



HAL
open science

Degrés de liberté subnucléoniques

B. Frois

► **To cite this version:**

B. Frois. Degrés de liberté subnucléoniques. École thématique. Ecole Joliot Curie "Mésons, baryons, quarks et physique nucléaire", Bombannes, (France), du 17-21 septembre 1984: 3ème session, 1984. cel-00640928

HAL Id: cel-00640928

<https://cel.hal.science/cel-00640928>

Submitted on 14 Nov 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

DEGRES DE LIBERTE SUBNUCLEONIQUES

B. FROIS

Service de Physique Nucléaire/Haute Energie, CEN Saclay

REMERCIEMENTS

La préparation de ce cours a été considérablement facilitée par l'aide importante que m'ont apportée E. Aslanides, A. Boudard, C. Djalali, J.M. Durand, C. Gaarde, J.M. Laget, J.F. Lecolley, B. Mayer, A. Richter, M. Roy-Stephan et B. Tatischeff pour l'interprétation de leurs résultats et pour la communication de certains résultats avant leur publication. Je les en remercie très vivement.

L'école Joliot-Curie est une école stimulante particulièrement sympathique et j'ai été très heureux d'y faire ce cours. Je remercie les organisateurs de cette école et en particulier Philippe Quentin pour leur invitation.

Enfin la préparation matérielle de ce manuscrit a été faite par Mme Lepage et ses collaborateurs. Je leur suis très reconnaissant pour leur aide aimable et efficace.

1 INTRODUCTION

On pense généralement que la structure nucléaire peut s'expliquer en ne tenant compte que d'un seul type de particules rigides et sans structure interne : les nucléons. Pendant très longtemps les moyens expérimentaux ne permettaient de voir que les interactions nucléaires à des distances relativement grandes, aussi cette description paraissait-elle tout à fait suffisante. On ignorait les phénomènes qui se déroulent à plus courte distance, paramétrisant ce dont on ne connaissait pas la nature, pensant que les degrés de liberté subnucléoniques ne jouaient qu'un rôle infime et d'un intérêt minime. La physique nucléaire a donc été surtout la physique des interactions entre nucléons et de leurs mouvements dans les noyaux. Elle s'est dissociée de la recherche des constituants élémentaires, de leur nature et de leurs interactions laissant entièrement ce domaine à la physique des particules.

Pour commencer à avoir en physique nucléaire une vue cohérente des effets subnucléoniques et pour dégager leur intérêt théorique, il a fallu attendre ces dernières années. Du point de vue expérimental, on a dû mettre en oeuvre des moyens techniques considérables. Une question vient évidemment tout de suite à l'esprit : "Pourquoi être allé se compliquer tellement la vie pour rechercher des phénomènes aussi rares ?"

Le nucléon n'est que l'état fondamental d'un objet complexe, le Baryon. Il possède un très grand nombre d'états excités (figure 1) qui traduisent sa structure en quarks. L'énergie minimum nécessaire pour exciter un nucléon est de 300 MeV, alors que les énergies d'excitation du noyau sont de l'ordre de quelques MeV, il pouvait donc paraître à première vue tout à fait justifié de s'attendre à ce que le nucléon reste rigide et sans structure apparente à l'échelle de la physique nucléaire. Pourtant les résultats des recherches de ces dix dernières années ont montré que ce n'était pas le cas. Les données expérimentales les plus simples ne peuvent pas faire l'objet d'explication quantitative sans avoir recours aux degrés de liberté subnucléoniques. C'est le cas par exemple des énergies de liaison des noyaux très simples comme le deutérium et le tritium, de leur moment quadripolaire et de leur moment magnétique, mais aussi de la distribution spatiale de leur charge et de leur magnétisation. On sait maintenant qu'il sera impossible de faire une description correcte de la structure du noyau en ne tenant compte que de la présence de nucléons.

Cette situation en physique nucléaire est très voisine de celle dans laquelle se trouvait la physique atomique vers 1945. La physique atomique était à cette époque une science bien établie qui aurait pu passer pour être en voie d'épuisement. On connaissait les constituants de l'atome d'hydrogène, l'électron et le proton. On savait parfaitement que l'électron et le proton échangeaient des photons, particules virtuelles qui n'intervenaient que dans la forme de l'in-

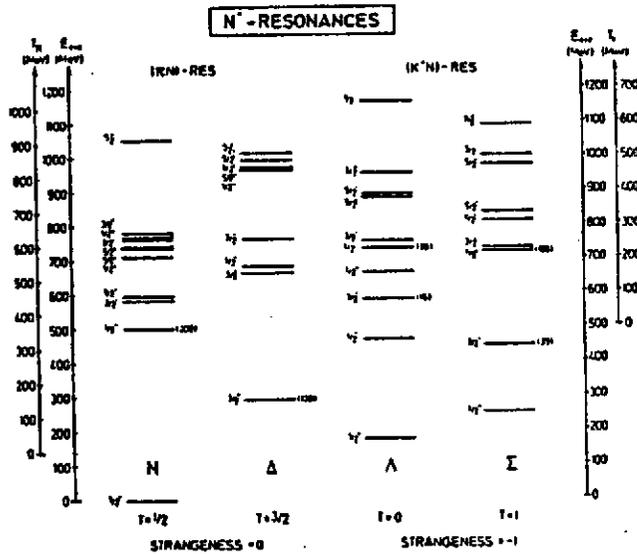


Fig. 1 - Spectre d'excitation du nucléon $1b$. On a indiqué également l'énergie cinétique T_K et T_π nécessaires au pion et au kaon pour exciter les différentes résonances.

à haute énergie. Depuis 1970 un effort très important a été consacré à développer des faisceaux de particules et des détecteurs spécialement adaptés à l'étude des effets subnucléoniques dans les noyaux. On dispose maintenant d'une moisson de résultats qui apportent à la physique nucléaire un éclairage neuf. L'objet de ce cours est de situer la frontière de la compréhension actuelle de ce domaine par quelques exemples choisis.

1.1 QUELS DEGRES DE LIBERTE FAUT-IL CONSIDERER ?

Pour expliquer les phénomènes qui se déroulent aux courtes distances intranucléaires, on doit répondre à la question : "De quels degrés de liberté faut-il tenir compte en physique nucléaire, nucléons et mésons ou bien quarks et gluons ?" La question est délicate, on souhaite aboutir à une description aussi fondamentale que possible, tout en ayant les caractères de simplicité et d'économie nécessaires à une théorie élégante. Il n'y a évidemment pas de réponse dans l'absolu, il faudra trouver la description la mieux adaptée aux problèmes étudiés.

La première idée est de tenir compte explicitement de la présence des mésons. Une approche fondée uniquement sur l'existence de nucléons et de mésons est difficile à pousser très loin.

teraction coulombienne. A priori un raffinement de l'étude de l'atome d'hydrogène n'aurait pas apporté grand chose de neuf. Pourtant, il a suffi de la découverte d'effets minuscules pour révolutionner complètement ce domaine et ouvrir la voie de l'électrodynamique quantique. Le point important est que ces effets minuscules étaient impossibles à expliquer en ne tenant compte que de la présence de l'électron et du proton. Il fallait tenir compte de la modification du champ électromagnétique due à la présence de photons. La physique nucléaire est aujourd'hui dans une situation analogue. Il ne s'agit pas de découvrir de nouveaux constituants, mais de comprendre la dynamique des interactions dans un noyau entre particules dont on connaît l'existence par la physique

Les couplages mis en jeu sont des couplages forts qui rendent les calculs incertains à l'échelle des distances très courtes. La difficulté majeure est qu'on ne connaît pas d'argument théorique pour limiter un développement en série basé sur la théorie des perturbations. Ce problème de convergence est encore aggravé parce que les couplages ne sont pas ponctuels et qu'il n'y a aucune théorie qui donne la valeur des constantes de couplage et les facteurs de forme qui apparaissent à chaque vertex d'interaction. On se heurte même à une difficulté de principe pour les échanges de mésons plus lourds que le pion. En effet, l'échange de pion se produit lorsque les nucléons sont relativement éloignés. La longueur d'onde Compton du pion est de 1.4 fm, ce qui fixe l'échelle de distance de l'échange d'un pion. Elle est comparable à la distance entre deux nucléons (1.6 fm). Pour les autres mésons, l'échange s'effectue sur une distance nettement plus courte. Le méson rho dont la masse est de 770 MeV a une longueur d'onde Compton de 0.25 fm. Si l'on se base sur une image géométrique, les nucléons se recouvrent complètement pendant l'échange du rho. On voit difficilement comment ils pourraient rester des objets inertes, leur structure interne doit forcément commencer à jouer un rôle. Il faut trouver une autre approche théorique pour les distances aussi courtes.

A présent l'une des directions de recherche les plus actives en théorie est d'essayer de faire le lien entre la description en termes de quarks et de gluons et la description en termes de nucléons et de mésons. Toutefois, la chromodynamique quantique ne s'applique dans le cadre de la théorie des perturbations qu'aux distances très courtes où les quarks se meuvent indépendamment les uns des autres, comme s'ils étaient à l'état libre. En physique nucléaire, on sait que c'est exactement l'inverse puisque les quarks sont confinés dans les nucléons. Toute la difficulté est donc de comprendre la dynamique des interactions des quarks entre la région où les quarks sont confinés et la région extérieure où se font les échanges de pions. On ne connaît pas encore de théorie du confinement et le simple calcul de la masse du nucléon à partir de la chromodynamique quantique est à lui seul un problème. Isgur et Llewellyn-Smith¹ ont calculé récemment le facteur de forme du proton et celui du pion dans un modèle basé sur une description en termes de quarks. Leur étude détaillée de la normalisation asymptotique des facteurs de forme montre que la chromodynamique quantique perturbative n'est qu'une limite asymptotique jamais atteinte en physique nucléaire. Cela montre que la compréhension de la dynamique des quarks dans un noyau est un problème nouveau. Les résultats de la collaboration EMC (European Muon Collaboration)² qui sont discutés à cette école par J.-J. Aubert montrent que, même à très haute énergie, un noyau n'est pas une simple collection de quarks qui se déplacent avec un mouvement de Fermi. Faire le lien entre la physique nucléaire et la physique des particules est donc loin d'être évident, mais c'est le défi à relever aujourd'hui.

Ce cours débutera par la présentation des deux visions extrêmes, quarks et nucléons. Le premier chapitre montrera les preuves de l'existence de particules ponctuelles à l'intérieur du noyau qui correspondent exactement aux prédictions du modèle des quarks. On verra ensuite une preuve directe de la validité du concept d'orbite de nucléons dans le noyau. La suite de ce cours sera consacrée aux degrés de liberté mésoniques. On montrera quelques exemples d'expérience où les échanges mésoniques se manifestent clairement. La dernière partie de ce cours montrera le rôle des effets subnucléoniques dans les réactions nucléaires.

1. 2 FACTEURS DE FORME NUCLEAIRES

La diffusion d'électrons mesure directement la forme des densités de charge et de magnétisation des noyaux³. Le cas le plus simple est celui d'un noyau de spin 0 pour lequel il n'y a qu'une diffusion de charge. La section efficace élastique s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{\text{Mott}} \cdot |F(q)|^2$$

σ_{Mott} est la section efficace de diffusion élastique sur une charge ponctuelle, q est le transfert d'impulsion. $F(q)$ est le facteur de forme de charge du noyau qui contient toute l'information sur la distribution spatiale de la charge. C'est la transformée de Fourier de la distribution de charge $\rho(r)$ de l'état fondamental (figure 2).

$$F(q) = \frac{4\pi}{Ze} \int_0^{\infty} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \rho(r) r^2 dr$$

La distribution de charge est déduite des mesures expérimentales par transformation de Fourier inverse. Pour résoudre les détails de la densité de charge sur une échelle de distance Δr , il faut des transferts d'impulsion q de l'ordre de :

$$q \approx \frac{\pi}{\Delta r}$$

$$\Delta r = 1 \text{ fm} \quad \leftrightarrow \quad q = 3 \text{ fm}^{-1} (600 \text{ MeV}/c)$$

$$\Delta r = 0.1 \text{ fm} \quad \leftrightarrow \quad q = 30 \text{ fm}^{-1} (6 \text{ GeV}/c)$$

Lorsque $q \rightarrow \infty$ le comportement du facteur de forme va nous renseigner sur le caractère ponctuel des constituants de la cible.

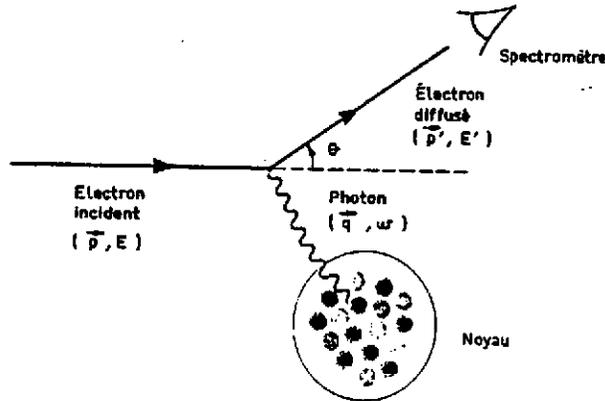
- Si la distribution de charge a une extension spatiale finie, son facteur de forme décroît et tend vers 0.

- Pour une charge ponctuelle $F(q) = \text{Cte}$

1.3 FONCTIONS DE STRUCTURE

Lorsque la cible a un spin, comme c'est le cas du nucléon, on doit tenir compte de l'interaction entre le spin de l'électron et le spin de la cible qui donne lieu à une interaction magnétique. La section efficace s'écrit alors :

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



$A(Q^2)$ et $B(Q^2)$ sont les fonctions de structure de la cible. Ce sont des invariants relativistes qui s'expriment comme des combinaisons linéaires des facteurs de forme électrique et magnétique. $B(Q^2)$ est directement proportionnel au facteur de forme magnétique, transformée de Fourier de la densité de magnétisation du noyau.

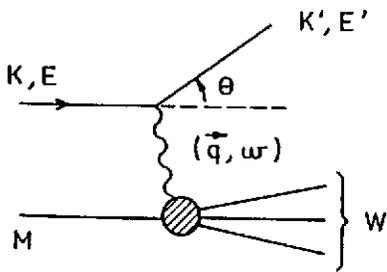
Fig. 2 - Schéma de principe de la diffusion d'électrons sur un noyau

Dans le cas de la diffusion inélastique, la section efficace dépend de deux quantités, le transfert d'impulsion q et le transfert d'énergie ν au noyau. On utilise les variables suivantes :

$Q^2 = -q_\mu^2$ Quadri-transfert de moment, $\nu = E' - E$ Transfert d'énergie au noyau, $x = Q^2/2M\nu$ Variable de Bjorken, $y = \nu/E$ Fraction d'énergie transférée à la cible (figure 3).

La section efficace inélastique s'écrit en fonction de ces variables⁴ :

$$\frac{d\sigma}{d\nu d\Omega} = \frac{4\alpha^2}{Q^2} E'^2 \left[\frac{F_2(Q^2, \nu)}{\nu} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2 \frac{F_1(Q^2, \nu)}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$



$Q^2 = \vec{q}^2 - \omega^2$ et $F_1(z, \nu)$ et $F_2(x, \nu)$ sont les fonctions de structure inélastiques qui correspondent aux deux états de polarisation du photon virtuel échangé par l'électron et le noyau cible au moment de l'interaction.

