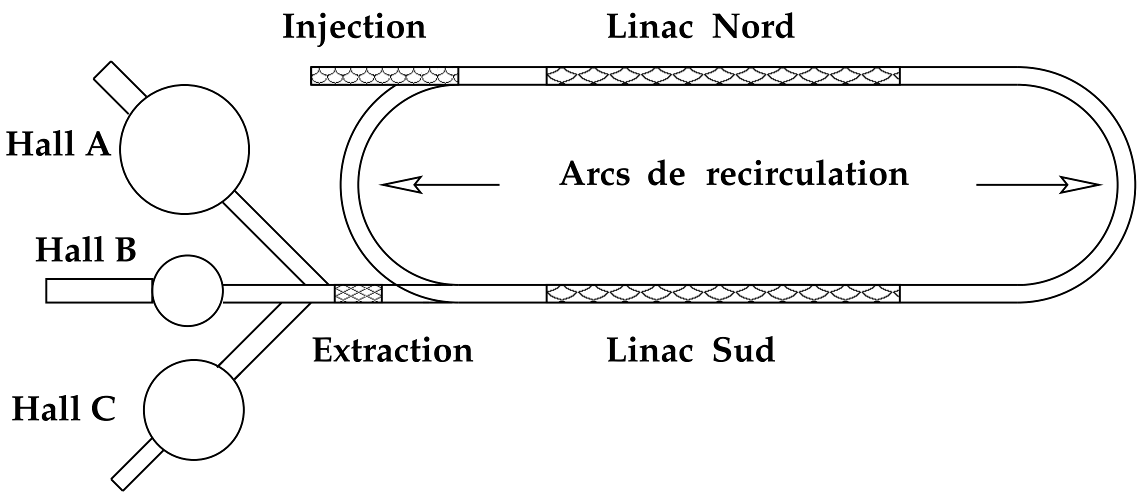


FIG. II.7 - *Schéma de l'accélérateur.*

L'intensité maximale du faisceau est de 200 μA avec une émittance de 2.10^{-9} m.rad et une dispersion en énergie de 10^{-4} ($4\sigma(E)/E$).
Un grand avantage de CEBAF réside dans le fait qu'il peut envoyer simultanément dans les trois halls, des faisceaux d'intensités et d'énergies différentes.

Le monitorage du faisceau

Après extraction, les électrons sont envoyés dans l'arc du hall C. Celui-ci est équipé de différents aimants qui permettent à la fois de dévier et de focaliser le faisceau. Sont également présents divers moniteurs qui servent à mesurer son intensité, son énergie et sa position.

Mesure de l'énergie du faisceau

En utilisant la ligne du hall C (cf. fig.[II.8]), on peut effectuer des mesures précises [Gue96] de l'énergie absolue du faisceau.

Un ensemble de fourchettes dites SUPERHARP [Yan95], constituées de trois fils inclinés, permet en balayant le faisceau, de déterminer sa position à l'entrée et à la sortie de l'arc avec une précision d'environ $\pm 10\mu$m.
L'intégrale du champ magnétique le long de l'arc $\int B.dl$, ainsi que la position du faisceau, représentent les principaux ingrédients pour calculer l'impulsion des électrons via:

$$p = \frac{e}{\theta} \int B.dl \tag{II.2}$$

où e est la charge de l'électron et θ est l'angle de déviation du faisceau dans l'arc.
A chaque fois que l'énergie du faisceau était modifiée, elle était mesurée dans des runs spécifiques utilisant les SUPERHARPs. La précision obtenue sur celle-ci est meilleure que 10^{-3} [Gue96].

Mesure de la position du faisceau

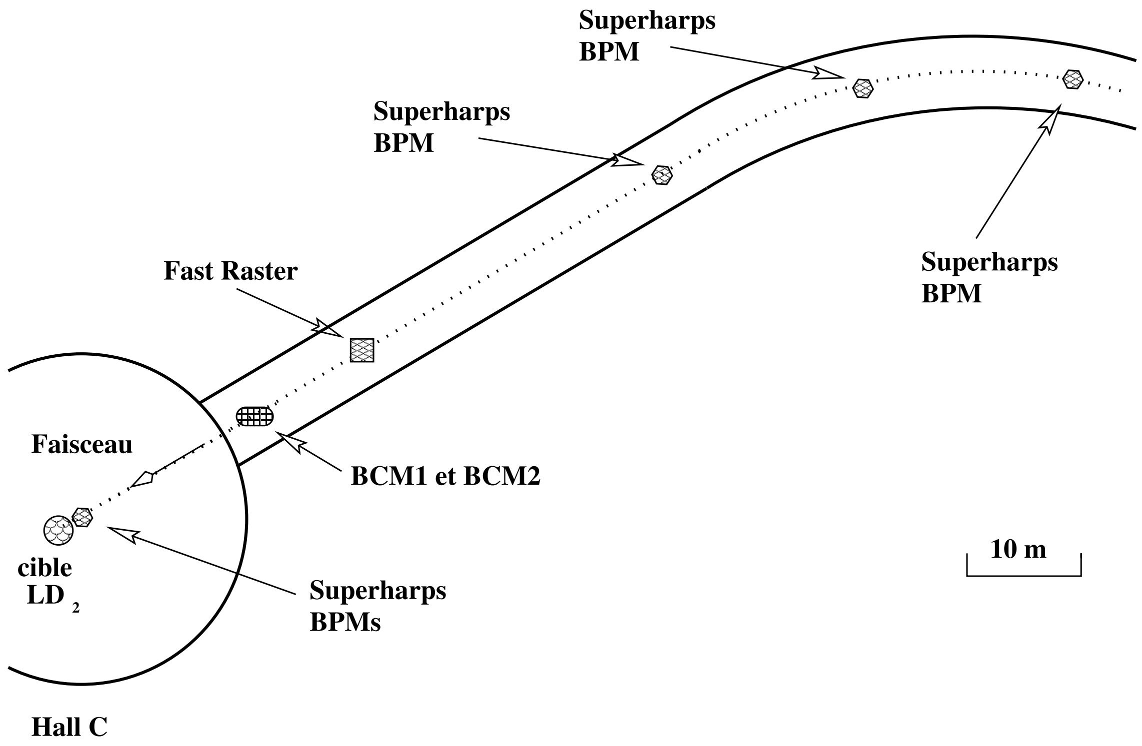


FIG. II.8 - *Schéma de la ligne du faisceau du hall C.*

Placés en amont de la cible de deutérium liquide, les BPMs (cf. fig.[II.8]) (Beam Position Monitor) servent à mesurer la position du faisceau dans l'arc du hall C. Ce sont des cavités à quatre antennes [Gue97] qui, pour éviter les rayonnements synchrotrons sont inclinés de $\pm$ 45° en horizontal et en vertical. Lorsque les électrons passent dans ces cavités, ils génèrent sur chaque antenne un signal dont la fréquence correspond à celle du faisceau. Les signaux en sortie sont numérisés et enregistrés sur disque toutes les 30 secondes durant la prise des données, ce qui permet de calculer la position du faisceau sur la cible avec une précision d'environ 1.2 mm.

Mesure du courant du faisceau

L'intensité du faisceau a été mesurée en permanence grâce à des cavités résonnantes BCMs (Beam Current Monitor) placées (cf. fig.[II.8]) le long de la ligne du hall C. Lorsque le faisceau les traverse, il excite des modes de résonance transverse électrique et/ou magnétique. A l'intérieur de la cavité [Nic96], des fils servent d'antennes. Lorsque des modes résonnants sont excités, un ou plusieurs fils fournissent un signal proportionnel au courant du faisceau.
La mesure précise du courant est nécessaire pour extraire des sections efficaces. Cependant, seule la normalisation au niveau du polarimètre est importante pour nos mesures des observables de polarisation.

Balayage du faisceau

L'enveloppe du faisceau a une très petite taille (≤ 200 μm FWHM), et son intensité peut atteindre 110 μA. Dans le but d'éviter d'endommager la cible primaire ou de créer des zones d'ébullition qui affectent sa densité, un Fast Raster est utilisé pour balayer le faisceau sur la cible. Placé à 25 m en amont de celle-ci, le Fast Raster est constitué de deux aimants de fréquences différentes. Le premier fait varier verticalement le faisceau à une fréquence de 16 kHz, et le second, horizontalement à une fréquence de 22.9 kHz. Ces fréquences sont telles que toute figure stable sur les fenêtres de la cible soit évitée. En utilisant le Fast Raster, la variation de la position du faisceau sur la cible était d'environ ± 1.8 mm en x et ± 1 mm en y.

II.4.2 La cible primaire

Une cible de deutérium liquide de 12.45 cm de longueur et de 6.73 cm de diamètre a été utilisée lors de l'expérience t_{20}. Elle a été spécialement conçue pour dissiper la grande puissance (500 W) déposée par le faisceau.

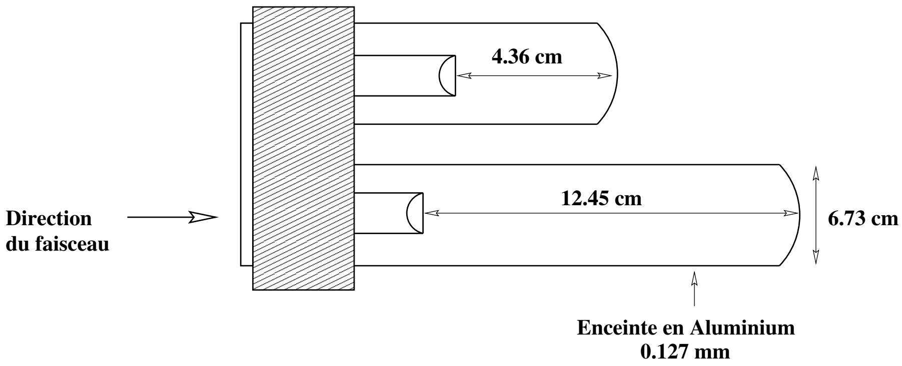


FIG. II.9 - *Schéma d'une paire de cible.*

Le deutérium liquide est refroidi à l'aide de l'hélium gazeux à environ 15 K via un échangeur thermique. Sa température est constamment maintenue à 21.5 ± 0.05 K grâce à des résistances électriques. Des mesures effectuées en permanence par une paire de thermo-résistances permettent le contrôle de cette stabilité. Le deutérium est placé dans une enveloppe en aluminium de 127 μm d'épaisseur, dont les fenêtres d'entrée et de sortie mesurent respectivement 71 et 114 μm. Afin d'améliorer l'isolation thermique, la cible est recouverte de six couches de mylar aluminisées de 38 μm d'épaisseur.
D'autres cibles [Dun97] à la fois liquides et solides sont disponibles dans le hall C. Les cibles cryogéniques (deutérium, hydrogène et hélium) sont placées par paire dans une cellule, comme le montre la figure [II.9]. Chaque paire contient une petite et une grande cible de 6.73 cm de diamètre. Des cibles tests sont utilisées pour l'étude du bruit de fond. Ce sont des cibles vides dont l'enveloppe, en aluminium, est onze fois plus épaisse pour minimiser le temps du faisceau nécessaire pour ces mesures. Enfin, un système mécanique de translation verticale contrôlé à distance nous permet de placer la cible de notre choix dans le faisceau. Enfin, des cibles solides de Carbone sont utilisées pour l'étude de l'optique des spectromètres.
L'ensemble de ces cibles est contenu dans une chambre de réaction sous vide. Ses fenêtres de sortie sont en aluminium. Leur épaisseur est de 406 μm.

II.4.3 Spectromètre HMS

Le spectromètre HMS nous a servi pour détecter les électrons diffusés.
Comme le montre la figure [II.10], HMS est composé de deux plate-formes. L'une est utilisée comme support pour les aimants. L'autre contient une hutte en béton. Celle-ci abrite l'ensemble de détection afin de le protéger du bruit ambiant dans le hall. Doté d'un système de rotation, le spectromètre couvre un domaine angulaire qui varie entre 12.5° et 90°. La rotation et le réglage des aimants s'effectuent automatiquement à partir de la salle de contrôle.

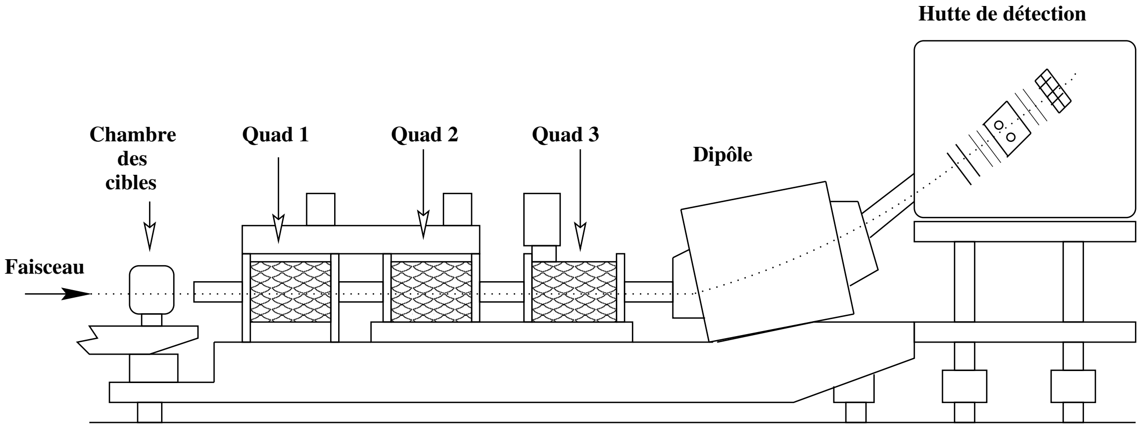


FIG. II.10 - *Schéma du spectromètre HMS.*

Les éléments magnétiques

Le système optique de HMS schématisé dans la figure [II.10] consiste en trois quadripôles suivis d'un dipôle. Les quatre aimants sont supraconducteurs. Ils sont refroidis à l'aide de l'hélium provenant du liquéfacteur central d'hélium. Le dipôle dévie verticalement les particules, d'un angle moyen de 25°.
HMS a été conçu pour détecter des particules chargées dont l'impulsion peut atteindre 7.3 GeV/c, bien que la plus haute impulsion obtenue jusqu'à présent soit de 4.4 GeV/c. Il possède un angle solide supérieur à 6 msr, une acceptance et une résolution en impulsion qui sont respectivement $\pm$ 10$\%$ et 0.05$\%$.

La détection

Le système de détection du spectromètre HMS est constitué de quatre types de détecteurs illustrés dans la figure [II.11]. Une paire de chambre à dérives, deux hodoscopes, un détecteur à effet Cherenkov et un calorimètre.
Les chambres à dérive [Bak95, Nic98] sont placées directement après le dipôle (cf. fig.[II.10]). Elles servent à déterminer la trajectoire des électrons diffusés. Elles sont espacées de 81.2 cm. Les deux chambres fonctionnent à l'aide d'un gaz qui est un mélange de 46$\%$ d'argon, 53$\%$ d'éthane et 1$\%$ d'alcool isopropylique.
Chaque chambre contient six plans séparés de 1.8 cm. Chaque plan comporte des fils de 25 μm de diamètre. La distance entre les fils est de 1 cm. Chaque fil est connecté à une voie TDC. La différence en temps entre l'arrivée du signal et le passage de la particule est proportionnelle à la distance de dérive des électrons crées lors son passage dans le gaz. Le temps de référence est donné par les hodoscopes. La résolution spatiale par plan est de 140 μm.

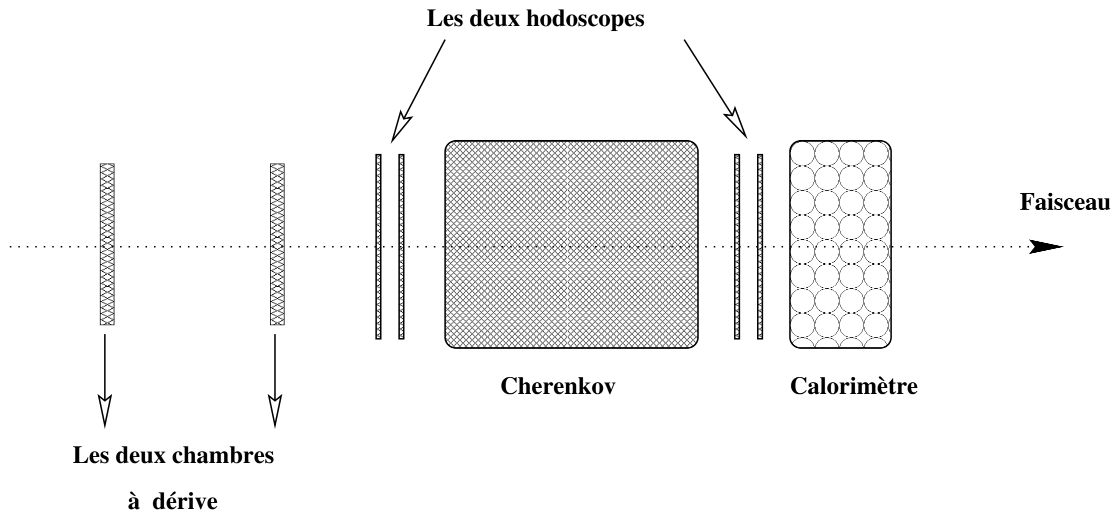


FIG. II.11 - *Schéma des détecteurs de HMS.*

Les deux hodoscopes ont chacun deux plans de scintillateurs plastiques. Ils sont utilisés pour déclencher le trigger des événements ed élastiques. Deux plans sont mis avant le Cherenkov et les deux autres sont placés après, pour mesurer le temps de vol des particules. Chaque plan est formé de lattes de scintillateurs qui sont équipées à chaque extrémité d'un guide de lumière et d'un photomultiplicateur. Les deux hodoscopes sont identiques. Leur premier plan contient 9 scintillateurs verticaux. Le second en a 16 horizontaux. Les scintillateurs ont une largeur de 8 cm, une épaisseur de 1 cm et une longueur de 75.5 cm pour les horizontaux et de 120.5 cm pour les verticaux. La condition pour déclencher l'acquisition est remplie lorsque trois plans sur quatre sont touchés.
Le détecteur Cherenkov [Smy84] est placé entre les deux hodoscopes (cf. fig.[II.11]). En l'associant au calorimètre, on peut identifier les particules et distinguer ainsi entre les électrons et les pions. C'est un réservoir cylindrique de 150 cm de diamètre et de 165 cm de longueur. Le gaz utilisé est du perfluorobutane (C_4F_{10}) dont l'indice optique n est de 1.0006. La pression est de 420 mbar. L'émission de la lumière Cherenkov se produit lorsqu'une particule chargée de vitesse v traverse un milieu pour lequel la vitesse de la lumière est moindre. Ce qui se traduit par la relation : $v > c/n$, où c est la vitesse de la lumière dans le vide. En ajustant donc l'indice n, on peut obtenir un milieu dans lequel les électrons émettent de la lumière tandis que les pions n'en émettent pas en dessous de 4.04 GeV/c. La lumière Cherenkov est renvoyée par deux miroirs vers deux photomultiplicateurs (PM) de 12 cm de diamètre. La lecture du Cherenkov se fait au niveau de ces deux PMs.
Le calorimètre électromagnétique [Mkt97] est le dernier élément dans la ligne de détection (cf. fig.[II.11]). Il fournit des informations supplémentaires pour la discrimination entre les

électrons et les pions. Il est constitué de quatre rangées placées en profondeur. Chaque rangée contient 13 barreaux horizontaux mis en hauteur. Ce sont des barreaux de verre au plomb dont les dimensions sont (10×10×70cm). Ils sont recouverts chacun d'une couche de mylar aluminisée et de deux couches de tedlar. Chaque barreau est équipé d'un photomultiplicateur placé à son extrémité. Celui-ci détecte la lumière produite par les particules.
Le verre au plomb est un matériau dense, transparent, d'indice optique n=1.6. Lorsqu'un électron y pénétre, il se forme une gerbe électromagnétique (succession de rayonnements de photons et de créactions de paires e^-e^+). Cette gerbe est presque entièrement contenue dans le matériau détecteur. En collectant ces photons à l'aide d'un photomultiplicateur, on obtient un signal dont la charge intégrée, après étalonnage donne l'énergie de l'électron incident, sous réserve que le matériau soit suffisamment épais. Mais lorsqu'un pion traverse le même calorimètre, il n'y dépose qu'une partie de son énergie. Ainsi, en observant le rapport de l'énergie E déposée dans le calorimètre à l'impulsion P de la particule, on peut en déduire que ce rapport E/P sera proche de 1 pour les électrons et très inférieur à 1 pour la plupart des pions.

II.4.4 Le canal magnétique du deuton

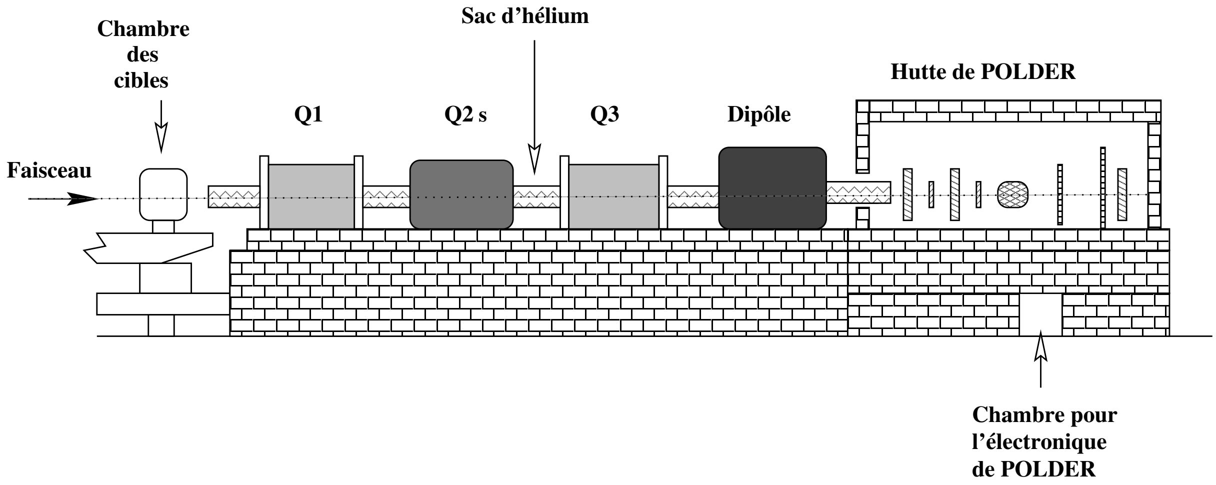


FIG. II.12 - *Schéma du canal deuton.*

Le canal deuton [Ani94] représente le second bras de détection. Il a été conçu afin d'envoyer un flux maximal de deutons élastiques sur POLDER, tout en maintenant à un niveau raisonnable le bruit de fond constitué principalement de protons. C'est un chemin magnétique, centré à 60.5° par rapport à la ligne du faisceau incident, qui mène les deutons vers la cible du

polarimètre.
Une simulation du canal magnétique [Duc95] a été indispensable aussi bien pour sa conception que pour prédire les valeurs des courants de ses aimants afin de minimiser le temps de réglage.
Comme l'illustre la figure [II.12], la configuration retenue pour les éléments magnétiques est Q1Q2sQ3D. Le réglage optique adopté correspond à une focalisation point-point dans le plan vertical ($(y|\phi) = 0$), un grandissement horizontal nul ($(x|x) = 0$) et une focalisation dans le plan horizontal dictée par la cinématique ($(x|\theta) + \frac{1}{p_d}\frac{dp_d}{\theta_d}(x|\delta) = 0$).
Les aimants sont des aimants chauds dont le refroidissement repose sur des circuits d'eau. Le quadripôle Q2s [Del97] a été construit spécifiquement pour cette expérience. Il dispose d'une grande ouverture asymétrique (70 cm en horizontal par 14 cm en vertical). Il est de plus doté d'une bobine correctrice créant un champ sextupolaire pour la correction au second ordre de l'optique. Un champ parasite dipolaire y est également présent, introduisant une déviation de l'ordre de 0.3°. Les autres quadripoles et le dipôle sont de plus anciens aimants. Le dipôle fait dévier de 30° le faisceau des deutons dans le plan horizontal. Des cartes de champ de tous les aimants ont été mesurées pour cette expérience. Une compréhension détaillée de l'optique était nécessaire pour maximiser le nombre de deutons transmis par le canal magnétique, mais l'analyse des données (cf chap. [III]) n'utilise pas cette information.
L'acceptance du canal magnétique est de $\pm$ 130 mrad en vertical, $\pm$ 25 mrad en horizontal, et plus grande que les $\pm$5 $\%$ nécessaire en impulsion. Dans le but de minimiser la perte d'énergie et la diffusion multiple des deutons, un sac d'hélium de 7.75 m de longueur a été placé le long du parcours des deutons. Ce parcours commence à partir de la chambre de réaction de la cible primaire et s'achève à la première chambre à fils de POLDER. Le polarimètre et l'ensemble des aimants ont été installés sur une plate-forme en béton pour être au même niveau que l'axe du faisceau. Une hutte de béton protège le polarimètre contre le bruit ambiant du hall. Pour les mêmes raisons, l'électronique a été placée sous la plate-forme.

II.4.5 Électronique et acquisition

Lors de l'expérience t_{20}, on cherche à détecter à la fois les deutons et les électrons élastiques. Il faut donc identifier un électron dans le spectromètre HMS et s'assurer qu'un deuton lui est associé dans le canal magnétique, ceci dans une fenêtre en temps bien déterminée.
Le principe de déclenchement électronique est semblable à celui de la figure [II.6], à ceci près qu'un signal venant de HMS entre dans la coïncidence S1S2 et que les événements S1S2.HMS résultants ne sont pas échantillonés.
L'acquisition de notre expérience comporte cinq types d'événements: ceux qui sont détectés

dans POLDER ou dans HMS, les événements de coïncidence (e-d), les événements d'échange de charge (EC) et enfin les piédestaux. En début de chaque run, 1000 événements de type piédestal sont analysés indépendamment des événements physiques. Le seuil de codage de chaque voie ADC est ensuite calculé. Lors de la prise des données physiques, le seuil calculé est comparé à celui programmé. Si ce dernier est trop haut ou trop bas, des messages d'avertissement apparaissent sur l'écran de la station de travail afin d'éviter de perdre de bons événements. Un événement type POLDER indique la présence de deux particules dans les hodoscopes. Ceci correspond, comme pour la calibration à une coïncidence entre S1, S2 et une multiplicité au moins égale à trois dans chaque hodoscope. La présence de l'électron requiert trois plans d'hodoscopes touchés sur quatre et un signal d'identification de l'électron provenant du Cherenkov et du calorimètre. Une coïncidence entre S1, S2 et HMS définit l'événement (e-d). Lors de l'acquisition, seul 1 événement sur 40000 est gardé pour les événements HMS simples et 1 sur 1000 pour ceux déclenchés par la coïncidence entre S1 et S2. La double présence à la fois des événements type HMS et type POLDER (coïncidence entre S1, S2, H1(M1 $\geq$ 3), H2(M2 $\geq$ 3) et HMS) signe les événements d'échange de charge (EC).

Une mesure précise du temps de vol entre électron et deuton est effectuée en utilisant un TDC Lecroy 1875 de haute résolution (0.1 ns par canal). Pour les autres signaux, comme ceux provenant des chambres à dérive de HMS, on fait appel à des TDC multihits. Les ADC Lecroy 1881M utilisés par HMS ont un seuil programmable afin de ne lire que les canaux qui reçoivent un signal au dessus du seuil programmé, ce qui aide à la fois à réduire la taille des événements et à améliorer la vitesse d'acquisition.

Les données codées proviennent de TDC et d'ADC FASTBUS et d'échelles VME. Chaque châssis FASTBUS et VME est équipé de ROC (Read Out Controler) qui a pour tâche d'extraire et de stocker ces données. Un module spécialisé nommé le Trigger Supervisor (TS) se charge comme son nom l'indique de contrôler de gérer le fonctionnement de l'acquisition.

CODA [Ceb93] (Cebaf Online Data Acquisition) est le système d'acquisition du Jefferson laboratory. C'est une bibliothèque de routines qui utilise son propre langage de programmation CRL (CODA Readout Language), ainsi qu'une interface graphique qui permet à l'utilisateur de commencer ou stopper l'acquisition des données. Au début de chaque run, on enregistre des informations importantes concernant la cinématique, les différentes valeurs des courants des aimants et autres. CODA permet aussi de définir différents types d'événements autres que les événements physiques que les détecteurs de HMS et de POLDER enregistrent. Elle fournit ainsi toutes les deux secondes des informations concernant le faisceau (BPM et BCM), la cible primaire (LD_2), les aimants et les échelles.

Dès la fin d'un run, les données étaient recopiées sur des cassettes de 50 GBytes rangées dans un SILO robotisé.

Chapitre III

Analyse des données

III.1 Introduction

Notre analyse a pour but d'extraire les observables de polarisation des deutons de recul issus de la réaction (ed) élastique. On sélectionne donc la réaction d'échange de charge $p(d, pp)n$ produite par ces deutons élastiques. En mesurant la distribution angulaire des produits de cette réaction (la paire proton-proton (pp)), on peut remonter à l'état de polarisation des deutons élastiques. On peut donc calculer l'efficacité polarisée pour ces deutons élastiques, $\varepsilon(\theta, \phi)$, via :

$$\varepsilon(\theta, \varphi) = \frac{N_{EC}(\theta, \varphi)}{N_d^{(ed)}} \tag{III.1}$$

où $N_{EC}(\theta, \phi)$ est le nombre d'événements d'échange de charge (EC) produits par un nombre $N_d^{(e-d)}$ de deutons élastiques. θ est l'angle entre l'impulsion du centre de masse de la paire (pp) et la direction du deuton incident, et φ est l'angle azimutal. Comme on l'a déjà mentionné dans le premier chapitre, l'efficacité de la réaction d'échange de charge pour des deutons de polarisation quelconque décrite par les observables t_{ij} s'écrit :

$$\varepsilon(\theta, \varphi) = \varepsilon_0(\theta)[1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2\cos(\varphi)it_{11}iT_{11}(\theta) + 2\cos(\varphi)t_{21}T_{21}(\theta) + 2\cos(2\varphi)t_{22}T_{22}(\theta)] \tag{III.2}$$

$\varepsilon_0(\theta)$ est l'efficacité pour des deutons non polarisés et les $T_{ij}(\theta)$ sont les pouvoirs d'analyse pour la réaction (EC). Si les T_{ij} et ε_0 sont connus, alors les polarisations t_{ij} peuvent être mesurées en comparant l'efficacité polarisée $\varepsilon(\theta, \varphi)$ à celle non polarisée $\varepsilon_0(\theta)$. L'expérience de calibration avait pour but de mesurer ε_0 et les T_{ij}. Ces mesures étaient possibles grâce au faisceau de deutons polarisés, de polarisation connue t_{ij}, délivré par SATURNE. L'expérience t_{20} a été ensuite réalisée afin d'obtenir $\varepsilon(\theta, \varphi)$. Ce qui permet d'extraire les polarisations tensorielles t_{2i} des deutons issus de la réaction ed élastique. L'analyse se révèle délicate du fait

Position	Energies (MeV)
1	160, 170, 180, 200, 210, 220
2	240, 250, 260, 280, 300, 320, 340
3	360, 375, 390, 420, 450, 485, 520

TAB. III.1 - *Les énergies de la calibration en fonction des positions des hodoscopes.*

qu'on utilise deux expériences différentes pour mesurer l'ensemble des observables de la formule (III.2). Elle suppose une très grande stabilité (mieux que le pourcent) de la réponse du polarimètre d'une expérience à l'autre, même dans des conditions expérimentales assez différentes (nature du bruit, taille du faisceau, et autres). L'esprit de l'analyse est tel que l'identification à la fois des deutons et des protons d'échange de charge soit indépendante des conditions et expérimentale et de détection. Pour ce faire, on a procédé par de nombreuses coupures peu contraignantes mais efficaces, qui ont l'avantage d'être reproductibles d'une expérience à l'autre. Les méthodes d' analyse des données de la calibration et de l'expérience sont décrites respectivement dans les sections [III.2] et [III.3]. Les deux procédures d'analyse sont pratiquement similaires. Une étape supplémentaire était cependant nécessaire pour l'analyse des données de CEBAF afin d'identifier les deutons élastiques de recul.

III.2 La calibration

La calibration de POLDER a nécessité des faisceaux de deutons polarisés. Leurs énergies sont indiquées dans le tableau (III.1) en fonction de la position des hodoscopes.
Des mesures de l'efficacité non polarisée $\varepsilon_0(\theta)$ et des pouvoirs d'analyse $T_{ij}(\theta)$ ont été effectuées à chaque énergie afin de réaliser des interpolations de ces observables pour les différentes positions d'hodoscopes. Nous pourrons ainsi obtenir les valeurs de $\varepsilon_0(\theta)$ et $T_{ij}(\theta)$ correspondantes aux énergies des deutons de recul lors de l'expérience t_{20}.

III.2.1 Principe d'analyse

Les grandes étapes de l'analyse de la calibration sont illustrées dans le schéma [III.1]. Il y a deux types d'événenements. Les "Divisions de faisceau" (DF) et les échanges de charge (EC). Les événements (DF) constituent un échantillon représentatif du faisceau.

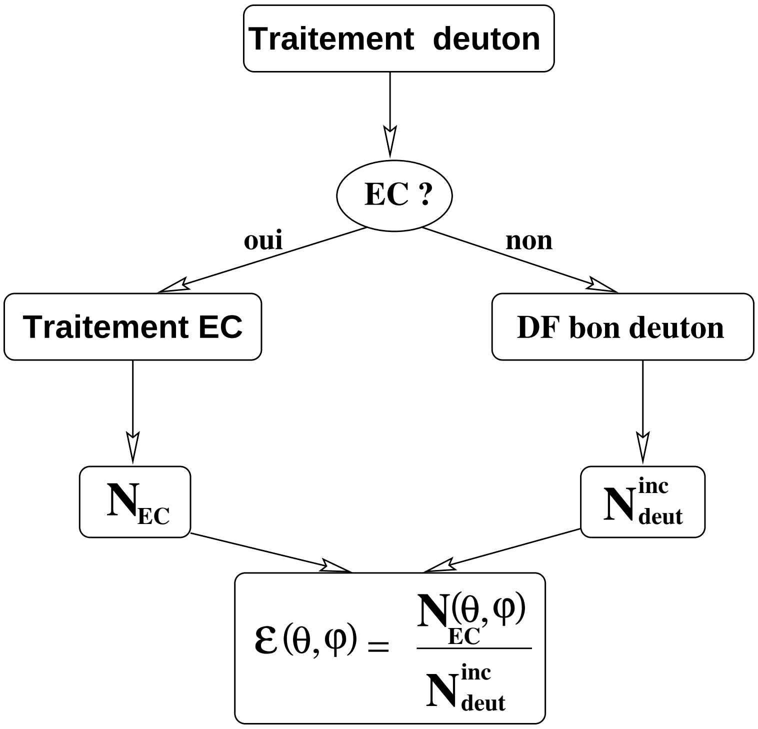


FIG. III.1 - *Principe de l'analyse pour les données de la calibration.*

C'est une fraction des événements de coïncidences S1S2. Les événements (EC) quant à eux remplissent aussi bien le critère de multiplicité dans les hodoscopes (M1$\geq$3 et M2 $\geq$3) que celui de la coïncidence S1S2.
Lors de l'analyse, un traitement dit "traitement deuton" est appliqué aux deux types d'événements, c'est-à-dire à toute particule qui déclenche la coïncidence S1S2 (cf. paragraphe [III.2.3]). Son but est de réussir à ne conserver que les deutons simples tout en sélectionnant une géométrie de détection. Pour déterminer la fraction des événements (DF) qui satisfont à ces critères, on utilise l'échelle qui donne le nombre total de ces particules incidentes détectées en coïncidence dans S1 et S2. Ce qui permet en connaissant le rapport du nombre d'événements (DF) sur le nombre d'événements (DF bon deuton), de déduire la proportion des bons deutons dans le faisceau (N^{inc}_{deut}).
L'origine d'un événement (EC) est un deuton qui génère lors de sa diffusion sur la cible du polarimètre une paire de protons d'échange de charge (pp). Cet événement (EC) subit à son tour un traitement dit "traitement EC" (cf. paragraphe [III.2.4]) qui permet d'identifier la paire (pp) et de déterminer par la même occasion les trajectoires de ses protons. Une fois la paire (pp) identifiée, on peut calculer les angles θ et φ ainsi que la dépendance angulaire des taux de comptage $N_{EC}(\theta, \varphi)$. L'efficacité de la réaction d'échange de charge pour chaque bin en θ

et φ peut alors être calculée.

III.2.2 Alignement des éléments de détection

Pour calculer les trajectoires des deutons et des protons (EC), on utilise évidemment les différents éléments de détection. Un alignement précis de tous ces détecteurs s'avère indispensable pour une meilleure détermination des angles θ et φ, afin d'éviter de créer des fausses asymétries.
Lors de l'assemblage du polarimètre, un premier alignement mécanique a été réalisé à l'aide d'une méthode optique. Cependant, on était amené au cours des deux expériences à changer maintes fois la position des hodoscopes. Des runs spéciaux ont donc servi à estimer et corriger d'éventuels décentrages des détecteurs. La procédure d'alignement était appliquée après chaque déplacement des hodoscopes aussi bien pour la calibration que pour l'expérience. Elle consiste à mesurer pour chaque détecteur le décentrage de son centre mécanique par rapport à un axe de référence. Celui ci est défini par le centre de la seconde chambre (CH2) situé entre les fils 79 et 80, et celui du grand hodoscope H2 (entre les barres 11 et 12). La procédure du centrage utilise seulement les événements qui ont une trajectoire unique dans le polarimètre. Elle a pour tâche d'aligner tous les détecteurs (CH1, CH3 et H1) sur l'axe de référence (CH2-H2). Comme les trajectoires utilisées doivent couvrir plusieurs barres d'hodoscopes (pour bien définir un centroïde), un bloc de matière (bois) a été mis à la sortie du spectromètre SPES1 afin d'élargir le faisceau.
Durant les runs d'alignement, on utilisait la troisième chambre à fils (CH3) placée après H2. Lorsqu'une particule traverse un plan de fils, elle génère un signal qui est lu aux extrémités gauche et droite de la ligne à retard. La différence des valeurs des temps de propagation du signal à droite t_d et à gauche t_g est ensuite convertie en numéro de fil touché. Ce qui permet de faire la correspondance entre $(t_d - t_g)$ et le numéro du fil. La première étape concerne la troisième chambre. Elle évalue l'écart entre le centre mécanique de (CH3) et l'axe de rérérence. La position de chaque événement sur cette chambre est calculée à partir des informations de (CH2) et (H2). Elle est ensuite comparée à la valeur donnée directement par (CH3). Les écarts obtenus sur les positions en x et en y sont ainsi pris en compte dans l'analyse pour recentrer (CH1) et (H1). Le recentrage de la chambre (CH1) est ensuite effectué de la même façon en utilisant les informations à la fois de (CH2) et (CH3) déjà recentrées. Le centrage de (H1) est finalement réalisé à l'aide cette fois-ci des deux chambres (CH1) et (CH3) recentrées. Les six valeurs des écarts obtenues sur les positions en x et en y sont utilisées lors du dépouillement. Elles servent à corriger les positions des particules dans les différents détecteurs afin d'obtenir une meilleure précision.

III.2.3 Traitement des deutons incidents

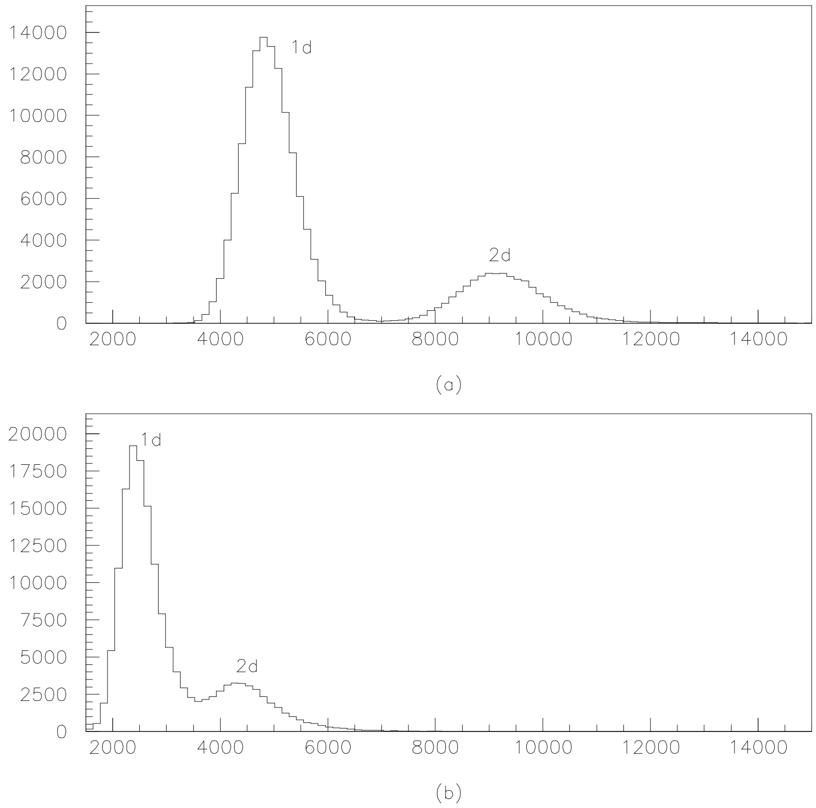


FIG. III.2 - *Distributions d'amplitude pour la calibration (ADC S2). (a) l'énergie des deutons est de 170 MeV; (b) l'énergie des deutons est de 520MeV.*

Les particules incidentes sur le polarimètre font l'objet d'un traitement qui comporte plusieurs coupures. Leurs applications successives permettent de sélectionner des événements constitués de deutons simples, de déterminer leurs trajectoires, et de pouvoir détecter les événements (EC) qui leur sont associés.
Dans cette section, nous allons détailler les trois grandes étapes d'analyse des deutons. En premier lieu, on procède à leur identification, on détermine ensuite leur trajectoire, et finalement on leur applique des coupures géométriques.

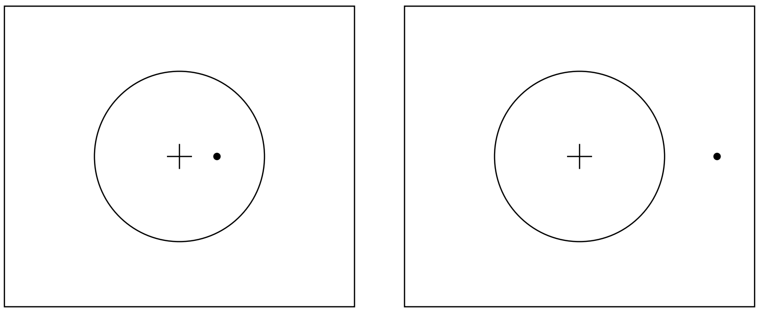
Identification

La faisceau de deutons qui arrive sur POLDER est directement issu de l'accélérateur. L'intensité étant de 10^5 deutons par seconde, le nombre d'événements à deux deutons n'est pas négligeable par rapport au nombre d'événments EC. Or ces "doubles deutons" peuvent passer le déclenchement EC. L'énergie déposée dans les scintillateurs S1 et S2 constitue une information utile afin de rejeter les événements où deux particules du faisceau sont en coïncidence fortuite dans une fenêtre en temps de 80 ns. En effet, la charge déposée par ce genre d'événements est deux fois plus importante que celle déposée par un simple deuton. Cependant, et comme le montre la figure [III.2], plus l'énergie des deutons augmente, plus l'efficacité de la coupure ADC diminue.

Trajectoire

Les deux chambres à fils situées en amont de la cible de POLDER servent à reconstruire la trajectoire du deuton. Leur électronique permet de détecter plusieurs particules à la fois. Les événements retenus après ce test des chambres sont ceux qui génèrent lors de leur passage dans les chambres un et seulement un agrégat dans au moins deux plans sur trois de chaque chambre. Un agrégat est défini comme un ensemble de fils successifs touchés. Le critère d'exiger une trace unique dans les chambres permet une détermination précise de la trajectoire des deutons. Il renforce par ailleurs le rejet effectué par les ADCs sur les événements "doubles deutons" car ces derniers laissent généralement une double trace dans les chambres.

Coupures géométriques



(a) événement accepté **(b) événement rejeté**

FIG. III.3 - *Coupures cône extérieur pour les deutons. La croix représente le centre d'un hodoscope, le point la projection de la trajectoire deuton sur cet hodoscope.*

Deux coupures géométriques sont appliquées aux particules incidentes. La première agit directement sur la taille du faisceau et la seconde a pour but d'assurer une symétrie cylindrique de détection pour les événements d'échange de charge.
Le scintillateur S2 a la forme d'un disque de 12 cm de diamètre. Afin d'éviter que les deutons diffusent sur le guide de lumière causant ainsi des réactions parasites, on restreint la tache du faisceau au niveau de S2 à avoir un diamètre qui ne dépasse pas 11 cm. Cette coupure élimine environ 7% des deutons incidents lors de l'analyse des données de CEBAF. Elle est négligeable dans le cas de la calibration car le faisceau à l'entrée de POLDER mesure approximativement 4 cm en horizontal et 6 cm en vertical.
La deuxième coupure est en étroite liaison avec la détection des événements (EC) (cf. paragraphe [III.2.4]). Elle est nécessaire afin de conserver une symétrie cylindrique de détection autour de la trajectoire du deuton incident. Les trajectoires trop décentrées par rapport à l'axe géométrique du polarimètre sont rejetées. En pratique, on impose que l'impact du deuton sur l'hodoscope H1(H2) soit contenu dans un disque centré sur l'axe et de rayon R1(R2) (cf.[III.3]). On a R1 = R2 = 7 cm, sauf pour la cinématique 1 (cf. paragraphe [III.2.6]) où R1 = 5 cm et R2 = 8 cm.

III.2.4 Traitement des événements d'échange de charge

Ce traitement a pour double objectif l'identification des protons (EC) et la détermination de leurs trajectoires en utilisant les informations provenant des hodoscopes. Il comporte plusieurs coupures qui s'appliquent uniquement aux événements qui vérifient le critère de multiplicité dans les hodoscopes (M1$\geq$3 et M2 $\geq$3). L'analyse des protons (EC) est basée comme celle des deutons sur trois étapes. On commence par identifier la paire (pp) à l'aide des informations provenant des hodoscopes. On détermine ensuite les trajectoires des protons EC. On applique en dernier les coupures géométriques.

Identification

Un événement d'échange de charge est défini par l'acquisition comme une coïncidence entre les scintillateurs S1 et S2 et deux particules détectées dans les hodoscopes. Le rôle du traitement précédent concernant les deutons était de faire le tri des coïncidences S1S2 de façon à ne garder que les deutons simples, tandis que le but de celui-ci est de sélectionner parmi ces deutons ceux qui ont produit une réaction d'échange de charge. Aussi, les deux particules détectées dans les hodoscopes doivent être identifiées comme les protons (EC).
Les informations TDC permettent d'identifier les barres touchées (localisation) et de mesurer le temps de vol entre les scintillateurs et les hodoscopes. La cinématique de la réaction

d'échange de charge contraint les deux protons à avoir des impulsions sensiblement identiques et des vitesses proches de celle du deuton. Afin de rejeter les événements dus au bruit de fond, qui sont répartis uniformément sur toute la fenêtre de coïncidence, des coupures individuelles d'environ $\pm$ 13 ns ($\pm$ 22) ns sont appliquées sur chaque barre de l'hodoscope H1 (H2). Grâce à cette coupure, les rejets effectués peuvent correspondre soit à l'élimination d'une barre associée à un bruit, soit au rejet d'un événement parasite produit par exemple par une coïncidence fortuite de deux deutons du faisceau ou d'un deuton et une particule chargée.

Levée d'ambiguité

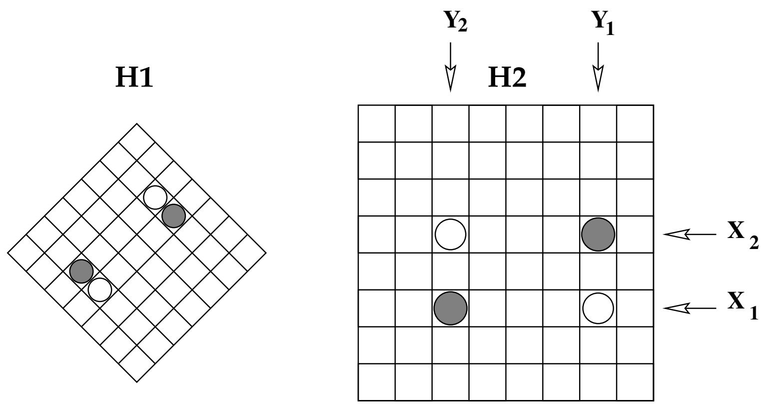


FIG. III.4 - *les cercles remplis sont associés au passage des protons EC, ceux qui sont vides résultent de la décorrelation entre les positions en x et en y .*

Lorsque deux particules sont détectées simultanément dans les hodoscopes, on dispose dans chacun, dans le cas le plus simple (M1 = 4 et M2 = 4), de deux informations à la fois en x et en y comme l'illustre la figure [III.4]. Si on n'arrive pas à les corréler, on se retrouve avec quatre positions (x,y) possibles, dont deux seulement correspondent au passage des protons (EC). Le fait que le petit hodoscope soit tourné de 45° par rapport au grand permet toutefois de lever cette indétermination sur les positions des protons. Afin de sélectionner les cellules réellement touchées par ces derniers, la procédure choisie repose sur une reconstitution géométrique des trajectoires provenant de la cible. Les cellules de H1 et H2 qui correspondent au passage d'un même proton doivent être alignées avec le vertex de l'intéraction. Ce qui n'est heureusement pas le cas lorsqu'une des deux cellules est non physique ou qu'elle est associée à un bruit ne provenant pas de la cible.

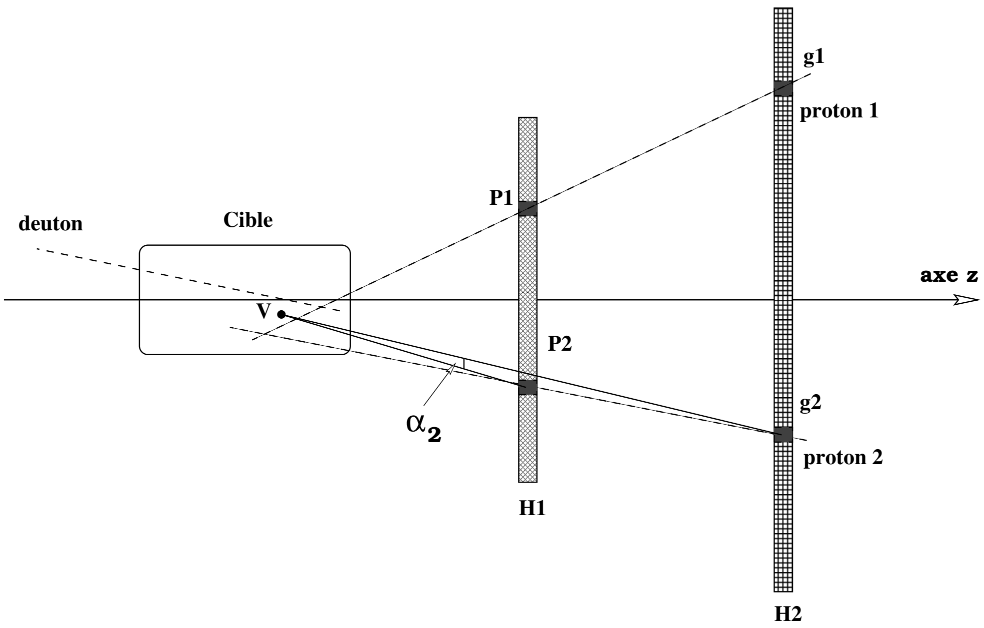


FIG. III.5 - *Schéma de reconstruction des positions des protons EC dans les hodoscopes.*

En pratique, on dispose de la trajectoire du deuton incident et des centres des cellules formées par les barres touchées. Une combinaison est définie comme un ensemble de cinq points (p_1, g_1, p_2, g_2, v) et d'une quantité χ_v^2, associés aux trois trajectoires illustrées dans le schéma [III.5]. p_i (g_i) désigne le centre de la cellule du petit (grand) hodoscope traversée par la particule (i). Le vertex v est calculé comme le point qui minimise χ_v^2, la somme des carrés des distances qui le séparent des trois trajectoires[1]. L'angle $(\widehat{p_i v g_i})$ noté α_i doit être nul lorsque les deux cellules p_i, g_i correspondent au passage d'un même proton (EC). En réalité, il n'est jamais exactement nul car les surfaces des cellules, respectivement de (3.4×3.4) cm^2 pour le grand hodoscope et (1.15×1.15) cm^2 pour le petit, induisent des incertitudes dans la reconstruction angulaire qui peuvent atteindre 2.7°. Cependant, seules les combinaisons pour lesquelles les deux angles α_1 et α_2 sont inférieurs à un angle limite α_{max}, sont sélectionnées (cf. fig [III.6]). La valeur de α_{max} est adaptée à la position des hodoscopes. La précision sur les angles α_i s'améliore lorsque la distance des hodoscopes au centre de la cible augmente. Les valeurs adoptées de α_{max} sont de 3° pour la position 1 d'hodoscope, 2.5° pour la position 2 et 2° pour la position 3.

1. Dans cette somme, la contribution de la trajectoire du deuton est multipliée par 100 car la précision de localisation des chambres est environ 10 fois meilleure que celle des hodoscopes.

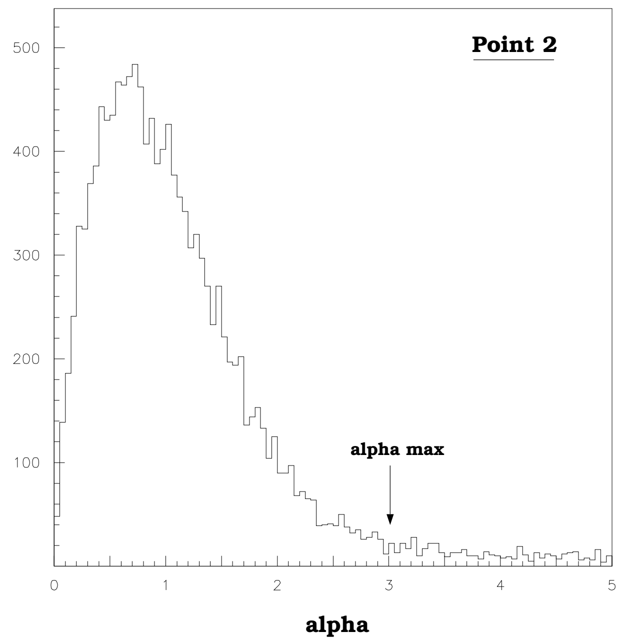


FIG. III.6 - *Spectre de l'angle α (degrés) pour le point 2 (position 1).*

Les combinaisons sélectionnées après les coupures sur les angles α_i sont rangées en trois groupes. Le premier contient les configurations où les barres utilisées pour calculer les trajectoires des deux protons sont toutes différentes. Si une barre est commune, on les stocke dans le second groupe. Si les deux barres sont communes, c'est le troisième groupe qui est sollicité. La combinaison retenue est choisie parmi celles du groupe 1 s'il n'est pas vide. Autrement, on passe au groupe 2, et en dernier au groupe 3. Cette préférence à ne pas utiliser les mêmes barres pour les deux trajectoires est nécessaire pour pallier aux erreurs sur le calcul des angles. En effet, il est probable que sur deux barres voisines touchées, une seule soit sélectionnée pour les trajectoires des deux protons. L'événement est alors mal reconstitué et le calcul des angles peut en être affecté. Dans le cas où plus d'une combinaison sont retenues dans les groupes définis ci-dessus, le critère de choix est la valeur minimum de χ^2_v.
Cette méthode de levée d'ambiguité sur la position des deux particules dans les hodoscopes permet à la fois de rejeter les événements incompatibles avec une réaction issue de la cible du polarimètre et de se débarrasser des barres associées au bruit de fond. Le taux de réussite de cette méthode est meilleur que 90% d'après une simulation adaptée à partir de celle de [Réa94]. Les 10% restants sont attribués à des configurations pour lesquelles, dans plan donné, des barres successives sont touchées. Dans ce cas, l'imprécision sur la reconstruction ne permet pas de trancher quant à la position individuelle de chaque proton dans ce plan. Toutefois, cette indétermination sur les positions de la paire (pp) n'est pas fatale pour le calcul

des grandeurs géométriques θ et φ puisque celles-ci se réfèrent au centre de masse de la paire (pp). Cependant, il faut s'assurer que les barres associées au bruit sont écartées.

