

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation
F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF-- 8875

L3

CEA-DPh-N-S--2405

SPECIFICITE DES SONDÉS

Loget, J.M. CEA CEN Saclay, 91-Gif-sur-Yvette (France).
Service de Physique Nucleaire Haute Energie

Communication présentée à :

4. Saturne Meeting
La Londe-les-Maures (France)
10-14 Nov 1986

SPECIFICITE DES SONDÉS

J.M. LAGET

Service de Physique Nucléaire à Haute Energie
CEN Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

RESUME

La spécificité et la complémentarité des sondes hadroniques et électromagnétiques doivent être systématiquement exploitées pour répondre à trois questions qui se posent aujourd'hui en Physique Nucléaire aux énergies intermédiaires : Quelle est la structure des noyaux aux courtes distances, quelle est la nature des corrélations à courte portée, quelle est la nature des forces à trois corps ?

INTRODUCTION

C'est un sujet trop vaste pour être traité d'une manière générale aujourd'hui. D'autant plus qu'il faut d'abord préciser dans quel cadre se pose le problème de la spécificité des sondes. J'ai donc choisi d'essayer de montrer comment l'on peut répondre à la question suivante :

Quel est le comportement des noyaux aux courtes distances ?

C'est l'une des questions les plus importantes qui se posent aujourd'hui en Physique Nucléaire. Tout d'abord, étudier le noyau aux courtes distances revient à étudier la physique du confinement dans des conditions très différentes de l'étude des baryons ou des mésons libres. Ensuite, les systèmes nucléaires peuvent exister dans états dont la symétrie diffère de celles d'une superposition de nucléons libres : les états de couleurs cachées, dont la découverte et l'étude seraient fondamentales.

Voir ces courtes distances nécessite de grands transferts d'impulsion, qui s'accompagnent en général de grands transferts d'énergie. C'est là qu'apparaît la difficulté majeure de ce type de recherche : les états excités du nucléon, Δ et N^* , dominent les sections efficaces. Leur propagation, et celle des mésons qu'ils émettent en décroissant, masque et atténue l'influence de la structure des noyaux aux courtes distances. Leur étude a fait les beaux jours de la physique nucléaire aux énergies intermédiaires, durant les vingt dernières années. S'il reste encore quelques problèmes précis à résoudre, il faut reconnaître que la physique des pions et des Δ dans les noyaux est maintenant bien maîtrisée.

Il faut donc dépasser ce cadre, et je vais essayer de montrer comment les performances de Saturne (avec son nouvel injecteur Mimas) et de l'ALS (dans son état actuel et dans ses développements futurs) vont nous permettre d'aller au delà de l'étude du pion et du Δ dans le noyau. Cette problématique est traitée dans les réf. (1) et (2), et je passerai en revue aujourd'hui les trois directions de recherches suivantes :

- L'étude des fonctions d'onde des systèmes formés de peu de nucléon.
- L'étude des corrélations à courte portée.
- L'étude des forces à trois corps.

I. LA FONCTION D'ONDE DU DEUTON

Les réactions de cassure du deuteron offrent le moyen le plus direct de mesurer sa fonction d'onde.