$\nu = E - E'$

$x = \frac{Q^2}{2M\nu}$

$y = \frac{\nu}{E}$

Fig. 3 - Schéma de principe de la diffusion profondément inélastique d'électrons

La figure 4 montre la réponse du noyau à une excitation électromagnétique. L'axe Q^2 correspond à l'absorption totale de photons, excitation purement transverse dominée par la résonance géante au dessous du seuil de pions et par la résonance Delta au dessus. La diffusion de leptons se fait par échange de particules virtuelles, elle permet donc de varier q et ν indépendamment et par conséquent de balayer tout le plan (Q^2, ν) . En jouant

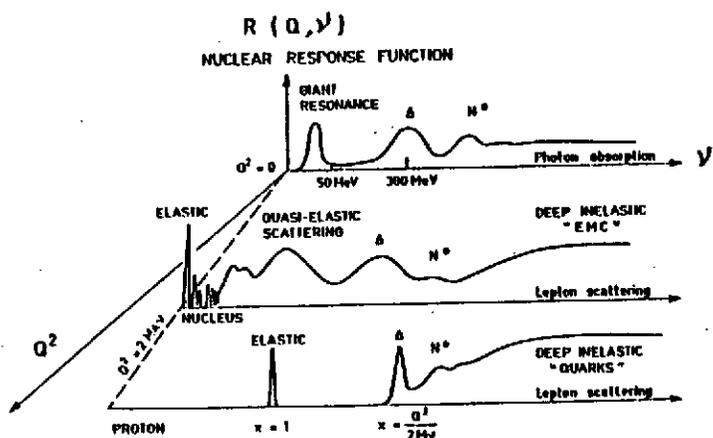


Fig. 4 - Fonction de réponse d'un noyau aux sondes électromagnétiques, photons ($Q^2 = 0$; $\frac{1}{2}Q^2 = \omega^2$) et leptons $Q^2 = q^2 - \omega^2 \neq 0$. La comparaison de la diffusion lepton-proton et lepton-noyau montre l'effet du mouvement des nucléons dans le noyau.

sur les conditions cinématiques, on peut varier la polarisation des particules échangées et séparer les différentes fonctions de structure qui forment la fonction de réponse totale. On a représenté sur cette figure la diffusion sur le proton et sur un noyau lourd. Cela permet de voir l'effet du mouvement de Fermi des nucléons dans la diffusion quasi élastique sur un noyau lourd. Ce mouvement se traduit par un élargissement qui est l'effet du milieu nucléaire sur les nucléons. L'intérêt de cette figure est de présenter comme un tout cohérent les différentes régions d'étude du noyau abordées par la physique nucléaire et la physique des particules. Cette dernière se concentrant sur la diffusion profondément inélastique où simultanément Q^2 et $\nu \rightarrow \infty$. La figure 5 montre de façon schématique la variation de la section efficace électron-noyau en fonction du transfert d'impulsion q . Si l'on désigne par R le rayon du noyau, on distingue essentiellement trois régions :

- La région des faibles transferts : $q \ll 1/R$

Seule la diffusion élastique se manifeste par un pic isolé situé à :

$$E' = E - \frac{q^2}{2 M_{\text{noyau}}}$$

Le noyau se comporte comme un objet rigide et inerte de rayon R que l'on mesure par la variation du facteur de forme de son état fondamental :

$$F(q) = 1 - \frac{q^2 R^2}{6} + \dots$$

- La région des moyens transferts : $q = 1/R$

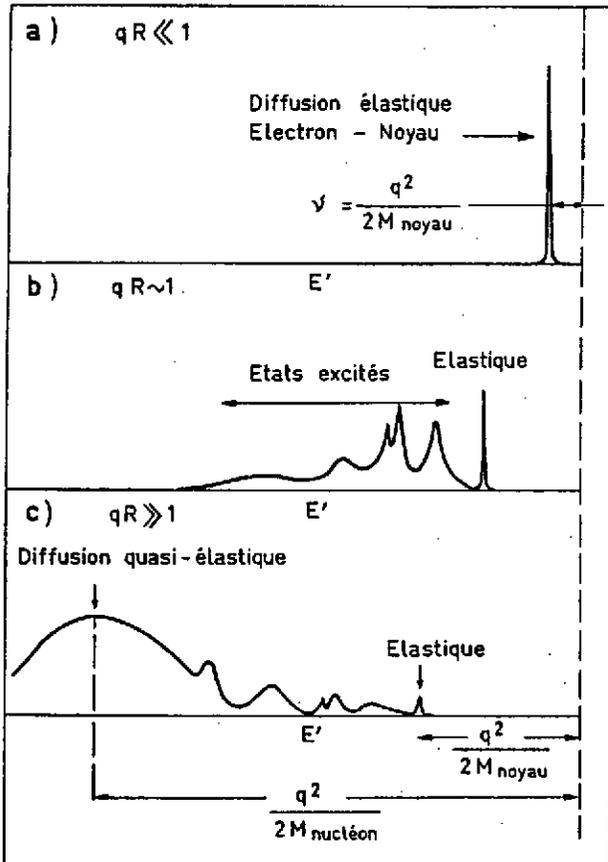
On observe différents états du noyau à basse énergie. Le noyau est excité par des transitions inélastiques à une particule ou par des effets collectifs. La diffusion est cohérente car le noyau recule dans son ensemble. Les états finals du noyau sont bien séparés par différentes valeurs de v .

- La région des grands transferts : $q \gg 1/R$

L'intensité des processus cohérents est beaucoup plus faible à grand transfert à cause de la décroissance de leurs facteurs de forme. Le phénomène nouveau est l'apparition d'une bosse très large dont le maximum est situé à :

$$E' = E - \frac{q^2}{2 M_{\text{nucléon}}}$$

Dans cette région l'énergie de recul est entièrement absorbée par un nucléon comme s'il était quasiment libre. S'il était totalement libre, on ne verrait qu'un pic étroit. C'est le mouvement de Fermi des nucléons dans un potentiel moyen qui provoque un élargissement analogue à l'effet Doppler.



On voit ici qu'en augmentant le transfert d'impulsion on finit par mettre en évidence les constituants du noyau, les nucléons. De même, la diffusion profondément inélastique sur le nucléon va faire apparaître les constituants du nucléon, les quarks. Comme ce sont des particules ponctuelles elles ne se manifestent pas sous forme d'un pic à une énergie déterminée mais par les propriétés asymptotiques des fonctions de structure lorsque ($Q^2 \rightarrow \infty$ et $\nu \rightarrow \infty$).

Fig. 5 - Réponse du noyau à la diffusion d'électrons en fonction du transfert d'impulsion $q = |\vec{q}|$. D'après Perkins ³

2 LA PRESENCE DE QUARKS ET DE GLUONS

2. 1 VOIR DES PARTICULES PONCTUELLES. INVARIANCE D'ECHELLE.

Le modèle des quarks a pour origine une certaine régularité dans les masses des multiplets de hadrons, leurs moments magnétiques et d'autres propriétés statiques. Ce modèle, basé sur la symétrie SU(3), a été développé par Gell-Mann et Zweig¹⁷ en 1964 sur une hypothèse purement mathématique. Aujourd'hui on n'a toujours pas observé de quarks à l'état libre. Néanmoins il existe maintenant toute une série d'observations expérimentales qui apportent des preuves indiscutables de l'existence de constituants ponctuels, de spin $\frac{1}{2}$ et de charges fractionnaires à l'intérieur du noyau. On se limitera dans ce cours à voir quelques exemples simples du succès du modèle des quarks.

Si les nucléons ne contenaient que des constituants de taille finie, les fonctions de structure $F_1(Q^2, \nu)$ et $F_2(Q^2, \nu)$ tendraient vers zéro lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$, comme un facteur de forme habituel.

Pour un état donné de masse M^* fixé du nucléon, on observe effectivement que $F_1(Q^2, M^*)$ et $F_2(Q^2, M^*) \rightarrow 0$ lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$.

La mise en évidence de constituants ponctuels dans le nucléon a été faite en vérifiant au SLAC en 1968 l'hypothèse d'invariance d'échelle (scaling) proposée par Bjorken en 1967. Lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$ et $\nu \rightarrow \infty$ simultanément, si la fonction $F(Q^2, \nu)$ reste finie alors elle ne doit dépendre que du rapport sans dimension $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$ qui reste une quantité finie. La diffusion d'électrons au SLAC a montré clairement que pour une valeur de x donnée, $F_2(Q^2, x) = \text{constante}$ lorsque $Q^2 \rightarrow \infty$. En 1969 Feynman¹⁸ a donné une interprétation de l'invariance d'échelle dans le modèle des partons. Il a montré que x correspond à la fraction de la masse du nucléon $x = \frac{m}{M}$ portée par une particule ponctuelle, le parton.

2. 2 LE SPIN, LA CHARGE ET LA DISTRIBUTION DES QUARKS.

Pour montrer que ces partons correspondent bien aux quarks, il faut, également mettre en évidence leur spin $\frac{1}{2}$ et leur charge fractionnaire $\frac{2}{3}$ (up), $-\frac{1}{3}$ (down). La section efficace inélastique s'écrit en fonction de x

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4 \pi \alpha^2}{Q^4} \left(\frac{E'}{E} \right) \left(F_2(x) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{q^2}{2 M^2 x^2} 2x F_1(x) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \frac{1}{x}$$

ce qui s'écrit encore puisque $x = \frac{m}{M}$ (donc $M^2 x^2 = m^2$)

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4 \pi \alpha^2}{Q^4} \left(\frac{E'}{E} \right) \left(F_2(x) \left[\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2 m^2} \cdot \frac{2x F_1(x)}{F_2(x)} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right] \right) \frac{1}{x}$$

Or la section efficace de Dirac pour une particule ponctuelle de spin $\frac{1}{2}$ et de charge Z_e s'écrit:

$$\frac{d^2 \sigma}{dQ^2 dx} = \frac{4 \pi \alpha^2 Z^2}{Q^4} \left(\frac{E'}{E} \right) \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{Q^2}{2 m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

On voit immédiatement en comparant les deux formules que le spin $\frac{1}{2}$ est caractérisé par :

$$\frac{2 x F_1(x)}{F_2(x)} = 1 \text{ (Relation de Callan-Gross) }^{20}$$

Si le spin des partons était nul, il n'y aurait pas de terme en $\sin^2 \frac{\theta}{2}$ qui est dû à l'interaction entre le spin de l'électron et le spin de la cible. On aurait alors :

$$\frac{2 x F_1(x)}{F_2(x)} = 0$$

La diffusion d'électrons au SLAC ¹⁹ montre un accord remarquable des données expérimentales avec la relation de Callan-Gross, prouvant que les partons ont un spin $\frac{1}{2}$. Il en existe une autre confirmation par la mesure du rapport entre les sections efficaces longitudinales et transverses mesurées par diffusion de leptons, soit neutrinos au CERN ⁵ par la collaboration CDHS (CERN-Dortmund-Heidelberg-Saclay) ou électrons au SLAC ⁶ :

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(x) - 2 x F_1(x)}{2 x F_1(x)}$$

Pour un spin 0 $R \rightarrow \infty$, pour un spin $\frac{1}{2}$ $R \rightarrow 0$

On trouve expérimentalement

$$R = 0.10 \pm 0.07 \text{ diffusion de neutrinos (CDHS) }^5$$

$$R = 0.21 \pm 0.10 \text{ électrons (SLAC-MIT) }^6$$

qui confirment parfaitement la valeur du spin $\frac{1}{2}$ des partons.

La comparaison de la diffusion de neutrinos et d'antineutrinos permet de séparer les fonctions de structure des quarks de valence et des quarks de la mer qui correspondent à des paires quark-antiquarks $q \bar{q}$. Les fonctions de structure peuvent s'interpréter comme des combinaisons linéaires des distributions en impulsions des quarks $Q(x)$ et des antiquarks $\bar{Q}(x)$. Nous avons vu qu'en diffusion d'électrons il y a deux hélicités possibles du photon. La diffusion de neutrinos et d'antineutrinos se fait par échange de bosons intermédiaires $W \pm$ sans conservation de la parité. Il y a donc 3 états d'hélicité pour les bosons intermédiaires alors qu'il n'y en avait

que deux pour les photons. Il apparaît donc pour les neutrinos une troisième fonction de structure $F_3(x)$ identique pour les antineutrinos mais de signe opposé.

En fonction des variables x et $y = \frac{\nu}{E}$ la section efficace de diffusion de neutrinos sur des

noyaux s'écrit :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx dy} = \frac{G^2 M E}{2 \pi} \{ [F_2^{\nu}(x) + x F_3^{\nu}(x)] + [F_2^{\bar{\nu}}(x) - x F_3^{\bar{\nu}}(x)] (1-y)^2 \}$$

$$F_2^{\nu}(x) = x (Q(x) + \bar{Q}(x))$$

En combinant les résultats de la diffusion de neutrinos et d'antineutrinos :

$$\frac{x [F_3^{\nu}(x) + F_3^{\bar{\nu}}(x)]}{2} = x \bar{F}_3^{\nu}(x) = x (Q(x) - \bar{Q}(x))$$

La distinction entre quarks de valence (ν) et quarks de la mer permet d'écrire :

$$Q(x) = Q_v(x) + 2 Q_s(x)$$

$$\bar{Q}(x) = Q_s(x)$$

On peut alors définir des densités de quarks en fonction de leur impulsion :

densité totale : $x (Q(x) + 2 Q_s(x)) = F_2^{\nu}(x)$

densité de valence : $x Q_v(x) = x \bar{F}_3^{\nu}(x)$

densité de la mer : $x Q_s(x) = \frac{1}{2} [F_2^{\nu}(x) - x \bar{F}_3^{\nu}(x)]$

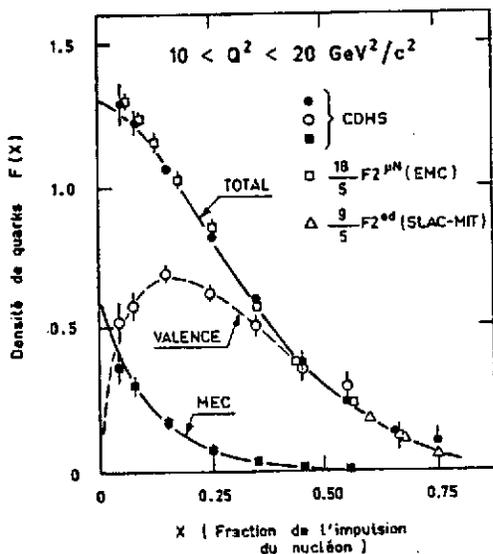


Fig. 6 - Fonctions de structure des quarks et des anti-quarks de la mer^{5,6}. La densité totale des quarks est égale à la somme de la densité des quarks de valence et de la densité des antiquarks de la mer multipliée par 2 pour tenir compte des paires Q, \bar{Q} .

La figure 6 montre les résultats expérimentaux de la mesure de ces distributions par diffusion de neutrinos et d'antineutrinos par la collaboration CDHS au CERN. On a également reporté les résultats des mesures des fonctions de structure par diffusion d'électrons (SLAC-MIT) et par diffusion de muons au CERN (EMC). Pour faire cette comparaison il faut renormaliser les fonctions de structure suivant la nature de la sonde, en tenant compte des charges fractionnaires

2
 - pour le quark up et $-\frac{1}{3}$ pour le quark down.
 3

Pour un lepton chargé $F_2^e(x) = x \left[\frac{1}{9} (d + \bar{d}) + \frac{4}{9} (u + \bar{u}) \right]$

Pour un lepton neutre $F_2^\nu(x) = x \left[(d + \bar{d}) + (u + \bar{u}) \right]$

On en déduit $F_2^\nu(x) = \frac{18}{5} F_2^e(x)$ dans le modèle des quarks. C'est cette relation qu'on vérifie sur la figure 6 avec un accord excellent entre leptons chargés et leptons neutres. C'est une preuve directe de l'existence de charges fractionnaires dans le noyau portées par des particules ponctuelles de spin $\frac{1}{2}$ qui correspondent exactement aux hypothèses théoriques du modèle des quarks.

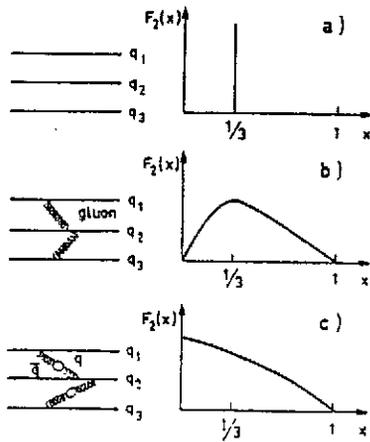


Fig. 7 - Fonction de structure du nucléon $F_2(x)$ (d'après Flugge ⁴)
 a) forme de $F_2(x)$ si les quarks étaient totalement indépendants.
 b) modification due à l'échange des gluons entre les quarks.
 c) effet de la création de paires quark-antiquarks dans l'échange de gluons (polarisation du vide).

La figure 7 est une illustration schématique pour comprendre la forme de la distribution d'impulsion totale $F_2(x)$ dans le nucléon. Si les quarks étaient complètement indépendants chacun d'entre eux aurait une fraction égale $x = \frac{1}{3}$ de l'impulsion totale (figure 7a). $F_2(x)$ serait une fonction δ . Du fait de l'échange de gluons on a un mouvement de Fermi qui élargit la distribution (figure 7b). La polarisation du vide se traduit dans l'échange de gluons par la création de paires quark-antiquarks $q \bar{q}$ qui créent une divergence infra-rouge et font remonter $F_2(x)$ pour $x \rightarrow 0$ (figure 7c).

Les résultats de la collaboration CDHS ⁵ montrés sur la figure 6 permettent alors des conclusions quantitatives très précises sur la présence de quarks et de gluons.

- nombre de quarks de valence :

$$\int_0^1 (Q(x) - \bar{Q}(x)) dx = \int_0^1 \frac{x F_3(x)}{x} dx = 3,2 \pm 0,5$$

- fraction de l'impulsion totale portée par les quarks de valence :

$$\int_0^1 x (Q(x) - \bar{Q}(x)) dx = \int_0^1 x F_3(x) dx = 0,32 \pm 0,01$$

- fraction de l'impulsion totale portée par l'ensemble des quarks :

$$\int_0^1 x (Q(x) + \bar{Q}(x)) = \int_0^1 F_2(x) dx = 0,45 \pm 0,01$$

Fraction de l'impulsion totale portée par les quarks :

$$\int_0^1 2x \bar{Q}(x) dx = \int_0^1 [F_2(x) - x F_3(x)] dx = 0,13 \pm 0,01$$

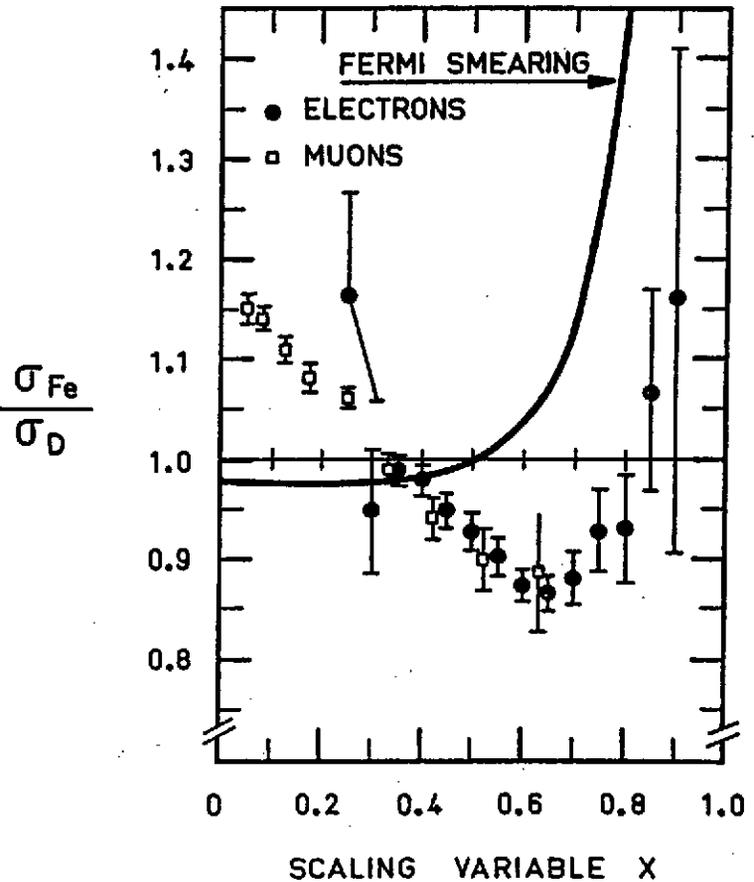
On a donc une confirmation impressionnante de la validité du modèle des quarks mettant en évidence les résultats suivants :

- 1) Le nucléon contient des particules ponctuelles par l'invariance d'échelle $F_2(x, Q^2) \approx F_2(x)$
- 2) Ces particules ont un spin $\frac{1}{2}$. ($F_2(x) = 2 \times F_1(x)$)
- 3) La comparaison des sections efficaces de diffusion de neutrinos, antineutrinos, électrons et muons montrent que ces particules ont exactement les charges fractionnaires prédites par le modèle des quarks.
- 4) On trouve bien trois quarks de valence.
- 5) Les quarks de valence portent 32 % de l'impulsion du nucléon, les quarks de la mer portent une fraction de 11 %, ce qui correspond à un total de 45 % seulement. Les gluons possèdent donc une fraction de 55 % de l'impulsion totale.