Reconstruction des trajectoires

La procédure de la levée de l'ambiguité accomplit une double tâche. Elle permet l'identification des protons d'échange de charge et la détermination à la fois de leurs trajectoires et du vertex de la réaction. Cependant, elle utilise le centre des cellules touchées comme information géométrique liée aux hodoscopes.
Dans le but de calculer les angles des protons, il est nécessaire de remplacer cette information par une position aléatoire répartie sur toute la surface de la cellule. Bien qu'une randomisation implique une dégradation de la précision dans le calcul du vertex (la largeur de la distribution du χ_v^2 change de 1.7 à 2.6 cm^2), elle demeure indispensable pour obtenir une distribution uniforme des angles, et un vertex contenu dans les limites géométriques de la cible du polarimètre. Pour chaque événement, une randomisation sur toutes les huit positions des deux protons dans les hodoscopes est effectuée. Si la coordonnée en z du vertex z_v calculée n'appartient pas à l'intervalle $[z_{min}, z_{max}]$, ou si χ_v^2 a augmenté par plus d'une unité par rapport à sa valeur initiale, alors on randomise à nouveau. z_{min} et z_{max} sont calculées en utilisant l'intersection de la trajectoire du deuton avec les fenêtres de la cible (cf. Appendice A), en rajoutant une marge de sécurité de 5 mm de chaque côté. La contrainte sur le χ_v^2 nous évite de perdre de la précision sur le calcul du vertex et par conséquent celui des angles. Si la solution n'est pas trouvée au bout de 100 itérations, alors la solution avant randomisation est retenue si initialement z_v est dans les limites permises $[z_{min}, z_{max}]$. On garde aussi l'événement si z_v varie dans un domaine de ± 30 cm avant randomisation. Dans ce cas, on lui attribue une valeur nulle afin de minimiser l'erreur sur le calcul du vertex. Cette coupure sur z_v a pour but de s'affranchir des particules produites lors de réactions parasites dans les scintillateurs et le petit hodoscope, et qui persistent malgré la procédure de levée de l'ambiguité. Pour chaque événement sélectionné, on impose que le χ_v^2 soit inférieur à 16 cm^2. Bien que cette condition ne soit que rarement opérationnelle (de l'ordre de 0.1%), elle est cependant utile pour éliminer quelques événements dont la précision sur le calcul de vertex est plus que douteuse.

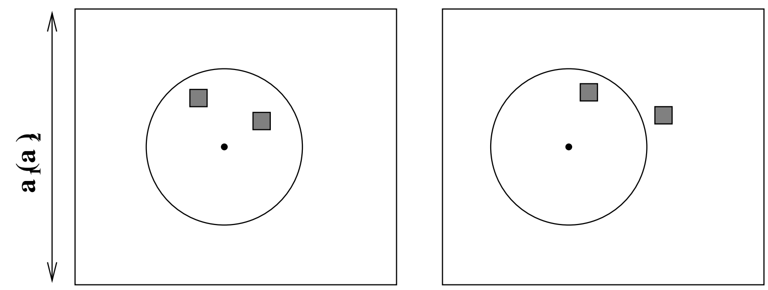
Coupures géométriques

Deux coupures géométriques sont effectuées lors de l'analyse des événements (EC). La première dite "coupure cône intérieur" (CCI), a pour but d'éliminer certaines coïncidences fortuites entre plusieurs particules du faisceau qui résistent malgré toutes les coupures précédentes. La seconde coupure "cône extérieur" (CCE) est nécessaire pour préserver une symétrie cylindrique de détection des protons d'échange de charge. Ce qui est primordial pour les mesures de polarisation.

Cône intérieur

Cette coupure élimine les événements (EC) pour lesquels les trajectoires des deux protons sont très proches de celle du deuton. Ces événements se manifestent dans le premier bin en θ. L'association de la condition d'avoir une seule trace dans les chambres (CH1 et CH2) à celle de satisfaire les coupures ADC semble suffisante pour éliminer ces doubles deutons. Toutefois, on observe que la valeur de l'efficacité du premier bin en θ peut être surestimée en l'absence de cette coupure. L'explication de ceci est l'existence d'un processus dit "cross-talk" qui se manifeste lors du passage d'une particule du faisceau dans les hodoscopes. On peut avoir deux barres qui donnent chacune un signal malgré que seulement une des deux a été touchée. La coupure cône intérieur a donc été sollicitée afin de rejeter les particules du faisceau qui sont à l'origine du "cross-talk". Deux cercles de 1.6 et 4 cm autour de l'impact du deuton sont définies respectivement sur H1 et H2. Aucune particule n'est acceptée à l'intérieur de ces cercles. Cette coupure n'affecte que très peu l'efficacité de détection puisque le taux de comptage dans le premier bin est très faible. L'extraction de l'observable t_{20} peut se faire avec et sans ce bin, et on peut ainsi juger de la qualité des événements qui lui sont associés.

Cône extérieur



(a) événement accepté **(b) événement rejeté**

FIG. III.7 - *Coupures cône extérieur pour les protons.*

Cette coupure est illustrée par le schéma [III.7]. Le point noir représente toujours l'impact du deuton sur l'hodoscope. Les carrés symbolisent les protons d'échange de charge. On impose que les positions des deux protons dans H1 (H2) soient contenues dans un cercle de rayon (a1/2 -R1) (a2/2-R2) centré autour de l'impact du deuton, où a1(a2) est la longueur du côté de l'hodoscope H1(H2). Le fait que ces cercles doivent être inscrits dans les hodoscopes est garanti par la même coupure appliquée sur les deutons (cf. paragraphe [III.2.3]). Les mêmes coupures géométriques sont appliquées à la fois à la calibration et aux données de CEBAF afin d'avoir le même angle solide pour la mesure de l'efficacité dans les deux expériences.

III.2.5 Calcul des angles

Le calcul de l'angle relatif $\theta_{rel} = (\widehat{g_1 v g_2})$ entre les deux protons d'échange de charge est important pour les pouvoirs d'analyse. En raison de la nature de cette réaction [Bug85, Bug87, Car91], on peut en effet maximiser les pouvoirs d'analyse en ne considérant que les régions d'espace de phase correspondantes à des petits angles d'ouvertures entre les deux protons. Des coupures sur θ_{rel} sont donc effectuées. Elles correspondent au rejet des paires de protons EC qui possèdent un angle θ_{rel} supérieur à 18°, 15°, 15° pour les positions respectives 1, 2 et 3 des hodoscopes.
La mesure de l'efficacité dépend des angles θ et φ. Afin de les calculer, on utilise les informations randomisées du vertex et des positions des deux protons dans (H2). L'angle θ entre le centre de masse de la paire (pp) et la direction du deuton incident est calculé via la relation :

$$\cos(\theta) = \frac{\overrightarrow{V_d}.\overrightarrow{V_{CM}}}{V_d.V_{CM}} \tag{III.3}$$

où $\overrightarrow{V_d}$ est la direction du deuton incident déterminée à partir des chambres à fils. $\overrightarrow{V_{CM}}$ est celle du centre de masse de la paire (pp) calculée approximativement comme $\overrightarrow{V_{CM}} = \frac{1}{2}(\overrightarrow{vg_1} + \overrightarrow{vg_2})$.
Dans la calibration, l'angle φ_{cal} est donné par :

$$\cos\varphi_{cal} = \overrightarrow{Y_{cal}}.\overrightarrow{Y_{EC}} \quad \text{avec} \quad \overrightarrow{Y_{EC}} = \frac{\overrightarrow{V_d} \wedge \overrightarrow{V_{CM}}}{V_d.V_{CM}} \tag{III.4}$$

Il est calculé entre $\overrightarrow{Y_{EC}}$ et l'axe vertical $\overrightarrow{Y_{cal}}$ orienté vers le haut.
L'angle θ couvre un domaine [0°,θ_{max}]. La valeur de θ_{max} varie selon la position des hodoscopes. Elle est de 22.9°, 18.7°, 15.1° respectivement pour les positions 1, 2, et 3. L'angle φ appartient à l'intervalle [0°,360°]. L'efficacité est calculée pour des bins de 3° en θ et de 30° en φ.

III.2.6 Basses énergies

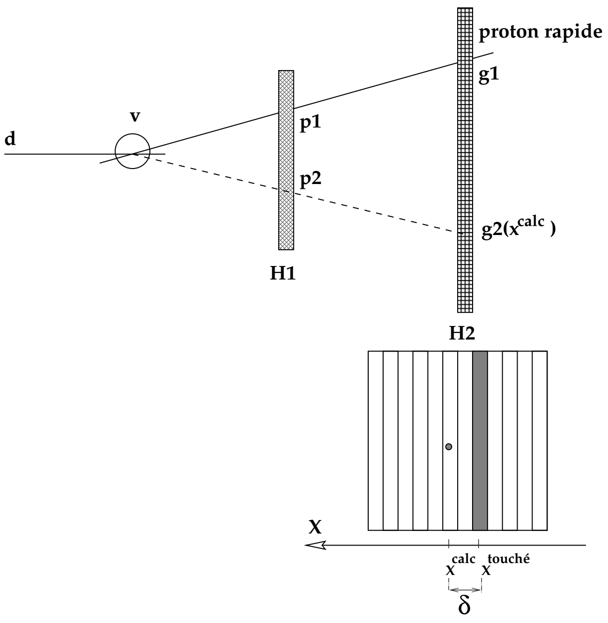


FIG. III.8 - *Levée d'ambiguité pour les protons de basses énergies.*

Pour des énergies cinétiques des deutons inférieures à 180 MeV, qui correspondent au point 1 des données de CEBAF, l'efficacité du polarimètre dépend fortement de l'énergie. Ceci s'explique par le fait que plus les deutons sont de faible énergie, plus leur perte d'énergie dans la cible est importante. De même, les protons perdent une bonne partie de leur énergie dans la cible, l'air et les plans d'hodoscope. Ainsi, une large fraction des protons (EC) n'arrivent pas jusqu'au second plan H2Y du grand hodoscope, ils sont arrêtés dans H2X. L'un des protons n'a donc pas d'information dans H2Y. Pour cette raison, nous allons étendre la méthode dite standard de levée d'ambiguité présentée précédemment, afin qu'elle s'adapte à ce cas particulier.

Afin de remédier à ce problème, on a fait appel à un nouvel algorithme qui utilise toutes les informations géométriques disponibles. Cet algorithme supplémentaire est appliqué seulement dans deux cas: si la méthode standard ne réussit pas à trouver la bonne configuration ou si M1$>$2 et M2 = 2 après les coupures TDC, M1 et M2 étant les multiplicités dans les hodoscopes.

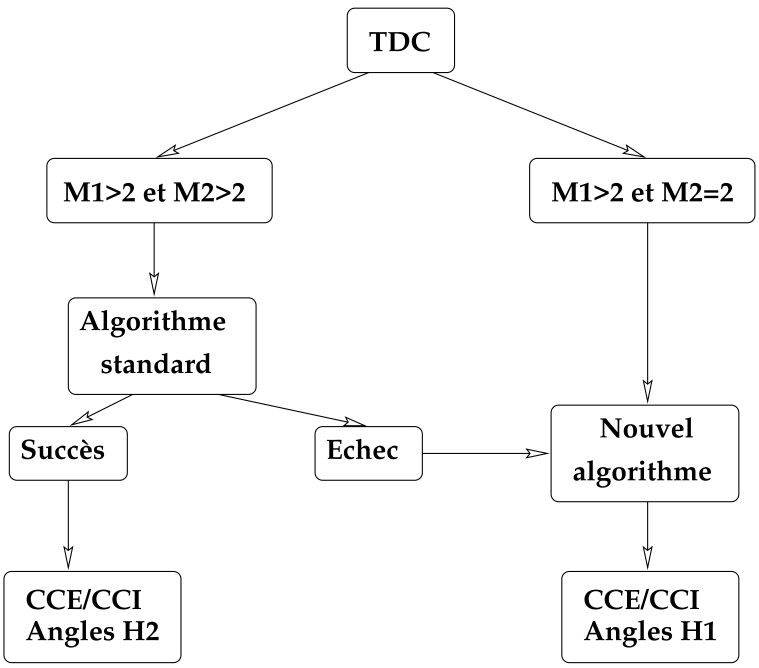


FIG. III.9 - *Principe d'analyse pour les données de basses énergies.*

Puisqu'un des protons n'a pas la bonne information H2Y, le vertex est calculé en utilisant uniquement le proton qui a généré un signal dans les quatre plans des hodoscopes, sans oublier évidemment la trajectoire du deuton. Pour chaque combinaison de barres touchées associées à un proton qui a traversé les quatre plans, le vertex et le χ^2_v sont calculés. La combinaison est rejetée si elle ne correspond pas à une trajectoire de droite ($\widehat{p_i v g_i} > \alpha_{max}$). La combinaison retenue est celle qui correspond au χ^2_v minimum. On déduit donc la position du vertex et la trajectoire du proton le plus rapide. Pour le second proton, la procédure est la suivante: on s'assure qu'on n'utilise pas dans H1 les mêmes barres que celles du premier proton. On utilise les barres restantes pour construire la droite vp_2. La projection de cette droite sur H2X est symbolisée par x^{calc} (cf. figure [III.8]). On dispose par ailleurs des positions x^{touch} données par les barres touchées dans le même plan. La combinaison est rejetée si $d = \left|x^{calc} - x^{touch}\right| > d_{max}$, avec $d_{max} = 10$ cm. Les solutions possibles sont classifiées dans quatre groupes :
(i) Sur les trois plans H1x, H1y et H2x, les deux protons touchent différentes barres.
(ii) Les quatre barres utilisées dans H1 sont toutes différentes.
(iii) Une barre est commune dans H1.
(iv) Une barre est commune dans chaque hodoscope.
On sélectionne la solution qui correspond à la valeur minimale de d dans le groupe (i), sinon dans le groupe (ii), et ainsi de suite. Le reste de l'analyse est similaire au cas standard (cf.figure [III.9]) sauf pour le calcul des angles qui est effectué à l'aide de l'hodoscope H1.

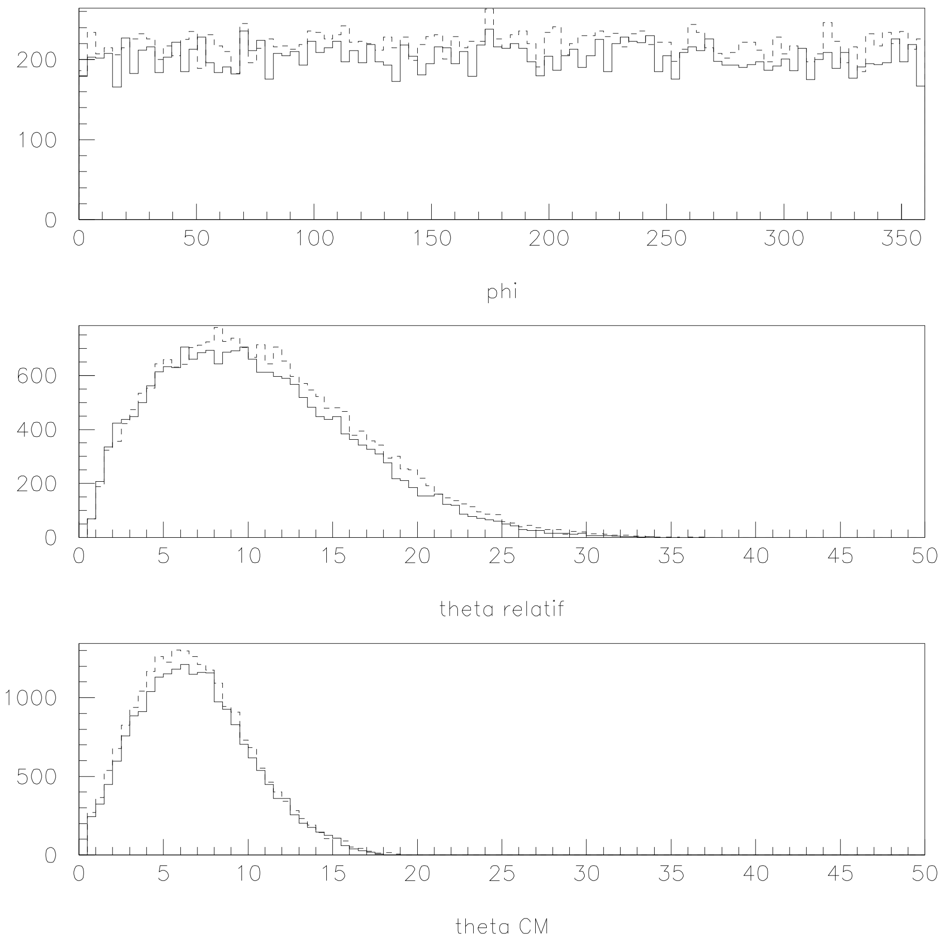


FIG. III.10 - *Comparaison des distributions angulaires des événements EC en utilisant le nouvel algorithme (pointillés) et l'algorithme standard (traits pleins) pour des deutons de 170 MeV d'énergie.*

Dans la schéma [III.9], (CCE) et (CCI) désignent les coupures "cône extérieur" et "cône intérieur". Les valeurs des rayons de (CCI) restent identiques tandis que celles de (CCE) sont différentes. Une petite valeur du rayon a été choisie pour H1 (R1 = 5 cm), et une plus large pour H2 (R2 = 8 cm) afin que cette coupure soit principalement accomplie par H1 où la détermination des coordonnées des protons est la plus certaine.
Dans la figure [III.10] sont montrées les distributions angulaires des événements de la calibration. Les courbes en traits pleins correspondent à celles calculées à partir de la méthode standard. Celles en pointillées représentent les événements rajoutés grâce à la nouvelle méthode. On peut confirmer que le calcul des angles pour ces événements est correct, ce qui donne plus de crédibilité au nouvel algorithme.

Les méthodes d'analyse présentées dans les sections [III.2.4] à [III.2.6] s'inspirent de celles de la référence [Réa94]. Elles en diffèrent cependant par le calcul et l'utilisation de z_v, le critère de χ_v^2 minimum et la randomisation forçant z_v à appartenir à l'intervalle $[z_{min}, z_{max}]$. On reconstruit ainsi plus sûrement les barres touchées, on améliore la précision des traces (α_{max} plus petit) et la réjection de bruit de fond éventuel ne peut qu'en être renforcée. Le choix des variables cinématiques θ et θ_{rel} remplace celui de l'impulsion transférée au neutron et de l'énergie relative des deux protons, pour ne s'appuyer que sur des critères géométriques de localisation. Enfin le cas particulier des basses énergies a été traité.

III.2.7 Résultats de la calibration

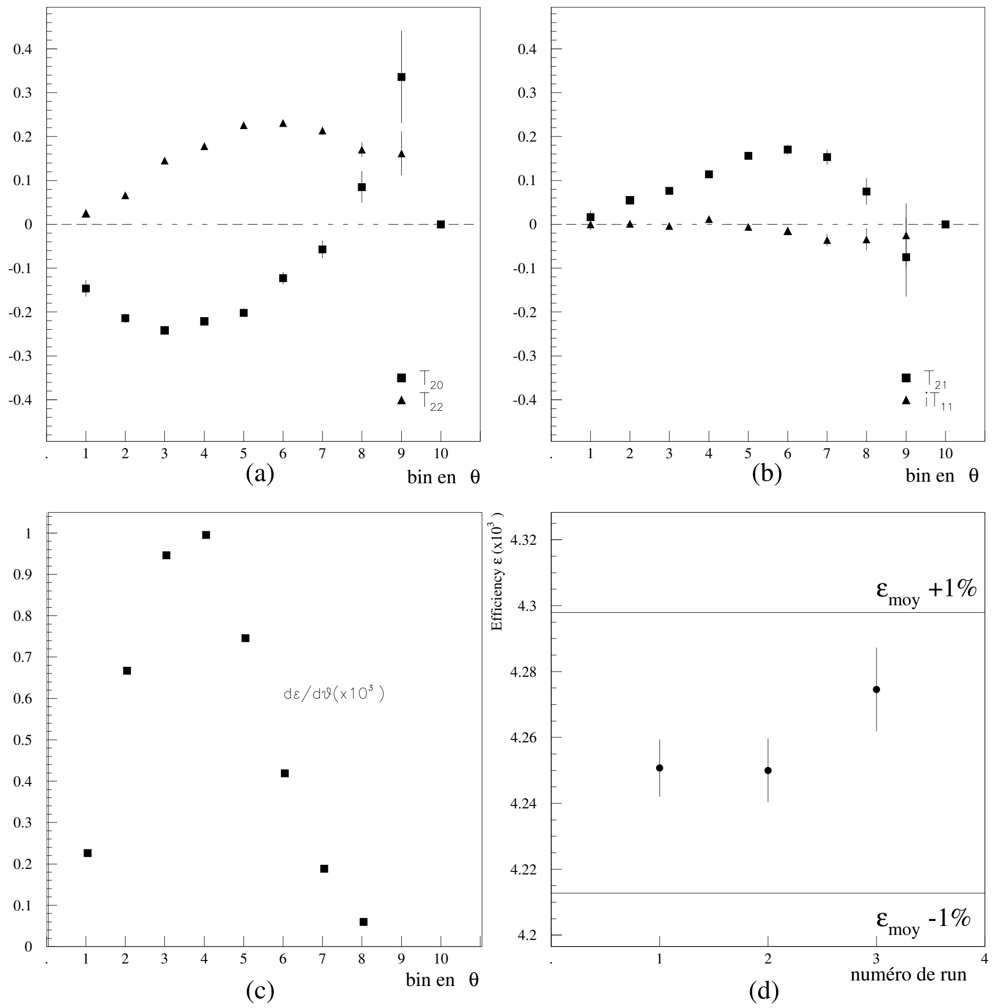


FIG. III.11 - *Résultats des pouvoirs d'analyse et de l'efficacité non polarisée pour des deutons de 280 MeV d'énergie.*

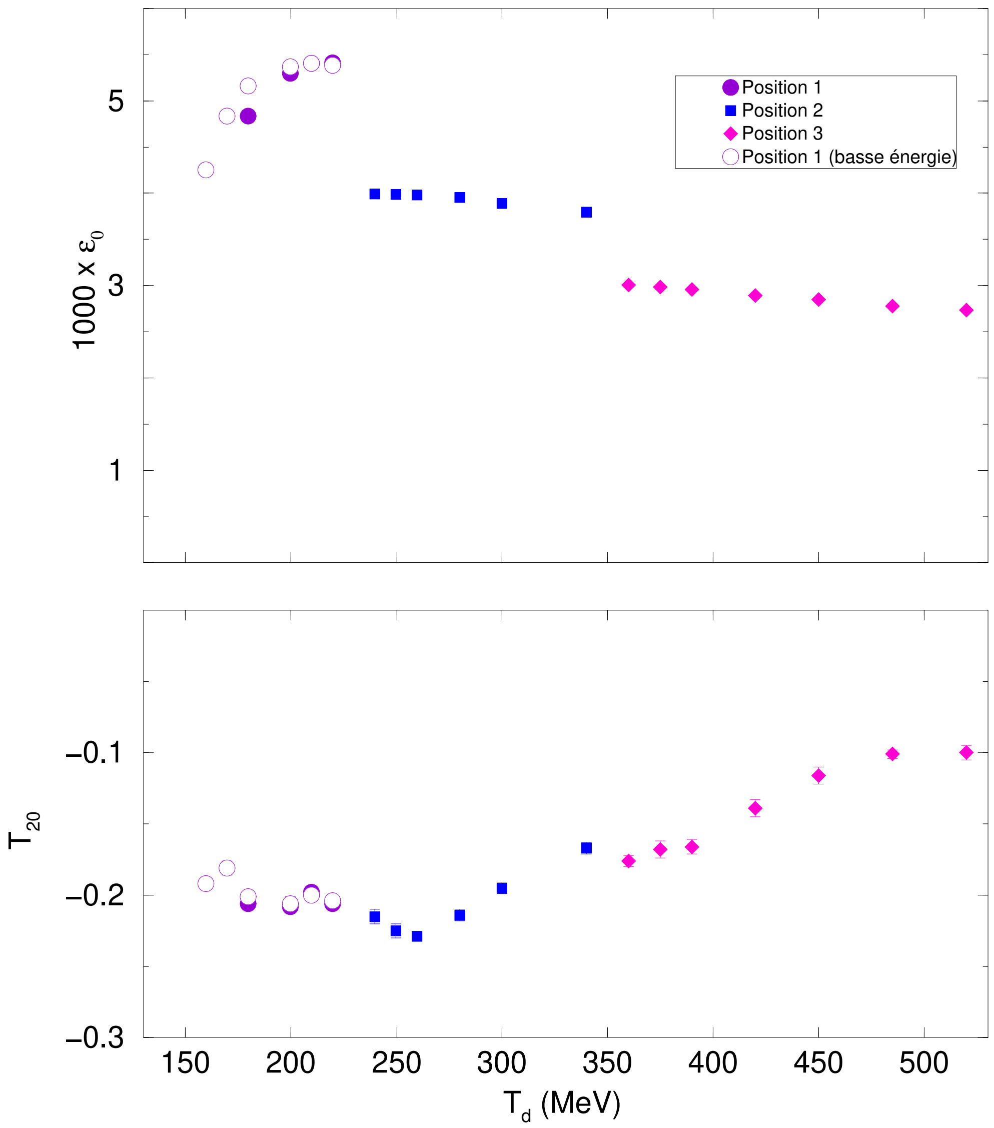


FIG. III.12 - *L'efficacité totale (integrée en θ) et le pouvoir d'analyse moyen pour toutes les énergies de la calibration.*

Le faisceau de deutons successivement polarisé dans les états de polarisation (5, 6, 7 et 8) est envoyé directement sur la cible du polarimètre. Les taux de comptage de la réaction d'échange de charge sont reliés aux pouvoirs d'analyse par la relation :

$$\begin{aligned} N(\theta,\varphi) &= N_0(1+\sqrt{2}\rho_{10}\sin\beta\cos\varphi i T_{11}(\theta)+\rho_{20}\tfrac{3\cos^2\beta-1}{2}T_{20}(\theta)+ \\ &\quad \sqrt{6}\rho_{20}\sin\beta\cos\beta\sin\varphi T_{21}(\theta)-\sqrt{\tfrac{3}{2}}\rho_{20}\sin^2\beta\cos 2\varphi T_{22}(\theta)), \end{aligned} \tag{III.5}$$

où $N_0(\theta)$ est le taux de comptage pour un faisceau non polarisé. ρ_{i0} sont les paramètres de polarisation exprimés dans le repère de la source HYPERION. L'angle β traduit les précessions successives du spin dans le solénoïde OPTIMIST et le spectromètre SPES1. Sa valeur est donnée par l'expression : $\beta = \frac{\pi}{2} + \gamma\theta_s G_d$. γ est le facteur cinématique de Lorentz, $\theta_s = 97°$ est l'angle entre les directions d'impulsion des deutons avant et après SPES1. $G_d = g_d - 1 = -.143$, g_d est le facteur gyromagnétique du deuton. Dans notre expérience, l'angle β varie typiquement de 15° à 17°.

Les angles β et φ qui apparaissent dans la formule [III.5], traduisent le fait que les paramètres de polarisation du faisceau de deuton ρ_{i0} , connus dans le repère de la source, doivent être exprimés dans le repère de la réaction d'échange de charge (cf. paragraphe [I.4.3]). Des combinaisons particulières des $N^i(\theta,\varphi)$ permettent de simuler un faisceau de deutons non polarisés ou un faisceau dont la polarisation est purement vectorielle R_V ou tensorielle R_T (cf tableau [II.2]):

$$\begin{aligned} R_V(\theta,\varphi) &= \frac{N^{(5)}(\theta,\varphi) + N^{(7)}(\theta,\varphi) - N^{(6)}(\theta,\varphi) - N^{(8)}(\theta,\varphi)}{\sum\limits_{i=5}^{8} N^{(i)}(\theta,\varphi)} \\ R_T(\theta,\varphi) &= \frac{N^{(5)}(\theta,\varphi) + N^{(6)}(\theta,\varphi) - N^{(7)}(\theta,\varphi) - N^{(8)}(\theta,\varphi)}{\sum\limits_{i=5}^{8} N^{(i)}(\theta,\varphi)} \end{aligned} \tag{III.6}$$

$N^{(i)}(\theta,\varphi)$ sont les taux de comptages des événements d'échange de charge obtenus pour l'état de spin (i) normalisé par le nombre de deutons incidents dans un domaine angulaire en θ et φ. On a donc accès aux pouvoirs d'analyse via les relations :

$$\begin{aligned} R_V(\theta,\varphi) &= \sqrt{2}\rho_{10}\sin\beta\cos\varphi iT_{11}(\theta) \\ R_T(\theta,\varphi) &= \rho_{20}\frac{3\cos^2\beta - 1}{2}T_{20}(\theta) + \sqrt{6}\rho_{20}\sin\beta\cos\beta\sin\varphi T_{21}(\theta) \\ &\quad -\sqrt{\tfrac{3}{2}}\rho_{20}\sin^2\beta\cos 2\varphi T_{22}(\theta) \end{aligned} \tag{III.7}$$

La dépendance en φ de ces asymétries permet, par une procédure de minimisation du χ^2 d'obtenir les pouvoirs d'analyse vectoriels et tensoriels pour chaque domaine en θ. L'efficacité non polarisée est donnée par l'expression suivante :

$$\varepsilon_0(\theta) = \frac{\sum_{\varphi=1}^{12} N_{EC}(\theta,\varphi)}{N_d^{cor}} \quad \text{avec} \quad N_d^{cor} = \sum_l \left(\frac{l}{l_0}\right) N_d(l) \tag{III.8}$$

l_0 est la longueur de la cible d'hydrogène liquide. l est celle traversée par le deuton (cf. Appendice A). Cette correction permet d'obtenir une efficacité indépendante de la position du faisceau, ce qui est indispensable pour atteindre des précisions de l'ordre du pourcent.

Dans la figure [III.11] sont présentés les résultats de la calibration pour un faisceau de deutons de 280 MeV d'énergie. Comme prévu par la physique de la réaction d'échange de charge [Bug85], le pouvoir d'analyse vectoriel iT_{11} est nul, et ceci pour toute la gamme en énergie couverte par le polarimètre, ce qui confirme le fait que POLDER est un polarimètre purement tensoriel. Dans cette figure les erreurs expérimentales tiennent compte des erreurs statistiques sur les taux de comptage ainsi que sur la mesure de la polarisation du faisceau des deutons incidents.
Une faible statistique est à noter pour les grands angles de diffusion θ. Elle s'explique par la baisse de la section efficace de la réaction EC ainsi que par la perte dans l'acceptance du polarimètre causée par la coupure cône extérieur (cf. paragraphe [III.2.4]).
La figure [III.11.d] représente l'efficacité totale (integrée en θ) pour trois différents runs de la calibration, correspondant à des conditions d'intensité et de position du faisceau différentes. On constate que la stabilité de l'efficacité est bien meilleure que le pourcent. La figure [III.12] représente l'efficacité totale et le pouvoir d'analyse T_{20} moyen pour toutes les énergies de la calibration. Ces données globales n'interviennent pas dans l'analyse, mais elles résument l'ensemble de la calibration.

III.2.8 Interpolation en énergie

Les énergies des deutons de l'expérience t_{20} ne correspondent pas forcément à celles de la calibration. Pour disposer des pouvoirs d'analyse et de l'efficacité non polarisée à n'importe quelle énergie, il faut effectuer des interpolations des observables de la calibration. Puisque la position des hodoscopes est adaptée à l'énergie incidente des deutons, l'interpolation ne peut se faire qu'avec des énergies d'une même position. Pour chacune de ces énergies[2] et pour chaque bin en θ, les valeurs de $\varepsilon_0(\theta)$ et des $T_{ij}(\theta)$ sont disponibles. Une paramétrisation de ces observables est utilisée afin de pouvoir les déterminer dans tout le domaine en énergie couvert par une position des hodoscopes. La forme choisie est la suivante :

$$f(E) = a + \frac{b}{E} + \frac{c}{E^2} \qquad \text{(III.9)}$$

Pour la position 2 des hodoscopes, les résultats de l'interpolation de $\varepsilon_0(\theta)$ et T_{20} sont reproduits sur les deux figures [III.13] et [III.14].

2. Une correction de perte d'énergie à la sortie de SPES1 (380 keV au maximum à 160 MeV) est appliquée aux valeurs du tableau [III.1].

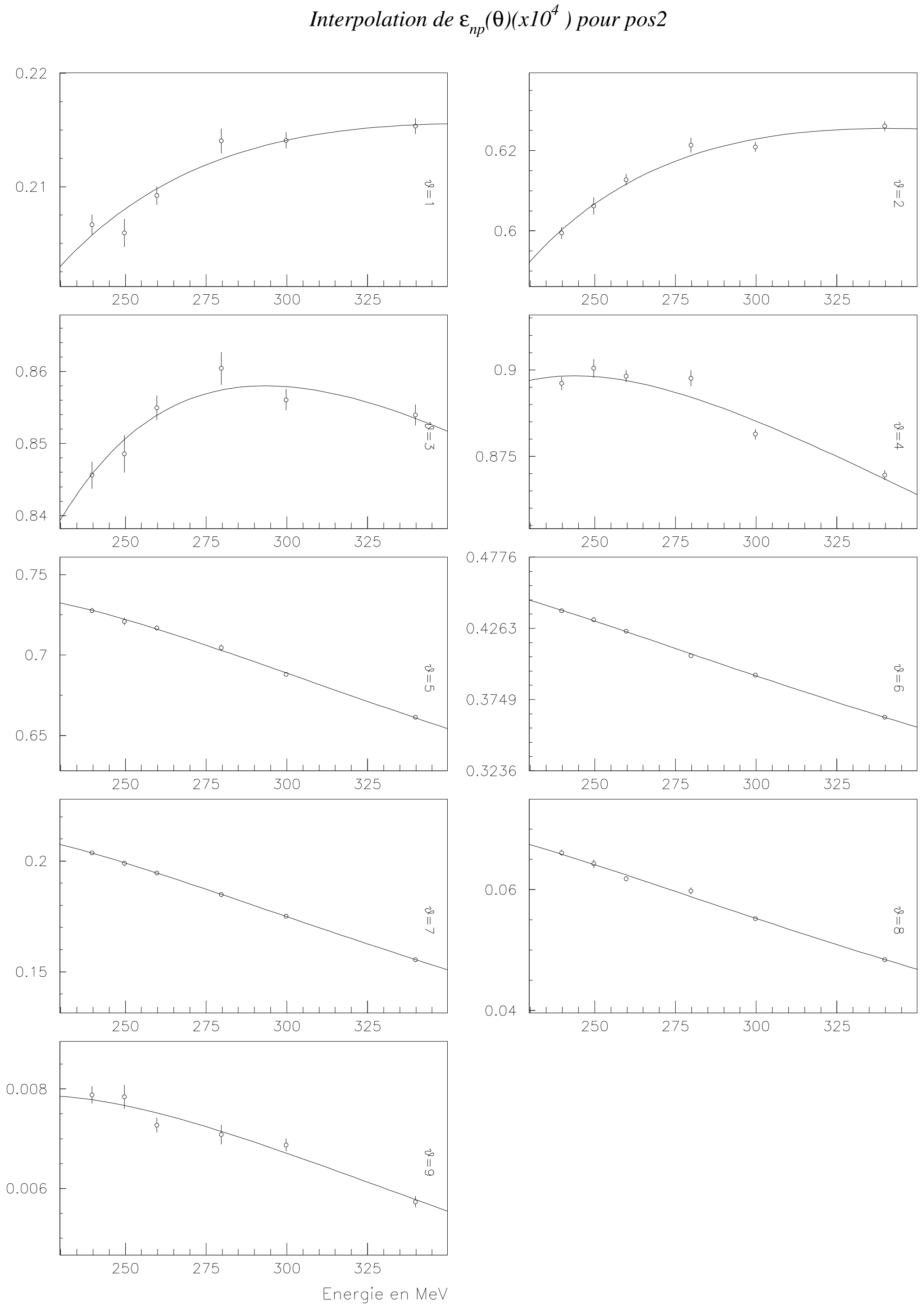


FIG. III.13 - *Résultats d'interpolation en énergie de $\varepsilon_0(\theta)$ pour la deuxième position des hodoscopes, pour la 9 bins en θ. Noter l'échelle verticale (en particulier pour les bins les plus significatifs 3, 4, et 5) qui indique une précision bien inférieure à 1%.*

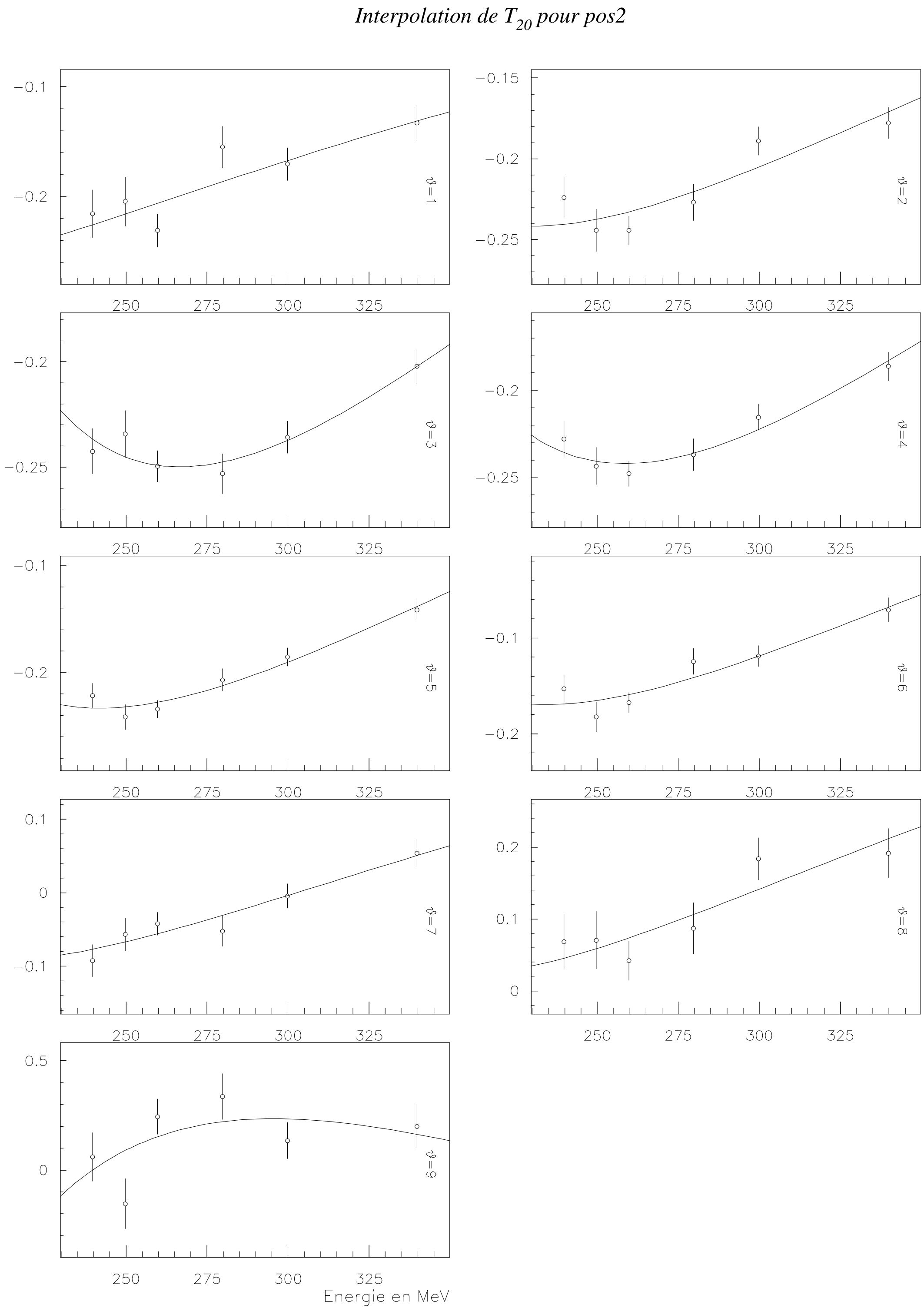


FIG. III.14 - *Résultats d'interpolation en énergie de $T_{20}(\theta)$ pour la deuxième position des hodoscopes.*

III.3 L'expérience t_{20}

Nous allons décrire dans cette section la procédure suivie pour l'analyse des données de l'expérience t_{20}. Comme on l'a déjà mentionné, elle est semblable à celle adoptée pour la calibration. Néanmoins, l'identification des deutons issus de la réaction ed élastique, ainsi que la mesure de leur énergie, représentent des étapes supplémentaires et spécifiques à l'analyse des données de CEBAF.

III.3.1 Principe d'analyse

L'analyse des données de CEBAF a pour objectif de mesurer les polarisations tensorielles t_{2i} des deutons élastiques via une seconde diffusion sur la cible (LH_2) de POLDER. Avant donc de pouvoir mesurer ces observables, il est nécessaire d'identifier les événements associés à la diffusion élastique $D(e, e'\overrightarrow{d})$. Une détection en coïncidence de l'électron dans HMS et du deuton dans le polarimètre permet d'identifier les deutons élastiques. Cette identification se fait à l'aide de coupures sur le temps de vol entre les deux particules de la coïncidence, l'impulsion de l'électron et l'énergie déposée par le deuton dans les ADC, S1 et S2. Une fois ces deutons élastiques identifiés, le même traitement deuton de la calibration leur est appliqué, et de même pour les protons EC qui lui sont associés. L'efficacité $\varepsilon(\theta, \varphi)$ est ensuite calculée. L'interpolation des pouvoirs d'analyse et de l'efficacité non polarisée permet d'obtenir ces observables pour les énergies des deutons de CEBAF. On peut alors à partir de l'expression (III.2) extraire les polarisations tensorielles t_{20}, t_{21} et t_{22}.

Traitement des coïncidences (ed)

Bien que l'acquisition définisse l'événement (ed) comme une coïncidence entre S1, S2 et HMS, il est indispensable pour bien l'identifier d'utiliser des coupures qui aident à s'affranchir des coïncidences fortuites et de celles générées par les protons produits dans la réaction d'électrodésintégration des deutons.

Coupures sur l'électron

Une particule détectée dans HMS est reconnue comme un électron lorsqu'au moins pour chaque hodoscope, trois plans sur quatre sont touchés, en plus du signal d'identification provenant du Cherenkov et du calorimètre. La détermination des trajectoires des particules s'effectue à l'aide des deux chambres à dérive. Ceci permet de calculer la position, l'impulsion et les angles des électrons dans le plan focal.

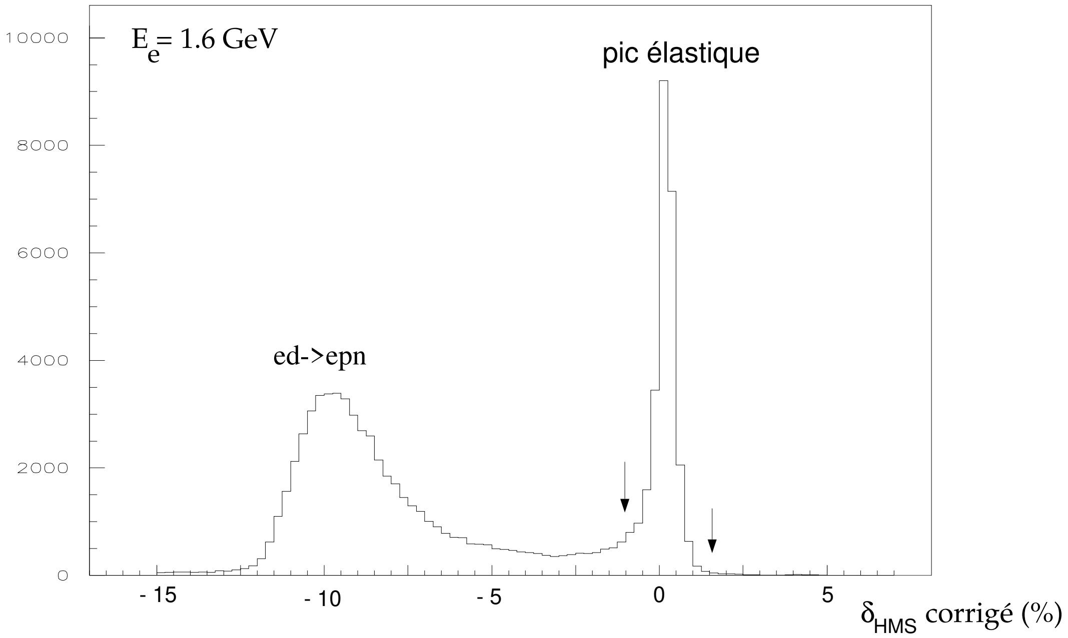


FIG. III.15 - *Le spectre de delta corrigé pour le point 2.*

En utilisant la matrice de transfert du spectromètre HMS, on remonte au vertex de la réaction (ed) élastique, à l'angle de diffusion θ_e, et à l'impulsion de l'électron diffusé p'. Des coupures larges sont appliquées sur la position du vertex ainsi que sur les angles calculés au niveau de la cible (LD_2) dans le but d'éliminer les trajectoires mal reconstruites. Une autre coupure plus contraignante est celle effectuée sur l'impulsion des électrons diffusés. Elle sert à rejeter les électrons associés aux protons produits lors des réactions de cassure du deuton et la majeure partie des processus radiatifs associés à la diffusion élastique. En pratique, c'est sur la variable $delta$ corrigée de la corrélation cinématique angulaire que la coupure est appliquée, ce qui permet d'avoir un pic élastique plus étroit. $delta$ est défini par la relation suivante :

$$delta = \frac{p' - p_\circ}{p_\circ} \tag{III.10}$$

où $p_\circ$ est l'impulsion centrale de HMS. L'existence de ces protons provenant de la réaction $(ed \to epn)$ se manifeste sur la plage en $delta$ inférieure au pic élastique (cf. figure [III.15]). En associant les coupures ADC et temps de vol à la coupure $delta$, on les élimine. Cependant, les électrons élastiques ayant perdu de l'énergie par processus radiatif ne sont pas identifiés. Ces événements sont donc conservés. On s'attend que la polarisation des deutons n'en soit pas modifiée à la précision de nos mesures, et on le vérifiera en section [IV.2.2].

Coupures sur le temps de vol et ADC

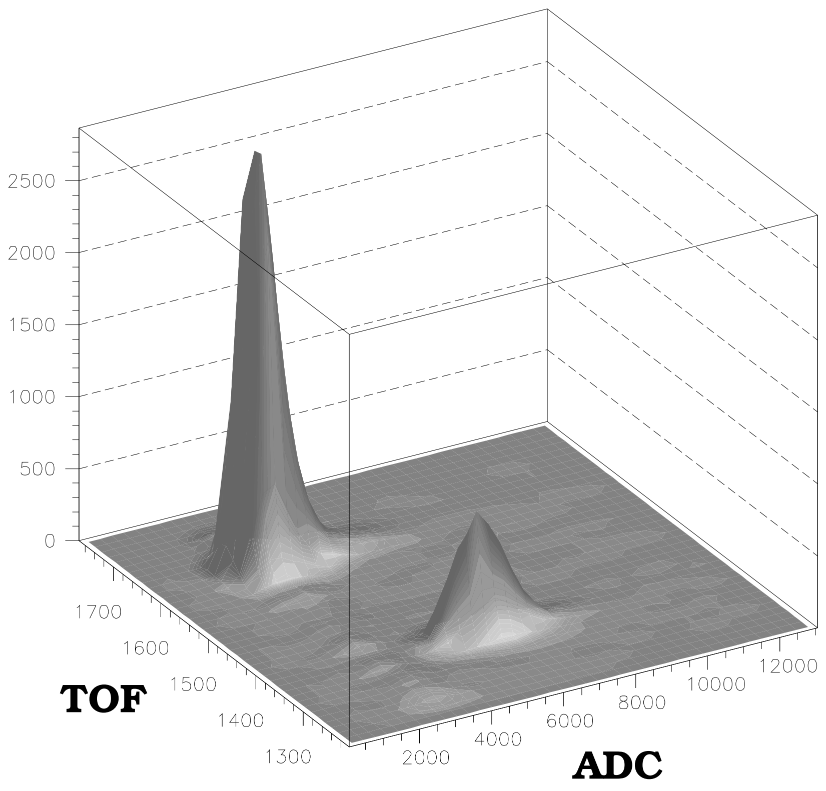


FIG. III.16 - *ADC versus temps de vol (TOF) pour le point 2. Le petit pic correspond aux deutons de la diffusion* ed*.*

Pour les événements de coïncidence, le temps de vol est mesuré entre l'électron dans HMS et le deuton dans POLDER. Ceux des protons de la réaction quasi-élastique $(ed \rightarrow epn)$ qui sont transmis par le canal magnétique ont une impulsion voisine de celles des deutons et par conséquent une vitesse supérieure. Leur temps de vol (tof) est donc plus petit. En effectuant une coupure tof, on réussit à sélectionner les deutons élastiques.
Les deux coupures $delta$ et tof sont appropriées à l'expérience t_{20} tandis que celle qui fait appel aux ADC est commune aux deux expériences. Cependant la nature des événements à rejeter est différente dans chaque cas. En effet, lors de la calibration, cette coupure était utilisée afin d'éliminer les doubles deutons. Pour les données de CEBAF, c'est plutôt, les pro-

tons quasi-élastiques et en coïncidence fortuite qu'on cherche à écarter. Ces premiers correspondent au grand pic du spectre bidimensionnel représenté dans la figure [III.16], tandis que les seconds se manifestent par une petite trainée à la même valeur d'ADC.
Grâce à ces trois coupures, tous les événements sélectionnés sont parfaitement identifiés comme étant élastiques, le résiduel de protons de coïncidence fortuite est inférieur à 0.2 $\%$ pour toutes les cinématiques. Il est négligé dans l'analyse. Il est important de noter que même si on en perd quelques bons événements, l'extraction des polarisations n'est aucunement affectée. Ceci s'explique par le fait que quel que soit le nombre de deutons élastiques considérés, le calcul de l'efficacité reste correct tant que tous les événements EC associés sont comptabilisés.

Traitement des EC

Il est en tous points semblable à celui de la calibration, sauf pour la définition de φ. celui-ci apparaît dans l'expression (III.2) de l'efficacité polarisée $\varepsilon(\theta, \varphi)$, il est calculé entre la normale $\overrightarrow{Y_{EC}}$ au plan de la réaction d'échange de charge et la normale $\overrightarrow{Y_{ed}}$ au plan de la réaction primaire qui est dans notre cas le diffusion élastique (ed). $\overrightarrow{Y_{ed}}$ est donc défini par ($\overrightarrow{Y_{ed}} = \overrightarrow{k_{in}} \wedge \overrightarrow{k_{out}}$) pour le deuton. Ce qui revient à ($\overrightarrow{Y_{ed}} = -\overrightarrow{k_e} \wedge \overrightarrow{k_d}$) puisque le deuton était initialement au repos. Dans le cas de la calibration, l'angle φ_{cal} est calculé entre $\overrightarrow{Y_{EC}}$ et l'axe vertical $\overrightarrow{Y_{cal}}$ orienté vers le haut. L'angle φ se déduit donc de l'angle φ_{cal} par la relation $\varphi = \varphi_{cal} + \pi$.

III.3.2 Energie cinétique des deutons

Avant de calculer les pouvoirs d'analyse et l'efficacité non polarisée, il est indispensable de connaître l'énergie des deutons à l'entrée du polarimètre. Dans le cas de la diffusion élastique, l'énergie du faisceau E_e au vertex, et l'angle de diffusion de l'électron θ_e suffisent pour déterminer, à la cible, l'énergie des deutons de recul. Elle s'écrit :

$$T_d = E_e \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{2E_e}{M_d} \sin^2(\frac{\theta_e}{2})} \right) \tag{III.11}$$

Dans la figure [III.17] sont montrées les distributions en énergie des deutons au vertex pour les points 2 et 6. Afin d'obtenir leur énergie à l'entrée du polarimètre, on calcule leur perte d'énergie dans tous les matériaux (cf. paragraphes [II.4.2] et [II.4.4]) commençant par la cible de deutérium liquide, jusqu'à l'entrée des chambres à fils du polarimètre. Une grande précision est requise pour ces calculs, spécialement pour le point 1. Ceci est dû au fait que l'efficacité, pour T_d <190 MeV, dépend fortement de l'énergie, et par conséquent t_{20} aussi. La

perte d'énergie des deutons entre le vertex (corrigé de la position réelle du faisceau due au balayage) et POLDER, est en moyenne de 7.3 MeV, dont 4.1 MeV dans la cible LD_2, pour la cinématique 1, de 3.5 MeV pour la cinématique 6.
La formule (III.11) ne tient pas compte du Bremsstrahlung. Cet effet est calculé non pas à chaque événement, mais globalement: à l'aide d'une simulation, on estime la différence d'énergie moyenne des deutons de recul avec et sans Bremsstrahlung pour les coupures delta corrigé appliquées. Les énergies moyennes sont ainsi diminuées de 0.4, 0.6, 0.6, 0.8, 0.8, 1.4 MeV pour nos six cinématiques (1 à 6).

