



HAL
open science

Symétrie d'isospin et structure nucléaire

S. Gales, Nguyen van Giai

► **To cite this version:**

S. Gales, Nguyen van Giai. Symétrie d'isospin et structure nucléaire. École thématique. Ecole Joliot Curie "Symétries et physique nucléaire", Maubuisson, (France), du 15-19 septembre 1986: 5ème session, 1986. cel-00644027

HAL Id: cel-00644027

<https://cel.hal.science/cel-00644027>

Submitted on 23 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.

SYMETRIE D'ISOSPIN ET STRUCTURE NUCLEAIRE

S. GALES* et NGUYEN VAN GIAI★

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

* Division de Recherche Expérimentale

★ Division de Physique Théorique,
Laboratoire associé au C.N.R.S.

Résumé

Les principaux effets dûs à l'invariance approchée d'isospin dans les systèmes nucléaires sont passés en revue. Après un bref rappel du formalisme de l'isospin, on examine les évidences expérimentales provenant du problème à deux corps et concernant l'invariance et la symétrie de charge des forces nucléaires. Diverses prédictions théoriques relatives à l'impureté d'isospin des états nucléaires sont comparées. Une illustration de l'utilité de la notion d'isospin est apportée par l'extraction de la constante de couplage faible G_V à partir des transitions β superpermises. La formule de masse des multiplets isobariques et les décroissances interdites sont étudiées en détail, tant du point de vue expérimental que théorique. Les aspects expérimentaux des résonances isobariques analogues sont présentés, et leur interprétation est exposée dans le cadre de modèles microscopiques. La question des déplacements coulombiens est examinée, en particulier pour les noyaux miroirs. Enfin, le rôle de la symétrie d'isospin dans les réactions nucléaires aux énergies intermédiaires conduisant aux résonances géantes (résonances isovectorielles d'échange de charge, résonances Gamow-Teller, M1, etc...) est étudié.

Abstract

The main effects of the approximate isospin invariance in nuclear systems are reviewed. After a short reminder of isospin formalism, experimental evidences from the two-body problem and concerning charge invariance and charge symmetry of nuclear forces are examined. Various theoretical predictions of isospin impurity in nuclear states are compared. The usefulness of isospin is illustrated by the extraction of the weak coupling constant G_V from superallowed β transitions. The isobaric multiplet mass formula and the forbidden decays are studied in detail experimentally as well as theoretically. Experimental aspects of isobaric analog resonances are presented, and their interpretation is made in the framework of microscopic models. The problem of Coulomb displacement energies is examined, especially for the case of mirror pairs. Finally, the role of isospin symmetry in intermediate energy reactions leading to giant resonances (charge exchange isovector resonances, Gamow-Teller resonances, M1, etc...) is studied.

"Isotopic spin is not a key to nuclear structure which will one time unlock its secrets ... it chooses itself what information it is willing to provide and this is far from all that one might desire".

E.P. Wigner (1957)

INTRODUCTION

Le degré de liberté d'isospin est aujourd'hui une notion bien familière dans l'étude des noyaux, c'est-à-dire des systèmes constitués d'un certain nombre de nucléons, que ce nombre soit grand ou petit. L'isospin est souvent traité comme un invariant du système, au même titre que le moment angulaire ou la parité. Et pourtant, il est clair que l'isospin ne peut pas représenter une symétrie exacte, à la différence de la rotation par exemple, puisque des forces non indépendantes de charge (électromagnétiques et nucléaires) existent dans tout système nucléaire. Le paradoxe est que, même dans les noyaux les plus lourds où les forces coulombiennes contribuent pour une part très importante à l'énergie totale, la notion d'isospin garde tout son sens.

Le temps mis à exploiter et affiner cet outil puissant fut relativement long et marqué par quelques périodes extrêmement fastes. Immédiatement après la découverte expérimentale du neutron /J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. A136(1932)692/, Heisenberg introduisit la variable d'isospin pour décrire les deux états de charge (proton et neutron) d'une même particule, le nucléon /W. Heisenberg, Z. Phys. 77(1932)1/. Cependant, l'idée que les forces nucléaires étaient à un haut degré indépendantes de charge ne s'imposa que plus tard, par l'étude des paires de noyaux miroirs légers /E. Feenberg et E.P. Wigner, Phys. Rev. 51(1937)95/ et l'on peut situer le véritable point de départ de la théorie de l'isospin dans les noyaux en cette même année /E.P. Wigner, Phys. Rev. 51(1937)106/. Peu de temps après, le premier exemple d'une règle de sélection due à l'isospin était fourni par l'observation que la transition $^{12}\text{C}^*(2^+_{T=1}, E = 16.11 \text{ MeV}) \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He}$ était réduite d'un facteur 10^4 par rapport aux transitions d'états environnants d'isospin $T = 0$ /J.R. Oppenheimer et R. Serber, Phys. Rev. 53(1938)636/.