2.3 L'EFFET EMC

Il existe un certain nombre d'effets comme par exemple la création de paires de quarks charmés ou des termes d'ordre supérieur (higher-order twist) qui conduisent à des violations du phénomène d'invariance d'échelle. Ces effets dépendent de x et de v et de la nature de la sonde, mais pas du nombre de nucléons dans la cible, puisque les quarks sont confinés dans les nucléons. La diffusion de muons de haute énergie par la collaboration EMC au CERN² montre une différence importante entre le deutérium et le fer. Le rapport des sections efficaces de diffusion sur le Fer et le Deutérium est montré sur la figure 8. Il ne suit pas du tout la prédiction du mouvement de Fermi. Ces résultats sont confirmés par la diffusion d'électrons au SLAC. Cette différence entre le deutérium et le Fer intrigue beaucoup les théoriciens, car on ne voit pas comment les quarks confinés dans les nucléons seraient sensibles à la structure du milieu dans lequel se trouvent les nucléons. C'est la première fois qu'on a mis en évidence un tel phénomène. On avance actuellement plusieurs hypothèses théoriques très différentes pour l'expliquer, modification du nuage de pions, augmentation de 15 % de la taille du nucléon dans le Fer, etc. On cherche actuellement une vérification expérimentale qui permettrait de déterminer laquelle de

Fig. 8 - L'effet EMC. On observe une déviation importante du rapport $\sigma_{\text{Fe}}/\sigma_{\text{Deutérium}}$ dans la diffusion profondément élastique de muons au CERN² et d'électrons au SLAC¹⁶. Cette déviation est incompatible avec un simple mouvement de Fermi



ces explications est la bonne. Il faut noter que l'effet EMC correspond à Q^2 et $\nu \rightarrow \infty$, ce qui correspond à une situation très différente de la physique nucléaire habituelle. On ne peut donc pas en tirer des conclusions directes pour la structure des noyaux. L'effet EMC sera discuté plus en détail par J-J Aubert à cette école.

3 LA DESCRIPTION DU NOYAU EN TERMES DE NUCLEONS

La description classique de l'état fondamental d'un noyau lourd est basée sur le concept de nucléons qui se déplacent dans un potentiel moyen ⁷. Nous allons maintenant examiner les limites de validité de cette description.

3.1 L'APPROXIMATION DE CHAMP MOYEN

Les nucléons sont constamment en mouvement dans un noyau atomique. Ils se répartissent à l'intérieur du noyau suivant une distribution spatiale qui dépend de leurs interactions et qui est caractéristique de l'état quantique du noyau. La forme de la distribution d'un nucléon est donnée par une fonction d'onde qu'on ne sait pas calculer exactement. Pour la déterminer, on remplace le système de nucléons en interaction par un système fictif de particules indépendantes qui se déplacent librement dans un potentiel moyen en s'inspirant du modèle atomique pour les électrons. Les nucléons obéissent au principe d'exclusion de Pauli et ne peuvent donc pas se placer dans des états du noyau déjà occupés. La partie à courte portée de leur interaction se trouve alors presque neutralisée, et chaque nucléon est soumis essentiellement à un potentiel résultant de la moyenne des interactions avec tous les autres nucléons. Le grand succès du modèle à particules indépendantes est de fournir une interprétation simple des nombres "magiques" de nucléons, pour lesquels le noyau est beaucoup plus stable. Il montre en effet que les particules se placent successivement dans des états d'énergie bien déterminée avec une certaine régularité. La stabilité maximale du système est atteinte lorsqu'une couche est remplie. Le cadre théorique de ce modèle est le seul qui permette aujourd'hui d'aboutir à une description microscopique cohérente de la structure du noyau et de ses déformations, ainsi que d'une grande variété de processus tels que la fission ou la collision d'ions lourds.

Toutefois dans cette approximation de champ moyen, les effets de corrélations à courte portée ne peuvent être pris en compte que partiellement. Il existe toujours une partie résiduelle des interactions qu'on ne peut inclure dans un potentiel moyen. Par principe le calcul doit conduire à une énergie de l'état fondamental identique à celle d'un système de nucléons en interactions mutuelles. Par contre la théorie ne permet pas du tout d'assurer que d'autres observables sont correctement reproduites en utilisant ce potentiel moyen. Toute observable autre que l'énergie de l'état fondamental du noyau, dépend du détail des fonctions d'onde et n'a par conséquent aucune raison d'être identique pour la fonction d'onde de particules indépendantes et la fonction d'onde réelle. La question fondamentale est alors de savoir jusqu'à quel point on

peut représenter correctement la réalité physique avec les fonctions d'onde de particules indépendantes dans le calcul de la structure du noyau.

3.2 LA DISTRIBUTION SPATIALE DES NUCLEONS

C'est la mesure de la distribution de charge nucléaire qui apporte aujourd'hui la réponse la plus claire à cette question. La densité de charge nucléaire est égale à la somme des densités de protons. Sa mesure apporte donc des renseignements détaillés sur la répartition des nucléons dans le noyau, c'est-à-dire sur les fonctions d'ondes radiales. On sait maintenant faire des mesures de grande précision en étudiant la diffusion des électrons de haute énergie (quelques centaines de MeV) par le champ électromagnétique du noyau. Les électrons sont des particules ponctuelles qui pénètrent au cœur des noyaux sans perturber leur structure ni être absorbés

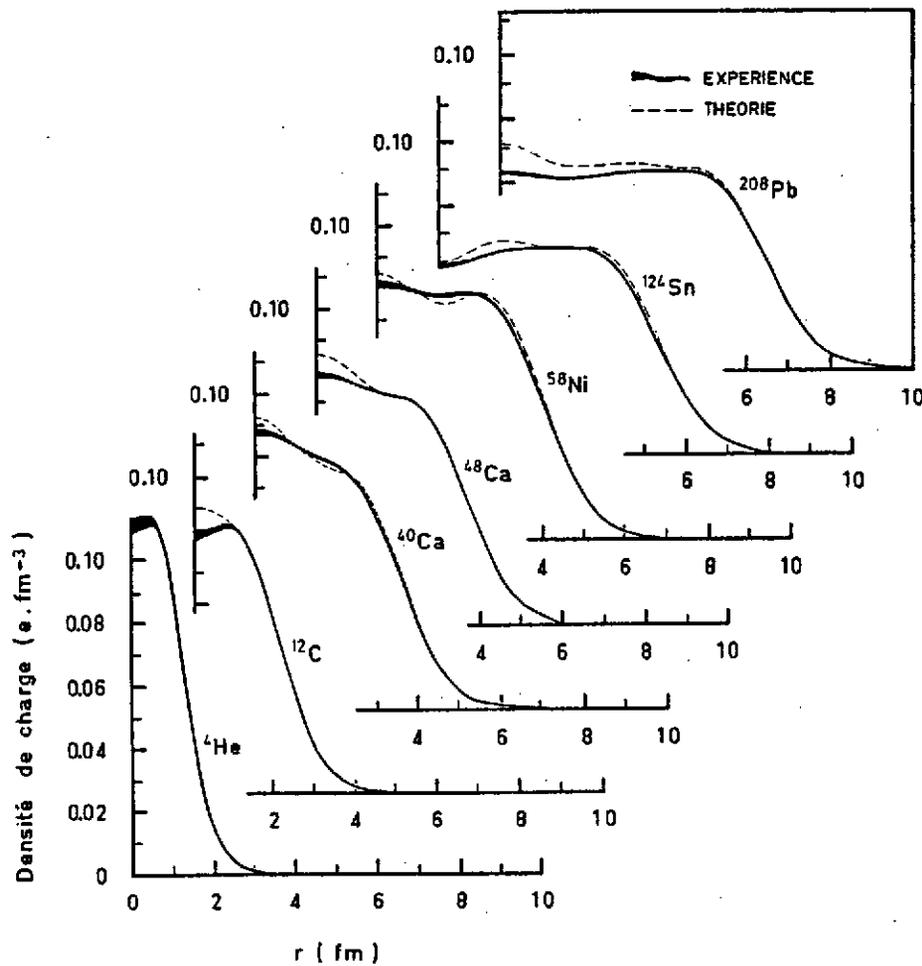


Fig. 9 - Densités de charge nucléaires. Les courbes en traits pleins donnent la mesure de l'incertitude expérimentale obtenue en combinant les résultats de la diffusion d'électrons et ceux des transitions X dans les atomes muoniques. Les prédictions théoriques sont faites dans l'approximation du champ moyen avec la force de Cogny ¹¹.

à leur surface. Ils sondent la structure des noyaux avec un rayonnement électromagnétique dont la longueur d'onde est d'autant plus courte que leur énergie est élevée. L'interprétation des résultats est particulièrement simple : la relation entre la section efficace de diffusion élastique des électrons et la densité de charge de l'état fondamental est très voisine d'une transformation de Fourier. Les ensembles de sections efficaces qui existent maintenant permettent de déterminer la densité de charge des noyaux à 1 % près. La figure 9 montre la comparaison entre les distributions de charge déduite de l'expérience ⁸ et les prédictions de la théorie pour un ensemble de noyaux à couches fermées. Les courbes théoriques ont été déterminées en supposant l'existence d'un champ moyen. Le calcul utilise une méthode self-consistante (Hartree-Fock) avec une force dépendant de la densité nucléaire, ce qui permet de simuler une partie de l'effet des corrélations. La forme générale de la densité de charge est correctement décrite par cette approche théorique. Mais on remarque une surestimation systématique des oscillations dans la partie centrale. De façon paradoxale, le désaccord est le plus important pour le ²⁰⁸Pb, qui semblait a priori le noyau le mieux adapté à une description en termes de champ moyen. C'est un noyau lourd, stable, à couches fermées en neutrons et en protons, très rigide et sphérique. Ces conditions auraient dû en principe favoriser une description en termes de particules indépendantes. Néanmoins, il est impossible de reproduire la forme de la densité centrale. La diffusion d'électrons montre donc clairement qu'il n'est pas possible de décrire la partie centrale du noyau en se limitant à un modèle de particules indépendantes.

Il reste donc à mettre en évidence la nature exacte du désaccord entre expérience et théorie. Pour aller plus loin il faut examiner la contribution individuelle des protons à la distribution de charge nucléaire. Seuls les états de moment angulaire nul (désignés par la dénomination spectroscopique 1s, 2s ou 3s, suivant leur nombre quantique principal) ont une contribution non nulle au centre du noyau. Le désaccord observé au centre du noyau de ²⁰⁸Pb provient donc d'un défaut dans la description théorique des protons dans les états s. Chacun de ces états peut contenir deux protons. Lorsqu'on compare leurs contributions respectives à la densité de charge, telle que la théorie les prévoit, les oscillations de la distribution sont peu marquées pour les états 1s et 2s. Au contraire la distribution de charge de l'état 3s présente des oscillations de grande amplitude et de courte longueur d'onde. La "bosse" de charge, prédite par la théorie au centre du ²⁰⁸Pb est attribuable à la présence des deux protons de l'état 3s. Il est donc logique d'imputer l'absence totale de cette bosse dans la densité expérimentale à une estimation incorrecte de la fonction d'onde 3s. L'effet des corrélations entre nucléons, que l'on a négligées, pourrait se manifester de deux façons : soit par un dépeuplement partiel de l'état 3s, soit par une déformation de la fonction d'onde radiale.

3.3 LE CONCEPT DE NUCLEON A-T-IL UN SENS AU CENTRE DU NOYAU ?

On a donc cherché à isoler la contribution de l'orbite 3s. On ne peut pas mesurer la diffusion d'électrons sur un seul proton 3s dans le ^{208}Pb . On peut cependant tirer parti du fait que cette orbite est la dernière orbite de protons occupée dans les isotopes du plomb : on peut mesurer la différence de charge entre deux noyaux voisins, qui ne diffèrent que d'un proton situé dans l'orbite 3s. Le plus simple serait d'étudier la différence de charge entre le ^{208}Pb et le ^{207}Tl , mais ce dernier est un isotope instable avec lequel on ne peut pas faire de cible. Cette mesure a donc été faite sur les noyaux de ^{206}Pb et de ^{205}Tl , qui sont tous les deux stables. A priori, il peut paraître difficile d'isoler l'effet d'une seule fonction d'onde, car lorsqu'on ajoute ou on enlève un nucléon dans un noyau, il y a des effets importants de réarrangement des nucléons qu'il faut pouvoir séparer. Ces effets de polarisation sont très difficiles à calculer et leur soustraction est généralement ambiguë. Des essais antérieurs n'avaient pas

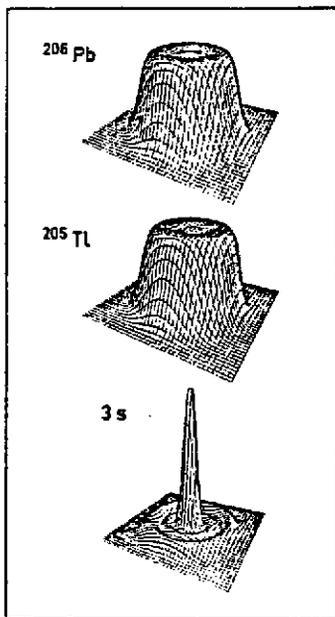


Fig. 10 - Principe de la mesure de la forme de la densité de charge du proton 3s. On mesure séparément la densité de charge du ^{206}Pb et du ^{205}Tl et on fait la différence. La densité de charge du proton 3s est multipliée par 2 sur cette figure.

abouti parce que la nature des orbites étudiées ne permettait pas de faire ressortir l'effet recherché par rapport aux effets de polarisation. Le cas de l'orbite 3s échappe à cette difficulté, en raison de sa forme très particulière. Elle est constituée d'un grand pic au centre du noyau, suivi d'oscillations amorties (figure 10). Le fait important est que sa longueur d'onde est beaucoup plus courte que celles des autres fonctions d'onde de protons dans le plomb. Cela signifie que par transformée de Fourier, son effet dans l'espace des impulsions est situé à un transfert q beaucoup plus élevé que celui des autres orbites. De plus, la forme de la densité de charge associée aux protons situés dans l'orbite 3s est très voisine de celle d'une fonction de Bessel sphérique $j_0(q_0 r)$, avec $q_0 = 2 \text{ fm}^{-1}$. La diffusion élastique d'électrons à un transfert d'impulsion q mesure précisément le recouvrement de la densité de charge avec la fonction de Bessel sphérique $j_0(qr)$. Pour la 3s, on a un recouvrement très élevé, autour de la région de 2 fm^{-1} . On peut donc isoler l'effet de l'orbite 3s par la mesure des différences de charge entre le ^{205}Tl et le ^{206}Pb . Pour cela on mesure la déviation entre les sections efficaces expérimentales sur ces noyaux dans la région où l'on attend l'effet de l'orbite 3s, c'est-à-dire à un transfert d'impulsion $q_0 = 2 \text{ fm}^{-1}$.

Une première expérience avait été faite à Mayence ⁹, il y a quelques années, avec l'accélérateur de 300 MeV. Les mesures avaient été faites avec précision jusqu'à des transferts d'environ 1.8 fm^{-1} , mais au-delà les incertitudes expérimentales étaient trop grandes pour observer l'effet attendu. L'expérience décisive a été faite récemment à Saclay ¹⁰, avec l'accélérateur linéaire d'électrons de 700 MeV.

La figure 11 montre la variation du rapport entre les sections efficaces de ^{205}Tl et ^{206}Pb , en fonction de l'impulsion transférée au noyau. On a représenté l'ensemble des données expérimentales prises à Mayence et à Saclay. L'effet de la couche 3s prévu par le modèle à particules

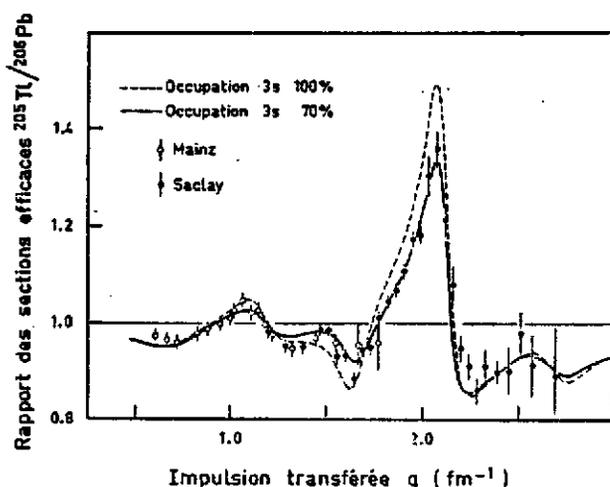


Fig 11 - Rapport des sections efficaces de diffusion élastique d'électrons $^{206}\text{Pb}/^{205}\text{Tl}$ ^{9,10}. Le pic situé à 2 fm signe de façon absolue la présence de l'orbite 3s. Aucun autre effet ne pourrait créer ce pic. Les deux courbes correspondent à des occupations différentes de l'orbite 3s par Campi ¹².

indépendantes est un pic de forte amplitude se détachant nettement des légères fluctuations entre noyaux voisins. Le résultat expérimental présente avec cette prédiction une similitude remarquable. La phase et la forme des oscillations prévues par la théorie sont en parfait accord avec l'expérience, seule leur amplitude est réduite de 30 % à 35 % de façon à peu près uniforme. L'analyse de Fourier de la différence de charge entre le ^{205}Tl et le ^{206}Pb montre que l'effet de la couche 3s est complètement découpé de celui des autres couches. Seule la structure radiale particulière de cette couche peut produire le "pic" observé dans l'espace des impulsions.