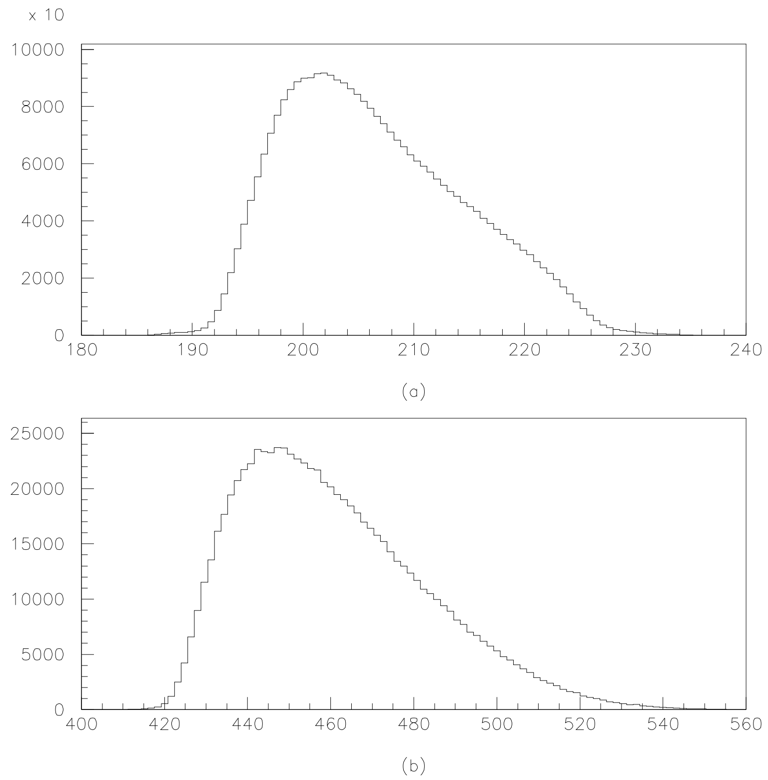


FIG. III.17 - *Distribution en énergie des deutons élastiques pour les points 2 (a) et 6 (b).*

III.3.3 Calcul des polarisations tensorielles t_{20}, t_{21}, et t_{22}

L'extraction des observables de polarisation des deutons de recul issus de la diffusion ed élastique, se fait grâce à la détermination de l'efficacité de la réaction d'échange de charge $\varepsilon(\theta, \varphi)$ produite par ces deutons. Ce qui se traduit par la relation :

$$\begin{aligned} \varepsilon(E, \theta, \varphi) \quad = \quad & k\varepsilon_0(E, \theta)[1 + t_{20}(E)T_{20}(E, \theta) + 2\cos\varphi t_{21}(E)T_{21}(E, \theta) + \\ & 2\cos 2\varphi t_{22}(E)T_{22}(E, \theta)] \end{aligned} \tag{III.12}$$

k est un facteur provisoire de normalisation entre les données de CEBAF et celles de SATURNE. Quelle que soit l'énergie des deutons à CEBAF, les valeurs des pouvoirs d'analyse $T_{2j}(E,\theta)$ et de l'efficacité non polarisée $\varepsilon_0(E,\theta)$ sont obtenues à l'aide de l'interpolation en énergie des données de la calibration. Puisque $\varepsilon(\theta,\varphi)$ est pondérée par la distribution en énergie des deutons élastiques, les $T_{2j}(\theta)$ et $\varepsilon_0(\theta)$ doivent l'être aussi :

$$N_{EC}(\theta,\varphi) = \int_E N_d(E) \times \varepsilon(E,\theta,\varphi)dE \tag{III.13}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon(\theta,\varphi) &= \frac{k}{N_\varphi}[<\varepsilon_0(\theta)> + t_{20}(E_{moy}) < \varepsilon_0(\theta)T_{20}(\theta)> + 2\cos\varphi t_{21}(E_{moy}) \\ & < \varepsilon_0(\theta)T_{21}(\theta)> + 2\cos 2\varphi t_{22}(E_{moy}) < \varepsilon_0(\theta)T_{22}(\theta)>]. \end{aligned} \tag{III.14}$$

$N_\varphi = 12$ est le nombre d'intervalles en φ.
En pratique, les énergies utilisées sont des valeurs entières T_d. $n_d(T_d)$ est le nombre des deutons dont l'énergie est contenue dans l'intervalle $[T_d, T_d + 1MeV[$. L'intégrale est donc remplacée par une somme discrète.

$$< \varepsilon_0(\theta) >= \frac{\sum_{T_d} n_d(T_d)\varepsilon_0(\theta,T_d)}{\sum_{T_d} n_d(T_d)}$$

$$< \varepsilon_0(\theta)T_{2i}(\theta) >= \frac{\sum_{T_d} n_d(T_d)\varepsilon_0(\theta,T_d)T_{2i}(\theta,T_d)}{\sum_{T_d} n_d(T_d)}$$

On peut montrer que la formule (III.14) est correcte pour un choix correspondant à :

$$E_{moy} = \frac{\sum_{T_d} n_d(T_d)T_d\varepsilon_0(\theta)T_{20}(\theta)}{\sum_{T_d} n_d(T_d)\varepsilon_0(\theta)T_{20}(\theta)} .$$

En pratique, à mieux que 0.1 MeV près, on a $E_{moy} = \frac{\sum_{T_d} n_d(T_d)T_d}{\sum_{T_d} n_d(T_d)}$, E_{moy} étant l'énergie moyenne des deutons élastiques à l'entrée du polarimètre. Pour calculer les trois tenseurs de polarisation t_{2i}, il est commode de définir un intervalle j comme étant un bin en θ et φ. Puisque quelques intervalles en j contiennent peu d'événements, on a recours à une distribution poissonnienne [PDG92]. Une meilleure estimation des quatre paramètres k et t_{2i} est obtenue en minimisant la quantité :

$$\chi^2_{tot} = 2\sum_{j=1}^{108}\left[N_{EC}(j) - N^{exp}_{EC}(j) + N^{exp}_{EC}(j)\ln\frac{N^{exp}_{EC}(j)}{N_{EC}(j)}\right] \tag{III.15}$$

$N_{EC}(j)$ est donné par l'équation (III.14). $N^{exp}_{EC}(j)$ est le nombre d'événements EC mesurés lors de l'expérience t_{20}. χ^2_{tot} doit vérifier une distribution en χ^2 de 104 degrés de liberté. La minimisation a été réalisée en utilisant MINUIT [Jam75]. Les valeurs de χ^2_{tot} représentent une solide indication que la réponse du polarimètre est bien maitrîsée pour les deux expériences.

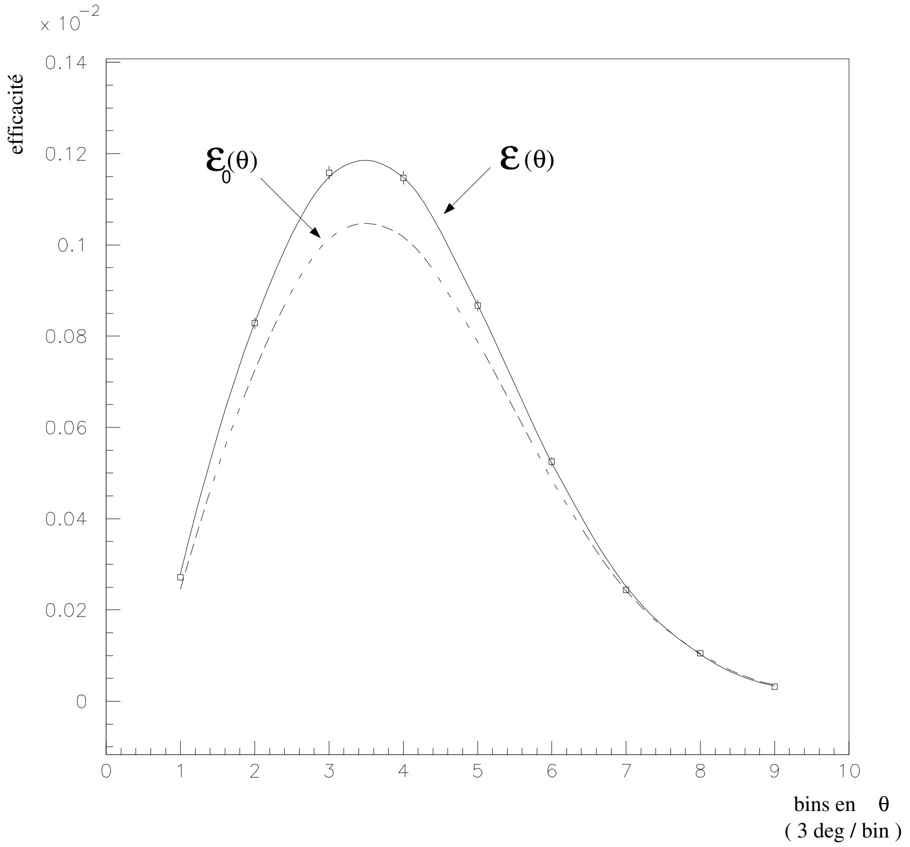


FIG. III.18 - *Comparaison entre l'efficacité polarisée $\varepsilon(\theta)$ et celle non polarisée $\varepsilon_0(\theta)$ pour le point 1.*

Afin d'illustrer la qualité du fit, l'équation (III.14) peut être sommée sur tous les 12 bins en φ, on obtient alors :

$$\varepsilon(\theta) = k\varepsilon_0(\theta)[1 + t_{20}T_{20}(\theta)] \tag{III.16}$$

avec $\varepsilon(\theta) = \sum_{\varphi bins} \varepsilon(\theta, \varphi)$.
Dans la figure [III.18] sont illustrées pour le point 1, les efficacités à la fois polarisée $\varepsilon(\theta)$ obtenue à partir du fit t_{20}, et non polarisée $\varepsilon_0(\theta)$ déduite de l'interpolation des données de la calibration. Les points expérimentaux sont les résultats de CEBAF avec leurs barres d'erreurs statistiques. Comme $T_{20}(\theta) < 0$ pour les bins 1 à 6, $\varepsilon(\theta) > \varepsilon_0(\theta)$ implique $t_{20} < 0$.

Facteur de normalisation k (pour vérification)

L'analyse de la calibration et de l'expérience t_{20} doivent impliquer que la réponse du polarimètre est inchangée entre ces deux expériences. A titre de vérification, dans une étape intermédiaire de l'extraction de t_{ij}, on introduit le facteur de normalisation k dans l'équation

Cinématiques	1	2	3	4	5	6
k	1.00	1.01	0.99	1.01	1.17	1.03
Δk	$\pm$0.01	$\pm$0.01	$\pm$0.02	$\pm$0.02	$\pm$0.05	$\pm$0.05
$\chi^2(k$=1)	0.94	1.09	1.03	1.16	1.18	1.22

TAB. III.2 - *Les valeurs du facteur de normalisation k et du χ^2 pour les six cinématiques.*

(III.12) [Gar90]. Si on le laisse libre dans la minimisation (III.15), on obtient des valeurs compatibles avec 1 (cf. Tab(III.2)), avec une précision statistique variant de 2 à 5$\%$, sauf pour le point 5 (voir chapitre [IV]). Cette vérification faite, on fixe k à 1, et on recommence la minimisation pour obtenir les résultats définitifs.

Chapitre IV

Résultats

Dans ce chapitre seront présentés les résultats des observables de polarisation t_{20} , t_{21} et t_{22} , ainsi que ceux des facteurs de forme électromagnétiques de charge du deuton G_C et G_Q. Une étude détaillée des différents paramètres susceptibles d'intervenir dans leur détermination a été réalisée afin d'estimer au mieux les erreurs. Enfin, nous allons comparer nos résultats avec les données antérieures.

IV.1 Polarisations au niveau de POLDER

les résultats de t_{20}^p , t_{21}^p et t_{22}^p obtenus au niveau du polarimètre POLDER, ainsi que les erreurs statistiques sont présentés dans le tableau [IV.1]. T_d^p l'énergie moyenne des deutons à l'entrée du polarimètre.
Les erreurs statistiques sur les polarisations tensorielles t_{20} , t_{21} et t_{22} sont associées aux me-

Cinématiques	1	2	3	4	5	6
T_d^p (MeV)	166.60	198.95	262.63	305.70	387.21	453.55
t_{20}^p	-0.631	-0.387	0.141	0.267	0.552	0.474
$\triangle t_{20}^{stat}$	0.036	0.024	0.033	0.044	0.087	0.184
t_{21}^p	0.379	0.306	0.244	0.221	0.211	0.045
$\triangle t_{21}^{stat}$	0.049	0.034	0.042	0.055	0.097	0.161
t_{22}^p	0.130	0.014	0.007	0.072	0.012	-0.140
$\triangle t_{22}^{stat}$	0.040	0.024	0.029	0.033	0.050	0.076

TAB. IV.1 - *Résultats des observables de polarisation t_{2j}^p avec les erreurs statistiques.*

sures d'efficacité de la réaction d'échange de charge. Elles sont déterminées à partir des erreurs individuelles sur les taux de comptage des événements d'échange de charge $N_{EC}(\theta, \varphi)$ et des événements e-d élastiques N_d.

IV.2 Estimation des erreurs systématiques

Cette section est entièrement consacrée au traitement des erreurs systématiques qui sont définies ci-dessous :
$\star$ Erreurs liées à la calibration.
$\star$ Erreurs liées à l'expérience.
$\star$ Erreurs liées à l'analyse de POLDER.
$\star$ Erreurs liées aux asymétries expérimentales.

IV.2.1 Calibration

Les sources d'incertitude sur les t_{2i} peuvent être classifiées en trois catégories :
$\star$ Polarisation du faisceau de deutons.
$\star$ Erreurs statistiques sur les quatre observables de la calibration.
$\star$ Interpolation en énergie des données de la calibration.

Polarisation des deutons

Cette erreur provient de l'incertitude sur le pouvoir d'analyse de la réaction $dd \longrightarrow tp$ utilisée pour mesurer la polarisation du faisceau de deutons dans le polarimètre de basse énergie (cf. section [II.3.1]). Elle est de l'ordre de 3% [Arv88] sur la polarisation tensorielle ρ_{20}. Elle se traduit donc par une erreur de 3% sur les valeurs de t_{20}^p , t_{21}^p et t_{22}^p. Les erreurs $\triangle t_{2j}^{pol}$ sur les six cinématiques sont reportées dans le tableau [IV.2].

Dépolarisation des deutons

Avant l'accélération, la polarisation du faisceau des deutons est mesurée par le polarimètre basse énergie. Cependant des phénomènes de dépolarisation peuvent se produire lors de l'accélération. En cas de fonctionnement normal de la machine, il n'y a pas de risque de dépolarisation des deutons, car la première dépolarisation apparaît à 1198 MeV [Gro79], tandis que l'énergie maximale des deutons lors de la calibration était de 520 MeV. Malheureusement, un mauvais réglage du courant dans un quadripôle [Eyr98] a provoqué pendant une durée de quelques runs une dépolarisation partielle du faisceau limitant la polarisation à environ 65% de

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{pol}$	$\triangle t_{21}^{pol}$	$\triangle t_{22}^{pol}$
1	0.019	0.011	0.004
2	0.012	0.009	-
3	0.004	0.007	-
4	0.008	0.007	-
5	0.017	0.006	-
6	0.014	0.001	0.004

TAB. IV.2 - *Erreurs sur t_{2j}^{p} induites par celles sur la mesure de la polarisation du faisceau de deutons à SATURNE.*

Energie	ρ_{20}	$\triangle\rho_{20}$
160, 180, 200, 220	0.649	0.0035
170, 210, 260, 280,375, 390, 450, 485	0.682	0.0034
240	0.5005	0.0072
300	0.5739	0.0086
340	0.5168	0.0067
360	0.5686	0.0067
420	0.4513	0.0064
520	0.4127	0.0063

TAB. IV.3 - *Polarisation tensorielle ρ_{20} de faisceau de deutons, et erreurs pour les différentes énergies de la calibration.*

sa valeur mesurée par le polarimètre basse énergie. Pour des runs de même énergie, la dépolarisation devrait être constante tant que l'émittance du faisceau n'a pas été modifiée. Toutefois, il n'a pas été possible de déterminer avec précision la valeur de cette dépolarisation. On a eu recours pour les énergies concernées à une procédure de renormalisation basée sur une comparaison globale entre les pouvoirs d'analyse obtenus lors la calibration en 1993 sur l'ancienne version du polarimètre [Réa94] et nos pouvoirs d'analyse. Plusieurs mesures de polarisation du faisceau ont été effectuées durant la calibration. Elles correspondent aux valeurs de ρ_{20} des deux premières lignes de tableau [IV.3]. Des facteurs de correction sont ensuite appliqués aux énergies affectées de dépolarisation partielle. Les valeurs des polarisations tensorielles ρ_{20} utilisées pour les différentes énergies et leurs erreurs sont reportées dans le tableau [IV.3].

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{cal}$	$\triangle t_{21}^{cal}$	$\triangle t_{22}^{cal}$
1	0.005	0.011	0.002
2	0.016	0.007	0.001
3	0.003	0.004	-
4	0.004	0.004	0.001
5	0.014	0.006	0.001
6	0.014	0.006	0.001

TAB. IV.4 - *Erreurs sur t_{2j}^{p} dues aux erreurs statistiques sur les pouvoirs d'analyse, ρ_{20} et l'efficacité non polarisée.*

Erreurs statistiques sur les observables de calibration

Les erreurs statistiques sur les mesures des pouvoirs d'analyse et de l'efficacité non polarisée doivent aussi être prises en compte. Aux erreurs statistiques sur les pouvoirs d'analyse, on combine quadratiquement celles dues aux erreurs statistiques sur ρ_{20} (tableau [IV.3]). Puis un millier de tirages aléatoires de forme gaussiènne des quatre observables de la calibration sont effectués à l'intérieur de leurs barres d'erreurs. A chaque tirage, les nouvelles valeurs de T_{ij} et de ε_0 obtenues sont utilisées dans la procédure de minimisation du χ^2_{tot} (eq. [III.15]) afin de déterminer les paramètres de polarisation t_{20}^{p}, t_{21}^{p}, et t_{22}^{p}. Les distributions des mille valeurs obtenues sont paramétrisées par des gaussiennes dont la valeur centrale correspond à la valeur finale des t_{2j}^{p}, et la déviation standard représente l'erreur systématique $\triangle t_{2j}^{cal}$ due à l'erreur statistique sur T_{2j} et sur ε_0, ainsi que sur ρ_{20}. Ces erreurs sont rassemblées dans le tableau [IV.4].

L'interpolation en énergie

Cette erreur est estimée en utilisant pour l'interpolation des observables de la calibration, la totalité ou une partie des énergies disponibles. Une erreur systématique a été estimée en comparant la valeur des observables de polarisation t_{2j}^{p} obtenues en utilisant dans l'interpolation différents groupes d'énergies des deutons. L'interpolation en énergie du pouvoir d'analyse T_{20} fait apparaître des effets systématiques pour les énergies 170 et 200 MeV, qui correspondent aux énergies moyennes des points 1 et 2. Ces fluctuations sont visibles dans la figure [III.12]. Il en a été tenu compte en augmentant, pour ces points, l'erreur sur la polarisation du faisceau de deuton, de 3 à 8 et 5 $\%$ respectivement.

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{int}$	$\triangle t_{21}^{int}$	$\triangle t_{22}^{int}$
1	0.032	0.002	0.002
2	0.010	0.010	-
3	0.001	0.006	-
4	0.003	-	-
5	0.010	-	0.001
6	0.017	0.003	0.001

TAB. IV.5 - *Tableau des erreurs sur t_{2j}^{p} dues aux erreurs sur l'interpolation en énergie des pouvoirs d'analyse et l'efficacité non polarisée.*

IV.2.2 L'expérience t_{20}

Les trois principales causes des erreurs dues à l'expérience t_{20} sont les suivantes :
⋆ La normalisation.
⋆ L'énergie des deutons.
⋆ La coupure δ corrigé (cf. paragraphe [III.3.1]).

Normalisation

La normalisation entre l'expérience et la calibration est représentée par le facteur k (eq [III.12]). Sa valeur est relative à l'éventuelle variation de la réponse du polarimètre qui peut être due au changement des conditions expérimentales entre les deux expériences. Cependant, la procédure d'analyse était construite d'une manière à ce que la réponse de POLDER soit stable vis-à-vis des différentes conditions expérimentales (cf. chapitre III). Le fait que le facteur k converge naturellement lors de la minimisation vers une valeur compatible avec 1 dans les barres d'erreurs statistiques, est une bonne indication que les différents paramètres sont bien maitrisés. Ce qui ne serait pas le cas s' il y avait eu par exemple fluctuation de la densité de la cible de POLDER. De plus on n'a noté aucune anomalie aussi bien pour la cible que pour les différents détecteurs du polarimètre. On estime donc que la normalisation et par conséquent le facteur k est connu à mieux que le pourcent. La valeur de k adoptée pendant l'analyse est fixée à 1. Une erreur systématique sur t_{20}^{p} , notée $\triangle t_{20}^{norm}$ a été déterminée en effectuant la minimisation avec des valeurs de k fixées à $k + \triangle k$ et $k - \triangle k$, $\triangle k$ étant égal à 0.006. Cette valeur provient entre autres de la stabilité constatée des différents runs de calibration. Pour la cinématique 1, elle a du être portée à 0.012. Les erreurs obtenues sont indiquées dans le tableau [IV.6].

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{norm}$	$\triangle t_{21}^{norm}$	$\triangle t_{22}^{norm}$
1	0.038	0.003	0.001
2	0.029	0.002	-
3	0.026	0.002	-
4	0.028	0.001	-
5	0.033	0.001	-
6	0.044	0.001	0.001

TAB. IV.6 - *Erreurs estimées sur t_{20}^p dues aux erreurs sur la normalisation entre la calibration et l'expérience t_{20}.*

La valeur de t_{20}^p est fortement corrélée à l'efficacité non polarisée ε_0 et donc à la valeur et à l'erreur sur le facteur de normalisation k. t_{21}^p et t_{22}^p ne sont pas sensibles à la normalisation de l'efficacité.

Energie deuton

L'énergie des deutons T_d (eq III.11) est déterminée à partir de l'énergie du faisceau et de l'angle de diffusion de l'électron θ_e donné par le spectromètre HMS. Les différentes sources d'erreur sur l'énergie deuton sont présentées ci-dessous :
$\star$ L'erreur estimée sur la mesure de l'énergie du faisceau est $\frac{\triangle E}{E} = 10^{-3}$. Pour avoir une marge de sécurité, on a considéré que $\frac{\triangle E}{E} = 1.5 \times 10^{-3}$ étant donné que la prise des données était étalée dans le temps.
$\star$ Deux erreurs sont combinées en quadratique pour estimer l'erreur sur l'angle de diffusion de l'électron. L'une est de 1 mrad. Elle est due à l'incertitude sur la valeur de l'angle donnée par HMS. L'autre est aussi évaluée à 1 mrad, elle est due à l'incertitude sur l'angle d'incidence du faisceau sur la cible. Toujours dans le souci d'avoir une marge de sécurité, l'erreur totale due à ces deux effets est estimée à 2 mrad au lieu de 1.4 mrad.
$\star$ Le faisceau était décalé de 2 mm au niveau de la cible. L'erreur sur ce décalage est estimée à 1 mm. Une variation de la perte d'énergie du deuton dans la cible primaire est donc à prendre en compte.
$\star$ L'erreur estimée sur T_d due à une éventuelle déformation de la distribution de l'angle θ_e pour les grandes acceptances doit être aussi prise en compte. Cette erreur est justifiée par le fait que la reconstruction de l'angle θ_e au delà de ± 20 mrad n'est pas entièrement satisfaisante. L'incertitude maximale sur le calcul de θ_e est estimée à 3 mrad à des angles de 20 mrad. En tenant compte de cette incertitude on estime la déformation de la distribution de θ_e, on en déduit celle

Cinématiques	$\triangle T_d^{tot}$	$\triangle t_{20}^{T_d}$	$\triangle t_{21}^{T_d}$	$\triangle t_{22}^{T_d}$
1	1.28	0.094	0.007	0.004
2	1.68	0.022	0.002	-
3	2.37	0.002	-	-
4	3	0.002	0.002	0.001
5	4.32	0.001	-	-
6	5.50	0.003	0.001	-

TAB. IV.7 - *Erreurs sur t_{20}^p dues aux erreurs liées à l'énergie des deutons.*

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{rad}$	$\triangle t_{21}^{rad}$	$\triangle t_{22}^{rad}$
1	0.010	0.012	0.020
2	0.010	0.014	0.010
3	0.010	0.014	0.019
4	0.010	0.014	0.010
5	0.010	0.015	0.015
6	0.010	0.015	0.015

TAB. IV.8 - *Erreurs sur t_{2j}^p dues aux erreurs liées à la coupure δ corrigé.*

de T_d . Cette déformation induit une erreur sur la valeur de l'énergie moyenne des deutons. Elle doit donc être prise en compte.
Chaque erreur est traduite par une variation de l'énergie moyenne des deutons. En sommant quadratiquement toutes ces variations, on obtient la variation totale $\triangle T_d^{tot}$. Une erreur systématique sur t_{20} , notée $\triangle t_{20}^{T_d}$ a été déterminée en effectuant la minimisation avec des valeurs de T_d fixées à $T_d + \triangle T_d^{tot}$ et $T_d - \triangle T_d^{tot}$. Les erreurs obtenues sont indiquées dans le tableau [IV.7]. Celle de la cinématique 1 est particulièrement importante à cause de la chute de l'efficacité du polarimètre à basse énergie (cf. figure [III.12]).

Coupure δ corrigé

En variant la coupure sur la variable δ corrigée, l'énergie moyenne des deutons T_d change ainsi que les polarisations t_{2j} . Après soustraction des effets dus à la variation de T_d , on obtient les erreurs $\triangle t_{2j}^{rad}$ sur les t_{2j} dues aux effets radiatifs (cf. Tab. [IV.8]).

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{sym}$	$\triangle t_{21}^{sym}$	$\triangle t_{22}^{sym}$
1	0.012	0.092	0.018
2	0.006	0.046	0.009
3	0.011	0.049	0.006
4	0.020	0.041	0.003
5	0.025	0.060	0.020
6	0.026	0.094	0.040

TAB. IV.9 - *Erreurs sur t_{2j}^{p} dues aux erreurs provenant de la coupure cône extérieur (CCE).*

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{\alpha}$	$\triangle t_{21}^{\alpha}$	$\triangle t_{22}^{\alpha}$
1	0.008	0.009	0.009
2	0.008	0.009	0.009
3	0.008	0.003	0.013
4	0.008	0.003	0.013
5	0.008	0.005	0.015
6	0.008	0.005	0.015

TAB. IV.10 - *Erreurs sur t_{2j}^{p} dues aux erreurs provenant de la coupure sur l'angle α .*

IV.2.3 L'analyse de POLDER

Pour l'analyse de POLDER, trois erreurs sont à considérer. La première est due à la coupure du cône extérieur (CCE). La valeur standard utilisée lors de l'analyse est de 7 cm. Deux autres analyses des données ont été effectuées en prenant comme valeurs 6 et 8 cm. La variation maximale par rapport aux t_{2j}^{p} permet d'estimer cette erreur $\triangle t_{2j}^{sym}$. Une seconde erreur $\triangle t_{2j}^{\alpha}$ provient de la coupure sur l'angle α. Elle est estimée en faisant plusieurs analyses tout en changeant à chaque fois la valeur de la coupure de α de 0.5°. Les erreurs sont reportées dans le tableau [IV.10]. La dernière erreur a pour cause l'incertitude sur la position en z du petit hodoscope (H1) estimée à $\pm$0.5 mm. Seule la cinématique à basse énergie (point 1) est concernée car on y utilise (H1) pour le calcul des angles. De plus, le point 1 correspond à la position 1 qui est celle où les hodoscopes sont placés le plus près de la cible. Les erreurs ont été estimées à 0.004, 0.005, et 0.003 respectivement pour t_{20} , t_{21} et t_{22}.

Cinématiques	$\triangle t_{20}^{asy}$	$\triangle t_{21}^{asy}$	$\triangle t_{22}^{asy}$
1	0.003	0.007	0.001
2	0.010	0.009	0.003
3	0.004	0.009	0.001
4	0.004	0.01	0.002
5	0.008	0.014	0.001
6	0.006	0.011	0.002

TAB. IV.11 - *Erreurs sur t_{2j}^{p} dues aux erreurs provenant des asymétries expérimentales.*

IV.2.4 Asymétries expérimentales

Lorsqu'on mesure des polarisations qui sont bien sûr des asymétries, il est indispensable de s'assurer qu'elles sont d'origine purement physique et qu'il n'y a pas de contributions intrinsèques au polarimètre ou à l'analyse. Celles-ci peuvent être dues à plusieurs raisons (un mauvais alignement, les positions en z des deux plans de chaque hodoscope ne sont pas rigoureusement égales, une coupure d'analyse, ou autre ...). On peut écrire l'efficacité sous la forme suivante :

$$\varepsilon(\theta,\varphi) \ = \varepsilon_0[1 + t_{20}T_{20}(\theta) + 2t_{21}T_{21}(\theta)\cos\varphi + 2t_{22}T_{22}(\theta)\cos 2\varphi] \times A(\theta,\varphi) + B(\theta,\varphi) \tag{IV.1}$$

Le fait que $A(\theta,\varphi) \neq 1$ signifie qu'il existe des asymétries expérimentales. Puisqu'il n'y a eu aucune évidence pour l'existence de bruit de fond, il n'y a pas de raison pour que $B(\theta,\varphi)$ soit non nul. Le terme $A(\theta,\varphi)$ peut être exprimé comme une série de Fourrier :

$$A(\theta,\varphi) = \ \sum_{n=0}^{\infty}[a_n(\theta)\cos n\varphi + b_n(\theta)\sin n\varphi] \tag{IV.2}$$

avec $\int_0^{2\pi} A(\theta,\varphi)d\varphi \ = a_0 \ = 1.$
Les coefficients a_n et b_n peuvent être facilement obtenus pour les données de la calibration à partir de l'efficacité non polarisée. Pour les données de CEBAF, on peut difficilement déterminer les coefficients b_n car la statistique est faible. Comme les sources possibles d'asymétries expérimentales citées ci-dessous ont été comprises et vérifiées, nous supposerons que ces coefficients demeurent inchangés entre la calibration et l'expérience. Une distribution d'événements a été générée grâce à une simulation qui tient compte des fausses asymétries en ne considérant que les termes en a_1 , a_2 , b_1 , et b_2 dans l'équation [IV.1]. Ces événements sont ensuite soumis à la procédure de minimisation habituelle. L'écart obtenu par rapport aux valeurs initiales des paramètres de polarisation t_{2j} permet une estimation de l'effet et donc des erreurs dues aux asymétries expérimentales (cf. Tab [IV.11]).

IV.2.5 Cas particuliers

Ce paragraphe concerne uniquement les cinématiques 1 et 5.

Point 1

En plus de la mesure de l'énergie des deutons à l'aide de l'énergie du faisceau et de l'angle de l'électron diffusé, une autre mesure indépendante a été effectuée grâce au canal magnétique des deutons. Cette mesure est bien sûr moins précise mais elle n'est pas pour autant incrédible. Les différences entre les deux mesures pour les différentes cinématiques ne dépassent pas deux déviations standards. Etant donné que le point 1 est le plus sensible à la variation de l'énergie des deutons, nous avons estimé qu'il était utile de mentionner aussi les résultats du point 1 en utilisant l'énergie donnée par le canal deuton (cf. Tab [IV.12]), de 3.2 ($\pm$ 2) MeV inférieure à celle du tableau [IV.1]. Cependant nous n'utiliserons pas cette valeur par la suite.

Point 5

Le problème de la cinquième cinématique réside dans le facteur de normalisation k. Lors de la procédure de minimisation, il tend vers une valeur de 1.17 ± 0.05 . Tous les paramètres susceptibles d'affecter la normalisation ont été vérifiés. Rien n'a été trouvé qui puisse nous faire douter de la normalisation. La valeur de k a donc été fixée à 1. Une erreur systématique additionnelle a été prise en compte. Elle est due aux variations des valeurs des t_{2j} lorsqu'on effectue la minimisation de χ^2_{tot} en considérant différents domaines angulaires en θ . Elle a été estimée à 0.1, 0.003, et 0.016 respectivement pour t_{20} , t_{21} et t_{22} .

IV.3 Précession du spin des deutons dans le dipôle

Lorsque les deutons passent à travers un champ magnétique, leur spin précesse.

Cette précession agit sur les observables de polarisation tensorielle du deuton. Les t^p_{2j} à l'entrée du polarimètre sont en effet des combinaisons des t_{2j} avant la précession. Les polarisations tensorielles directement données par l'analyse sont les t^p_{2j}. Une correction est nécessaire afin de se ramener aux t_{2j} avant la précession. Les relations entre t^p_{2j} et t_{2j} ont été calculées entre autres dans la référence [Bal56] :

$$\begin{pmatrix} t_{20} \\ t_{21} \\ t_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-\frac{3}{2}\sin^2\lambda & -\sqrt{\frac{3}{2}}\sin(2\lambda) & \sqrt{\frac{3}{2}}\sin^2\lambda \\ \sqrt{\frac{3}{8}}\sin(2\lambda) & \cos(2\lambda) & -\frac{1}{2}\sin(2\lambda) \\ \sqrt{\frac{3}{8}}\sin^2\lambda & \frac{1}{2}\sin(2\lambda) & \frac{1}{2}(1+\cos^2\lambda) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t^p_{20} \\ t^p_{21} \\ t^p_{22} \end{pmatrix}$$

T_d^p (MeV)	163.4
t_{20}^p	-0.893
$\triangle t_{20}$	+ 0.186 - 0.231
t_{21}^p	0.398
$\triangle t_{21}$	+ 0.013 - 0.015
t_{22}^p	0.139
$\triangle t_{22}$	+ 0.006 - 0.007

TAB. IV.12 - *Les résultats des t_{2j}^p pour le point 1 avec l'énergie donnée par le canal magnétique.*

où $\lambda = \gamma(g_d - 1)\theta_B$; γ est le facteur relativiste habituel; $g_d - 1 = -.143$; et $\theta_B = 29.7°$ est l'angle de déviation net du canal magnétique. De nouvelles valeurs des polarisations tensorielles t_{2j} sont donc obtenues, et les erreurs sont modifiées en conséquence. Cependant, il est important de préciser que seule la correction de la précession du spin dans le dipôle est prise en compte car celle due aux quadripoles est négligeable (plus petite que le pourcent).

IV.4 Résultats

Afin d'estimer l'erreur systématique totale pour chaque cinématique, toutes les erreurs énumérées précédemment sont combinées quadratiquement. La correction due à la précession est ensuite effectuée. Les résultats avec les erreurs statistiques et systématiques sont récapitulés dans le tableau [IV.13].

IV.5 Extraction des facteurs de forme G_C et G_Q

A partir de mesures de section efficace de la diffusion (e-d) élastique à différents angles, on peut déterminer directement le facteur de forme magnétique du deuton G_M et la fonction de structure $A(Q)$. Afin de réaliser la séparation entre le facteur de forme monopolaire G_C et quadripolaire G_Q , il est indispensable de mesurer une autre observable qui soit une combinaison de G_C et G_Q différente de celle fournie par $A(Q)$. Notre expérience a permis de mesurer à la fois les polarisations tensorielles t_{20} , t_{21} et t_{22} et la fonction de structure $A(Q)$ qui est le sujet de thèse de D. Pitz (CEA-Saclay), et dont les résultats sont publiés dans la référence [Abb99]. Les trois équations nécessaires pour l'extraction des facteurs de forme sont rappe-

Cinématiques	1	2	3	4	5	6
$Q\ (fm^{-1})$	4.103	4.452	5.086	5.477	6.160	6.648
θ_e (deg)	35.72	33.28	29.72	27.37	23.01	19.82
t_{20}	-0.549	-0.322	0.190	0.311	0.591	0.477
$\triangle t_{20}^{stat}$	0.037	0.025	0.034	0.045	0.089	0.185
$\triangle t_{20}^{syst}$	0.136	0.050	0.035	0.037	0.111	0.061
t_{21}	0.447	0.342	0.227	0.196	0.149	-0.022
$\triangle t_{21}^{stat}$	0.049	0.034	0.042	0.054	0.096	0.160
$\triangle t_{21}^{syst}$	0.096	0.052	0.052	0.043	0.062	0.093
t_{22}	0.097	-0.013	-0.013	0.054	-0.004	-0.141
$\triangle t_{22}^{stat}$	0.040	0.024	0.029	0.033	0.051	0.077
$\triangle t_{22}^{syst}$	0.030	0.017	0.023	0.013	0.030	0.044

TAB. IV.13 - *Résultats des observables de polarisation t_{2j} avec les erreurs statistiques et systématiques* .

lées ci dessous :

$$\begin{aligned} A(Q) &= G_C^2(Q) + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2(Q) + \frac{2}{3}\eta G_M^2(Q), \\ B(Q) &= \frac{4}{3}\eta(1+\eta)G_M^2(Q), \\ t_{20}(\theta) &= -\frac{1}{\sqrt{2}S}\left[\frac{8}{3}\eta G_C G_Q + \frac{8}{9}\eta^2 G_Q^2 + \frac{1}{3}\eta(1+2(1+\eta)\tan^2\frac{\theta_e}{2})G_M^2\right], \end{aligned} \tag{IV.3}$$

avec $\eta = \dfrac{Q^2}{4M_d^2}$ et $S = A(Q) + B(Q)\tan^2\dfrac{\theta_e}{2}$.

En inversant les trois équations, on est capable en principe de trouver la solution correspondante aux facteurs de forme G_C et G_Q en fonction de $A(Q)$, $B(Q)$ et t_{20}. En définissant $\alpha = \dfrac{1}{2} + (1+\eta)\tan^2\dfrac{\theta_e}{2}$, $\widetilde{A} = A - \dfrac{2}{3}\eta G_M^2$, et en posant

$$g_C = \frac{G_C}{\sqrt{\widetilde{A}}} \tag{IV.4}$$

$$g_Q = \frac{2\eta G_Q}{3\sqrt{\widetilde{A}}}, \tag{IV.5}$$

on peut écrire le système d'équations (IV.3) sous la forme suivante :

$$g_Q^2 + 2g_C g_Q = p \equiv -\frac{\widetilde{t}_{20}}{\sqrt{2}},$$

$$g_C^2 + 2g_Q^2 \;=\; 1, \tag{IV.6}$$

où $\widetilde{t}_{20} = \dfrac{(A + B\tan^2\frac{\theta_e}{2})t_{20} + \sqrt{2}\alpha B/4(1+\eta)}{\widetilde{A}}$ est une valeur approchée de $t_{20}(\theta_e)$ obtenue en y négligeant les contributions magnétiques. Ce n'est pas une observable, mais une quantité pratique car elle ne dépend que de G_C et de G_Q. p est la polarisation tensorielle avec une notation cartesienne (p_{zz}). la détermination de G_C et G_Q revient donc à résoudre le système (IV.6). On trouve quatre solutions définies par :

$$\begin{aligned} g_Q^2 &= \frac{(2+p) \pm \sqrt{\triangle}}{9}, \\ g_C &= \frac{p - g_Q^2}{2g_Q}, \\ \triangle &= 8(1-p)(\frac{1}{2} + p). \end{aligned} \tag{IV.7}$$

Une seule de ces solutions peut satisfaire les conditions [I.41] à $Q = 0$. Le comportement de $\widetilde{t}_{20}$ et de t_{21}, tous deux proportionnels à G_Q, indique que ce dernier ne change pas de signe. Aux équations [IV.7], on peut donc rajouter la condition $G_Q > 0$. Les deux solutions restantes, en fonction de Q, se croisent lorsque $\Delta = 0$, c'est-à-dire aux valeurs Q_{min} et Q_{max} où $\widetilde{t}_{20}$ passe par ses extrema $-\sqrt{2}$ et $+1/\sqrt{2}$ ($p = 1$ et $-1/2$). A ces croisements, la continuité de la dérivée de G_Q implique de passer d'une solution à l'autre (de $-\sqrt{\Delta}$ à $+\sqrt{\Delta}$ à Q_{min}, et l'inverse à $Q = Q_{max}$). Nos points de mesure 1 à 4 sont clairement tels que $Q_{min} < Q < Q_{max}$ et la solution "$+$" s'impose. Les points 5 et 6 sont proches de Q_{max}, sans pour autant qu'on puisse affirmer avec certitude où se trouve ce maximum par rapport à eux. Les deux solutions, quasi-dégénérées, ne peuvent pas être distinguées à cause des erreurs expérimentales. Deux valeurs de G_C et de G_Q seront donc présentées pour les cinématiques 5 et 6. On n'utilisera par la suite que la solution "$+$", qui correspond à l'hypothèse $Q_{max} > 6.65$ fm^{-1}. Ce choix est fondé sur les prédictions de la plupart des modèles théoriques.

Une interpolation de nos mesures de $A(Q)$ qui ne sont pas exactement aux mêmes moments transférés que les mesures des polarisations tensorielles t_{ij} permet d'accéder à cette variable avec une bonne précision. Les erreurs considérées reflètent à la fois les erreurs provenant de l'expérience et de l'interpolation. Pour la fonction de structure $B(Q)$, les valeurs utilisées sont obtenues à partir d'une paramétrisation des données mondiales [Bal99]. L'erreur a été estimée en tenant compte de la dispersion des données autour de cette paramétrisation. Les valeurs

de $A(Q)$ et $B(Q)$ ainsi que leurs erreurs sont indiquées dans le tableau [IV.14]. Les erreurs dues à $A(Q)$, $B(Q)$ et t_{20} sont combinées quadratiquement afin de déterminer les erreurs sur les deux facteurs de forme G_C et G_Q . Il est important de préciser que l'erreur considérée sur t_{20} n'est pas prise égale à l'erreur expérimentale pour les points 5 et 6. L'intervalle $[\widetilde{t}_{20} -$

Cinématiques	1	2	3	4	5	6
$Q(fm^{-1})$	4.103	4.452	5.086	5.477	6.160	6.648
$A(Q) \times 10^4$	3.261	1.989	0.8837	0.5446	0.2270	0.1158
$\triangle A\,(\%)$	4.6	4.9	5.4	5.7	6.3	6.7
$B(Q) \times 10^5$	4.966	2.187	0.447	0.1622	0.02587	0.005978
$\triangle B\,(\%)$	12.5	13.5	17.0	26.1	42.1	53.5
$\widetilde{t}_{20}$	-0.568$\pm$0.154	-0.320$\pm$0.059	0.205$\pm$0.050	0.321$\pm$0.059	0.596$\pm$0.143	0.479$\pm$0.195
$t_{20}(70°)$	-0.538$\pm$0.133	-0.323$\pm$0.053	0.179$\pm$0.048	0.303$\pm$0.057	0.586$\pm$0.141	0.475$\pm$0.195
$t_{21}(70°)$	0.494$\pm$0.118	0.386$\pm$0.070	0.265$\pm$0.078	0.232$\pm$0.082	0.180$\pm$0.138	-0.027$\pm$0.226
t_{22}	0.092$\pm$0.047	-0.012$\pm$0.029	-0.013$\pm$0.036	0.053$\pm$0.036	-0.004$\pm$0.059	-0.141$\pm$0.089
$G_C \times 10^{-2}$	-0.119	-0.254	-0.402	-0.361	-0.315 -0.440	-0.198 -0.327
$\triangle G_C \times 10^{-2}$	+ 0.132 - 0.127	+ 0.038 - 0.038	+ 0.026 - 0.026	+ 0.025 - 0.026	+ 0.047 - 0.046 + 0.031 - 0.023	+ 0.038 - 0.042 + 0.022 - 0.014
$G_Q \times 10^{-1}$	3.950	2.610	1.241	0.815	0.359 0.180	0.240 0.082
$\triangle G_Q \times 10^{-1}$	+ 0.100 - 0.104	+ 0.069 - 0.069	+ 0.038 - 0.039	+ 0.029 - 0.030	+ 0.038 - 0.047 + 0.058 - 0.056	+ 0.022 - 0.031 + 0.044 - 0.037

TAB. IV.14 - t_{2j} *et facteurs de forme avec les erreurs associées.*

$\triangle\widetilde{t}_{20}, \widetilde{t}_{20}+\triangle\widetilde{t}_{20}]$ est modifié d'après le tableau X de la référence [Fel98]. On détermine ainsi, avec le même degré de confiance (68.3%), un nouvel intervalle entièrement contenu dans la région physique $\widetilde{t}_{20} < \sqrt{2}/2$.
Dans la plupart des modèles théoriques t_{20} est donnée à un même angle $\theta_e^{'}$ (fixé historiquement à $70°$). Toutes les données pour t_{20} et t_{21} ont été donc corrigées afin d'être comparées aux différentes prédictions théoriques via les expressions suivantes :

$$t_{20}(\theta_e^{'}) - t_{20}(\theta_e) = B(Q)\left[\frac{\tan^2\left(\frac{\theta_e^{'}}{2}\right) - \tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{A(Q) + B(Q)\tan^2\left(\frac{\theta_e^{'}}{2}\right)}\right]\left[-t_{20}(\theta_e) - \frac{1}{2\sqrt{2}}\right] \tag{IV.8}$$

$$\frac{t_{21}(\theta_e^{'})}{t_{21}(\theta_e)} = \left[\frac{\cos\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{\cos\left(\frac{\theta_e^{'}}{2}\right)}\right]\left[\frac{1+\eta\sin^2\left(\frac{\theta_e^{'}}{2}\right)}{1+\eta\sin^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}\right]^{1/2}\left[\frac{A(Q) + B(Q)\tan^2\left(\frac{\theta_e}{2}\right)}{A(Q) + B(Q)\tan^2\left(\frac{\theta_e^{'}}{2}\right)}\right] \tag{IV.9}$$

La dépendance en θ_e de t_{22} est contenue uniquement dans S. Elle est très petite dans notre domaine cinématique.

IV.6 Discussion des résultats

Les résultats de t_{20} pour les six cinématiques en fonction du moment transféré sont présentés dans la figure [IV.1]. Les lignes en tirets à $\widetilde{t_{20}}$ à $\widetilde{t_{20}} = -\sqrt{2}$ et $+\sqrt{2}/2$ indiquent les limites physiques de cette observable. Celle à $\widetilde{t_{20}} = -\sqrt{2}/2$ signe le passage à zéro de G_C, ce qui permet de comparer directement à partir de la courbe de $\widetilde{t_{20}}$ les minimums de G_C prédits par les différents modèles. Les points de 3 à 6 explorent une nouvelle région de hauts moments transférés de 5 à 6.8 fm^{-1}. La grande erreur sur le point à 4.1 fm^{-1} provient principalement de l'erreur sur le calcul de l'énergie deuton car on se trouve dans une zone où l'efficacité du polarimètre dépend fortement de ce paramètre. Les erreurs statistiques augmentent rapidement avec le moment transféré Q, jusqu'à dominer l'erreur totale pour le point 6, malgré une prise de données de plus d'un mois. Dans la partie à bas moments transferés, il y a un recouvrement avec deux cinématiques de la seconde expérience de Bates [Gar94].

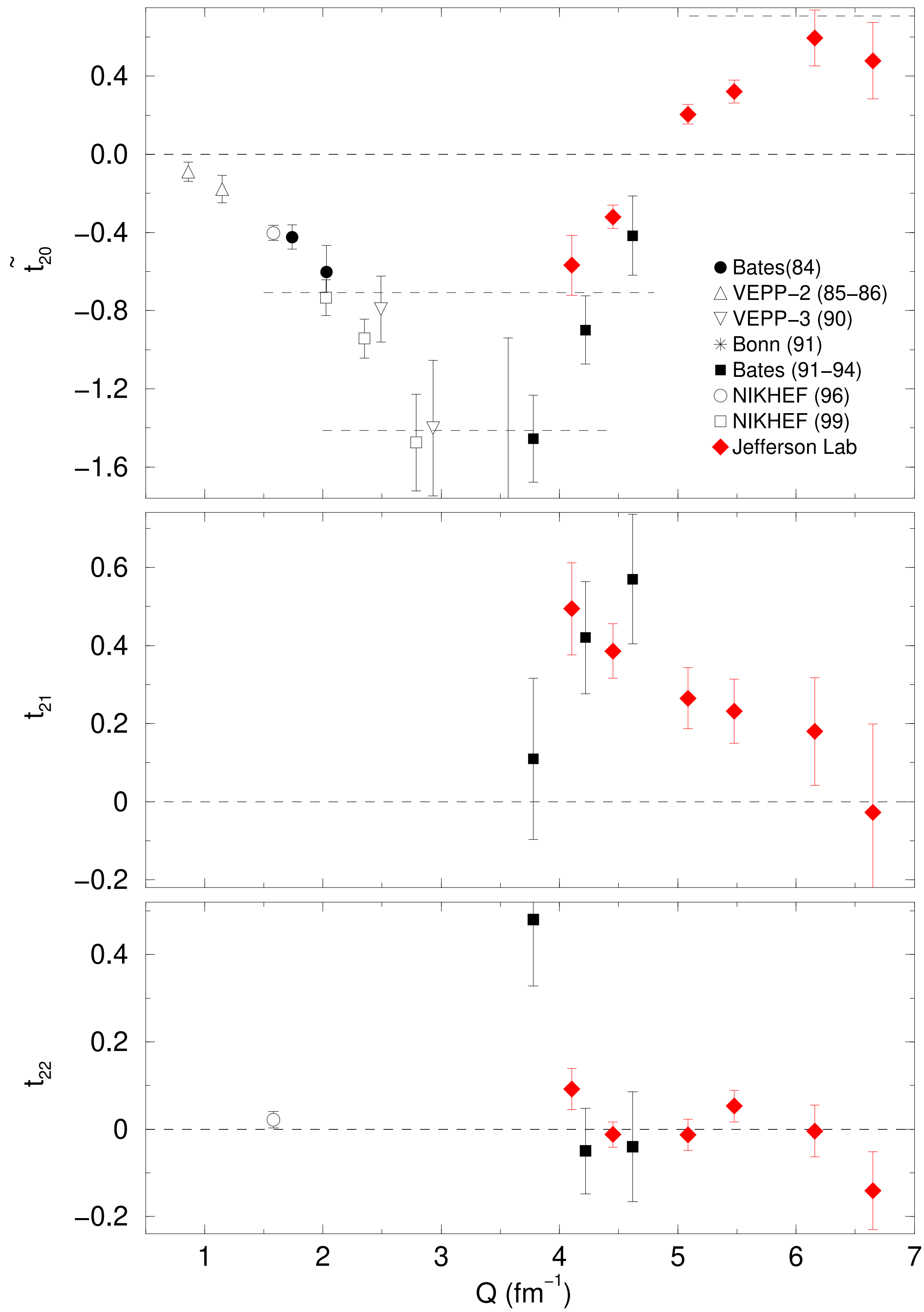


FIG. IV.1 - *Nos résultats (Jefferson Lab) et l'ensemble des données mondiales.*

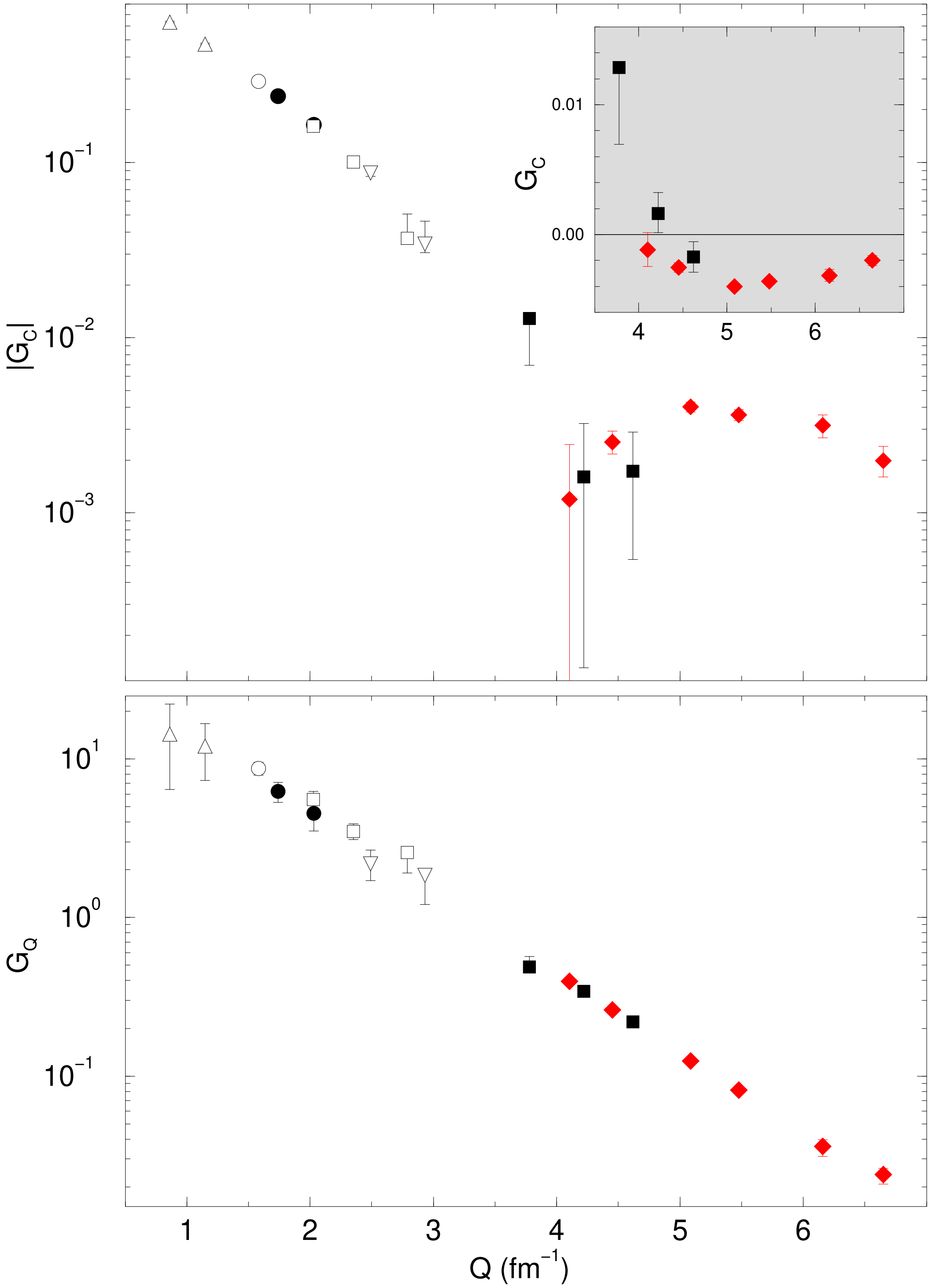


FIG. IV.2 - *Facteurs de forme du deuton G_C et G_Q extraits des mesures de t_{20} et de la fonction de structure A.*

Un décalage systématique entre les données des deux expériences est à noter. Les autres points expérimentaux sont issus de mesures qui utilisent deux techniques différentes. La première est basée sur une cible interne de deutérium polarisée [Gil90, Fer96, Bou98], et la seconde utilise la même technique de polarimétrie [Sch84, Gar94] que notre expérience. Il est important de préciser que cette seconde technique permet une plus grande statistique malgré le fait qu'elle nécessite une double diffusion, tandis que les résultats de t_{20} obtenus à partir de la première technique sont toujours dominés par les erreurs statistiques à cause de la faible luminosité. Les erreurs systématiques dans les deux types d'expériences sont globalement comparables.
Les mesures de t_{21} et t_{22} confirment la cohérence entre les six différentes mesures et augmentent la confiance en nos résultats. Elles sont présentées dans la figure [IV.1]. t_{21} est proportionnel au produit $G_M \cdot G_Q$. Il indique un passage à zéro du facteur de forme magnétique G_M à partir de Q=6.4 fm^{-1}. Ceci est tout à fait compatible avec les mesures de la fonction de structure $B(Q)$ [Bos90]. Les mesures obtenues pour l'observable t_{22} qui est fonction de $G_M^2(Q)$, sont compatibles avec zéro. Ce résultat a été prévu à cause de la faible valeur du rapport B/A.
Les résultats obtenus pour les facteurs de forme de charge G_C et quadripolaire G_Q sont montrés sur la figure [IV.2]. Nos mesures de G_C indiquent une position du noeud à environ 4 fm^{-1}, soit une valeur inférieure à celle déterminée précédemment (Bates91), 4.39 $\pm$ 0.16 fm^{-1}.