Sans vouloir faire l'historique de l'évolution ultérieure, il nous faut mentionner les étapes marquantes. La conservation de l'isospin dans les réactions nucléaires fut explorée de façon extensive par Adair /R.K. Adair, Phys. Rev. 87(1952)1041/ tandis que dans le même temps les règles de sélection d'isospin dans les transitions électromagnétiques étaient énoncées /L.E.H. Trainor, Phys. Rev. 85(1952)962 ; L.A. Radicati, Phys. Rev. 87(1952)521/. La formule de masse des multiplets isobariques peut être attribuée à Wigner /E.P. Wigner, Proc. of the R.A. Welch Foundation Conf. on Chemical Research (1957)/ qui, du reste, aura marqué toute l'histoire de l'isospin. La période la plus riche fut probablement la décennie qui suivit la découverte des résonances isobariques analogues dans les noyaux moyens et lourds /J.D. Anderson et C. Wong, Phys. Rev. Lett. 7(1961)250 ; J.D. Fox, G.F. Moore et D. Robson, Phys. Rev. Lett. 12(1964)198/, découverte réellement surprenante

et qui ouvrit un domaine nouveau /cf. Isospin in Nuclear Physics, ed. D.H. Wilkinson, North-Holland (1969)/. Plus près de nous, l'intense activité suscitée par l'étude des résonances Gamow-Teller et par les mesures des composantes d'isospin des résonances géantes à l'aide des réactions d'échange de charge illustre bien le fait que l'isospin n'a pas encore livré toutes les informations qu'il contient.

Chapitre I

NON-INVARIANCE D'ISOSPIN DES FORCES NUCLEAIRES ET COULOMBIENNES

I.1 LE FORMALISME DE L'ISOSPIN

Un système donné peut se trouver dans divers états qui diffèrent par leur charge. Par exemple, un nucléon peut avoir une charge $q = +e$ (proton) ou $q = 0$ (neutron) ; de même, la charge d'un méson π peut être $q = \pm e$ (π^\pm) ou $q = 0$ (π^0). Le degré de liberté d'isospin a été introduit pour décrire ces différents états de charge. Ainsi, le proton et le neutron seront les deux membres d'un doublet d'isospin, tandis que les trois états de charge possibles du méson π seront les membres d'un triplet d'isospin. Dans cette section, nous rappellerons les principaux éléments du formalisme qui nous seront utiles pour la suite.

I.1.1. Système à un nucléon

De façon tout à fait similaire au cas du spin $\frac{1}{2}$, les deux états de charge d'un nucléon sont décrits par des spineurs à 2 composantes :

$$\begin{aligned} \text{neutron : } |n\rangle &\equiv \chi_n = \chi_+ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ \text{proton : } |p\rangle &\equiv \chi_p = \chi_- = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (I.1)$$

A la variable d'isospin correspond un opérateur $\vec{t} = \frac{1}{2} \vec{\tau}$ qui a le caractère d'un opérateur vectoriel dans l'espace d'isospin (isovecteur). Pour un système d'isospin $\frac{1}{2}$ tel que le nucléon, les composantes de $\vec{\tau}$ sont représentées par les matrices de Pauli :

$$\tau_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (I.2)$$

qui vérifient les propriétés :

$$\tau_x^2 = \tau_y^2 = \tau_z^2 = \mathbb{1}, \quad [\tau_x, \tau_y] = 2i\tau_z, \quad \text{etc...} \quad (I.3)$$