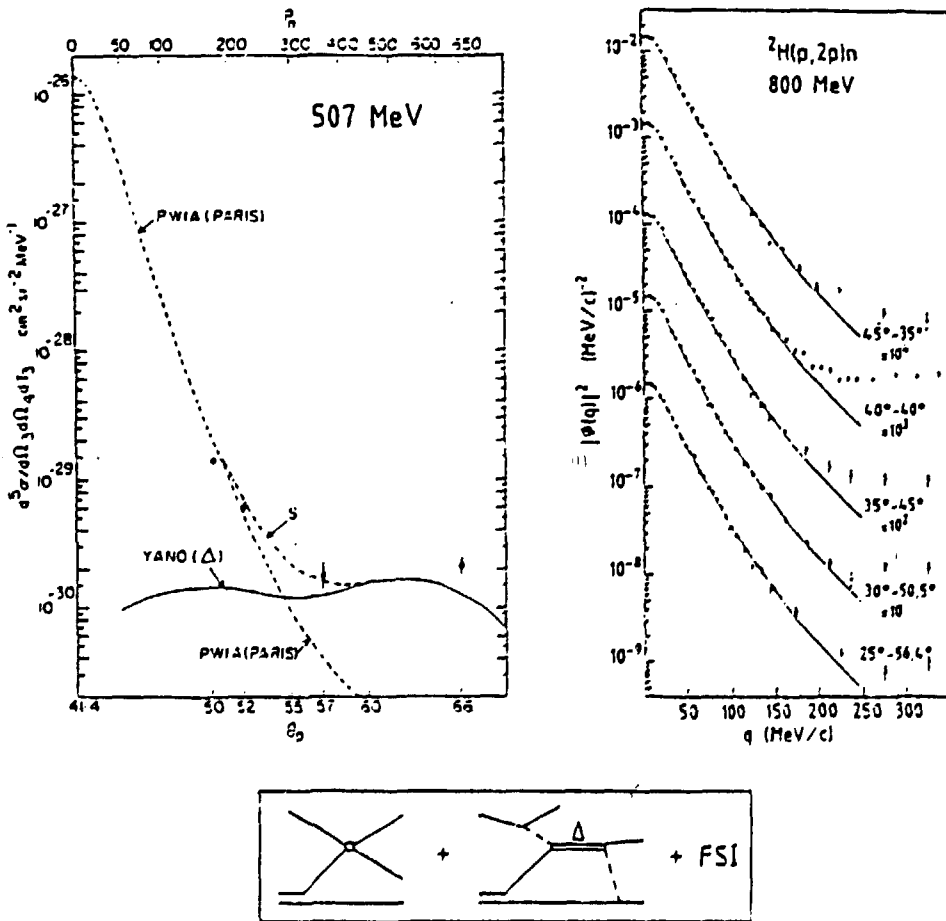


Fig.1: La section efficace de la réaction $D(p,2p)$ étudiée à Triumf (4) et la fonction d'onde du deuteron déduite de l'analyse de la même réaction réalisée à Los-Alamos (3) sont tracées en fonction de l'impulsion du neutron non détecté. Les diagrammes dominants sont tracés dans l'encart.

Grâce à sa grande section efficace la réaction $D(p,2p)n$ permet de déterminer les composants de basses impulsions, jusqu'à 200 MeV/c. La figure 1 montre des exemples typiques de mesures réalisées à Los Alamos (3) et TRIUMF (4). Mais au-dessus de 200 MeV/c la section efficace ne décroît plus avec l'impulsion transférée : elle excède d'un ordre de grandeur les prévisions que l'on peut faire à partir de fonctions d'ondes réalistes. Les mécanismes qui répartissent sur les deux nucléons l'impulsion transférée, en particulier la formation du Δ dans l'état intermédiaire (5), empêchent la mesure des composantes de grande impulsion dans la fonction d'onde.

Bien que sa section efficace soit plus petite, la réaction $D(e,e'p)n$ permet d'aller plus loin. La figure 2 récapitule les résultats obtenus à l'ALS (6,7) dans trois cinématiques différentes. L'augmentation de la section efficace de diffusion par une charge (Mott), quand l'angle de diffusion de l'électron diminue, compense la décroissance exponentielle de la fonction d'onde, quand l'impulsion du neutron non détecté croît. Les corrections (interaction dans l'état final, courants d'échange mésiques) sont faibles et n'excèdent pas 30 %.

Ces mesures constituent aujourd'hui les plus fortes contraintes sur les fonctions d'onde du deuton, jusqu'à des impulsions aussi grandes que

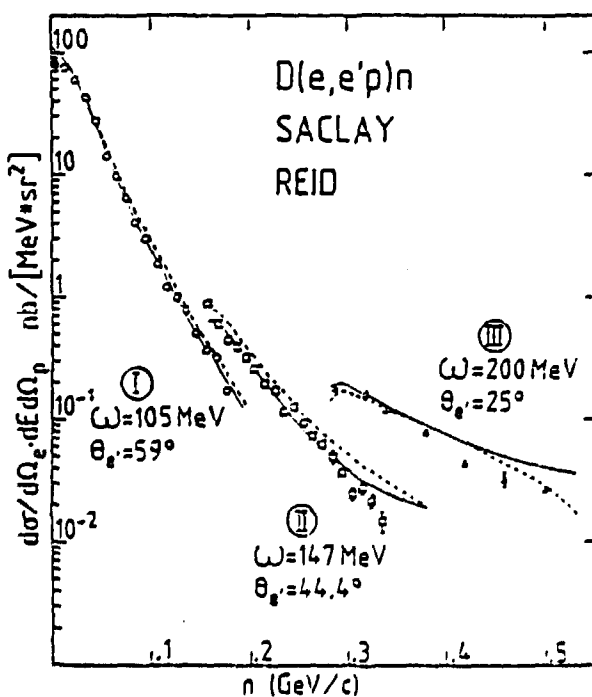


Fig.2 : La section efficace de la réaction $D(e,e'p)n$ est tracée en fonction de l'impulsion de neutron non détecté, pour les trois cinématiques mesurées à l'ALS (6, 7). Les courbes en tiretés sont les résultats du calcul en onde plane. Les courbes en trait plein tiennent compte de l'effet de l'interaction dans l'état final et des courants d'échange.

500 MeV/c. Les fonctions d'onde réalistes, mais classiques (8), du type de Reid (celles de Paris donnent des résultats très semblables) conduisent à un bon accord avec l'expérience jusqu'à 400 MeV/c. La déviation qui apparaît au-dessus provient probablement de la compensation fortuite, mais presque parfaite, des termes correctifs dans la troisième cinématique : alors que les mécanismes d'interaction dans l'état final diminuent la section efficace, les mécanismes de courant d'échange mésique l'augmentent.

Comment aller plus loin ? Je pense qu'il faut utiliser la complémentarité de Saturne et de l'ALS.