Chapitre V

Présentation des modèles théoriques

La diffusion élastique électron-deuton a été depuis longtemps l'objet de nombreuses études théoriques. Les facteurs de forme électromagnétiques du deuton jouent un rôle important dans la détermination de la nature de l'interaction NN, ses propriétés hors couche, son comportement à courte distance et le rôle des degrés de liberté non nucléoniques.
Pour calculer ces facteurs de forme, différentes approches ont été développées, qui se sont adaptées aux domaines de moment transféré couverts par les mesures successives. Ces approches peuvent être classifiées en modèles non relativistes, relativistes, excitations isobariques, modèles hybrides, modèles de Skyrme, et finalement QCD perturbative. Les résultats quantitatifs de ces calculs ne seront présentés qu'au chapitre VI, en comparaison avec nos résultats expérimentaux.

V.1 L'approximation d'impulsion non relativiste

Le modèle le plus simple est celui basé sur l'approximation d'impulsion non relativiste (NRIA: "Non Relativistic Impluse Approximation"). Le photon virtuel se couple à un nucléon, tandis que l'autre est considéré comme spectateur (cf. fig [V.1]). Au vertex γNN, nous introduisons les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon pour nucléons libres, quoique, en réalité, le neutron et le proton soient liés dans le deuton. Mais cette approximation peut être considérée comme légitime à bas transfert. Au vertex deuton-neutron-proton dnp, on utilise la fonction d'onde non relativiste (eq I.1).
L'interprétation physique des différents facteurs de forme du deuton est plus simple dans le repère de Breit où la première composante du quadrimoment transféré q^0 est nulle, et donc $Q^2 = \overrightarrow{q}^2$. Le courant électromagnétique du deuton s'écrit :

$$\langle p'm' \left| J_\mu \right| pm \rangle = \left\langle m' \left| J_\mu^p + J_\mu^n \right| m \right\rangle , \tag{V.1}$$

où $J^p_\mu(J^n_\mu)$ est le courant du proton (neutron).

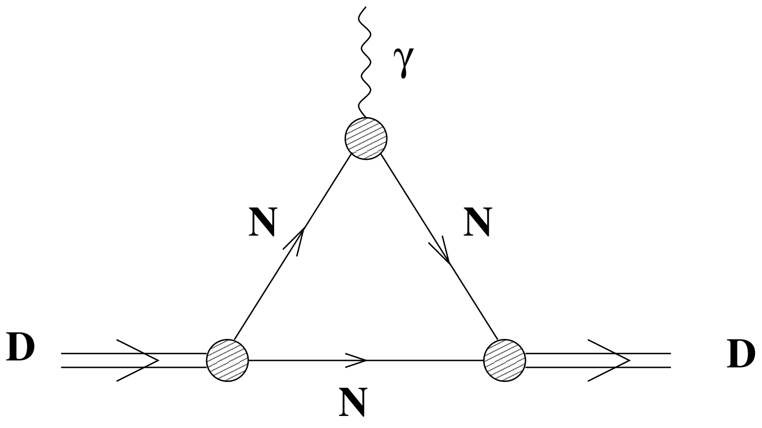


FIG. V.1 - *Diffusion électron-deuton dans l'approximation d'impulsion.*

Le courant est considéré dans l'approximation d'impulsion comme un opérateur à 1 corps. Les facteurs de forme électromagnétiques du deuton [Gou63] ont la forme suivante :

$$\begin{aligned} G_c(Q^2) &= 2G_E^S(Q^2)C_E(Q^2) \\ G_Q(Q^2) &= 2G_E^S(Q^2)C_Q(Q^2) \\ G_M(Q^2) &= \frac{M_d}{M_N}\left[2G_M^S(Q^2)C_S(Q^2) + G_E^S(Q^2)C_L(Q^2)\right] \end{aligned} \quad \text{(V.2)}$$

avec

$$\begin{aligned} G_E^S(Q^2) &= \frac{1}{2}(G_E^p + G_E^n) \\ G_M^S(Q^2) &= \frac{1}{2}(G_M^p + G_M^n), \end{aligned} \quad \text{(V.3)}$$

où $G_E^p(\,G_E^n)$ et G_M^p $(\,G_M^n)$ sont respectivement les facteurs de forme de charge et magnétique de Sachs pour le proton (neutron).

Lors de la diffusion ed élastique, seules les sommes, G_E^S et G_M^S, des facteurs de forme des nucléons (partie isoscalaire), contribuent au courant électromagnétique du deuton car celui-ci a un isospin nul.

Les fonctions invariantes C_E, C_Q, C_L et C_S sont données par :

$$\begin{aligned} C_E(Q^2) &= \int_0^\infty [u^2(r) + w^2(r)]j_0(\frac{Q}{2}r)dr, \\ C_Q(Q^2) &= \frac{3}{\sqrt{2}\eta}\int_0^\infty w(r)[u(r) - \frac{1}{\sqrt{8}}w(r)]j_2(\frac{Q}{2}r)dr, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_S(Q^2) &= \int_0^\infty \left\{[u^2(r) - \frac{1}{2}w^2(r)]j_0(\frac{Q}{2}r) + \frac{1}{2}w(r)[\sqrt{2}u(r) + w(r)]j_2(\frac{Q}{2}r)\right\} dr, \\ C_L(Q^2) &= \frac{3}{2}\int_0^\infty w^2(r)[j_0(\frac{Q}{2}r) + j_2(\frac{Q}{2}r)]dr. \end{aligned} \tag{V.4}$$

r est la distance relative entre proton et neutron et $j_l(\frac{Q}{2}r)$ sont les fonctions de Bessel.
Les facteurs de forme du deuton dépendent donc du modèle d'interaction NN choisi (cf. section V.3.5) et des facteurs de forme du nucléon, qui ne sont pas tous connus avec une grande précision (en particulier G_E^n).
Dans l'approximation d'impulsion non relativiste, il n'a été tenu compte que des termes les plus bas en $(\frac{P}{M_N})$ dans les expressions de la densité de charge et du courant : $J^\mu(\rho, \overrightarrow{J})$. M_N est la masse du nucléon, P est l'impulsion relative des deux nucléons. Dès que le moment transféré augmente, il ne faut plus négliger les termes d'ordre supérieur en $(\frac{P}{M_N})$ de la série de perturbation. Des corrections relativistes à NRIA s'imposent. Elles seront présentées dans la prochaine section.

V.1.1 Facteurs de forme du nucléon

Plusieurs paramétrisations des facteurs de forme des nucléons ont été proposées. Nous rappelons dans ce paragraphe les plus utilisées d'entre elles.
Galster [Gal71] a défini une forme dipolaire :

$$G_D = \left(1 + \frac{Q^2}{\beta^2}\right)^{-2}, \tag{V.5}$$

avec $\beta^2 = 0.71$ (GeV/c)^2 . L'approximation dipolaire $G_E^p = G_D(Q^2)$ est consistante à 10 % près avec les données des facteurs de forme du proton pour $Q^2 \leq 2$ (GeV/c)^2. En plus, la même dépendance en Q^2 de $G_E^p(Q^2)$ et $G_M^p(Q^2)$ a été suggérée par la loi d'échelle :

$$G_M^p(Q^2) = \mu_p G_E^p(Q^2) \;\; et \;\; G_M^n(Q^2) = \mu_n G_E^p(Q^2), \tag{V.6}$$

où μ_p et μ_n sont respectivement les moments magnétiques du proton et du neutron. G_E^n n'est pas connu avec les mêmes précisions. L'incertitude sur G_E^n atteint 20 % à un transfert Q^2 d'environ 15 fm^{-2}.
Pour le facteur de forme électrique du neutron, Galster utilise la paramétrisation suivante :

$$G_E^n(Q^2) = \eta(1 + 5.6\eta)^{-1}\left|G_M^n(Q^2)\right|, \tag{V.7}$$

avec $\eta = \dfrac{Q^2}{4M_N^2}$ et M_N la masse du nucléon.
Les paramétrisations de Iachello, Jackson et Lande (IJL) [Iac73] et de Höhler [Höh76] sont

basées sur le modèle de dominance vectorielle (VMD): en plus d'être absorbé par le nucléon, le photon virtuel peut s'y coupler via des états hadroniques de mêmes nombres quantiques tels que les mésons : ρ, ω et ϕ. Par conséquent, les facteurs de forme du nucléon peuvent être exprimés comme la somme sur tous les propagateurs des mésons vectoriels mutipliés par les facteurs de forme hadroniques méson-nucléon.
Dans le but de réconcilier le régime à bas Q^2 avec la dépendance asymptotique en Q^2, Gari et Krumpelmann ont proposé une paramétrisation basée sur le modèle VMD à bas Q^2 et sur la théorie de QCD perturbative à hauts moments transférés. Les données indiquent que le facteur de forme magnétique du proton est bien décrit par ce modèle. Cependant, le facteur de forme électrique du proton G_E^p chute très rapidement en fonction de Q^2 pour $Q^2 > 3$ (GeV/c)^2.
La paramétrisation la plus récente des facteurs de forme des nucléons est celle de Mergell, Meisner, et Drechsel (MMD) [Mer96]. Elle peut être considérée comme une mise à jour du modèle de Höhler. Cependant elle utilise moins de paramètres libres, et prend en compte le comportement à grand Q^2 prédit par pQCD.

V.2 Corrections relativistes

V.2.1 Corrections relativistes au courant à 1 corps

Du fait que le deuton est de spin non nul, il possède en plus de la densité de charge, des courants internes et des densités de magnétisation qui intéragissent avec les champs électriques et magnétiques crées par le passage de l'électron, modifiant ainsi les distributions de charge et de courant du deuton. Afin de considérer ces effets, les termes en $\frac{1}{M_N^2}$ doivent être inclus lors du calcul des facteurs de forme électromagnétiques du deuton. Ces corrections apparaissent naturellement lorsqu'on cherche à faire la réduction non relativiste de l'équation de Dirac décrivant une particule de spin $\frac{1}{2}$ soumise à l'action d'un champ électromagnétique ($\overrightarrow{E}$, $\overrightarrow{B}$) via la transformation de Foldy-Wouthuysen (FW) [Fol50]. Celle-ci a pour objectif de réduire à deux composantes les fonctions d'onde solutions de l'équation de Dirac qui contiennent habituellement quatre composantes liées à l'existence des états d'énergies négative aussi bien que positive. Le découplage de l'équation de Dirac en deux équations à deux corps se fait en éliminant de celle-ci tous les opérateurs qui couplent la petite à la grande composante de la fonction d'onde via une transformation unitaire.
L'addition des termes en $\frac{1}{M_N^2}$ modifie le courant J^μ. L'opérateur de charge peut s'écrire comme une somme de trois termes :

$$\rho = \rho_{NR} + \rho_{DF} + \rho_{SO} \tag{V.8}$$

ρ_{NR} représente l'opérateur de charge non relativiste qu'on retrouve dans NRIA lorsqu'on ne garde que les termes en $\frac{1}{M_N}$. $\rho_{DF} = -\frac{e}{8M_N^2}\rho_{NR}$ est le terme connu sous le nom de Darwin-Foldy [Dar28, Fol52], et $\rho_{SO} = -\frac{i}{2M_N^2}(2G_M^S - G_E^S)\overrightarrow{\sigma_1}.(\overrightarrow{q} \wedge \overrightarrow{p}) + 1 \longleftrightarrow 2$ est le terme spin-orbite.

V.2.2 Contraction de Lorentz

Une autre correction d'ordre $\frac{1}{M_N^2}$ est due au fait que pour NRIA, on n'est pas dans le repère du laboratoire où le système est au repos. En effet, les calculs sont effectués dans le repère de Breit où le deuton a un moment initial $-\frac{\overrightarrow{q}}{2}$ et un moment final $\frac{\overrightarrow{q}}{2}$, le photon ne lui transfère pas d'énergie. Le deuton va donc subir une contraction de Lorentz suivant la direction du mouvement proportionnelle à $\Gamma = \frac{E_D}{M_D}$ [Fri73]. En supposant que l'impulsion est suivant l'axe (Oz), il suffit pour tenir compte de cette contraction de remplacer la coordonnée z par Γz dans la fonction d'onde :

$$\Psi(x, y, z) \longrightarrow \Psi(x, y, \Gamma z).$$

Afin de considérer cette correction due à la contraction de Lorentz (CL), dans les facteurs de forme électromagnétique du deuton, il suffit selon Friar [Fri73] d'évaluer ces facteurs de forme à un moment transféré effectif légèrement décalé par rapport à Q. Ce qui se résume à :

$$F_{C,Q,M}(Q^2) \longrightarrow F_{C,Q,M}(\frac{Q^2}{\Gamma^2}),$$

avec $\Gamma^2 = (\dfrac{E_D}{M_D})^2 = 1 + \eta$.

V.3 Les courants d'échanges mésoniques

Le milieu nucléaire modifie d'une manière significative le courant de l'approximation d'impulsion. En plus des nucléons, il existe des degrés de liberté effectifs qui se manifestent à longue et moyenne portée de l'interaction NN. Ils sont associés aux mésons π ($J^p = 0^-, I = 1, m_\pi = 139.6$ MeV), ρ ($1^-, 1, m_\rho = 770$ MeV) et ω ($1^-, 0, m_\omega = 783$ MeV), et aux excitations isobariques N^*(1440 MeV) et la résonance Δ ($\frac{3}{2}^+, \frac{3}{2}, M_\Delta = 1232$ MeV). Lorsqu'on considère l'interaction entre deux nucléons, ces degrés de liberté peuvent rajouter aux courants nucléaires de l'approximation d'impulsion une contribution à deux corps. Une partie importante de cette contribution est due à l'existence des charges qui circulent d'un nucléon à un autre, créant ainsi un courant à deux corps. Puisque les particules échangées sont des mésons, les courants associés sont connus sous le nom des courants d'échanges mésoniques.
L'idée originale de Yukawa [Yuk35] de considérer le méson responsable de l'interaction NN

est à l'origine de l'histoire des courants d'échanges mésoniques. Une première tentative pour les calculer a été effectuée dès 1948 par Villars [Vil48]. Ce n'est toutefois que vers le début des années 1970 que l'on a commencé à mieux comprendre la théorie des échanges mésoniques et avoir des calculs fiables [Che71]. Depuis ce temps là, il a été établi que les courants d'échanges mésoniques, (MEC) "Mesonic Exchange Current", sont un élément important dans la description et la compréhension de l'interaction électromagnétique dans les noyaux.

V.3.1 Invariance de Jauge

La conservation du courant implique que le courant $J_\mu = (\overrightarrow{J}, \rho)$ doit satisfaire l'équation de continuité :

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{J} + i[H, \rho] = 0 \tag{V.9}$$

où ρ est la densité de charge et H est l'hamiltonien du système.
Pour un nucléon libre non relativiste, on a :

$$\begin{aligned} \rho &= F_1 \\ \overrightarrow{J} &= \frac{F_1}{2M}(\overrightarrow{p_i} + \overrightarrow{p_f}) + i\frac{(F_1 + \kappa F_2)}{2M}\overrightarrow{\sigma} \wedge \overrightarrow{q} \end{aligned} \tag{V.10}$$

F_i sont les fameux facteurs de forme de Pauli et $\overrightarrow{q} = \overrightarrow{p_f} - \overrightarrow{p_i}$, avec $\overrightarrow{p_i}$, $\overrightarrow{p_f}$ respectivement les impulsions initiale et finale du nucléon. Dans ce cas l'équation de continuité (V.9) est satisfaite car le commutateur de l'hamiltonien libre, $H = T = \frac{P^2}{2M}$, avec la densité ρ s'écrit dans l'espace des moments sous la forme :

$$[H, \rho] = \frac{1}{2M}F_1(p_f^2 - p_i^2) = \overrightarrow{q}.\overrightarrow{J} \tag{V.11}$$

Pour un système de nucléons en interaction, la situation est plus compliquée. L'hamiltonien H est la somme de deux termes, une partie à un corps donnée par l'énergie cinétique T et une autre à deux corps donnée par le potentiel V. Comme dans le cas libre, il est facile de montrer que

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{J_{(1)}} + i\left[T, \rho_{(1)}\right] = 0, \tag{V.12}$$

où $\rho_{(1)}$ et $\overrightarrow{J_{(1)}}$ sont respectivement les densités de charge et de courant à 1 corps. Cependant, la présence du potentiel V qui ne commute pas avec $\rho_{(1)}$ impose que le courant $\overrightarrow{J}$ contienne un terme supplémentaire $\overrightarrow{J_{(2)}}$ [Sie37] tel que :

$$\overrightarrow{\nabla}.\overrightarrow{J_{(2)}} + i\left[V, \rho_{(1)}\right] = 0. \tag{V.13}$$

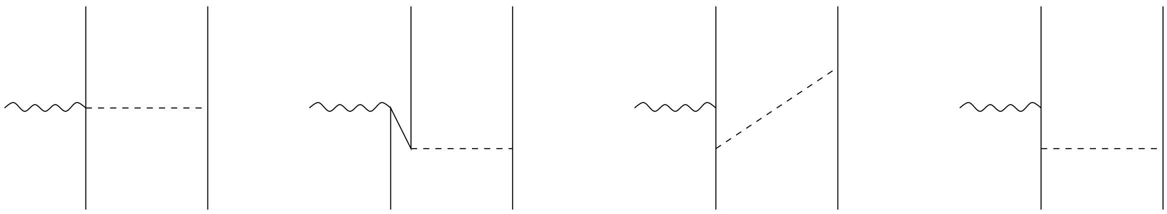
Dans l'espace des moments, on obtient

$$\overrightarrow{q}.\overrightarrow{J_{(2)}} - \left[V, \rho_{(1)}\right] = 0 \tag{V.14}$$

Le courant $J_{(2)}$ nécessaire pour la conservation de charge n'est pas complètement déterminé par le potentiel NN [Osb50]. Seule sa partie longitudinale l'est (eq. V.14), tandis que sa partie transverse demeure arbitraire. Il a été aussi supposé que la densité de charge n'affecte pas l'interaction nucléaire [Sie37], ce qui est vrai dans la limite non relativiste avec des interactions instantanées. L'expression du courant longitudinal peut être obtenue lorsque le potentiel est spécifié. Il peut être déterminé soit phénoménologiquement, soit à partir d'un Lagrangien effectif.
Chemtob, Moniz et Rho (CMR) [Che74] ont fait remarquer que les MEC tendent à dominer à hauts moments transférés. Leur argument était qu'un haut moment transféré est plus facilement partagé entre les deux nucléons dans le cas du courant à 2 corps que dans celui de 1 corps.
Il existe aussi des contributions isovectorielles à la composante longitudinale du courant qu'il est nécessaire de prendre compte afin de satisfaire l'invariance de jauge. Les courants longitudinaux sont donc déterminés grâce à l'équation de continuité du courant nucléaire une fois le potentiel connu. Ils peuvent être considérés comme indépendants de modèles dans le sens qu'il ne contiennent pas de paramètres qui ne sont pas déjà présents dans l'interaction NN. Il y a aussi des courants dépendants de modèles qui ne peuvent être déduits ni du potentiel NN ni de l'équation de continuité. Dans la littérature, deux classes de courants transverses ont été considérées. Ils sont associés d'une part aux excitations des résonances virtuelles du nucléon dans l'état intermédiaire et d'autre part au couplage électromagnétique aux mésons.

V.3.2 Contributions "indépendantes du modèle"

Tous les graphes de la figure [V.2] représentent des courants à deux corps contraints par l'équation de continuité. La figure [V.2.a] représente le courant Seagull (ou contact ou Kroll-Ruderman [Kro54]) qui apparaît pour des couplages dérivatifs des vertex πNN (pseudo-vectoriel) et ρNN (tensoriel).



(a) Seagull **(b) paire** **(c) recul** **(d) renormalisation**

FIG. V.2 - *Les courants d'échange mésoniques indépendants du modèle.*

La figure [V.2.b] représente le diagramme de paire. Il est appelé ainsi car il correspond à une réduction non relativiste d'un processus où le photon crée une paire virtuelle $N\overline{N}$ qui se désexcite en émettant un méson. Sa contribution est prise en compte implicitement dans un calcul relativiste; dans un calcul non relativiste, il faut l'introduire explicitement. Le diagramme [V.2.c] dit de recul, représente l'interaction du photon avec un nucléon, en présence d'un méson. Il n'est généralement pas pris en compte dans le potentiel, puisque la description nucléaire néglige la possibilité d'une composante πNN. Le diagramme de normalisation (figure [V.2.d]) est normalement pris en compte au travers de la fonction d'onde, pourvu que le potentiel utilisé contienne la contribution due à l'échange du méson correspondant.
Pour l'interaction πNN, deux types de couplages sont possibles. Dans une théorie pseudo-scalaire (PS), on utilise un Lagrangien effectif qui a la forme suivante :

$$L_{PS} = -ig(\overline{\psi}(x)\gamma_5 \tau \psi(x))\phi(x), \tag{V.15}$$

où ψ est le champ de Dirac pour le nucléon, ϕ est le champ scalaire du pion et g est la constante de couplage telle que $\frac{g^2}{4\pi} = 14.3$. Une telle théorie peut être renormalisée. Cependant, elle ne satisfait pas la conservation partielle du courant axial (PCAC) [Gel60]. Dans une théorie pseudo-vectorielle (PV), le Lagrangien s'écrit :

$$L_{PV} = \frac{f}{m_\pi}(\overline{\psi}(x)\gamma_\mu\gamma_5 \tau \psi(x))\partial^\mu \phi(x). \tag{V.16}$$

Dans ce cas, la théorie n'est pas renormalisable mais elle est consistante avec les théorèmes de basse énergie et les prédictions de l'algèbre des courants [Dom73]. Pour des nucléons sur couche de masse, les deux couplages (PS) et (PV) donnent à la limite non relativiste, des résultats équivalents à condition que $\frac{f}{m_\pi} = \frac{g}{2M}$, ce qui revient à $\frac{f^2}{4\pi} = 0.079$.

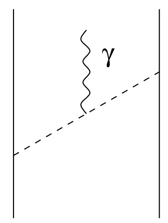


FIG. V.3 - *Le courant d'échange isovectoriel.*

La différence entre les deux couplages apparaît principalement pour des transitions entre nucléons et anti-nucléons. Le couplage PS, qui est le plus souvent utilisé, peut exciter fortement ces états [V.2.b], contrairement au couplage PV pour lequel ces transitions sont négligeables. Pourtant, dans le cas non relativiste, les potentiels NN obtenus avec différents couplages donnent des résultats semblables.

Le méson ρ a des couplages vectoriel et tensoriel au nucléon. La partie d'interaction qui lui correspond dans le Lagrangien est donnée par :

$$L_{\rho NN} = -g_\rho(\overline{\psi}(x)\gamma_\mu\tau\psi(x)).\rho^\mu(x) + \frac{f_\rho}{2M}(\overline{\psi}(x)\sigma_{\mu\nu}\tau\psi(x)).\partial^\nu\rho^\mu(x), \tag{V.17}$$

où ρ^μ est le champ vectoriel du méson ρ et $\sigma_{\mu\nu} = \frac{i}{2}(\gamma_\mu\gamma_\nu - \gamma_\nu\gamma_\mu)$ est le tenseur antisymétrique. Le couplage tensoriel f_ρ est beaucoup plus important que le couplage vectoriel g_ρ, la valeur empirique du rapport étant $k_\rho = \frac{f_\rho}{g_\rho} \sim 6$ ($\frac{g_\rho^2}{4\pi} = 0.55$, [Mat89]).
Par ailleurs, il est important de préciser l'existence des contributions importantes aux courants d'échanges mésoniques (MEC) du type (figure [V.3]), où le photon se couple directement au méson. Le courant associé est aussi conséquence de l'invariance de jauge. Cependant, à cause de sa nature isovectorielle, il n'intervient pas dans la diffusion ed élastique .

V.3.3 Contributions "dépendantes du modèle"

Les courants d'échange que nous allons présenter dans ce paragraphe ne peuvent pas être reliés au potentiel NN via l'équation de continuité. Ce sont des courants longitudinaux invariants de jauge.
Le courant électromagnétique J_μ se décompose en deux parties, l'une isoscalaire et l'autre isovectorielle : $J_\mu = J_\mu^{isos} + J_\mu^{isov}$. Pour la diffusion e-d élastique, on a conservation de l'isospin, seule la partie isoscalaire du courant contribue. En utilisant la conservation de la G-parité, on peut démontrer que le photon ne peut se coupler directement à un seul pion, car il serait isovectoriel. Il est par conséquent nécessaire qu'il y ait un nombre impair de lignes de pions au vertex électromagnétique. On a donc deux processus isoscalaires possibles : $\rho \to \pi + \gamma$ et $\omega \to \sigma + \gamma$.

(a) ρπγ **(b)** σωγ

FIG. V.4 - *Les courants d'échange $\rho\pi\gamma$ et $\omega\sigma\gamma$.*

Les mésons ρ et ω sont fortement couplés, respectivement, au système de deux pions dans une onde P et au système de trois pions. Le méson "σ" qui est une particule fictive pourrait prendre en compte l'interaction attractive à basse énergie de deux pions dans une onde S. Les vertex du graphe (a) et (b) de la figure [V.4] sont respectivement équivalents à trois et cinq pions.
Adler [Adl64] fut le premier à introduire la contribution du courant d'échange $\rho\pi\gamma$ afin de tenter d'expliquer la différence pour le deuton entre le moment magnétique mesuré et celui calculé théoriquement.
Dans le Lagrangien effectif [Mat89] décrivant le système méson-nucléon, on doit tenir compte du terme de couplage entre les mésons. En présence du champ électromagnétique, ce terme doit permettre la désintégration électromagnétique des mésons. La plus importante est la désintégration du méson ρ en un pion et un photon [Che74, Gar76], elle est décrite par le Lagrangien [Dea73] :

$$L_{\rho\pi\gamma} = \frac{g_{\rho\pi\gamma}}{m_\rho}\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\partial^\nu A^\mu \rho^\alpha.\partial^\beta\phi. \tag{V.18}$$

Le courant d'échange $\rho\pi\gamma$ est représenté par le graphe [V.4.a]. Sa forme explicite à l'ordre dominant peut être trouvé dans le papier de Riska et Popius [Ris85]. $\rho\pi\gamma$ représente une contribution isoscalaire aux MEC qui est purement transverse, et entièrement modèle-dépendant dans le cadre de la théorie phénoménologique des mésons. Sa contribution dépend essentiellement de la largeur radiative du méson ρ via la constante de couplage $g_{\rho\pi\gamma}$ et de celle du couplage ρN, g_ρ. Le carré de la constante de couplage $g_{\rho\pi\gamma}$ est relié à la largeur de désintégration du ρ [Dum83] par :

$$\Gamma_{(\rho\rightarrow\pi\gamma)} = \frac{1}{24\alpha}g^2_{\rho\pi\gamma}m_\rho(1-\frac{m^2_\pi}{m^2_\rho}). \tag{V.19}$$

La détermination la plus récente de $\Gamma_{(\rho\rightarrow\pi\gamma)} = 71 \pm 7$ keV [Jen83], donne pour $g_{\rho\pi\gamma}$ une valeur de ± 0.58, sans pour autant déterminer le signe, à comparer à la valeur de 1 utilisée par Chemtob [Che64] et à celle utilisée par Gari : $g_{\rho\pi\gamma} = 0.38$. Le modèle SU(3), quant à lui, prédit $g_{\rho\pi\gamma} = \frac{2}{3}$ [Dea73]. Le calcul du moment magnétique du deuton est aussi en faveur d'une valeur positive de $g_{\rho\pi\gamma}$. D'autres auteurs [Sar89] ont donné à $g_{\rho\pi\gamma}$ un signe négatif pour pouvoir obtenir un meilleur accord avec les données de la fonction de structure A(Q).
La contribution $\omega\sigma\gamma$ a aussi été considérée dans un cadre non relativiste [Amg92]. La constante de couplage $g_{\omega\sigma\gamma}$ est choisie égale à $g_{\rho\pi\gamma}$, résultat justifié par un modèle de quarks relativistes [Che74]. Il reste toutefois des incertitudes à propos de la masse du "σ" déterminée à partir des différents potentiels. Ce qui entraîne des doutes sur le calcul de la contribution $\omega\sigma\gamma$ aux différents facteurs de forme électromagnétiques élastiques du deuton [Amg92].

V.3.4 Classification de Friar

Friar [Fri83] a classifié les courants d'échange mésoniques afin de permettre une meilleure compréhension et une plus rapide assimilation de leurs différentes composantes. Il retient deux types de contributions en deux catégories : type I (courant électromagnétique) et type II (courant axial), il les classe selon les différents ordres en $(\frac{1}{M})$. La différence entre les deux types peut être perçue facilement: il suffit de remarquer que pour le courant axial la composante spatiale (courant $\overrightarrow{J}$) domine la composante temporelle (charge ρ) tandis que c'est le contraire qui se produit pour le courant électromagnétique. Puisqu'on est intéressé par le courant électromagnétique, seules les contributions du type I vont être discutées. ρ_0 et $\overrightarrow{J_0}$ sont respectivement les opérateurs non relativistes de charge et de courant à 1 corps, où l'indice "0" indique que l'observable est indépendante du potentiel, tandis que l'indice "ex" traduit cette dépendance. L'indice "rel" est associé aux corrections relativistes.

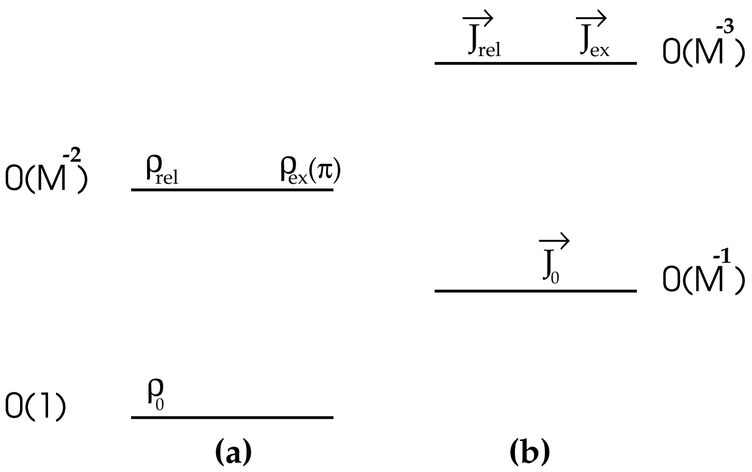


FIG. V.5 - *La classification des courants d'échange mésoniques isoscalaires [Mat89].*

Les corrections d'ordre $(\frac{1}{M})^2$ à l'opérateur de charge ρ_0 qui est de l'ordre $O(1)$ (cf. fig [V.5]) sont les suivantes :
$\star$ ρ_{rel} contient les contributions spin-orbite, Darwin-Foldy, et Contraction de Lorentz.
$\star$ $\rho_{ex}(\pi)$ est associé aux courants d'échange de pions représentés par les diagrammes "Seagull", "renormalisation", et "recul" de la figure [V.2]. Les opérateurs associés à des mésons plus lourds tels que (σ, ω, et ρ) sont d'ordre supérieur.
Concernant les opérateurs de courant, l'ordre dominant associé aux courants isovectoriels d'échange de pions (ces courants ne contribuent pas dans le cas de la diffusion ed élastique) est du même ordre $O(\frac{1}{M})$ que le courant de l'approximation d'impulsion $\overrightarrow{J_0}$. Les diagrammes correspondant sont le Seagull (cf. fig [V.2.a]) et le diagramme de la figure [V.3], où le couplage du pion

au nucléon est isovectoriel. Les corrections en $(\frac{1}{M})^3$ sont présentées ci-dessous :
$\star$ $\overrightarrow{J_{rel}}$ contient les mêmes corrections relativistes que ρ_{rel}.
$\star$ $\overrightarrow{J_{ex}}$ est associé au diagramme de paire, et au Seagull avec l'échange du méson ρ. Il inclut aussi le courant de la figure [V.3] en considérant le même échange du ρ, et la contribution du courant $\rho\pi\gamma$, la partie de charge de ce dernier étant en $(\frac{1}{M})^4$.

V.3.5 Modèles d'interaction NN

L'équation de continuité qui assure la conservation du courant traduit la relation entre la fonction d'onde, le potentiel NN et les opérateurs du courant électromagnétique.
Dans le langage de la théorie des champs, le potentiel NN est obtenu dans la limite non relativiste à partir du Lagrangien effectif. Les seuls paramètres sont les masses des mésons et les constantes de couplage nucléon-méson. Les masses sont prises à leurs valeurs libres tandis que les constantes de couplage sont considérées comme des paramètres ajustables lorsqu'elles ne sont pas connues expérimentalement. Les facteurs de forme hadroniques constituent aussi des paramètres nécessaires au niveau des vertex nucléon-méson. Bien qu'ils puissent être en principe calculés, ils sont souvent pris comme des paramètres libres. Tous ces paramètres sont ajustés pour obtenir des résultats raisonnables des déphasages NN dans un large domaine d'énergie.
La fonction d'onde complète $\psi(N, \Delta, ..., \pi, \rho, \omega, ...)$ contient par définition toute l'information sur les degrés de liberté pertinents dans le noyau. Cependant, cette fonction d'onde n'est pas connue, même pour le deuton. L'approche traditionnelle de la physique nucléaire est d'éliminer les degrés de liberté non nucléoniques de la fonction d'onde ψ, et par conséquent de décrire le deuton comme deux nucléons "habillés" qui interagissent via un potentiel à deux corps ou plus.
Il n'est donc pas sans interêt de préciser que selon les ingrédients utilisés pour le calcul du potentiel NN et le contenu physique de la fonction d'onde, les courants d'échanges mésoniques peuvent être différents.
Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire l'interaction NN. Ils peuvent être classés en deux catégories, ceux donnés dans l'espace de configuration, tels que les potentiels de Paris [Lac80, Lac81], Nijmegen [Nag78], Reid [Rei68], Hamada-Johnston [Ham62], Argonne V_{14} [Wir84] et V_{18} [Wir95], ..., et ceux donnés dans l'espace des moments (différentes versions du potentiel de Bonn [Mac87], Bonn complet, QA, QB, QC).

V.4 Modèles relativistes

Les modèles non relativistes cités précédemment prennent en compte dans leur description de la structure électromagnétique du deuton les corrections relativistes en rajoutant d'une manière perturbative des termes en (q/m). Lorsque les moments transférés au deuton atteignent des valeurs comparables ou plus grandes que la masse du nucléon, on n'a plus le droit de faire ce développement perturbatif, et par conséquent la description non relativiste du deuton n'est plus crédible. Il devient donc nécessaire pour des grands Q de développer des modèles relativistes covariants. Il y a deux différentes approches relativistes pour construire ces modèles : la mécanique quantique associée aux particules [Coe75, Chu88, Fra93] et la théorie quantique des champs [Hum90, Van95, Phi98, Car98].
La première approche est basée sur la construction explicite des représentations unitaires du groupe de Poincaré [Tun74], permettant ainsi de déterminer les équations de mouvement qui satisfont les conditions requises par la covariance relativiste. En effet,les générateurs des translations spatio-temporelles qui sont aussi les générateurs du groupe de Poincaré ont une signification physique qui correspond à l'impulsion et l'énergie. Les représentations unitaires du groupe de Poincaré spécifient donc la dynamique. Dirac a étudié les formes permises de ces représentations [Dir49] dont celles connues sous le nom de "instant form" et "light front form" où les vecteurs d'états sont définis sur des plans caractérisés respectivement par les équations $t = 0$, et $t - z = 0$. La section efficace de la diffusion ed élastique dépend des éléments de matrice, $< m', P_d'|I^\nu(0)|P_d, m >$, de l'opérateur densité-courant $I^\nu(x)$, où $|P_d, m >\in H_{2N}$, $(m = 0, \pm1)$, sont les vecteurs d'états du deuton représentés par les fonctions d'onde, ellesmêmes fonctions propres du moment, de l'énergie, et du spin. H_{2N} est le produit tensoriel d'espaces de Hilbert à 1 nucléon H_{1N}. $I^\nu(x)$ est la somme d'opérateurs à 1 corps I_1 et deux corps I_2. Par définition, l'opérateur à 1 corps appartenant à l'espace de Hilbert à deux nucléons H_{2N} est donné par :

$$I_1 = I_1(H_{1N}) \otimes I_d, \tag{V.20}$$

où I_d est l'opérateur identité. Afin de satisfaire la conservation du courant et la covariance de Lorentz, il ne faut pas séparer les contributions à 1 et 2 corps. Différents modèles adoptent différentes représentations de l'opérateur de courant. Dans la dynamique "instant form", les éléments de matrice du courant nécessaires pour le calcul des facteurs de forme du deuton sont reliés les uns les autres par l'équation de continuité [Osb50], et par les transformations dynamiques de Lorentz [Coe75], tandis qu'avec la dynamique "light front form", il est possible de construire des approches relativistes [Chu88, Fra93] de la diffusion ed élastique, en utilisant les fonctions d'ondes conventionnelles du deuton obtenus à partir des modèles qui permettent le meilleur ajustement des données de la diffusion NN, et les courants à 1 corps qui sont reliés

aux facteurs de forme empiriques des nucléons par des transformations cinématiques.
La seconde approche s'inscrit dans le cadre la théorie des champs relativiste. Elle consiste en deux types de modèles explicitement covariants: les premiers sont associés au formalisme de Bethe-Salpeter (BS) [Sal51] ou sa réduction tridimensionnelle (équations du quasi-potentiel (QP)) [Hum90, Van95, Phi98], et les seconds appelés "Light Front Dynamics" (LFD) sont basés sur l'évolution des champs quantifiés le long du cône de lumière [Car98]. Dans cette section, nous allons nous concentrer sur les applications des approches BS et QP à la modélisation du deuton. Le modèle (LFD) fera l'objet du chapitre VII.
Le point de départ des approches BS et QP est la fameuse équation de BS. L'histoire de cette équation a commencé en 1951 [Sal51], lorsque Bethe et Salpeter ont pu remarquer qu'en réarrangeant la série des diagrammes de Feynman pour la fonction de Green, on peut la mettre (Série de diagrammes) sous la forme d'une équation itérative compacte, c'est l'équation de BS pour la fonction de Green. Elle consiste à remarquer que les diagrammes de Feynman qui entrent dans la définition de la fonction de Green sont de deux sortes : certains sont dits irréductibles, c'est à dire qu'on ne peut pas les découper en deux ou plusieurs diagrammes en éliminant deux propagateurs correspondant aux deux particules dont on étudie l'état lié, les autres sont dits réductibles par opposition aux premiers et sont, en fait, la juxtaposition de plusieurs diagrammes du premier type.
Diagrammatiquement, la fonction de Green se présente comme ceci :

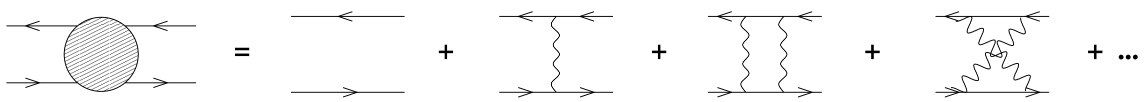


FIG. V.6 - *Représentation diagrammatique de la fonction de Green.*

On voit par exemple que le quatrième diagramme (le diagramme croisé) est irréductible alors que le troisième est réductible. Il est en effet la juxtaposition de deux diagrammes du même type que le second diagramme.
L'équation de BS consiste à regrouper les diagrammes irréductibles dans un seul bloc appelé le noyau "Kernel", qu'on note K, et à remarquer que la fonction de Green est la répétition (itération) de ce noyau :

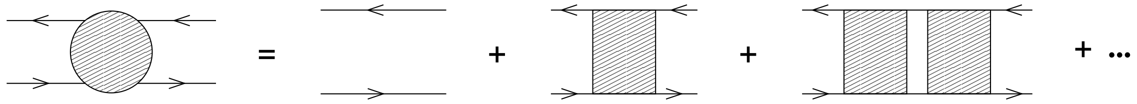


FIG. V.7 - *Représentation diagrammatique du noyau d'interaction.*

On remarque ensuite que cette série peut se mettre sous la forme compacte suivante :

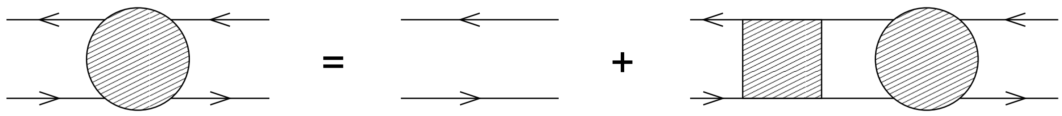


FIG. V.8 - *Représentation diagrammatique de l'équation BS.*

La figure [V.8] n'est rien d'autre que la représentation diagrammatique de l'équation BS pour la fonction de Green. Cette équation peut s'écrire sous la forme suivante :

$$G = G_0 + G_0 K G, \tag{V.21}$$

où $G(x_1, x_2, x_1', x_2') = < 0\,|T_{chro}[\varphi_1(x_1)\overline{\varphi_2}(x_2)\overline{\varphi_1}(x_1')\varphi_2(x_2')]|\,0 >$ est la fonction de Green à quatre points. Elle peut être considérée comme une généralisation d'un élément de matrice S hors couche de masse, et convient donc très bien pour l'étude des états liés. Les $\varphi_i (i = 1, 2)$ sont les deux champs en interaction associés à deux particules de même masse m, et T_{chro} est le produit chronologique. Dans l'équation BS, G_0 est la fonction de Green pour deux particules libres. Elle donnée par :

$$G_0 = \widetilde{\triangle}(x_1' - x_1)\widetilde{\triangle}(x_2' - x_2), \tag{V.22}$$

où $\widetilde{\triangle}$ est un propagateur d'une particule :

$$\widetilde{\triangle} = \frac{1}{(2\pi)^4}\int d^4k \exp(-ikx)\triangle(k), \tag{V.23}$$

avec $\triangle(k) = \dfrac{1}{k^2 - m^2 + i\varepsilon}$.
L'équation BS pour l'amplitude de diffusion T est la suivante :

$$T = K + KG_0T. \tag{V.24}$$

Considérons la diffusion des deux particules de moments initiaux p_1, p_2 et finaux p_1' et p_2'. La conservation du quadrimoment entraîne que :

$$T(p_1', p_2', p_1, p_2) = \delta^{(4)}(p_1 + p_2 - p_1' - p_2')t(p, p', P), \tag{V.25}$$

avec $P = p_1 + p_2$, et où les moments relatifs sont définis par $p = p_1 - p_2$ et $p' = p_1' - p_2'$. L'équation de BS a dans l'espace des moments la forme :

$$t(p, p', P) = K(p, p', P) + \int d^4q K(p, q, P)G_0(q, P)t(q, p', P). \tag{V.26}$$

On peut donc noter quelques propriétés générales concernant l'équation BS :
$\star$ L'équation BS est une équation quadri-dimensionnelle.
$\star$ L'équation de BS est une équation intégro-différentielle d'ordre élevé, ce qui nécessite beaucoup de conditions aux limites et rend sa résolution non évidente.
En étudiant la solution de l'équation (V.26), un état lié peut en principe être trouvé dans la région en énergie qui correspond à $s \equiv P^2 < 4m^2$. Si le noyau K soutient cet état lié, ce dernier se traduit par un pôle dans la matrice t à $s = M_d^2$, avec M_d la masse de l'état lié (deuton). Une solution de l'équation (V.26) doit donc exister à la position du pôle qui correspond à l'état lié dont la fonction d'onde donnée par $\Psi = G_0\phi$ satisfait l'équation :

$$\phi(p, P) = \int d^4q K(p, q, P) G_0(q, P)\phi(q, P), \tag{V.27}$$

avec $P^2 = M_d^2$ et $G_0 = i\triangle(p_1)\triangle(p_2)$.
Bien que les équations présentées ci-dessus soient exactes, elles ne peuvent pas être résolues exactement puisque le noyau K contient un nombre infini de contributions. Toutefois, il est assez courant de retenir uniquement un nombre limité de contributions dans le noyau K afin d'obtenir une solution. Typiquement, le noyau K est tronqué au niveau de 1 ou 2 échanges de bosons. Une autre alternative consiste à construire des équations dite " du quasi-potentiel" dont le facteur commun est le remplacement du propagateur du nucléon libre par un nouveau propagateur g_0 qui inclut la fonction δ contraignant ainsi l'énergie relative des états intermédiaires, ce qui réduit à trois dimensions l'équation de BS.
On commence par remplacer l'équation de BS (eq V.26) par l'équation QP :

$$t = w + wg_0t. \tag{V.28}$$

Dans cette construction, on demande que la matrice t résultante vérifie les propriétés comme la covariance relativiste et l'unitarité. En supposant que le propagateur g_0 est connu, et que $t = T$, on trouve :

$$w = K + K(G_0 - g_0)w. \tag{V.29}$$

Le quasi-potentiel w peut en principe être déterminé à partir du noyau de BS. Plusieurs choix ont été faits dans la littérature pour le propagateur g_0. Nous allons en présenter trois qui sont les plus utilisés dans le cas de particules identiques :
$\star$ g_{BSLT} est obtenu à partir de l'approximation de Blankenbecler, Sugar, Logunov et Tavkhelidze (BSLT) [Log63, Bla66].
$\star$ g_{Gross} est obtenu à partir de l'approximation de Gross (spectateur) [Gro82].
$\star$ g_{ET} est obtenu à partir de l'approximation à temps égal "Equal Time" [Man87, Wal89, Phi98].
Dans l'approximation BSLT, les deux particules sont traitées à pied d'égalité. Le propagateur

g_{BSLT} peut s'écrire dans le centre de masse des deux particules sous la forme suivante :

$$g_{BLST} = -\frac{2\pi}{E_p} \frac{1}{4E_p^2 - s - i\varepsilon} \delta(p_0), \tag{V.30}$$

avec $E_P = \sqrt{\overrightarrow{p}^2 + m^2}$ l'énergie sur couche de masse. Cette approche a été adoptée par Hummel et Tjon (HT) [Hum90] dans le calcul ses facteurs de forme électromagnétiques du deuton afin d'éviter les singularités non physiques dans les propagateurs des mésons. HT ont trouvé que les contributions des états d'énergie négative étaient négligeables. Ils ont traité d'une manière relativiste et covariante les courants d'échange $\rho\pi\gamma$ et $\omega\sigma\gamma$ en utilisant une interaction instantanée ($p_0 = p_0' = 0$), ce qui entraîne que les effets de retard dans les propagateurs des mésons disparaissent. Les constantes de couplage et les masses des mésons ont été choisies identiques à celle du modèle relativiste d'échange d'un boson (OBE) [Fle75, Fle77, Fle80] "One Boson Exchange". La constante de couplage $g_{\rho\pi\gamma}$ a été prise égale à $g_{\rho\pi\gamma} = 0.56$ [Ber80]. Pour le processus $\omega\sigma\gamma$, la constante de couplage n'est pas connue expérimentalement. Seule une limite supérieure a été établie à partir de la désintégration $\omega \to \pi^0\pi^0\gamma$, qui donne $|g_{\omega\sigma\gamma}| < 2.4$. Des calculs de Chemtob, Moniz, et Rho [Che74] dans le cadre du modèle de quark relativiste ont prédit que $g_{\rho\pi\gamma} = -g_{\omega\sigma\gamma}$. Dans les vertex méson-nucléon, HT ont utilisé des facteurs de forme hadroniques monopolaires :

$$F_\alpha(k) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 - k^2}, \tag{V.31}$$

où α représente le méson et k son moment. Le paramètre Λ est le même pour tous les mésons; il est égal à $1.5M_N$, avec M_N est la masse du nucléon. HT ont utilisé deux différentes paramétrisations des facteurs de forme du nucléon, Gari-Krumpelman et Höhler.

Dans l'approximation de Gross (spectateur), une des particules est sur couche de masse. Dans le cas où c'est la particule 1, le propagateur est donné par :

$$g_{Gross} = 2\pi \frac{1}{p_2^2 - m^2 + i\varepsilon} \delta^{(+)}(p_1^2 - m^2). \tag{V.32}$$

A cause du traitement asymétrique des deux particules, la symétrie de particules identiques est brisée. Cette symétrie est évidemment restorée grâce à la symétrisation des états intermédiaires. Van Orden, Devine, et Gross (VDG) [Van95] ont calculé les facteurs de forme électromagnétique du deuton en utilisant cette dernière approximation [Gro69, Gro74, Gro82]. Leur modèle nommé approximation d'impulsion complète (CIA) est explicitement covariant, il a été construit de manière à satisfaire l'invariance de jauge. Le modèle d'interaction utilisé est basé sur l'approximation de OBE contenant six mésons π , ρ , ω , σ , η et σ_1, où σ_1 est un méson scalaire-isovectoriel avec une masse comparable à celle du σ. Les paramètres du modèle sont ajustés [Gro92] afin de reproduire les déphasage np du potentiel de Nijmegen dépendant de l'énergie [Sto93]. Au niveau des vertex nucléon-nucléon-méson, VDG utilisent un facteur de forme général F qui a une forme factorisable [Gro87] en fonction des masses invariantes des trois particules virtuelles connectées au vertex :

$$F(p^{'2}, p^2, l^2) = h(p^{'2})h(p^2)f(l^2), \tag{V.33}$$

où p ($p^{'}$) est le quadrimoment du nucléon initial (final), $l = p - p^{'}$est le quadrimoment du méson, et $f(l^2)$ et $h(p^2)$ sont respectivement les facteurs de forme du méson et du nucléon dont l'expression se trouve dans les références [Gro90]. Le facteur de forme utilisé pour le nucléon prend en compte les effets hors couche. (VDG) ont aussi calculé les contributions aux facteurs de forme du deuton dues aux courants d'échange $\rho\pi\gamma$ avec des facteurs de forme calculés à partir du modèle "Vector Meson Dominance" (VMD), du modèle de quark par Ito et Gross [Ito93] et par Mitchell et Tandy [Mit95].

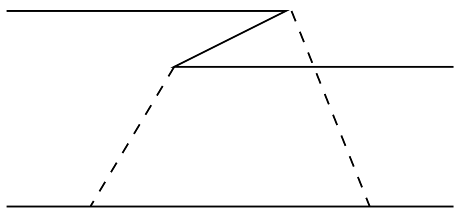


FIG. V.9 - *Exemple de graphe en Z pris en compte dans l'équation du quasi-potentiel du modèle (PW) [Phi98].*

L'approximation à temps égal "Equal Time" offre une troisième possibilité pour une réduction tridimensionnelle de l'équation BS. Elle suppose que la dépendance de l'interaction K en terme d'énergie relative peut être négligée, d'où la l'expression du propagateur :

$$g_{ET} = -\frac{\pi}{2E_p}\frac{1}{E_p^2 - \frac{s}{4} - i\varepsilon}. \tag{V.34}$$

Phillips et Wallace (PW) [Phi98] ont adopté cette prescription, et ils ont construit un modèle basé sur l'approximation OBE pour calculer les facteurs de forme du deuton. Comme dans le modèle de (HT) l'interaction est instantanée. Le courant électromagnétique inclut aussi la contribution du graphe de la figure [V.9], afin de prendre en compte les graphes croisés de Feynman. (PW) ont aussi inclus les états à énergies négatives et les effets de recul dans l'interaction. Très récemment, ils ont rajouté les contributions dues au courant d'échange $\rho\pi\gamma$ [Phi99], avec $g_{\rho\pi\gamma} = 0.563$. Finalement, le facteur de forme utilisé pour le nucléon est celui de Mergel, Meissner, et Drechsel (MMD) [Mer96].

V.5 Excitations isobariques

A hauts moments transférés, les nucléons dans le deuton peuvent subir des excitations vers des états d'énergie plus élevée, sous forme de résonances de largeur finie. Ces excitations sont connues sous le nom d'excitations isobariques. Elles peuvent être prises en compte en rajoutant les composantes $\triangle\triangle$ et NN^* dans la fonction d'onde du deuton. La composante $N\triangle$ ne peut pas exister dans le deuton car cet état ne peut pas se coupler à un isospin nul. Lors de la diffusion ed élastique, ces degrés de liberté baryoniques peuvent donc contribuer.

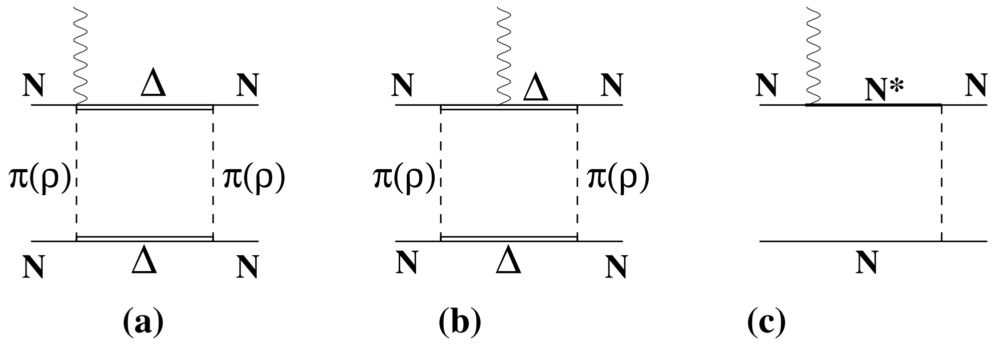


FIG. V.10 - *Courants d'échange isobarique : (a) courant $\Delta\Delta$, (b) courant $\Delta\Delta$ dans AI, et (c) courant de Roper.*

Plusieurs groupes de théoriciens se sont penchés sur la question dans le but de quantifier ces contributions. Les différents modèles sont non relativistes. La fonction d'onde complète du deuton est obtenue comme solution de l'équation de Schrödinger dans laquelle la composante NN est couplée aux composantes $\triangle\triangle$, et NN^* via un potentiel de transition V_{Tr} . Les facteurs de forme électromagnétiques du deuton calculés dans l'approximation d'impulsion sont modifiés car ils prennent en compte ces nouveaux degrés de liberté. Les facteurs de forme de $\triangle$ et N^* ont été pris proportionnels aux facteurs de forme du nucléon. De nouveaux courants d'échange mésoniques (fig. [V.10]) apparaissent comme conséquence directe de la conservation du courant électromagnétique.