L'opérateur \vec{t} étant un isovecteur, il se comporte comme un tenseur d'ordre 1 dans l'espace d'isospin, et toutes les propriétés familières pour l'opérateur moment angulaire dans l'espace ordinaire ¹⁾ (composition de plusieurs moments angulaires, théorème de Wigner-Eckart, etc...) se transcrivent de façon immédiate à l'opérateur isospin dans l'iso-espace. Nous aurons parfois besoin des composantes standard (t_1, t_0, t_{-1}) de \vec{t} ; elles s'expriment en fonction des composantes cartésiennes par :

$$t_{\pm 1} = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (t_x \pm i t_y), \quad t_0 = t_z \quad (I.4)$$

Les spineurs $|n\rangle = \chi_+$ et $|p\rangle = \chi_-$ de (I.1) sont vecteurs propres de \vec{t}^2 , la valeur propre

étant $\frac{1}{2}$. Ils sont aussi vecteurs propres de t_z (ou t_0) correspondant aux valeurs propres $+\frac{1}{2}$ (neutron) et $-\frac{1}{2}$ (proton). Cette convention de signe est celle en usage en physique nucléaire, et diffère de celle utilisée en physique des particules. On a donc les relations :

$$\begin{aligned} \vec{t}^2 \chi_{\pm} &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) \chi_{\pm} \quad , \\ t_z \chi_{\pm} &= \pm \frac{1}{2} \chi_{\pm} \end{aligned} \quad (1.5)$$

L'opérateur de charge d'un nucléon s'écrit :

$$q = e \left(\frac{1}{2} - t_z \right) \quad (1.6)$$

Il est utile d'introduire les opérateurs de montée et de descente de la charge (ou de la troisième composante d'isospin), qui transforment un neutron en un proton et vice-versa :

$$t_{\pm} \equiv t_x \pm i t_y = \mp \sqrt{2} t_{\pm 1} \quad (1.7)$$

Ces opérateurs vérifient :

$$\begin{aligned} t_- |n\rangle &= |p\rangle \quad , \quad t_- |p\rangle = 0 \quad , \\ t_+ |p\rangle &= |n\rangle \quad , \quad t_+ |n\rangle = 0 \quad , \end{aligned} \quad (1.8)$$

ainsi que les propriétés de commutation suivantes, qui se déduisent de (1.3) :

$$\begin{aligned} [t_+ , t_-] &= 2 t_0 \\ [t_0 , t_{\pm}] &= \pm t_{\pm} \end{aligned} \quad (1.9)$$

1.1.2 Système à deux nucléons

Si $\vec{t}^{(1)}$ et $\vec{t}^{(2)}$ sont les isospins de chaque nucléon, l'isospin total du système est :

$$\vec{T} = \vec{t}^{(1)} + \vec{t}^{(2)} \quad (1.10)$$

Chacun des 4 états : $|nn\rangle = \chi_+(1)\chi_+(2)$, $|np\rangle = \chi_+(1)\chi_-(2)$, $|pn\rangle = \chi_-(1)\chi_+(2)$, $|pp\rangle = \chi_-(1)\chi_-(2)$

est état propre de T_z . Nous noterons par $|A=2, T, T_0\rangle$ des états propres simultanés de \vec{T}^2 et T_z et nous les appellerons des états de bon isospin :

$$\begin{aligned} \vec{T}^2 |A=2, T, T_0\rangle &= T(T+1) |A=2, T, T_0\rangle \\ T_z |A=2, T, T_0\rangle &= T_0 |A=2, T, T_0\rangle \end{aligned} \quad (1.11)$$

avec les conditions : $0 \leq T \leq 1$, $|T_0| \leq T$.

On peut vérifier que :

$$\begin{aligned} |A=2, T=1, T_0=1\rangle &= |nn\rangle \\ |A=2, T=1, T_0=0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|np\rangle + |pn\rangle) \\ |A=2, T=1, T_0=-1\rangle &= |pp\rangle \\ |A=2, T=0, T_0=0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|np\rangle - |pn\rangle) \end{aligned} \quad (1.12)$$

Les 3 états correspondant à $T = 1$ sont symétriques par échange des isospins des nucléons 1 et 2 et forment un triplet d'isospin, tandis que l'état ayant $T = 0$ est antisymétrique dans cet échange et constitue un singulet d'isospin. A l'opération d'échange d'isospin correspond l'opérateur :

$$P_{\tau} = \frac{1}{2} (1 + \vec{\tau}^{(1)} \cdot \vec{\tau}^{(2)}) \quad (1.13)$$

qui possède naturellement les propriétés :

$$P_{\tau} |T=1, T_0\rangle = |T=1, T_0\rangle, \quad P_{\tau} |T=0, T_0\rangle = -|T=0, T_0\rangle \quad (1.14)$$

