

# Approches expérimentales des transitions delta S=1, delta T=1 dans les noyaux moyens et lourds

S. Gales

▶ **To cite this version:**

S. Gales. Approches expérimentales des transitions delta S=1, delta T=1 dans les noyaux moyens et lourds. École thématique. Ecole Joliot Curie "Structure nucléaire aux frontières de la stabilité", Bombannes, (France), du 12-16 septembre 1983 : 2ème session, 1983. cel-00638227

**HAL Id: cel-00638227**
**https://cel.hal.science/cel-00638227**

Submitted on 4 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.

# APPROCHES EXPERIMENTALES DES TRANSITIONS $\Delta S=1$ , $\Delta T=1$ DANS LES NOYAUX MOYENS ET LOURDS

S. GALES

Institut de Physique Nucléaire, Orsay

## I - INTRODUCTION

Dans ce complément de cours, je voudrais discuter d'un des sujets d'actualité en physique nucléaire ces dernières années : les transitions $\Delta S=1$, $\Delta T=1$ . Le formalisme théorique étant traité par ailleurs*, je vais décrire les méthodes expérimentales utilisées dans l'étude de telles excitations, leurs sélectivités, les limitations des modèles de réactions utilisés dans l'analyse des résultats, les problèmes de structure nucléaire qui se posent.

Commençons pas fixer le vocabulaire, définir ce type d'excitation et rappeler les relations qui existent entre les transitions $\Delta S=1$ , $\Delta T=1$ et la désintégration $\beta$ .

Les transitions $\Delta S=1$ , $\Delta T=1$ sont appelées suivant les auteurs, transitions "spin-flip, isospin-flip", résonance Gamow-Teller ou $M_1$ . Considérons l'état fondamental du noyau doublement magique de $^{48}Ca$. Le spin de l'état fondamental est $0^+$, la couche $1f_{7/2}$ est pleine les couches supérieures ($1f_{5/2}$ par exemple) sont complètement vides. Supposons que l'on sache produire une excitation particule-trou du type décrit dans la fig. 1b. Un neutron $f_{7/2}$ est excité dans la couche $f_{5/2}$ , créant un trou dans la couche $f_{7/2}$, le tout se couplant au spin final $J^\pi = 1^+$. On dit qu'on a affaire à une transition du type $M_1$ par analogie avec l'opérateur magnétique dipolaire $M_1$ caractérisant la désintégration $\gamma$ entre deux niveaux nucléaires $1^+ \to 0^+$ (voir fig.2) d'isospin $T_o$ . On a bien affaire à une transition $\Delta S=1$ , $\Delta T=1$ ($\Delta\ell=0$ , $0^+ \to 1^+$ , $T_o \pm 1 = T_o$ , $T_o+1$) que l'on peut peupler par diffusion inélastique de photons $(\gamma,\gamma')$ d'électrons (e, e') ou de protons (p,p').

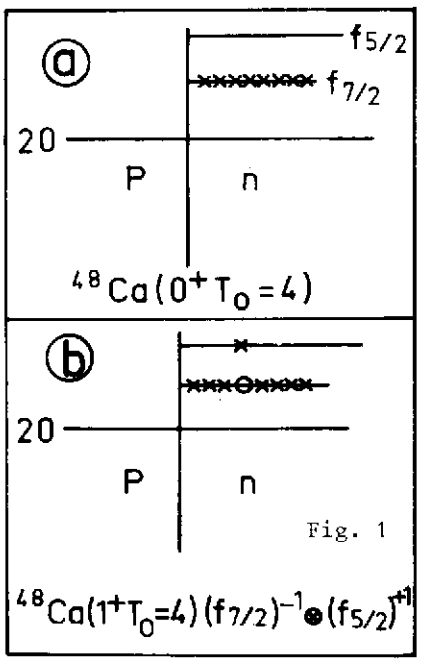


Fig. 1

On peut peupler à partir du même état fondamental du $^{48}Ca$, les transitions du type Fermi ($\Delta S=0$, $\Delta T=1$) ou Gamow-Teller ($\Delta S=1$, $\Delta T=1$). Les configurations de telles transitions sont illustrées dans la fig.3. L'opérateur $T^-$ (échange d'un neutron en un proton si l'orbitale correspondante n'est pas complètement pleine) agissant sur l'état fondamental du $^{48}Ca$ donne l'état analogue $\psi_A(0^+) \propto |(f_{7/2})^{-1}(f_{7/2})^{+1}|_{0^+}$ . Il s'agit d'une transition $\Delta S=0, \Delta T=1$ ou transition de Fermi par analogie à la désintégration $\beta$ permise entre les niveaux $^{A}_{Z}N(0^+,T_o) \to {}^{A'}_{Z+1}N_{-1}(0^+,T_o)$ (voir fig.3).

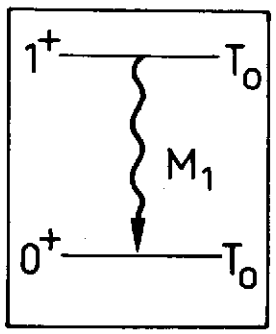


Fig. 2

L'opérateur $\sigma T^-$ change le proton en neutron mais change aussi d'une unité le spin. On a ainsi à partir de l'état fondamental du $^{48}Ca(0^+)$ , 2 états $\psi_{GT}(1^+)$ de configuration $(f_{7/2})^{-1}(f_{7/2})^{+1}$ et $(f_{7/2})^{-1}(f_{5/2})^{-1}$ . On dit qu'il s'agit de transitions

* Cours de J.P. BLAIZOT, Bombannes 1983

$\Delta S=1$ , $\Delta T=1$ ou transitions Gamow-Teller (GT) toujours par analogie à la désintégration β permise entre niveaux $_{Z}{}^{A}{}_{N}(0^{+},T_o)_{\beta}\rightarrow{}_{Z+1}{}^{A}{}_{N-1}(1^{+},\ T_o{}^{-1})$ illustré dans la partie droite de la fig. 3.

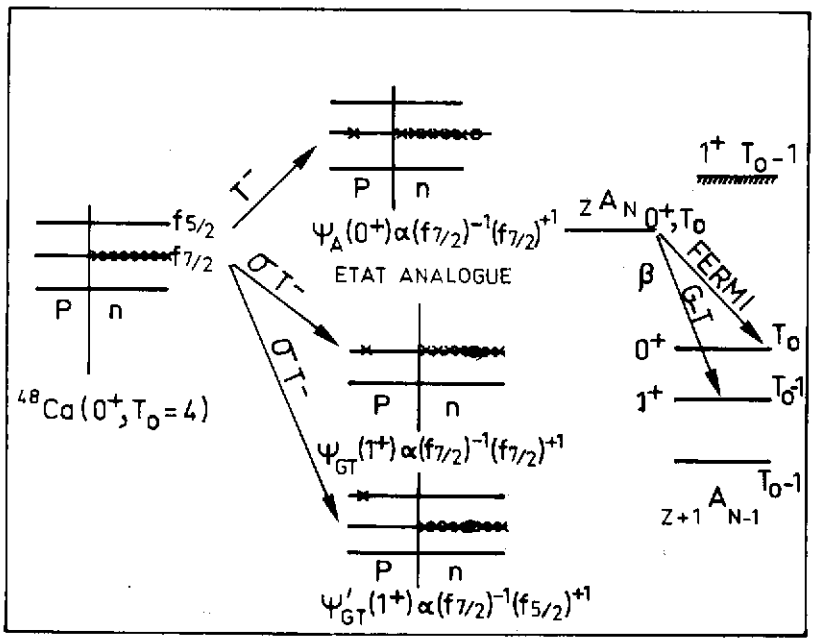



*Fig.3- Représentation schématique du niveau fondamental du $^{48}Ca$ , des configurations des états analogues et des états $1^{+}$ du $^{48}Sc$ et des désintégrations β permises (Fermi et Gamow-Teller) entre le noyau $_{Z}{}^{A}{}_{N}$ et les niveaux excités du noyau $_{Z+1}{}^{A}{}_{N-1}$ .*

Dans le cadre du modèle extrême a particule indépendantes, les deux transitions Gamow-Teller $1^{+}(\Delta S=1,\Delta T=1)$ ont une intensité comparable leur distance en énergie étant uniquement due au terme spin-orbit (distance en énergie entre orbitales de spin $j=\ell-1/2$ et $j=\ell+1/2$) (Voir fig. 4a). Si l'on raffine ce modèle et que l'on prend en compte l'interaction résiduelle entre la particule et le trou alors l'intensité de la transition de basse énergie est fortement réduite, et l'essentiel de l'intensité se trouve concentrée et même repoussée à plus haute énergie d'excitation à cause de la nature répulsive de l'interaction particule-trou ainsi qu'il est montré dans la fig. 4b.

Dans les noyaux moyens et lourds, cette deuxième configuration à haute énergie ne peut être atteinte par désintégration β pour des raisons énergétiques (voir Fig.3 ).

La faiblesse de l'intensité des transitions β avait conduit dès 1963 Ikida[1] à prédire l'existence d'une concentration de l'intensité Gamow-Teller à haute énergie d'excitation.

Pour terminer cette introduction notons que les réactions d'échange de charge du type (p,n) ou ($^{3}$He,t) permettent de peupler les transitions du type Fermi ($\Delta S=0$ , $\Delta T=1$) ou Gamow-Teller ($\Delta S=1$ , $\Delta T=1$) et qu'il reste à expliquer pourquoi alors que l'on a mis en évidence depuis 1964 (Réf.2) les transitions $\Delta S=0$, $\Delta T=1$ ou Etat Isobarique Analogue (E.I.A.) ce n'est que très récemment que les mêmes réactions ont permis d'observer expérimentalement les transitions Gamow-Teller dans les noyaux moyens et lourds.

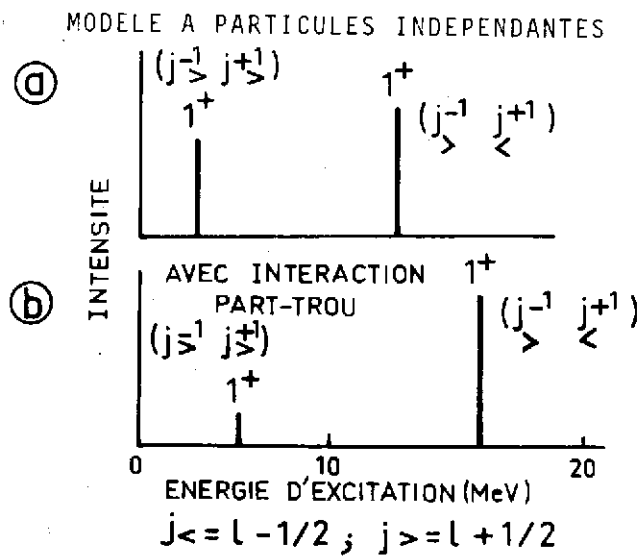



*Fig.4a - Distribution de l'intensité des transitions $1^{+}GT$ dans un noyau moyen ou lourd dans le cadre du modèle à particules indépendantes.4b,même fig. mais dans le cas où l'on tient compte de l'interaction résiduelle particule-trou.*

## II - REACTIONS D'ECHANGE DE CHARGE ET TRANSITIONS GAMOW-TELLER

L'interaction effective nucléon-nucléon pour des réactions directes proton + noyau peut être paramétrisée de la manière suivante

$$V_{eff} = V_c + V_o + V_\sigma(\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2) + V_\tau(\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2) + V_{\sigma\tau}(\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2)$$
$$+ \left| V_{LS} + V_{LS_\tau}(\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2) \right| \vec{L}.\vec{S} + \left| V_T + V_{T\tau}\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2 \right| \frac{1}{r^2} \left| 3(\vec{\sigma}_1.r)(\vec{\sigma}_2.r) - r^2(\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2) \right| \qquad (1)$$

$V_c$ est le terme coulombien , $V_o$ le terme central et $V_T$ et $V_{T\tau}$ les termes tenseurs.

La figure 5 illustre quels sont les termes de cette interaction qui sont importants dans la population des transitions $0^+ \to 1^+$ à partir d'une cible de spin $0^+$ et d'isospin $T_o$ .
Les transitions fortes en réaction d'échange de charge sont du type,

a) $0^+ \to 0^+$ Transition de Fermi par l'intermédiaire du terme $V_\tau$ de l'équation (1)

b) $0^+, T_o \to 1^+(T_o-1)$ Transition Gamow-Teller par l'intermédiaire principalement du terme $V_{\sigma\tau}$ ; voir éq.(1).

L'intensité Gamow-Teller est essentiellement concentrée dans l'état d'isospin $T_o-1$ . Celle-ci est affectée d'un poids $\frac{2T_o}{2T_o+1}$ alors que la configuration d'isospin $T_o$ a un poids $\frac{1}{2T_o+1}$ bien plus faible. On peut alors dire qu'en réaction d'échange de charge sur un noyau lourd ($T_o \gg 1$) on peuplera essentiellement l'état anti-analogue $T_o-1$ .