Sitarski [Sit87] , Blunden [Blu89] et leurs collaborateurs (SB) ont utilisé un paramètre r_0 pour résoudre l'équation de Schrödinger: les composantes baryoniques sont tronquées pour des rayons $r < r_0$, et leurs valeurs à $r = r_0$ (conditions aux limites) déterminées soit par le coeur dur du potentiel, soit par la taille d'un sac de six quarks. Le premier rayon $r_0^{FL} = 0.74$ fm a été obtenu à partir d'une paramétrisation des données de diffusion NN avec le potentiel de Feshbach-Lomon (FL) [Lom68], tandis que le second $r_0^{CBM} = 1.05$ fm résulte de la dynamique du "Cloudy Bag Model" (CBM) [Laf86]. Ce modèle inclut les composantes $NN(^3S_1$,

$^3D_1)$, $\triangle\triangle(\,^3S_1, ^3D_1\,, ^7D_1\,)$, et $NN^*(\,^3S_1\,)$, solutions d'un ensemble d'équations couplées. Le potentiel (FL) utilisé pour l'interaction NN est construit à partir des échanges des mésons π, η, ρ, ω ainsi que l'échange de 2π. A longue et moyenne portée, les éléments de matrice du potentiel de transition entre nucléon et isobare incluent les contributions standards d'échange d'un pion, en plus de celles d'échange de 2π et du méson ρ. Celles ci sont construites phéno-ménologiquement avec des formes identiques à celles du potentiel de Yukawa. Les courants d'échange de paire incluant les mésons (π, ρ, et ω) et $\rho\pi\gamma$ ont aussi été calculés. Les facteurs de forme hadroniques utilisés ont la forme (V.31), avec $\Lambda_\pi = 1.0$ GeV et $\Lambda_\rho = \Lambda_\omega = 1.44$ GeV. Afin de tester la sensibilité du modèle aux différents paramètres, (SB) ont essayé différentes paramétrisations des facteurs de forme du nucléon, différentes constantes de couplage et facteurs de forme pour la contribution du $\rho\pi\gamma$.

Dymarz [Dym90] et ses collaborateurs ont developpé un autre modèle qui contrairement au précédent n'utilise aucun rayon limite, et ne contient donc aucune composante de quark dans le noyau nucléaire. C'est un modèle qui couple perturbativement les nucléons aux isobares $\triangle$, et inclut les états suivants : $NN(^3S_1, ^3D_1)$ et $\triangle\triangle(\,^3S_1, ^3D_1\,, ^7D_1\,, ^7G_1\,)$. Pour la composante NN, les auteurs utilisent le potentiel non relativiste (indépendant d'énergie) d'échange d'un boson [Mac87] (OBE) "One Boson Exchange", qui inclut l'échange des six mésons ($\alpha = \pi$, ρ , ω , δ , η et σ) . Les potentiels de transition et ceux de la composante $\triangle\triangle$ ont été construit à partir de ceux de la composante NN via le modèle de quarks qui relie les constantes de couplage dans les vertex $\alpha\triangle\triangle$ à celles des vertex αNN. Les paramètres (masses, constantes de couplage) des mésons physiques ont été obtenus à partir des informations expérimentales disponibles, tandis que ceux du méson σ ont été déterminés par les déphasages pour une énergie au laboratoire $T_{Lab} < 400$ MeV pour un isospin $T = 0$, et par les propriétés statiques du deuton. Dans chaque vertex méson-baryon-baryon un facteur de forme monopolaire est utilisé. Pour les vertex qui impliquent uniquement les nucléons, un paramètre de "cutoff" $\Lambda_\alpha = 1.5$ GeV a été utilisé, et pour ceux qui font intervenir les isobares $\triangle$, le paramètre Λ_α est légèrement réduit. Dymarz et Khanna (DK) [Dym90, Dym90b] ont aussi inclus les contributions dues au courant de paire (π-pair) et au courant d'échange $\rho\pi\gamma$ dans leur calcul des facteurs de forme du deuton. Ils ont utilisé, comme (SB), la prescription obtenue par Gari et Hyuga [Gar76]. Dans leur calcul du $\rho\pi\gamma$, DK ont pris $g_{\rho\pi\gamma} = 0.56$. La paramétrisation de Gari et Krumpelmann [Gar86] a été utilisée. (BK) et (SB) ont supposé que les facteurs de forme électromagnétiques de $\triangle$ sont proportionnels à ceux du nucléon.

Un autre modèle qui prend en compte les contributions $\triangle\triangle$ et NN^*dans le deuton a été développé par Obersteiner, Plessas et Pauschenwein (OPP) [Obe92]. Ils utilisent un potentiel purement phénoménologique pour décrire l'interaction NN, le potentiel séparable GRAZ-II [Mat82, Sch83a, Sch83b]. Les paramètres de ce potentiel sont obtenus à partir d'une paramétrisation des données de diffusion NN pour $T_{Lab} < 300$ MeV, et des propriétés statiques du deuton. Pour les composantes $\triangle\triangle$ et NN^*, les états $^3S_1$ et $^3D_1$ ont été inclus. (OPP) ont introduit en plus des courants d'échange (π-pair, effet de recul (π-retardation), et $\rho\pi\gamma$, avec $g_{\rho\pi\gamma} = 0.578$), des corrections relativistes (Darwin-Foldy, et spin-orbite), et ceci uniquement pour les configurations NN. Pour les facteurs de forme du nucléon, ils ont utilisé les facteurs de forme de Dirac et la paramétrisation de Iachello et al. [Iac73], comme il a été suggéré par Lomon [Lom80].

V.6 Modèles hybrides

Lorsque les moments transférés mis en jeu sont très élevés, le deuton est sondé à courtes distances inter-nucléoniques. Il est donc légitime de s'attendre à ce que la sous-structure en quarks des nucléons se manifeste. Dans l'espoir d'identifier la signature de cette transition, plusieurs auteurs [Bur84, Yam86, Bur87, Ito89, Dij89] ont étudié la structure du deuton dans le cadre des modèles de quarks. La majorité de ces travaux utilisent différents modèles hybrides, dans lesquels la partie à courte portée de l'interaction NN est décrite par les degrés de liberté de quarks et de gluons, tandis que celle à moyenne et à longue portée est traitée à l'aide de l'échange conventionnel de mésons entre les nucléons. Ito et Faessler [Ito87] ont proposé un hamiltonien de six quarks dans lequel non seulement le pion mais aussi le gluon sont échangés entre les quarks. Une conséquence importante de l'échange de pions au niveau des quarks est que le potentiel d'échange de pions entre nucléons devient répulsif à courte portée à cause de l'antisymétrisation des quarks, tandis qu'à longue portée le potentiel d'échange d'un pion (OPEP) est retrouvé. Les calculs des facteurs de forme du deuton dans l'approximation d'impulsion [Ito87] révèlent que les échanges de quarks résultant du principe de Pauli sont à considérer. Leurs contributions au facteur de forme magnétique du deuton à haut transfert se sont avérées importantes, comme l'avait déjà remarqué les études précédentes [Yam86, Yam86b]. D'autres travaux [Kob78, Kob83] ont inclus les degrés de liberté de quarks au niveau de la fonction d'onde qu'ils ont considérée comme une somme de deux fonctions. L'une est calculée en utilisant un potentiel basé sur les courants d'échange (potentiel de PARIS par exemple), et l'autre est la fonction d'onde de la configuration à six quarks obtenue en utilisant un potentiel relativiste d'oscillateurs harmoniques. Cependant, aucune dynamique n'a été construite afin de décrire la transition (nucléons-quarks) entre les deux descriptions.
Nous avons choisi de détailler dans ce paragraphe le modèle (CQM) "Cluster Quark Model" developpé par Buchmann, Yamauchi et Faessler (BYF) [Buc89]. C'est un modèle non relativiste qui est une extension à deux ou plusieurs baryons en interaction, du modèle non relativiste de quarks constituants à un seul baryon. Le deuton est décrit comme un système de six

quarks qui intéragissent via un potentiel à deux corps. L'hamiltonien total est donné par :

$$H = \sum_{i=1}^{6} \frac{p_i^2}{2m_q} - \frac{P_G^2}{2M_G} + \sum_{i<j}^{6} V(r_i, r_j) + V^{\sigma}(R), \tag{V.35}$$

Le premier terme représente l'énergie cinétique totale du système de six quarks. Son mouvement de centre de masse est éliminé via le second terme, où P_G est l'impulsion du centre de masse et $M_G = 6m_q$, avec m_q la masse du quark constituant. L'interaction quark-quark $V(r_i, r_j)$ consiste en trois termes :

$$V(r_i, r_j) = V^{CONF}(r_i, r_j) + V^{OGEP}(r_i, r_j) + V^{OPEP}(r_i, r_j), \tag{V.36}$$

où r_i est la position du i^{eme} quark. V^{CONF} est un potentiel quadratique de confinement de nature phénoménologique $V^{conf} = -a_c r^2$, où a_c est la force du confinement. V^{OGEP}est le potentiel d'échange d'un gluon "One Gluon Exchange Potential". Lorsque les deux agrégats ne se recouvrent pas, V^{CONF} et V^{OGEP}agissent uniquement entre les trois quarks du même agrégat. Le potentiel d'échange d'un pion entre les différents quarks V^{OPEP} "One Pion Exchange Potential" est aussi introduit afin de décrire l'interaction NN à longue portée. La constante de couplage pion-quark [Ito87] est ajustée de manière à reproduire la constante de couplage connue pion-nucléon. Dans le but de prendre en compte la structure du vertex pion-quark, un facteur de forme $F_{\pi q}(k^2) = \left[\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2+k^2}\right]^{\frac{1}{2}}$ a été introduit, où k est le moment du pion [Fer86], et Λ est un paramètre nommé la masse du "cut-off". Finalement, $V^{\sigma}(R)$ est le potentiel d'échange du méson fictif scalaire-isoscalaire "σ", où R est la distance entre les centres des deux agrégats. Il a été rajouté afin d'avoir un potentiel suffisamment attractif à moyenne portée et de reproduire l'énergie de liaison du deuton. Tous les paramètres du modèle ont été déterminés à partir des propriétés du nucléon, du Δ , et du pion, sauf ceux du méson σ ($m_\sigma = 520$ MeV et $\frac{g_{\sigma N}^2}{4\pi} = 2.55$). Le paramètre de masse $\Lambda = 4.2$ fm^{-1} a été choisi pour reproduire le rayon du noyau de quarks dans le pion $\sqrt{< r^2 >_{\pi q\bar{q}}} = 0.4$ fm [Fer86]. Pour le paramètre oscillateur b qui représente la taille de l'agrégat, ils ont choisi la valeur $b = 0.5$ fm qui donne le r.m.s du proton $\sqrt{< r^2 >_p} = b = 0.5 fm$ sans les corrections dues au nuage de pions et de gluons. Enfin, la masse des quarks a été fixée à $m_q = 313$ MeV. Une fois m_q , b , et Λ fixés, la constante de couplage de l'interaction forte α_s qui intervient au niveau de V^{OGEP}, peut être déterminée à partir de la différence de masse entre le nucléon et Δ . Sa valeur $\alpha_s = 0.36$ est obtenue à partir de l'hamiltonien (eq [V.35]). Le modèle CQM résulte de l'image physique suivante. Lorsque la distance entre les deux baryons est plus grande que leur taille décrite par le paramètre b, les trois quarks peuvent former un nucléon ou un isobare Δ, les quarks appartenant à différents agrégats n'interagissent qu'à travers l'échange de mésons. Dans ce cas, les contributions dues à l'antisymétrisation de quarks sont négligeables, et CQM devient conceptuellement semblable aux calculs conventionnels. Mais quand les deux baryons commencent

à se chevaucher, l'antisymétrisation de quarks devient essentielle, et quarks, gluons, et pions peuvent être librement échangés entre les deux agrégats. Comme conséquence de ceci, quarks, gluons, et pions deviennent les degrés de liberté qui gouvernent la dynamique à courtes distances. L'un des avantages de (CQM) est qu'il fournit une transition continue entre les deux situations extrèmes. Cette importante caractéristique est une conséquence directe du principe de Pauli appliqué au niveau des quarks.
Les techniques de (RGM) "Resonating Group Method" et (GCM) "Generator Coordinate Method" ont été utilisées [Wil77] afin de résoudre l'équation de Shrodinger avec l'hamiltonien de l'équation [V.35]. La fonction d'onde de six quarks utilisée est la suivante :

$$\Psi_{6q} = A \sum_{L=0,2} [\phi_A(r_1, r_2, r_3)\phi_B(r_4, r_5, r_6)\chi_L(R)], \tag{V.37}$$

où ϕ_A et ϕ_B sont les fonctions d'onde des deux agrégats constitués chacun de trois quarks, χ_L est la fonction d'onde relative des deux agrégats avec un moment orbital L, et A est l'opérateur d'antisymétrisation.
La solution associée à la fonction d'onde relative $\chi = \sum_L \chi_L$ et aux valeurs propres E de l'état lié est obtenue à partir du principe variationnel :

$$\delta < \Psi_{6q} \left| H - E \right| \Psi_{6q} >= 0. \tag{V.38}$$

La fonction d'onde et les parties isoscalaires des opérateurs de charge et de courant sont ensuite utilisées pour calculer les facteurs de forme électromagnétiques du deuton. Afin de satisfaire l'équation de continuité, (BYF) ont inclus en plus des courants d'échange de quarks et de gluons à 1 corps, ceux à 2 corps. Cependant toutes les corrections relativistes de l'ordre $O(1/m_q)$ dans V^{OPEP} et dans les opérateurs de courant à 1 corps nécessaires pour assurer l'invariance de jauge [Fri77] n'ont pas été prises en compte. La raison invoquée par (BYF) en était que leur calcul avait seulement pour but d'estimer qualitativement l'influence des degrés de liberté de quarks dans les facteurs de forme du deuton!

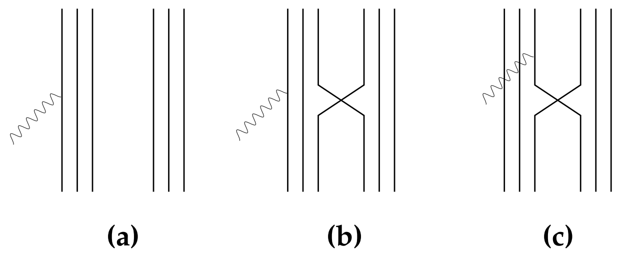


FIG. V.11 - *Le courant à 1 corps dans le modèle CQM : (a) terme direct, (b,c) termes d'échange de quarks.*

Finalement, la force de confinement a_c est déterminée à l'aide de la condition de stabilité du nucléon $[\partial M_N/\partial b]_{b=0.5} = 0$, où M_N est la masse du nucléon. La valeur obtenue est $a_c = 67.27$ MeV.fm^{-1}. A cause de l'antisymétrisation, l'élément de matrice de six quarks se décompose en un terme direct et un autre d'échange de quarks. Les diagrammes qui correspondent au courant à 1 corps sont schématisés dans la figure [V.11]. Ils ont déjà été calculés dans les références [Oka83, Tak85, Yam85, Ito87]. Dans le modèle (CQM), le courant à 2 corps doit prendre en compte sept diagrammes (cf. fig [V.12]) dont deux (cf. fig [V.12.a,b]) sont directs.

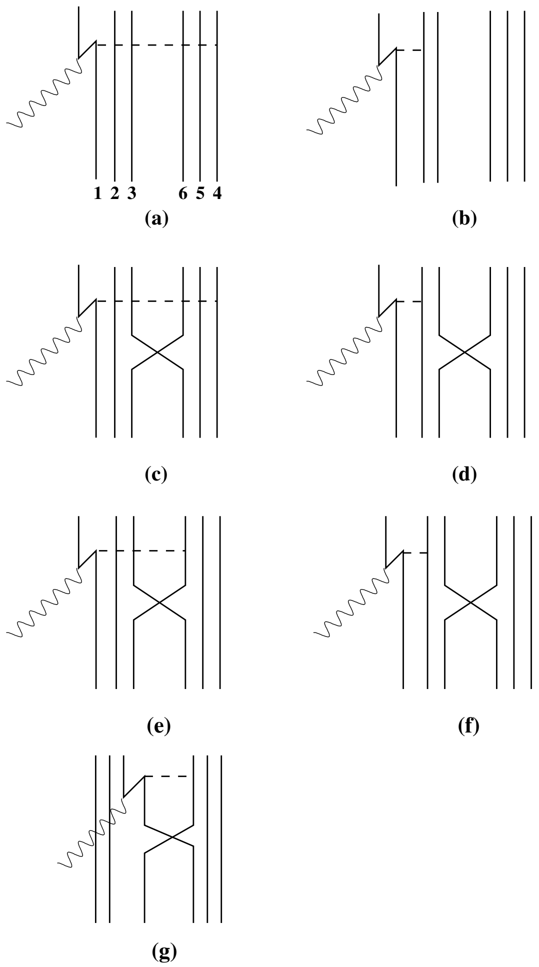


FIG. V.12 - *Le courant à 2 corps dans le modèle CQM : (a) terme direct inter-agrégat, (b) terme direct intra-agrégat, (c-g) termes d'échange de quarks.*

A faibles moments transférés, les éléments de matrice d'échange de quarks sont assez petits en comparaison avec les termes directs. Ces derniers peuvent être factorisés en deux termes : l'élément de matrice à trois quarks qui reflète la distribution interne des quarks à l'intérieur du nucléon, et l'élément de matrice relatif qui traduit le mouvement relatif des deux nucléons considérés comme ponctuels dans le deuton. En d'autres termes, la structure du nucléon apparaît dans les éléments de matrice de six quarks comme un simple facteur de forme, et les diagrammes de fig [V.11.a] et fig [V.12.a,b] correspondent respectivement à l'approximation d'impulsion classique et au courant de paire, avec les facteurs de forme γN , πN et $\gamma N\pi$ prédit par le modèle de quarks. Lorsque les agrégats se recouvrent à hauts moments transférés, les processus d'échange de quarks des fig [V.11.b,c] et [V.12c-g] gagnent de l'importance par rapport aux termes directs. Dans cette situation, la sous-structure du nucléon ne peut plus être exprimée dans les éléments de matrice de six quarks comme le facteur de forme de trois quarks. Ces effets ne peuvent donc pas être pris en compte sans connaître la dynamique du système à six quarks. C'est la raison pour laquelle, (BYF) ont considéré que les termes d'échange de quarks dans les figures [V.11,V.12] représentent la véritable manifestation des degrés de liberté de quarks. Afin de faire apparaître cet effet de quarks, (BYF) ont réarrangé les éléments de matrice de l'opérateur de courant $< T >_{6q}$ calculé dans leur modèle en trois contributions :

$$< T >_{6q} = < T >_{imp} + < T >_{pion} + < T >_{rexc}, \qquad \text{(V.39)}$$

$< T >_{imp}$ et $< T >_{pion}$ représentent les termes directs. $< T >_{imp}$ est celui de l'approximation d'impulsion (cf. fig [V.11]), $< T >_{pion}$ est lié au courant de paire (π-paire) (cf. fig [V.12.a,b]), et finalement $< T >_{rexc}$ représente les courants d'échange de quarks.

V.7 Modèle de Skyrme

Il y a 38 ans environ, Skyrme proposait de décrire les baryons comme des solitons topologiques (skyrmions), solutions d'un Lagrangien construit à l'aide d'un seul champ chiral U de SU(2) [Sky61, Sky62], tel que :

$$U = \frac{1}{f_\pi}(\sigma + i\overrightarrow{\tau}.\overrightarrow{\pi}) \qquad \text{(V.40)}$$

La condition d'unitarité du champ U s'écrit $UU^+ = 1$. Elle implique que $\sigma^2 + \overrightarrow{\pi}^2 = f_\pi^2$, où σ et $\overrightarrow{\pi}$ sont respectivement les composantes scalaire et pseudoscalaire-isovectorielle, et $\overrightarrow{\tau}$ est l'opérateur d'isospin du nucléon. L'opérateur de courant électromagnétique isoscalaire J^μ est proportionnel à l'opérateur du courant baryonique anormal B^μ [Sky61] :

$$J^\mu = \frac{1}{2}B^\mu = \frac{\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta}}{24\pi^2}Tr\{U^+\partial_\nu UU^+\partial_\alpha UU^+\partial_\beta U\}. \qquad \text{(V.41)}$$

B^0 est la composante de charge, elle représente le nombre baryonique. Le courant B^μ est conservé indépendamment de la forme du Lagrangien grâce à la contrainte de l'unitarité : $UU^+ = 1$. Cette indépendance des modèles rend B^μ particulièrement intéressant pour des analyses phénoménologiques [Nym87]. Le champ U pour le nucléon appartient à SU(2). Il s'écrit sous la forme [Sky61] : $U = \exp\left[i\overrightarrow{\tau}.\overrightarrow{r}\theta(r)\right]$, où $\theta(r)$ est une fonction scalaire, souvent citée comme l'angle chiral. $\theta(r)$ doit satisfaire l'équation du mouvement qui correspond au Lagrangien du modèle utilisé. Nyman et Riska [Nym87] ont déterminé $\theta(r)$ directement à partir de la structure électromagnétique du nucléon afin d'éviter l'utilisation d'un quelconque Lagrangien.

Pour construire un opérateur de courant isoscalaire d'un système de deux nucléons, ces auteurs ont utilisé le produit :

$$U(r_1, r_2, r) = U(r - r_1)U(r - r_2) \tag{V.42}$$

Cette représentation a le nombre baryonique 2 et devient asymptotiquement correcte pour des nucléons séparés. Le courant isoscalaire s'écrit alors sous la forme suivante :

$$J^\mu(r_1, r_2, r) = J^\mu(r - r_1) + J^\mu(r - r_2) + J^\mu_{ex}(r_1, r_2, r) \tag{V.43}$$

où $J^\mu(r - r_1)$ et $J^\mu(r - r_2)$ sont les courants isoscalaires des nucléons et J^μ_{ex} est l'opérateur irréductible du courant d'échange à 2 corps.

Afin de calculer les facteurs de forme électromagnétiques du deuton, il est nécessaire d'évaluer les éléments de matrices du courant J^μ en utilisant un modèle réaliste pour la fonction d'onde du deuton. Nyman et Riska ont choisi le modèle de Paris pour l'interaction NN et la paramétrisation de Gari-Krumpelman pour l'angle chiral. Ils ont constaté que les résultats sont plus sensibles à la variation du facteur de forme isoscalaire du nucléon qu'à celle de la fonction d'onde du deuton. Ils ont expliqué ceci par le fait que les facteurs de forme calculés sont dominés par les contributions des courants d'échange, lesquelles sont moins sensibles à la fonction d'onde du deuton. Le choix de la paramétrisation de Gari-Krumpelman pour l'angle chiral est dicté par le fait qu'elle donne le meilleur accord avec les données de la fonction de structure A(Q).

Le plus grand avantage de ce calcul est qu'il est largement indépendant des modèles (absence de paramètres libres : constantes de couplage, ...). Cependant, la description des opérateurs de courant pour un système à deux particules repose sur le produit trop simpliste de l'équation [V.43] dont la validité est très contestée [Bra89].

V.8 PQCD

La théorie de QCD, “Quantum Chromo-Dynamics”, est considérée comme la théorie fondamentale de l’interaction forte. Elle utilise les quarks et les gluons comme degrés de liberté pour décrire les processus hadroniques. A cause de son caractère non perturbatif, la QCD ne peut être prédictive à bas moments transférés. Toutefois, on s’attend que pour des moments transférés suffisamment grands, la théorie de QCD perturbative “pQCD” soit applicable.
Le comportement asymptotique des facteurs de forme électromagnétiques du deuton à grands moments transférés a été calculé par Brodsky et ses collaborateurs [Bro73, Bro76, Bro76b] dans le cadre de la QCD. En se basant sur la prédiction du modèle QDS : “Quark Dimensional Scaling”, ils ont établi que le comportement asymptotique du facteur de forme élastique $F_n(Q^2)$ du noyau est lié via des règles de comptage ou “dimensional counting” (DC) au nombre de ses constituants élémentaires :

$$\lim_{Q\to\infty} F_n(Q^2) = Const \times (\frac{1}{Q^2})^{n-1} \tag{V.44}$$

n est le nombre de champs élémentaires (quarks). Pour le deuton, la prédiction de l’équation [V.44] concerne le facteur de forme dominant $F_D(Q^2) = \sqrt{A(Q^2)}$ dans la formule de Rosenbluth. Le comportement à très grandes valeurs de Q de la fonction $A(Q^2)$ est donc en Q^{-20}. L’image physique induite par la prédiction (DC) est qu’à grand Q^2, le comportement d’échelle du facteur de forme est identique à la diffusion d’un électron sur n constituants sur couche de masse. La configuration la plus économique correspond à celle où chaque nucléon absorbe un moment transféré $\sim \frac{1}{2}q^\mu$. Dans cet esprit, Brodsky a défini un facteur de forme du deuton réduit, pour éliminer la structure des nucléons:

$$f_d(Q^2) = \frac{F_D(Q^2)}{F_N^2(\frac{Q^2}{4})} \tag{V.45}$$

Dans un sens, le facteur de forme réduit contient l’essentiel de la dynamique de l’interaction nucléaire, et il peut être directement relié aux contributions dues aux courants d’échange dans les calculs standards. En utilisant le (DC), Brodsky [Bro76, Bro76b] prédit que

$$\lim_{Q\to\infty} f_d(Q^2) = \frac{Const}{Q^2 + m_0^2}. \tag{V.46}$$

$m_0^2 = 0.28$ GeV^2 est obtenu à partir de la paramétrisation du facteur de forme du pion. Quelques années plus tard, Brodsky et Ji [Bro83] élaborent un nouveau comportement asymptotique de $f_d(Q^2)$, en se basant sur la pQCD et en considérant que l’amplitude dominante est celle où l’hélicité du deuton demeure inchangée entre l’état initial et final :

$$\lim_{Q\to\infty} f_d(Q^2) = \frac{Const}{Q^2}(\ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2}))^{-1-\frac{2}{5}\frac{C_F}{\beta}} \tag{V.47}$$

où $C_F = \frac{n_c^2-1}{2n_c}$ et $\beta = 11 - \frac{2}{3}n_f$. $n_c = 3$ et $n_f = 2$ sont respectivement les nombres de couleurs et de saveurs effectives de QCD. Λ est le paramètre d'échelle de QCD. Trouver à quels moments transférés il est nécessaire d'introduire les degrés de liberté de quarks pour décrire la structure électromagnétique du deuton, constitue la principale motivation des calculs des facteurs de forme du deuton basés sur la théorie de QCD perturbative.

Le fait de prédire que $A^{\frac{1}{2}}(Q^2)$ se comporte comme Q^{-10} à hauts Q^2 peut être aussi obtenu à partir de la physique nucléaire classique. Il est donc important de chercher d'autres situations et d'autres observables pour lesquelles les prédictions de la pQCD se distinguent de celles de la physique nucléaire classique.

Carlson et Gross [Car84] (CG) ont considéré la dépendance en spin de la diffusion ed élastique : la théorie de QCD fournit, à grand transfert, une relation unique entre le facteur de forme de charge G_C et le facteur de forme quadripolaire G_Q.

Pour avoir la dépendance en Q^2 des facteurs de forme du deuton, (CG) ont considéré le deuton comme un ensemble de six quarks qui ont un mouvement parallèle. L'un des quarks absorbe un photon virtuel de moment Q, et afin que le deuton reste lié, Q doit être partagé à égalité entre les six quarks.

Les auteurs ont eu recours à trois règles simples pour calculer les contributions des différents diagrammes dont celui de la figure [V.13.a].

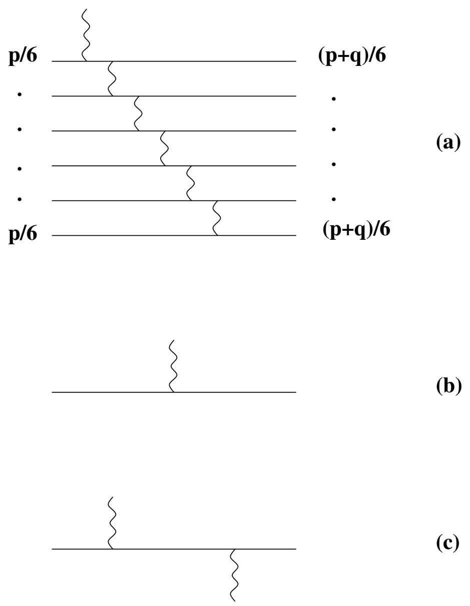


FIG. V.13 - *Diffusion ed élastique à grands Q^2, le moment du photon virtuel est équitablement partagé entre les six quarks du deuton. (b) et (c) sont des sous graphes du diagramme (a).*

1. La règle à un gluon : Lorsque le gluon absorbé est transverse (T), cette partie (cf. fig. [V.13.b]) est proportionnelle à Q et conserve l'hélicité du quark. Dans le cas où le gluon absorbé est longitudinal (L), elle devient proportionnelle à l'échelle de masse m et le quark change d'hélicité.

2. La règle à deux gluons (gluon-photon) : Ce sous-graphe (cf. fig. [V.13.c]) correspond à un gluon absorbé et un autre émis, La plus grande amplitude est une constante en Q^2 qui conserve l'hélicité, et où un gluon est transverse et l'autre est longitudinal. Si les deux gluons sont longitudinaux, l'amplitude est en $\frac{m}{Q}$ avec changement de l'hélicité du quark, et si les deux gluons sont transverses, l'amplitude est nulle.

3. La règle du gluon transverse : Deux lignes de quarks connectées par un gluon (T) ont des hélicités opposées. Pour un gluon longitudinal, il n'y a pas de corrélation entre les hélicités des quarks.

De ces trois règles Carlson et Gross ont déduit que l'amplitude d'hélicité dominante correspond à la conservation d'une hélicité égale à zéro entre l'état initial et l'état final. Il y a trois éléments de matrice du courant électromagnétique qui sont indépendants : $G_{I,\lambda\lambda'}$, avec I = T ou L, est le vecteur de polarisation du photon et λ et λ' sont respectivement les hélicités du deuton incident et du deuton diffusé. Ils s'écrivent sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
G_{L,00} &= -\sqrt{Q^2+4M_d^2}(G_C+\frac{4}{3}\eta G_Q) \\
G_{L,+-} &= \sqrt{Q^2+4M_d^2}(G_C-\frac{2}{3}\eta G_Q) \\
G_{T,+0} &= -\sqrt{\eta(Q^2+4M_d^2)}G_M.
\end{aligned} \tag{V.48}$$

A partir du graphe [V.13.a], on peut déduire que pour un grand Q^2 :

$$\begin{aligned}
Q^{-1}G_{L,00} &= const \times Q^{-10} \\
Q^{-1}G_{L,+-} &= const \times \eta^{-1}Q^{-10} \\
Q^{-1}G_{T,+0} &= const \times \eta^{-\frac{1}{2}}Q^{-10}
\end{aligned} \tag{V.49}$$

$G_{L,+-}$ peut être considéré comme nul par rapport à la contribution dominante $G_{L,00}$. On obtient alors la relation simple, à grand Q^2 :

$$\lim_{Q\to\infty} G_C = \lim_{Q\to\infty} \frac{2}{3}\eta G_Q. \tag{V.50}$$

Ce qui est équivalent à la relation suivante :

$$\lim_{Q\to\infty} \widetilde{t_{20}} = -\sqrt{2}. \tag{V.51}$$

Brodsky et Hiller [Bro92] ont réexaminé la question en développant les trois facteurs de forme dans le cadre du formalisme du cône de lumière :

$$\begin{aligned}
G_C &= \frac{1}{2p^+(2\eta+1)}\left[\frac{16}{3}\eta\frac{G^+_{+0}}{\sqrt{2\eta}} - \frac{2\eta-3}{3}G^+_{00} + \frac{2}{3}(2\eta-1)G^+_{+-}\right] \\
G_M &= \frac{2}{2p^+(2\eta+1)}\left[(2\eta+1)\frac{G^+_{+0}}{\sqrt{2\eta}} + G^+_{00} - G^+_{+-}\right] \\
G_Q &= \frac{1}{2p^+(2\eta+1)}\left[2\frac{G^+_{+0}}{\sqrt{2\eta}} - G^+_{00} - \frac{\eta+1}{\eta}G^+_{+-}\right]
\end{aligned} \tag{V.52}$$

avec $q^+ = 0$, $q_y = 0$, $q_x = Q$. Les $G^+_{\lambda\lambda'}$ sont des éléments de matrice de la composante "+" ($J^0 + J^3$) du courant, calculés dans le référentiel du cône de lumière. Ils ont introduit une échelle supplémentaire purement cinématique en plus de celle de QCD, Λ_{QCD} (de l'ordre de 200 MeV). Afin de contrôler le facteur cinématique de l'équation [V.52] et assurer de cette manière la dominance de G^+_{00}, on a besoin que :

$$Q \gg \sqrt{2M\Lambda_{QCD}}. \tag{V.53}$$

Cette condition est une conséquence du fait qu'on suppose que $G^+_{+0} \sim \frac{\Lambda_{QCD}}{Q}G^+_{00}$ et $G^+_{+-} \sim (\frac{\Lambda_{QCD}}{Q})^2 G^+_{00}$. Les auteurs avancent que l'inégalité [V.53] qui revient à $\eta \gg \frac{\Lambda_{QCD}}{2M} \simeq 0.05$ appuie la validité de pQCD à partir de $Q^2 \gg 0.8$ GeV^2. Cette limite est très basse par rapport à l'échelle habituelle donnée par $\eta \gg 1$.
L'expression de t_{20} obtenue en négligeant G^+_{+0} et G^+_{+-} dans (V.52) s'écrit :

$$t_{20}(\theta) \simeq -\sqrt{2}\frac{\eta(\eta - \frac{1}{2} + (\eta+1)\tan^2(\frac{\theta}{2}))}{\eta^2 + \eta + \frac{3}{4} + 4\eta(\eta+1)\tan^2(\frac{\theta}{2})}. \tag{V.54}$$

Le rapport des fonctions de structure $\frac{B}{A}$ est donnée par :

$$\frac{B}{A} \simeq \frac{4\eta(\eta+1)}{\eta^2+\eta+\frac{3}{4}}. \tag{V.55}$$

Dans la limite asymptotique $\eta \gg 1$:

$$\begin{aligned}
t_{20}(\theta) &\longrightarrow -\sqrt{2}\frac{1+\tan^2(\frac{\theta}{2})}{1+4\tan^2(\frac{\theta}{2})} \\
\frac{B}{A} &\longrightarrow 4
\end{aligned} \tag{V.56}$$

Le message que ce modèle veut transmettre est que les prédictions de pQCD (eq. [V.54]) devraient commencer à être valable à des moments transférés relativement bas ($Q^2 \gg 2M_d\Lambda_{QCD}$). Plus précisément Brodsky et Hiller s'attendraient avec optimisme que la dominance de G_{00}^{+} commence à $Q^2 \sim 1$ GeV^2.

Chapitre VI

Interprétation des résultats

VI.1 Introduction

Dans ce chapitre les résultats de notre expérience seront comparés aux prédictions des différents modèles théoriques présentés dans le chapitre V. Pour cette comparaison, nous utiliserons les quantités $\widetilde{t_{20}}$, G_C, G_Q données dans le tableau [IV.14]. Nous rappelons que :

$$\widetilde{t_{20}} = -\sqrt{2}\frac{x(x+2)}{1+2x^2}, \tag{VI.1}$$

avec $x = \dfrac{2\eta G_Q}{3G_C}$, est obtenue à partir de l'équation [I.52] en négligeant au numérateur comme au dénominateur, la contribution du facteur de forme magnétique G_M. Cette quantité diffère très peu de la quantité mesurée $t_{20}(Q, \theta_e)$ et a l'avantage de ne dépendre que des facteurs de forme de charge G_C et G_Q.

VI.2 Modèles non relativistes

Nous avons choisi de discuter deux des modèles non relativistes les plus récents qui utilisent pour le calcul des facteurs de forme électromagnétiques du deuton deux différents potentiels (Paris [Lac80] et Argonne v_{18} [Wir95]), et où les corrections relativistes aux opérateurs de charge et de courant ainsi que les contributions dues aux courants d'échange mésoniques (MEC) ont été rajoutées perturbativement à l'approximation d'impulsion non relativiste (NRIA).

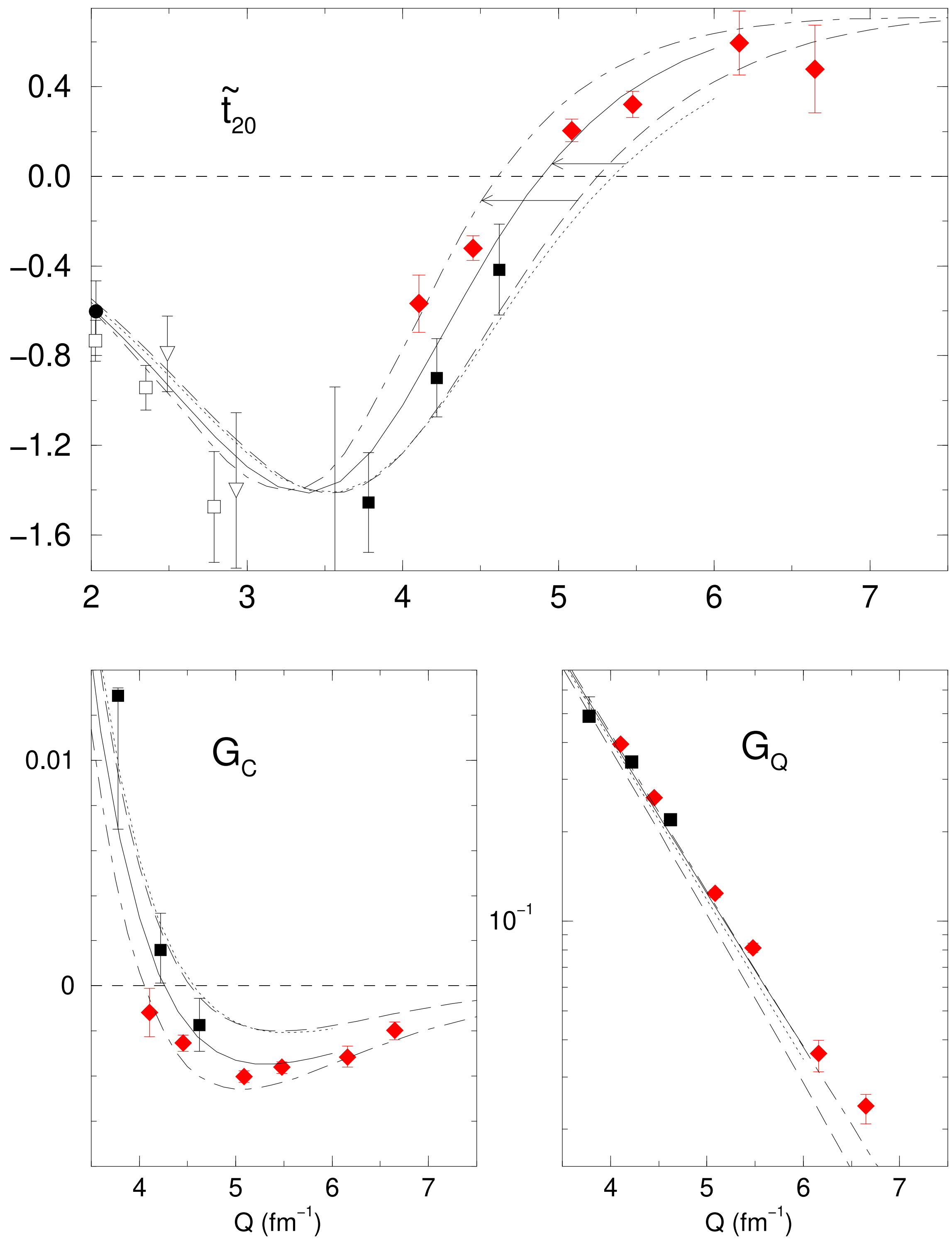


FIG. VI.1 - *Comparaison des données de* $\widetilde{t_{20}}$, G_C, *et* G_Q *avec des modèles non relativistes. Tirets : (WSS) NRIA; tirets-pointillés : (WSS) complet; pointillés : (MR) NRIA; continu : (MR) complet.*

Mosconi et Ricci [Mos89] (MR) ont utilisé, dans leur calcul des facteurs de forme électromagnétiques du deuton, différentes paramétrisations pour les facteurs de forme du nucléon. Toutefois, nous avons choisi de présenter leurs résultats en utilisant le facteur de forme de Höhler [Höh76] car il donne un meilleur accord avec les données de $A(Q)$. Les fonctions d'onde du deuton dans le modèle de MR ont été générées à partir du potentiel de Paris. Les auteurs ont aussi inclus la majorité des corrections relativistes aux courants à 1 et 2 corps citées dans la section [V.2] en utilisant pour les pions un couplage pseudo-vectoriel. Aux vertex méson-nucléon, les facteurs de forme hadroniques ont une forme monopolaire :

$$F_{\alpha N}(k^2) = \frac{\Lambda_\alpha^2 - m_\alpha^2}{\Lambda_\alpha^2 + k^2} \tag{VI.2}$$

avec $(\alpha = \pi, \rho)$. Les valeurs des Λ_α sont $\Lambda_\pi = 1$ GeV et $\Lambda_\rho = 1.5$ GeV. Les constantes de couplage qui ont été utilisées pour les courants d'échange de ρ et de $\rho\pi\gamma$ sont les suivantes : $k_\rho = 6.6$, $(g_{\rho N}^2/4\pi) = 0.55$ et $g_{\rho\pi\gamma} = 0.4$. Finalement, le modèle de dominance de mésons vecteurs (VMD) a été adopté pour les facteurs de forme électromagnétiques du $\rho\pi\gamma$. La largeur du méson ρ a été prise égale à zéro.

Les résultats pour $\widetilde{t_{20}}$, G_C , et G_Q calculés par MR sont présentés dans la figure [VI.1]. Les courbes en pointillés sont celles de l'approximation d'impulsion non relativiste. Pour $\widetilde{t_{20}}$, cette courbe passe largement au dessous de nos données. Le même désaccord est à noter pour G_C et G_Q. Lorsque toutes les corrections relativistes mentionnées auparavant sont prises en compte, les prédictions obtenues sont représentées par les courbes avec des traits pleins. L'accord avec nos données est meilleur pour les trois observables.

Wiringa, Stocks, et Schiavilla (WSS) [Wir95] ont utilisé dans le calcul des facteurs de forme électromagnétique du deuton leur nouveau potentiel NN non relativiste qu'ils ont nommé Argonne v_{18}, et qui est une mise à jour du potentiel Argonne v_{14} [Wir84]. Ce dernier a été construit en ajustant les données de diffusion élastique np, tandis que pour Argonne v_{18}, ils ont ajusté aussi bien les données np et pp que les paramètres de la diffusion nn à basse énergie et l'énergie de liaison du deuton. Quatre nouveaux opérateurs qui prennent en compte la brisure de la symétrie de charge ont été rajoutés aux 14 déjà existants dans le potentiel Argonne v_{14}. Le modèle utilisé pour déterminer l'opérateur du courant électromagnétique isoscalaire a été discuté en détail dans la référence [Sch91]. Sa structure générale est constituée de deux contributions à 1 et 2 corps. La partie à 1 corps a la forme standard de l'approximation d'impulsion avec l'addition dans l'opérateur de charge des corrections relativistes Darwin-Foldy et spin-orbite. Les opérateurs de charge à deux corps contiennent des contributions qui correspondent à celles obtenues à partir des échanges des mésons vectoriels (ρ et ω). Les opérateurs de courant à 2 corps sont construits à partir des composantes spin-orbite du potentiel et de celles dépendantes quadratiquement de l'impulsion. WSS ont aussi considéré les opérateurs de courant et de charge à 2 corps associés au mécanisme $\rho\pi\gamma$. Les constantes de couplage sont identiques à celles de MR sauf pour $\rho\pi\gamma$ qui est égale à $g_{\rho\pi\gamma} = 0.56$. Aux vertex méson-nucléon, des facteurs de forme hadroniques de forme monopolaire (cf. eq.[VI.2]) ont été introduits avec $\Lambda_\pi = 1.2$ GeV et $\Lambda_\rho = \Lambda_\omega = 2$ GeV afin de prendre en compte la structure étendue des nucléons. Finalement, pour le facteur de forme électromagnétique du nucléon, ils ont utilisé la paramétrisation de Höhler. Les prédictions du modèle de WSS sont aussi présentées dans la figure [VI.1]. La courbe en tirets longs est associée à l'approximation d'impulsion, tandis que celle en tirets-pointillés correspond au calcul complet avec les corrections relativistes et les courants d'échange. Les mêmes constatations que pour le modèle de MR restent valables pour l'approximation d'impulsion car les deux prédictions sont très comparables. La légère différence provient des fonctions d'onde calculées à partir de potentiels différents. Le calcul complet de WSS surestime nos données de $\widetilde{t_{20}}$. Sa description de G_C et G_Q n'est pas parfaite. La contribution des MEC est plus grande dans le modèle de WSS que dans celui de MR. La vraie différence entre ces deux modèles est due au traitement des courants d'échange. WSS ont traité une partie des courants d'échange (longitudinaux) d'une manière cohérente avec le potentiel Argonne v_{18} via l'équation de continuité (cf. Sect.1.6.3), ce qui n'est pas le cas de MR. Les deux calculs utilisent le même facteur de forme du nucléon. Les valeurs des paramètres des facteurs de forme hadroniques et la constante de couplage $g_{\rho\pi\gamma}$ ne sont pas les mêmes, ce qui peut expliquer largement cette différence. Il est toutefois important d'attirer l'attention sur le fait que ces corrections (MEC) sont dominées par le terme de paire et tendent toujours à ramener le noeud de G_C à des valeurs plus basses de Q.

En utilisant les mêmes ingrédients (même potentiel, même courants d'échange), Henning et ses collaborateurs [Hen95] ont calculé les facteurs de forme de charge isoscalaires à la fois du système à trois corps (^3He, ^3H) et du deuton. Ils se sont aperçus qu'ils étaient incapables de reproduire simultanément les propriétés électromagnétiques des systèmes à deux et à trois nucléons. En effet, le minimum du facteur de forme G_C pour le deuton prédit par leur calcul correspondait à un plus bas Q^2 que celui donné par l'expérience de Bates, la seule qui existait alors. Cependant les résultats de notre expérience éliminent ce désaccord. Toutefois, la valeur du facteur de forme de charge du deuton correspondante au second maximum, et qui a été mesurée pour la première fois lors de notre expérience, n'est pas bien reproduite. On peut donc être amené à penser que le désaccord persiste. Cependant on s'attend qu'à plus grand Q^2, les modèles non relativistes deviennent inappropriés, et par conséquent cèdent la place aux descriptions relativistes. Tout ce qu'on peut dire est que la balle est maintenant dans le camp des théoriciens afin d'élaborer des calculs relativistes pour des systèmes à trois nucléons.

VI.3 Modèles relativistes

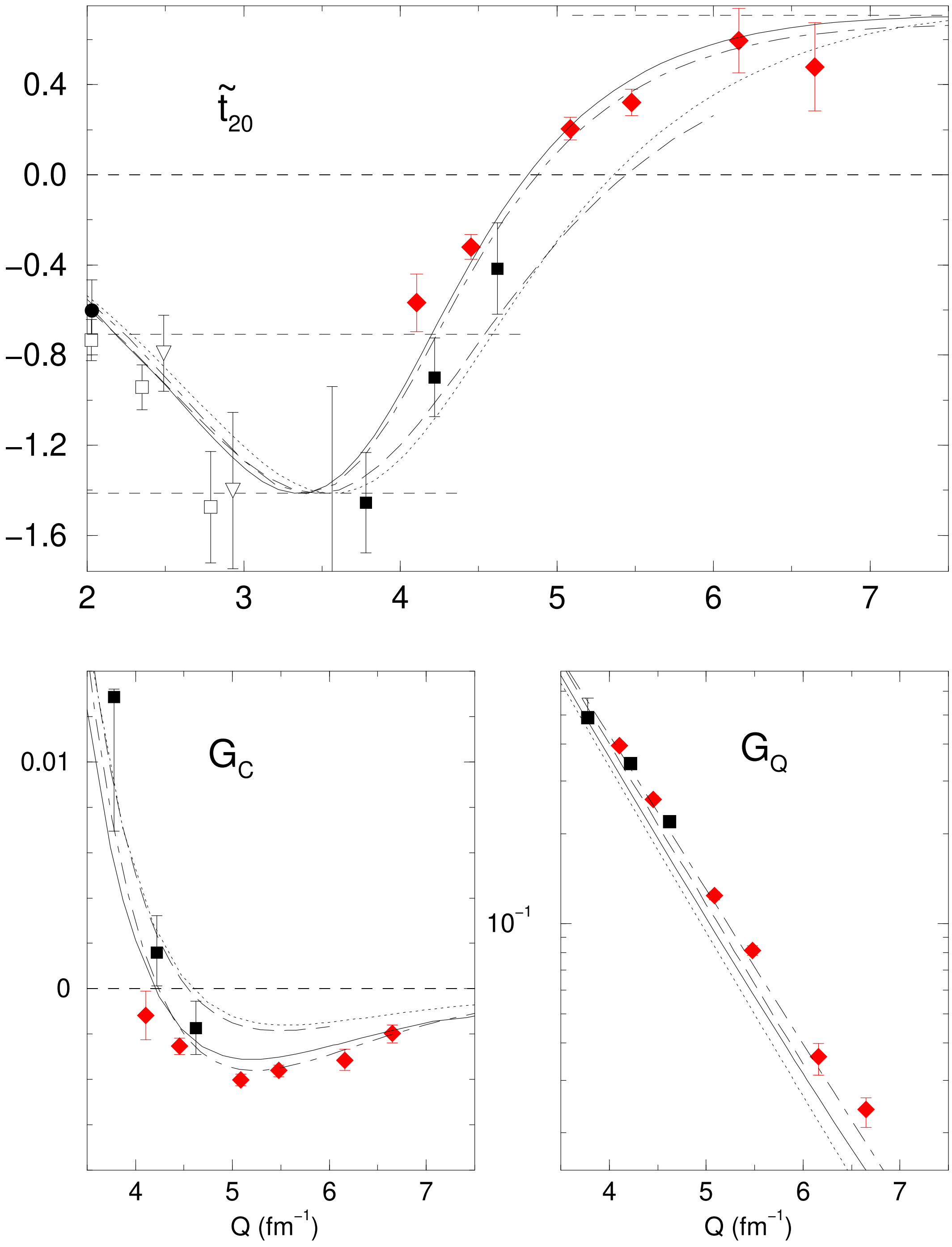


FIG. VI.2 - *Comparaison des données de $\widetilde{t_{20}}$, G_C, et G_Q avec des modèles relativistes. Tirets : (CCKP); tirets-pointillés : (VDG); pointillés : (HT); continu : (PW).*

Les calculs de Chung, Coester, Keister, et Polizou (CCKP) [Chu88] s'inscrivent dans le cadre des modèles basés sur la construction des représentations unitaires du groupe de Poincaré (cf. Sect.[V.4]) dont la dynamique est du type "light front form". Les résultats de ces calculs pour $\widetilde{t_{20}}$, G_C , et G_Q sont présentés par les courbes en tirets longs dans la figure [VI.2]. CCKP ont calculé les facteurs de forme électromagnétiques du deuton sans prendre en compte les courants d'échange mésoniques. Ils ont comme potentiel celui de Argonne v_{14}, et comme facteur de forme du nucléon la paramétrisation de Höhler. Les prédictions de ce modèle ne sont pas en accord avec nos données, et ceci pour les trois observables. Elles ressemblent beaucoup à celles du modèle non relativiste de Mosconi et Ricci (voir figure [VI.2]) qui utilise aussi le même potentiel et le même facteur de forme du nucléon. Le message donc à retenir de ce modèle est la nécessité de prendre en compte les courants d'échange même pour des modèles relativistes. Nous allons discuter dans ce paragraphe trois modèles qui résultent de la réduction tridimensionnelle de l'équation de Bethe-Salpeter (BS). Ils sont tous basés sur le modèle d'interaction d'échange d'un boson (OBE). Le premier est celui de Hummel et Tjon (HT) [Hum90]. Les auteurs ont adopté l'approximation de BSLT [Bla66, Log63] dans leur réduction de l'équation BS. Ils ont trouvé que les contributions des états d'énergie négatives et les effets de recul sont négligeables. HT ont inclus les courants d'échange $\rho\pi\gamma$ et $\omega\sigma\gamma$. Ils ont abouti au fait que la contribution du courant $\rho\pi\gamma$ était plus petite comparée aux modèles non relativistes à cause des effets de recul. Leur calcul de $\widetilde{t_{20}}$, G_C , et G_Q est représenté par les courbes en pointillés de la figure [VI.2]. Le facteur de forme utilisé est celui de Höhler. Pour $\widetilde{t_{20}}$, le modèle HT sous-estime nos données, sa prédiction est plutôt proche de celle du modèle CCKP. Cependant lorsque HT négligent la contribution $\omega\sigma\gamma$ dont le signe est opposé à celui du $\rho\pi\gamma$, la courbe de $\widetilde{t_{20}}$ s'approche plus de nos données mais pas assez. Les auteurs ont souligné que leur calcul des MEC dépend beaucoup des constantes de couplages telles que $g_{\omega\sigma\gamma}$ qui n'est pas bien connue jusqu'à présent, et que la partie à courte distance des MEC dépend considérablement du choix des facteurs de forme au niveau des vertex nucléon-nucléon-méson. Pour G_C, les deux modèles CCKP et HT surestiment nos données. Ils prédisent le zéro de G_C à de plus grands Q^2 comme les calculs de NRIA. La courbe de HT donne de plus petites valeurs pour G_Q que celle de CCKP, les deux courbes étant en désaccord avec nos données.
Le second modèle est celui de Van Orden, Devine, et Gross (VDG) [Van95] appelé l'approximation d'impulsion complète "CIA". Il utilise dans sa réduction l'approximation de Gross (spectateur). Il introduit la contribution du courant $\rho\pi\gamma$. Sa prescription pour les facteurs de forme du nucléon prend en compte les effets hors couche. Les prédictions de ce modèle sont représentées par les courbes tirets-pointillés de la figure [VI.2]. Le facteur de forme utilisé pour $\rho\pi\gamma$ est obtenu à partir du modèle de quark de Mitchell et Tandy [Mit95]. Pour $\widetilde{t_{20}}$, on peut dire que c'est le modèle de tous ceux cités jusqu'à présent, le plus en accord avec nos données.

En effet l'accord est excellent sauf pour les deux mesures aux plus bas transferts d'impulsion. La même chose est à constater pour le facteur de forme quadripolaire, mais cette fois ci c'est le point à plus haut moment transféré qui ne s'aligne pas avec le modèle. Par contre, pour G_C, on remarque que les trois points à plus bas Q ont été légèrement surestimés.
Finalement, le troisième modèle est celui de Phillips et Wallace (PW) [Phi99]. Il est basé sur l'approximation à temps égal (ET). Les auteurs ont pris en compte les états d'énergie négative et les effets de recul. Le facteur de forme utilisé est celui de Mergel, Meissner, et Drechsel (MMD) [Mer96]. Ils ont inclus la contribution du courant $\rho\pi\gamma$. Les prédictions du modèle PW pour $\widetilde{t_{20}}$, G_C , et G_Q sont représentées dans la figure [VI.2] par les courbes pleines. Concernant $\widetilde{t_{20}}$ l'accord avec les données est de même qualité que CIA. Le facteur de forme de charge G_C est légèrement surestimé, l'inverse se produit pour G_Q.