L'analyse des données pour chaque noyau permet de déterminer séparément chaque distribution de charge. On détermine ensuite la différence des deux distributions. Cette différence provient de deux effets distincts :

- l'addition d'un proton dans la couche 3s est a priori l'effet le plus important. Dans le cadre du modèle à particules indépendantes, on s'attend a priori à ce que ce proton soit situé uniquement sur cette orbite. Mais sous l'effet d'interactions résiduelles, il peut peupler partiellement plusieurs orbites d'énergies voisines.

- une légère augmentation de taille du noyau, due à sa compressibilité, et qui modifie légère-

ment la taille de l'orbite 3s lorsqu'on passe d'un noyau à l'autre.

La figure 12 montre le comportement radial de la différence $\rho(r)$ entre les densités de charge du ^{206}Pb et du ^{205}Tl . L'incertitude expérimentale est très faible. On détermine très clairement une forme oscillatoire caractéristique de la distribution spatiale de l'orbite 3s. C'est la première fois qu'on peut visualiser de manière si détaillée comment se répartit une particule sur une orbite quantique. On voit sur la figure qu'à l'intérieur du noyau, expérience et théorie présentent la même similitude remarquable qu'on avait observée sur la figure dans l'espace des impulsions. On voit clairement la réduction de l'amplitude expérimentale de 30 à

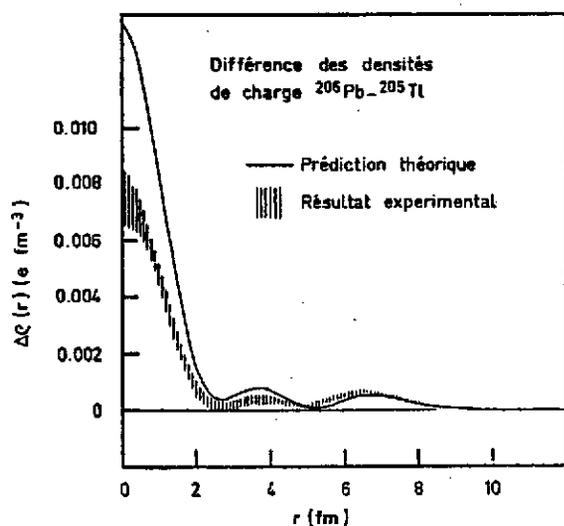


Fig. 12 - Différence des densités de charge ^{206}Pb - ^{205}Tl . La prédiction théorique est obtenue en convoluant à la densité ponctuelle l'effet de taille finie du proton. A l'intérieur du noyau on observe une similitude de forme remarquable qui montre la validité du concept d'orbite de nucléons au centre du noyau. La bande hachurée est l'incertitude expérimentale ¹⁰.

35 %, depuis le centre du noyau jusqu'à sa surface ($r = 5$ fm). On met en outre en évidence une information supplémentaire : on retrouve la fraction de charge qui a quitté la région centrale du noyau répartie en surface de façon à peu près uniforme. Pour $r > 5$ fm, la différence de densité de charge expérimentale est plus élevée que la prédiction théorique.

On peut alors interpréter la nature du désaccord entre expérience et théorie au centre des noyaux. Selon l'hypothèse fondamentale du modèle à particules indépendantes, un état situé au-dessous du niveau de Fermi est complètement occupé, alors qu'un état situé au-dessus est vide. Une réduction d'amplitude de 35 % signifie que contrairement à cette hypothèse le taux d'occupation de l'orbite 3s n'est que de 65 %. Les corrélations dépeuplent l'orbite 3s d'autant plus fortement que c'est l'orbite occupée la plus proche

du niveau de Fermi. Ce dépeuplement est réalisé au profit d'autres orbites situées au-dessus du niveau de Fermi et que l'expérience ne permet pas d'isoler.

Ce résultat modifie la conception habituelle que l'on a des noyaux magiques. Ceux-ci sont décrits généralement comme des noyaux à couches fermées parce que l'effet des interactions résiduelles y est considéré comme négligeable. La mesure des distributions de charge de ces noyaux

montre que ce n'est qu'une description approchée. Bien que l'expérience apporte une preuve de la validité du concept d'orbite de particules indépendantes, elle montre sans ambiguïté que la répartition des nucléons sur ces orbites est profondément modifiée par les interactions résiduelles. Les noyaux magiques ne sont donc pas strictement des noyaux à couches fermées et il faut tenir compte des corrélations entre nucléons ^{13,14}.

La diffusion d'électrons a donc permis de visualiser clairement l'orbite proton 3s. La validité du concept d'orbite de nucléon au centre du noyau se trouve ainsi confirmée d'une manière directe. On est donc parvenu pour l'état fondamental du noyau à une représentation qui combine à la fois les qualités d'économie et de simplicité que l'on cherchait à obtenir. Mais l'interaction qu'on a utilisée est une interaction effective que l'on a ajustée, elle est très différente de la véritable interaction à deux corps. On a tranché le noeud Gordien, mais on ne l'a pas dénoué. On ne sait pas remonter aux processus physiques qui donnent naissance à cette interaction. Nous allons voir dans le chapitre suivant comment se manifestent les degrés de liberté associés à la présence de mésons.

4 LA PRESENCE DE MESONS

4.1 COURANTS D'ECHANGES MESONIQUES

Les échanges mésoniques sont à la base de la description "classique" de l'interaction nucléon-nucléon. Ils déterminent la forme du potentiel à longue et moyenne portée, mais ils n'ont qu'un caractère implicite, car on ne tient pas compte des degrés de liberté associés à leur présence. Le but de la physique nucléaire aux énergies intermédiaires est de faire apparaître les effets de ces degrés de liberté.

Dans ce chapitre nous allons montrer qu'il est indispensable de tenir compte de la présence de mésons dans les transitions nucléaires axiales et électromagnétiques. L'existence de charges qui circulent d'un nucléon à l'autre crée un courant à deux corps dont il est nécessaire de tenir compte pour satisfaire à la conservation du courant (invariance de jauge). C'est une très forte contrainte qui permet un contrôle rigoureux des hypothèses théoriques pour l'interprétation des données expérimentales.

Le pion a trois états de charge, π^- , π^0 , π^+ , un spin 0 et une parité négative ($J^\pi = 0^-$) et un isospin $I = 1$. L'échange d'un pion est la partie la mieux connue de la force nucléon-nucléon. C'est une interaction longitudinale $\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$ de type spin-isospin. Elle a dans l'espace des impulsions la forme :

$$V_\pi(\vec{q}) = \frac{F^2}{m_\pi^2} \frac{\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{q} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{q}}{q^2 + m_\pi^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$$

$$\frac{f}{M_\pi} = \frac{g_{\pi NN}}{2M_{\text{nucléon}}} \quad \frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \approx 14$$

ce qui correspond dans l'espace de configuration à la forme :

$$V_\pi(\vec{r}) = \frac{f^2}{4\pi} \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\nabla} \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\nabla} \frac{e^{-m_\pi r}}{4\pi r} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$$

Cette interaction peut être décomposée en un terme spin-spin $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$ et un terme tensoriel. La caractéristique de l'échange d'un pion est la forte intensité du terme tensoriel.

La partie à moyenne portée de l'interaction nucléon-nucléon est l'échange simultané de deux pions $\pi^+ \pi^-$. La distribution de la masse du système de ces deux pions présente une résonance correspondant à la masse du ρ soit $m_\rho = 770$ MeV. Le méson ρ a les mêmes nombres quantiques que le photon. L'interaction correspondant à l'échange d'un méson ρ est du type transverse $\vec{\sigma} \times \vec{q}$

$$V_e(\vec{q}) = \frac{f^2 \rho}{m_\rho^2} = \frac{(\vec{\sigma}_1 \times \vec{q}) \cdot (\vec{\sigma}_2 \times \vec{q})}{q^2 + m_\rho^2} \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2$$

On peut également décomposer cette interaction en un terme spin-spin $\sigma_1 \cdot \sigma_2$ et un terme tensoriel. Les composantes tensorielles des interactions dues à l'échange du pion et du ρ ont des signes opposés. L'échange du ρ a donc tendance à annuler la partie tensorielle de l'échange du pion à courte distance.

Les courants d'échanges mésoniques apparaissent en présence d'un photon sous forme de termes supplémentaires dans l'Hamiltonien d'interaction $\pi N N$.

$$H_{\pi N N} = \frac{f}{m_\pi} (\vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla}) (\vec{\tau} \cdot \vec{\Phi})$$

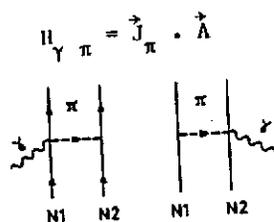
En utilisant le principe de substitution minimale

$$\vec{\nabla} \rightarrow \vec{\nabla} \mp i e \vec{A}$$

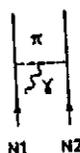
le signe \pm correspondant au signe de la charge portée par le pion. On obtient ainsi le terme correspondant au couplage du photon au système $\pi N N$, ce terme est appelé courant de paire.

$$H_{\gamma \pi N} = \frac{f}{m_\pi} i e / 2 \tau_\pm \Phi_\mp \vec{\sigma} \cdot \vec{A}$$

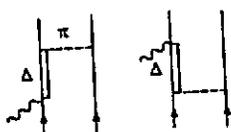
Le photon peut également se coupler directement au courant du pion j_π . C'est le terme pionique (figure 13)



Courant de paire



Courant pionique



Courant d'échange associé à l'excitation virtuelle du Δ (1232)

$H_{\gamma \pi N} + H_{\gamma \pi}$ sont nécessaires pour satisfaire à l'invariance de jauge (c'est-à-dire à la conservation du courant électromagnétique). Le terme de paire est appelé ainsi car il correspond à une réduction non relativiste d'un processus où le photon crée une paire virtuelle πN qui se désexcite en émettant un pion.

Dans les diagrammes de la figure 13, il apparaît un couplage $\pi N N$ qu'on a supposé ponctuel dans les expressions de $H_{\gamma \pi N}$ et $H_{\gamma \pi}$. L'une des difficultés théoriques actuelles est qu'il n'existe pas de théorie satisfaisante du facteur de forme $\pi N N$ qui rende compte de l'extension spatiale du couplage. On utilise habituellement un facteur de forme qu'on paramétrise

Fig. 13 - Courants d'échange mésoniques.

$$F_{\pi NN}(q) = \frac{\Lambda_{\pi}^2 - m_{\pi}^2}{\Lambda_{\pi}^2 + q^2}$$

q est l'impulsion du pion, m_{π} est sa masse et Λ_{π} un paramètre. Pour les processus électromagnétiques on trouve un bon accord avec $\Lambda_{\pi} \approx 1.2$ GeV.

Lorsqu'on considère le cas des pions de très basse énergie ($q \approx 0$), $F_{\pi NN} \rightarrow 1$ le pion se couple au nucléon de façon ponctuelle. Les courants d'échange de pions sont alors fortement contraints par des théorèmes de basse énergie ainsi que par l'invariance de jauge. A plus grand transfert d'impulsion la situation est beaucoup plus compliquée car on ne dispose pas de telles contraintes.

Le couplage du photon au nucléon peut induire une transition M1 isovectorielle qui va créer un $\Delta(1232)$ virtuel dans le noyau qui va se désexciter en émettant un pion qui est alors réabsorbé par l'autre nucléon. Ce courant d'échange mésonique correspond à un terme supplémentaire

$$H_{\gamma N \Delta} = i \frac{f_{\gamma N \Delta}}{m_{\pi}} (\vec{S}^+ \times \vec{q}) \cdot \vec{A} T_3^+$$

\vec{S}^+ , T_3^+ sont les opérateurs de spin et d'isospin.

$f_{\gamma N \Delta}$ est déterminée par la photoproduction de pions neutres ($\gamma N \rightarrow \pi^0 N$) qui est dominée par l'excitation du Δ . On trouve $f_{\gamma N \Delta} = 0.116$

Nous allons voir maintenant deux exemples types où expérimentalement on trouve un effet important dû à la présence de ces courants d'échanges mésoniques.

4.2 THEOREMES DE BASSE ENERGIE

L'effet des courants d'échanges mésoniques avait été envisagé dès 1948 par Villars²². Ce n'est toutefois que vers le début des années 1970 que l'on a commencé à dominer la théorie des échanges mésoniques et avoir des calculs fiables²³. Le livre "Mesons in Nuclei" édité par Rho et Wilkinson²⁴ est la référence la plus complète sur ces problèmes. On y lira en particulier les articles de Chemtob et de Riska. La théorie a rencontré la difficulté qui apparaît toujours dans les interactions fortes. Néanmoins l'invariance de jauge permet de contraindre la théorie des échanges mésoniques par une puissante loi de conservation : la conservation du courant électromagnétique. D'autre part pour les pions de basse énergie, il existe une loi de conservation approchée, celle du courant axial. Dans l'hypothèse où la masse du pion serait nulle, qu'on appelle la limite de pions "mous" ($m_{\pi} = 0$), cela serait une loi de conservation exacte.

Comme la masse du pion est relativement faible devant celle du nucléon, cela reste pour les pions mous une contrainte presque aussi forte que les théorèmes de basse énergie pour les photons mous. On peut alors faire des prédictions indépendantes de modèle, basées sur des théorèmes de basse énergie ou, ce qui revient au même sur la symétrie chirale dont on trouvera la revue récente dans un article de Towner²⁵. Kubodera, Delorme et Rho²⁶ ont montré en particulier en 1978 qu'il y avait deux types de transitions nucléaires où les théorèmes de basse énergie permettent de prédire l'échange de pion sans ambiguïté théorique. Il s'agit de la partie temporelle des transitions axiales et de la partie spatiale des transitions électromagnétiques du type M1 isovectorielles. Dans les deux cas l'échange d'un pion est du même ordre que le processus purement nucléonique, alors que les autres échanges mésoniques (ceux qu'on ne peut contrôler quantitativement par des théorèmes de basse énergie) n'ont qu'une contribution négligeable. Les pions virtuels qui sont échangés entre les nucléons peuvent alors être "vus" clairement, surimposés aux effets purement nucléoniques. Toute l'astuce expérimentale va consister à chercher des transitions où l'on peut minimiser les effets purement nucléoniques, soit par des règles de sélection en cherchant des transitions axiales interdites, soit par des phénomènes d'interférence destructive dans les transitions magnétiques. Dans les réactions nucléaires on cherchera au contraire des phénomènes de résonance de certains diagrammes en faisant varier les conditions cinématiques.

4.3 TRANSITION AXIALE DANS LES NOYAUX DE MASSE A = 16

L'un des exemples les plus clairs de la présence de pions dans les noyaux est la transition entre l'état $0^-(E^* = 120 \text{ keV})$ de ^{16}N et l'état fondamental 0^+ de ^{16}O . Cette transition est interdite au premier ordre, aussi est-elle dominée par la partie temporelle du courant axial, qui correspond à la charge axiale. On est exactement dans les conditions préconisées par Kubodera, Rho et Delorme²⁶. Pour cette transition l'échange de pion apparaît au même ordre que l'effet purement nucléonique. Les théorèmes de basse énergie peuvent alors jouer leur rôle de très forte contrainte pour l'interprétation théorique.

Du point de vue expérimental, cette transition est maintenant connue avec une très grande précision, grâce à des techniques expérimentales très ingénieuses utilisées à la fois pour la désintégration β et la capture μ .

$$^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{O} + e^- + \bar{\nu}_e \quad \lambda_\beta = 0.486 \pm 0.020 \text{ s}^{-1} \text{ (ref.}^{27}\text{)}$$

$$\mu^- + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N} + \nu_\mu \quad \lambda_\mu = (1.560 \pm 0.094) \times 10^3 \text{ s}^{-1} \text{ (ref.}^{28}\text{)}$$

Ce qui donne le rapport suivant :

$$\frac{\Lambda\mu}{\Lambda\beta} = 3.210 \pm 0.234$$

Ce résultat est comparé à différentes prédictions théoriques²⁹⁻³² sur la figure 14. Sans l'effet des courants d'échanges pioniques, toutes les prédictions sont trop élevées d'un facteur 3 à 4, ce qui est considérable devant la précision expérimentale ($\pm 7\%$). De plus les prédictions théoriques sont très dispersées entre elles, ce qui provient de la forme radiale des fonctions d'ondes ainsi que des différents mélanges de configuration utilisés dans ¹⁶O. Lorsqu'on ajoute l'effet de l'échange d'un pion, l'accord avec les différents calculs est alors excellent, quel que soit le modèle, montrant ainsi clairement qu'il est indépendant de modèle. Comme il s'agit d'une transition à transfert d'impulsion nul, cette expérience est une vérification directe des théorèmes de basse énergie. En fait, seul le rapport $\Lambda\mu/\Lambda\beta$ est pratiquement indépendant de la structure du noyau, individuellement $\Lambda\mu$ et $\Lambda\beta$ sont beaucoup plus sensibles aux fonctions d'onde utilisées pour le calcul. L'augmentation de la charge axiale due à l'échange de pions est en excellent accord avec les prédictions de Kubodera, Rho et Delorme²⁶.