On peut aussi définir les projecteurs sur les états symétriques et antisymétriques :

$$\begin{aligned} \text{symétrique :} \quad P_{T=1} &= 3/4 + \vec{t}^{(1)} \cdot \vec{t}^{(2)} \\ \text{antisymétrique :} \quad P_{T=0} &= 1/4 - \vec{t}^{(1)} \cdot \vec{t}^{(2)} \end{aligned} \quad (1.15)$$

Exercice : vérifier que $P_T P_{T'} = \delta_{TT'} P_T$.

Principe de Pauli

Un état de 2 nucléons doit être totalement antisymétrique par échange des variables d'espace, de spin et d'isospin de ces 2 nucléons. La symétrie d'espace dépend de la parité du moment orbital relatif L, tandis que la symétrie de spin est analogue à ce que nous venons de voir pour l'isospin. La notation habituelle pour indiquer les nombres quantiques d'espace et de spin d'un état est $2S+1 L_J$ où $J = L + S$ est le moment angulaire total. La Table 1 résume les situations autorisées par le principe de Pauli :

T	S	L	exemples
1	0(singulet)	pair	$1S_0, 1D_2, \text{etc ...}$
1	1(triplet)	impair	$3P_0, 3P_1, 3P_2, 3F_2, \text{etc ...}$
0	0(singulet)	impair	$1P_1, 1F_3, \text{etc ...}$
0	1(triplet)	pair	$3S_1, 3D_1, 3D_2, \text{etc ...}$

Table 1

A titre d'illustration, rappelons que le deutéron est un état ($T = 0, J = 1$) ayant une forte composante $3S_1$ et une faible (mais essentielle pour certaines propriétés comme le moment quadrupolaire) composante $3D_1$. Dans la diffusion nucléon-nucléon à basse énergie, l'onde S ($L = 0$) prédomine et donc les réactions p+p et n+n (où $T = 1$) sont surtout sensibles à l'état $1S_0$, tandis que la réaction p+n (où l'on a un mélange $T = 0$ et $T = 1$) fournit des informations sur les états $3S_1$ et $1S_0$.

L'énergie d'interaction entre deux nucléons est plus attractive lorsque cette paire se trouve dans un état relatif de symétrie maximum dans les variables d'espace et de spin²⁾, et donc de symétrie minimum en isospin : toutes choses étant égales par ailleurs, c'est l'isospin $T = 0$ de cette paire qui est favorisé (c'est le cas, par exemple, du deutéron). Il en résulte que dans les noyaux, les états les plus bas (en particulier les fondamentaux) correspondent généralement à l'isospin minimum, $T = T_Z = \frac{N-Z}{2}$. On ne rencontre que peu d'exceptions à cette règle.

Conservation de la charge

L'opérateur de charge du système $A = 2$ est :

$$Q = \sum_{i=1}^2 e \left(\frac{1}{2} - t_z^{(i)} \right)$$

Si H est le hamiltonien du système, dire que la charge est conservée dans tout processus gouverné par H revient à dire que H commute avec Q , et donc avec $T_2 = \sum_i t_z^{(i)}$:

$$[H, T_2] = 0 \quad (I.16)$$

Ceci se généralise évidemment à $A > 2$, et la relation (I.16) sera supposée toujours vraie pour un système contenant A nucléons.

Indépendance de charge

Par définition, un système sera dit indépendant de charge si le hamiltonien H est invariant par rotation dans l'espace d'isospin, et par conséquent si :

$$[H, \vec{T}] = 0$$

Comme nous avons supposé que (I.16) est vérifiée, l'indépendance de charge peut se ramener à :

$$\text{indépendance de charge} \Leftrightarrow [H, \vec{T}^2] = 0 \Leftrightarrow H \text{ est isoscalaire} \quad (I.17)$$

La propriété (I.17) apparaît, à première vue, plutôt abstraite ; pourquoi l'appeler indépendance de charge ? Supposons que neutron et proton aient la même masse M et que les nucléons interagissent par une interaction V ; le hamiltonien du système $A = 2$ est $H = \sum_{i=1}^2 \left(\frac{\hbar^2 \nabla_i^2}{2M} + V \right)$. La relation (I.17) et le théorème de Wigner-Eckart¹⁾ entraînent que :

$$\langle T, T_0 | H | T', T'_0 \rangle = \delta_{TT'} \delta_{T_0 T'_0} \langle T || H || T' \rangle \quad (I.18)$$