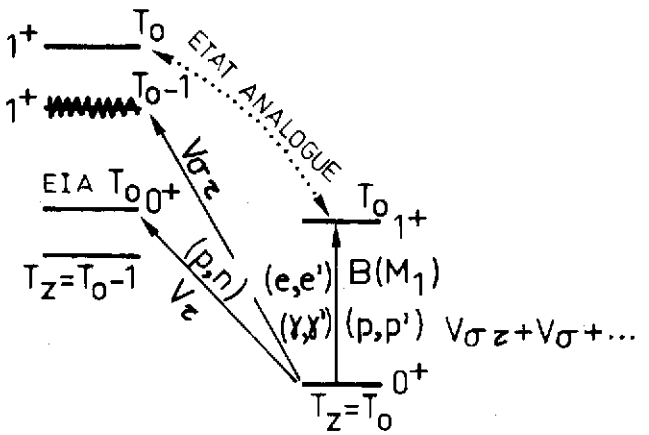



*Fig.5 - Relation entre réactions (p,n),(p,p') et électromagnétiques dans l'excitation des états $1^+$ .*

La transition vers l'état isobarique analogue peut être caractérisée par un élément de matrice de type Fermi $(0^+, T_o \to 0^+, T_o)$

$$\langle F \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle J_f || T^- || J_i \rangle \qquad (2)$$

Sa position en énergie nous renseigne sur la partie de l'int-eff. N-N dépendant de l'isospin($V_\tau$).
La transition $0^+ \to 1^+$ est elle, caractérisée par un élément de matrice du type Gamow-Teller

$$\langle GT \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle J_f || \sum_K \sigma_K \tau_K^- || J_i \rangle \qquad (3)$$

où la somme sur K s'étend à tous les nucléons de la cible dont on peut changer le spin et l'isospin.

La position en énergie d'un tel état nous renseigne de manière unique sur la partie de l'interaction effective N-N qui dépend du spin ($V_{\sigma\tau}$ par exemple). Son intensité est reliée directement au degré d'appariement des spins dans l'état fondamental du noyau. On peut donc étudier de manière sélective les propriétés dépendantes du spin dans les noyaux. Jusqu'en 1980 et à part quelques exceptions ($^{12}C$, quelques noyaux de $A \leq 50$) on connaissait peu de chose sur ces degrés de libertés dans les noyaux.

II.1 - Dépendance en énergie, en moment transféré de la section efficace d'échange de charge (p,n).

A basse énergie, la réaction d'échange de charge (p,n) a déjà joué un rôle historique puisque c'est dans l'étude de telles réactions qu'on a mis en évidence l'état isobarique analogue (Transition $0^+ \rightarrow 0^+$ de Fermi.) dans les noyaux moyens et lourds[2]. Ainsi on a pu confirmer la validité du concept d'isospin dans les noyaux. C'est aussi à basse énergie qu'en 1975 le groupe de MSU a apporté la première preuve expérimentale de l'excitation de "résonances" Gamow-Teller dans divers noyaux lourds[3]. Ce résultat est montré dans la fig.6.

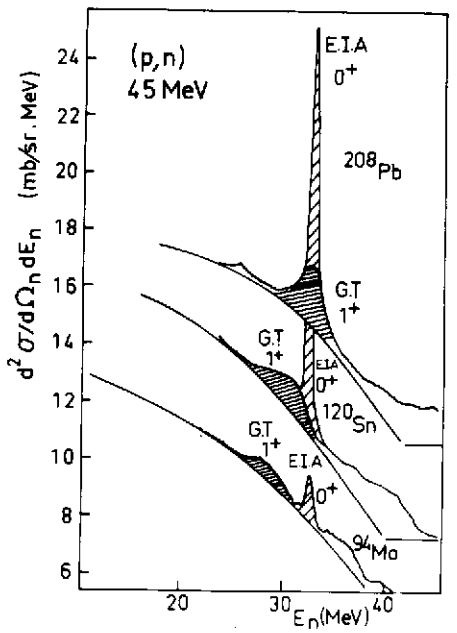



*Fig.6-Spectre des neutrons émis lors de la réaction (p,n) sur des cibles de $^{208}Pb$, $^{120}Sn$ et $^{94}Mo$ à 45 MeV d'énergie incidente.On reconnait la population de l'état isobarique analogue(E.I.A.) et à côté une excitation plus faible et plus large attribuée à la résonance Gamow-Teller.*

Dans tous les noyaux étudiés, le spectre des neutrons émis est dominé par l'état isobarique analogue ($0^+$). Cependant on observe près de ce niveau, une excitation moins intense et plus étalée en énergie que les auteurs ont attribuée à la composante $1^+$ de haute énergie prévue par Ikida et al[1]. Cette hypothèse a reçu une confirmation éclatante dans l'étude de la même réaction (p,n) autour de 0° à plus haute énergie incidente par le groupe d'Indiana[4,5]. Quelques spectres typiques de cette étude systématique de la réaction (p,n) sont montrés dans les figs. 7 et 8. Les résultats illustrent parfaitement la dépendance en énergie et en moment transféré de cette transition $\Delta S=1$, $\Delta T=1$ . On utilise la terminologie de Résonance géante Gamow-Teller à cause de la localisation de l'intensité observée dans un domaine d'énergie finie (largeur de l'état ≅ 4 MeV).

La première caractéristique des spectres de la fig.7 est la population de plus en plus forte de la résonance G-T($1^+$) relativement à la transition de Fermi ($0^+$) au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente lorsqu'on détecte le neutron émis près de 0°, e.g. dans la région où le moment transféré $q \cong 0$. L'état $1^+$ de basse énergie (note $1^{+*}$ dans la fig.7) montre la même tendance.On peut même remarquer l'excitation faible de la composante $1^+, T_0$ de la transition $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ .

La fig.8 illustre la dépendance en moment transféré de la résonance géante G-T dans le cas de la réaction $^{208}Pb(p,n)$ a 200 MeV. Près de 0° l'excitation $1^+$ est dominante. Il s'agit d'une transition L=0 ainsi que le montre la distribution angulaire. Par contre dès que l'on s'éloigne de 0°, la résonance L=0 disparaît rapidement et on voit apparaître d'autres modes $\Delta S=1$, $\Delta T=1$ de multipolarités plus élevées, L=1 $E_x$=21 MeV ou L=2 $E_x$=28 MeV, tous ces résultats étant confirmés par des mesures de distributions angulaires (voir fig.8).

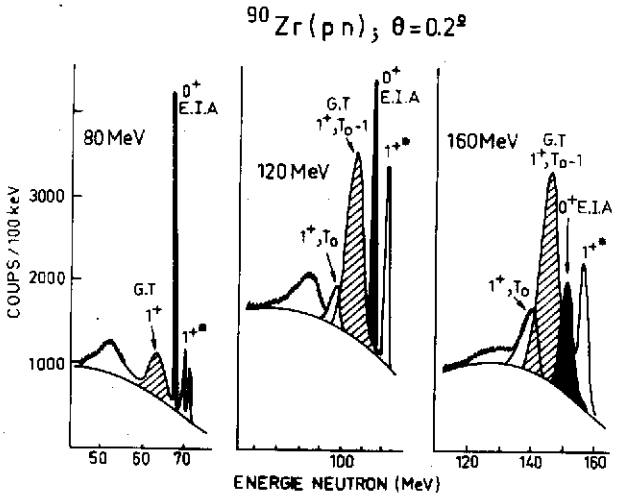



*Fig.7-Spectre des neutrons émis près de 0° dans la réaction $^{90}Zr(p,n)^{90}Nb$ à 80,120 et 160 MeV d'énergie incidente.On reconnait les transitions analogues ($0^+$),Gamow-Teller de basse énergie($1^{+*}$) la résonance G-T($1^+, T_0-1$) et la composante d'isospin supérieur $1^+_{T_0}$.*

Une telle sélectivité de la réaction d'échange de charge (p,n) pour des énergies voisines de 200 MeV et pour un transfert d'impulsion pratiquement nul $q \sim 0$ s'interprètent aisément dans le cadre du formalisme de la réaction d'échange de charge en approximation d'impulsion DWIA.

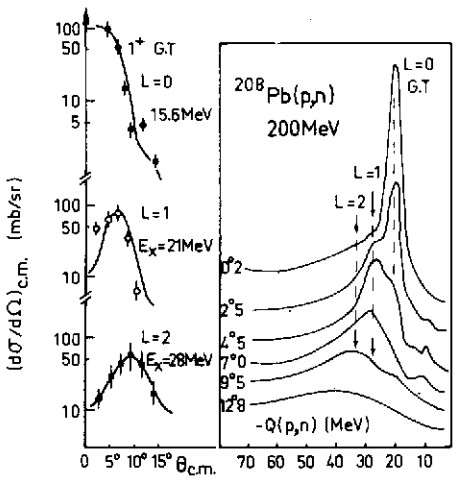



*Fig.8 - Dépendance angulaire des excitations ΔS=1, ΔT=1 dans le $^{209}Bi$. Autour de 0° et à 200 MeV), le spectre de la réaction (p,n) sur le $^{208}Pb$ est dominé par la transition L=0.*

II.2 - Le mécanisme de la réaction d'échange de charge.

La section efficace différentielle pour la réaction $p + A \rightarrow$ peut s'écrire

$p+A$ élastique
$p'+A^*$ inélastique
$n+B$ échange de charge

$$d\sigma/d\Omega(\theta) = \left(\frac{\mu}{\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} |T_{fi}|^2 \qquad (4)$$

l'amplitude de transition $$T_{fi} = \int \chi_f^{(-)*} \langle \Psi_f | t_{ip} | \Psi_i \rangle \chi_i^{(+)} \, d\vec{r} \qquad (5)$$

où $\chi_f, \chi_i$ représentent les ondes distordues décrivant la diffusion élastique dans les voies d'entrée et de sortie.

Toute l'information de structure nucléaire est contenue dans le facteur de forme $\langle \Psi_f | t_{ip} | \Psi_i \rangle$ qui dépend des fonctions d'ondes des états initiaux et finaux $\Psi_i, \Psi_f$ et de l'interaction effective entre le projectile p avec le $i^{eme}$ nucléon de A . $t_{ip}$ est une fonction locale, complexe dont les éléments de matrice reproduisent la diffusion Nucléon-Nucléon libre à l'énergie considérée.

$t_{ip} = (1-P_{ip})V_{eff}$ où $P_{ip}$ est l'opérateur d'échange des variables d'espace, de spin et d'isospin et $V_{eff}$ est la somme d'interactions élémentaires à deux corps $V_{ip}$ entre le projectile et les nucléons de la cible. Une paramétrisation de cette interaction effective a été donnée dans la formule (1).

Dans le cas d'une réaction d'échange de charge, seuls les termes isovectoriels ($V_\tau$, $V_{\sigma\tau}$, $V_{LS\tau}$ et $V_{T\tau}$) contribuent à la section efficace. Love et Franey[6] ont calculé les amplitudes de tous les termes de l'interaction N-N en fonction de l'énergie incidente (100-800 MeV) et du moment transféré (q de 0 à 3.5 $fm^{-1}$). La dépendance en moment transféré pour une énergie d'environ 200 MeV est montrée dans la fig.9 ; la dépendance en énergie entre 100 et 300 MeV pour un moment transféré voisin de 0 est présentée dans la fig. 10. On peut tirer de ces deux figures les conclusions suivantes :

a) qu'au voisinage de $q \simeq 0$ seuls les termes $V_\tau$ et $V_{\sigma\tau}$ contribuent à la section efficace d'échange de charge.