Une autre confirmation de la présence d'échanges pioniques a été apportée par Guichon et Samour³³ qui ont fait une analyse très détaillée du triplet de masse 12, regardant les corrélations dans la désintégration β^- et β^+ , la capture de muons et la probabilité de transition magnétique M1 entre l'état $1^+ \rightarrow 0^+$. L'amélioration de l'accord entre l'expérience et la théorie lorsqu'on tient compte des échanges de pion est remarquable.

4.4 L'ELECTRODESINTEGRATION DU DEUTERIUM AU SEUIL

L'électrodésintégration du deutérium au seuil est aujourd'hui la manifestation la plus spectaculaire des courants d'échanges mésoniques. Elle fournit la pierre de touche qui assure la

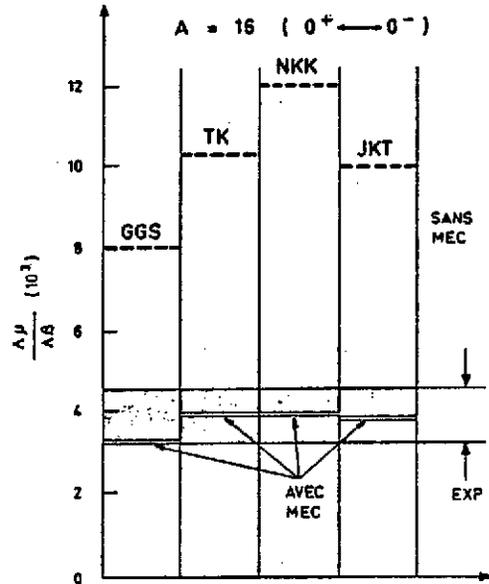


Fig. 14 - Rapport entre les taux de transition $\Lambda\mu$ de la capture de μ^- (ref.²⁸) dans ¹⁶O et $\Lambda\beta$ de la désintégration B 27 de l'état 0^- de ¹⁶N. On a également représenté les prédictions théoriques avec et sans courants d'échanges mésoniques²⁹⁻³².

validité de la description théorique de l'échange de pion entre deux nucléons.

Cette réaction $e + d \rightarrow e' + n + p$ correspond à la désintégration du deutérium par un photon virtuel, ce qui permet de s'intéresser à une région en énergie parfaitement déterminée du spectre d'excitation du deutérium, tout en pouvant varier le transfert d'impulsion ad libitum. On peut ainsi mesurer complètement la dépendance en transfert d'impulsion des échanges mésoniques. La nature de la force nucléaire ne permet pas au deutérium d'avoir d'autres états liés car il se désintègre dès qu'on lui fournit une énergie de 2,2 MeV. Néanmoins au voisinage de ce seuil, on observe clairement une résonance qui correspond à un état quasi lié de la paire neutron-proton dans l'état 1S_0 . L'électrodésintégration au seuil est exactement la réaction inverse de la capture radiative de neutrons thermiques par les protons.



Le taux de capture radiative observé par Cox et al.³⁴ en 1965 est de 10 % trop élevé par rapport à la théorie. Comme il s'agit d'une transition électromagnétique, ces 10 % représentaient un désaccord certes faible mais tout à fait significatif de la présence d'autres effets que ceux des nucléons. Riska et Brown³⁵ ont montré en 1972 que ce désaccord disparaît pratiquement lorsqu'on ajoute la contribution de l'échange d'un pion. La seule difficulté c'est que le photon émis dans la capture radiative n'a qu'une énergie de 2,2 MeV. Sa longueur d'onde est beaucoup trop grande pour être sensible à des processus qui se déroulent entre des nucléons à très courte distance. Pour cela on doit obligatoirement utiliser les photons virtuels de la diffusion d'électrons, qui auront une longueur d'onde aussi courte que l'on veut pourvu qu'on dispose d'un faisceau d'électrons d'énergie suffisamment grande.

En plaçant le spectromètre pour les électrons diffusés près de 180° , on polarise ainsi complètement les photons virtuels dans un état transverse. L'électrodésintégration du deutérium au seuil à angle arrière est alors une transition isovectorielle magnétique M_1 pure qui correspond à l'un des cas favorables²⁶ pour la mise en évidence des échanges pioniques. Plusieurs expériences ont été faites à Stanford³⁶, Mayence³⁷ et Saclay³⁸. La figure 15 montre les résultats récents de Clemens et al.³⁸ qui couvrent le domaine de transfert d'impulsion le plus étendu (jusqu'à $Q^2 \approx 30 \text{ fm}^{-2}$). On a également représenté les prédictions théoriques de Mathiot³⁹, utilisant le potentiel de Paris.

Hockert et al.⁴⁰ avaient noté que la présence d'une interférence destructive entre les transitions nucléaires $^3D_1 \rightarrow ^1S_0$ et $^3S_1 \rightarrow ^1S_0$ se traduisait par un minimum de diffraction dans la région autour de $Q^2 \approx 12 \text{ fm}^{-2}$. Dans cette région la section efficace est en première approximation entièrement due à l'échange d'un pion. En fait il existe d'autres effets qui contribuent

au total à moins de 10 % de la section efficace. On est dans la situation inverse de la capture radiative. L'échange d'un pion n'est plus une correction de 10 % à la section efficace. C'est le processus dominant, il représente 90 % de la section efficace d'électrodésintégration du deutérium au seuil dans la région de 10 à 15 fm⁻². Dans cette région les photons virtuels ont une longueur d'onde de l'ordre de 1 fm et ils voient directement l'échange du pion. Lorsque le transfert d'impulsion augmente, la contribution nucléons + pions s'annule à son tour vers 25 fm⁻² soit 1 (GeV/c)². A ces très courtes longueurs d'onde c'est l'échange de meson ρ et les courants d'échanges liés à la présence du $\Delta(1232)$ qui deviennent les processus dominants. La difficulté qui apparaît alors pour décrire ces nouveaux processus est l'absence de contraintes théoriques, car les théorèmes de basse énergie n'ont pas d'équivalent dans ce domaine d'effets à très courte distance.

Cela se manifeste directement par le fait que les résultats de Clemens et al.³⁸ sont tout à fait compatibles avec un calcul qui ignore l'extension spatiale du couplage pion-nucléon-nucléon, et néglige complètement l'échange du meson rho et des effets associés à la présence du $\Delta(1232)$. Il s'agit là d'un paradoxe absolument remarquable. Tout se passe comme si l'on avait seulement des nucléons qui n'échangent que les pions ponctuels correspondant aux théorèmes de basse énergie. Il s'agit d'un effet de "filtre chirale"⁴¹ où tous les échanges mésoniques de courte portée semblent s'annuler, seul survit l'échange d'un pion ponctuel (figure 16). La question qui se pose alors est évidemment : Que se passe-t-il à plus grand transfert ? On ne sait pas encore car il n'existe pas encore de possibilité de faire les mesures nécessaires. La mesure correspondant au plus grand transfert d'impulsion a été réalisée à l'énergie maximum de l'accélérateur linéaire de Saclay, soit 700 MeV. Pour aller au-delà on aura besoin d'un faisceau d'électrons d'énergie nettement plus élevée (> 1 GeV) pour regarder à plus courte distance. Il existe bien sur un accélérateur d'électrons de 20 GeV au SLAC en Californie, mais seule l'installation disponible à l'ALS permet actuellement de combiner une excellente résolution en éner-

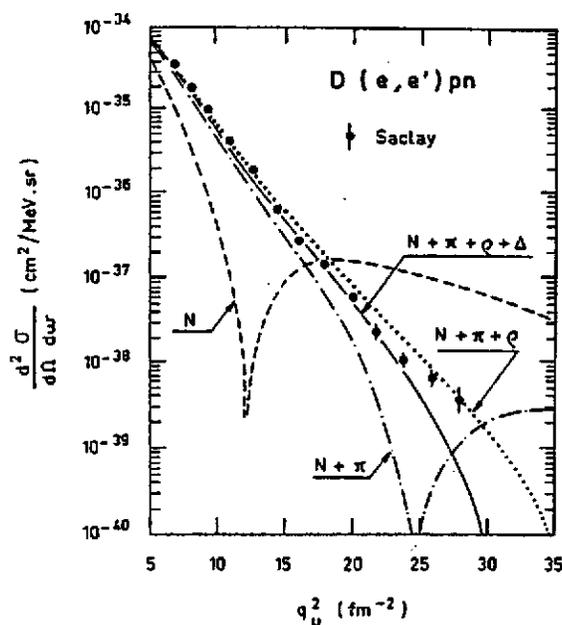


Fig. 15 - Section efficace d'électrodésintégration au seuil ³⁸⁻³⁹. la courbe "N" correspond à la contribution purement nucléonique, N + π à nucléons + pions etc. Le couplage pion-nucléon est supposé non ponctuel ($\Lambda_{\pi NN} \sim 1$ GeV).

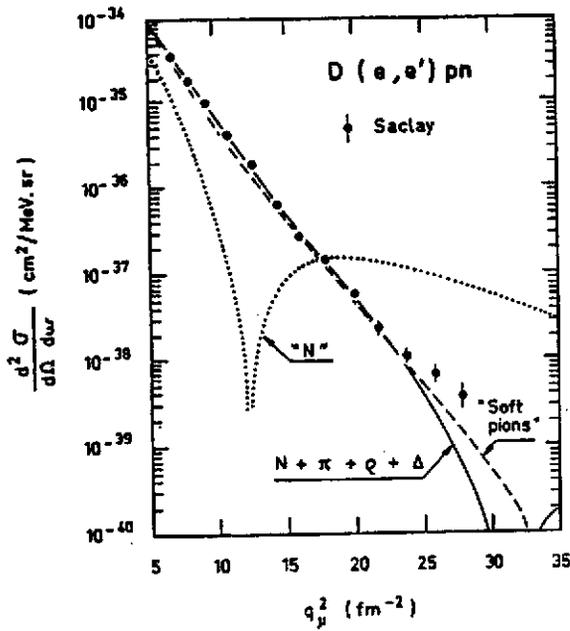


Fig. 16 - Electrodesintégration du deutérium au seuil 38-39. la courbe "N" correspond à la contribution nucléonique, N + π + ρ + Δ au calcul complet, "soft pions" à des pions ponctuels seuls.

rie et la possibilité de mesurer des sections efficaces de 10^{-39} cm^2/sr (10^{-12} mb/sr). Il faudra donc attendre la nouvelle génération d'accélérateurs d'électrons qui se prépare actuellement pour voir ce qui se passe à plus courte distance.

5 EFFETS SUBNUCLEONNIQUES DANS LES REACTIONS NUCLEAIRES

Depuis quelques années, il y a un développement important de l'étude des réactions nucléaires avec des particules de plusieurs centaines de MeV. Nous allons voir dans ce chapitre comment utiliser les aspects spécifiques des sondes électromagnétiques et hadroniques pour faire apparaître les degrés de liberté subnucléoniques.

5.1 LA RESONANCE Δ (1232)

Le premier état excité du nucléon est la résonance Δ . Elle a été mise en évidence dans la diffusion pion-nucléon à $T_\pi = 195$ MeV, correspondant à une masse du système proton-neutron de 1232 MeV. On doit faire une analyse en déphasages de la diffusion élastique pion-nucléon et regarder le comportement des coefficients des différents polynômes nécessaires pour reproduire les distributions angulaires en fonction de l'énergie. La résonance Δ apparaît dans l'onde P_{33} . Elle a un spin $\frac{3}{2}$, un isospin $\frac{3}{2}$. Dans les modèles de quarks, le Δ est un nucléon dont l'un des quarks a subi un retournement à la fois de son spin et de son isospin. La fonction d'onde radiale du nucléon et celle du Δ sont donc identiques.

Le Δ va se comporter comme un nouvel élément du noyau qui va être créé par les différentes sondes aux énergies intermédiaires. Il va se manifester dans les transitions spin-isospin, mais il va également apparaître lorsque la sonde crée un pion virtuel dans le noyau dans des conditions proches de la résonance πN . Le pion virtuel est alors absorbé par un nucléon qui se transforme en Δ et se désexcite en 10^{-23} s en réémettant le pion. Ce processus est celui qui est le plus simple. Il peut y avoir toute une série de mécanismes mettant en jeu un ou plusieurs Δ et même de véritables états collectifs où il y a formation d'un très grand nombre de Δ en cascade par émission et absorption de pions. L'un des buts des recherches actuelles est de comprendre l'interaction $N\Delta$ et la propagation du Δ dans les noyaux. Pour cela on fait des études systématiques dans les noyaux légers de tous les processus élémentaires en partant des systèmes les plus simples. Nous verrons ici seulement quelques exemples choisis pour leur caractère pédagogique.

5.1.1 La photoproduction de pions $\gamma + D \rightarrow p + p + \pi^-$

Les réactions induites par les photons sont un outil très précieux pour étudier la formation du Δ , car l'état initial est très bien déterminé. Comme les photons pénètrent au centre du

noyau sans être absorbés en surface, ils créent des pions et des Λ dans tout le volume nucléaire. La seule contrainte vient de ce que le photon est une particule réelle de masse nulle. Les transferts d'énergie ω et d'impulsion \vec{q} sont liés par la relation $Q^2 = \vec{q}^2 - \omega^2 = 0$.

La réaction $D(\gamma, pp)\pi^-$ offre un exemple frappant de la façon dont l'expérimentateur doit jouer des conditions cinématiques pour isoler certains mécanismes. Elle a été étudiée à l'ALS par Argan et al.⁴².

La figure 17 montre la variation de la section efficace dans deux conditions cinématiques différentes qui permettent chacune de favoriser un mécanisme particulier. Ces points ont été obtenus en fixant l'impulsion d'un des protons à la valeur p_2 et la masse du système du

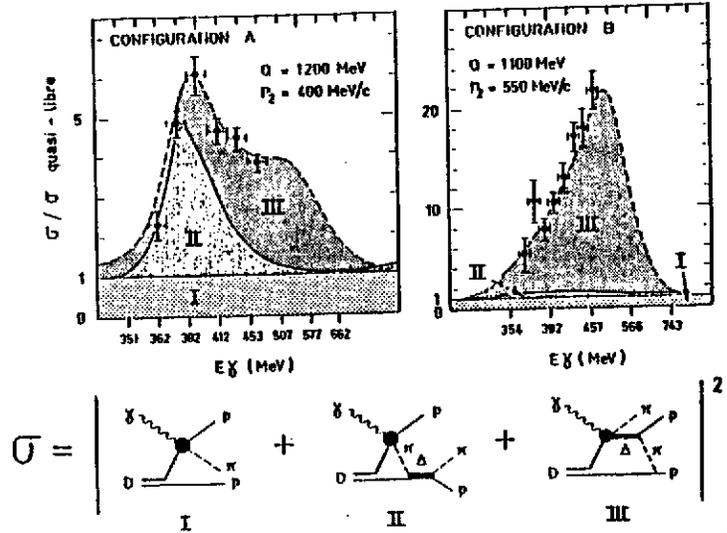


Fig. 17 - Section efficace $D(\gamma, pp)\pi^-$. Les valeurs de la section efficace ont été divisées par la section efficace quasi libre correspondant au diagramme I.

pion et de l'autre proton à une valeur Q ; le pion non détecté était émis à 90° du photon incident dans le système du centre de masse de cette paire pion-proton. L'énergie des deux protons était de l'ordre de 200-300 MeV ce qui supprime leurs interactions dans l'état final. La figure 17 montre les diagrammes des mécanismes de production de l'état final $pp\pi^-$ en utilisant l'approche de Laget⁴³. Cette approche est une méthode de graphes du type de celle utilisée en physique des hautes énergies, mais adaptée au cas d'interactions fortes où la théorie est non perturbative. L'amplitude totale est développée en série de termes élémentaires auxquels on associe des opérateurs effectifs qui sont ajustés sur les résultats de la photoproduction de pions sur le nucléon libre. A chaque terme de la série correspond un diagramme qui représente un mécanisme particulier. La question qui se pose évidemment est de savoir s'il s'agit d'une description purement mathématique ou si chaque diagramme correspond vraiment à un mécanisme physique. La réaction $D(\gamma, pp)\pi^-$ apporte précisément une réponse à cette question. Les conditions cinématiques de cette expérience ont été choisies pour être proches des singularités de deux mécanismes particuliers. Une singularité correspond à un effet résonnant que l'on observe lorsque la masse de particules virtuelles est voisine de la masse de particules réelles. L'expérience d'Argan et al.⁴² a été réalisée avec des photons dont l'énergie était comprise entre 350 et 500 MeV. Trois mécanismes ont alors une contribution importante à la section efficace.

- La photoproduction de pion sur un nucléon quasi libre. C'est le mécanisme de base qui est connu par la photoproduction de pion sur le nucléon libre (mécanisme I).
- La rediffusion du pion, qui vient d'être photoproduit, sur l'autre nucléon. Cette rediffusion crée un Δ qui se désexcite par émission d'un pion et d'un nucléon (mécanisme II).
- Un mélange mésonique entre les deux nucléons dans la voie finale. Cet échange correspond à la désexcitation d'un Δ créée par le photon en même temps qu'un pion (mécanisme III).

Sur la figure 17 la section efficace a été divisée par la section efficace quasi libre correspondant au mécanisme I. La première configuration cinématique (figure 17A) correspond à $p_2 = 400$ MeV/c, $Q = 1200$ MeV. Lorsque l'énergie du photon augmente, le terme de rediffusion domine jusque vers $E_\gamma = 380$ MeV, puis il est remplacé par le terme de courant d'échange. Dans la deuxième configuration cinématique (figure 17B), $p_2 = 550$ MeV/c, $Q = 1100$ MeV, le terme de courant d'échange est parfaitement isolé, il est 20 fois plus important que les autres. Il est dommage que l'ALS n'ait pas eu une énergie plus importante pour balayer complètement la singularité. Cette expérience réalisée en 1978 a été la première à isoler ces diagrammes et elle a ouvert la voie à toute une série d'études qui se poursuivent actuellement pour comprendre les différents mécanismes de photoproduction de pions dans les noyaux légers, en particulier $D(\gamma, p\pi)$ (ref.⁴⁴), $D(\gamma, \pi^+)$ et $D(\gamma, \pi^-)$ (ref.⁴⁵).