Si nous appliquons la relation (I.18) aux états $|T = 1, T_0 = -1\rangle$ (p-p), $|T = 1, T_0 = 0\rangle$ (p-n) et $|T = 1, T_0 = 1\rangle$ (n-n), il en découle que :

$$V_{pp}^{T=1} = V_{pn}^{T=1} = V_{nn}^{T=1} \quad (I.19)$$

c'est-à-dire que l'interaction entre les deux nucléons ne dépend pas de leur état de charge (pourvu que l'isospin total soit $T = 1$).

De la définition (I.17), il résulte que la forme la plus générale d'une interaction à deux corps indépendante de charge est de la forme :

$$V_{IC}(1,2) = A + B \vec{E}^{(1)} \cdot \vec{E}^{(2)} \quad (I.20)$$

où A et B sont des fonctions des variables d'espace et de spin.

Symétrie de charge

Une hypothèse plus faible que l'indépendance de charge (I.19) consiste à supposer que l'interaction entre deux protons est égale à celle entre deux neutrons placés dans des conditions identiques, autrement dit l'interaction entre deux nucléons de même charge ne dépend pas de cette charge :

$$V_{pp}^{T=1} = V_{nn}^{T=1} \neq V_{pn}^{T=1} \quad (I.21)$$

Nous verrons plus loin que la force nucléaire entre deux nucléons vérifie à un haut degré la propriété de symétrie de charge (I.21). Par contre, il est évident que la force de Coulomb ne la vérifie pas du tout.

A l'opération de symétrie de charge correspond un opérateur P_{SC} qui effectue une rotation de 180° dans l'espace d'isospin, par exemple autour de O_y , de manière à amener le demi-axe Oz positif sur le demi-axe négatif :

$$P_{SC} \equiv e^{i\pi T_y} = \prod_j e^{i\pi t_y^{(j)}} = \prod_j (i\tau_y^{(j)}) \quad (I.22)$$

Exercice : Vérifier que : 1) $P_{SC} \chi_+ = -\chi_-$, $P_{SC} \chi_- = \chi_+$.

$$2) [P_{SC}, \vec{T}^{(1)} \cdot \vec{T}^{(2)}] = [P_{SC}, t_z^{(1)} t_z^{(2)}] = 0.$$

Dire qu'une interaction V est symétrique de charge revient à dire qu'elle commute avec P_{SC} :

$$\text{Symétrie de charge} \Leftrightarrow [V, P_{SC}] = 0 \quad (I.23)$$

Du fait du résultat 2) de l'exercice ci-dessus, une force symétrique de charge aura la forme générale :

$$V_{SC}(1,2) = A + B \vec{T}^{(1)} \cdot \vec{T}^{(2)} + D t_z^{(1)} t_z^{(2)} \quad (I.24)$$

où A , B et D sont des fonctions des variables d'espace et de spin.

Illustrons les notions d'indépendance et de symétrie de charge en considérant la force de Coulomb :

$$\begin{aligned} V_c(1,2) &= \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \left(\frac{1}{2} - t_z^{(1)}\right) \left(\frac{1}{2} - t_z^{(2)}\right) \\ &= \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \left\{ \left(\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \vec{T}^{(1)} \cdot \vec{T}^{(2)}\right) - \frac{1}{2} (t_z^{(1)} + t_z^{(2)}) + \left(t_z^{(1)} t_z^{(2)} - \frac{1}{3} \vec{T}^{(1)} \cdot \vec{T}^{(2)}\right) \right\} \end{aligned} \quad (I.25)$$

Nous avons regroupé les termes de $V_c(1,2)$ de manière à faire apparaître des tenseurs d'ordre 0 (isoscalaire), 1 (isovecteur) et 2 (isotenseur) /Exercice : le vérifier/. Le premier terme (isoscalaire) satisfait à (I.17) et (I.23), il est indépendant de charge et a fortiori symétrique de charge. Le troisième terme (isotenseur) satisfait à (I.23) mais non à (I.17). Quand au second terme (isovecteur), il viole à la fois l'indépendance et la symétrie de charge.