Les termes tenseur et spin-orbit étant quasi-nuls.

b) Toujours pour $q \cong 0$ le terme $V_{\sigma\tau}$ est de 3 à 20 fois plus important que tous les autres termes (en particulier $V_{\sigma\tau} \cong 3V_{\tau}$ ) pour des énergies comprises entre 150 et 300 MeV)

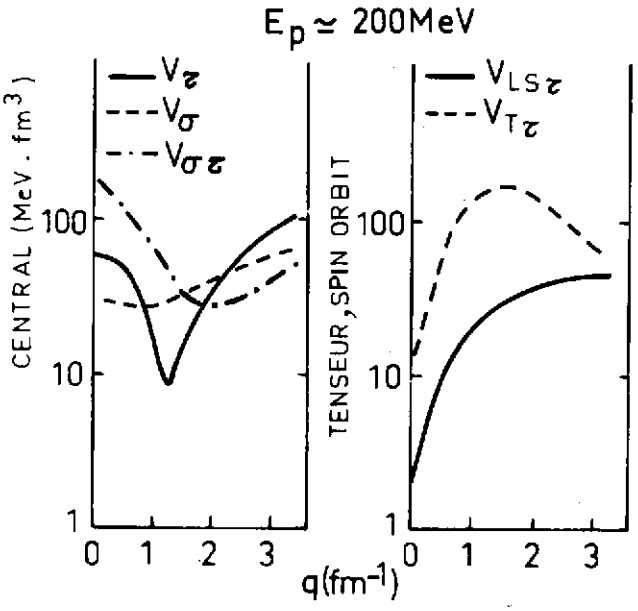



*Fig.9 - Dépendance en moment transféré pour Ep=200 MeV des termes $V_\tau$, $V_{\sigma\tau}$, $V_{LS\tau}$ et $V_{T\tau}$ de l'interaction N-N .*

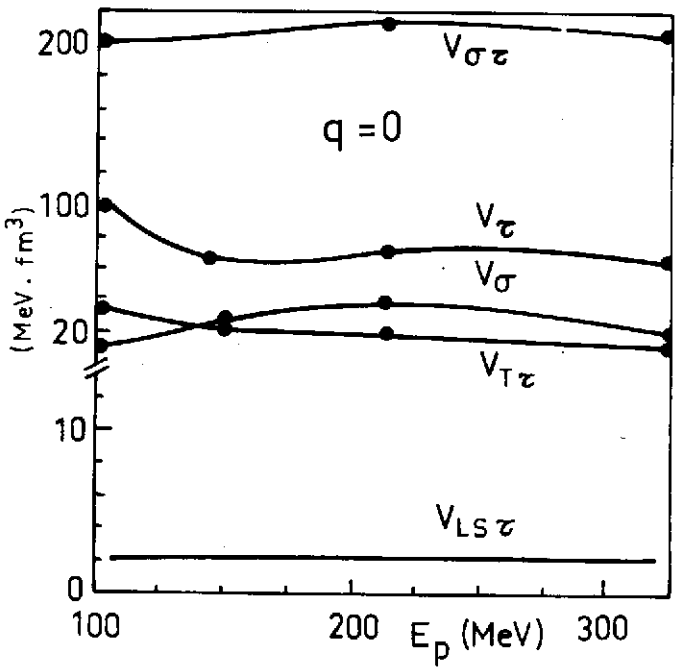



*Fig.10 - Dépendance en énergie pour q= 0 des termes $V_\sigma$, $V_\tau$, $V_{\sigma\tau}$, $V_{LS\tau}$ et $V_{T\tau}$ de l'interaction N-N .*

Dans ces conditions, la section efficace (p,n) à 200 MeV est près de 0° est dominée par la transition G-T ($\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$, $L = 0$ à cause du terme $V_{\sigma\tau}$) en accord avec les observations expérimentales. Les réactions d'échange de charge entre 150 et 400 MeV/nucléon apparaissent comme un filtre pour les modes d'excitations $\Delta S = 1$ , $\Delta T = 1$ .

II.3 - Difficultés expérimentales liées à la réaction (p,n) à haute énergie.

S'il a fallu attendre vingt ans entre la prédiction théorique des résonances Gamow-Teller et leur découverte expérimentale, ce décalage n'était pas seulement dû à la dépendance en énergie et en moment transféré de l'interaction N-N, dépendance connue depuis longtemps mais aussi à la difficulté de détection de neutrons de grande énergie ($E_n > 100$ MeV) avec une efficacité et une résolution en énergie suffisante pour obtenir des spectres où une telle sélectivité puisse être établie sans ambiguïté.

Cette systématique des réactions (p,n) a été conduite auprès du cyclotron d'Indiana. Le faisceau de protons d'énergie variable entre environ 50 et 210 MeV avait typiquement : une structure en temps constituée de pulses d'environ 0.5 ns de largeur séparés de 10 à 20ns suivant la fréquence d'accélération, une résolution en énergie d'environ $10^{-3}$, une émittance de quelques $\pi$ mm-mrd et une intensité moyenne de l'ordre du µA.

Le principe de la mesure de l'énergie des neutrons (de quelques eV à quelques centaines de MeV) repose sur une mesure du temps de vol du neutron ($T_n$) entre la cible et le détecteur ($T_n$ en ns/m $= 72/\sqrt{En}$), cette mesure étant prise entre le pulse du faisceau cyclotron $\Delta t \simeq 0.5$ ns) et l'instant d'arrivée d'un neutron dans le détecteur.

La détection de neutrons de grande énergie pose de manière très critique le problème du compromis à réaliser avec un détecteur de neutrons.

1) l'efficacité ε étant toujours très inférieure à 1, pour accroître le produit de l'efficacité de détection ε par l'angle solide du détecteur Ω (c'est-à-dire le taux de comptage),on cherche à construire de très grands détecteurs.
En effet, pour des neutrons de 100 MeV, si on veut mesurer leur énergie avec une résolution $\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \times 10^{-3}$ sachant que la résolution en temps ne peut être meilleure que 0.5 ns il faut un temps de vol de 70 m. Si le détecteur est un disque de 12 cm de diamètre (phototube de 5 inches) on obtient un angle solide de 2.3 $10^{-6}$ sr à 70 m.

2) On cherche à construire de très grands détecteurs (grand volume) mais alors on risque de détruire la résolution en temps donc la résolution en énergie $(2\frac{\Delta tn}{tn} = {}^{\Delta En}/_{En})$.

Les équipes d'Oak-Ridge et de Ohio State University ont construit des détecteurs de grande surface (s = 0.5-1 m²) pouvant atteindre des résolutions en temps inférieures à 1 ns pour des neutrons de 100-200 MeV[7]. Le schéma de la ligne expérimentale est donné dans les figs. 11 et 12.

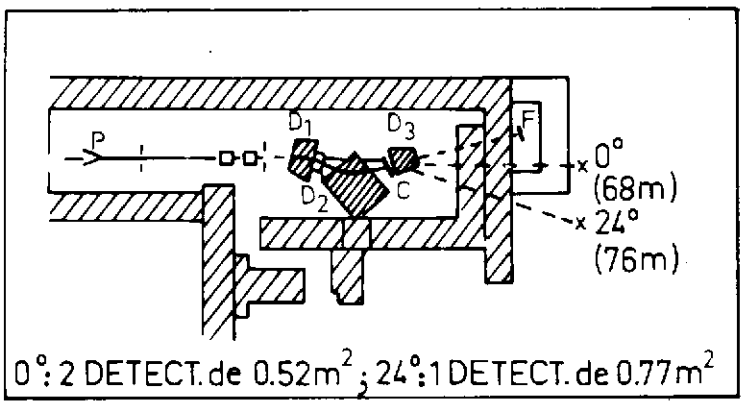



*Fig.11 - Représentation schématique de la ligne de temps de vol du cyclotron d'Indiana. p = faisceau incident , F : Faraday , C : Cible , D = Dipole.*

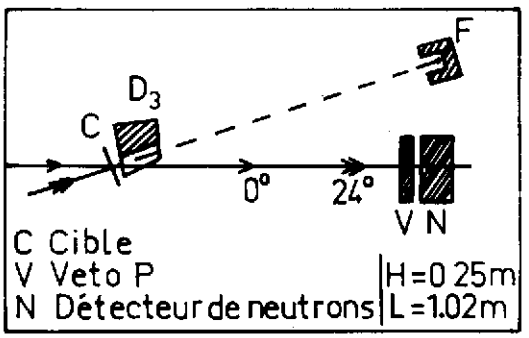



*Fig.12 - Détails de la portion de la ligne située entre la cible et les détecteurs de neutrons.*

Le faisceau de protons incident peut faire un angle variable sur la cible C compris entre 0° et 24° grâce à l'ensemble des dipoles $D_1$ et $D_2$ (voir fig. 11). Après diffusion sur la cible C le faisceau de protons peut être repris et focalisé (après traversée de la cible) dans la cage de Faraday F en utilisant le dipole $D_3$ .

Le long de la direction du faisceau non dévié (0°) est installée à 68 m de la cible une station de détection de neutrons (2 détecteurs de 0.52 m²). Pour les neutrons émis entre 24° et 48° par rapport à la direction du faisceau sur la cible, une deuxième station située à 76 m de C et comportant un détecteur de 0.77 m² est utilisée.

Ce système a trois dipoles ($D_1$, $D_2$, $D_3$) appelé "Beam Swinger" permet, par variation de l'angle d'incidence du faisceau sur la cible et grâce à 2 stations de comptage fixes (0°, 24°), des mesures de distributions angulaires entre 0° et 48°. Les courants dans $D_1$ et $D_2$ fixent l'angle d'incidence sur la cible, le courant dans $D_3$ amène le faisceau direct sur une cage de Faraday fixe et blindée. Quelques détails du système de détection de neutrons sont représentés schématiquement dans la fig. 12. Le système comprend un détecteur Veto (V) pour éliminer par

anticoïncidence les protons diffusés (plastic de 6.35mm d'épaisseur, 2 fois 0.305 m x 1.22 m pour les autres dimensions) et 2 grands détecteurs de neutrons (plastic NE102) de 0.25 m de hauteur et 1m x 1m, le tout combiné pour obtenir une surface de détection de 0.52 m².

Pour fixer les idées à 100 MeV, pour une section efficace de 20 mb/sr et une cible de 20mg/cm² on obtient, malgré une efficacité de détection de 3 à 5%, un taux de comptage de 20 cp/s ce qui permet d'obtenir une distribution angulaire complète en (p,n) au bout de quelques heures.

La mise au point de cette ligne de détection a été déterminante pour l'étude systématique des transitions $\Delta T = 1$ , $\Delta S = 1$ dans les noyaux moyens et lourds.

II.4 - Analyse des résultats - Sections efficaces (p,n) à 0° et Règles de somme.

Nous avons montré précédemment que la section efficace à 0° de la réaction (p,n) était essentiellement due aux termes $V_\tau$ et $V_{\sigma\tau}$ de l'interaction effective N-N. On peut donc l'écrire

$$d\sigma/d\Omega \quad (0°) = (\mu/\pi\hbar^2)^2 \frac{k_f}{k_i} \{ N^D_\tau |J_\tau \langle F \rangle|^2 + N^D_{\sigma\tau} |J_{\sigma\tau} \langle GT \rangle|^2 \} \qquad (6)$$

où $J_\tau$ et $J_{\sigma\tau}$ sont les amplitudes des intégrales de volume des termes $V_\tau$ et $V_{\sigma\tau}$ de l'interaction N-N , $\langle F \rangle$ et $\langle GT \rangle$ sont les éléments de matrices de Fermi et Gamow-Teller des transitions considérées (voir §II, équation 2,3).

Les termes $N^D_\tau$ et $N^D_{\sigma\tau}$ sont les facteurs de réductions de la section efficace dues à l'adaptation des ondes distordues de la voie d'entrée et de la voie de sortie

$$N^D = \frac{(d\sigma/d\Omega)\ DW}{(d\sigma/d\Omega)\ PW} \quad \theta=0°$$

$(d\sigma/d\Omega)_{DW}$ section efficace calculée en ondes distordues, $(d\sigma/d\Omega)_{PW}$ calculée en ondes planes.

Ce facteur $N_D$ montre une variation exponentielle douce et continue en fonction de la masse ; il est peu sensible aux fonctions d'onde des états initiaux et finaux ainsi qu'à la valeur de Q de la réaction.

A présent, supposons qu'il existe certaines transitions pour lesquelles on a aussi mesuré le taux de désintégration β donné par la relation

$$1/ft = G_V^2 \langle F \rangle^2 + G_A^2 \langle GT \rangle^2 \qquad (6)$$

alors les équations (5) et (6) permettent une comparaison directe entre la section efficace (p,n) à 0° et la désintégration β . Goodman et al. ont les premiers proposé de calibrer la section efficace (p,n) à 0° en utilisant les données de la désintégration β connues pour un certain nombre de transitions Fermi, Gamow-Teller ou mixtes et en mesurent pour ces mêmes transitions $(d\sigma/d\Omega)$ 0°. A partir des relations (5) et (6) on peut définir les quantités

$$K = \frac{d\sigma}{d\Omega}(0°) \left(\frac{\mu}{\pi\hbar^2}\right)^2 (ki/kf)\ N^D \qquad (7)$$

équivalent à une section efficace réduite

et

$$\langle ME \rangle^2 = \langle GT \rangle^2 + \frac{N^D_\tau}{N^D_{\sigma\tau}} \frac{J^2_\tau}{J^2_{\sigma\tau}} \langle F \rangle^2 \qquad (8)$$

équivalent à un élément de matrice effectif

La relation (5) peut s'écrire $K = J^2_{\sigma\tau} \langle ME \rangle^2$ (9)

On voit apparaître une relation linéaire entre $K \sim d\sigma/d\Omega\ (0°)$ et $\langle ME \rangle^2$ ($\sim$ au taux de désintégration $\beta$ ) et on peut ainsi en déduire $J_{\sigma\tau}$ , $J_{\tau}$ ainsi que le montre la fig. 13. Cette calibration étant effectuée on peut en déduire à partir de la mesure de $(d\sigma/d\Omega)0°$ les valeurs des éléments de matrice <GT> .