Il faut noter que l'approche théorique de Laget est aussi bien valable pour les pions virtuels correspondant aux échanges mésoniques que pour les pions réels qui sont produits dans les réactions nucléaires. Cette approche a été également étendue aux réactions $NN \rightarrow D\pi$, $PD \rightarrow PD$, $PD \rightarrow T\pi$, $DD \rightarrow {}^3\text{He}n$ etc. par Laget, Lecolley et Lefebvre⁴⁶⁻⁵². Elle donne un très bon accord pour les processus où le Δ joue un rôle important.

5.1.2 La diffusion proton-deuton

La diffusion proton-deuton aux énergies intermédiaires est également très sensible à l'excitation d'un Δ au cours de la réaction. Nous en verrons ici deux exemples, la diffusion élastique $\vec{d} + p$ à 180°_{CM} et la réaction $\vec{p} + d \rightarrow T + \pi^+$.

La diffusion élastique à 180° est très sélective. Elle permet, comme nous venons de le voir pour la réaction $D(\gamma, pp)\pi$, d'utiliser les conditions cinématiques pour favoriser des mécanismes

précis. Le mécanisme de diffraction qui domine aux angles avant disparaît à l'arrière à cause de la décroissance du facteur de forme en fonction du transfert d'impulsion. A 180° ce sont les mécanismes qui mettent en jeu des impulsions petites qui vont être favorisés. Des mesures récentes ont été faites par Arvieux et al.⁴⁷ à Saturne en utilisant le nouveau faisceau de deutons polarisés de haute intensité. On a mesuré la section efficace et la polarisation tensorielle T_{20} à 180°_{CM} en détectant soit les protons, soit les deutons émis à 0° dans le laboratoire avec le spectromètre SPES IV. On dispose maintenant pour la première fois de mesures très précises de $\sigma(180^\circ)$ et $T_{20}(180^\circ)$ dans un domaine qui s'étend de 0,3 à 2,3 GeV. T_{20} est le seul terme de polarisation qui subsiste à 180°_{CM} . La section efficace polarisée $\sigma(180^\circ)_{CM}$ s'écrit en fonction de la section efficace non polarisée $\sigma_0(180^\circ)_{CM}$

$$\sigma(180^\circ)_{C.M.} = \sigma_0(180^\circ)_{C.M.} \left[1 - \frac{1}{2} \rho_{20} T_{20}(180^\circ) \right]$$

$$\rho_{20} = \frac{1}{2} \frac{N_+ + N_- - 2 N_0}{N_+ + N_0 + N_-}$$

où N_+ , N_- , N_0 sont les populations des sous-états magnétiques du deuton $m = +1, 0, -1$.

La figure 18 montre l'ensemble des résultats expérimentaux⁴⁷⁻⁴⁸ disponibles actuellement avec une prédiction théorique⁴⁹ qui ne tient compte que des effets nucléoniques. Le mécanisme dominant est ici le transfert d'un neutron du deuton au proton. Le calcul a été fait avec la fonction d'onde du deuton déterminée dans le potentiel de Paris. A faible transfert, c'est l'effet de l'état S qui domine, à plus grand transfert c'est l'état D, comme dans le facteur de forme magnétique⁵⁰ mesuré en diffusion d'électrons. L'échange de neutron explique qualitativement l'allure décroissante de la section efficace et fait apparaître dans les données une bosse inexpiquée entre $T_p = 300$ et 800 MeV qui est la région d'excitation du Δ . Ce mécanisme ne reproduit pas du tout les

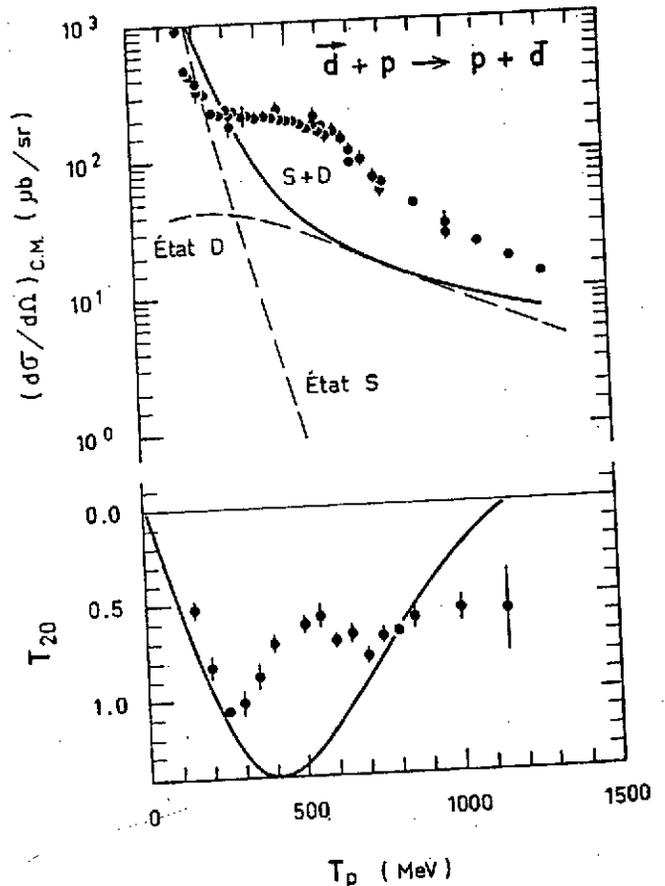


Fig. 18 - Section efficace $d + p$ et polarisation tensorielle T_{20} à 180°_{CM} (refs. 47-48). Le calcul théorique⁴⁹ ne tient compte que du transfert d'un neutron.

oscillations de T_{20} observées expérimentalement.

La figure 19 montre qu'on reproduit bien les sections efficaces entre 300 et 800 MeV en ajoutant de façon cohérente, l'excitation du neutron échangé en Δ . Ce mécanisme se produit par double échange de mesons (π, ρ, ω) au cours du transfert. L'accord est excellent autour de $T_p = 500$ MeV, mais à plus haute énergie il y a un désaccord qui est partiellement comblé par des corrections relativistes. Toutefois les oscillations de T_{20} ne sont toujours pas expliquées par ces mécanismes montrant ainsi que les observables de polarisation sont beaucoup plus difficiles à reproduire car elles mettent en jeu des effets d'interférences complexes. En se basant sur les mesures de polarisation de la réaction $pp + d\pi$, Arvieux et al.⁴⁷ concluent qu'il existe un nouveau mécanisme qui apparaît dans la diffusion arrière

$p d$ qui n'existe pas dans la réaction $pp + d\pi$ et qui pourrait être un effet à 3 corps. Un calcul de Kondratyuk et Schevchenko⁵¹ reproduit bien le comportement de la section efficace et un peu l'allure de la forme des oscillations de T_{20} en tenant compte d'une résonance tribaryonique.

L'étude de la voie inélastique $\vec{p} + d \rightarrow T + \pi^+$ apporte des précisions supplémentaires. Dans la région du Δ , on observe un bon accord avec le calcul théorique de Laget et Lecolley⁵² dans la même approche théorique que celle qui explique la réaction $D(\gamma, pp)\pi^-$. De même dans la région où la diffraction est le phénomène dominant, l'assymétrie est également bien reproduite ($\theta < 90^\circ$).

Le phénomène nouveau qui apparaît entre 600 et 800 MeV est une remontée de la section efficace arrière qu'on ne sait pas expliquer, et surtout une remontée brutale du pouvoir d'analyse

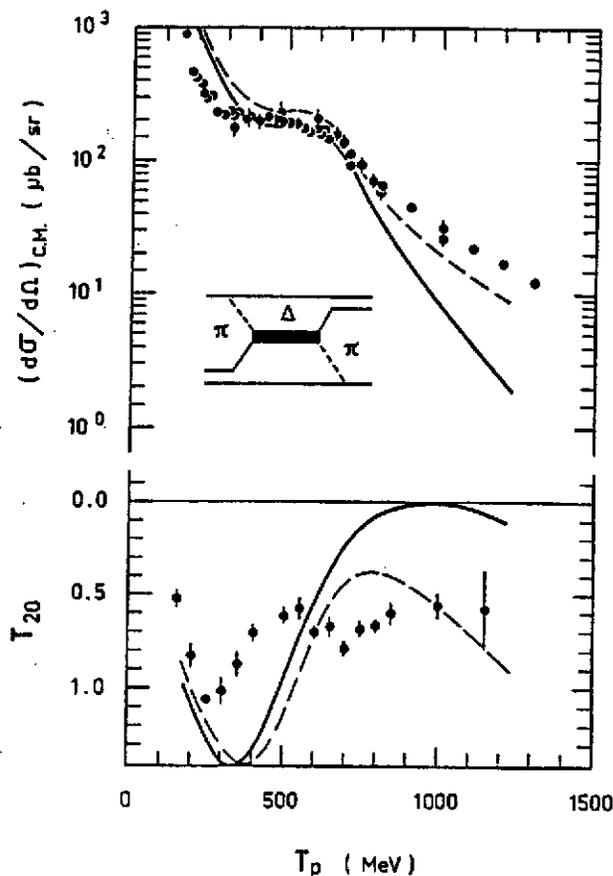


Fig. 19 - Section efficace $\vec{d} + p$ et polarisation tensorielle T_{20} à 180°_{CM} ⁴⁷⁻⁴⁸. Le calcul théorique tient compte du transfert direct d'un neutron et de l'excitation du Δ par double échange de mesons π, ρ, ω . Le double échange de π est illustré sur la figure.

A_y vers 140° qui commence à apparaître vers 600 MeV. Cette remontée a été observée pour la première fois à Los-Alamos par Kielczewska et al.⁵³. De nouvelles mesures faites par Bertini et al.⁵⁴ à Saturne ont montré que ce pic de A_y observé à 140° restait pratiquement à la même position entre 900 et 1100 MeV, mais que son amplitude augmentait encore d'un facteur 2 (figure 20). Kielczewska et al.⁵³ ont estimé qu'une composante de 3 % $\Delta^0\Delta^+$ dans l'état fondamental du deuteron pourrait être à l'origine de cette remontée du pouvoir d'analyse à 800 MeV. Le mécanisme proposé serait le transfert du Δ^0 tandis que le Δ^+ spectateur se désintégrerait en émettant un π^+ vers l'arrière. A priori 3 % est un chiffre relativement élevé si l'on se base sur le facteur de forme magnétique du deutérium⁵⁰. Il faudra attendre l'analyse complète des données entre 900 et 1100 MeV pour se prononcer définitivement. C'est un effet complexe lié à l'énergie du système et non directement au transfert d'impulsion.

En conclusion de ces exemples de l'effet de la résonance Δ dans les réactions avec des photons et des hadrons, on voit que lorsque l'excitation du Δ est le terme dominant on explique très bien les sections efficaces. Il apparaît par contre dans les observables de polarisation des phénomènes plus complexes qu'on ne sait pas encore expliquer avec certitude.

5.2 LA RECHERCHE D'ETATS DIBARYONIQUES

On a développé récemment des modèles de la structure des mésons et des baryons à partir des quarks⁶⁴. Il ne s'agit pas de modèles vraiment basés sur la chromodynamique quantique. On utilise une approche théorique simplifiée, fondée sur les deux propriétés les plus importantes des quarks, la liberté asymptotique à courte distance et le confinement à grande distance. Les paramètres de ces modèles sont déterminés par le spectre expérimental des mésons et des baryons. Ces modèles prédisent l'existence de configurations exotiques quarks-gluons qui ne sont pas type singlet de couleurs minimal. La mise en évidence de ces états exotiques serait très importante pour comprendre les phénomènes dynamiques qui se déroulent dans la région intermédiaire entre la liberté asymptotique et le confinement. On a fait de très nombreuses recherches pour mettre en

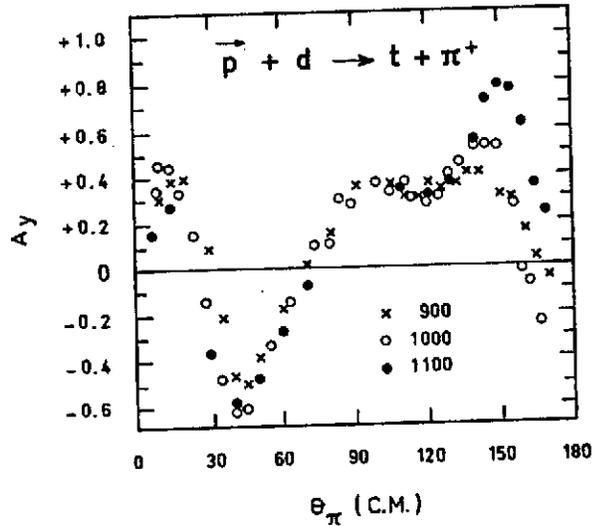


Fig. 20 - Pouvoir d'analyse A_y dans la réaction $\bar{p} + d \rightarrow t + \pi^+$.

évidence des résonances dibaryoniques. Il n'y a pas encore de preuve expérimentale de leur existence, mais on a observé un certain nombre de résonances qui sont des candidats à une interprétation en termes d'états exotiques.

5.2.1 La réaction $\bar{p} + p \rightarrow d + \pi^+$

Une collaboration Grenoble-Lyon-Saclay⁶⁵ a étudié cette réaction entre 700 MeV et 2,3 GeV en mesurant à la fois la distribution angulaire de la section efficace et le pouvoir d'analyse A_y . La figure 21 montre les résultats préliminaires entre 1,2 GeV et 2,3 GeV. On voit une forte remontée du pouvoir d'analyse à 140°_{CM} entre 1,6 GeV et 2,3 GeV. Lomon⁶³ a montré que le modèle du "Cloudy Bag" prédit une structure 1S_0 à six quarks (q^6) à une énergie $T_{LAB} = 1,9$ GeV et une structure 3S_1 vers $T_{LAB} = 1,7$ GeV. Mais il est peu probable que ce soient ces structures que l'on ait observées car elles devraient avoir une largeur de seulement 50 MeV. Il s'agit peut-être d'effets d'interférences entre différentes ondes partielles. Le développement de ces pouvoirs d'analyse en fonctions de Legendre permettra d'étudier le comportement des amplitudes en fonction de l'énergie ; on pourrait ainsi mettre en évidence ces résonances si elles existent. Il serait également intéressant de regarder la variation des autres paramètres de spin.

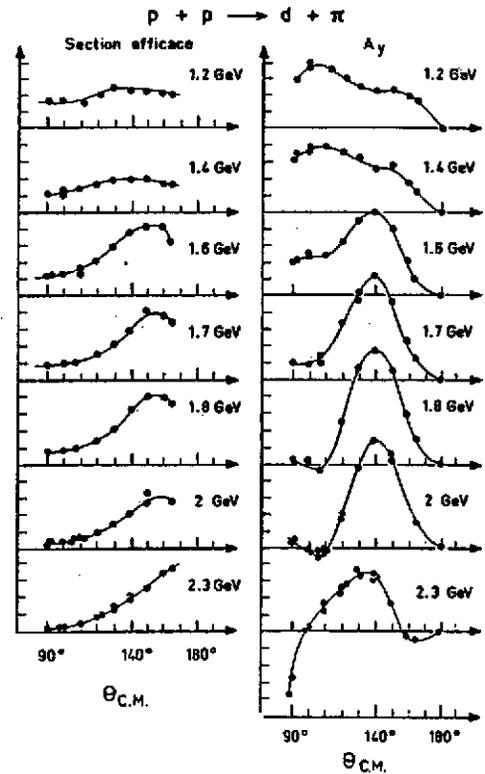
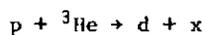


Fig. 21 - Section efficace et pouvoir d'analyse de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi$ mesuré à Saturne. On voit à 140° une variation importante du pouvoir d'analyse entre 1,4 GeV et 2,3 GeV.

5.2.2 Résonances étroites dans le spectre en masse manquante du système $B = 2, T = 1$

Tatischeff et al.⁵⁵ ont mis en évidence récemment une résonance étroite à une énergie de 2.240 ± 0.005 GeV avec une largeur très étroite (16 ± 3 MeV) dans la réaction



L'expérience a été faite à Saturne avec une excellente résolution en énergie (~ 2 MeV) et une très bonne statistique de comptage. Trois séries de mesures ont été faites, en utilisant la réaction $p({}^3\text{He}, d)x$ avec des ${}^3\text{He}$ de 2,7 GeV et la réaction inverse ${}^3\text{He}(p, d)x$ avec des protons de 750 et 925 MeV. La figure 22 montre la variation de la section efficace en fonction de la masse manquante associée à l'émission du deuton dans la voie de sortie. Dans la voie (${}^3\text{He}, d$) on ob-

serve une bosse importante située à 2,17 GeV d'une largeur de 100 MeV. Elle est située à une masse voisine du système $N\Delta$ avec une largeur voisine de celle d'un Δ libre, mais la forme de cette bosse ne correspond pas aux états finals $pp, p\Delta$ et $pn \pi^+$ auxquels on s'attendrait normalement. Dans la voie (p, d) on observe une bosse à 2,07 GeV due au mécanisme $d(p, d)p$ sur la composante deuton du noyau de ^3He .