VI.4 Excitations isobariques

Deux modèles présentés dans le paragraphe [I.6.4] ont été choisis afin d'être comparés à nos résultats de $\widetilde{t_{20}}$, G_C , et G_Q. Le premier concerne les calculs de Blunden, Greenberg, et Lomon [Blu89] (BGL), et le second est celui de Dymarz et Khanna [Dym90] (DK).
Le modèle de Sitarski, Blunden, et Lomon [Sit87] est à l'origine de celui de BGL. Sitarsky avait présenté six versions de son modèle appelées A, B, C, D, E, et F. La différence entre elles résulte soit de la valeur choisie pour le paramètre r_0, soit par le fait de coupler différentes contributions isobariques à la composante NN, ou encore d'utiliser différentes probabilités pour ces contributions. Blunden et ses collaborateurs ont continué le développement du modèle. Après avoir corrigé le signe de la partie tensorielle des potentiels de transition, ils ont réajusté les paramètres des modèles C ($r_0^{FL} = 0.74$ fm) et D ($r_0^{CBM} = 1.05$ fm) qu'ils ont respectivement renommés C' et D', afin de bien reproduire les données de la diffusion NN. La raison pour laquelle les versions C et D ont été retenues est qu'elles reproduisaient raisonnablement bien les données existantes des fonctions de structure $A(Q)$ et $B(Q)$. Ces deux modèles contiennent les composantes suivantes : NN ($^3S_1$, $^3D_1$) et $\triangle\triangle$ ($^3D_1$, $^7D_1$) .
Les probabilités totales de la contribution de la composante $\triangle\triangle$ pour les modèles C' et D' sont respectivement 1.76% et 7.20% . Dans les trois graphes de la figure [VI.3], les courbes en traits pleins sont associées au modèle de DK, les courbes en tirets et en tirets-pointillés représentent respectivement les modèles C' et D' de BGL. Les résultats pour les trois observables $\widetilde{t_{20}}$, G_C , et G_Q sont obtenus dans le cadre de l'approximation d'impulsion corrigée des courants d'échange mésoniques (cf. section[I.6.4]), en utilisant le facteur de forme de Gari-Krumpelman [Gar86]. L'utilisation du facteur de forme de Höhler dans le modèle de BGL ne donne pas des résultats très différents. Pour $\widetilde{t_{20}}$ la prédiction du modèle C' qui utilise un

paramètre r_0 plus petit que celui du modèle D' est plus proche des données.

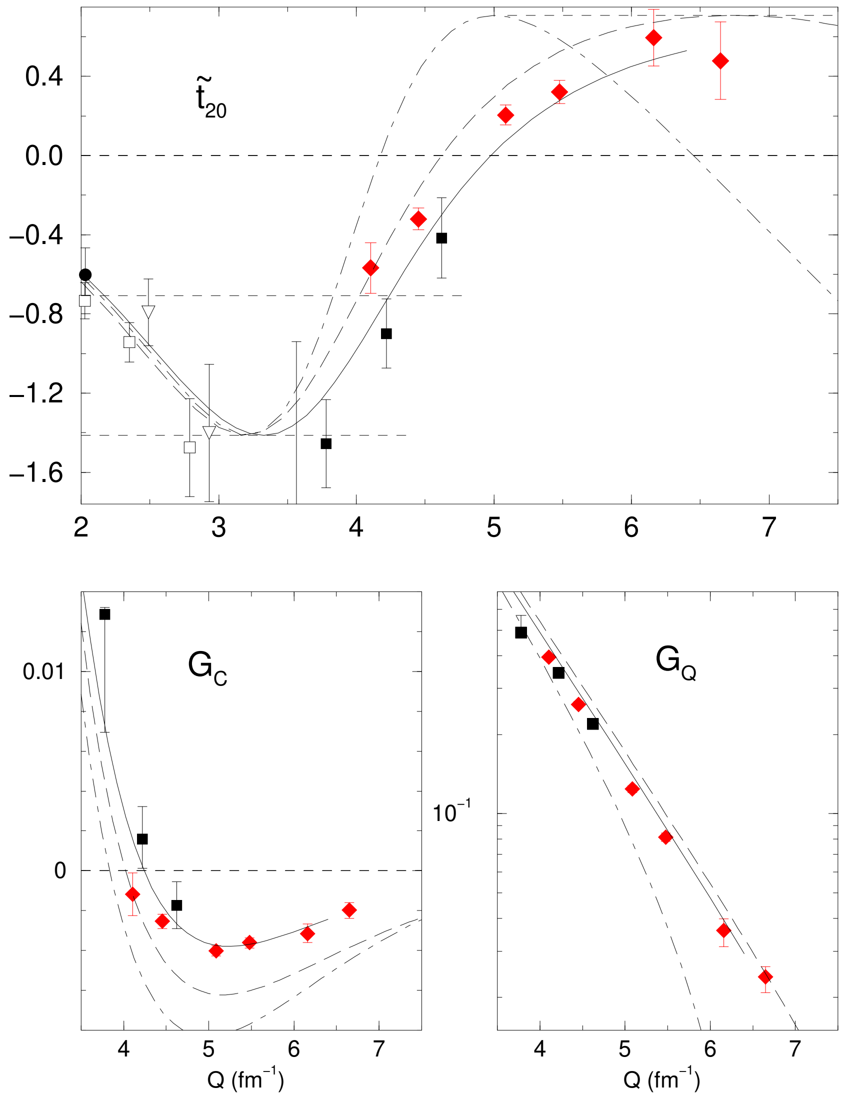


FIG. VI.3 - *Comparaison des données de $\widetilde{t_{20}}$, G_C, et G_Q avec des modèles qui prennent en compte les excitations isobariques. Tirets : (BGL), version C' ; tirets-pointillés : (BGL), version D' ; continu : (DK).*

Cependant elle surestime les valeurs des trois cinématiques 2, 3, et 4 qui sont les plus précises et par conséquent celles qui contraignent le plus les modèles. Pour le facteur de charge G_C , C' et D' s'écartent beaucoup des données. Toutefois, en ce qui concerne le minimum, on ne peut pas trancher car on manque de mesures précises dans cette région de moment tranféré. Le facteur de forme quadripolaire G_Q prédit par le modèle C' est légèrement au dessus de nos résultats expérimentaux sauf pour le point 6, tandis que G_Q pour le modèle D' est largement au dessous des données et décroit plus rapidement à haut Q. Le modèle de DK contient une contribution des composantes $\triangle\triangle$ dans le deuton de 0.36% en accord avec la limite expérimentale [All86] ($< 0.4\%$). Pour $\widetilde{t_{20}}$ l'accord avec les données n'est pas plus satisfaisant que les deux autres modèles. Toutefois, une amélioration est à noter au niveau de G_C avec une légère surestimation du minimum. Finalement, les résultats de (DK) obtenus pour G_Q sont satisfaisants. Globalement, l'accord de ces modèles avec nos données n'est vraiment pas un succès. Cependant nos résultats sont plus favorables à une faible contribution de la composante $\triangle\triangle$ dans le deuton.

VI.5 Modèles hybrides

Les principales différences entre le modèle "Cluster-Quark-Model" (CQM) et les calculs conventionnels sont les courants d'échanges de quarks "Quarks Exchange Currents" (QEC) qui apparaissent comme une conséquence de l'antisymétrisation de la fonction d'onde à six quarks (principe de Pauli). Buchmann, Yamauchi, et Faessler [Buc89] (BYF) ont essayé dans leur modèle de fournir une estimation qualitative (taille, signe, et leur évolution en fonction du moment transféré) de ces courants d'échange qu'ils ont qualifiés comme les véritables degrés de liberté de quarks. Les prédictions de BYF pour $\widetilde{t_{20}}$ sont présentées dans la figure [VI.4]. Le paramètre b qui caractérise la taille de l'agrégat des trois quarks est pris égal à 0.5 fm.
La courbe en tirets associée à l'approximation d'impulsion sous-estime nos données, ce qui n'est pas étonnant puisqu'on s'attend à ce que les corrections dues aux courants d'échange mésoniques deviennent importantes dans ces régions de moments transférés. Toutefois, en comparant l'approximation d'impulsion (AI) de CQM à celles du potentiel de Paris ou de celui d'Argonne v_{18}, on remarque que les valeurs de $\widetilde{t_{20}}$ prédites par CQM sont systématiquement supérieures à celles des deux autres. La courbe en tirets-pointillés qui est en bon accord avec nos données, prend en compte les courants de π-paire (courants de paire via échanges de pions). Lorsque BYF rajoutent les contributions dues aux QEC, ils obtiennent la courbe en traits pleins, qui surestime les données.
Si dans ce modèle, la taille relative des QEC semble crédible, beaucoup d'incertitudes demeurent concernant le calcul de l'approximation d'impulsion. Deux principales raisons alimentent ces doutes. La première serait la contribution du courant d'échange d'un gluon qui a été surestimée (voir les équations (3.9d) et (3.11) de la référence [Buc89]), et la seconde réside dans le fait que le potentiel à moyenne portée est probablement trop simpliste. Pour les

facteurs de forme de charge G_C et quadripolaire G_Q (cf. fig [VI.4]), aucune courbe n'est en accord avec les données. Ce cas est très intéressant car la courbe (AI + π-paire) qui reproduit assez bien les données de $\widetilde{t_{20}}$ n'en fait pas autant pour G_C et G_Q. Ceci est dû au fait que $\widetilde{t_{20}}$ ne dépend que du rapport de G_C sur G_Q , elle ne dépend donc pas du facteur de forme du nucléon. C'est en effet ce qui explique qu'un modèle comme (CQM) qui n'arrive pas à bien reproduire la dynamique interne du nucléon et par conséquent G_C et G_Q qui en dépendent, peut malgré tout, avoir une bonne prédiction pour l'observable de polarisation $\widetilde{t_{20}}$. Cet argument n'est valable que dans le cas de l'approximation d'impulsion où les facteurs de forme du deuton peuvent se factoriser. Lorsqu'on rajoute les courants d'échange ($\pi - paire$ par exemple), les effets se combinent.

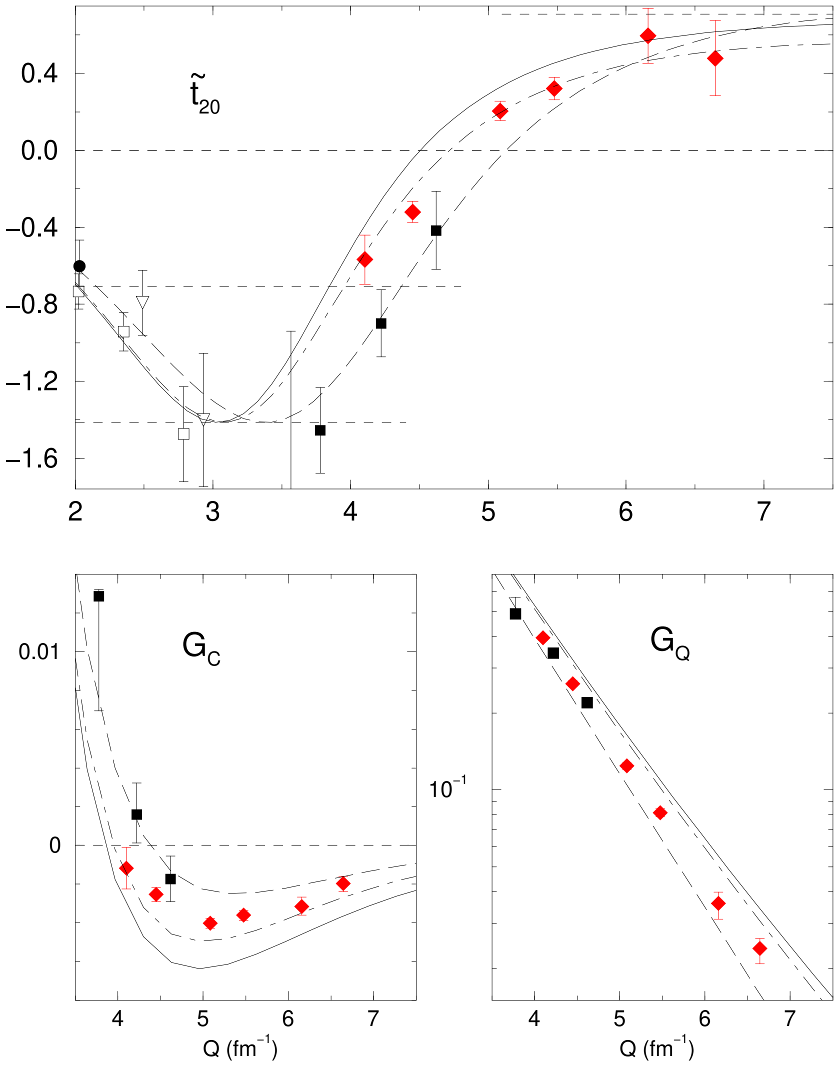


FIG. VI.4 - *Comparaison des données de $\widetilde{t_{20}}$, G_C, et G_Q avec les prédictions de CQM. Tirets : AI; tirets-pointillés : AI + MEC; continu : AI + MEC + QEC.*

VI.6 Modèle de Skyrme

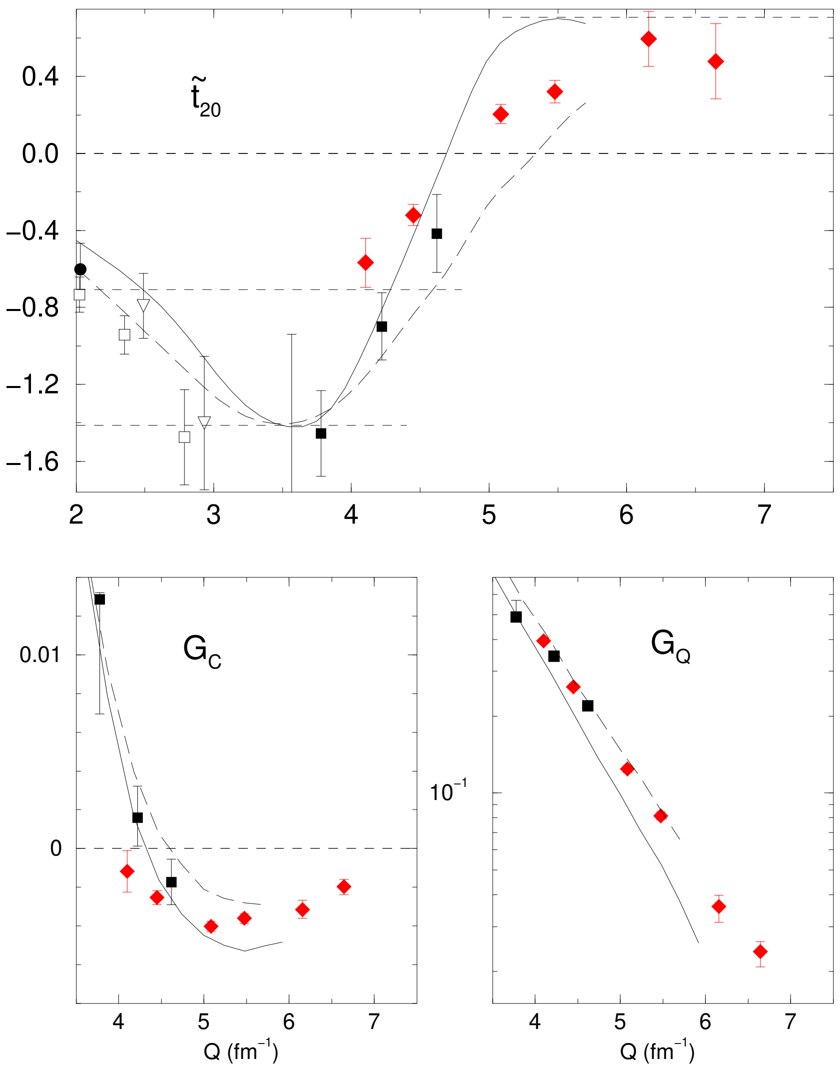


FIG. VI.5 - *Comparaison des données de $\widetilde{t_{20}}$ avec les prédictions du modèle de Skyrme. Tirets : AI; continu : AI + MEC.*

Les résultats du calcul de Nyman et Riska (NR) [Nym87] sont montrés dans la figure [VI.5]. La courbe en tirets longs correspond à l'approximation d'impulsion, tandis que celle en traits pleins représente le calcul complet qui inclut en plus du courant à 1 corps (AI) celui à 2 corps. Il est clair que les prédictions de ce modèle sont plus que médiocres comparées à nos données bien qu'il soit en bon accord avec celles de [Bates91]. Comme dans le cas des modèles conventionnels non relativistes, le minimum de G_C est décalé vers de plus bas moments transférés par rapport aux résultats de AI. Toutefois les contributions des courants d'échange à $\widetilde{t_{20}}$

et à G_Q sont importantes. Le plus surprenant c'est qu'elles sont pour G_Q et $\widetilde{t_{20}}$ ($Q < 3.5$ fm^{-1}) dans un sens opposé à celui des calculs conventionnels.

VI.7 PQCD

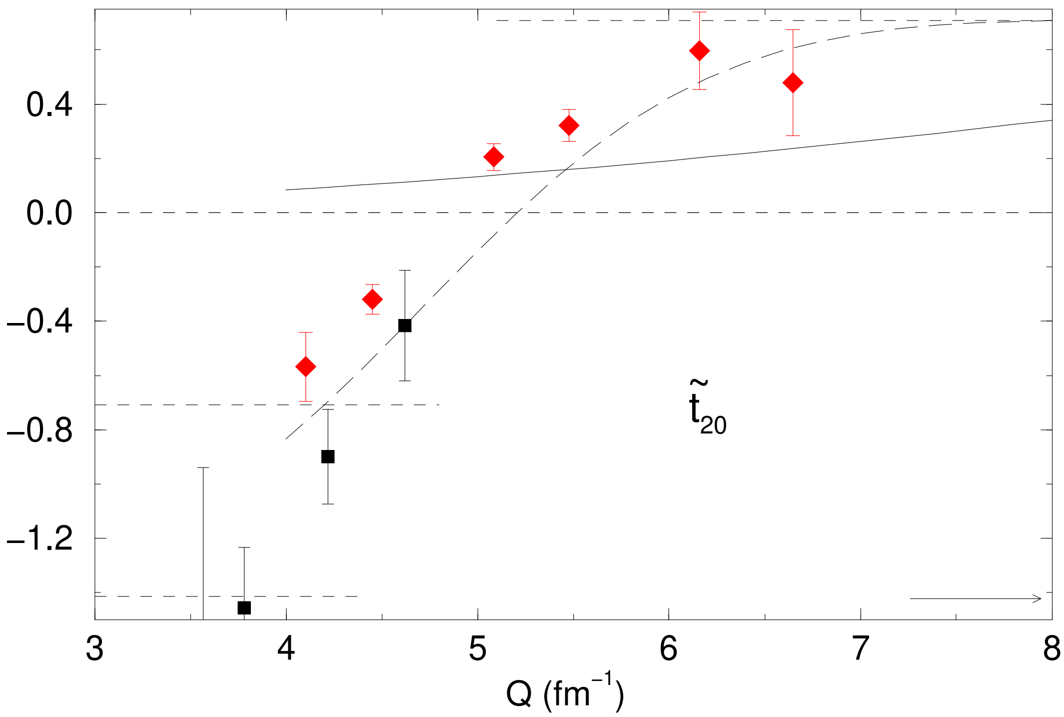


FIG. VI.6 - *Comparaison des données de $\widetilde{t_{20}}$ avec les prédictions de pQCD. Flèche: [Car84]; trait plein: (BH) [Bro92]; tirets longs: [Gar98].*

Peut-on utiliser QCD perturbative (pQCD) pour décrire la structure électromagnétique du deuton à l'échelle de 5-7 fm^{-1} ? C'est une question qui a soulevé beaucoup de discussions. Néanmoins les théoriciens ne sont pas parvenus à un consensus [Car84, Isg84, Bro92]. L'une des principales motivations de notre expérience est d'apporter enfin une réponse à cette fameuse question. D'après Brodsky et Hiller [Bro92] (BH), on peut espérer que pQCD soit applicable à partir de 4.5 fm^{-1}. Une prédiction remarquable de pQCD est que l'élément de matrice du courant électromagnétique G_{00} (i.e. dans l'état initial et l'état final l'hélicité du deuton est égale à zéro) domine d'une et deux puissances de Q les amplitudes associées respectivement à l'échange d'une unité $G_{\triangle h=1}$ et deux unités $G_{\triangle h=2}$ d'hélicité . Cette prédiction est à la base du modèle de BH qui ne prend en compte que l'amplitude G_{00}, et dans lequel le comportement asymptotique de $\widetilde{t_{20}}$ (la courbe en traits pleins dans la figure [VI.6]) est le suivant :

$$\widetilde{t_{20}} \simeq -\sqrt{2}\frac{\eta(\eta-1)}{\eta^2-\eta+\frac{3}{4}} \tag{VI.3}$$

Dans la limite où $\eta \gg 1$, cette prédiction revient à celle de Carlson et Gross [Car84] ($\widetilde{t_{20}} = -\sqrt{2}$). Il apparaît clairement que nos données ne sont pas compatibles avec pQCD. Ceci indique que pour pouvoir appliquer pQCD, il faut au moins aller plus loin en moment tranféré que 7 fm^{-1}. Un autre argument en défaveur de l'application de pQCD dans la région de moments transférés inférieurs à 7 fm^{-1}, a été fourni par Garçon [Gar98]. Il a considéré en plus de l'amplitude $G_{\triangle h=1} = a\frac{\Lambda}{Q}G_{00}$ [Kob95], celle associée à l'échange de deux unités d'hélicité $G_{\triangle h=2} = b(\frac{\Lambda}{Q})^2 G_{00}$. Λ est l'échelle de QCD, elle est de l'ordre de 200 MeV. En fixant les paramètres a et b par les zéros de G_C et G_M, il obtient la courbe en tirets de la figure [VI.6] qui reproduit globalement l'allure des données. La raison pour laquelle cette courbe ne passe pas par nos données, ce qui n'est pas le but de l'auteur, est que le zéro de G_C utilisé pour fixer le paramètre a est à $Q = 4.2$ fm^{-1}. La grande valeur obtenue pour le paramètre b ($b \simeq 38$) indique que la contribution de l'amplitude $G_{\triangle h=2}$ à la diffusion ed élastique est aussi importante que celle de G_{00}. La conclusion est que si l'on entend par pQCD dominance de l'amplitude G_{00}, alors il est clair que pQCD n'est pas applicable dans la région de moments transférés entre 5 et 7 fm^{-1}.

VI.8 Comparaison de t_{21} et t_{22}

La figure [VI.7] illustre nos résultats pour t_{21} et t_{22} ainsi que les prédictions de trois modèles choisis parmi ceux déjà cités auparavant : Argonne v_{18} [Wir95], CQM [Buc89], et CIA [Van95]. Les calculs du modèle Argonne v_{18} complet (NRIA+RC+MEC) sont représentés par les courbes pleines claires, ils sont en très bon accord avec nos résultats de t_{21}. C'est aussi le cas de la courbe pleine noire qui est associée au modèle CIA. Ceci n'est pas étonnant si on se rappelle que l'observable t_{21} est proportionnelle au produit $G_Q G_M$. Tout modèle qui reproduit $B(Q)$ et G_Q reproduit t_{21}. La précision expérimentale Δt_{21} n'est pas suffisante pour extraire G_M avec une meilleure précision que celle donnée par la mesure de $B(Q)$.

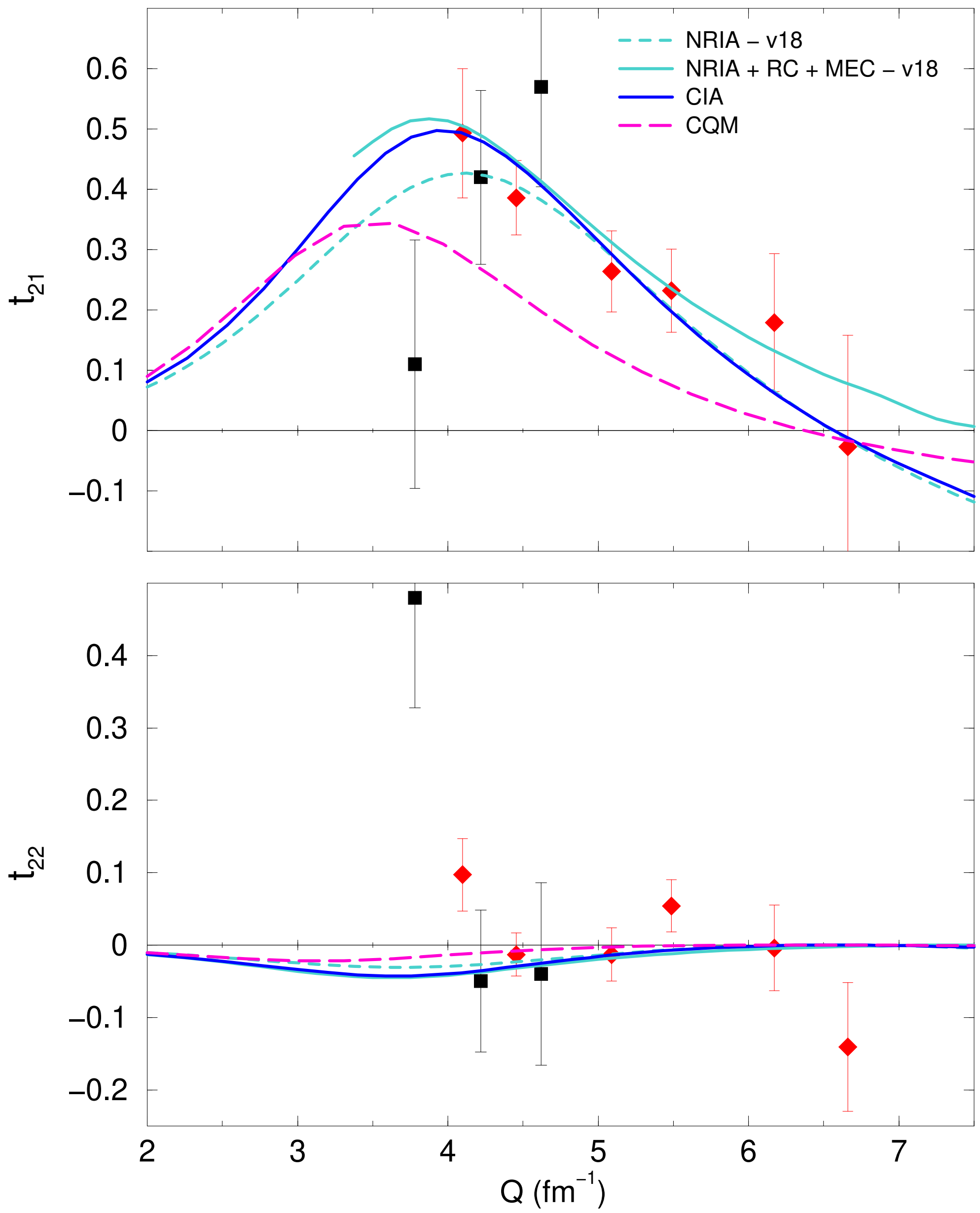


FIG. VI.7 - *Comparaison des résultats de t_{21} et t_{22} avec les modèles des références [Wir95], [Buc89] et [Van95].*

Cependant, le passage à zéro de t_{21} est directement lié au minimum de B que les modèles présentés en fig. [VI.7] reproduisent correctement. Par contre pour le modèle CQM, la pente de t_{21} n'est pas correcte, car G_Q est mal reproduit par ce modèle (cf. fig [VI.4]). Pour t_{22}, nos données sont en bon accord avec les trois modèles qui prédisent tous de très petites valeurs de cette observable.

Chapitre VII

Le deuton dans le cadre du formalisme de LFD

VII.1 Introduction

Dans la version standard du formalisme du front (cône) de lumière LFD “Light Front Dynamics”, la fonction d’onde est définie sur un plan $t + z/c = cte$ [Dir49]. Ceci est équivalent dans le repère de moment infini à l’approche habituelle définie à $t = cte$. Le fait de se placer dans ce repère de moment infini simplifie énormément la théorie, car pour la limite $p \to \infty$, les fluctuations du vide (créations de paires) disparaissent, puisque leur énergie $\triangle E$ augmente, et par conséquent leur temps de création $\triangle t \sim \hbar/\triangle E$ tend vers zéro. Définir la fonction d’onde d’un système sur le front de lumière revient donc à prendre une photo de ce même système sans qu’il soit contaminé par les fluctuations du vide. Cependant la surface définie par l’équation $t + z = cte$ (on considère dans ce qui suit que $c = 1$) n’est pas invariante sous des rotations arbitraires dans l’espace-temps (transformation de Lorentz). Cette surface brise donc l’invariance rotationnelle. Une nouvelle approche a été developpée, qui, contrairement aux deux autres, au lieu de spécifier un plan ($t = cte$ ou $t + z = cte$) brisant ainsi l’invariance relativiste, définit le vecteur d’état sur une surface du front de lumière caractérisée par l’équation invariante $\omega \cdot x = \sigma$, où σ est le temps du front de lumière, et $\omega = (\omega_0, \overrightarrow{\omega})$ est un quadrivecteur arbitraire qui vérifie la relation $\omega^2 = 0$ [Kar76, Kar88]. Lorsqu’il n’y aura pas besoin de se référer à l’évolution de σ , on pourra considérer que $\sigma = 0$. Le fait que le plan $\omega \cdot x = 0$ soit invariant sous l’action d’une quelconque transformation de Lorentz rend cette approche covariante. Par conséquent, et afin de garder explicitement cette covariance, il ne faut privilégier aucune direction du quadrivecteur ω, contrairement au cas du LFD standard où $\omega = (1, 0, 0, -1)$.

Le formalisme explicitement covariant du LFD fournit un outil à la fois simple et puissant pour décrire d'une manière relativiste les systèmes à petit nombre de constituants. Le deuton est donc un bon candidat. En effet, les facteurs de forme électromagnétiques du deuton dans le cadre du LFD ont déjà été calculés [Car99]. Cependant les corrections dynamiques dues d'une part aux effets de recul et d'autre part à la contribution du courant d'échange mésonique $\rho\pi\gamma$ n'y ont pas été prises en compte. On s'attend toutefois qu'elles deviennent de plus en plus importantes au fur et à mesure qu'on augmente le moment transféré au deuton.
Lors de ce chapitre, on présentera les grandes lignes du LFD en s'inspirant de la référence [Car98]. L'étude détaillée des différentes composantes de ce modèle peut être trouvée dans plusieurs références dont une bonne partie sera citée au cours de ce chapitre. La contribution apportée par ce travail est l'addition des termes de recul et $\rho\pi\gamma$ cités précédemment. Les résultats obtenus pour les facteurs de forme électromagnétiques du deuton incluant ces corrections seront ensuite comparés aux données expérimentales.

VII.2 Propriétés

Le vecteur d'état est généralement défini sur une hypersurface espace-temps. Considérons par exemple, le cas de la fonction d'onde non relativiste $\psi(r,t)$ qui est solution de l'équation de Schrödinger :

$$i\hbar\frac{\partial\psi(r,t)}{\partial t} = H\psi(r,t) \tag{VII.1}$$

Pour simplifier, supposons que l'hamiltonien $H = \dfrac{P^2}{2m} + V(r)$ du système ne dépende pas explicitement du temps, P, m, et $V(r)$ étant respectivement l'impulsion, la masse, et le potentiel. La solution de l'équation [VII.1] s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\psi(r,t) = \varphi(r)\exp(-iEt), \tag{VII.2}$$

telle que $\varphi(r)$ vérifie l'équation :

$$(-\frac{\hbar^2}{2m}\triangle + V(r))\varphi(r) = E\varphi(r) \tag{VII.3}$$

où E est l'énergie du système. Si on veut obtenir la fonction d'onde $\psi(r,t')$ à un temps t', ce qui revient à effectuer une translation du plan $t = cte$, il est indispensable de conna ître l'énergie E (cf. eq.[VII.2]) déterminée par la dynamique, i.e. l'hamiltonien H. L'évolution dans le temps de $\psi(r,t)$ est donc une évolution dynamique. C'est aussi le cas pour la fonction d'onde définie sur le plan $t + z = cte$ qui dépend dynamiquement de toute translation de ce plan. Il est donc impossible de transformer un vecteur d'état d'un référentiel à un autre sans connaître la dynamique du système. Afin de remédier à ce problème, une approche explicitement covariante du LFD a été développée, où la covariance est assurée par l'invariance du plan du front de lumière $\omega \cdot x = 0$ sous n'importe quelle transformation de Lorentz de ω et de x. Ainsi, les transformations cinématiques des coordonnées du système et celles dynamiques du plan du front de lumière peuvent être effectuées indépendamment. Puisque le moment angulaire total J d'un sytème composite est déterminé par les propriétés de transformation de sa fonction d'onde sous les rotations de ses coordonnées, la construction de J devient donc purement cinématique.

VII.2.1 La matrice S

L'expression standard de la matrice S est donnée par :

$$S = T \exp\left[-i \int H^{int}(x) d^4x\right]. \tag{VII.4}$$

L'opérateur T est le T-produit. On peut donc le remplacer en ordonnant explicitement dans le temps les différents opérateurs, l'équation [VII.4] prenant la forme suivante :

$$\begin{aligned} S &= 1 + \sum_n \int (-i)^n H^{int}(x_1)\theta(t_1 - t_2) H^{int}(x_2) \ldots \theta(t_{n-1} - t_n) \\ &\quad \times H^{int}(x_n) d^4x_1 \ldots d^4x_n, \end{aligned} \tag{VII.5}$$

où $H^{int}(x)$ est l'hamiltonien d'interaction. Si par ailleurs, on choisit que le T-produit ordonne les opérateurs suivant la direction de ω, on obtient :

$$S = T_\omega \exp\left[-i \int H^{int}_\omega(x) d^4x\right]. \tag{VII.6}$$

En effet, lorsqu'on introduit le temps du front de lumière $\sigma = \omega \cdot x$, l'expression de S de l'équation [VII.5] devient :

$$\begin{aligned} S &= 1 + \sum_n \int (-i)^n H^{int}_\omega(x_1)\theta(\omega \cdot (x_1 - x_2)) \\ &\quad \times H^{int}_\omega(x_2) \ldots \theta(\omega \cdot (x_{n-1} - x_n)) H^{int}_\omega(x_n) d^4x_1 \ldots d^4x_n. \end{aligned} \tag{VII.7}$$

L'indice ω dans H^{int}_ω indique que H^{int} peut être différent de H^{int}_ω afin d'assurer l'équivalence entre les deux expressions [VII.5] et [VII.7]. La région où ceci peut avoir lieu est la ligne du front de lumière. En effet si $(x_1 - x_2)^2 > 0$, les signes de $\omega \cdot (x_1 - x_2)$ et $t_1 - t_2$ sont identiques et donc $H^{int}_\omega = H^{int}$. Si $(x_1 - x_2)^2 < 0$, les opérateurs $H^{int}(x_1)$ et $H^{int}(x_2)$ commutent, et il n'y a plus aucun sens à leur ordre relatif. Sur le front de lumière où $(x_1 - x_2)^2 = 0$, $\omega \cdot (x_1 - x_2)$ peut être nul, tandis que $t_1 - t_2$ ne l'est pas. Si la fonction intégrable n'a pas de singularités à $(x_1 - x_2)^2 = 0$, alors cette ligne ne contribue pas dans l'intégrale sur le volume d^4x.

Si au contraire, elle est singulière, un nouveau hamiltonien H_ω^{int} est introduit afin d'éliminer l'influence de cette région sur la matrice S. La forme de H_ω^{int} dépend des singularités du commutateur à $(x_1 - x_2)^2 = 0$. Pour des champs scalaires, la singularité est tellement faible qu'on peut considérer que $H_\omega^{int} = H^{int}$. Cependant pour des champs avec des spins 1/2 et 1 ou avec des couplages dérivatifs, l'équivalence entre les deux expressions [VII.5] et [VII.7] est obtenue en rajoutant une contribution supplémentaire à H_ω^{int}, ce qui revient aux termes de contact ou encore interaction instantanée [Car98].
Si on introduit la transformée de Fourier de l'hamiltonien :

$$\widetilde{H}_\omega(p) = \int H_\omega^{int}(x) \exp(-ip \cdot x) d^4x, \tag{VII.8}$$

ainsi que la représentation sous forme d'intégrale de la fonction θ :

$$\theta(\omega \cdot (x_1 - x_2)) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(i\tau\omega \cdot (x_1 - x_2))}{\tau - i\epsilon} d\tau, \tag{VII.9}$$

dans l'équation [VII.7], l'expression de la matrice S s'écrit :

$$S = 1 + R(0), \tag{VII.10}$$

où

$$\begin{aligned} R(0) \;\; = \;\; & -i\widetilde{H}_\omega(0) + \sum_{n\geq 2} (-i)^n \int \widetilde{H}_\omega(\omega\tau_1) \frac{d\tau_1}{2\pi i(\tau_1 - i\epsilon)} \widetilde{H}_\omega(\omega\tau_1 - \omega\tau_2) \ldots \\ & \times \frac{d\tau_{n-1}}{2\pi i(\tau_{n-1} - i\epsilon)} \widetilde{H}_\omega(\omega\tau_{n-1}). \end{aligned} \tag{VII.11}$$

τ est une variable telle que $\omega\tau$ a la dimension d'un moment.

VII.2.2 Technique de calcul des diagrammes

Une technique appropriée de calcul des diagrammes a été utilisée afin d'évaluer la matrice S. Développée par Kadyshevsky [Kad64, Kad72], elle a été appliquée au LFD par Karmanov [Kar76]. Malgré l'existence du quadrivecteur ω dans l'équation [VII.10], la matrice S et n'importe quelle amplitude physique ne dépendent pas de ω, puisque les deux équations [VII.10] et [VII.5] sont équivalentes.

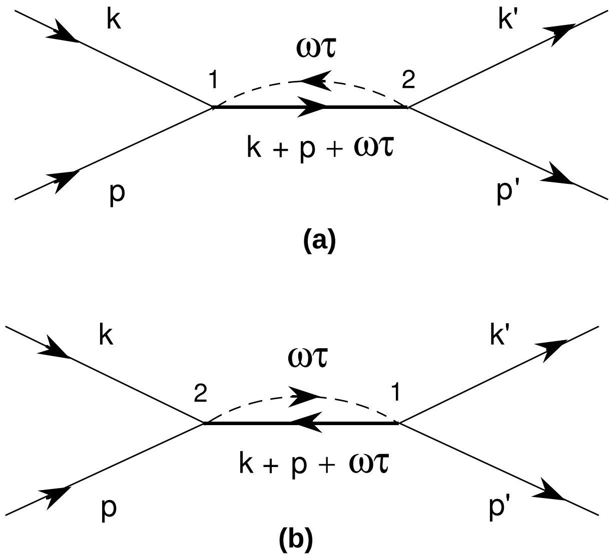


FIG. VII.1 - *Echange d'une particule dans la voie S.*

Avant de commencer la présentation de cette technique de graphes, il est important de souligner que dans LFD, toutes les particules sont sur couche de masse. Les quadrivecteurs $\omega\tau_j$ de l'équation [VII.11] sont associés à des particules fictives nommées "spurions" et les facteurs $\dfrac{1}{\tau_j - i\epsilon}$ sont interprétés comme les propagateurs de ces spurions responsables de mettre les états intermédiaires hors couche d'énergie. Il faut toutefois insister que le spurion n'est pas une particule physique mais plutôt un outil commode afin de prendre en compte les effets hors couche d'énergie dans le formalisme explicitement covariant du front de lumière en l'absence des effets hors couche de masse.

Dans le calcul des facteurs de forme du deuton, nous aurons besoin de particules de spin 1/2 (nucléons). Aussi nous ne présenterons que les règles de calcul de diagrammes pour des systèmes de particules de spin 1/2. La procédure à suivre est la suivante [Kad64, Kad72, Kar76, Kar88] :

1. Etiqueter d'une manière arbitraire les vertex dans le diagramme de Feynman d'ordre n (i.e. contenant n vertex). Orienter les lignes continues (particules physiques) dans la direction croissante des numéros des vertex. Connecter par des lignes en tirets (spurions) les vertex dans l'ordre décroissant de leur numéro (cf. fig[VII.1]). Associer à chaque ligne continue le quadrimoment correspondant et à chaque ligne j de spurion le quadrimoment $\omega\tau_j$. Les fermions dans l'état initial sont représentés par des lignes rentrantes, et ceux de l'état final par des lignes sortantes (cf. fig[VII.1]). Les diagrammes dans lesquels il existe des vertex où toutes les particules sont rentrantes ou sortantes peuvent être éliminés (cf. fig[VII.2]). La raison en est qu'il est impossible de satisfaire pour ces vertex les lois de conservation du quadrimoment. En ef-

fet, la loi de conservation pour le vertex de la figure [VII.2] s'écrit : $k_1 + k_2 + k_3 = \omega(\tau_1 - \tau_2)$. Puisque toutes les particules sont sur couche de masse on a $k^2_{i=1,2,3} = m^2 > 0$, ce qui implique que $(k_1 + k_2 + k_3)^2 \geq 8m^2$, alors que le carré du terme de droite donne $\omega^2(\tau_1 - \tau_2)^2 = 0$ étant donné que par définition $\omega^2 = 0$.

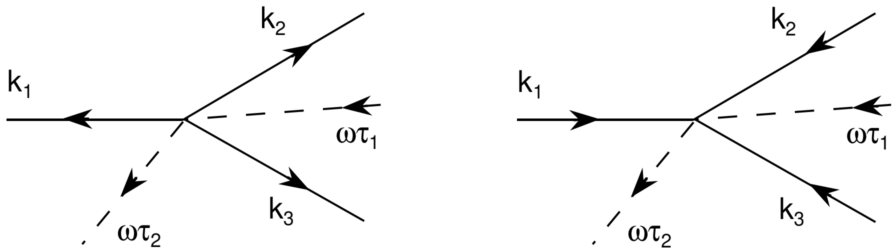


FIG. VII.2 - *Les vertex du vide.*

2. En plus des graphes cités ci-dessus (cf. fig[VII.1]), d'autres diagrammes doivent être pris en compte. Ils correspondent aux termes de contact (interaction instantanée) responsables de la différence entre H^{int}_{ω} et H^{int}. Ces diagrammes s'obtiennent en remplaçant les lignes de spurions reliant deux vertex dont les numéros se succédent par une croix sur la ligne fermionique correspondante (cf. fig[VII.3]). Les lignes rentrantes de tous les diagrammes doivent être placés à gauche, et les lignes sortantes à droite.
3. Les facteurs de l'expression analytique de l'amplitude sont écrits dans l'ordre où ils ont été rencontrés si on débute le graphe par le côté droit, commençant par la ligne du fermion sortant, en se dirigeant dans la direction opposée à l'orientation des lignes fermioniques.
4. A chaque ligne interne de fermion avec un quadrimoment k, un propagateur $(\hat{k}+m)\theta(\omega.k)\delta(k^2-m^2)$ est associé ($\hat{k} = k_\mu\gamma^\mu$), la fonction δ indique que les particules sont sur couche de masse. A chaque ligne avec une croix, le facteur $-\hat{\omega}\theta(\omega.k)/(2\omega.k)$ est introduit ($\hat{\omega} = \omega_\mu\gamma^\mu$). Finalement on associe à chaque ligne de spurion de quadrimoment $\omega\tau_j$, le facteur $\dfrac{1}{\tau_j - i\epsilon}$.
5. Associer à chaque vertex le facteur gV, où V dépend du type de couplage ($1, i\gamma_5, \gamma_\mu$, etc ...) dans l'hamiltonien $H = -g\overline{\psi}V\psi\ldots$, g étant la constante de couplage. A chaque vertex, tous les quadrimoments, ceux des spurions inclus, satisfont la loi de conservation, i.e. la somme des moments rentrants est égale à celle des moments sortants.
6. Le spineur $\overline{u}(p)$ $[u(p)]$ est associé à chaque fermion sortant (rentrant).

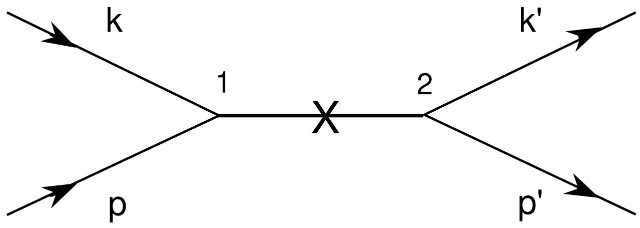


FIG. VII.3 - *Interaction de contact pour l'échange d'une particule de spin 1/2 dans la voie S.*

7. Intégrer (avec $\frac{d^4k}{(2\pi)^3}$) sur les quadrimoments des particules internes qui restent libres après avoir appliqué les lois de conservation, et sur tous les τ_j pour les lignes de spurion de $-\infty$ à $+\infty$.
8. Répéter la procédure décrite dans 1-7 pour toutes les $n!$ numérotations possibles des vertex. Dans beaucoup d'applications pratiques (cf. paragraphe [VII.4.3]), et pour des particules de spin 1/2, le terme de contact peut être incorporé directement en remplaçant la partie spin du propagateur $(m+\hat{k})$ par $(m+(\hat{k}-\hat{\omega}\tau))$. Cependant, pour l'approximation d'impulsion, la contribution des termes de contact aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton ne peut pas être calculée de la sorte (cf. section [VII.4]).
Lorsqu'un diagramme contient 2 fermions qui donnent un boson, comme dans le cas du deuton (le vertex NNd), on doit commencer la lecture du diagramme par la droite en passant par les lignes fermioniques, toujours dans le sens opposé de leur orientation, et recommencer encore par le même vertex et passer à travers la seconde ligne.
Nous avons présenté ci-dessus les règles de calcul de graphes pour des particules de spin 1/2. Comme nous allons le constater au cours de ce chapitre, ces règles représentent un outil clé qui permet le calcul des différentes contributions aux facteurs de forme du deuton.

VII.3 Fonction d'onde du deuton

Les fonctions d'onde sont les composantes de Fock du vecteur d'état défini sur le plan du front de lumière $\omega \cdot x = 0$. Elles représentent donc les coefficients obtenus lorsqu'on effectue un développement du vecteur d'état sur une base de champs libres :

$$\begin{aligned} |p,\lambda\rangle_\omega &\equiv \phi^{J\lambda}(p) = (2\pi)^{3/2}\int \Phi^{J\lambda}_{j_1\sigma_1 j_2\sigma_2}(k_1,k_2,p,\omega\tau)a^\dagger_{\sigma_1}(\overrightarrow{k}_1)a^\dagger_{\sigma_2}(\overrightarrow{k}_2)|0\rangle \\ &\times \delta^{(4)}(k_1+k_2-p-\omega\tau)\exp(i\tau\sigma)2(\omega\cdot p) \\ &\times d\tau\frac{d^3k_1}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2\varepsilon_{k_1}}}\frac{d^3k_2}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2\varepsilon_{k_2}}}+\ldots \end{aligned} \quad \text{(VII.12)}$$

où $a^\dagger$ est l'opérateur de création, λ est la projection du moment angulaire total du système sur l'axe Z dans le repère où la particule est au repos ($\overrightarrow{p} = \overrightarrow{0}$) et σ_1, σ_2 sont les projections des spins des particules 1 et 2 dans leur système de repos correspondant. p, k_1, k_2 sont respectivement les moments sur couche de masse du deuton et des deux nucléons. Les pointillés incluent les états de Fock à plus de deux particules. La présence de la fonction $\delta^4(k_1+k_2-p-\omega\tau)$ indique la loi de conservation :

$$k_1 + k_2 = p + \omega\tau \qquad \text{(VII.13)}$$

Il est clair d'après l'équation [VII.13] que la fonction d'onde dépend de l'orientation du front de lumière via le terme en $\omega\tau$. Comme on l'a déjà mentionné, lorsqu'une amplitude est hors couche d'énergie, elle dépend de l'orientation du front de lumière. Etant donné que la fonction d'onde d'un état lié est un objet hors couche d'énergie, il est donc naturel qu'elle dépende de ω. Cette propriété n'est pas spécifique au LFD. Ce dernier est plutôt caractérisé par sa description des effets hors couche d'énergie en terme de spurions, permettant ainsi de paramétrer explicitement cette dépendance en ω.
Le deuton ($J^p = 1^+$) peut être considéré comme une particule pseudo-vecteur. La forme générale de sa fonction d'onde $\Phi^\lambda_{\sigma_2\sigma_1}$ s'écrit [Car95] :

$$\Phi^\lambda_{\sigma_2\sigma_1}(k_1, k_2, p, \omega\tau) = \sqrt{m} e^\lambda_\mu(p)\bar{u}^{\sigma_2}(k_2)\phi_\mu U_c \bar{u}^{\sigma_1}(k_1)\ , \qquad \text{(VII.14)}$$

avec

$$\begin{aligned}\phi_\mu = {} & \varphi_1 \frac{(k_1-k_2)_\mu}{2m^2} + \varphi_2 \frac{1}{m}\gamma_\mu + \varphi_3 \frac{\omega_\mu}{\omega.p} + \varphi_4 \frac{(k_1-k_2)_\mu \hat{\omega}}{2m\omega.p} \\ & + \varphi_5 \frac{i}{2m^2\omega.p}\gamma_5 \epsilon_{\mu\nu\rho\gamma}(k_1+k_2)^\nu (k_1-k_2)^\rho \omega^\gamma + \varphi_6 \frac{m\omega_\mu \hat{\omega}}{(\omega.p)^2}\ ,\end{aligned} \qquad \text{(VII.15)}$$

où e^λ_μ est le vecteur polarisation du deuton, $\bar{u}^\sigma$ est le spineur du nucléon, $U_c = \gamma_2\gamma_0$ est la matrice de conjugaison de charge, et m la masse du nucléon. φ_{1-6} sont six invariants qui dépendent de deux scalaires, $s = (k_1+k_2)^2$ et $t = (p+k_1)^2$. On note que la fonction d'onde du deuton dépend de l'orientation du plan du front de lumière via la dépendance en ω des termes en φ_3, φ_4, φ_5, et φ_6 de l'équation [VII.15].
Afin d'obtenir pour la fonction d'onde une limite non relativiste transparente, il est commode d'introduire une nouvelle paire de variables ($\overrightarrow{k}$,$\overrightarrow{n}$). $\overrightarrow{k}$ correspond, dans le système de centre de masse des deux particules ($\overrightarrow{k_1} + \overrightarrow{k_2} = \overrightarrow{0}$), au moment relatif habituel entre les deux particules. Dans ce même système, $\overrightarrow{n} = \dfrac{\overrightarrow{\omega}}{|\overrightarrow{\omega}|}$ est le vecteur unitaire dont la direction est identique à celle de $\overrightarrow{\omega}$. On doit donc construire la forme la plus générale d'un pseudo-vecteur à partir des variables $\overrightarrow{k}$, $\overrightarrow{n}$, les matrices de Pauli, et les deux spineurs des nucléons. La présence d'un vecteur additionnel $\overrightarrow{n}$ augmente le nombre de structures indépendantes par comparaison avec

le cas non relativiste. L'expression de la fonction d'onde [VII.15] prend alors la forme suivante [Kar81] :

$$\Psi^{\lambda}_{\sigma_2\sigma_1}(\vec{k},\vec{n}) = \sqrt{m}\chi^{\dagger}_{\sigma_2}\psi^{\lambda}(\vec{k},\vec{n})\sigma_y\chi^{\dagger}_{\sigma_1} \ , \qquad \text{(VII.16)}$$

avec

$$\begin{aligned}
\psi(\vec{k},\vec{n}) &= f_1\frac{1}{\sqrt{2}}\vec{\sigma} + f_2\frac{1}{2}\left(\frac{3\vec{k}(\vec{k}.\vec{\sigma})}{\vec{k}^2} - \vec{\sigma}\right) + f_3\frac{1}{2}(3\vec{n}(\vec{n}.\vec{\sigma}) - \vec{\sigma}) \\
&+ f_4\frac{1}{2k}(3\vec{k}(\vec{n}.\vec{\sigma}) + 3\vec{n}(\vec{k}.\vec{\sigma}) - 2(\vec{k}.\vec{n})\vec{\sigma}) \\
&+ f_5\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{i}{k}[\vec{k}\times\vec{n}] + f_6\frac{\sqrt{3}}{2k}[[\vec{k}\times\vec{n}]\times\vec{\sigma}] \ , \qquad \text{(VII.17)}
\end{aligned}$$

où χ est le spineur du nucléon normalisé à $w^{\dagger}w = 1$. Les fonctions f_{1-6} dépendent des scalaires $\vec{k}^2$ et $\vec{n}.\vec{k}$, ou bien de $k \equiv |\vec{k}|$ et de $z = \dfrac{\vec{n}.\vec{k}}{|\vec{k}|}$.
Dans la région $k \ll m$, les fonctions scalaires f_{3-6} d'origine relativiste deviennent négligeables, et on retrouve les ondes S et D telles que $f_1 \approx u_S$, $f_2 \approx -u_D$. A partir de la décomposition générale de l'équation (VII.17), on obtient la fonction d'onde non relativiste habituelle du deuton :

$$\psi_{NR}(\vec{k}) = u_S(k)\frac{1}{\sqrt{2}}\vec{\sigma} - u_D(k)\frac{1}{2}\left[\frac{3\vec{k}(\vec{k}.\vec{\sigma})}{\vec{k}^{\,2}} - \vec{\sigma}\right] \qquad \text{(VII.18)}$$

La représentation (VII.15) est cependant plus commode pour le calcul des observables physiques, comme les facteurs de forme électromagnétiques.
La normalisation du vecteur d'état se fait via l'équation :

$$_{\omega}\langle p',\lambda'|p,\lambda\rangle_{\omega} = 2p_0\,\delta^{(3)}(\vec{p}-\vec{p}\,')\,\delta^{\lambda'\lambda} \ . \qquad \text{(VII.19)}$$

Les composantes de Fock sont normalisées afin de reproduire la condition (VII.19). En remplaçant dans l'équation (VII.19) le vecteur d'état par son expression (VII.12), on obtient :

$$_{\omega}\langle p',\lambda'|p,\lambda\rangle_{\omega} = 2p_0\,\delta^{(3)}(\vec{p}-\vec{p}\,')\,N^{\lambda'\lambda} \ , \qquad \text{(VII.20)}$$

avec

$$N^{\lambda'\lambda} = \sum_{n=2}^{\infty} N_n^{\lambda'\lambda} \equiv \delta^{\lambda'\lambda} \ , \qquad \text{(VII.21)}$$

et

$$\begin{aligned}
N_n^{\lambda'\lambda} &= (2\pi)^3\int\sum_{\sigma_1\cdots\sigma_n}\Phi^{J\lambda'*}_{j_1\sigma_1\cdots j_n\sigma_n}\Phi^{J\lambda}_{j_1\sigma_1\cdots j_n\sigma_n}\delta^{(4)}(k_1+\cdots+k_n-p-\omega\tau) \\
&\times\prod_{i=1}^{n}\frac{d^3k_i}{(2\pi)^3 2\varepsilon_{k_i}}2(\omega.p)d\tau \qquad \text{(VII.22)}
\end{aligned}$$

La condition générale de normalisation est donnée par [Car98] :

$$A = \frac{1}{3}\delta_{\lambda'\lambda} N^{\lambda'\lambda} = 1. \tag{VII.23}$$

Il est important de préciser que la normalisation donnée par l'équation (VII.23) contient la somme sur toutes les n composantes de Fock à n corps. Cette condition (VII.23) n'est généralement pas remplie par les composantes à deux corps si la contribution des autres composantes n'est pas négligeable.