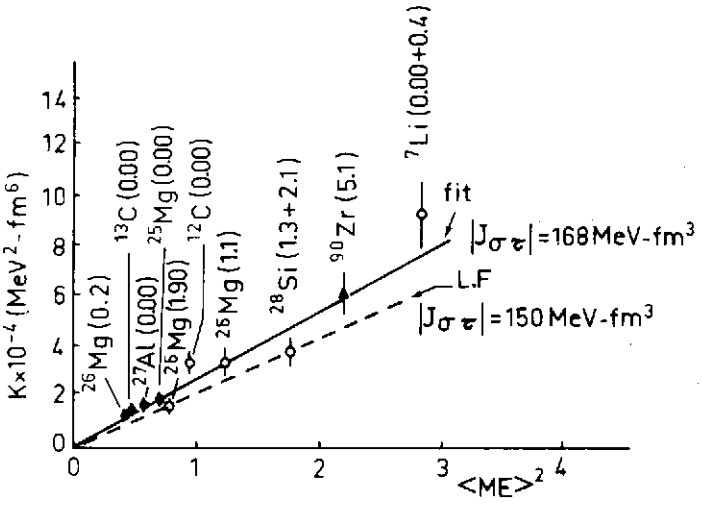



*Fig.13 - Section efficace réduite en fonction des éléments de matrice effectifs pour diverses transitions du type F ou GT. Les deux courbes correspondent aux prédictions du modèle de Love et Franey[6] ou à un fit empirique.*

Cette calibration effectuée et les transitions GT pour un très grand nombre de noyaux moyens et lourds, ayant été observées[9] on peut comparer l'intensité <GT> ainsi observée aux règles de sommes que l'on peut introduire de la manière suivante.

L'intensité totale des transitions <GT>, pour un noyau ayant un excès de neutrons doit être égal ou plus grande que cet excès de neutrons (N-Z). Le raisonnement simple qui le montre est qu'un neutron lié peut se transformer en un proton avec les mêmes degrés de liberté qu'un neutron libre sauf si la transition est bloquée par l'occupation des protons dans les états finaux. Cependant on ne peut bloquer plus de transitions qu'il n'y a de protons disponibles.

Une dérivation exacte de cette règle de somme conduit à la relation entre les opérateurs $\sigma\tau$ (transition $\beta^-$) et $\sigma\tau^+$(transition $\beta^+$), les états finaux f et l'état initial i, suivante

$$\sum_f |\langle f | \sigma\tau_- | i \rangle|^2 - \sum_f |\langle f | \sigma\tau_+ | i \rangle|^2 \equiv 3(N-Z) \qquad (9)$$

on avait défini la relation $\langle GT \rangle^2 = |\langle f | \sigma\tau^- | i \rangle|^2$ d'où

$$\Sigma \langle GT \rangle^2 \geq 3(N-Z) \qquad (10)$$

La fig. 14 montre le résultat déduit de toutes les analyses des transitions <GT> dans les noyaux moyens et lourds soit la courbe $\langle GT \rangle^2 = f(N-Z)$ Dans tous les cas on observe que 30%-40% au maximum de cette règle de somme. Plusieurs explications sont possibles pour interpréter un tel résultat.

1) la relation entre la section efficace (p,n) et l'élément de matrice (G-T) est fausse

2) une partie de la force est fragmentée mais peut être aussi contenu dans le fond continu sous-jacent (voir figs. 7 et 8)

3) les intensités manquantes se trouvent à beaucoup plus haute énergie d'excitation ($E_x > 50$ MeV). Dans ce cas une des interprétations les plus

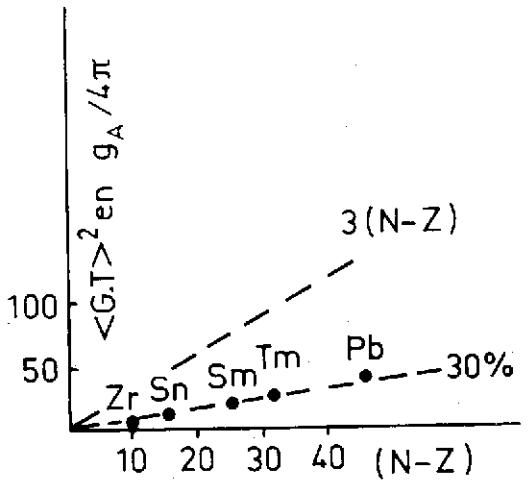



*Fig.14-Intensités des transitions GT dans les noyaux moyens et lourds en fonction de (N-Z).Les points expérimentaux s'alignent sur une droite qui représente 30% de la règle de somme 3(N-Z).*

intéressantes est de tenir compte de degrés de liberté non-nucléoniques en particulier qu'un état $\Delta$-trou($\Delta N^{-1}$) peut se coupler à l'état normal particule-trou ($N\text{-}N^{-1}$) et qu'une partie de la force se trouve concentrée dans une composante $\Delta N^{-1}$ au-dessus de 300 MeV d'énergie d'excitation.[10]

Nous allons examiner l'hypothèse liée à la soustraction du fond continu laissant pour la fin l'interprétation en termes de configurations $\Delta$-trou.

## II.5 - INTENSITE MANQUANTE ET SOUSTRACTION DU FOND CONTINU

Les structures observées à relativement haute énergie d'excitation dans une région où la densité des niveaux est grande ($5 < E_x < 20$ MeV) posent toujours le problème d'évaluer le fond continu sous-jacent à ce type d'excitations. Cette détermination joue un grand rôle dans l'examen des règles de sommes dans le cas de résonances géantes ou des états à une particule dans le continu. Dans notre cas aussi la décomposition du spectre en résonance et fond continu limite sérieusement la précision avec laquelle on extrait la section efficace (donc l'intensité) pour les transitions $\Delta S = 1$ , $\Delta T = 1$. Avant d'avancer l'idée "exotique" selon laquelle la force manquante est due au mélange de la configuration $\Delta N^{-1}$ avec celle $NN^{-1}$ il est d'une extrême importance de calculer le fond continu de la façon la plus précise possible.

Pour la réaction (p,n) à haute énergie incidente Osterfeld et al.[11] ont développé un modèle de réaction qui calcule à partir des mêmes hypothèses, à la fois le spectre discret et le fond continu observés dans les réactions (p,n) à Ep>100 MeV.

Les hypothèses de base sont les suivantes :

a) le mécanisme de la réaction (p,n) est direct ; tout le spectre est le résultat d'une réaction à une étape,

b) l'interaction eff. projectile-noyau peut être approximée par la matrice t (à partir des déphasages nucléon-nucléon libre),

c) les seuls niveaux peuplés sont de configurations simples 1 particule-1 trou. Ils peuvent être liés, quasi-liés ou dans le continu. La paire particule-trou est couplée à un spin et une parité $J^\pi \leq 3^+$ . On peut obtenir la contribution au fond continu pour chaque multipolarité.

d) les sections efficaces sont calculées dans le cadre de l'approximation DWIA.

La fig. 15 montre le spectre expérimental (trait plein)obtenu lors de la réaction $^{48}Ca(p,n)^{48}Sc$ à 0° et 160 MeV d'énergie incidente. Le fond expérimental empirique soustrait est représenté par la ligne en trait plein. La contribution d'état $1^+$ calculée par la méthode décrite plus haut est représentée par la ligne en trait pointillé. La différence est représentée par la zone hachurée. L'erreur sur la contribution du fond est importante et est

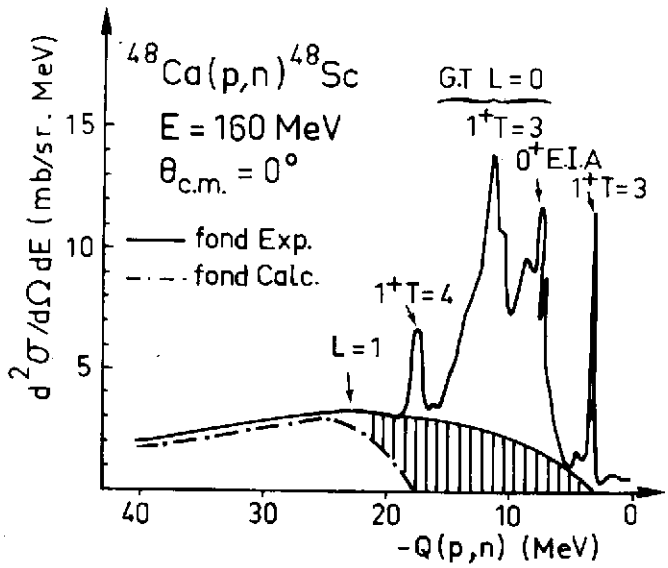



*Fig.15 - Spectre à 0° de la réaction $^{48}Ca(p,n)$ à 160 MeV (trait plein).*

évaluée à environ 30%. L'intensité totale Gamow-Teller passe alors de 43 à 51% de la règle de somme.

Cet exemple montre bien les incertitudes liées à cette détermination de la règle de somme G-T. Cependant de telles estimations sont encore loin de répondre à la question de savoir où se trouve l'intensité manquante qui est encore de l'ordre de 50%.

## III - MISE EN EVIDENCE DES TRANSITIONS M1 EN DIFFUSION INELASTIQUE DE PROTONS

Depuis longtemps on ne comprenait pas pourquoi on ne parvenait pas à mettre en évidence dans les études de diffusions inélastiques d'électrons, de photons et de protons (e,e') ,(γ,γ') ou (p,p') des transitions M1 d'intensité notable dans les noyaux de masse A > 60.

Le problème gagne encore en acuité au moment où l'on vient de mettre en évidence les résonances G-T en réaction d'échange de charge dans tous les noyaux jusqu'au $^{208}Pb$[9]. Cette transition G-T est interprétée comme l'état analogue de la transition M1 dans le noyau parent ou plus exactement la composante $T_o$-1 de l'état analogue (voir fig. 5 ). Les groupes d'Orsay et MSU, tirant la conclusion que ces transitions sont excitées par l'intermédiaire du terme $V_{\sigma\tau}$ de l'interaction effective N-N et dominent le spectre (p,n) à $q \cong 0$ et vers 200 MeV d'énergie incidente, ont développé un programme expérimental d'étude de la réaction (p,p') à 201 MeV d'énergie incidente et à faible transfert ($\theta \cong 2°-5°$) auprès du Synchrocyclotron d'Orsay[12]. Bien qu'en (p,p') la situation soit plus complexe (transfert $\Delta T = 0$ et 1), d'où importance plus grande des termes $V_\sigma$ , $V_{LS}$ et $V_{tenseur}$, les conditions citées plus haut devraient permettre d'exciter avec la même sélectivité les transitions M1. La difficulté majeure réside dans l'étude de la diffusion inélastique de protons à petits angles à cause de la présence de la queue de diffusion élastique et donc du fond expérimental qui peut masquer l'observation des phénomènes recherchés.

### III.1 - Système de détection à haute résolution et reconstruction des trajectoires

Le faisceau de protons de 201 MeV extrait du synchrocyclotron d'Orsay est analysé à l'aide de deux aimants et un transport achromatique permet d'obtenir une tache de 8 à 10 mm de diamètre au centre de la chambre à réaction où sont disposées les cibles. Les protons diffusés inélastiquement à petits angles par la cible sont détectés dans le plan focal du grand spectromètre "Montpellier" au moyen d'un système de détection à haute résolution en position et qui permet de reconstruire les trajectoires des particules diffusées. Cette propriété est essentielle pour éliminer la grande majorité des événements provenant de diffusions parasites sur les diaphragmes, fentes etc ... et qui ne correspondent pas à une trajectoire issue de la cible et aboutissant à une position déterminée dans le plan focal.

La fig. 16 montre un schéma du dispositif utilisé dans la région de la cible lors des mesures à petits angles. Le faisceau direct est arrêté dans une cage de Faraday (bloc de graphite) le faisceau diffusé à petit angle ($\theta$) passe par les diaphragmes d'entrée du spectromètre et ensuite courbé par le champ magnétique régnant dans l'entrefer du spectromètre.

La fig . 17 schématise le principe utilisé pour déterminer précisément la position des particules le long du plan focal, leur nature, et la reconstruction de trajectoire permettant d'éliminer les événements ne correspondant pas à la bonne géométrie. En haut, pour la

trajectoire émise à un angle $\theta$ on mesure sa position $y_1$ et $y_2$ ($\Delta y/y \lesssim 0.3$ mm) grâce à deux chambres multifils CH1, CH2. Ces mesures de la position permettent de calculer la position vraie $y_o$ le long du plan focal du spectromètre et donc de connaître à la fois l'énergie et l'angle d'émission de la particule détectée.