1.1.3 Système à A nucléons

Toutes les définitions et propriétés introduites plus haut se généralisent facilement au cas d'un système contenant A nucléons. L'isospin total est :

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^A \vec{T}^{(i)} \quad (I.26)$$

Les états de bon isospin total, c'est-à-dire états propres simultanés de \vec{T}^2 et T_z , seront notés $|A, T, T_0\rangle$ (cf. (I.11)). D'après (I.26), T ne peut être supérieur à $A/2$. Quant à T_0 , sa valeur est simplement $(N-Z)/2$, où N et Z sont les nombres de neutrons et de protons.

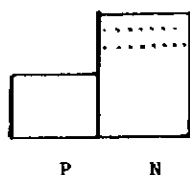
Les opérateurs de montée et de descente de la troisième composante d'isospin total s'obtiennent à partir des opérateurs individuels (1.7) :

$$T_{\pm} = \sum_{i=1}^A t_{\pm}^{(i)} \quad (1.27)$$

et vérifient des relations de commutation analogues à (1.9) :

$$[T_+, T_-] = 2T_z \quad , \quad [T_z, T_{\pm}] = \pm T_{\pm} \quad (1.28)$$

Comme nous le verrons plus loin, ces opérateurs de montée et de descente jouent un rôle central dans la théorie des états isobariques analogues. L'action de $T_-(T_+)$ sur un état d'un système de A nucléons est de produire une superposition d'états dans chacun desquels un neutron (proton) à la fois est changé en un proton (neutron) tout en gardant la même position et le même spin, et ceci pour autant que le principe de Pauli le permette. Nous pouvons l'illustrer par l'exemple simple suivant qui nous servira souvent : supposons que l'état initial (état parent $|\pi\rangle$) soit constitué d'un cœur où neutrons et protons occupent des états d'espace et de spin identiques, surmonté d'un excès de neutrons remplissant un certain nombre d'orbitales de valence. Nous pouvons représenter ainsi cet état :



L'action de T_- et T_+ sur cet état est indiquée sur la Figure 1.

$$T_- \left(\begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \dots \\ \hline \end{array} \right) = \begin{array}{|c|} \hline \bullet \\ \hline \square \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \dots \\ \hline \end{array} + \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \bullet \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \dots \\ \hline \end{array}$$

$$T_+ \left(\begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \square \\ \hline \end{array} \right) = 0$$

Figure 1

Si l'état initial $|\pi\rangle$ contient N neutrons et Z protons, sa troisième composante d'isospin est

$T_0 = \frac{N-Z}{2}$. L'état $T_-|\pi\rangle$ contient N-1 neutrons et Z+1 protons et par conséquent sa troisième composante d'isospin est T_0-1 . Plus précisément, on trouve à l'aide des relations (1.28) que

l'action de T_{\pm} sur un état normalisé de bon isospin est :

$$T_{\pm} |A, T, T_0\rangle = \left[(T \mp T_0)(T \pm T_0 + 1) \right]^{1/2} |A, T, T_0 \pm 1\rangle \quad (1.29)$$

c'est-à-dire que l'application répétée de T_{\pm} permet de passer d'un membre à l'autre d'un multiplet d'isospin.

1.2. INDEPENDANCE ET SYMETRIE DE CHARGE DES FORCES NUCLEAIRES

1.2.1 Diffusion à basse énergie

Les principales indications que l'on possède sur l'indépendance de charge (IC) et la symétrie

de charge (SC) des forces nucléaires proviennent surtout des expériences de diffusion nucléon-nucléon à basse énergie. Lorsque l'énergie relative E est inférieure à 10 MeV, l'onde S ($L=0$) domine le processus de diffusion et il devient possible d'extraire des sections efficaces différentielles des informations sur l'interaction dans les états 1S_0 et 3S_1 . Pour vérifier les propriétés (I.19) et (I.21), il faut éliminer la contribution de l'état ($^3S_1, T=0$) lorsqu'elle est présente (c'est le cas du système n-p).