Dans le cas du deuton, on n'utilisera que la fonction d'onde à deux particules dont l'expression est donnée dans le repère où $\overrightarrow{k_1} + \overrightarrow{k_2} = \overrightarrow{0}$ par l'équation (VII.17). On obtient pour $N_2^{\lambda'\lambda}$ dans la base où $\lambda'\lambda = x, y, z$:

$$N_2^{ij} = \frac{m}{(2\pi)^3} \int Tr\{\psi_i^\dagger(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n})\psi_j(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n})\} \frac{d^3k}{\varepsilon_k} . \tag{VII.24}$$

Cet intégrale de normalisation prend uniquement en compte la composante de Fock à deux corps. A partir de l'équation (VII.23), on retrouve :

$$A_2 = \frac{1}{3}\delta_{ij} N_2^{ij} . \tag{VII.25}$$

En remplaçant dans (VII.24) la fonction d'onde (VII.17), on obtient :

$$A_2 = \frac{m}{(2\pi)^2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\varepsilon_k} \int_{-1}^{1} I\, dz , \tag{VII.26}$$

où

$$\begin{aligned} I \;=\;& f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 + f_4^2(3 + z^2) + f_5^2(1 - z^2) + f_6^2(1 - z^2) \\ & - f_2 f_3(1 - 3z^2) + 4 f_2 f_4 z + 4 f_3 f_4 z. \end{aligned} \tag{VII.27}$$

Lorsque le noyau d'interaction V est indépendant de la masse M du système composé, on peut considérer que la contribution des composantes de Fock à plus de deux particules à la normalisation totale est négligeable [Car98], et par conséquent il suffit d'avoir $A_2 = 1$ pour remplir la condition de normalisation.

En ne gardant que les contributions dominantes f_1,f_2 dans la région $k \ll m$, où $f_1 = u_S,\ f_2 = -u_D$, on retrouve la condition de normalisation pour la fonction d'onde non relativiste du deuton

$$\frac{1}{2\pi^2} \int (u_S^2 + u_D^2) k^2 dk = 1 .$$

L'expression de l'équation que vérifie la fonction d'onde $\psi(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n})$ s'écrit [Kar81] :

$$\begin{aligned} & \left[4(\overrightarrow{k}^{\,2} + m^2) - M^2\right] \psi_{\sigma_1\sigma_2}(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n}) = \\ & -\frac{m^2}{2\pi^3} \sum \int \left[\psi'(\overrightarrow{k}\,', \overrightarrow{n})\sigma_y\right]_{\sigma_1'\sigma_2'} V_{\sigma_1\sigma_2''}^{\sigma_1'\sigma_2'}(\overrightarrow{k}\,', \overrightarrow{k}, \overrightarrow{n}, M)(\sigma_y)_{\sigma_2''\sigma_2} \frac{d^3k'}{\varepsilon_{k'}} \end{aligned} \tag{VII.28}$$

$V = -\mathcal{K}/(4m^2)$, où $\mathcal{K}$ est une matrice irréductible qui peut être calculé directement par la technique de calcul des graphes (cf. paragraphe [VII.2.2]), une fois la dynamique connue.

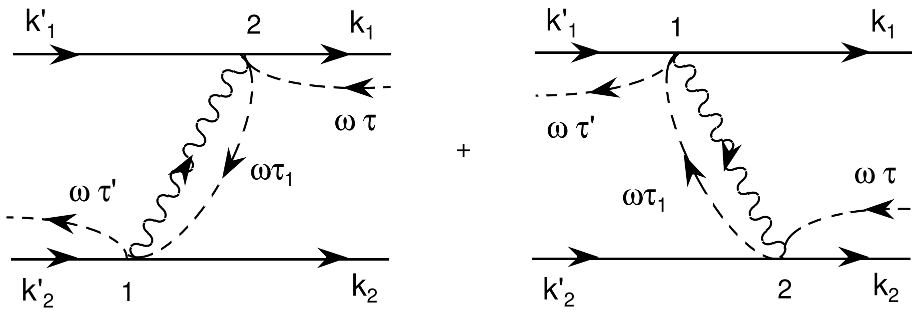


FIG. VII.4 - *Echange d'une particule dans la voie t.*

La fonction d'onde $\psi(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n})$ a été calculée perturbativement [Car95] en utilisant un noyau d'interaction complètement relativiste d'échange d'un boson OBE obtenu dans le cadre de LFD à partir des diagrammes de la figure [VII.4]. Les composantes f_{1-6} sont déterminées à la fois d'une manière perturbative et approximative à partir de la solution non relativiste ψ_{NR} de l'équation (VII.18) :

$$\begin{aligned} \psi_{\sigma_1\sigma_2}(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n}) &= \frac{-m^2}{2\pi^3(4(\overrightarrow{k}^{\,2} + m^2) - M^2)} \sum_{\sigma_1'\sigma_2'} \int (\psi'_{NR}\sigma_y)_{\sigma_1'\sigma_2'} \\ &\times V^{\sigma_1'\sigma_2'}_{\sigma_1\sigma_2''}(\overrightarrow{k}', \overrightarrow{k}, \overrightarrow{n}, M)(\sigma_y)_{\sigma_2''\sigma_2} \frac{d^3k'}{\varepsilon_{k'}}. \end{aligned} \tag{VII.29}$$

Cette approximation est basée essentiellement sur le fait que grâce à la faible énergie du deuton, sa fonction d'onde est concentrée dans la région des valeurs non relativistes de k'. En ce qui concerne le noyau d'interaction OBE utilisé, l'ensemble de mésons, les constantes de couplage et les facteurs de forme hadroniques sont pris du modèle Bonn-QA [Mac87].
$\psi(\overrightarrow{k}, \overrightarrow{n})$ ainsi obtenue n'est pas une solution exacte de l'équation (VII.28). De plus, les paramètres du noyau V n'ont pas été ajustés dans le cadre du formalisme du LFD. La précision de cette solution dans la reproduction des propriétés statiques du deuton a été estimée à environ 20%.

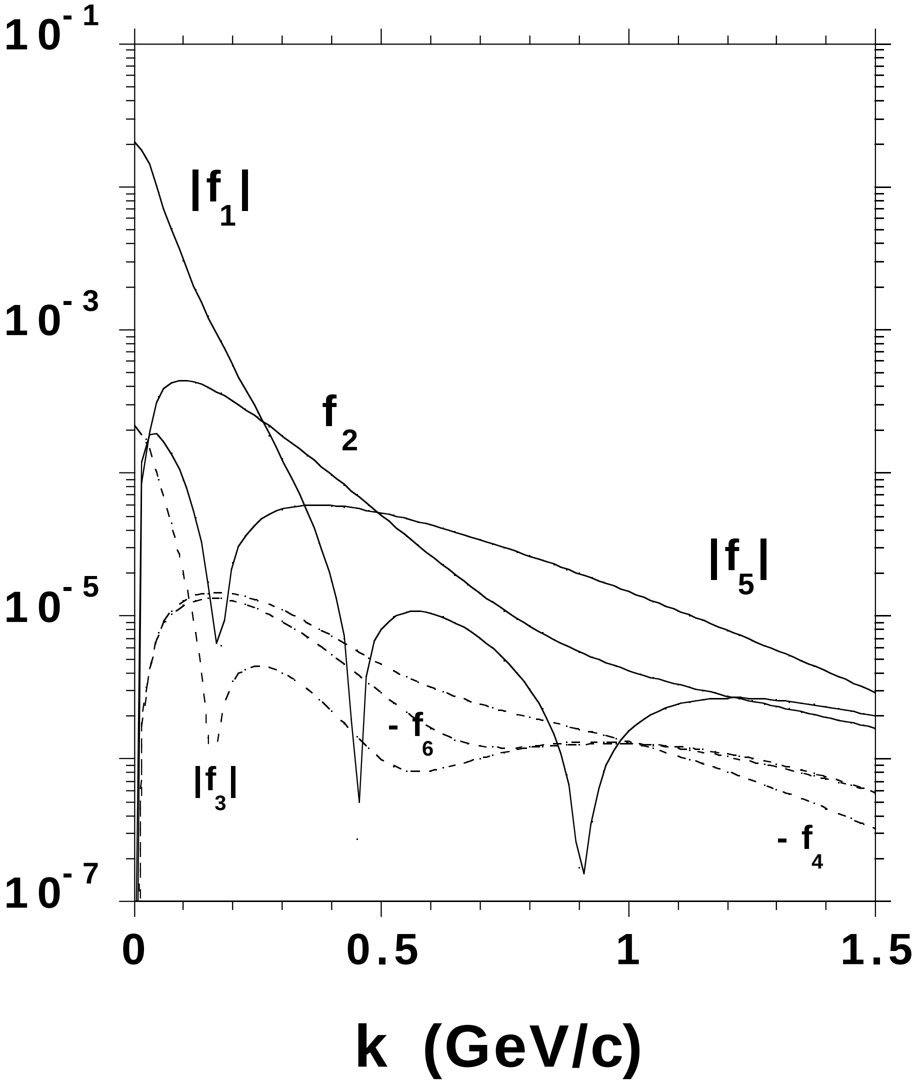


FIG. VII.5 - *Les composantes relativistes de la fonction d'onde du deuton en fonction de k.*

Les composantes f_{1-6} de la fonction d'onde sont présentées dans la figure [VII.5]. Il est clair que dans la région non relativiste de k, les composantes f_1 et f_2 sont dominantes. Cependant, à partir de $k \simeq 0.5$ GeV/c, la composante f_5 domine sur toutes les autres composantes. Dans notre calcul des facteurs de forme électromagnétiques du deuton, on n'utilisera que les composantes dominantes f_1, f_2, et f_5, soit :

$$\psi(\overrightarrow{k},\overrightarrow{n}) = f_1\frac{1}{\sqrt{2}}\overrightarrow{\sigma} + f_2\frac{1}{2}(\frac{3\overrightarrow{k}(\overrightarrow{k}.\overrightarrow{\sigma})}{\overrightarrow{k}^2} - \overrightarrow{\sigma}) + f_5\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{i}{k}[\overrightarrow{k}\times\overrightarrow{n}] \tag{VII.30}$$

ou encore

$$\phi_\mu = \varphi_1\frac{(k_1-k_2)_\mu}{2m^2} + \varphi_2\frac{1}{m}\gamma_\mu + \varphi_5\frac{i}{2m^2\omega.p}\gamma_5\epsilon_{\mu\nu\rho\gamma}(k_1+k_2)^\nu(k_1-k_2)^\rho\omega^\gamma \tag{VII.31}$$

VII.4 Facteurs de forme électromagnétiques

Les amplitudes physiques et les facteurs de forme électromagnétiques ne doivent pas dépendre d'un choix particulier de l'orientation du plan du front de lumière. Cependant, lors d'un calcul approximatif, ce qui est souvent le cas, l'amplitude électromagnétique dans le formalisme LFD dépend du quadrivecteur ω. Cette dépendance est non physique et il faut s'en débarrasser. Nous montrerons dans cette section comment le formalisme explicitement covariant du LFD réussit à extraire les facteurs de forme physiques du vertex électromagnétique dépendant de ω.

L'élément d'un courant calculé d'une manière exacte J_ρ peut être représenté comme la somme de toutes les contributions possibles :

$$J_\rho = J_\rho^{(1)} + J_\rho^{(2)} + \cdots + J_\rho^{(n)} + \cdots, \tag{VII.32}$$

où les indices indiquent les différents niveaux d'approximation (approximation d'impulsion AI, courants d'échange mésoniques MEC, $\cdots$). Chaque contribution de l'équation (VII.32) correspond à la somme de deux termes : le premier $F_\rho^{(n)}$ ne dépend pas de ω, et le second $B_\rho^{(n)}(\omega)$ en dépend :

$$J_\rho^{(n)} = F_\rho^{(n)} + B_\rho^{(n)}(\omega)\ . \tag{VII.33}$$

Puisqu'un élément de matrice d'un courant exact ne doit pas dépendre de ω, on a :

$$B_\rho^{(1)}(\omega) + B_\rho^{(2)}(\omega) + \cdots + B_\rho^{(n)}(\omega) + \cdots = 0\ , \tag{VII.34}$$

et donc l'élément de matrice du courant physique est déterminé comme la somme des termes indépendants de ω.

$$J_\rho = F_\rho^{(1)} + F_\rho^{(2)} + \cdots + F_\rho^{(n)} + \cdots\ . \tag{VII.35}$$

Il suffit donc d'identifier les contributions des termes dépendants de ω, et ensuite les éliminer afin d'obtenir une amplitude physique (indépendante de ω), même si cette dernière n'est pas calculée d'une manière exacte.

Comme on l'a déjà montré dans le premier chapitre, les facteurs de forme électromagnétiques du deuton sont définis à partir de la décomposition suivante du vertex électromagnétique :

$$\begin{aligned} \langle\lambda'|J_\rho|\lambda\rangle &= e_\mu^{*\lambda'}(p')\left\{P_\rho\left[\mathcal{F}_1(q^2)g^{\mu\nu} + \mathcal{F}_2(q^2)\frac{q^\mu q^\nu}{2M^2}\right] + \mathcal{G}_1(q^2)(g_\rho^\mu q^\nu - g_\rho^\nu q^\mu)\right\} e_\nu^\lambda(p) \\ &\equiv e_\mu^{*\lambda'}(p')T_\rho^{\mu\nu}e_\nu^\lambda(p)\ . \end{aligned} \tag{VII.36}$$

où $e_\mu^\lambda(p)$ est le vecteur polarisation du deuton, p et p' sont les moments initial et final du deuton, λ et λ' sont les hélicités correspondantes, $P = p + p'$, et $q = p' - p$. Les facteurs de forme de charge G_C, quadripolaire G_Q et magnétique G_M peuvent s'exprimer en fonction de $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$ and $\mathcal{G}_1$:

$$\begin{aligned} F_C &= -\mathcal{F}_1 - \frac{2\eta}{3}[\mathcal{F}_1 + \mathcal{G}_1 - \mathcal{F}_2(1+\eta)] \ , && \text{(VII.37)} \\ F_M &= \mathcal{G}_1 \ , && \text{(VII.38)} \\ F_Q &= -\mathcal{F}_1 - \mathcal{G}_1 + \mathcal{F}_2(1+\eta) \ , && \text{(VII.39)} \end{aligned}$$

où $\eta = Q^2/4M^2$, et comme d'habitude $Q^2 = -q^2 \equiv -(p'-p)^2$.
La décomposition (VII.36) est valable pour l'opérateur de courant électromagnétique total. Cependant, l'opérateur de courant que nous allons utiliser dans le calcul des facteurs de forme électromagnétiques du deuton correspond à la somme de quatre contributions :

$$\langle \lambda' | \tilde{J}_\rho | \lambda \rangle = e_\mu^{*\lambda'}(p') \tilde{J}_\rho^{\mu\nu} e_\nu^\lambda(p) \ , \qquad \text{(VII.40)}$$

avec

$$\tilde{J}_\rho^{\mu\nu} = \tilde{J}_\rho^{\mu\nu}(AI) + \tilde{J}_\rho^{\mu\nu}(C) + \tilde{J}_\rho^{\mu\nu}(R) + \tilde{J}_\rho^{\mu\nu}(\rho\pi\gamma). \qquad \text{(VII.41)}$$

Le tilde sur l'amplitude électromagnétique $\tilde{J}_\rho$ indique qu'elle est approximative et qu'elle contient des contributions non physiques dues à sa dépendance en ω. $\tilde{J}_\rho^{\mu\nu}$ est le vertex électromagnétique. Il inclut la contribution de l'approximation d'impulsion (AI) schématisée par le diagramme de la figure [VII.6], la contribution de l'interaction de contact (fig [VII.7]), le courant de recul (fig [VII.9]), et finalement le courant d'échange isoscalaire $\rho\pi\gamma$ (fig [VII.10]).

VII.4.1 Approximation d'impulsion

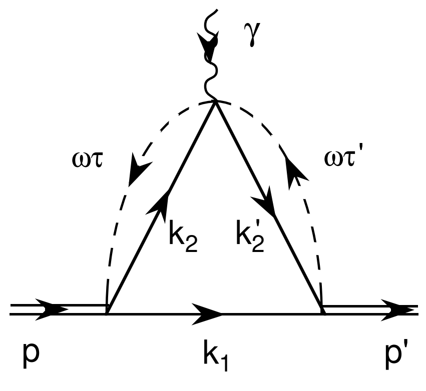


FIG. VII.6 - *Vertex électromagnétique pour l'approximation d'impulsion.*

La figure [VII.6] représente le vertex électromagnétique de l'approximation d'impulsion. Il est important de souligner que les lignes de spurions n'impliquent pas la présence de particules supplémentaires dans l'état intermédiaire. Celui-ci ne contient que les deux nucléons. L'amplitude électromagnétique est obtenue en appliquant les règles de calcul des diagrammes discutées dans la section [VII.2.2]. Elle a la forme suivante :

$$
\begin{aligned}
\langle \lambda' | J_\rho(AI) | \lambda \rangle &= e^{*\lambda'}_\mu(p') \tilde{J}^{\mu\nu}_\rho(AI) e^\lambda_\nu(p) \, , \\
\tilde{J}^{\mu\nu}_\rho(AI) &= \frac{m}{(2\pi)^3} \int Tr[\phi'^\mu(\hat{k}'_2 + m)\Gamma_\rho(\hat{k}_2 + m)\phi^\nu(\hat{k}_1 - m)] \\
&\quad \times \frac{\theta(\omega\cdot k_1)\theta(\omega\cdot k_2)\theta(\omega\cdot k'_2)}{(1-\omega\cdot k_1/\omega\cdot p)^2} \frac{d^3k_1}{2\varepsilon_{k_1}} \, ,
\end{aligned}
\tag{VII.42}
$$

où Γ_ρ est le vertex électromagnétique du nucléon :

$$
\Gamma_\rho = F_1(Q^2)\gamma_\rho + \frac{iF_2(Q^2)}{2M}\sigma_{\rho\nu}q^\nu. \tag{VII.43}
$$

F_1 et F_2 sont les facteurs de forme électromagnétiques du nucléon, obtenus à partir de la paramétrisation de Mergel, Meissner, et Drechsel (MMD) [Mer96]. La fonction d'onde $\phi^\nu = \phi^\nu(k_1, k_2, p, \omega\tau)$ donnée par l'équation (VII.30) correspond à l'état initial du deuton, tandis que $\phi'^\mu = \phi'^\mu(k_1, k'_2, p', \omega\tau')$ correspond à son état final.
Afin d'obtenir l'expression (VII.42), nous commencerons par appliquer les règles données à la fin de la section [VII.2.2]. On commence dans le graphe [VII.6] par la ligne du deuton sortant (i.e., à partir du vertex NNd'), on suit la ligne dans la direction opposée à l'orientation d'un des deux nucléons jusqu'à l'arrivée à son bout (i.e., le vertex NNd). Ensuite, on recommence à partir du vertex NNd', et on suit la ligne de l'autre nucléon, toujours dans la direction opposée à son orientation. De cette manière, on obtient l'expression suivante des produits des matrices de spin :

$$
e^{*\lambda'}_\mu(p') \left\{ [\gamma_0\phi'^\mu U_c\gamma_0]^\dagger(\hat{k}'_2 + m)\Gamma_\rho(\hat{k}_2 + m)\phi^\nu U_c \right\}_{\beta\alpha} e^\lambda_\nu(p) \times (\hat{k}_1 + m)_{\beta\alpha}. \tag{VII.44}
$$

Le premier facteur dans l'équation (VII.44) correspond dans le diagramme [VII.6] à la ligne du nucléon dont les quadrimoments sont k_2 et k'_2 avant et après l'interaction électromagnétique, tandis que le second facteur est lié au nucléon de quadrimoment k_1. Puisque les deux nucléons sont rencontrés dans la même direction, l'ordre des indices α et β doit être identique. Ceci signifie que l'un des deux facteurs dans l'expression (VII.44) (on choisit le second) est une matrice transposée. Le facteur $[\gamma_0\phi'^\mu U_c\gamma_0]^\dagger$ a pour origine la fonction d'onde conjuguée du deuton dans l'état final :

$$
[e^{\lambda'}_\mu(p')\bar{u}(k'_2)\phi'^\mu U_c\bar{u}(k_1)]^* = e^{*\lambda'}_\mu(p')u(k_1)[\gamma_0\phi'^\mu U_c\gamma_0]^\dagger u(k'_2).
$$

En utilisant l'expression (VII.31) on obtient :

$$[\gamma_0 \phi'^{\mu} U_c \gamma_0]^{\dagger} = -U_c \phi'^{\mu}$$

On a par ailleurs :

$$-U_c(\hat{k}_1 + m)^t U_c = (\hat{k}_1 - m).$$

Tous ces ingrédients permettent de retrouver l'expression de la trace dans l'équation (VII.42). Chaque amplitude électromagnétique peut s'écrire comme la somme de deux contributions :

$$\tilde{J}_{\rho}^{\mu\nu} = T_{\rho}^{\mu\nu} + B_{\rho}^{\mu\nu}(\omega)\,, \tag{VII.45}$$

où $T_{\rho}^{\mu\nu}$ est l'amplitude physique, donnée par l'équation (VII.36). Le tenseur $B_{\rho}^{\mu\nu}$ contient les termes qui dépendent de ω. Son expression est donnée par [Car98] :

$$\begin{aligned} B_{\rho}^{\mu\nu} &= \frac{M^2}{2(\omega\cdot p)}\,\omega_{\rho}\left[B_1 g^{\mu\nu} + B_2\frac{q^{\mu}q^{\nu}}{M^2} + B_3 M^2\frac{\omega^{\mu}\omega^{\nu}}{(\omega\cdot p)^2} + B_4\frac{q^{\mu}\omega^{\nu} - q^{\nu}\omega^{\mu}}{2\omega\cdot p}\right] \\ &+ B_5 P_{\rho} M^2\frac{\omega^{\mu}\omega^{\nu}}{(\omega\cdot p)^2} + B_6 P_{\rho}\frac{q^{\mu}\omega^{\nu} - q^{\nu}\omega^{\mu}}{2\omega\cdot p} + B_7 M^2\frac{g_{\rho}^{\mu}\omega^{\nu} + g_{\rho}^{\nu}\omega^{\mu}}{\omega\cdot p} \\ &+ B_8 q_{\rho}\frac{q^{\mu}\omega^{\nu} + q^{\nu}\omega^{\mu}}{2\omega\cdot p}\,. \end{aligned} \tag{VII.46}$$

$B_1, \cdots, B_8$ sont des invariants et $P = p + p'$.

La procédure pour extraire les facteurs de forme physiques est décrite dans la référence [Kar92]. Elle consiste en la détermination des trois facteurs de forme $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$ et $\mathcal{G}_1$ via la résolution de l'équation (VII.45). On retrouve alors :

$$\mathcal{F}_1 = \tilde{J}_{\rho}^{\mu\nu}\frac{\omega^{\rho}}{2\omega\cdot p}\left[g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2} - \frac{P_{\mu}\omega_{\nu} + P_{\nu}\omega_{\mu}}{2\omega\cdot p} + P^2\frac{\omega_{\mu}\omega_{\nu}}{4(\omega\cdot p)^2}\right]\,, \tag{VII.47}$$

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{F}_2}{2M^2} &= -\tilde{J}_{\rho}^{\mu\nu}\frac{\omega^{\rho}}{2(\omega\cdot p)q^2}\Big[g_{\mu\nu} \\ &\quad -2\frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2} - \frac{P_{\mu}\omega_{\nu} + P_{\nu}\omega_{\mu}}{2\omega\cdot p} + M^2\frac{\omega_{\mu}\omega_{\nu}}{(\omega\cdot p)^2} - \frac{q_{\mu}\omega_{\nu} - q_{\nu}\omega_{\mu}}{2\omega\cdot p}\Big]\,, \end{aligned} \tag{VII.48}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_1 &= \frac{1}{4}\tilde{J}_{\rho}^{\mu\nu}\Big\{2\frac{g_{\mu}^{\rho}q_{\nu} - g_{\nu}^{\rho}q_{\mu}}{q^2} + \frac{g_{\mu}^{\rho}\omega_{\nu} + g_{\nu}^{\rho}\omega_{\mu}}{\omega\cdot p} \\ &+\frac{\omega^{\rho}}{\omega\cdot p}\left[-P^2\frac{q_{\mu}\omega_{\nu} - q_{\nu}\omega_{\mu}}{2(\omega\cdot p)q^2} + \frac{q_{\mu}P_{\nu} - q_{\nu}P_{\mu}}{q^2} + P^2\frac{\omega_{\mu}\omega_{\nu}}{2(\omega\cdot p)^2} - \frac{P_{\mu}\omega_{\nu} + P_{\nu}\omega_{\mu}}{2(\omega\cdot p)}\right] \\ &+P^{\rho}\left[\frac{q_{\mu}\omega_{\nu} - q_{\nu}\omega_{\mu}}{(\omega\cdot p)q^2} - \frac{\omega_{\mu}\omega_{\nu}}{(\omega\cdot p)^2}\right] - q^{\rho}\frac{q_{\mu}\omega_{\nu} + q_{\nu}\omega_{\mu}}{(\omega\cdot p)q^2}\Big\}\,. \end{aligned} \tag{VII.49}$$

Ces expressions déterminent les facteurs de forme électromagnétiques du deuton. Elles sont valables pour n'importe quelle amplitude électromagnétique (AI, contact, recul, $\rho\pi\gamma$,...) calculée dans le cadre de ce modèle. Il est important de préciser que malgré l'existence apparente

de ω dans ces expressions, ces dernières n'en dépendent pas.
La composante f_5 de la fonction d'onde du deuton a été calculée à l'aide d'une procédure itérative (eq. (VII.29) , en ne gardant que les premiers ordres du noyau relativiste (jusqu'à l'ordre g^2). Les contributions relativistes d'ordre g^4 comme les termes en f_5^2 sont éliminées du calcul des facteurs de forme électromagnétiques du deuton.

VII.4.2 Interaction de contact

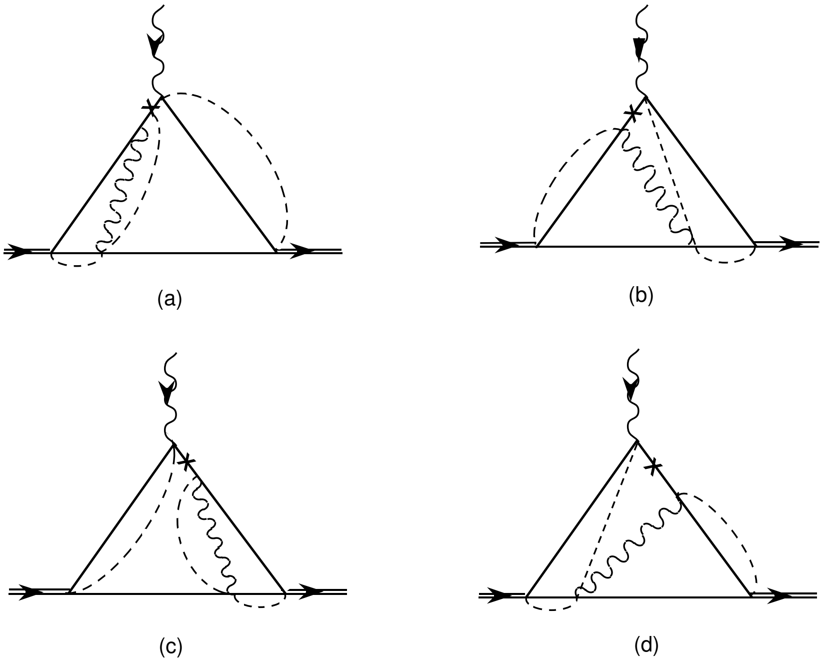


FIG. VII.7 - *Les contributions des termes de contact aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton.*

Dans le formalisme de LFD, on doit prendre en compte en plus de l'approximation d'impulsion, une autre contribution, dite "interaction instantanée " ou "interaction de contact" qui se manifeste dans le vertex $NNB\gamma$, où B est un méson π, ρ,..., utilisé dans la construction du potentiel. Cette contribution au tenseur $\tilde{J}_{\rho}^{\mu\nu}$ est obtenue en calculant l'amplitude correspondante au diagrammes de la figure [VII.7]. La croix sur la ligne fermionique signifie que cette ligne n'a pas été associée à un propagateur, mais à un facteur $\hat{\omega} = \omega_\mu \gamma^\mu$.
En évaluant l'amplitude de contact, on doit prendre en compte la somme sur tous les six mésons qui contribuent au potentiel de Bonn, avec les paramètres utilisés dans le modèle de Bonn [Mac87] reportés dans le tableau [VII.1]. En principe, d'autres diagrammes plus compliqués

d'ordre supérieur à g^2 peuvent aussi contribuer. Cependant la fonction d'onde n'inclut pas les contributions d'ordre supérieur à g^2. C'est la raison pour laquelle on garde le même ordre pour le vertex électromagnétique. Ainsi, on ne considère pour les termes de contact que ceux schématisés par les diagrammes de la figure [VII.7], et en les calculant on néglige la composante f_5, puisque sa contribution multipliée par le terme de contact est d'ordre supérieur à g^2. En pratique, on calcule les contributions des deux diagrammes (a) et (c). Les deux autres graphes (b) et (d) seront inclus automatiquement lors du calcul des termes de recul (cf. section.[VII.4.3]). L'amplitude de contact est donc la somme de deux termes qui diffèrent par l'ordre du temps relatif entre le vertex de contact et le vertex électromagnétique :

$$\tilde{J}^{\rho}_{\mu\nu}(C) = \tilde{J}^{\rho}_{\mu\nu}(C)|_c + \tilde{J}^{\rho}_{\mu\nu}(C)|_a \tag{VII.50}$$

Le terme $J^{\rho}_{\mu\nu}(C)|_a$ correspond au graphe (a) dans lequel le vertex de contact se trouve à gauche du vertex électromagnétique. L'ordre opposé est donné par le terme $J^{\rho}_{\mu\nu}(C)|_c$ associé au diagramme (c).

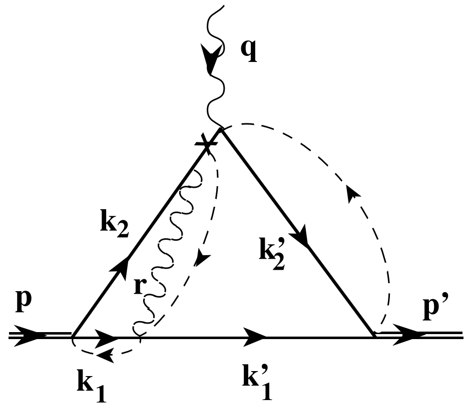


FIG. VII.8 - *Terme de contact gauche.*

Pour un méson donné, l'amplitude associée au terme de contact du diagramme (a) s'écrit :

$$\begin{aligned}\tilde{J}^{\rho}_{\mu\nu}(C)|_a &= m f_I \int Tr[\phi'_{\mu}(\hat{k}'_2 + m)\Gamma^{\rho}\frac{\hat{\omega}}{2\omega\cdot k'_2}V(\hat{k}_2 + m)\phi_{\nu}(\hat{k}_1 - m)V^c(\hat{k}'_1 - m)] \\ &\quad \times F^2(\overrightarrow{K}^2)\frac{1}{(S_2 - M^2)(x - x')}\frac{d^3k}{(2\pi)^3\varepsilon_k}\frac{d^3k'}{(2\pi)^3\varepsilon_{k'}}\ ,\end{aligned} \tag{VII.51}$$

où $x = \omega\cdot k_1/\omega\cdot p$ et $x' = \omega\cdot k'_1/\omega\cdot p$. Le facteur V est associé au vertex méson-nucléon et $V^c = U_c V^t U_c$ avec V^t le transposé de V. $F(\overrightarrow{K}^2) = (\Lambda^2 - \mu^2)^n/(\Lambda^2 + \overrightarrow{K}^2)^n$ est le facteur

Méson	μ(MeV)	g^2	$\frac{f}{g}$	Λ(GeV)	n
π	138.03	14.6		1.3	1
η	548.8	5.0		1.5	1
ρ	769	0.81	6.1	2.0	2
ω	782.6	20.0	0.0	1.5	1
δ	983	1.1075		2.0	1
σ	720	16.98		2.0	1

TAB. VII.1 - *Les constantes de couplage des mésons et les paramètres des facteurs de forme hadroniques pour un potentiel NN [Mac87] avec $T = 0$.*

de forme hadronique, où $\overrightarrow{K}^2$ est défini par :

$$\overrightarrow{K}^2 = (x - x')(S_2 - M^2) - \mu^2, \tag{VII.52}$$

avec $S_2 = (k'_1 + k_2 + r)^2$. r est le quadrimoment du méson échangé. Les paramètres Λ, μ, et n sont respectivement le paramètre de "cutoff", la masse du méson, et un exposant égal à 2 pour le méson ρ, et à 1 pour les autres mésons (π, η, δ, σ, ω). Les valeurs de ces paramètres ainsi que les constantes de couplages sont celles utilisées dans le potentiel de Bonn [Mac87]. Dans le cas d'échange de mésons scalaires(δ, σ), le couplage méson-nucléon est représenté par $V = g$. Dans le cas de mésons pseudo-scalaires (π, η), $V = ig\gamma_5$, finalement pour des mésons vectoriels $V = g\gamma^\alpha - \frac{f}{2m}\sigma^{\alpha\alpha'} i(k_1 - k'_1 - \omega\tau)'_\alpha$, où g et f sont deux constantes de couplage associées respectivement au couplage pseudo-vectoriel et au couplage dérivatif [Car99]. Dans l'équation (VII.51), f_I est le facteur d'isospin. Il est égal à -3 pour les mésons d'isospin 1 (π, ρ et ω) et à 1 pour des mésons d'isospin 0 (η, δ, et σ). Au lieu d'utiliser les impulsions $\overrightarrow{k_1}$ et $\overrightarrow{k'_1}$, on intègre dans l'expression (VII.51) sur les impulsions relatives $\overrightarrow{k}$ et $\overrightarrow{k'}$ via la relation :

$$\begin{aligned} \frac{d^3k_1}{2(1-x)\varepsilon_{k_1}} &= \frac{d^3k}{\varepsilon_k} \\ \frac{d^3k'_1}{2(1-x')\varepsilon_{k'_1}} &= \frac{d^3k'}{\varepsilon_{k'}}. \end{aligned} \tag{VII.53}$$

L'amplitude associée au diagramme (c) est obtenue de la même manière que celle du diagramme (a).

L'étape suivante consiste en l'extraction de la contribution du terme de contact aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton. A ce propos ces termes de contact contribuent uniquement au facteur de forme $\mathcal{G}_1$ car ils contiennent tous la quantité $\hat{\omega}$. En faisant la contraction avec ω_ρ dans les équations (VII.47) et (VII.48), on obtient des facteurs de forme $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$ égaux

à zéro. En effet, il est facile de vérifier en utilisant $\omega \cdot q = 0$ que pour le vertex électromagnétique du nucléon $\omega_\rho \Gamma^\rho \hat{\omega} = 0$.
Afin d'obtenir $\mathcal{G}_1$, on utilise l'expression (VII.49), ensuite on effectue l'intégration numérique qui pour les termes de contact (deux boucles) est à six dimensions. Finalement, on somme sur les contributions des six mésons.

VII.4.3 Courant de recul

Le processus dit de "recul" calculé dans cette section correspond à la situation dans laquelle le photon se couple au nucléon pendant que celui-ci échange un méson avec l'autre nucléon du deuton.

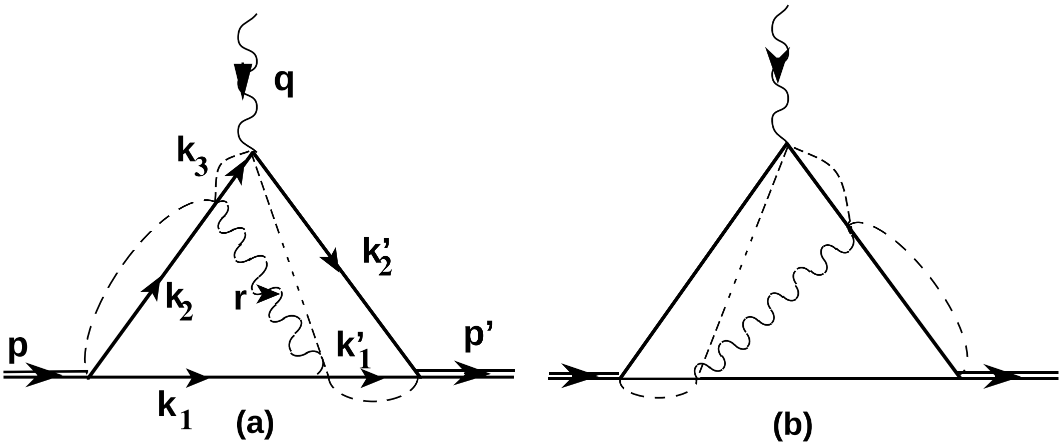


FIG. VII.9 - *Les contributions du courant de recul aux facteurs de forme électromgnétiques du deuton.*

Les contributions des courants de recul aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton sont illustrées par les diagrammes de la figure [VII.9]. Les amplitudes associées aux deux diagrammes sont obtenues comme pour l'approximation d'impulsion et les termes de contact, en appliquant les règles de calcul de graphes (cf. section [VII.2.2]). Le diagramme [VII.9.a] peut s'obtenir du diagramme [VII.9.b] en remplaçant $p \rightleftharpoons p'$ et q par $-q$. Puisque les facteurs de forme sont des fonctions invariantes de q^2, on peut considérer que les contributions de ces graphes aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton sont identiques. En pratique, il suffit de calculer l'amplitude correspondante à l'un des diagrammes (le graphe [VII.9.a] dans notre cas), d'extraire les facteurs de forme électromagnétiques, et multiplier le résultat obtenu par un facteur 2 afin de prendre en compte les deux contributions.

L'expression de l'amplitude associée au diagramme [VII.9.a] est la suivante :

$$\begin{aligned}
\tilde{J}^{\rho}_{\mu\nu}(R) &= m f_I \int Tr[-\phi'_\mu(\hat{k}'_2+m)\Gamma^\rho(\hat{k}_3+m)V(\hat{k}_2+m)\phi_\nu(\hat{k}_1-m)V^c(\hat{k}'_1-m)] \\
&\quad \times F(\overrightarrow{K}^2)F(\overrightarrow{K'}^2)\frac{1}{(S_2-M^2)(S_3-M^2)}\frac{1}{(x'-x)(1-x)} \\
&\quad \times \frac{d^3k}{(2\pi)^3\varepsilon_k}\frac{d^3k'}{(2\pi)^3\varepsilon_{k'}}\,,
\end{aligned} \tag{VII.54}$$

où $F(\overrightarrow{K}^2) = (\Lambda^2-\mu^2)^n/(\Lambda^2+\overrightarrow{K}^2)^n$ et $F(\overrightarrow{K'}^2) = (\Lambda^2-\mu^2)^n/(\Lambda^2+\overrightarrow{K'}^2)^n$ sont les facteurs de forme hadroniques associés aux deux vertex nucléon-méson, tels que :

$$\begin{aligned}
\overrightarrow{K}^2 &= (x'-x)(S_2-M^2)-\mu^2, \\
\overrightarrow{K'}^2 &= (x'-x)(S_3-M^2)-\mu^2.
\end{aligned} \tag{VII.55}$$

$S_2 = (k_1+k'_2+r)^2$ et $S_3 = (k_1+k_3+r)^2$, où r est le quadrimoment du méson échangé. Les facteurs f_I et V s'appliquent de la même manière que pour les termes de contact.
Les contributions de contact représentées par les deux diagrammes (b) et (d) de la figure [VII.7] peuvent être pris en compte d'une manière simple (indiquée par les règles de calcul de graphe), en remplaçant simplement dans l'équation (VII.54), $\hat{k}_3$ par $\hat{k}_3-\omega\tau_3$. L'extraction des facteurs de forme $\mathcal{F}_1$, $\mathcal{F}_2$, et $\mathcal{G}_1$ est identique aux deux cas précédents. En pratique, pour chaque facteur de forme, on calcule la trace de l'expression (VII.54), on contracte ensuite le résultat obtenu avec le facteur approprié. Par exemple, pour $\mathcal{F}_1$, c'est le facteur

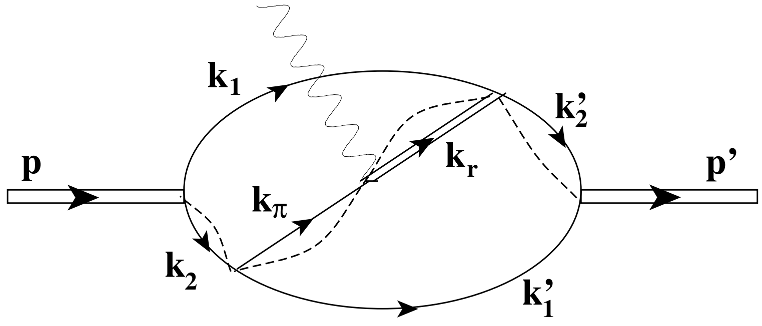
$$\frac{\omega^\rho}{2\omega\cdot p}\left[g_{\mu\nu}-\frac{q_\mu q_\nu}{q^2}-\frac{P_\mu\omega_\nu+P_\nu\omega_\mu}{2\omega\cdot p}+P^2\frac{\omega_\mu\omega_\nu}{4(\omega\cdot p)^2}\right]$$

de l'équation (VII.47) qui sera utilisé. Les arguments des fonctions d'onde sont exprimés en termes des impulsions d'intégration et du moment transféré q. Les différentes formules cinématiques sont données dans l'appendice B. Les intégrands contiennent aussi des produits scalaires impliquant le quadrivecteur ω. Cependant, après intégration, ces dépendances disparaissent. La dernière étape consiste en l'intégration sur k et k', toujours à six dimensions, puisqu'on a deux boucles. Sans oublier à la fin de multiplier les résultats obtenus (les facteurs de forme électromagnétiques physiques du deuton) par un facteur 2 afin de prendre en compte à la fois les deux diagrammes de la figure [VII.9] pour le courant recul et les deux graphes (b) et (d) de la figure [VII.7] pour le terme de contact.

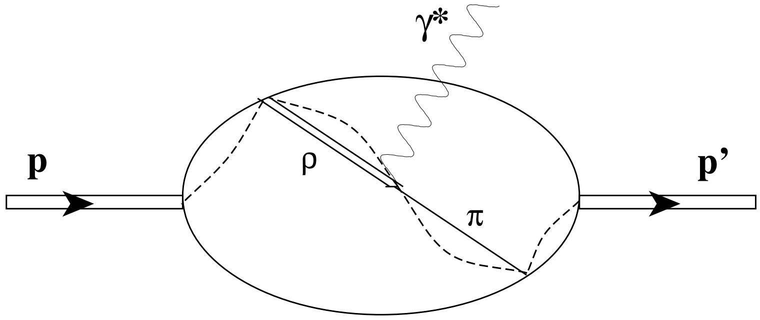
VII.4.4 Courant $\rho\pi\gamma$

Lorsque Q^2 augmente, la section efficace de l'approximation d'impulsion diminue rapidement. On s'attend donc à ce que d'autres processus deviennent compétitifs avec le mécanisme

de l'approximation d'impulsion. En plus des effets de recul, une autre possibilité serait que le photon se couple à un méson en vol.
La nature isoscalaire du deuton et la conservation de G-parité font que l'excitation mésonique permise la moins coûteuse en masse est celle où le photon induit une transition du méson π au méson ρ. Ce courant d'échange $\rho\pi\gamma$ est self-invariant de jauge. Il est représenté par les diagrammes de la figure [VII.10]. Pour la raison citée dans le paragraphe [VII.4.3], il suffit de calculer les facteurs de forme pour l'un des diagrammes et de multiplier les résultats par 2.



(a)



(b)

FIG. VII.10 - *Les contributions du courant $\rho\pi\gamma$ aux facteurs de forme électromgnétiques du deuton.*

L'amplitude du graphe [VII.10.a] s'écrit :

$$\begin{aligned}
\tilde{J}^{\rho}_{\mu\nu}(\rho\pi\gamma) &= m\int Tr[-\phi'_{\mu}(\hat{k}'_2+m)h^{\alpha}_{r}(\hat{k}_1+m)\phi_{\nu}(\hat{k}_2-m)h^{c}_{\pi}(\hat{k}'_1-m)] \\
&\times\ t_{\alpha\alpha'}\Gamma^{\rho\alpha'}_{\rho\pi\gamma}F_r(\overrightarrow{K}^2)F_{\pi}(\overrightarrow{K'}^2)\frac{1}{(S_2-M^2)(S_3-M^2)}\frac{1}{(x'+x-1)^2} \\
&\times\ F_{(\rho\pi\gamma)}(Q)\frac{d^3k}{(2\pi)^3\varepsilon_k}\frac{d^3k'}{(2\pi)^3\varepsilon_{k'}}\,.
\end{aligned} \tag{VII.56}$$

$h_r^\alpha = g_{\rho NN}\gamma_\alpha - i f_{\rho NN}\sigma^{\alpha'\alpha}(k_r - \omega\tau_2)_{\alpha'}/2m$ et $h_\pi^c = h_\pi = i g_{\pi NN}\gamma_5$ sont associés respectivement au vertex NNρ et NNπ, où $g_{\rho NN}$ et $f_{\rho NN}$ sont les constantes de couplage, k_r est le quadrimoment du méson ρ, $\sigma_{\alpha'\alpha} = \frac{i}{2}[\gamma_{\alpha'}, \gamma_\alpha]$, et $g_{\pi NN}$ est la constante de couplage associée au méson π. $t_{\alpha\alpha'} = -g^{\alpha\alpha'} + (k_r - \omega\tau_2)^\alpha(k_r - \omega\tau_2)^{\alpha'}/\mu_r$ correspond au propagateur du méson ρ, où μ_r est la masse du méson ρ. On associe au vertex $\rho\pi\gamma$ la quantité $\Gamma_{\rho\pi\gamma}^{\rho\alpha'} = g_{\rho\pi\gamma}\epsilon^{\rho\nu_1\nu_2\alpha'}(-iq_{\nu_1})(-i(k_r - \omega\tau_2)_{\nu_2})\overrightarrow{\tau_1}\cdot\overrightarrow{\tau_2}/\mu_r$, où q est le quadrimoment du photon, et $\overrightarrow{\tau_1}\cdot\overrightarrow{\tau_2} = f_I$, est le facteur d'isospin égal à -3. $F_r(\overrightarrow{K}^2) = (\Lambda_\rho^2 - \mu^2)^2/(\Lambda_\rho^2 + \overrightarrow{K}^2)^2$ et $F_\pi(\overrightarrow{K'}^2) = (\Lambda_\pi^2 - \mu^2)/(\Lambda_\pi^2 + \overrightarrow{K'}^2)$ sont les facteurs de forme hadroniques associés respectivement aux vertex NNρ et NNπ. Les expressions de $\overrightarrow{K}^2$ et $\overrightarrow{K'}^2$ sont données dans l'appendice B. $S_2 = (k_1 + k_1' + k_r)^2$ et $S_3 = (k_1 + k_1' + k_\pi)^2$ où k_π est le quadrimoment du pion. Finalement, $F_{(\rho\pi\gamma)}(Q) = 1/(1 + \frac{Q^2}{m_\omega^2})$ est le facteur de forme au vertex $\rho\pi\gamma$ pris du modèle de dominance de mésons vecteurs (VMD), avec m_ω la masse du méson ω. La valeur de la constante de couplage $g_{\rho\pi\gamma} = 0.56$ est obtenue expérimentalement à partir de la désintégration $\rho \longrightarrow \pi\gamma$ [Jen83]. Toutes les relations cinématiques utilisées pour le calcul de cette contribution se trouvent dans l'appendice B. D'une manière identique aux autres contributions, on applique la procédure d'extraction des facteurs de forme afin d'éliminer la dépendance en ω. On obtient ainsi sans ambiguité la contribution du courant d'échange $\rho\pi\gamma$ aux facteurs de forme électromagnétiques du deuton.
Les résultats obtenus pour les contributions de recul seront présentés et discutés dans la prochaine section. Quant à la contribution du courant d'échange $\rho\pi\gamma$, les calculs numériques sont en cours.

VII.5 Méthodes de calcul

Dans les amplitudes à calculer, les traces et les contractions des opérateurs sont calculées analytiquement en utilisant Mathematica, un logiciel informatique qui permet d'effectuer, entre autres, des calculs algébriques. Par exemple, le calcul de la trace (VII.54) et sa contraction avec l'équation (VII.49) exige environ 70 heures de calcul sur une station SUN-ULTRA5 (9.7 SPECint95).
Les fonctions f_1, f_2, et f_5 sont paramétrées à partir des résultats tabulés de [Car95].
Les intégrales triples (AI) et sextuples (les autres termes) sont calculées numériquement [1]. Les intégrales en $|\overrightarrow{k}|$ et $|\overrightarrow{k'}|$ sont tronquées à $k_{max} = 2.5$ GeV/c. Des tests de stabilité des résultats en fonction des pas d'intégration sont en cours.

1. par la méthode de trapèze pour $|\overrightarrow{k}|$ et $|\overrightarrow{k'}|$ et par la méthode de Gauss pour les variables angulaires.

VII.6 Résultats préliminaires et discussion

Il est important de préciser avant toute discussion que les résultats qui seront présentés dans cette section sont préliminaires car des vérifications numériques sont encore en cours.

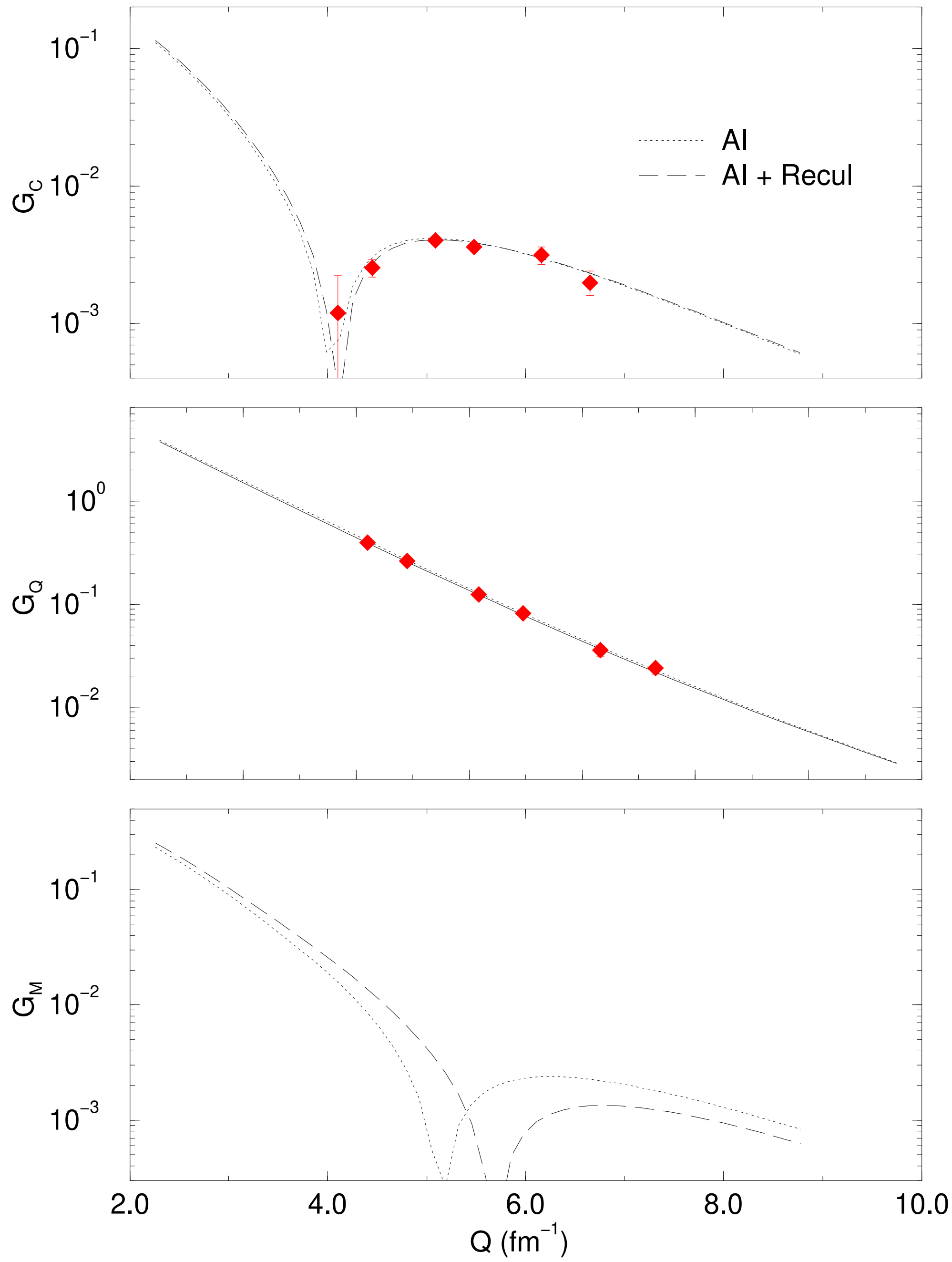


FIG. VII.11 - *Les facteurs de forme électromagnétiques du deuton.*

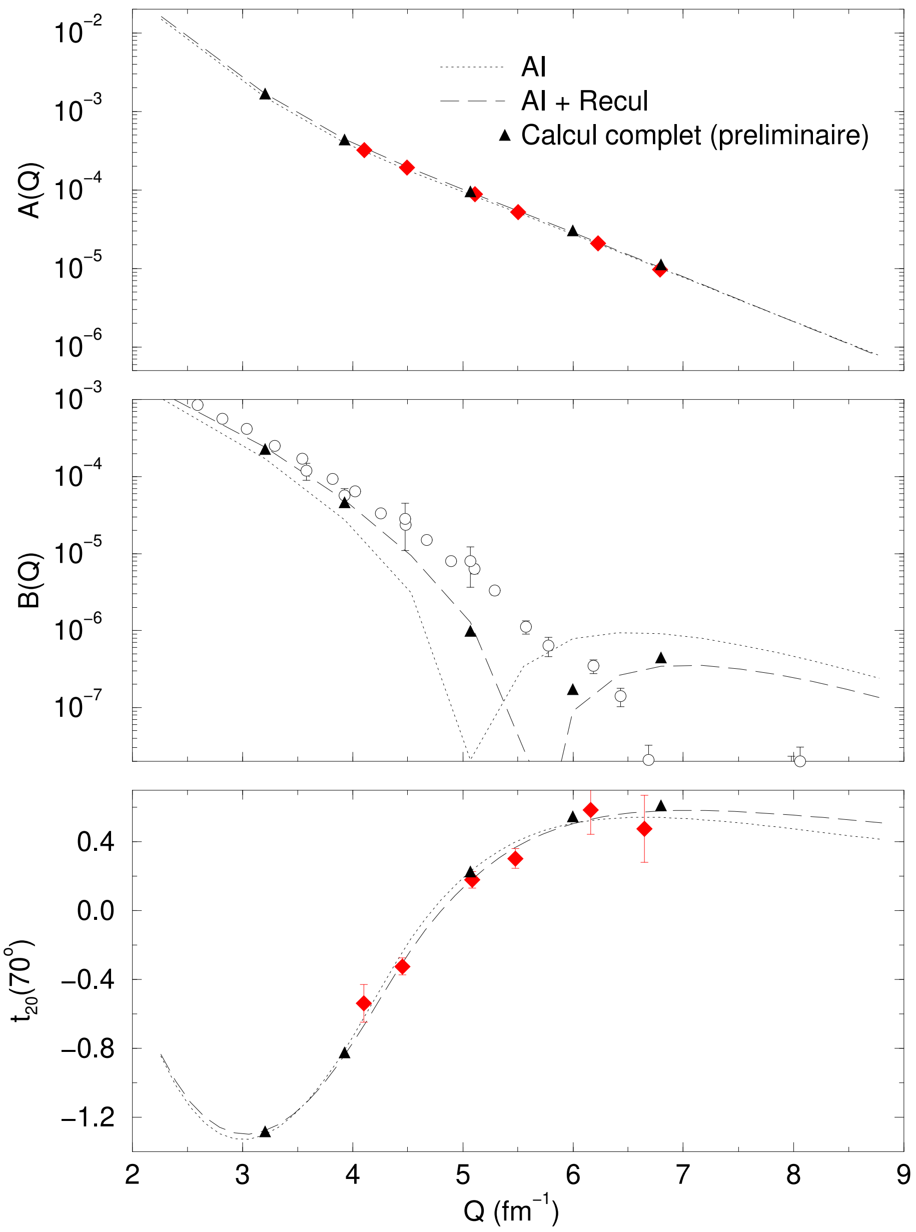


FIG. VII.12 - *Les fonctions de structure A(Q) et B(Q) ainsi que l'observable de polarisation tensorielle* t_{20}.