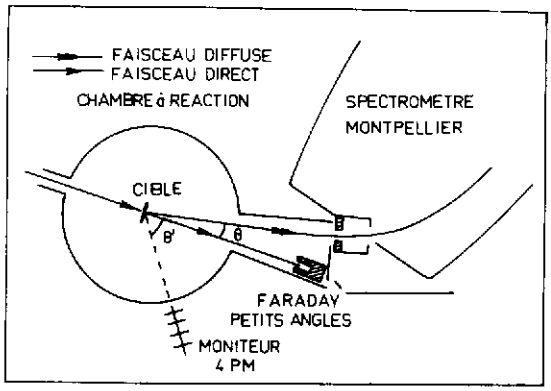



*Fig. 16 - Schéma de principe de la détection des particules diffusées à petits angles dans la région de la cible à l'aide du spectromètre Montpellier.*

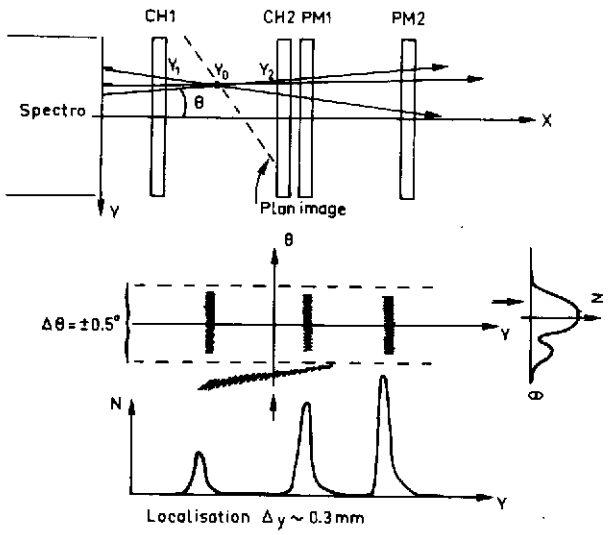



*Fig.17 (haut) Détermination de la position et de la nature de la particule diffusée à un angle à l'aide de deux chambres multifils (CH1,CH2) et des deux plastics (PM1, PM2) placés dans la région du plan focal du spectromètre Montpellier.*
*Bas Spectre bidimensionnel Y=f(θ) permettant de reconstituer les trajectoires des particules issues de la cible et correspondant à l'ouverture angulaire du spectromètre. Projections de ce spectre suivant les axes θ et y (voir texte).*

Les signaux $y_1$ et $y_2$ issus des chambres CH1 et CH2 et coïncidant en temps sont validés par les signaux de pertes d'énergie fournis par les plastics PM1 et PM2. On s'assure ainsi de la nature de la particule détectée (p,d,α etc...).

La partie inférieure de la fig 17 illustre le principe utilisé pour la reconstruction des trajectoires. Le spectre bidimensionnel $y = f(\theta)$ montre des accumulations d'événements correspondant à une position y précise, le tout contenu dans une fenêtre angulaire $\Delta\theta$ égale à l'ouverture angulaire du spectromètre (ici $\Delta\theta = \pm 0.5°$). La trainée continue d'événements située hors de cette fenêtre $\Delta\theta$ est caractéristique de diffusions parasites et peut être éliminée par projection suivant l'axe $\theta$. Le spectre en position $N = f(y)$ est alors obtenu et ne sont observées que les raies discrètes correspondant aux différents niveaux excités du noyau étudié. Ce système de détection (spectromètre + détecteur) permet de supporter de très haut taux de comptage et donc de sélectionner sans ambiguïté un nombre d'événements très faible au milieu d'un très grand bruit de fond. Une description détaillée de cet ensemble peut être trouvée dans la réf. 13.

### III.2 - Résultats expérimentaux - Diffusion inélastique de protons sur les isotopes du Zr et sur les noyaux de la couche fp .

Le premier exemple de transition M1 observée en diffusion inélastique de protons a été obtenu dans le cas des isotopes du Zr . Un pic large est observé vers 8 MeV d'énergie d'excitation dans tous les isotopes pair-pair du Zr, $^{90}$Zr, $^{92}$Zr, $^{94}$Zr et $^{96}$Zr ainsi que le montre la fig. 18. Ce résultat expérimental a été confirmé par des expériences ultérieures réalisées à TRIUMF[14] et LOS ALAMOS[15] sur la cible de $^{90}$Zr. Les arguments en faveur de l'identification de cette structure large avec la transition M1 peuvent être résumés ainsi,

L'énergie d'excitation (8-9 MeV) est en accord avec les prévisions théoriques de Bertsch[16] et en accord avec la valeur trouvée pour la résonance Gamow-Teller $1^+$, To-1 observée dans la réaction $^{90}Zr(p,n)^{90}Nb$ à 200 MeV. Les distributions angulaires de ces transitions sont très piquées à l'avant, caractéristiques d'un transfert L = 0. De plus ces distributions angulaires sont en accord avec l'allure prévue par un calcul théorique en ondes distordues (DWBA), et avec celle mesurée d'un état $1^+$ connu dans le $^{40}Ca$.

Cette mesure expérimentale de la distribution angulaire de l'état $1^+$ à 10.31 MeV dans le $^{40}Ca$ a été effectuée lors de l'étude des réactions $^{40}Ca(p,p')^{40}Ca$ et $^{90,92,94,96}Zr(p,p')$ à 201 MeV. Enfin, la distribution angulaire de la transition G-T, $1^+$, To-1 décrite dans l'expérience $^{90}Zr(p,n)^{90}Nb$ à 200 MeV est aussi en très bon accord avec celle des transitions M1 dans les isotopes du $^{90}Zr$.

L'ensemble de ces arguments sont résumés dans la fig.19. Nous reviendrons plus loin sur l'analyse théorique de ces distributions angulaires.

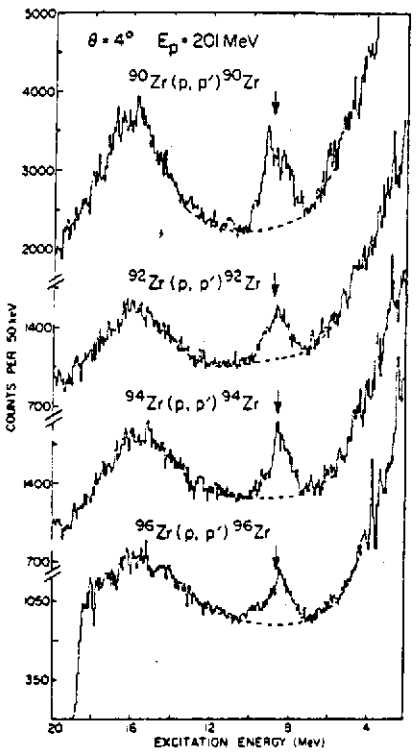



*Fig.18 - Spectre en énergie des protons diffusés inélastiquement par les cibles de $^{90,92,94,96}Zr$. La flèche indique la position de la résonance M1 .*

Depuis cette première mesure l'étude systématique de ces transitions a été étendue à une très large gamme de noyaux. Les transitions M1 ont été observées depuis la masse 40 jusqu'à la masse 140 environ en réaction (p,p') à 201 MeV par les groupes d'Orsay et de MSU[17]. Dans les 26 noyaux étudiés les transitions M1 apparaissent soit comme des structures larges soit comme des pics étroits avec des distributions angulaires toujours très fortement piquées à l'avant. Une caractéristique importante est la difficulté d'observer de telles transitions dans les noyaux lourds (A > 120). Bien que la section efficace pour l'excitation d'états $1^+$ reste à peu près constante, le fond continu sous-jacent augmente considérablement avec Z du noyau cible, ceci à cause de la queue de la diffusion élastique. La limitation étant ici liée directement aux caractéristiques en émittance du faisceau et à la capacité du système de détection à sélectionner les bons événements.

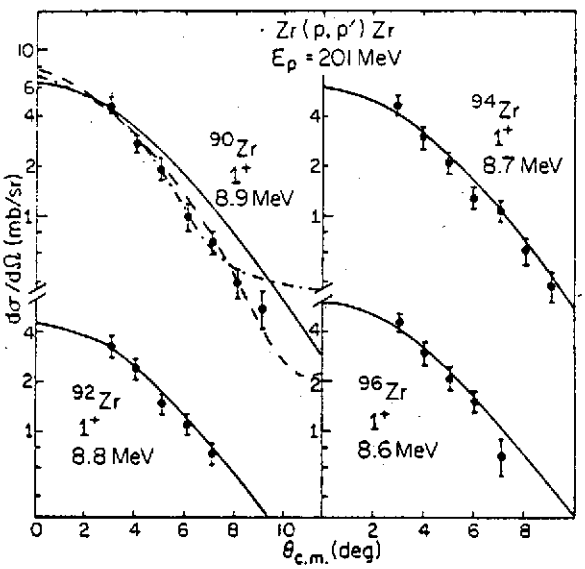



*Fig.19 - Distributions angulaires des transitions M1 dans les isotopes du $^{90,92,94,96}Zr$. La courbe en trait plein est un calcul DWBA pour L=0. La courbe en trait pointillé est celle obtenue pour la transition G-T, $1^+$ dans l'étude de la réaction $^{90}Zr(p,n)^{90}Nb$ à 200 MeV.*

Avant de passer à la discussion de ces résultats expérimentaux, c'est-à-dire à leur analyse dans

le cadre d'un modèle de réaction pour en extraire l'intensité de ces transitions, je voudrais présenter un résultat important : celui obtenu dans le cas de la réaction $^{48}Ca(p,p')$ à 201 MeV, exemple qui a servi à l'introduction et qui servira par la suite à la comparaison des différentes règles de sommes obtenues dans l'étude des réactions (p,p') ou (p,n).

Le spectre de la réaction $^{48}Ca(p,p')$ à 201 MeV est présenté dans la figure 20 pour différents angles de diffusion. Très à l'avant $\theta = 2°-4°$ un seul pic très étroit à 10.2 MeV domine le spectre observé. On note d'abord la sélectivité d'une telle excitation à 200 MeV et à $\theta = 0°$. De plus, cette section efficace décroît très fortement au fur et à mesure que l'angle augmente. A $\theta = 8-12°$ elle disparaît presque totalement alors qu'apparaissent dans le voisinage immédiat d'autres états. Enfin, il y a peu de problèmes liés à la soustraction du fond continu, la section efficace du pic à 10.2 MeV peut être obtenue avec une très bonne précision.

A cause de la simplicité de sa structure $\left[(f_{7/2})^{-1}_n \otimes (f_{7/2})^{+1}_n\right]_{1+}$ l'état $1^+$ du $^{48}Ca$ est d'un intérêt particulier pour l'étude des transitions $M_1$, $\Delta L = 0$, $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ dans les noyaux moyens et lourds. Cet état avait été observé en premier dans la diffusion inélastique d'électrons à basse énergie et aux angles arrières[18]. La transition analogue G-T a aussi été mise en évidence dans l'etude de la réaction $^{48}Ca(p,n)^{48}Sc$ à 160 MeV[19] (voir §II.5). Ainsi une comparaison de l'intensité de cette transition $\Delta L = 0$, $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ obtenue par différentes approches peut être effectuée et éclairer d'un jour particulier le problème déjà évoqué de force manquante.

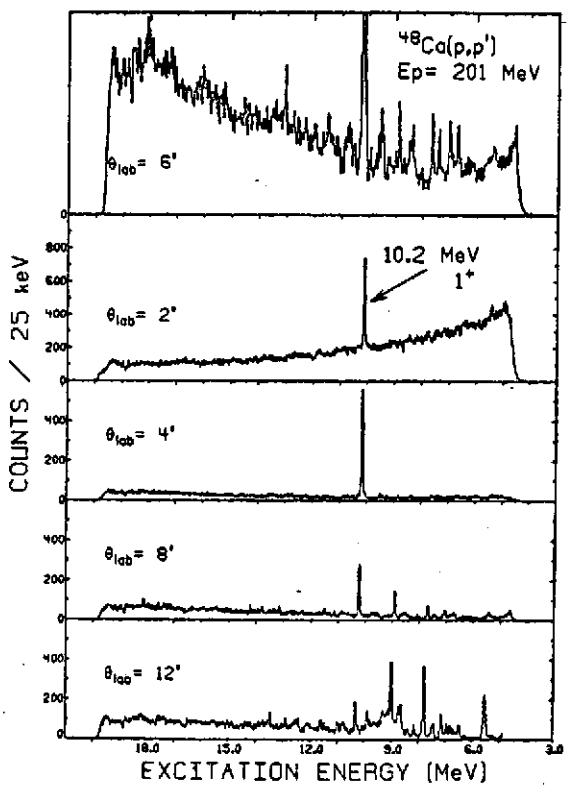



*Fig.20 - Spectres des protons diffusés inélastiquement par une cible de $^{48}Ca$ à différents angles. Le spectre du haut a une échelle verticale volontairement amplifiée pour permettre d'observer les petites transitions situées autour de l'état à 10.2 MeV.*

### III.3 - Analyse des résultats et modèle de réaction utilisé en diffusion inélastique de protons.

Les sections efficaces de la réaction (p,p') à 200 MeV calculées dans le cadre de la théorie des réactions directes en approximation de Born (DWBA ou DWIA) comportent trois ingrédients essentiels qui entrent comme des paramètres dans les codes de calcul. la formulation générale est identique à celle donnée dans le paragraphe II.2, formule (5).