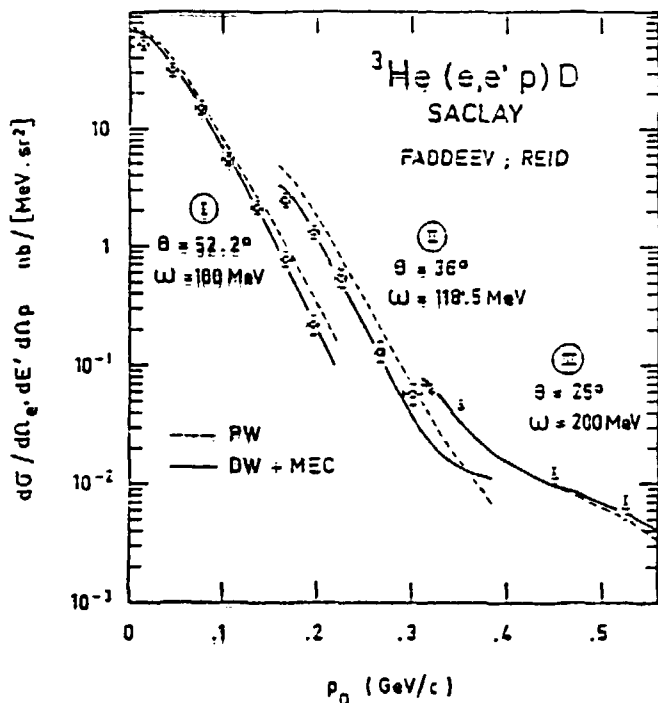
A l'ALS, l'étude de la réaction $D(e, e'p)n$ doit être poursuivie dans deux directions : d'une part en déterminant les composantes de plus grande impulsion (> 500 MeV/c), d'autre part en séparant les sections efficaces transverses et longitudinales.

Alors que les courants d'échange mésiques dominent la section efficace transverse (correspondant aux polarisations transverses du photon virtuel), ils ne contribuent pas à la section efficace longitudinale (correspondant à la composante temporelle du courant), qui est beaucoup plus sensible au comportement à courte portée de la fonction d'onde (1). Ce programme nécessite une augmentation notable (plus de 2 GeV) de l'énergie du faisceau primaire d'électrons (9)

A Saturne, les différentes observables de spin peuvent, et doivent, être mesurées dès maintenant (10, 11). Par exemple, en approximation d'impulsion, le pouvoir d'analyse tensoriel T_{20} dans la réaction $\vec{D}p \rightarrow pnp$, ou bien le paramètre de transfert de spin P_z dans la réaction $\vec{D}p \rightarrow \vec{p}np$, sont sensibles au rapport des composantes D et S de la fonction d'onde (alors que la section efficace non polarisée n'est sensible qu'à la somme des carrés de ces deux composantes). Il y a là une carte à jouer à Saturne, mais il faut entreprendre parallèlement un sérieux effort d'analyse théorique, de manière à bien s'assurer que les mécanismes d'ordre supérieur n'altère pas la spécificité de cette réaction.

II. LA FONCTION D'ONDE D'UN NUCLEON DANS ${}^3\text{He}$

Pourvu que les effets d'interaction dans l'état final, et que les courants d'échange mésiques, soient bien pris en compte, l'étude de la réaction ${}^3\text{He}(e, e'p)d$ à Saclay (12, 13) et Amsterdam (14) impose des contraintes très fortes sur la fonction d'onde d'un nucléon dans ${}^3\text{He}$. A titre d'exemple, la figure 3 montre le résultat de l'analyse (15) de l'expérience réalisée à



l'ALS. Comme dans le cas du deuteron, l'emploi d'une fonction d'onde réaliste, mais classique (solution des équations de Faddeev pour le potentiel de Reid), permet de bien reproduire les données expérimentales jusqu'à 600 MeV/c.

Fig.3 : Les sections efficaces de la réaction ${}^3\text{He}(e,e'p)\text{D}$ mesurées à l'ALS (12,13). Voir la légende de la figure 2.

III, LA FONCTION D'ONDE RELATIVE DE DEUX NUCLEONS DANS ${}^3\text{He}$

La signature la plus claire des corrélations entre deux nucléons dans ${}^3\text{He}$ est le spectre de protons émis, à un angle donné, dans le continu des réactions ${}^3\text{He}(\gamma,p)x$, réf. (17) et ${}^3\text{He}(e,e'p)x$, réf. (18) récemment étudiées à l'ALS. Le sommet des pics qui apparaît dans la figure 4, correspond à l'électrodésintégration d'une paire au repos, et sa largeur est due au moment de Fermi de cette paire dans ${}^3\text{He}$.

Tandis que la réaction (γ,p) est dominée par l'échange de mésons et la création d'un Δ intermédiaire, la réaction $(e,e'p)$ est beaucoup plus directement sensible à la fonction d'onde relative des deux nucléons actifs.

Ces expériences échantillonnent les composantes de grande impulsion (jusqu'à 600 MeV/c) de la fonction d'onde relative de ${}^3\text{He}$. Toutefois, comme dans le cas du deutérium la séparation des sections efficaces transverses et longitudinales nécessite une augmentation notable de l'énergie du faisceau d'électrons, Elle permettrait de s'affranchir de la contribution des courants d'échange mésiques, et d'atteindre plus directement les corrélations entre deux nucléons,

Cette augmentation de l'énergie permettrait de poursuivre ce programme par l'étude de la réaction complètement exclusive ${}^3\text{He}(e,e'pp)n$ qui est le moyen le plus direct d'accéder à la fonction de corrélation entre deux nucléons (voir réf. 19 pour plus de détails).