L'ajustement de ces spectres avec des formes du type fond polynomial + gaussiennes montre trois résonances étroites

$$M_X = 2.124 \text{ GeV} \quad \Gamma = 25 \text{ MeV}$$

$$M_X = 2.192 \text{ GeV} \quad \Gamma = 25 \text{ MeV}$$

$$M_X = 2.243 \text{ GeV} \quad \Gamma = 16 \text{ MeV}$$

La précision de ces chiffres est de l'ordre de ± 3 MeV. Les structures situées à 2.124 GeV et 2.243 GeV sont compatibles avec un spectre rotationnel en $J(J+1)$ tel que celui que Mc Grégor⁵⁹ avait suggéré en 1975. Dans cette explication les états dibaryoniques correspondent à des configurations $NN\pi$. Les états 1D_2 , 3F_3 et 1G_4 étaient prédits à 2.14, 2.26, 2.43 GeV. Mais leur existence était mise en doute par Seth et al.⁶² en se basant sur le résultat négatif du pouvoir d'analyse de la réaction $d(\vec{p}, p)pn$ à Los-Alamos à 700 MeV.

Quelle est la nature de ces résonances si étroites ? Pour l'instant il n'est pas possible de conclure avec certitude. Si ces structures avaient été vues dans la voie isoscalaire $T = 0$, on aurait pu exclure le couplage $N\Delta$ puisqu'il est impossible en dessous du seuil $\Delta\Delta$. L'expérience $D(d, d)x$ faite par Combes-Comets⁶¹ à Saturne n'a vu aucune structure, on ne peut donc exclure le couplage $N\Delta$.

Les modèles de quarks^{57,58} prédisent également des bandes rotationnelles, il faudra donc trouver expérimentalement une signature qui permette d'identifier la nature de ces résonances. Mais quelle qu'en soit l'interprétation définitive, on se trouve devant des états d'un type qualitativement nouveau à cause de leur largeur très étroite. Ce qui serait le plus excitant

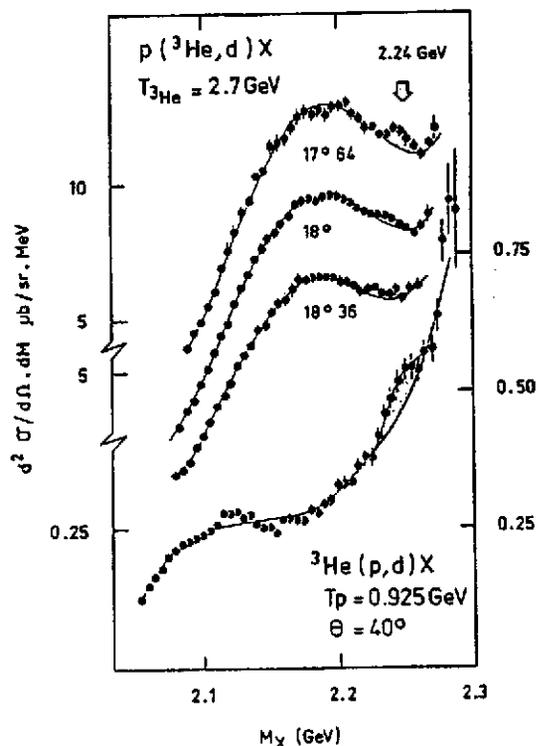


Fig. 22 - Résonance étroite à 2,24 GeV observée dans la diffusion $p + ^3\text{He}$ à Saturne

serait évidemment de penser qu'on est en présence d'états à six quarks de couleurs cachées du type Q^6 , QQ^5 , $Q^2 Q^4$, ..., $Q^{n-6} Q^n$.

5.3 LA PRODUCTION DOUBLEMENT COHERENTE DE PIONS EN DESSOUS DU SEUIL

La production de pions apparaît de façon très naturelle dans une collision entre deux noyaux lorsque chaque nucléon du noyau projectile possède assez d'énergie cinétique pour créer un pion, soit au moins 290 MeV/nucléon. Aux énergies inférieures à ce seuil la production de pions ne peut qu'être causée par un processus coopératif, dans lequel c'est l'énergie totale dans le système du centre de masse qui est mise à contribution pour créer un pion.

Deux types de réactions produisant des pions en dessous du seuil ont été observés jusqu'à présent.

- La réaction inclusive⁶⁶ : c'est l'expérience type de diffusion profondément inélastique où on ne détecte pas l'état final des produits de la réaction qui correspondrait au continuum du noyau composé. Il s'agit de sections efficaces élevées à cause de la multitude de voies ouvertes. L'une des possibilités d'explication de ce phénomène serait un effet de bremsstrahlung pionique⁷¹. L'émission de pion se produirait sous l'action des champs de spin-isospin pendant l'accélération et la décélération des deux noyaux en collision. On pourrait déterminer ainsi le temps de ralentissement des deux projectiles.
- La réaction exclusive : on détecte un pion associé à un état de très basse énergie du noyau composé. C'est un processus dans lequel les deux noyaux en collision fusionnent complètement. On le désigne sous le nom d'effet doublement cohérent, dans le sens qu'il nécessite une interaction cohérente à la fois de la cible et du projectile. La section efficace de production doublement cohérente est évidemment beaucoup plus faible. La première observation de la réaction ${}^3\text{He} + {}^6\text{Li} \rightarrow \pi^- + {}^9\text{C}$ a été faite au CERN par Aslanides et al.⁶⁷ en 1979. Depuis, un programme systématique a été entrepris à Orsay, Saclay et au CERN. On trouvera une revue et une discussion des résultats récents par Aslanides⁶⁷ au Colloque franco-japonais à Dogashima en 1983.

Nous nous intéresserons ici à un cas spécifique, celui de la réaction ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{Li}_{\text{gs}}$ où le projectile et la cible fusionnent en formant un noyau de ${}^6\text{Li}$ dans son état fondamental. Cette réaction a été observée pour la première fois à Orsay par Le Bornec et al.⁶⁸ en 1981, et a été étudiée ensuite à Saturne entre $T_{{}^3\text{He}} = 350$ et 600 MeV pour déterminer le mécanisme de réac-

tion en mesurant la variation de la section efficace avec l'énergie incidente. On a mesuré les sections efficaces pour l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ et pour l'état 3^+ situé à 2,18 MeV.

La figure 23 montre un spectre expérimental observé à Saturne à 350 MeV/c et un angle de 15° , après avoir soustrait le bruit de fond de la cible vide. La figure 24 montre l'ensemble des résultats expérimentaux pour l'état fondamental du ${}^6\text{Li}$ ramenés à un angle constant de 30°_{CM} .

Une série d'expériences analogues a été faite avec les noyaux $d + {}^6\text{Li}$, ${}^3\text{He} + A$ ($A = {}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$) entre 90 et 300 MeV par nucléon. D'une façon générale les sections efficaces diminuent lorsque l'énergie augmente (dans le cas de la réaction ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$, la variation est d'un facteur 10 entre 90 et 200 MeV/nucléon). Pour un projectile donné, les sections efficaces diminuent lorsque la masse de la cible augmente. La section efficace dépend fortement du transfert d'impulsion, mais nettement moins de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Klingenbeck et al.⁶⁹ ont proposé une explication de cette production doublement cohérente avec le modèle qu'ils appellent "la fusion pionique". Le projectile et la cible échangent un pion virtuel qui va créer un Δ au moment où il est absorbé. Ce Δ se propage ensuite par le phénomène d'émission et d'absorption d'un pion en cascade. C'est le Δ qui joue le rôle de réservoir en énergie. Ce modèle est en accord raisonnable à 300 MeV et 600 MeV pour la réaction $d + {}^6\text{Li}$, mais on voit clairement sur la figure 24 qu'il n'explique pas du tout la variation en énergie

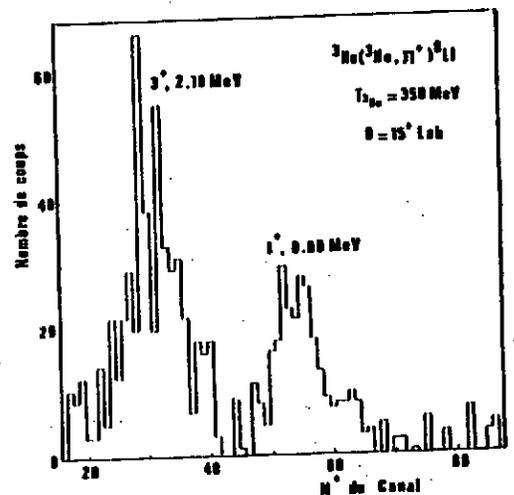


Fig. 23 - Spectre expérimental des pions émis dans la réaction doublement cohérente ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, \pi^+){}^6\text{Li}$ observé à Saturne pour une énergie incidente de 350 MeV à un angle de 15° . On distingue l'état fondamental 1^+ du ${}^6\text{Li}$ et l'état excité 3^+ situé à 2,18 MeV (ref.⁶⁸).

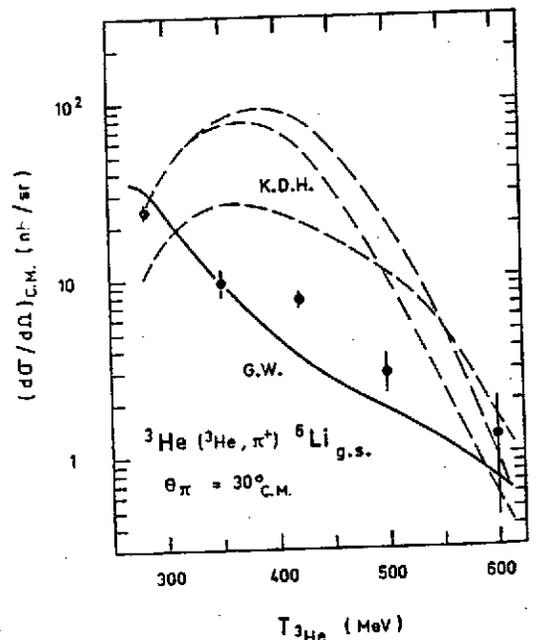


Fig. 24 - Variation de la production doublement cohérente de pions ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, \pi^+){}^6\text{Li}_{\text{gs}}$ en fonction de l'énergie. La courbe en trait plein est le modèle de Germond-Wilkin. Les courbes tiretées sont les prédictions du modèle de fusion pionique de Klingenbeck-Dillig-Iluber⁶⁹.

de la section efficace de ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \pi^+ + {}^6\text{Li}_{\text{gs}}$.

Germond et Wilkin⁷⁰ ont proposé une autre explication avec un modèle semi-phénoménologique. Le mécanisme élémentaire est la capture d'un proton par le noyau de ${}^3\text{He}$: ${}^3\text{He} + p \rightarrow \pi^+ + {}^4\text{He}$. Le noyau de ${}^4\text{He}$ est ensuite capturé par les 2 nucléons spectateurs pour former le ${}^6\text{Li}$. Ce modèle marche assez bien pour l'état fondamental, mais beaucoup moins bien pour l'état 3^+ du ${}^6\text{Li}$. Il donne aussi un accord raisonnable pour plusieurs autres réactions (${}^3\text{He}, \pi^+$) à basse énergie.

La production de pion par un mécanisme doublement cohérent reste encore mal expliquée et il faudra de nouvelles expériences plus complètes pour comprendre la nature de ce processus.

5.4 TRANSITIONS SPIN-ISOSPIN

Les excitations spin-isospin ont fait l'objet de cours détaillés l'année dernière à l'Ecole Joliot-Curie par Blaizot et Galès. Nous ferons ici simplement un bref rappel en faisant le point depuis l'année dernière.

Un effort théorique important a été fait au cours de ces dix dernières années pour avoir une vue cohérente des phénomènes collectifs dans les noyaux. On a regardé en particulier très en détail les modes spin-isospin pour comprendre la nature de cette composante de la force nucléon-nucléon dans les noyaux. Celle-ci est très différente de celle de l'interaction entre nucléons libres à cause des effets de polarisation du milieu nucléaire qui dépendent fortement de sa densité. L'étude expérimentale des résonances électriques dipolaires et de la résonance monopolaire ne nous a renseigné que sur l'énergie de symétrie et le module de compression du noyau, c'est-à-dire sur les composantes purement centrales de la force. La partie spin-isospin de la force nucléon-nucléon qui correspond à un changement simultané du spin et de l'isospin était beaucoup moins bien connue jusqu'à ces dernières années à cause du peu d'informations expérimentales. Cette situation a complètement changé avec la découverte de modes collectifs d'excitation de spin dans les réactions d'échange de charge, et les réactions (p, p') et (e, e'). Ces expériences ont mis en évidence une forte interaction répulsive dans le canal spin-isospin.

Le problème fondamental de l'interprétation de ces expériences est de séparer l'effet des degrés de liberté subnucléoniques des effets purement nucléoniques. La figure 25 montre ces deux effets. Le mode nucléonique correspond à des excitations particule-trou induites par des corrélations tenseurs décrites par Ariwa et Hyuga²⁴. C'est une simple polarisation du coeur. Le mode

subnucléonique est l'excitation collective d'états Δ -trou qui correspond à une transition spin-isospin par le retournement d'un quark dans l'espace de spin et d'isospin. Bien que le mode subnucléonique soit situé à une énergie de 300 MeV, il peut contribuer de façon aussi importante si son couplage est suffisant, car le principe de Pauli n'agit pas sur le Δ qui est différent des autres nucléons. Tous les nucléons peuvent participer à la formation des états Δ -trous. La difficulté théorique reste le potentiel de transition $N\Delta$, car l'effet subnucléonique est directement proportionnel à la constante de couplage $N\Delta$.

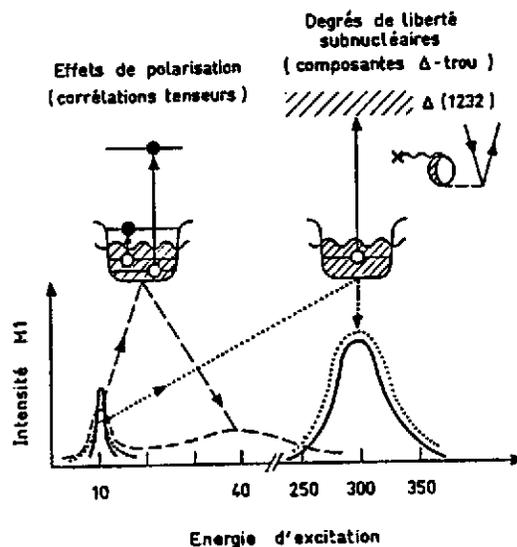


Fig. 25 - Comparaison des effets nucléoniques et subnucléoniques qui peuvent réduire les transitions spin-isospin situées à basse énergie. D'après Richter⁷⁵.

5.4.1 Résonances Gamow-Teller et résonances magnétiques M 1

Entre 100 et 200 MeV la diffusion de proton dans le canal spin-isospin est très favorisée par rapport aux transitions de Fermi (isospin seul). Dans cette gamme d'énergies la réaction (p, n) est un processus à un corps. On observe à 0° un pic important qui correspond à une résonance Gamow-Teller^{73,74}.

Les transitions Gamow-Teller sont induites par l'opérateur de courant axial

$$\vec{\Lambda}^{\pm}(\vec{r}) = g_{\Lambda} \sum_{i=1}^A \vec{\sigma}_i \tau_i^{\pm} \delta^3(\vec{r} - \vec{r}_i)$$

L'intensité totale de la transition Gamow-Teller peut être estimée par la règle de somme

$$\frac{1}{g_{\Lambda}^2} \sum_n \left\{ \left| \langle n | \vec{\Lambda}^+ (\vec{q}=0) | 0 \rangle \right|^2 + \left| \langle n | \vec{\Lambda}^- (\vec{q}=0) | 0 \rangle \right|^2 \right\} = 3(N-2)$$

où les états $|n\rangle$ sont purement nucléoniques. Seule la partie $\vec{\sigma} \tau^+$ contribue aux réactions (p, n) mais la partie $\vec{\sigma} \tau^-$ est supprimée dans les noyaux qui ont un large excès de neutrons.

Les transitions magnétiques sont reliées au courant de spin nucléaire

$$\vec{J}_M(\vec{r}) = g_M \sum_i (\vec{\sigma}_i \times \vec{v}_i) \tau_i^3 \delta^3(\vec{r} - \vec{r}_i)$$

Les transitions magnétiques M1 correspondant à des excitations peuvent être isolées en utilisant la diffusion (p,p') (ref.⁷⁶) à l'angle vers l'avant où la diffusion (e,e') (ref.⁷⁵) à 180°. Il existe toutefois une différence entre les deux réactions, car la partie orbitale du courant peut également contribuer aux réactions (e,e'), sauf si c'est une transition neutron.

La comparaison entre les trois réactions est montrée sur la figure 26 pour le ^{48}Ca . On peut voir une transition dipolaire géante très pure, car le ^{48}Ca est un noyau à couches relativement bien fermées. C'est une transition d'un neutron $f\ 7/2 \rightarrow f\ 5/2$ (refs.^{87,88}). L'état isobarique analogue de cet état $T = 4$ est observé dans la réaction $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$. Sur la figure on a ajusté l'énergie d'excitation de l'état isobarique analogue du ^{48}Sc pour s'aligner avec l'état analogue dans le ^{48}Ca . Cet état a été également vu par la réaction (π,π') (ref.⁸⁹).

Une compilation des résultats des mesures de ces transitions spin-isospin a été faite récemment dans la thèse de Djalali⁷⁶ où les intensités ont été divisées par les valeurs prédites par la théorie.

On voit une réduction importante à peu près uniforme. Les calculs récents pour les transitions M1 montrent que l'effet du Δ est de 20 à 25 %, la réduction restante est probablement due à des effets de polarisation. Mais la nature exacte du mécanisme de réduction est encore à déterminer.