- *LE POTENTIEL OPTIQUE* -

Il décrit la diffusion élastique dans la voie d'entrée et de sortie. De manière idéale, on mesure cette diffusion élastique à l'énergie de bombardement requise mais on peut utiliser les systématiques établies quant à la variation avec la masse et l'énergie des paramètres décrivant ces voies (profondeur et géométrie du puits de potentiel)[20]. Il sert à calculer les ondes

distordues. En utilisant différentes paramétrisations de ce potentiel on aboutit généralement à des sections efficaces variant au maximum de 10%.

- *LES FONCTIONS D'ONDE DE L'ETAT INITIAL (cible) ET FINAL (transition M1)*

Dans le cadre du modèle en couche, une transition M1 est décrite par une configuration particule-trou ($j_> = \ell + 1/2$ , $j_< = \ell - 1/2$ voir fig.1). Dans les noyaux pair-pair elle correspond à un transfert de spin total $\Delta J = 1$ sans changement de parité ($1^+$). Le transfert d'isospin $\Delta T$ peut être de 1 ou 0, on les appelle respectivement "isovectorielle" ou "isoscalaire". Les deux sont possibles en (p,p') alors qu'en (p,n) seul le transfert $\Delta T = 1$ est permis.

L'état $1^+$ dans les isotopes du Zr peut être caractérisé par une fonction d'onde du type $(g_{9/2})^{-1}(g_{7/2})^{+1}$. Dans le cas $^{48}$Ca il s'agit d'une configuration presque pure $(f_{7/2})^{-1}(f_{5/2})^{+1}$. Dans d'autres noyaux comme ceux de la couche s-d des fonctions d'ondes plus complètes sont disponibles. C'est probablement dans cette description des fonctions d'ondes que la dépendance par rapport au modèle est la plus grande.

- *L'INTERACTION* Vip est utilisée pour décrire la transition. En (p,p') on peut utiliser plusieurs approches,

a) Un facteur de forme macroscopique (dérivée d'un puits de Wood-Saxon $1/r\ du/dr$). On peut ainsi calculer la distribution angulaire pour différents L transférés. A 200 MeV ces distributions angulaires sont très caractéristiques ainsi que le montre la fig. 21. On observe bien la remontée des sections efficaces à 0° pour L=0 et donc à faible transfert ces transitions sont beaucoup plus grandes que toutes les autres.

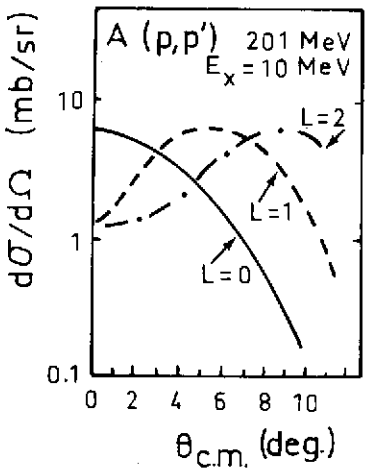



*Fig.21 - Distribution angulaire théorique en DWBA avec facteur de forme macroscopique pour différentes valeurs du moment transféré.*

b) Pour obtenir une section efficace réaliste on peut utiliser la paramétrisation de l'interaction projectile-nucléon de la cible donné par Love et Franey (eq.(1), § II) et le calcul est fait par le code DWBA 70 .

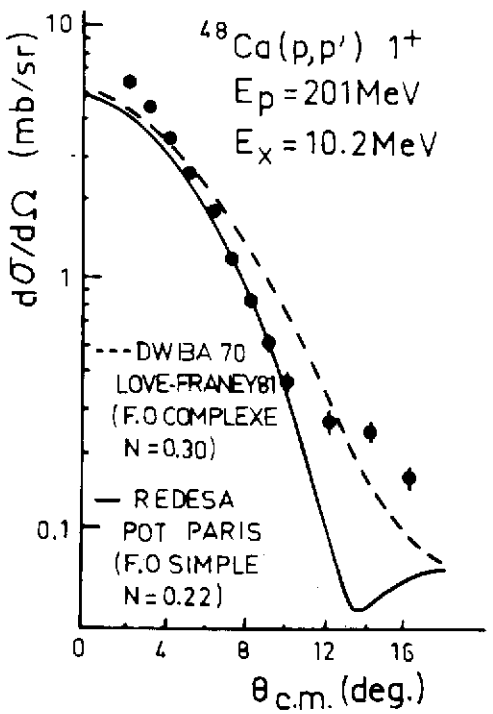



*Fig.22 - Distribution angulaire expérimentale et théorique de l'état $1^+$ à 10.2 MeV dans le $^{48}$Ca (Voir texte).*

Un exemple du type d'accord que l'on peut obtenir avec l'expérience a été montré dans le cas des transitions M1 dans les isotopes du Zr (fig.19). La section efficace théorique est normalisée aux points expérimentaux à l'avant, le rapport $N = \sigma_{exp.}/\sigma_{théo.}$ donne le pourcentage de l'intensité observée.

c) Enfin, on peut partir des déphasages nucléon-nucléon directement et faire un calcul en approximation d'impulsion (DWIA). Un exemple de ce type d'analyse est présenté dans la fig. 22 pour l'état $1^+$ à 10.2 MeV dans le $^{48}$Ca. On remarque que l'interaction de Love et Franey ou l'analyse en déphasage (potentiel de Paris, code RESEDA) donne

des résultats très semblables en forme et en intensité.

Pour résumer les principales incertitudes liées au type d'analyse, notons qu'en (p,p') elles sont très dépendantes du modèle (fonctions d'ondes ...) et que contrairement à la réaction (p,n) il n'existe ni de calibration interne, ni de règle de somme indépendante du modèle.

### III.4 - Intensités des transitions, force manquante - Comparaison des résultats des réactions $^{48}Ca(e,e')$, $^{48}Ca(p,n)$ et $^{48}Ca(p,p')$.

L'analyse des distributions angulaires (p,p') permet d'extraire la quantité $N = (d\sigma/d\Omega)_{exp.}/(d\sigma/d\Omega)_{théo.}$ représentant le pourcentage de l'intensité de la transition M1. Notons les principales sources d'incertitude mentionnées brièvement dans le paragraphe III.3

- la soustraction du fond continu en l'absence de calcul théorique est tout à fait empirique Dans le cas des résonances larges les incertitudes expérimentales peuvent représenter une erreur d'environ 20% sur la section efficace donc sur la force.
- De très faibles transitions peuvent aussi ne pas être détectées toujours à cause de la présence de ce fond continu. Il est très difficile d'estimer leur importance. Une évaluation de cette intensité peut être faite dans le cas du $^{48}Ca$.
- Du point de vue de l'analyse il est clair que la source la plus grande d'incertitude vient des fonctions d'ondes de l'état initial et surtout final. La réaction (p,p') étant plus sensible que la réaction (p,n) aux corrélations dans l'état fondamental à cause de non-sélectivité d'isospin ($\Delta T=0,1$ sont permis).

Le tableau I résume l'état actuel des données et des analyses pour les transitions M1 observées en (p,p') dans les noyaux de masse comprises entre 50 et 140.

Tableau I

Résultats obtenus dans l'analyse des réactions (p,p') à 201 MeV pour la transition M1.

| Noyau | Ex (MeV) | $\Gamma$ (MeV) | $N=(d\sigma/d\Omega)_{exp}/(d\sigma/d\Omega)_{théo}$ |
|---|---|---|---|
| $^{51}V$ | 10.15 ± 0.15 | 1.35 ± 0.1 | |
| $^{58}Ni$ | 8.5 ± 0.1 | | 0.23 ± 0.03 |
| $^{90}Zr$ | 8.9 ± 0.2 | 1.5 ± 0.2 | 0.26 ± 0.03 |
| $^{92}Mo$ | 9.0 ± 0.1 | 1.1 ± 0.1 | 0.34 ± 0.05 |
| $^{120}Sn$ | 8.4 ± 0.15 | | 0.27 ± 0.05 |
| $^{140}Ce$ | 8.6 ± 0.2 | | 0.25 ± 0.07 |

Ce tableau appelle deux remarques

a) l'énergie d'excitation de telles transitions est relativement stable en fonction de la masse du noyau. Ceci est peu surprenant compte tenu du fait que l'énergie d'excitation est donné essentiellement par le terme spin-orbite ($Ej_<-Ej_>$) qui n'a pas de dépendance très forte avec la masse des noyaux.

b) l'intensité extraite est elle-aussi très semblable d'un noyau à l'autre. Notons que seulement 20 à 30% de l'intensité est observée, valeur inférieure au 50% observée en (p,n) et qui pose avec encore plus d'acuité le problème de l'intensité manquante.

A ce problème d'intensité manquante s'ajoute un autre puzzle, tout aussi surprenant au premier abord, le désaccord que l'on observe dans la distribution de l'intensité des transitions M1 suivant que l'on peuple ses transitions en diffusion d'électrons ou de protons. Une illustration de cette situation est donnée dans la fig. 23 où sont comparés, pour une même région d'excitation d'énergie, les spectres obtenus en (p,p') et (e,e') dans le cas du $^{51}V$ et $^{90}Zr$.

Dans le cas du $^{90}Zr$ , alors qu'on observe une structure large centrée à 8.9 MeV et qu'une structure fine a pu être mise en évidence (voir flèches fig. 23) en diffusion inélastique de protons[17], dans la réaction (e,e') on n'observe que 3 pics bien isolés à 8.32, 9.00 et 9.37 MeV[21], il y a un très grand désaccord entre les deux expériences. Cette différence est encore plus troublante dans le cas du $^{51}V$. La résonance large excitée en (p,p') à 10.15 MeV[17] n'a strictement aucune correspondance dans le spectre (e,e')[21].

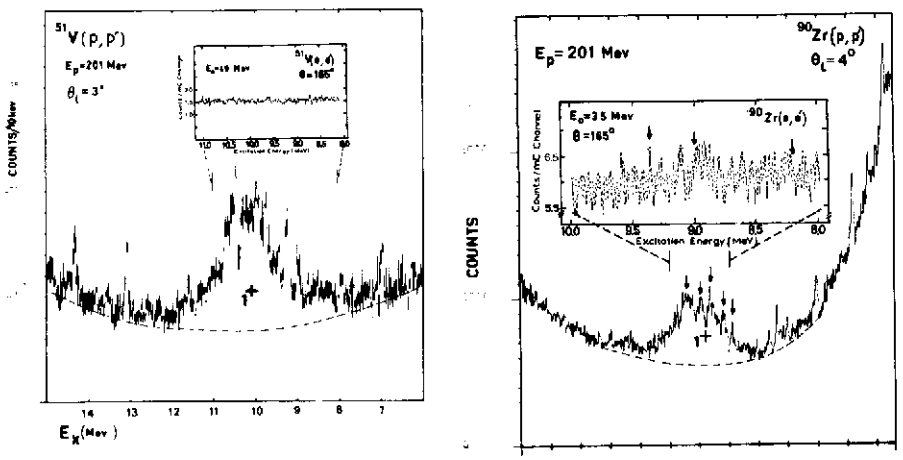



*Fig.23 - Comparaison entre les spectres (e,e') et (p,p') dans la région des états M1 pour le $^{90}Zr$(droite) et le $^{51}V$ (gauche).*

Ces désaccords entre la distribution de l'intensité des états M1 suivant le type de sonde (p, e, etc...) peuvent être expliqués simplement par la forme des opérateurs B(M1) et $\sigma . \tau$ qui contribuent respectivement à l'excitation de ces transitions.