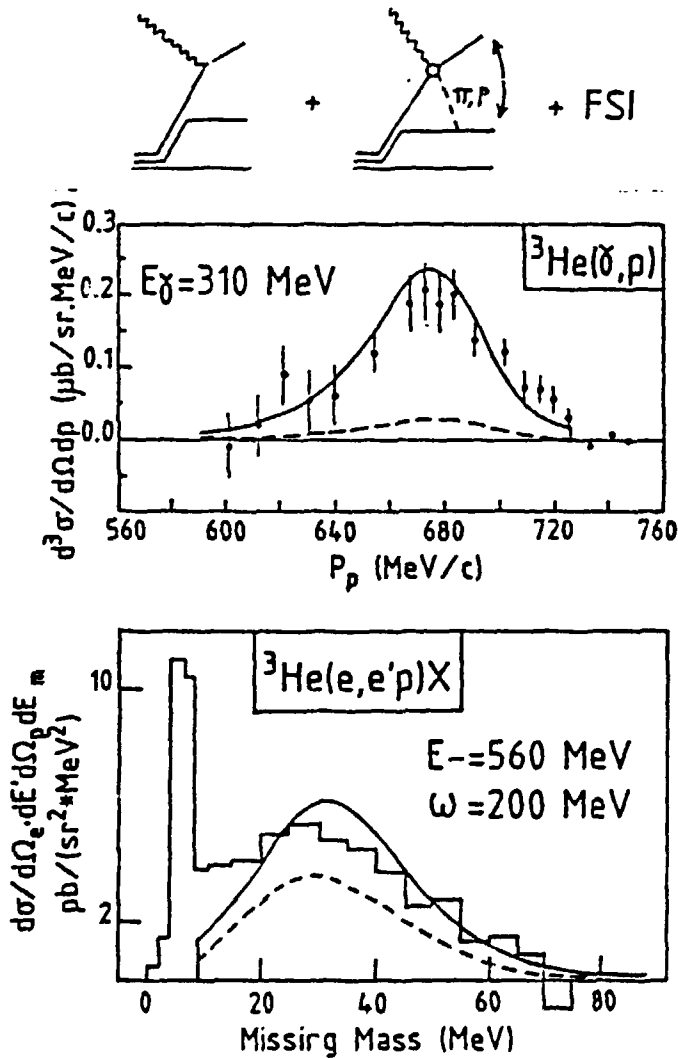


Fig.4 : Dans la partie supérieure, le spectre des protons émis à $\theta_p = 23^\circ$ dans la réaction ${}^3\text{He}(\gamma, p)$ est tracé en fonction de leur impulsion (17). Dans la partie inférieure, le spectre des protons émis à $\theta_p = 60^\circ$ dans la réaction ${}^3\text{He}(e, e'p)$ est tracé en fonction de la masse invariante du système non détecté (18). Les courbes en traits pleins correspondent au résultat du calcul complet (1,15). Les courants d'échange mésiques et le mécanisme de création du Δ ne sont pas inclus dans les courbes en tireté.

IV. LES REACTIONS DE CAPTURE pd

Nous n'avons donc aucune liberté de jouer avec les composantes de haute impulsion ($\sim 600 \text{ MeV}/c$) des fonctions d'onde des systèmes à deux et trois nucléons. Elles peuvent être utilisées dans l'analyse des différentes réactions induites dans les systèmes à petit nombre de nucléons, comme par exemple, les réactions $pd + \pi^+$, $pd + {}^3\text{H}_e \pi^0$ ou $pd + {}^3\text{H}_e \gamma$, dans la région d'énergie de Δ . Les mécanismes qui ne mettent en jeu que deux nucléons dominent et reproduisent bien les grandes tendances des sections efficaces et des observables de spin (1,2). Je ne vais donc pas insister sur les succès du modèle mais plutôt sur les points de désaccord qui subsistent encore, car ils peuvent être révélateurs d'autres mécanismes et conduire à des développements expérimentaux futurs.*

* Les calculs présentés dans cette section ont été effectués en collaboration avec J.F. Lecolley.

La figure 5 montre la distribution angulaire de la réaction $pd \rightarrow T\pi^+$ à $T_p = 500$ MeV réf.(20). Cette réaction est dominée par la création du Δ sur un nucléon suivi de la réabsorption du pion et du p par un deuxième nucléon. Les

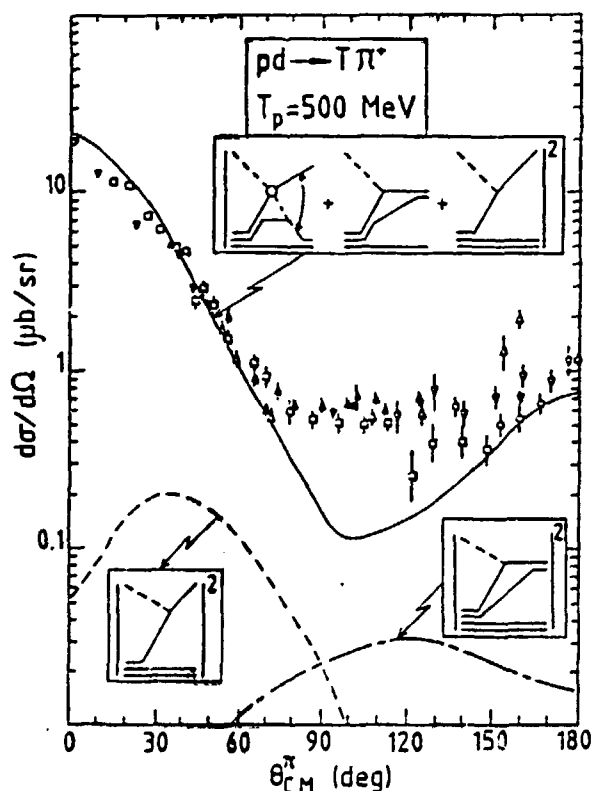


Fig.5 : La section efficace de la réaction $pd \rightarrow T\pi^+$ à $T = 500$ MeV (20). La courbe en trait plein correspond au calcul complet (1, 2). La courbe en tiretés ne tient compte que du graphe d'échange d'un nucléon. La courbe en trait-points tient compte aussi du graphe d'échange de deux nucléons suivi de l'éjection directe d'un deuton.