Les contributions qui ont été calculées ou qui sont en cours d'être calculées sont récapitulées dans le tableau [VII.2] :
⋆ L'approximation d'impulsion a déjà été calculée dans la référence [Car98]. Le fait de la recalculer à nouveau et de trouver un résultat identique au précédent constitue un test important des différents paramètres de calcul qui seront utilisés par la suite.

Contributions	Carbonell et al	Ce travail
AI (fig [VII.6])	$\times$	$\times$
Contact AI $(\pi, \eta, \delta, \sigma, \rho, \omega)$ (fig [VII.7.(a),(c)])	$\times$	en cours
Recul $(\pi, \eta, \delta, \sigma)$ (fig [VII.9])	-	préliminaire
Contact-Recul $(\pi, \eta, \delta, \sigma)$ (fig [VII.7.(b),(d)])	$\times$	préliminaire
Contact-Recul (ρ, ω) (fig [VII.7.(b),(d)])	$\times$	-
$\rho\pi\gamma$ (fig [VII.10])	-	en cours

TAB. VII.2 - *Bilan des contributions calculées dans ce travail et de celles dont le calcul est encore en cours .*

$\star$ Les termes de recul sont calculés pour la première fois dans le cadre du LFD. Le η et le δ ont une contribution environ 50 fois plus petite que le π ou le σ.
$\star$ Les termes de contact qui leur sont associés sont inclus automatiquement. Leur évaluation numérique est en cours.
$\star$ Le calcul numérique du courant d'échange $\rho\pi\gamma$ est également en cours.
Les contributions qui n'ont pas encore été calculées sont celles de recul qui impliquent des mésons vectoriels à cause des limitations de mémoire dans Mathematica. Cependant pour éviter le calcul algébrique qui fait appel à Mathematica, un calcul numérique a été envisagé.
Dans les figures [VII.11] et [VII.12] sont représentés les résultats pour les facteurs de forme électromagnétiques du deuton G_C, G_Q, et G_M, ainsi que les deux fonctions de structures $A(Q^2)$, $B(Q^2)$, et l'observable de polarisation t_{20} pour un angle de diffusion d'électrons $\theta_e = 70°$. Les courbes en pointillés sont associées à l'approximation d'impulsion, tandis que les courbes pleines incluent également les courants de recul avec les contributions de contact associées. Il est clair que la fonction de structure $B(Q^2)$ est plus sensible à la correction du terme de recul que $A(Q^2)$, et que le fait de prendre en compte l'effet de recul déplace le minimum de B vers la bonne direction. G_C et G_Q ont une sensibilité quasi-nulle vis-à-vis des corrections des courants de recul.

Conclusions et perspectives

Les données de l'expérience t_{20} de Jefferson Lab présentées dans ce manuscrit représentent un progrès considérable par rapport aux données antérieures: les mesures de l'observable de polarisation tensorielle t_{20} ont été effectuées aux plus grands moments transférés possibles, atteignant jusqu'à 6.7 fm^{-1}, ou 1.7 (GeV/c)^2, avec pour certains points de moindres erreurs expérimentales, à la fois statistiques et systématiques, que les expériences précédentes.
La conjonction d'un nouvel accélérateur d'électrons, d'une grande luminosité, et de spectromètres et d'un polarimètre adaptés, a été décisive dans le succès de cette expérience. Le travail d'analyse présenté dans cette thèse a utilisé au mieux les données de double diffusion ($ed \rightarrow ed$ suivi de $dp \rightarrow (pp)n$): un algorithme de sélection et de reconstruction des événements a été développé, les données de calibration et de l'expérience comparées systématiquement, voire avec minutie, la principale difficulté de l'analyse résidant dans cette comparaison au degré de précision désiré.
Lors de cette expérience, la fonction de structure $A(Q)$ a aussi été mesurée. La combinaison de cette mesure avec les résultats de polarisation permet la séparation des deux facteurs de forme de charge G_C et quadripolaire G_Q.
La détermination expérimentale des facteurs de forme électromagnétiques élastiques du deuton constitue un outil puissant pour tester les différents modèles théoriques. Les approches théoriques de la structure électromagnétique du deuton sont variées. Les résultats de cette expérience favorisent-ils une approche plutôt qu'une autre?
Les modèles récents d'approximation d'impulsion non relativiste sont en très bon accord entre eux. Cependant lorsqu'ils prennent en compte les contributions d'échanges mésoniques, un écart significatif apparaît. Les mesures de l'expérience t_{20} constituent la détermination la plus précise des courants d'échange isoscalaires dans la région de moments transférés entre 4 et 6.7 fm^{-1}. Elles inciteront les théoriciens à bâtir un modèle unique des courants d'échange isoscalaires. Ceci est certainement possible dans les quelques années à venir.
Les modèles relativistes (BS) sont en accord remarquable avec nos données, et ce malgré l'utilisation d'approximations différentes. Pour le modèle LFD, il faut attendre l'inclusion des contributions de recul et $\rho\pi\gamma$ pour pouvoir conclure. Dans cette thèse, le formalisme en a été

développé et la programmation en est terminée. Seules des vérifications numériques (souvent longues) restent à faire et seront faites.
Dans un cadre non relativiste, des configurations isobariques ($\Delta\Delta$ et NN^*) dans le deuton ont été considérées. Malgré des approches différentes, les comparaisons avec nos données sont en faveur d'une faible composante isobarique, peut-être inférieure à 0.5%.
Reproduire qualitativement nos données avec des modèles basés sur des configurations de quarks est une chose possible. Cependant ces calculs ont encore besoin d'être raffinés.
Enfin, on peut affirmer que le régime perturbatif de QCD, tel qu'il a été prédit par S. Brodsky et ses collaborateurs, n'est pas encore atteint aux moments transférés correspondant à cette expérience.

De cette revue, non exhaustive, des modèles ou classes de modèles des facteurs de forme du deuton, il ressort que les progrès théoriques des dernières années concernant une description complètement relativiste du système de deux nucléons ont porté leurs fruits, et que leur comparaison à l'expérience est très favorable. Ceci aura certainement des conséquences sur la description relativiste de noyaux plus lourds.
L'expérience conforte aussi la description du deuton en termes de nucléons et de mésons, même à de courtes distances internucléoniques de l'ordre de 0.4 fm, ce qui paraît à première vue surprenant et décevant. Surprenant oui, car on s'attendrait, à partir d'un raisonnement géométrique naïf, à voir la manifestation des quarks dans le recouvrement spatial des nucléons. Décevant non! Certes en l'absence de signature claire pour une transition vers un régime lié à la sous-structure des nucléons en quarks, notre vision de la structure du deuton n'a pas fondamentalement changé. Mais il se pourrait, comme le pensent plusieurs théoriciens, que le coeur de quarks du nucléon est sensiblement plus petit que le nucléon lui-même. Ou bien il existe une dualité entre les descriptions nucléons-mésons et quarks qui rendrait impossible toute observation de transition d'un régime à l'autre: cette hypothèse ouvre aussi des questions théoriques importantes.
Du côté expérimental, peut-on pousser à des moments transférés encore plus grands ce type de mesure? Aucune expérience n'est prévue à nos jours, car même si on suppose que l'accélérateur CEBAF puisse atteindre de plus grandes énergies, elle nécessiterait un canal magnétique d'acceptance démesurée et un nouveau polarimètre. Or, dans le domaine d'énergie de deutons souhaitable (500 MeV - 1 GeV), aucune réaction analysante (avec une grande efficacité!) n'a pu être identifiée.
Dans le futur proche, une mesure plus accessible de t_{20} peut être effectuée à plus bas Q, plus précisement dans la région du minimum de G_C, où une meilleure précision est requise. Cette mesure est envisageable à BATES (MIT-USA) et à VEPP-3 (Novosibirsk) en utilisant une

cible polarisée de deutérium interne à un anneau de stockage d'électrons.
Plus intéressante encore serait la mesure à plus grand Q de la fonction de structure $B(Q)$, étant donné la grande sensibilité du facteur de forme magnétique aux différentes contributions. Cette expérience est aussi difficile, mais possible à CEBAF.

Annexe A

Calcul de la longueur traversée par le deuton dans la cible

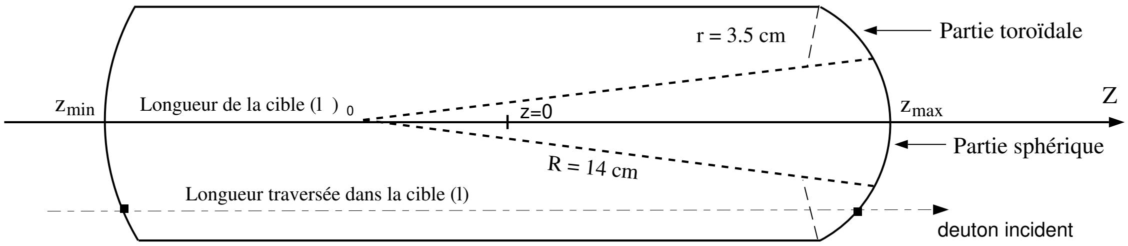


FIG. A.1 - *Cible d'hydrogène liquide de POLDER.*

La forme de la fenêtre amont a été mesurée et paramétrisée par un polynôme du quatrième degré [Bal98]:

$$z(r) = 0.236 \times 10^{-6} r^2 + 0.165 \times 10^{-15} r^4 \tag{A.1}$$

où $r^2 = x^2 + y^2$. x, y, z sont les coordonnées en centimètres de l'impact du deuton incident sur la fenêtre d'entrée de la cible.
L'extrémité avale de la cible est rigide. Sa forme est donnée par le moule ayant servi à la fabriquer. Elle se compose de deux parties comme l'illustre la figure [A.1]. Une partie toroïdale dont l'équation est :

$$(\rho - 3.5)^2 + (z - 13.55)^2 = 12.25, \tag{A.2}$$

et une partie sphérique dont l'équation est :

$$(z + 3.7)^2 + x^2 + y^2 = 196 \tag{A.3}$$

avec $\rho^2 = x^2 + y^2$, x, y, z étant les coordonnées en centimètres de l'impact du deuton incident sur la fenêtre de sortie de la cible.

Annexe B

Relations cinématiques

B.1 Les relations cinématiques des contributions de recul

$$k_1^2 = m^2, \;\; k_1'^2 = m^2, \;\; k_2^2 = m^2 \;, \;\; k_2'^2 = m^2, \;\; k_3^2 = m^2$$
$$p^2 = M^2, \;\; p'^2 = M^2, \;\; q^2 = -\overrightarrow{\Delta} = -Q^2 = t, \;\; \omega^2 = 0$$
$$\omega.k_1 = x(\omega.p), \;\; \omega.k_2 = (1-x)\omega.p, \;\; \omega.k_1' = x'(\omega.p), \;\; \omega.k_2' = (1-x')\omega.p$$
$$\omega.p = \omega.p', \;\; \omega.q = 0$$
$$\overrightarrow{R} = \overrightarrow{k} - (\overrightarrow{n}.\overrightarrow{k})\overrightarrow{n}; \; \overrightarrow{R'} = \overrightarrow{k'} - (\overrightarrow{n}.\overrightarrow{k'})\overrightarrow{n};$$
$$S = \frac{\overrightarrow{R}^2 + m^2}{x(1-x)}, \;\; S' = \frac{\overrightarrow{R'}^2 + m^2}{x'(1-x')}$$
$$S_{21} = \frac{\overrightarrow{R'}^2 + m^2}{1-x'}$$
$$S_{22} = \frac{\overrightarrow{R}^2 + \overrightarrow{R'}^2 - 2\overrightarrow{R}.\overrightarrow{R'} + x^2\overrightarrow{\Delta}^2 + 2x\overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta} - 2x\overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta} + \mu^2}{x'-x}$$
$$S_{23} = \frac{\overrightarrow{R}^2 + x^2\overrightarrow{\Delta}^2 - 2x\overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta} + m^2}{x}$$
$$S_2 = S_{21} + S_{22} + S_{23}$$
$$S_{31} = \frac{\overrightarrow{R}^2 + m^2}{x}$$
$$S_{32} = \frac{\overrightarrow{R}^2 + \overrightarrow{R'}^2 - 2\overrightarrow{R}.\overrightarrow{R'} + x'^2\overrightarrow{\Delta}^2 + 2x'\overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta} - 2x'\overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta} + \mu^2}{x'-x}$$
$$S_{33} = \frac{\overrightarrow{R'}^2 + x'^2\overrightarrow{\Delta}^2 + 2x'\overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta} + m^2}{1-x'}$$
$$S_3 = S_{31} + S_{32} + S_{33}$$
$$\tau_3 = \frac{S_3 - M^2}{2\omega'}$$
$$p.\omega = \omega', \;\; \omega.k_1 = x\omega', \;\; \omega.k_1' = x'\omega'$$

$$\omega.k_3 = (1-x')\omega',\ \ \omega.k_2 = (1-x)\omega',\ \ \omega.k'_2 = (1-x')\omega',\ \ \omega.p' = \omega',\ ;\omega.q = 0$$
$$p.p' = M^2 + \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2},\ \ p.q = \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2},\ \ p'.q = -\frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2}$$
$$k_1.k_2 = \frac{S}{2} - m^2,\ \ k_1.k'_1 = m^2 - \frac{\mu^2}{2} - (x-x')\frac{(S_2 - S')}{2}$$
$$k_1.p = m^2 + k_1.k_2 - x\frac{(S-M^2)}{2}$$
$$k_1.p' = k_1.p - \overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta} + x\frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2}$$
$$k_1.k'_2 = k_1.p' - k_1.k'_1 + x\frac{(S'-M^2)}{2}$$
$$k_1.q = k_1.p' - k_1.p$$
$$k_2.p = k_1.k_2 + m^2 - (1-x)\frac{(S-M^2)}{2}$$
$$k_2.p' = p.p' - k_1.p' + \frac{(S-M^2)}{2}$$
$$k_2.q = k_2.p' - k_2.p$$
$$k'_1.k'_2 = \frac{S'}{2} - m^2;$$
$$k'_1.p' = \frac{M^2}{2} + (1-x')\frac{(S'-M^2)}{2}$$
$$k'_2.p' = \frac{M^2}{2} + x'\frac{(S'-M^2)}{2}$$
$$k'_2.q = \frac{(S_3-S_2)(1-x')}{2} - \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2}$$
$$k'_2.p = k'_2.p' - k'_2.q$$
$$k_3.k_1 = k_1.k'_2 - k_1.q + x\frac{(S_3-S_2)}{2}$$
$$k_3.k_2 = m^2 - \frac{\mu^2}{2} - (x'-x)\frac{(S-S_3)}{2}$$
$$k_3.k'_2 = m^2 + \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2}$$
$$k_3.q = \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2} + (1-x')\frac{(S_3-S_2)}{2}$$
$$k_3.p = k_3.k_1 + k_3.k_2 - (1-x')\frac{(S-M^2)}{2}$$
$$k_3.p' = k_3.p + k_3.q$$
$$k_3.k'_1 = k_3.p' - k_3.k'_2 + (1-x')\frac{(S'-M^2)}{2}$$
$$k_2.k'_1 = k_3.k'_1 - k_1.k'_1 + m^2 + x'\frac{(S_2+S-S'-S_3)}{2}$$
$$k_2.k'_2 = k_2.p' - k_2.k'_1 + (1-x)\frac{(S'-M^2)}{2}$$
$$k'_1.p = k_1.p + k_2.p - k_3.p + \frac{(S_3-S+S'-S_2)}{2}$$

$k_1'.q = k_1'.p' - k_1'.p$

B.2 Les relations cinématiques des contributions $\rho\pi\gamma$

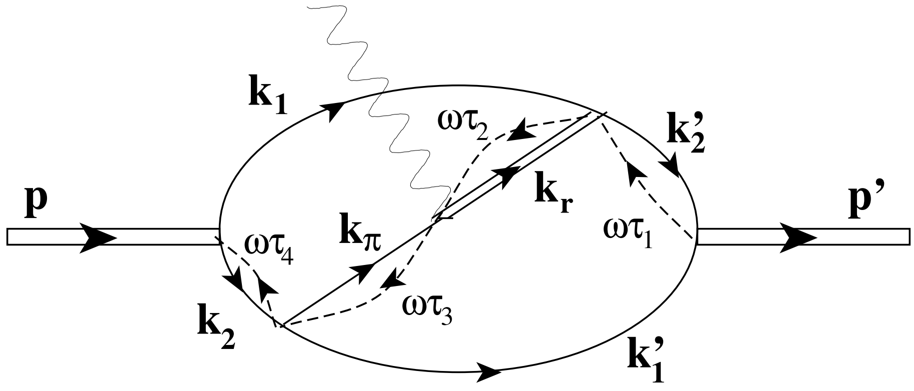


FIG. B.1 - *Le diagramme $\rho\pi\gamma$.*

$p.\omega = \omega'$

$\omega.k_1 = x_1\omega',\ \ \omega.k_1' = x_1'\omega',\ \ \omega.k_2 = x_2\omega',\ \ \omega.k_2' = x_2'\omega',\ \ \omega.k_\pi = x_3\omega',\ \ \omega.k_r = x_4\omega'$

$\omega.p' = \omega',\ \ \omega.q = 0$

$k_\pi\tau_3.\omega = k_1.\omega - k_2'.\omega,\ \ k_r\tau_2.\omega = k_1'.\omega - k_2.\omega$

$x_2 = 1 - x_1,\ \ x_2' = 1 - x_1',\ \ x_3 = x_1 - x_2',\ \ x_4 = x_1' - x_2$

$S_1 = S',\ \ S_4 = S,\ \ M = 2 * m$

$\overrightarrow{K'}^2 = 2\overrightarrow{R}\,\overrightarrow{R'} - 2\overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta}(-1+x) + m^2(2-4x-4x') + \overrightarrow{\Delta}^2 x' + 2\overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta}x' - xx'\overrightarrow{\Delta}^2 + xx'S + xx'S'$

$\overrightarrow{K}^2 = 2\overrightarrow{R}\,\overrightarrow{R'} + x\overrightarrow{\Delta}^2 - 2x\overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta} + m^2 * (2 - 4x - 4x') + 2\overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta}(-1 + x') - xx'\overrightarrow{\Delta}^2 + xx'S + xx'S'$

$k_1.k_1 = m^2,\ \ k_1'.k_1' = m^2,\ \ k_2.k_2 = m^2,\ \ k_2'.k_2' = m^2,\ \ k_\pi.k_\pi = m^2,\ \ k_r.k_r = m^2$

$\omega.\omega = 0,\ \ p.p = M^2,\ \ p'.p' = M^2$

$p.p' = M^2 + \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2},\ \ q.q = -\overrightarrow{\Delta}^2,\ \ p.q = \frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2},\ \ p'.q = -\frac{\overrightarrow{\Delta}^2}{2}$

$k_1.k_2 = \frac{S}{2} - m^2,\ \ k_1.p = \frac{S}{2} - x_1\frac{(S-M^2)}{2},\ \ k_2.p = \frac{S}{2} - x_2\frac{(S-M^2)}{2}$

$k_1'.k_2' = \frac{S'}{2} - m^2,\ \ k_1'.p' = \frac{S'}{2} - x_1'\frac{(S'-M^2)}{2},\ \ k_2'.p' = \frac{S'}{2} - x_2'\frac{(S'-M^2)}{2}$

$\tau_1 = \frac{S_1 - M^2}{2\omega'},\ \ \tau_2 = \frac{S_2 - M^2}{2\omega'},\ \ \tau_3 = \frac{S_3 - M^2}{2\omega'},\ \ \tau_4 = \frac{S_4 - M^2}{2\omega'}$

$k_1.k_1' = -\overrightarrow{R}.\overrightarrow{R'} + x_1(k_1'.p' - x_1'M^2 + \overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta}) + x_1'(k_1.p - x_1M^2 - \overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta}) + x_1x_1'(p.p')$

$k_1.k_2' = \overrightarrow{R}.\overrightarrow{R'} + x_1(k_2'.p' - x_2'M^2 - \overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta}) + x_2'(k_1.p - x_1M^2 - \overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta}) + x_1x_2'(p.p')$

$$k_2.k_1' = \overrightarrow{R}.\overrightarrow{R'} + x_2(k_1'.p' - x_1'M^2 + \overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta}) + x_1'(k_2.p - x_2M^2 + \overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta}) + x_2x_1'(p.p')$$
$$k_2.k_2' = -\overrightarrow{R}.\overrightarrow{R'} + x_2(k_2'.p' - x_2'M^2 - \overrightarrow{R'}.\overrightarrow{\Delta}) + x_2'(k_2.p - x_2M^2 + \overrightarrow{R}.\overrightarrow{\Delta}) + x_2x_2'(p.p')$$
$$k_1'.p = k_1'.k_1 + k_1'.k_2 - \tau_4(k_1'.\omega)$$
$$k_2'.p = k_2'.k_1 + k_2'.k_2 - \tau_4(k_2'.\omega)$$
$$k_1.p' = k_1.k_1' + k_1.k_2' - \tau_1(k_1.\omega)$$
$$k_2.p' = k_2.k_1' + k_2.k_2' - \tau_1(k_2.\omega)$$
$$k_1.q = k_1.p' - k_1.p$$
$$k_2.q = k_2.p' - k_2.p$$
$$k_1'.q = k_1'.p' - k_1'.p$$
$$k_2'.q = k_2'.p' - k_2'.p$$
$$k_\pi\tau_3 = k_\pi + \omega\tau_3$$
$$k_r\tau_2 = k_r + \omega\tau_2$$
$$k_\pi\tau_3.p = k_1.p - k_2'.p - \tau_4(\omega.p)$$
$$k_\pi\tau_3.p' = k_1.p' - k_2'.p' - \tau_4(\omega.p')$$
$$k_\pi\tau_3.k_1 = k_1.k_1 - k_2'.k_1 - \tau_4(\omega.k_1)$$
$$k_\pi\tau_3.k_1' = k_1.k_1' - k_2'.k_1' - \tau_4(\omega.k_1')$$
$$k_\pi\tau_3.k_2 = k_1.k_2 - k_2'.k_2 - \tau_4(\omega.k_2)$$
$$k_\pi\tau_3.k_2' = k_1.k_2' - k_2'.k_2' - \tau_4(\omega.k_2')$$
$$k_\pi\tau_3.k_\pi = k_1.k_\pi - k_2'.k_\pi - \tau_4(\omega.k_\pi)$$
$$k_\pi\tau_3.k_r = k_1.k_r - k_2'.k_r - \tau_4(\omega.k_r)$$
$$k_\pi\tau_3.q = k_1.q - k_2'.q - \tau_4(\omega.q)$$
$$k_\pi\tau_3.k_\pi\tau_3 = k_1.k_\pi\tau_3 - k_2'.k_\pi\tau_3 - \tau_4(\omega.k_\pi\tau_3)$$
$$k_r\tau_2.p = k_1'.p - k_2.p - \tau_1(\omega.p)$$
$$k_r\tau_2.p' = k_1'.p' - k_2.p' - \tau_1(\omega.p')$$
$$k_r\tau_2.k_1 = k_1'.k_1 - k_2.k_1 - \tau_1(\omega.k_1)$$
$$k_r\tau_2.k_1' = k_1'.k_1' - k_2.k_1' - \tau_1(\omega.k_1')$$
$$k_r\tau_2.k_2 = k_1'.k_2 - k_2.k_2 - \tau_1(\omega.k_2)$$
$$k_r\tau_2.k_2' = k_1'.k_2' - k_2.k_2' - \tau_1(\omega.k_2')$$
$$k_r\tau_2.k_\pi = k_1'.k_\pi - k_2.k_\pi - \tau_1(\omega.k_\pi)$$
$$k_r\tau_2.k_r = k_1'.k_r - k_2.k_r - \tau_1(\omega.k_r)$$
$$k_r\tau_2.q = k_1'.q - k_2.q - \tau_1(\omega.q)$$
$$k_r\tau_2.k_\pi\tau_3 = k_1'.k_\pi\tau_3 - k_2.k_\pi\tau_3 - \tau_1(\omega.k_\pi\tau_3)$$
$$k_r\tau_2.k_r\tau_2 = k_1'.k_r\tau_2 - k_2.k_r\tau_2 - \tau_1(\omega.k_r\tau_2)$$

Références

[Abb99] D. Abbott *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 1379.

[Ada93] J. Adam Jr., H. Göller and H. Arenhövel, Phys. Rev. C**48** (1993) 370.

[Adl64] R. J. Adler and S. D. Drell, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 349.

[All86] D. Allasia *et al.*, Phys. Lett. B**174** (1986) 450.

[All81] L.J. Allen and H. Fiedeldey, Phys. Rev. C**24** (1981) 1734.

[Amg92] A. Amghar, "La structure électromagnétique du deuton et le facteur de forme du neutron." Thèse UJF-Grenoble (1992), Rapport ISN-93-78.

[Amg95] A. Amghar and B. Desplanques, Nucl. Phys. **A585** (1995) 657.

[Amg98] A. Amghar, N. Aissat and B. Desplanques, Eur. Phys. J. A **1** (1998) 85.

[Ani92] V.V. Anisovich, M.N. Kobrinsky, D.I. Melikhov and A.V.Sarantsev, Nucl. Phys. **A544** (1992) 747.

[Ani94] T. Aniel et J. P. Pénicaud, Rapport LNS/GT/94-04, 1994.

[Arn75] R.G. Arnold *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 776.

[Arn80] R.G. Arnold, C.E. Carlson, and F. Gross, Phys. Rev. C**21** (1980) 1426.

[Arn81] R.G. Arnold, C.E. Carlson, and F. Gross, Phys. Rev. C**23** (1981) 363.

[Arv88] J. Arvieux *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A273** (1988) 48.

[Arv88b] J. Arvieux and J. M. Cameron, Adv. in Nucl. Phys. **18** (1988) 107.

[Auf85] S. Auffret *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1362.

[Auf85b] S. Auffret *et al.*, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 649.

[Bak95] O. K. Baker *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A367** (1995) 92.

[Bal56] J. Baldwin *et al.*, Phys. Rev. **103** (1956) 1502.

[Bal98] J. Ball, " POLDER LH_2 target geometry ", Rapport interne, 1998.

[Bal99] J. Ball, Communication privée.

[Bel83] I.I. Belyantsev, V.K. Mitrjushkin, P.K. Rashidov, and S.V. Trubnikov, J. Phys. G: Nucl. Phys. **9** (1983) 871.

[Ber80] D. Berg *et al.*, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 706.

[Bha90] R.K. Bhaduri *et al.*, Phys. Rev. C **42** (1990) 1867.

[Bha81] R. S. Bhalerao and S. A. Gurvitz, Phys. Rev. Lett. **47** (1981) 1815.

[Bha81b] R. S. Bhalerao and S. A. Gurvitz, Phys. Rev. C **24** (1981) 2773.

[Bha82] R. S. Bhalerao, Nucl. Phys. **A389** (1982) 557.

[Bla66] Blankenbecler and R. Sugar, Phys. Rev. **142** (1966) 1051.

[Blu89] P.G. Blunden, W.R. Greenberg, and E.L. Lomon, Phys. Rev. C **40** (1989) 1541.

[Bod91] B. Boden *et al.*, Z. Phys. C–Particles and Fields **49** (1991) 175.

[Boi73] V. N. Boitsov, L.A. Kondratyuk and V.B. Kopeliovich, Sov. J. Nucl. Phys **16** (1973) 237.

[Bos90] P.E. Bosted *et al.*, Phys. Rev. C**42** (1990) 38.

[Bou84] A. Boudard, "Mesure du pouvoir d'analyse T_{20} de la diffusion élastique arrière $(\vec{d}.p)$ dans la région d'excitation du Δ et analyse théorique de cette réaction", Thèse de Doctorat d'Etat, Univ. Orsay, (1984), Rapport CEA-N-2386.

[Bou88] A. Boudard, Cours de l'école Joliot Curie de physique nucléaire 1988, Maubuisson, France.

[Bou98] M. Bouwhuis, Ph.D. thesis, U. Utrecht (1998); M. Bouwhuis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 3755.

[Bra89] E. Braten and L. Carson, Phys. Rev. D **39** (1989) 838.

[Bra91] M.A. Braun and M.V. Tokarev, Sov. J. Part. Nucl. **22** (1991) 601.

[Bro73] S. J. Brodsky and G. R. Farrar, Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 1153.

[Bro76] S. J. Brodsky and B. T. Chertok, Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 269.

[Bro76b] S. J. Brodsky and B. T. Chertok, Phys. Rev. D **14** (1976) 3003.

[Bro83] S.J. Brodsky, C.-R. Ji and G.P. Lepage, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 83.

[Bro86] S.J. Brodsky and C.-R. Ji, Phys. Rev. D **33** (1986) 2653.

[Bro92] S.J. Brodsky et J.R. Hiller, Nucl. Phys. Phys. Rev. D46 (1992) 2141.

[Buc89] A. Buchmann *et al.*, Nucl. Phys. **A496** (1989) 621.

[Bur84] V. V. Burov, S. M. Dorkin, and V. N. Dostovalov, Z. Phys. A – Atoms and Nuclei **315** (1984) 205.

[Bug85] D.V. Bugg and C. Wilkin, Phys. Lett. **B152** (1985) 37.

[Bug87] D.V. Bugg and C. Wilkin, Nucl. Phys. **A467** (1987) 575.

[Bur87] V.V. Burov and V.N. Dostovalov, Z. Phys. A–Atomic Nuclei **326** (1987) 245.

[Cam91] J.M. Cameron *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A305** (1991) 257. Nucl. Instr. Meth. **A262** (1987) 307.

[Cam92] J.M. Cameron, Nucl. Phys. **A543** (1992) 307c.

[Cao90] Z-J. Cao and L.S. Kisslinger, Phys. Rev. C **41** (1990) 647.

[Cao96] J. Cao and H.-f. Wu, Phys. Rev. C **54** (1996) 1006.

[Car84] C.E. carlson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 127.

[Car91] J. Carbonell, M. Barbaro, et C. Wilkin, Nucl. Phys. A**529** (1991) 653.

[Car95] J. Carbonell and V.A. Karmanov, Nucl. Phys. A**581** (1995) 625.

[Car98] J. Carbonell *et al.*, Phys. Rep. **300** (1998) 215.

[Car99] J. Carbonell and V.A. Karmanov, à apparaitre dans Euro. J. of Phys. A.

[Car90] C.E. Carlson, Nucl. Phys. **A508** (1990) 481c.

[Car84] C.E. Carlson and F. Gross, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 127.

[Car97] C.E. Carlson, J.R. Hiller and R.J. Holt Annu. Rev. Nucl. Part. Sci **47** (1997) 395.

[Car98b] J. Carlson and R. Schiavilla, Rev. Mod. Phys. **70** (1998) 743.

[Ceb93] CEBAF Online Data Acquisition System Users Manual, TJNAF Internal Document (1993) (unpublished).

[Che64] M. Chemtob, Phys. Rev. Lett. **10** (1964) 349.

[Che71] M. Chemtob and M. Rho, Nucl. Phys. **A163** (1971) 1.

[Che74] M. Chemtob, E. J. Moniz, and M. Rho, Phys. Rev. C **10** (1974) 344.

[Che86] M. Chemtob and S. Furui, Nucl. Phys. **A454** (1986) 548.

[Che86b] T-S. Cheng and L.S. Kisslinger, Nucl. Phys. **A457** (1986) 602.

[Che87] T-S. Cheng and L.S. Kisslinger, Phys. Rev. C **35** (1987) 1432.

[Che96] P. Chesny *et al.*, "POLDER cryotarget safety manual", Rapport interne (1996).

[Chu88] P.L. Chung, F. Coester, B.D. Keister, and W.N. Polyzou, Phys. Rev. C **37** (1988) 2000.

[Coe75] F. Coester and A. Ostebee, Phys. Rev. C **11** (1975) 1836.

[Coe89] F. Coester, Proc. Int. Conf. Medium- and High-Energy Nuclear Physics, Taipei, Taiwan, 1988, Eds W.-Y.P. Wang, K.-F. Liu and Y. Tzeng (World Scientific, Singapore, 1989).

[Cru92] W.Y. Crutchfield, N.J. Snyderman and V.R. Brown, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1660.

[Dar28] C. G.Darwin, Proc. R. Soc., **A118** (1928) 654.

[Dar67] S.E. Darden, Amer. J. Phys. **35** (1967) 727.

[Dea73] V. De Alfaro *et al.*, Currents in hadron physics (North Holland, 1973).

[Del97] O. Delferrière *et al.*, Proc. XV Magnet Technology Conference, Bejing 1997.

[Des88] B. Desplanques, Phys. Lett. **203B** (1988) 200.

[Des92] B. Desplanques, Few-Body Systems, Suppl.5 (1992) 260.

[Dij89] H. Dijk and B.L.G. Bakker, Nucl. Phys. **A494** (1989) 438.

[Dij90] H. Dijk, "Six-quark states in two and three nucleon systems", Thèse de doctorat, ICG Printing, Dordrecht 1990.

[Dir49] P.A.M Dirac, Rev. Mod. Phys. **21** (1949) 392.

[Dmi85] V.F. Dmitriev *et al.*, Phys. Lett. **157B** (1985) 143.

[Dom73] N. Dombey and B.J Read, Nucl. Phys. B**60** (1973) 65.

[Duc95] J. E. Ducret et M. Garçon, Rapport interne t_{20}, 19 Juillet 1995.

[Dum83] O. Dumbrajs *et al.*, Nucl. Phys. B**216** (1983) 277.

[Dun97] J. Dunne, "Cryo and Dummy target informations", TJNAF Hall C document (unpublished) (1997).

[Dym86] R. Dymarz and F.C. Khanna, Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1448.

[Dym90] R. Dymarz and F.C. Khanna, Nucl. Phys. **A507** (1990) 560.

[Dym90b] R. Dymarz and F.C. Khanna, Phys. Rev. C **41** (1990) 2438.

[Eli69] J.E. Elias *et al.*, Phys. Rev. **177** (1969) 2075.

[Eri84] T.E.O Ericson and M. Rosa-Clot, J. Phys. G: Nucl. Phys. **10** (1984) L201.

[Eri85] T.E.O. Ericson and M. Rosa-Clot, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **35** (1985) 271.

[Eri88] T.E.O. Ericson and W. Weise, Pions and Nuclei, Oxford Univ. Press, Oxford, 1988.

[Esp87] O. Espinosa and I. Schmidt, Phys. Rev. D **35** (1987) 939.

[Eyr98] L. Eyraud, "Optimisation et calibration à Saturne du polarimètre POLDER. Expérience t_{20} au Jefferson Laboratory : Mesure des facteurs de forme du deuton.", Thèse UJF-Grenoble (1998), Rapport ISN-98-101.

[Fas92] A. Faessler, Few-Body Systems, Suppl. 6 (1992) 176.

[Far95] G.R. Farrar, K. Huleihel and H. Zhang, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 650.

[Fel98] G.J. Feldman et R.D. Cousins, Phys. Rev. D **57** (1980) 3873.

[Fer96] M. Ferro-Luzzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 2630.

[Fer86] F. Fernadez and E. Oset, Nucl. Phys. A **455** (1986) 720.

[Fle75] J. Fleischer and J.A. Tjon, Nucl. Phys. B **84** (1975) 375.

[Fle77] J. Fleischer and J.A. Tjon, Phys. Rev. D **15** (1977) 2537.

[Fle80] J. Fleischer and J.A. Tjon, Phys. Rev. D **21** (1980) 87.

[Fol50] L.L. Foldy and S.A. Wouthuysen, Phys. Rev. **78** (1950) 29.

[Fol52] L.L. Foldy, Phys. Rev. **87** (1952) 688.

[For96] J.L. Forest *et al.*, Phys. Rev. C **54** (1996) 646.

[Fra73] V. Franco, Phys. Rev. D **8** (1973) 826.

[Fra89] L.L. Frankfurt, I.L. Grach, L.A. Kondratyuk and M.I. Strikman, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 387.

[Fra93] L.L. Frankfurt, T. Frederico, M. Strikman, Phys. Rev. C **48** (1993) 2182.

[Fri73] J. L. Friar, Annals of Phys. **81** (1973) 332.

[Fri77] J. L. Friar, Annals of Phys. **104** (1977) 380.

[Fri83] J. L. Friar, Phys. Rev. C **27** (1983) 2078.

[Fro91] B. Frois and S. Platchkov, in *Modern topics in electron scattering*, B. Frois & I. Sick eds, (World Scientific, Singapore 1991).

[Gal71] S. Galster *et al.*, Nucl. Phys. **B32** (1971) 221.

[Gar90] M. Garçon, Nucl. Phys. **A508** (1990) 445c.

[Gar94] M. Garçon *et al.*, Phys. Rev. **C49** (1994) 2516.

[Gar98] M. Garçon *et al.*, Proc. Int. Nucl. Phys. Conf, Paris, 1998

[Gar76] M. Gari and H.Hyuga, Nucl. Phys. **A264** (1976) 409;

[Gar86] M. Gari and W. Krümpelmann, Phys. Lett. B **173** (1986) 10. Phys. Rev. C **14** (1976) 2196.

[Gel60] M. Gell-Mann et M. Levy, Nuovo Cimento, **16** (1960) 705.

[Gia94] M.M. Giannini, L. Kondratyuk and P. Saracco, Few Body Syst. 17 (1994) 21.

[Gil90] R. Gilman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1733.

[Gla57] V. Glaser and B. Jackšić, Nuovo. Cim. **V** (1957) 1197.

[Gou63] M. Gourdin, Nuov. Cim. **XXVIII** (1963) 533.

[Gou64] M. Gourdin and C.A. Piketty, Nuovo Cim. **32** (1964) 1137.

[Gou66] M. Gourdin, “Diffusion des électrons de haute énergie”, Masson & Cie ed., Paris 1966.

[Gou74] M. Gourdin, Phys. Rep. **11C** (1974) 29.

[Goy97] J. Goy, ”Mesures des observables tensorielles dans la réaction H(p,d)pion”, Thèse de Doctorat UJF-Grenoble (1997), Rapport ISN-97-08.

[Gra84] I.L. Grach and L.A. Kondratyuk, Sov. J. Nucl. Phys. **39** (1984) 198.

[Gre79] L. G. Greeniaus,, Nucl. Phys. **A322** (1979) 308.

[Gro79] E. Grorud *et al.*, Rapport interne LNS-70 du 18/11/82

[Gro66] F. Gross, Phys. Rev. **142** (1966) 1025.

[Gro69] F. Gross *et al.*, Phys. Rev. **186** (1969) 1448.

[Gro74] F. Gross *et al.*, Phys. Rev. D **10** (1974) 223.

[Gro82] F. Gross *et al.*, Phys. Rev. C **26** (1982) 2203.

[Gro87] F. Gross and D.O. Riska, Phys. Rev. C **36** (1987) 1928.

[Gro90] F. Gross, J.W. Van Orden, and K. Holinde, Phys. Rev. C **41** (1990) 1909; **45** (1992) 2094

[Gro92] F. Gross and H. Henning, Nucl. Phys. **A537** (1992) 344.

[Gro95] F. Gross *et al.*, Few-Body Systems Suppl. **8** (1995) 269.

[Gru87] W. Grübler *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A262** (1987) 307.

[Gue96] P. Gueye *et al.*, ”Hall C Beam Energy Measurement”, TJNAF Hall C document (unpublished) (1996).

[Gue97] P. Gueye, "Status of the actual Beam Position Monitors in the Hall C Beamline Technical Report", CEBAF Internal Report document (unpublished) (1997).

[Gun73] J. Gunion and L. Stodolsky, Phys. Rev. C **51** (1973) 427.

[Had78] E. Hadjimichael, Nucl. Phys. **A312** (1978) 341.

[Haf80] M.I. Haftel, L. Mathelitsch, and H.F.K. Zingl, Phys. Rev. C **22** (1980) 1285.

[Ham62] T. Hamada and I. D. Johnston, Nucl. Phys. **34** (1962) 382.

[Hen95] H. Henning, J. Adam, Jr., P.U. Sauer and A. Stadler, Phys. Rev. C **52** (1995) R471.

[Höh76] G. Höhler *et al.*, Nucl. Phys. **B114** (1976) 505.

[Hon85] N. Honzawa *et al.*, Prog. Theor. Phys. **73** (1985) 1502.

[Hum89] E. Hummel and J.A. Tjon, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 1788.

[Hum90] E. Hummel and J.A. Tjon, Phys. Rev. C **42** (1990) 423.

[Hum94] E. Hummel and J.A. Tjon, Phys. Rev. C **49** (1994) 21.

[Iac73] F. Iachello, A. D. Jackson, and A. Lande, Phys. Lett. **43B** (1973) 191.

[Isg84] N. Isgur *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1080.

[Ito87] H. Ito and A. Faessler, Nucl. Phys. **A470** (1987) 626.

[Ito89] H. Ito and L.S. Kisslinger, Phys. Rev. C **40** (1989) 887.

[Ito93] H. Ito and F. Gross, Phys. Rev. Lett. **71** (1993) 2555.

[Itz85] C. Itzykson and J.B. Zuber, Quantum field theory, (McGraw-Hill,New York, (1985) p.62).

[Jam75] F. James and M. Roos, Comput. Phys. Commun. **10** (1975) 343.

[Jan56] V.Z. Jankus, Phys. Rev. **102** (1956) 1586.

[Jen83] T. Jensen *et al.*, Phys. Rev. D**27** (1983) 26.

[Kad64] V.G. Kadyshevsky, JETP 19 (1964) 443.

[Kad72] V.G. Kadyshevsky, Sov.J. Part. Nucl 2 (1972) 69.

[Kap99] D.B. Kaplan, M.J. Savage and M.B. Wise, Phys. Rev. C**59** (1999) 617.

[Kap96] L.P. Kaptari *et al.*, Phys. Rev. C**54** (1996) 986.

[Kar76] V.A. Karmanov, JETP 44 (1976) 210.

[Kar81] V.A. Karmanov, Nucl. Phys. **A362** (1981) 331.

[Kar86] V.A. Karmanov, Nucl. Phys. **A453** (1986) 707.

[Kar88] V.A. Karmanov, Sov.J. Part. Nucl 19 (1988) 228.

[Kar92] V.A. Karmanov and A.V. Smirnov, Nucl. Phys. **A546** (1992) 691.

[Kar94] V.A. Karmanov and A.V. Smirnov, Nucl. Phys. **A575** (1994) 520.

[Kis82] L.S. Kisslinger, Phys. Lett. **112B** (1982) 307.

[Kis87] L.S. Kisslinger and H. Ito, Phys. Rev. C **36** (1987) 1747.

[Kla84] S. Klarsfeld, J. Martorell, and D.W.L. Sprung, J. Phys. G: Nucl. Phys. **10** (1984) 165.

[Knu87] L.D. Knutson and N.L. Rodning, J. Phys. G: Nucl. Phys. **13** (1987) L109.

[Kob78] A. P. Kobushkin, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 252.

[Kob83] A.P. Kobushkin and V.P. Shelest, Sov. J. Part. Nucl. **14** (1983) 483.

[Kob94] A. Kobushkin and A. Syamtomov, Phys. Rev. D **49** (1994) 1637.

[Kob95] A.P. Kobushkin and A.I. Syamtomov, Yadern. Physica **58** (1995) 1565.

[Koh83] M. Kohno, J. Phys. G: Nucl. Phys. **9** (1983) L85.

[Kox94] S. Kox *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A346** (1994) 527.

[Kox98] S. Kox *et al.*, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, (1998), Maubuisson, France.

[Kro54] N.M. Kroll et M.A. Ruderman, Phys. Rev. **93** (1954) 233.

[Kru86] A.F. Krutov and V.E. Troitskiĭ, Sov. J. Nucl. Phys. **43** (1986) 852.

[Lac80] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. C **21** (1980) 861.

[Lac81] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. B **101** (1981) 134.

[Lak55] W. Lakin, Phys. Rev. **98** (1955) 139.

[Lev75] F. M. Lev, Sov. J. Nucl. Phys. **21** (1975) 45.

[Lev73] J.S. Levinger, Acta Phys. Acad. Scient. Hung. **33** (1973) 135.

[Li92] H.-N. Li and G. Sterman, 1992 CEBAF Summer Workshop, AIP Conf. Proc. **269**, Part. Fields Series 51.

[Loc91] M.P. Locher and A. Švarc, Z. Phys. A–Hadrons and Nuclei **338** (1991) 89.

[Log63] A.A. logunov and A.N. Tavkhelidze, Nuovo Cimento **29** (1963) 380.

[Lom68] E. L. Lomon and H. Feshbach, Ann. Phys. **48**, (1968) 94.

[Lom80] E.L. Lomon, Ann. Phys. **125** (1980) 309.

[Laf86] P. LaFrance and E.L. Lomon, Phys. Rev. **D34** (1986) 1341.

[Mac87] R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster, Phys. Rep. **149** (1987) 1.

[Dar71] S. E. Darden, in *Polarization Phenomena in Nuclear Reactions*, edited by H. H. Barschall and W. Haeberli (University of Wisconsin Press, Madison, Wisconsin, 1971), pp. 39–56

[Mad71] Proc. 3^{rd} Int. Symp. on Polarisation phenomena in Nuclear Reactions, University of Wisconsin Press, Madison, 1971.

[Man87] V.B Mandelzweig and S.J. Wallace, Phys. Lett. B**197** (1987) 469.

[Mat82] L. Mathelitsch, W. Plessas, and W. Schweiger, Phys. Rev. C **26** (1982) 65.

[Mat89] J.F Mathiot, physics reports. Vol. **173** (1989) 65.

[Mat85] L. Mathelitsch, K. Schwarz, H.F.K. Zingl, and M. Kohno, J. Phys. G: Nucl. Phys. **11** (1985) L151.

[McI57] J.A. McIntyre and S. Dhar, Phys. Rev. **106** (1957) 1074.

[McK83] A. McKerrell, J.P. McTavish, M.W. Kermode, and R. Huby, J. Phys. G: Nucl. Phys. **9** (1983) 275.

[Mer96] P. Mergell, U.G. Meissner, and D. Drechsel, Nucl. Phys. **A596** (1996) 367.

[Mit95] K.L. Mitchell, Ph.D. thesis, Kent State University, 1995.

[Mkt97] H. Mktchyan, Cebaf Internal document, (unpublished) (1997).

[Mor93] M. Morlet *et al.*, Phys. Rev. **C46** (1993) 1008.

[Mos89] B. Mosconi and P. Ricci, Few-Body Syst. **6** (1989) 63 ;

[Muz81] V.M. Muzafarov and V.E. Troitskiĭ, Sov. J. Nucl. Phys. **33** (1981) 783.

[Muz84] V.M. Muzafarov, V.E. Troitskiĭ, and S.V. Trubnikov, Sov. J. Part. Nucl. **14** (1984) 467.

[Nag78] M.M Nagles *et al.*, Phys. Rev. D **17** (1978) 768.

[Nic96] G. Niculescu, "Resonant cavities used as Beam Current Monitors", TJNAF Hall C document (unpublished) (1996).

[Nic98] G. Niculescu, Ph.D. Thesis, Hampton University (1998)(unpublished).

[Nym87] E.M. Nyman and D.O. Riska, Nucl. Phys. **A468** (1987) 473.

[Obe92] P. Obersteiner, W. Plessas and J. Pauschenwein, Few-Body Systems, Suppl. **5** (1992) 140.

[Obu82] I.T. Obukhovskiĭand E.V. Tkalya, Sov. J. Nucl. Phys. **35** (1982) 166.

[Oka83] M. Oka and K. Yazaki, Nucl. Phys. **A402** (1983) 477.

[Osb50] R.K Osborne and L.L. Foldy, Phys. Rev. **79** (1950) 795.

[Pas96] E. Passchier, "Electron scattering off an internal tensor-polarized deuterium target", Thesis Universiteit Utrecht (1996).

[Pau92] J. Pauschenwein, W. Plessas and L. Mathelitsch, Few-Body Systems, Suppl. **6** (1992) 195.

[PDG92] Particle Data Group, Phys. Rev. **D45** (1992) P.2, p.III.38.

[Phi98] D.R. Phillips, S.J. Wallace and N.K. Devine, Phys. Rev. C **58** (1998) 2261.

[Phi98b] D.R. Phillips, Proc. Elba 1998

[Phi99] D.R. Phillips, S.J. Wallace and N.K. Devine, nucl-th/9906086. (à paraître prochainement).

[Pla90] S. Platchkov *et al.*, Nucl. Phys. **A510** (1990) 740.

[Pop94] S.G. Popov, “Status of the T_{20} experiment at VEPP-3”, SPIN94, Bloomington

[Réa94] J.S. Réal, ”Polarimètre tensoriel à deutons de recul de 175 à 500 MeV”, Thèse de Doctorat UJF-Grenoble (1994), Rapport ISN-94-05.

[Rei68] R. V. Reid, Annals of Phys. **50** (1968) 411.

[Rei72] R.V. Reid and M.L. Vaida, Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 494.

[Rig87] S. Righi and M. Rosa-Clot, Z. Phys. A – Atomic Nuclei **326** (1987) 163.

[Ris85] D.O. Riska and M. Popius, Phys. Scr. **32** (1985) 581.

[Rod86] N.L. Rodning and L.D. Knutson, Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2248.

[Rup90] G. Rupp and J.A. Tjon, Phys. Rev. C **41** (1990) 472.

[Sal51] E.E Salpeter and H.A. Bethe, Phys. Rev. **84** (1951) 1232.

[Sar89] P. Sarriguren, J. Martorell, and D. W. L. Sprung, Phys. Lett. B **228** (1989) 285.

[Sar89b] P. Sarriguren, J. Martorell, and D. W. L. Sprung, Unpublished contr. to Few-Body, Vancouver (1989).

[Sch91] R. Schiavilla and D.O. Riska, Phys. Rev. C**43** (1991) 437.

[Sch64] D. Schildknecht, Phys. Lett. **10** (1964) 254.

[Sch65] D. Schildknecht, Z. Phys. **185** (1965) 382.

[Sch84] M.E. Schulze *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 597.

[Sch83a] W. Schweiger, W. Plessas, L. P. Kok, and H. Haeringen, Phys. Rev. C **27** (1983) 515.

[Sch83b] W. Schweiger, W. Plessas, L. P. Kok, and H. Haeringen, Phys. Rev. C **28** (1983) 1414.

[Shi89] Y. Shin *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A274** (1989) 227.

[Sie37] A.J.F Siegert, Phys. Rev. **52** (1937) 787.

[Sky61] T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. **A260** (1961) 127.

[Sky62] T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **31** (1962) 556.

[Sim74] M. Simonius, ”Polarization in nuclear physics”. Lecture Notes in physics, Vol.30 Springer, Berlin (1974), 38.

[Sit87] W.P. Sitarski, P.G. Blunden, and E.L. Lomon, Phys. Rev. C **36** (1987) 2479.

[Smi78] Yu.F. Smirnov, I.T. Obukhovskiĭ, V.G. Neudachin, and R. Tamagaki, Sov. J. Nucl. Phys. **27** (1978) 456.

[Smy84] W. Smythe, ”Cebaf Hall C SOS Gas Cerenkov Detector Handbook Technical Report”, Los Alamos National Laboratory (1984).

[Ste80a] K. Stephenson and W. Haeberli, Nucl. Instr. Meth. **162** (1980) 483.

[Ste80b] E. J. Stephenson *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **178** (1980) 345.

[Sto93] V.G.J Stocks *et al.*, Phys. Rev. C **48** (1993) 48.

[Tak85] S. Takeuchi and K. Yasaki, Nucl. Phys. **A438** (1985) 605.

[Tam92] K. Tamura, T. Niwa, T. Sato and H. Ohtsubo, Nucl. Phys. **A356** (1992) 597.

[Tjo79] J.A. Tjon and M.J. Zuilhof, Phys. Lett. **84B** (1979) 31.

[Tjo91] J.A. Tjon, B. Desplanques and D. Goutte ed., New-York 1991.

[Tjo92] J.A. Tjon, Few-Body Systems, Suppl. 5 (1992) 5.

[Tro78] V.E. Troitskiĭ, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 462.

[Tun65] W.-K. Tung, Phys. Rev. **139** (1965) B 547.

[Tun74] W.-K. Tung, Group theory in physics, (World Scientific) 1974.

[Val94] A. Valcarce, A. Buchman, F. Fernandez and A. Faessler, Phys. Rev. C **50** (1994) 2246.

[Vai78] A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, Phys. Lett. 72B (1978) 368.

[Van94] J.W. Van Orden, Preprint CEBAF-TH-94-20.

[Van95] J.W. Van Orden, N. Devine and F. Gross, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 4369; et communication privée.

[Vil48] F. Villars, Helv. Phys. Acta **20** (1948) 476.

[Voĭ86] B.B. Voĭtsekhovskiĭ *et al.*, JETP Lett. **43** (1986) 733.

[Vyl78] Ts. Vylov *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** (1978) 585.

[Wal89] S.J Wallace and V.B. Mandelzweig, Nucl. Phys. **A503** (1989) 597.

[Wil77] K. Wildermuth and Y.C. Tang, A unified theory of the nucleus, (Vieweg, Braunschweig, 1977)

[Wil82] S.A. Williams, F.J. Margetan, P.D. Morley, and D.L. Pursey, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 771.

[Wir84] R.B. Wiringa, R.A. Smith and T.L. Ainsworth Phys. Rev. C**29** (1984) 1207.

[Wir95] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks and R. Schiavilla, Phys. Rev. C**51** (1995) 38.

[Yam85] Y. Yamauchi, R. Yamamoto and M. Wakamatsu, Nucl. Phys. **A443** (1985) 628.

[Yam86] Y. Yamauchi and M. Wakamatsu, Phys. Lett. B **172** (1986) 161.

[Yam86b] Y. Yamauchi and M. Wakamatsu, Nucl. Phys. **A457** (1986) 621.

[Yan95] C. Yan *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A365** (1995) 261.

[Yuk35] H. Yukawa, Pro. Phys.-Math. Soc. Jpn., **17** (1935) 48.

[Zui80] M.J. Zuilhof and J.A. Tjon, Phys. Rev. C **22** (1980) 2369.

[Zui81] M.J. Zuilhof and J.A. Tjon, Phys. Rev. C **24** (1981) 736.