Dans le cas d'interaction électromagnétique, l'opérateur M1 s'écrit

$$M1 = \sum_{k=1}^{A}{}' \quad \mu(k) \quad = \sum_{k=1}^{A}{}' \quad \{ \frac{g_\ell}{2} + \frac{g_p+g_n}{2} \vec{s}_k \} + \{ \frac{g'}{2} \vec{\ell} + \frac{g_p-g_n}{2} \vec{s}_k \} \quad \tau_z$$

où $\mu$ est le moment magnétique du nucléon k. Cet opérateur comprend un terme orbital et un terme de spin. Uniquement dans le cas des excitations de type neutron le terme dépendant de $\vec{\ell}$ est nul ($g_\ell \cong 0$) et dans ce cas seulement l'opérateur M1 est proportionnel à $\vec{s}_k \vec{\tau}_z$ comme en (p,p') à 200 MeV et à $q \cong 0$. Dans ce cas et seulement là, on peut s'attendre à une analogie entre les intensités relatives des transitions M1 observées en (p,p') et (e,e'). En général on a affaire à des excitations mixtes (neutrons et protons) le terme orbital $\vec{\ell}$ peut par interférence destructrice ou constructive avec le terme de spin $\vec{s}$ donner une distribution de l'intensité M1 très différente en (p,p') et en (e,e').

Ajoutons à cet argument général que la sélectivité pour la transition M1 dans les réactions (p,p') à 200 MeV et $q \cong 0$ est bien plus grande qu'en (e,e') ou en (p,p') à basse énergie (< 100 MeV). Le rapport peak/continu est bien meilleur ainsi que le montre la fig. 24 où l'on compare ce type de transitions pour le noyau de $^{50}Ti$ à des protons de basse énergie (65 MeV)

La partie centrale, indépendante du spin ($V_0$), de l'interaction est dominante, il n'y a pas de sélectivité pour les états de parité non naturelle ($1^+$). A haute énergie, la prédominance du terme $\sigma\tau$ à $q \simeq 0$ induit une forte sélectivité. 2 groupes de transitions M1 sont observés (8.5 et 10.15 voir fig. 24). Le premier groupe correspond probablement à des transitions isoscalaires puisqu'il n'y a presque pas de correspondance avec le spectre (e,e'). Les groupes vers 10.15 MeV fortement excités en (p,p') à 200 MeV est aussi observé en (e,e') et correspondent aux transitions M1 isovectorielles (particule-trou neutrons pure ).

Il est intéressant maintenant de comparer pour un cas particulièrement simple, $^{48}Ca$ , l'intensité de la transition M1 obtenue dans différentes expériences, (p,n) , (e,e') , (p,p') au moyen d'analyse plus ou moins dépendante du modèle de réaction. Les résultats de ces expériences et analyses sont résumés dans le tableau II.

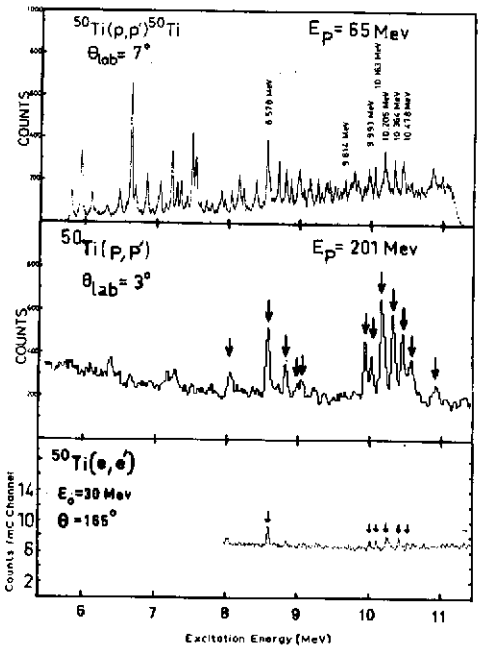



*Fig.24 - Comparaison de l'intensité des transitions $1^+$ (flèches) dans différentes réactions : (p,p') à 65 MeV, (p,p') à 201 MeV et (e,e') à 30 MeV.*

Tableau II

Comparaison de la quantité $\sigma_{exp}/\sigma_{théo}$ pour la transition $1^+$ à 10.2 MeV dans le $^{48}Ca$ et de l'analogue dans le $^{48}Sc$ extraite de l'analyse des réactions (p,p'),(p,n) et (e,e').

| Réaction | Energie | $\sigma_{exp}/\sigma_{théo}$ a) |
|---|---|---|
| (p,p') | 201 MeV | 0.21 - 0.30 |
| | 160 MeV | 0.50 |
| | 65 MeV | 0.25 |
| (p,n) | 160 MeV | 0.27 - 0.37 |
| (e,e') | 30-50 MeV | 0.31 - 0.43 |

a) Les valeurs déduites dépendent de la configuration utilisée pour la fonction d'onde de l'état $1^+$ et des différentes interactions employées dans le calcul (Love et Franey, déphasages N-N, etc ...).

On peut à la lumière de ces résultats faire deux remarques :

a) une très grande sensibilité de l'intensité mesurée avec la voie de réaction choisie ($0.21 < \sigma_{exp}/\sigma_{theo} < 0.5$)

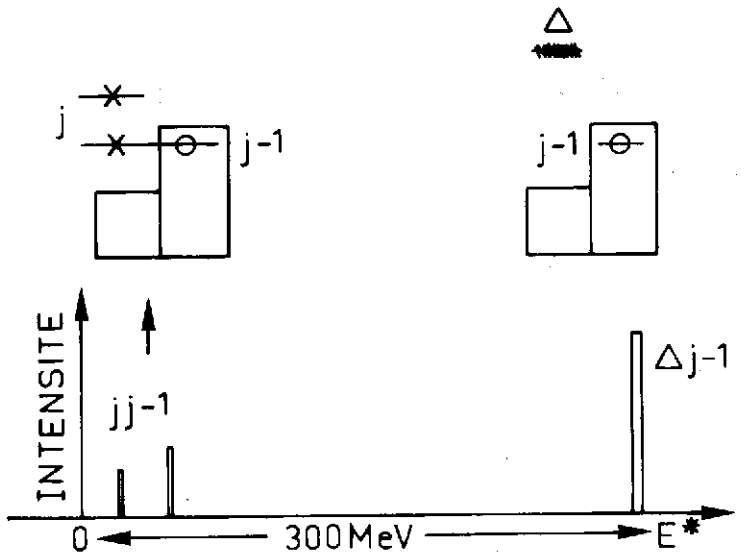
b) Dans tous les cas on observe moins de 50% de l'intensité totale. Le problème de l'intensité manquante reste ainsi posé après que les réactions (p,p') à 200 MeV et à $q \simeq 0$ aient permis d'observer une partie notable de l'intensité des transitions M1 dans les noyaux moyens et lourds.

Il nous reste donc à examiner si les expériences récentes d'échange de charge, étudiées à très haute énergie incidente (E > 1 GeV) peuvent apporter une réponse à la question posée dès le paragraphe II . Peut-on mettre en évidence une configuration du type ($\Delta$-trou) où se trouverait concentrée une partie de la force manquante ?

## IV- EXCITATION SPIN-ISOSPIN AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES

Très récemment, auprès de l'accélérateur SATURNE II, la réaction d'échange de charge ($^3He$,t) a été étudiée en vue d'établir la fonction de réponse des noyaux à l'excitation spin-isospin dans une très large plage d'énergie d'excitation (0-300 MeV).

En effet, si l'on imagine que pour les excitations "spin-isospin" on doit étendre l'espace de configuration au-delà de celui "normal" des nucléons et qu'en particulier des configurations du type $NN^{-1}$ peuvent se coupler à une configuration du type $\Delta\text{-}N^{-1}$ pour redistribuer la force non pas seulement entre 0-20 MeV mais jusqu'à environ 300 MeV alors cette distribution de l'intensité peut être représentée de la manière suivante (Fig.25).




A basse énergie on a les deux composantes habituelles et vers 300 MeV d'énergie d'excitation une nouvelle composante bien plus intense, car tous les nucléons de la cible peuvent y contribuer (pas de blocage de Pauli), qui résulte du couplage entre l'état excité du nucléon, le $\Delta(S=3/2\ T=3/2)$ et un trou ( $j^{-1}$).

L'introduction de ce couplage à une configuration du type $\Delta N^{-1}$ est assez naturelle si on pense que le $\Delta$ n'est pas autre chose qu'une excitation du type $\Delta S=1, \Delta T=1$ du nucléon

$$N(1/2,1/2) \xrightarrow[\Delta S=1 \Delta T=1]{\vec{\sigma}.\vec{\tau}} \Delta(3/2,\ 3/2)$$

Dans cette nouvelle distribution de l'intensité des transitions $\Delta S=1$, $\Delta T=1$, on s'attend à observer vers 300 MeV d'énergie d'excitation une structure large correspondant à la composante $\Delta N^{-1}$.

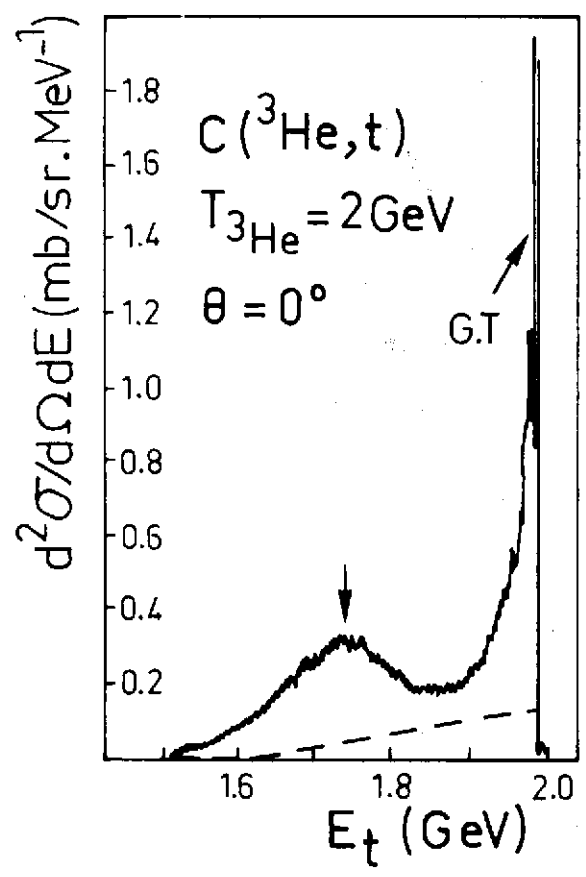



*Fig.26 - Spectre en énergie des tritons émis à 0° lors de la réaction ($^3$He,t) à 2 GeV. Le pic de basse énergie correspond à la transition G-T, une structure large est fortement excitée 300 MeV au-dessus.*

IV.1 - Conditions expérimentales

La réaction ($^3$He,t) a donc été étudiée à 600 MeV, 1.5 et 2 GeV sur des cibles de $CH_2$, $CO_2$, C, $^{40}$Ca, $^{54}$Fe, $^{89}$Y, $^{90}$Zr et $^{208}$Pb entre 0° et 10° à 600 MeV et de 0° à 6° à 1.2, 1.5 et 2 GeV. Les cibles avaient des épaisseurs de l'ordre de 50 - 100 mg/cm². Les tritons émis étaient analysés en impulsion par le spectromètre SPES IV (4 Dipoles, 6 quadrupoles, 35 m entre la cible et le plan focal). La bande en moment analysée était de 7% (soit 280 MeV d'énergie d'excitation à 2 GeV) L'angle solide du spectromètre était de 0.1 msr et la résolution en énergie obtenue d'environ $210^{-3}$ (soit 4 MeV à 2 GeV).
La fig. 26 montre clairement l'ensemble de la

réponse du noyau à l'excitation spin-isospin de 0 à 500 MeV d'énergie d'excitation. De manière spectaculaire apparaît vers 300 MeV une structure large dont il faut examiner précisément la nature avant de conclure à l'existence d'états $\Delta N^{-1}$. Pour celà il faut à nouveau discuter la sélectivité de la réaction ($^3$He,t) comparée à (p,n) pour les transitions $\Delta S=1$, $\Delta T=1$, sa dépendance en énergie, en moment transféré et enfin étudier l'évolution avec l'énergie incidente et la masse du noyau de cette structure large localisée vers 300 MeV dans la réaction $^{12}C(^3He,t)^{12}N$ à 2.0 GeV.

## IV.2 - Comparaison de la sélectivité des réactions (p,n) et ($^3$He,t) à 200 MeV/nucléon et résultats ($^3$He,t) à 1.2, 1.5 et 2.0 GeV.

Une des premières expériences effectuées en ($^3$He,t) avait pour but d'examiner la sélectivité de cette réaction pour les transitions $\Delta S=1$, $\Delta T=1$ à des énergies comparables à celles déjà étudiées en (p,n). Dans un premier temps une étude de cette réaction a été entreprise à 200 MeV/nucléon.

La comparaison des deux approches est illustrée par la fig. 27.

La réaction ($^3$He,t) à 600 MeV a la même sélectivité que (p,n) à 200 MeV et pour $q \simeq 0$.