autres ondes partielles de la diffusion pion-nucléon sont prises en compte par les déphasages expérimentaux correspondants, mais ne jouent pas un rôle important dans le domaine d'énergie du Δ . Les mécanismes qui ne mettent en jeu qu'un nucléon sous estiment la section efficace d'au moins un ordre de grandeur. L'accord est satisfaisant aux angles avant et à l'arrière, mais un sérieux désaccord apparaît autour de 90° . Il ne vient pas de la fonction d'onde utilisée (Reid-Faddeev (16)), puisque nous avons vu qu'elle est très fortement contrainte par l'expérience ($e, e'p$) dans cette zone de transfert d'impulsion. Il ne vient pas non plus d'une mauvaise description des mécanismes de réaction dans la paire de nucléons actifs. La figure 6 montre que ce même modèle (2) reproduit d'une manière satisfaisante les observables mesurées au SIN (21) dans l'étude systématique de la réaction $\vec{p}\vec{p} \rightarrow d\pi^+$.

Ce désaccord entre le modèle, où deux nucléons sont actifs, et l'expérience s'amplifie quand l'énergie augmente, et quand l'on dépasse la région

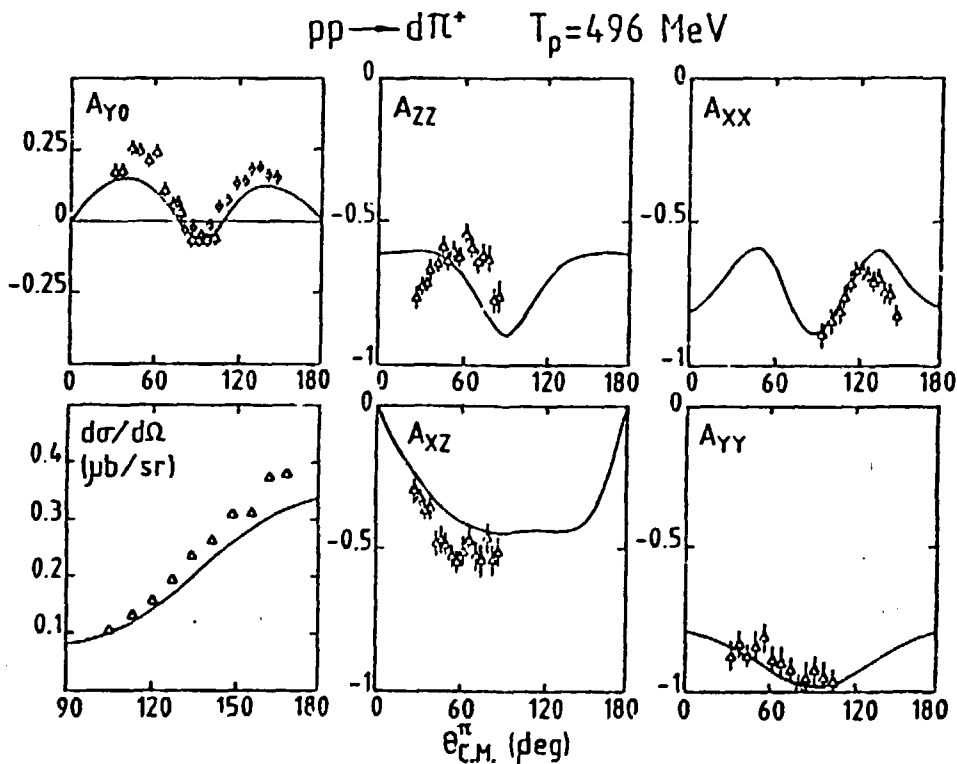


Fig.6 : Les différentes observables de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ mesurées à 497 MeV au SIN (21). Les courbes représentent le résultat du calcul complet (2).

dominée par l'excitation de Δ . Cela ressort clairement de l'analyse de deux expériences (22,23) récemment réalisées à Saturne. Alors que dans la région de Δ le modèle (2) reproduit l'allure générale de pouvoir d'analyse tensoriel (fig. 7) et la section efficace différentielle (fig. 8) à $\theta_\pi = 180^\circ$, il ne reproduit plus du tout ces observables au-dessus de $T_p = 1 \text{ GeV}$. Les mécanismes ne mettant en jeu que deux nucléons ne peuvent pas reproduire le deuxième maximum (entre $T_p = 1$ et $1,5 \text{ GeV}$) de la section efficace (fig. 8). D'une part, l'effet des résonances de masse plus élevée que le Δ est pris en compte par l'utilisation de déphasages pion-nucléon expérimentaux correspondants. D'autre part, une telle variation n'apparaît pas dans la réaction élémentaire $pp \rightarrow d\pi^+$.