L'analyse en déphasages des sections efficaces mesurées permet de déterminer les déphasages expérimentaux δ pour les différentes ondes partielles. A basse énergie, le déphasage correspondant à l'onde $L=0$ peut s'exprimer par les premiers termes du développement de portée effective ¹⁾ :

$$k \cotg \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + \dots \quad (I.30)$$

où $k = (2\mu E/\hbar^2)^{1/2}$, μ étant la masse réduite, a est la longueur de diffusion et r_0 la portée effective. L'expérience permet donc en principe de déduire les valeurs de a et r_0 pour les systèmes p-p, n-p et n-n.

a) Système p-p

Ce système permet des mesures de section efficace très précises. Cependant, le développement (I.30) doit être modifié à cause des effets coulombiens. Cette modification dépend de la manière dont on calcule les effets coulombiens à soustraire ³⁾, aussi les valeurs de a et r_0 que l'on obtient reflètent une part d'incertitude théorique.

b) Système n-p

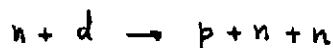
Les mesures ici sont également très précises. Il subsiste le léger inconvénient qu'il faut soustraire la contribution de l'état ($^3S_1, T=0$). Celle-ci peut être bien déterminée par des expériences de diffusion cohérente de neutrons lents ⁴⁾. Les valeurs de a et r_0 pour ce système sont donc entâchées de peu d'erreur.

c) Système n-n

La mesure directe de la diffusion est très difficile, et l'on a plutôt recours à des mesures indirectes où l'on produit 2 neutrons dans l'état final. La capture de pions lents ⁵⁾ :



donne de bonnes indications sur l'interaction entre 2 neutrons. D'autres réactions telles que ^{6,7)} :



ont aussi été utilisées. Les incertitudes sur les valeurs de a et r_0 proviennent pour une bonne part de la complexité des interactions dans l'état final de ces réactions.

d) Résultats

La Table 2, compilée par Henley ³⁾ en tenant compte d'un grand nombre d'analyses, résume

la situation pour la longueur de diffusion et la portée effective de l'onde 1S_0 .

Système	a(fm)	r_0 (fm)
p-p	-17 ± 2	2.83 ± 0.03
n-n	-17.6 ± 1.5	3.2 ± 1.6
n-p	-23.715 ± 0.013	2.76 ± 0.07

Table 2

Les valeurs négatives de a reflètent le fait que le système nucléon-nucléon ne possède pas d'état lié 1S_0 . Les résultats de la Table 2 indiquent que l'hypothèse de symétrie de charge (I.21) est compatible avec l'observation, tandis que l'indépendance de charge (I.19) semble moins bien vérifiée. On peut parvenir à des conclusions plus quantitatives en supposant que le potentiel nucléon-nucléon possède une certaine forme ⁸⁾. Par exemple, pour un potentiel de Yukawa de profondeur V_0 et de rayon R, on trouve :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta a}{a} &\approx 14 \frac{\Delta V_0}{V_0} + 29 \frac{\Delta R}{R} \\ \frac{\Delta r_0}{r_0} &\approx -1.3 \frac{\Delta V_0}{V_0} - 1.6 \frac{\Delta R}{R} \end{aligned} \quad (1.31)$$

Dans l'hypothèse où le rayon du potentiel est le même pour les trois systèmes p-p, n-n et n-p, on trouve alors pour les intégrales de volume \bar{V} :

$$\begin{aligned} \delta_{SC} &\equiv \frac{|\bar{V}_{nn}| - |\bar{V}_{pp}|}{\frac{1}{2}(|\bar{V}_{nn}| + |\bar{V}_{pp}|)} \approx (0.25 \pm 0.80)\% \\ \delta_{IC} &\equiv \frac{|\bar{V}_{np}| - |\bar{V}_{nn}|}{\frac{1}{2}(|\bar{V}_{np}| + |\bar{V}_{nn}|)} \approx (2.10 \pm 0.51)\% \end{aligned} \quad (1.32)$$

c'est-à-dire que la symétrie de charge est bien vérifiée, tandis que l'indépendance de charge pourrait être violée au niveau de 2%.

1.2.2 Autres tests expérimentaux

De nombreuses réactions, faisant en particulier intervenir des pions, ont été utilisées pour étudier le degré de violation de la symétrie de charge. Nous n'en citerons que deux exemples :

1) la réaction $d+d \rightarrow ^4\text{He} + \pi^0$ est interdite si l'isospin est un bon nombre quantique, puisque les noyaux d et ^4He ont $T = 0$ tandis que le pion est une particule $T = 1$. L'analyse de cette réaction ³⁾ donne la limite suivante pour la violation de SC : $\delta_{SC} \leq (0.51 \pm 0.08)\%$, qui est compatible avec (I.32).