Notons néanmoins une excitation plus forte des multipoles plus élevées (L=1,2) même pour les faibles transferts. La section efficace pour la transition de Fermi ($0^+$, EA) est très faible par comparaison à la transition G-T. Des études de distributions angulaires ont montré la même dépendance en moment transféré de la réaction ($^3$He,t) que celle déjà démontrée en (p,n) à 200 MeV.

L'étude de la réaction $^{13}C(^3He,t)^{13}N$ a permis d'étendre notre connaissance empirique de la dépendance du rapport $J\sigma\tau/J\tau$ pour des énergies incidentes bien supérieures à 200 MeV/nucléon. En utilisant la méthode décrite au paragraphe IIA la section efficace à 0° $d\sigma/d\Omega$ est proportionnelle à $J^2_{\sigma\tau}$ ou $J^2_{\tau}$ suivent la nature de la transition, le coefficient de proportionnalité est connu si pour ces mêmes niveaux ($^{13}N$ Ex = 0.00 et Ex = 2.31 MeV) on a mesuré la désintégration β.

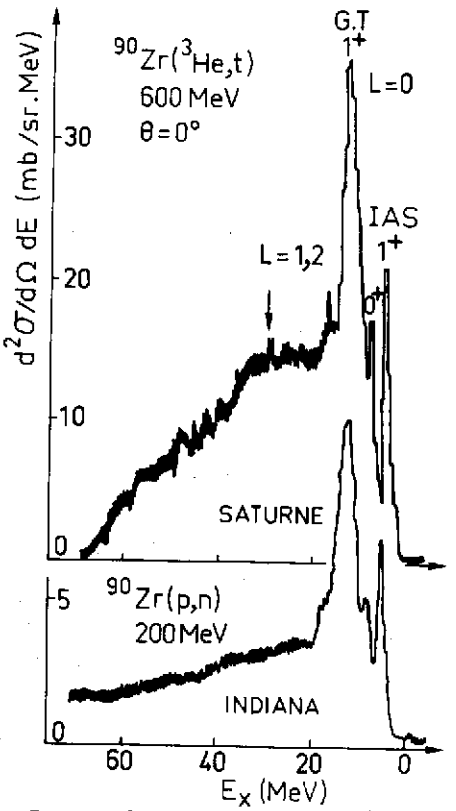



*Fig.27 - Comparaison de la fonction de réponse du noyau $^{90}$Zr à l'excitation spin-isospin dans les réactions ($^3$He,t) à 600 MeV et (p,n) à 200 MeV.*

La réaction $^{13}C(^3He,t)^{13}N$ ayant été mesurée à 200 et 400 MeV/nucléon on a pu en déduire le rapport $R = J\sigma\tau/J\tau$ et la figure 28 illustre la variation de ce rapport en fonction de l'énergie incidente entre 100 et 400 MeV/nucléon. La sélectivité de la réaction dans la voie στ est très frappante, la courbe en trait pointillé représente les prévisions théoriques de Love et Franey[6].

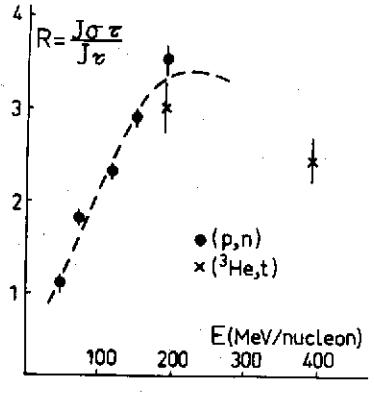



*Fig.28 - Variation du rapport $R = J\sigma\tau/J\tau$ en fonction de l'énergie incidente. La courbe en pointillé est un calcul théorique (réf.6).*

La partie à basse énergie dans les spectres (3He,t) étant bien comprise et donnant des résultats très semblables à ceux obtenus en (p,n), il reste donc l'interprétation de cette structure large qui apparaît vers 300 MeV d'énergie d'excitation ainsi que le montre la fig. 26.

Notons que l'excitation d'un nucléon de la cible sous forme d'un $\Delta$ se manifeste toujours par un pic large ($\Gamma$ = 150 MeV). Le $\Delta$ libre lui a une largeur naturelle plus faible (120 MeV). Ce pic a un maximum aux environs de 300 MeV d'excitation superposé à un fond continu et ce pour toutes les cibles étudiées du $^{12}C$ au $^{208}Pb$. Enfin, entre 1.5 et 2 GeV la section efficace de cette structure augmente beaucoup. Il serait hâtif à ce point de conclure qu'il s'agit d'une résonance $\Delta N^{-1}$.

D'abord une alternative simple serait l'excitation d'un $\Delta$ à partir d'un nucléon de la cible sans effet cohérent des autres nucléons, effet cohérent difficile à signer à cause de la largeur de la structure. Expérimentalement on observe une différence le spectre obtenu avec une cible d'hydrogène (réaction sur le proton libre $p+^3He \rightarrow \Delta^{++}+t$) et celui sur la cible de $^{54}Fe$ par exemple (26 protons). Cette différence est illustrée par la figure 29 où l'on compare pour la région considérée les spectres obtenus à 2 GeV pour les cibles de p, $^{12}C$ et $^{54}Fe$. Enfin on observe une très forte déformation de cette structure avec l'angle, comme si elle était constituée de la superposition de multipôles différents et de $L \geq 2,3$. En effet un transfert de masse de 300 MeV implique un transfert d'impulsion variant de 1.2 à 1.6 $fm^{-1}$ même à $\theta \simeq 0°$ d'où l'impossibilité d'avoir un effet $\Delta N^{-1}$ collectif de L = 0 dans cette région.

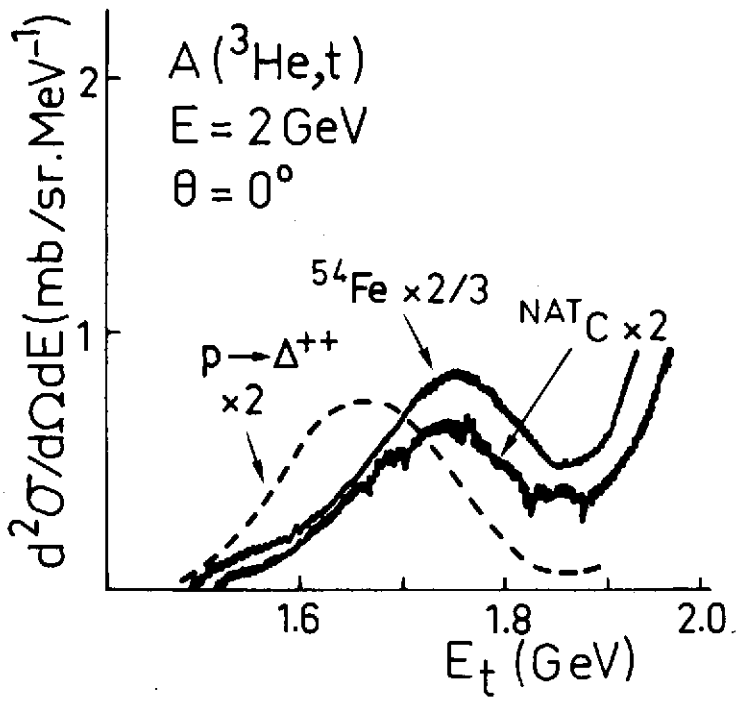



*Fig.29 - Comparaison pour différentes cibles de la section efficace de la structure large observée vers 300 MeV d'énergie d'excitation.*

Il faut maintenant calculer de manière correcte le processus quasi libre $p+^3He \rightarrow \Delta^{++}+t$ et à partir de ce calcul le comparer aux résultats Noyau + $^3He \rightarrow \Delta^{++}$ + t pour essayer de déterminer s'il existe un effet collectif $\Delta N^{-1}$ associé à cette structure.

On peut retenir la très grande section efficace de production de $\Delta$ dans les noyaux (100 à 20 mb/sr) et donc on a là un moyen privilégié pour étudier l'interaction du $\Delta$ avec les nucléons au sein même du noyau où la réaction aura lieu.

## CONCLUSIONS

Les réactions d'échange de charge, (p,n) et ($^3$He,t) , ainsi que les réactions de diffusion inélastique de protons ont permis d'étudier très sélectivement les propriétés dépendantes du spin dans les noyaux.

Pour obtenir la meilleure sélectivité dans ces réactions on doit absolument se placer dans les conditions suivantes :

Energie incidente entre 150 et 400 MeV/nucléon

Moment transféré q très voisin de zéro donc mesures à petits angles.

L'analyse des résultats expérimentaux dans le cadre de théorie de réactions les mieux élaborées montre qu'une large fraction de l'intensité des transitions $\Delta S = 1$ , $\Delta T = 1$ n'est pas observée. Le problème de cette atténuation de la force, très forte, puisqu'au moins égale à 50%, reste un problème largement ouvert.

Plusieurs explications complémentaires sont envisagées. Il faut d'abord essayer d'obtenir un traitement théorique du continu sous-jacent cohérent. Il faut sans doute ensuite évaluer très complètement l'importance du couplage entre la configuration dominante des transitions $\Delta S = 1$ , $\Delta T = 1$ (1 particule-1 trou) avec des configurations plus compliquées (du type 2 particules-2 trous) mélange qui peut étaler largement une partie de l'intensité. Elle se trouverait diluer dans le continu et les expérimentateurs doivent imaginer des mesures, par exemple, avec un faisceau polarisé, pour tenter de sélectionner dans ce continu et dans un large domaine, l'intensité ainsi répartie. L'excitation d'une configuration de ce type $\Delta N^{-1}$ et les très belles expériences effectuées en ($^3$He,t) à 2 GeV ne permettent pas pour l'instant de déterminer de façon quantitative quelle partie de l'intensité se trouve dans cette structure large.

Notons enfin que de nouvelles approches telles que l'étude de réaction ($^6$Li, $^6$He) qui est au premier ordre, une réaction très sélective pour les transitions $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ devrait permettre de confirmer les résultats déjà obtenus en (p,n) et ($^3$He,t) sans mélange (même faible) avec la voie $\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$ .

Pour le futur, il semble très intéressant de pouvoir mesurer la décroissance $\gamma$ où particules de tels états, décroissance qui permettrait de mesurer précisément les différentes composantes de la fonction d'onde de telles configurations.

REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier mes collègues d'Orsay Mmes N. Marty et M.Roy-Stephan, MM. C. Djalali, A. Willis, M.Morlet et le groupe de MSU (G.M. Crawley, N. Anataraman et A. Galonsky) à qui l'on doit l'essentiel des résultats qui ont été discutés dans ce cours et dont les articles et travaux ont permis la presentation de ce complément de cours.

REFERENCES

1. K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, Phys. Lett. 3 (1963) 271.
2. J.D. Fox and C.F. Moore, Phys. Rev. Lett. 12 (1964) 198.
3. R.E. Doering et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1691.
4. D.E. Bainum et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1751.
5. B.D. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 699.
6. W.G. Love et M.A. Franey, Phys. Rev. C24 (1981) 1073.
7. C.D. Goodman, J. Rapaport, D.E. Bainum and C.E. Brient, N.I.M. 151 (1978) 125.
8. C.D. Goodman et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1755.

9. C. Gaarde et al., Nucl. Phys. A369 (1981) 258 et references internes.
10. E. Oset et M. Rho, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 47.
11. F. Osterfeld et al., Phys. Rev. Lett. 149 (1982) 11.
12. N. Anantaraman et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1318,
G.M. Crawley et al., Phys. Rev. C26 (1982) 87,
N. Marty et al., Nucl. Phys. A396 (1983) 145C.
13. M. Morlet et A. Willis, Orsay preprint Rapport interne IPNO-PhN 79-15,
A. Willis et al., Nucl. Phys. A344 (1980) 137.
14. F. Bertrand et al., Phys. Lett. 103B (1981) 326.
15. C. Glashausser, Phys. Rev. Lett. (1983).
16. G.F. Bertsch, Nucl. Phys. A354 (1981) 157.
17. C. Djalali, Comptes rendus du Symposium International HESANS 83, Orsay, Sept. 1983, à paraître et Rapport interne IPNO-DRE 83-31.
18. W. Steffan et al., Phys. Lett. 95B (1980) 23.
19. C.D. Goodman, Nucl. Phys. A349 (1980à 309.
20. P. Schwandt et al., Phys. Rev. C26 (1982) 55.
21. D. Meier et al., Nucl. Phys. A349 (1980),
S. Müller et al., Phys. Lett. 113B (1982) 157,
D. Benda et al., Nucl. Phys. A388 (1983) 403.
22. C. Ellegaard et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1745.
23. M. Roy-Stephan, Journées d'Etudes Saturne, Fontevraud (1983) et communication privée.