Ce désaccord est donc révélateur de mécanismes nouveaux mettant en jeu simultanément les trois nucléons de ${}^3\text{He}$. Ils sont de deux types et quelques exemples sont montrés dans la figure 9. Tous d'abord, les résonances baryoniques dont la masse est supérieure à celle du Δ décroissent préférentiellement en émettant deux mésons qui peuvent être absorbés chacun par un nucléon différent. Ensuite le pion (ou le ρ) créé sur un nucléon peut subir

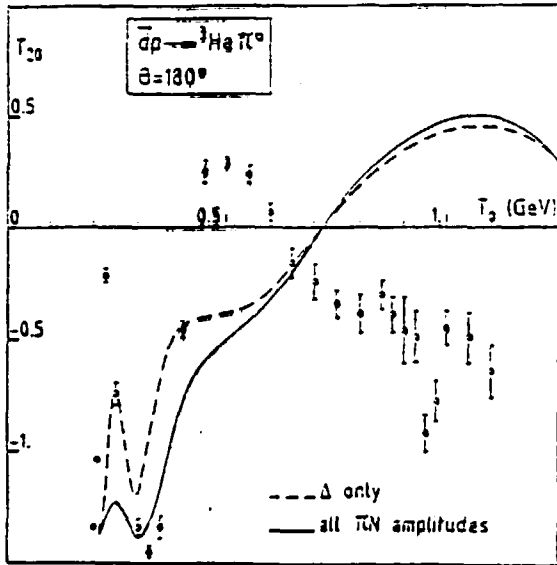


Fig.7 : Le pouvoir d'analyse tensoriel de la réaction $dp \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ mesuré à 180° à Saturne (23). La courbe pleine correspond au résultat du calcul où tous les effets ne mettant en jeu que deux nucléons sont pris en

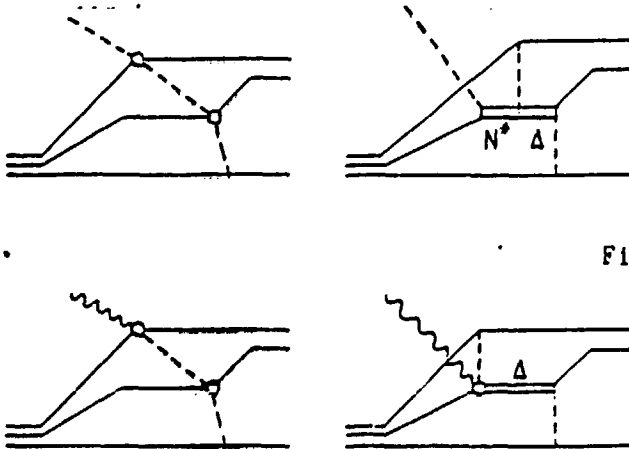


Fig.9 : Les diagrammes correspondants aux différents mécanismes mettant en jeu les trois nucléons dans les réactions $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ et $pd \rightarrow {}^3\text{He}\gamma$

une rediffusion sur le deuxième nucléon avant d'être absorbé par le troisième. Comme l'un de ces pions peut se propager sur couche de masse, l'amplitude correspondante est fortement favorisée.

Ces mécanismes permettent de répartir l'impulsion transférée sur les trois nucléons. Quand l'impulsion transférée croît, leur amplitude décroît

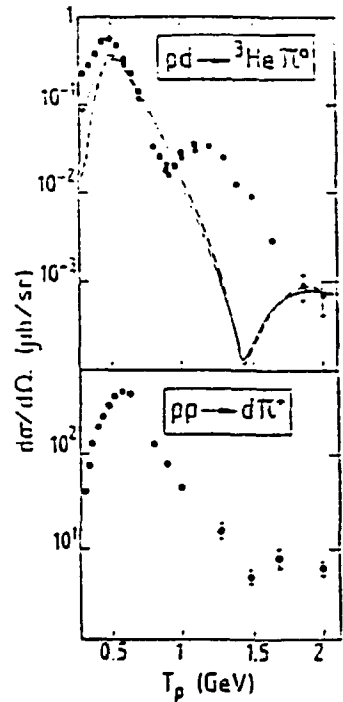


Fig.8 : La section efficace différentielle de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ mesurée à 180° à Saturne (22, 23) est tracée en (a). Celle de la réaction $pp \rightarrow d\pi^+$ est tracée en (b). Voir légende de la figure 7.

donc moins vite que celle correspondant aux mécanismes ne mettant en jeu que deux nucléons. L'interférence entre ces deux types d'amplitudes pourrait être à l'origine du second maximum de la fonction d'excitation de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He}\pi^0$ à 180° .

Toutefois le calcul de l'amplitude de ces mécanismes à trois nucléons dans les transitions entre les états à deux corps dans les voies d'entrée et de sortie, est un défi considérable, puisqu'il faut calculer une intégrale d'ordre neuf.

Pour simplifier le problème il faut d'abord les mettre en évidence et étudier leur influence dans les voies de désintégration complète du système à trois nucléons.