La réduction de la résonance Gamow-Teller est compatible avec une réduction de la constante de couplage g_A pour un neutron libre $g_A = 1,26$. Dans les noyaux, $g_A^{\text{eff}} = 1,02 \pm 0,03$ permettrait de réconcilier expérience et théorie. Si l'on se place non plus dans un espace de nucléons, mais dans un espace de quarks la constante de couplage g_A devient égale à $5/3$ ce qui réduit la règle de somme Gamow-Teller par un facteur $\frac{9}{25}$. C'est évidemment un modèle trop simplifié, car $5/3$ ne

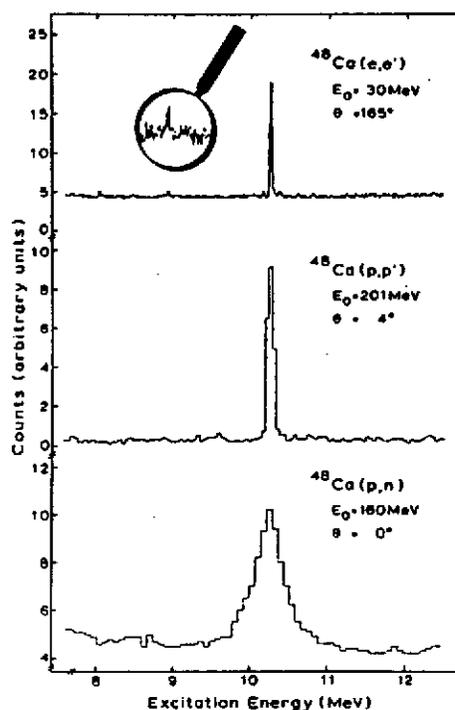


Fig. 26 - Comparaison⁷⁵ des résonances magnétiques M1 dans les réactions $^{48}\text{Ca}(e,e')$, $^{48}\text{Ca}(p,p')$ et de la résonance Gamow-Teller observée dans la réaction (p,n). La loupe montre qu'environ 10 % de transitions M1 correspond à des transitions très faibles.

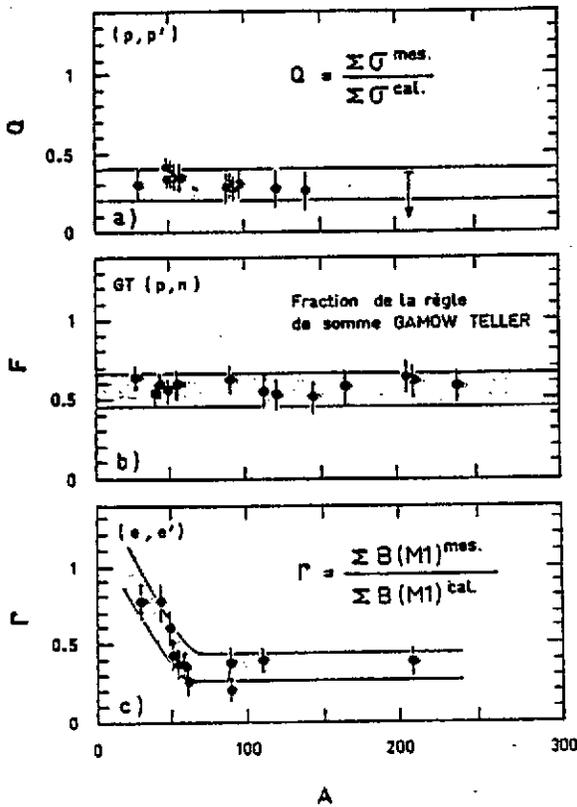


Fig. 27 - Réduction des transitions spin-isospin observées par les réactions (e, e') , (p, p') et (p, n) , compilée par Djalali⁷⁶.

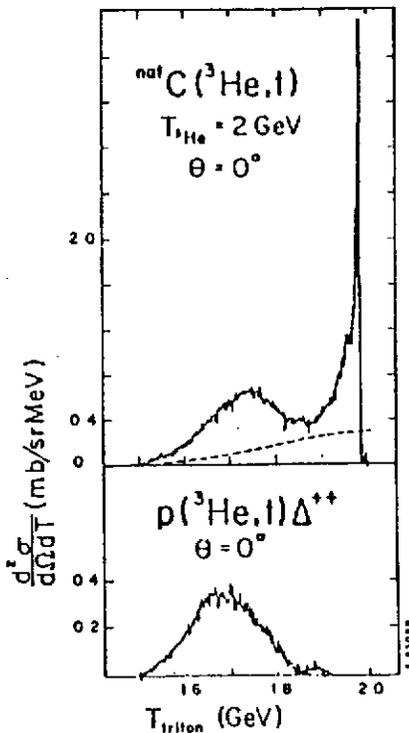


Fig. 28 - Spectres expérimentaux de la réaction $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ et $p(^3\text{He}, t) \Delta^{++}$ observés à SATURNE⁷⁷.

correspond pas à la valeur expérimentale $g_A = 1,26$. Mais on voit qualitativement que le fait de tenir compte des quarks entraîne une réduction importante de la règle de somme.

5.4.2 La réaction $(^3\text{He}, t)$

La réaction $(^3\text{He}, t)$ a été étudiée à Saturne par une collaboration franco-scandinave 77-78. La figure 28 montre les spectres expérimentaux sur le ^{12}C et le proton. Comme la réaction (p, n) c'est une transition spin-isospin qu'il faut mesurer à 0° . La réaction est un processus à une étape qu'on peut traiter dans l'approximation d'impulsion.

Dans la réaction sur le proton, la section efficace est décrite par l'échange d'un pion virtuel du genre espace entre le proton et l'un des nucléons contenus dans le noyau de ^3He , mais il faut également tenir compte d'un facteur de forme hadronique pour le système $^3\text{He}-t$. Ellegaard et al.⁷⁸ ont comparé ce facteur de forme au facteur de forme magnétique⁹⁰ mesuré en diffusion d'électrons. On trouve à faible transfert des résultats compatibles, mais à plus grand transfert des déviations importantes apparaissent, dans la région où l'on s'attend à un effet important des termes de rediffusion.

La position du pic observé dans la région du Δ a été étudiée pour différents noyaux. La position de ce pic est un problème intéressant car elle renseigne sur le mécanisme de l'excitation du Δ dans un noyau. La réaction $(^3\text{He}, t)$ permet d'at-

teindre des excitations longitudinales du Δ avec des pions virtuels. La propagation du pion dans le noyau est modifiée par rapport à celle d'un pion libre. On connaît la réponse transverse dans la région du Δ par l'absorption de photons qui est une réponse transverse du type $\vec{\sigma} \times \vec{q}$. L'effet du milieu est indépendant du nombre de nucléons dans le noyau⁸³ et il est assez faible. Dans la réponse longitudinale $\vec{\sigma} \cdot \vec{q}$, la situation est différente à cause de l'existence d'une pseudo-singularité⁸¹⁻⁸⁶ qu'on appelle la Branche pionique. Cette singularité détermine la relation entre l'énergie et l'impulsion avec lesquelles un pion se propage à grande distance.

Ce pôle correspond à la solution de l'équation :

$$\omega^2 - m_\pi^2 - q^2 - q^2 \tilde{\kappa}^0(q, \omega) = 0$$

Les réactions (${}^3\text{He}, t$) à Saturne pour divers noyaux entre le ${}^{12}\text{C}$ et le ${}^{208}\text{Pb}$ montrent que le pic est déplacé d'environ 80 MeV. La relation entre q et ω a été étudiée en faisant varier les conditions cinématiques (figure 29). La position du pic dans la région du Δ dans le plan ω, q suit cette branche pionique, mettant en évidence pour la première fois ces états Δ -trou qui sont excités par la partie attractive de l'interaction longitudinale pionique.

La réaction (${}^3\text{He}, t$) a donc un caractère spécifique nouveau qui est celui de pouvoir étudier des modes pioniques longitudinaux dans une région inaccessible aux autres sondes.

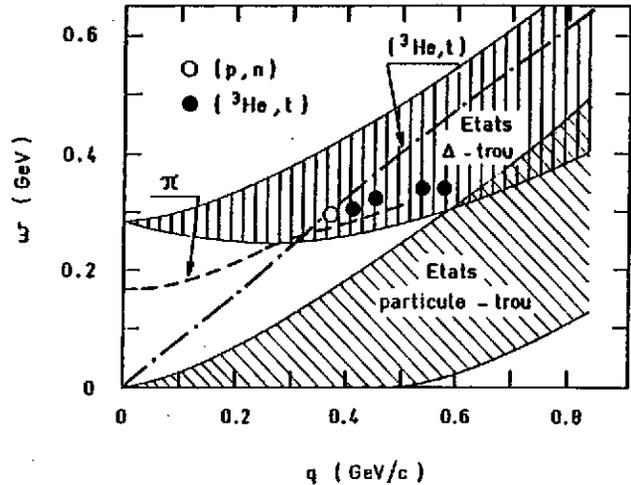


Fig. 29 - Position du pic observé dans la région du Δ par les réactions (p, n) et (${}^3\text{He}, t$) (ref.⁷⁹) en fonction du transfert d'impulsion q et de l'énergie d'excitation ω . L'excitation possible par les photons est la bissectrice $q^2 = \omega^2$. La ligne en trait mixte correspond à la réaction (${}^3\text{He}, t$). Les points expérimentaux semblent suivre la branche pionique^{81,82} indiquée par π .

6 CONCLUSIONS

Les effets subnucléoniques jouent donc un rôle important dans la dynamique des interactions dans le noyau. Même à très basse énergie, comme c'est le cas pour la désintégration β , il est nécessaire de tenir compte de la présence de pions pour expliquer les résultats expérimentaux de façon quantitative.

Plusieurs exemples de réactions nucléaires mettant en jeu différentes sondes ont été discutés pour montrer comment on utilise leurs caractères spécifiques. Les résultats présentés dans ce cours sont en majeure partie très récents. Ils montrent la très grande vitalité du domaine des énergies intermédiaires. Une nouvelle conception de la structure nucléaire est clairement en train de se forger.

Les diffusions d'électrons, de muons et de neutrinos ont montré sans ambiguïté la présence de quarks, de gluons, de nucléons et de mésons par une "simple" diffraction à l'échelle subatomique. Mais la connexion entre la description en termes de quarks et celle en termes de nucléons reste encore à faire.

REFERENCES

- 1) N. Isgur et C.H. Llewellyn-Smith, Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 1080
- 2) J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 123B (1983) 275
- 3) D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, 2^e édition Addison-Wesley 1982
- 4) G. Flügge, Lecture notes in physics Springer Verlag
- 5) H. Abromowicz et al., Zeit. Für Phys. C17 (1983) 283 ;
J.G.H. de Groot, Int. Conf. on High-Energy Physics, Madison 1980 ;
J. Steinberger, Int. School on Subnuclear Physics, Erice 1980
- 6) F.E. Close, An Introduction to Quarks and Partons 1979 Academic Press ; M.D. Mestayer, These
SLAC Report 214 (1978)
- 7) P. Ring and P. Schuck, The Nuclear Many Body Problem Springer Verlag 1980
- 8) J.S. Mc Carthy et al. Phys. Rev. C15 (1977) 1396 ;
I. Sick et al. Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 910 ; Phys. Lett. 88B (1979) 245 ;
J.M. Cavedon et al., Phys. Lett. 118B (1982) 311 ;
J. Emrich et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 401c ;
B. Frois et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 152
- 9) H. Eutenever et al., Nucl. Phys. A298 (1978) 452
- 10) J.M. Cavedon et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 978 ; B. Frois et al., Nucl. Phys. A396
(1983) 409c ; J.M. Cavedon et B. Frois, Images de la Physique 1984.
- 11) J. Dechargé et D. Gogny, Phys. Rev. C21 (1980) 1568
- 12) X. Campi communication privée ;
X. Campi et D.W.L. Spring, Nucl. Phys. A194 (1972) 401
- 13) J. Dechargé et L. Sips, Nucl. Phys. A407 (1983) 1
- 14) V.R. Pandharipande et al., Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1133
- 15) M. Huber, Ecole de San Miniato 1983
- 16) A. Bodek et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1431
- 17) M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8 (1964) 214
G. Zweig, CERN report 8182/Th 401 (1964)
- 18) R. Feynman, Photon Hadron Interactions, W.A. Benjamin Inc 1972 ;
J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- 19) Compilation des données du SLAC
- 20) G. Callan and D.J. Gross, Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 156
- 21) W. Weise, Third Advanced Course in Theoretical Physics, Capetown 1984, à paraître dans

Lecture Notes in Physics

- 22) F. Villars, *Helv. Phys. Acta* 20 (1947) 476
- 23) M. Chemtob et M. Rho, *Nucl. Phys.* A163 (1971) 1
- 24) "Mesons in Nuclei" édité par M. Rho et D. Wilkinson North-Holland 1979
- 25) I.S. Towner, *Ecole d'Erice*
- 26) K. Kubodera, J. Delorme et M. Rho, *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978) 755
- 27) C.A. Galiardi et al., *Phys. Rev.* C28 (1983) 2423 ;
G.T. Garvey, communication privée
- 28) P.A.M. Guichon et al., *Phys. Rev.* C19 (1979) 987
- 29) P.A.M. Guichon, M. Giffon et C. Samour, *Phys. Lett.* 74B (1978) 15
- 30) I.S. Towner et F.C. Khanna, *Nucl. Phys.* A372 (1981) 331
- 31) H.U. Jäger, M. Kirchbach et E. Truhlik, *Nucl. Phys.* A404 (1983) 456
- 32) S. Nozawa et al., *Phys. Lett.* 140B (1984) 11
- 33) P.A.M. Guichon et C. Samour, *Nucl. Phys.* A382 (1982) 461
- 34) A.E. Cox et al., *Nucl. Phys.* 74 (1965) 497
- 35) D.O. Riska et G.E. Brown, *Phys. Lett.* 38B (1972) 193
- 36) R.E. Rand et al., *Phys. Rev. Lett.* 18 (1967) 469
- 37) G.C. Simon et al., *Phys. Rev. Lett.* 37 (1976) 739 ;
Nucl. Phys. A324 (1979) 277
- 38) M. Bernheim et al., *Phys. Rev. Lett.* 46 (1981) 402 ;
J.C. Clemens et al., à paraître
- 39) J.F. Mathiot, *Nucl. Phys.* A412 (1984) 201
- 40) J. Hockert et al., *Nucl. Phys.* 217 (1973) 14
- 41) M. Rho, *Spin Excitations in Nuclei*, Conférence de Telluride 1982
- 42) P.F. Argan et al., *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 86
- 43) J.M. Laget, *Physics Reports* 69 (1981) 1
- 44) P.E. Argan et al., *Nucl. Phys.* A296 (1978) 373
- 45) J.L. Faure et al., *Nucl. Phys.* A424 (1984) 383
- 46) J.M. Laget, J.F. Lecomte et F. Lefebvres, *Nucl. Phys.* A370 (1981) 479
- 47) J. Arvieux et al., *Nucl. Phys.* A431 (1984) 613, (cet article contient les références complètes de toutes les données expérimentales).
- 48) P. Berthet et al., *J. of Phys.* G8 (1982) L111
- 49) A. Boudard, Thèse 1984, Note CEA-N-2386
- 50) S. Auffret et al., *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 649
- 51) L.A. Kondratyuk et L.V. Schevchenko, conférence de Balaton 1983

- 52) J.M. Laget et J.F. Lecomte, conférence PANIC, Heidelberg 1984
- 53) D. Kielczewska et al., communication à la conférence de Karlsruhe 1983
- 54) Bertini et al., (à paraître)
- 55) B. Tatischeff et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 2022
- 56) T. Siemarczuk et al., Phys. Lett. 128B (1983) 367
- 57) P.J.G. Mulders et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1543 et Phys. Rev. D21 (1980) 2653
- 58) M. Rosina et H.J. Pirner, Nucl. Phys. A367 (1981) 398
- 59) M.H. Mc Gregor, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1724
- 60) T. Veda, Phys. Lett. 79B (1978) 487
- 61) M.P. Combes-Comets et al., Nucl. Phys. A (à paraître)
- 62) K.K. Seth et al., Few Body problems in physics, Conférence de Karlsruhe 1983, Vol II, North Holland
- 63) E. Lomon, Conférence de Heidelberg 1984
- 64) A.W. Thomas, Chiral symmetry and the bag model Advances In Nuclear Physics 13 (1983) 1, Plenum Press
- 65) R. Bertini et al., à paraître
- 66) W. Berrensou et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 683 ;
S. Nagamya et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1780 ;
T. Johansson et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 732
- 67) E. Aslanides et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1466 ; Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1738, Nucl. Phys. A393 (1983) 314 ; Colloque franco-japonais, Dogashima 1983
- 68) Y. Le Bornec et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1870 ; Phys. Lett. 133B (1983) 149
- 69) K. Klingenberg et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1654
- 70) J.F. Germond et C. Wilkin, Phys. Lett. 106B (1981) 449
- 71) D. Vasac et al., Phys. Lett. 93B (1980) 243
- 72) J.P. Blaizot ; S. Gales, Ecole Joliot-Curie 1983
- 73) C. Gaarde, Nucl. Phys. A396 (1983) 127C, Conférence d'Osaka 1984
- 74) C.D. Goodman, Conférence de Florence 1983
- 75) A. Richter, Ecole d'Erice 1984 et Conférence de Florence 1983
- 76) N. Marty et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 1456 ;
C. Djalali, MESANS, Paris 1983 et Thèse 1984
- 77) C. Ellegaard et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1745
- 78) C. Ellegaard et al., Phys. Lett. à paraître
- 79) H. Roy Stephan, communication privée
- 80) K. Nakayama , S. Krewald et J. Speth, cours à Changchun, Chine 1983

- 81) G. Chanfray et M. Ericson, Phys. Lett. 141B (1984) 163
- 82) G. Chanfray, Aussois 1985
- 83) V.F. Dmitriev et T. Suzuki, MIT preprint CTP 1156, 1984
- 84) P. Carlos et al., Nucl. Phys. A431 (1984) 573
- 85) E. Os et W. Weise, Nucl. Phys. A368 (1981) 375
- 86) J. Delorme et al., Ann. Phys. 102 (1976) 273
- 87) W. Steffen et al., Phys. Lett. 95B (1980) 23
- 88) G.M. Grawley et al., Phys. Lett. 127B (1983) 322
- 89) D. Denhard et al., Phys. Rev. à paraître
- 90) J.M. Cavedon et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 986