V. LES FORCES A TROIS CORPS

La réaction ${}^3\text{He}(\gamma, pp)n$ nous offre le moyen le plus efficace d'étudier ces forces à trois corps. Sa section efficace est comparée à celle de la réaction ${}^3\text{He}(\gamma, pn)p$ dans la figure 10. Un des protons détectés est émis à 90° , par

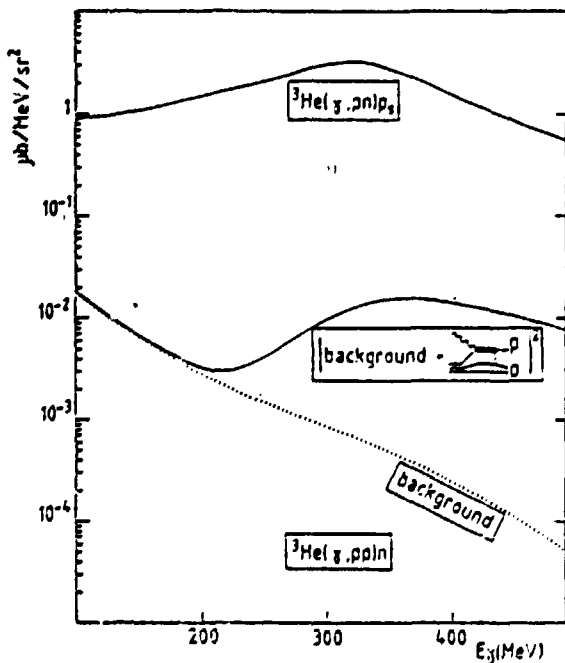


Fig.10 : photodésintégration d'une paire pn (en haut) et d'une paire pp en (en bas) au repos dans ${}^3\text{He}$ (voir la figure).

rapport au photon incident, dans le centre de masse de la paire active. Dans le canal pp le "bruit de fond" provient de tous les mécanismes d'interaction dans l'état final, ou bien de la réabsorption du pion dans l'une des paires pn active. Il n'inclut pas l'absorption de pions dans la paire pp. Ce modèle est décrit en détail dans les réfs.(1, 15 et 24). Les règles de sélection réduisent très fortement les mécanismes à deux nucléons dans la voie (γ, pp) et la rendent très sensible aux effets des courants à trois corps (1). A titre d'exemple, la figure 11 montre leur importance relative par rapport aux contributions des effets à deux corps, dans les conditions cinématiques qui maximisent leur amplitude : l'effet de la singularité triangulaire (25),

qui correspond à la propagation de l'un des pions sur sa couche de masse, y est maximum.

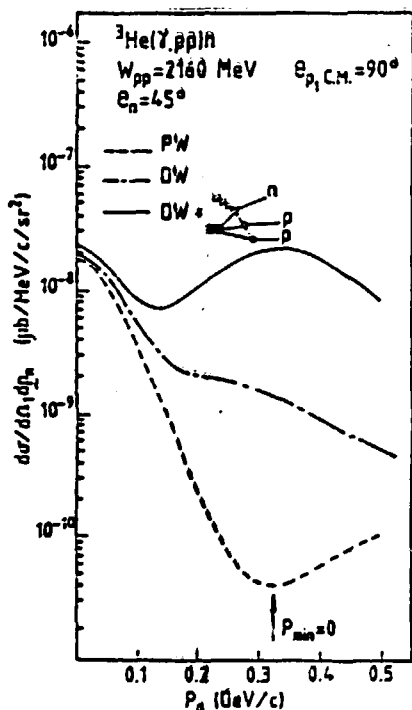


Fig.11 : La section efficace de photodésintégration d'une paire pp dans ${}^3\text{He}$ est tracée en fonction de l'impulsion du neutron non détecté. La masse invariante de la paire est gardée constante à la valeur $W = 2160$ MeV, et chaque proton est émis à 90° , par rapport au photon incident, dans leur centre de masse. La signification des courbes est indiquée sur la figure. La flèche indique l'endroit où l'effet de la singularité triangulaire est maximum.

L'étude du couplage du champ électromagnétique à l'un des deux mésons, qui se propagent entre les trois nucléons, est le moyen le plus direct de mettre en évidence et d'étudier les forces à trois corps. En effet l'invariance du jauge du courant électromagnétique relie d'une manière inambigüe ces mécanismes, qui mettent en jeu les trois nucléons, aux potentiels à trois corps qui génèrent les fonctions d'onde.

C'est un domaine complètement ouvert à l'ALS.

VI. CONCLUSION

Les trois exemples que j'ai choisis illustrent bien la complémentarité de Saturne et de l'ALS pour étudier les phénomènes qui se déroulent à courte portée dans les noyaux.

Saturne occupe aujourd'hui un créneau qu'il faut exploiter systématiquement. Son énergie lui permet de dépasser le domaine où le Δ domine les sections efficaces, et d'aborder le domaine où les autres résonances baryoniques et les mécanismes de création de plusieurs mésons jouent un rôle important. En particulier, l'étude des canaux de production des différents mésons, η^0 réf.(22), K réf.(26) etc..., est un complément indispensable à l'étude de canaux de création de pions. Ses faisceaux polarisés intenses offrent la pos-

sibilité de déterminer les différentes observables de spin et d'étudier plus finement la dynamique nucléaire.

L'ALS a permis de contraindre très fortement les fonctions d'onde des systèmes formés de quelques nucléons, jusqu'à des impulsions de l'ordre de 500 MeV/c, et d'entreprendre l'étude des corrélations à courte portée. Pour aller plus loin, et dépasser l'étude de degrés de liberté associés au pion et au Δ , il faut augmenter son énergie et dépasser largement 2 GeV. C'est le prix à payer pour séparer les parties transverse et longitudinale des sections efficaces quand l'énergie et l'impulsion transférées au système nucléaire atteignent 1 GeV. La partie transverse donne directement accès à l'étude de l'échange de mésons et, en particulier, des forces à trois corps associés à l'échange de deux mésons. En revanche, la partie longitudinale n'est pas sensible à ces degrés de liberté et donne directement accès à l'étude des autres mécanismes qui se déroulent à plus courte distance.

Cette augmentation notable de l'énergie permet en outre de franchir le seuil d'émission des différents mésons scalaires, vecteurs et étranges, et de rendre possible l'étude des propriétés électromagnétiques des structures mises en évidence dans ces canaux à Saturne.

Si, dans l'immédiat, la grande intensité de faisceaux de Saturne, associée à la forte valeur des sections efficaces qui y sont mesurées, permet de mettre en évidence et de cataloguer un certain nombre de mécanismes nouveaux, on ne peut pas faire l'économie, dans un très proche avenir, de l'étude de leurs propriétés électromagnétiques. Elles seules permettent d'en bien cerner la nature et de les décrire quantitativement.

REFERENCES

- (1) J.M. LAGET, *New Vistas in Electronuclear Physics*, E. Tomuziak, H. Kaplan and F. Dressler, Eds., Plenum Press, New-York, p.361 (1986).
- (2) J.M. LAGET, *Second Workshop on perspective in Nuclear Physics at intermediate energy*, S. Boffi et al., Eds World Scientific, Singapore, p.247 (1986).
- (3) T.H.R. WHITTEN et al., *Nucl. Phys.* A254 p.269 (1975).
R.D. FELDER et al., *Phys. Lett.* A264 p.397 (1976).
- (4) C.F. PERDRISAT et al., *Phys. Lett.* 156B p.38 (1985) ;
V. PUNJABI et al., *Phys. Lett.* 179B p.207 (1986).
- (5) A.F. YANO, *Phys. Lett.* 156B p.33 (1985) ;

- A.F. YANO et F.B. YANO, Phys. Lett. 173B p.364 (1986).
- (6) M. BERNHEIM et al., Nucl. Phys. A365 p.349 (1981).
- (7) S. TURCK-CHIEZE et al., Phys. Lett. 142B p.145 (1984).
- (8) R.V. REID, Ann Phys. (NY) 50 p.411 (1968).
- M. LACOMBE et al., Phys. Lett. 101B p.139 (1981).
- (9) A. GERARD et J.M. LAGET, Rapport Prospectif sur la Physique photo et électro-nucléaire, Note CEA-N 2360 (1983).
- (10) C.F. PERDRISAT et al., Experience à Saturne n° 134 (1986)
- (11) S.L. BELOSTOTSKY, Lettre d'intention à Saturne, n° 145. (1986)
- (12) E. JANS, P. BARREAU, M. BERNHEIM, J.M. FINN, J. MORGENSTERN, J. MOUGEY, D. TARNOWSKI, S. TURCK-CHIEZE, S. FRULLANI, F. GARIBALDI, G.P. CAPITANI, E. de SANCTIS, M.K. BRUSSEL et I. SICK, Phys. Rev. Lett. 49 p.974 (1982).
- (13) J. MORGENSTERN, "European Workshop on few-body Physics" Rome 7-11 novembre 1986). Springer Verlag (sous presse).
- (14) P.H.M. KEIZER, P.C. DUNN, J.W.A. den HERDER, E. JANS, A. KAARSGAARN, L. LAPIKAS, E.N.M. QUINT, P.K.A. de WITT HÜBERTS, H. POSTMA, J.M. LAGET, Phys. Lett. 157B, p.255 (1985).
- P.H.M. KEIZER, thèse.
- (15) J.M. LAGET, Phys. Lett., 151B, p.325 (1985).
- (16) R.A. BRANDENBURG et al., Phys. Rev. C12 p.1368 (1975).
- (17) N. d'HOSE, G. AUDIT, A. BLOCH, N. de BOTTON, L. GHEDIRA, L. JAMMES, J.M. LAGET, J. MARTIN, E. MAZZUCATO, C. SCHUL, G. TAMAS, E. VINCENT, P. ARGAN, and P. STOLER, 8ème Session d'Etude Biennale de Physique Nucléaire, Aussois, J. Meyer, Ed., LYCEN 8502 (Université de Lyon) p. S10.1, 4-8 février 1985.
- (18) J. MORGENSTERN, Second Workshop on perspective in Nuclear Physics at Intermediate Energy, S. Boffi et al., Eds, World Scientific, Singapour, p. 355 (1986).
- (19) J.M. LAGET, Phys. Rev. (sous presse), Rapport DPh-N Saclay n°2367.
- (20) J.M. CAMERON, Lecture Notes in Physics 260 p.366 (1986).
- (21) E. APRILE et al. Nucl. Phys. A379 p.369 (1982) ;
E. APRILE et al., Nucl. Phys. A415 p.365 (1984).
- (22) P. BERTHET et al., Nucl. Phys. A443 p.587 (1985).
- (23) C. KERBOUL et al., Phys. Lett (sous presse), rapport DPhN Saclay 2328B
- (24) J.M. LAGET, Nucl. Phys., A446, p.489c, (1985).
- (25) J.M. LAGET, Phys. Rep. 69, p.1 (1981)
- (26) R. FRASCARIA et al. Expérience à Saturne n°121 (1986).