2) la comparaison des déphasages nucléaires dans la diffusion élastique $\pi^{\pm} + ^4\text{He}$ fournit aussi des indications sur la violation de SC. Dans un travail récent, Khankhasayev et al. ⁹⁾ n'observent

aucune violation significative.

1.2.3 Effets contribuant à la violation de IC et SC

Un certain nombre d'effets d'origine électromagnétique affectent l'interaction entre deux nucléons suivant leur état de charge. On peut les classer en deux catégories ³⁾ : les effets directs pour lesquels l'évaluation théorique peut être faite avec une bonne précision, et les effets indirects dont l'estimation est plus difficile et entachée de plus d'incertitude.

1) effets électromagnétiques directs

La différence de masse $M_n - M_p = 1.29 \text{ MeV}$ affecte directement l'énergie cinétique du système. Une autre source de non-invariance d'isospin provient des forces électromagnétiques entre les nucléons (force de Coulomb, forces magnétiques, polarisation du vide). L'évaluation de ces seuls effets directs conduit à $\delta_{SC} \approx 0$, $\delta_{IC} \approx 2\%$ (cf. eq.(I.32)).

2) effets électromagnétiques indirects

La différence de masse $m_{\pi^+} - m_{\pi^0} = 4.60 \text{ MeV}$ affecte la partie à longue portée de la force nucléaire, et des effets similaires sont reliés à l'échange d'autres mésons chargés. D'autres effets plus faibles, mais que l'on peut aussi évaluer, proviennent de la différence $M_n - M_p$ lorsque le nucléon se propage dans des états intermédiaires, des corrections radiatives aux vertex πNN , des mélanges possibles d'isospin des mésons échangés, de la durée de vie finie de ces mésons. L'évaluation de tous ces effets, bien que peu précise, montre qu'ils sont faibles ³⁾.

En résumé, les valeurs expérimentales (I.32) de la violation de IC et SC sont raisonnablement bien comprises par les effets d'origine électromagnétique.

1.2.4 Le système A = 3

L'étude de l'énergie de liaison des systèmes à 3 nucléons donne aussi des indications sur la présence d'une composante violant SC dans l'interaction nucléaire. Considérons les deux noyaux ${}^3\text{He}$ et ${}^3\text{H}$, dont les énergies de liaison sont expérimentalement bien connues. Si l'on suppose que les interactions n'interviennent que par des forces à deux corps, on a :

$$\begin{aligned} E({}^3\text{He}) &= T + 2V_{np} + V_{pp} + V_{pp}^{e.m.} \\ E({}^3\text{H}) &= T' + 2V_{np} + V_{nn} \end{aligned} \quad (I.33)$$

où T et T' sont les énergies cinétiques dans chaque noyau et V_{pp}^{em} est l'énergie d'interaction électromagnétique entre les deux protons dans ${}^3\text{He}$. On en déduit :

$$\begin{aligned} \Delta &\equiv E({}^3\text{He}) - E({}^3\text{H}) = (T - T') + (V_{pp} - V_{nn}) + V_{pp}^{e.m.} \\ &= \Delta T + \Delta V + V_{pp}^{e.m.} \end{aligned} \quad (I.34)$$

La valeur expérimentale de Δ est 764 keV ; ΔT est relié à $M_n - M_p$ et peut-être estimé. L'évaluation de V_{pp}^{em} est délicate car elle peut dépendre du modèle de fonction d'onde adopté. Brandenburg et al. ¹⁰⁾ ont calculé V_{pp}^{em} de façon aussi indépendante que possible de modèle en utilisant les informations expérimentales sur le facteur de forme électromagnétique de ${}^3\text{He}$. Leur calcul conduit à :

$$\Delta V = (81 \pm 29) \text{ keV} \quad , \quad (1.35)$$

l'incertitude incluant à la fois les erreurs expérimentales et théoriques. Cette valeur, bien que plus faible que d'autres évaluations purement théoriques, n'est pas négligeable. Toutefois, elle pourrait être modifiée par des effets à 3 corps dont on sait qu'ils contribuent de façon appréciable à l'énergie de liaison.

1.3 PRINCIPALES CONSEQUENCES DE L'INVARIANCE EXACTE D'ISOSPIN DANS LES NOYAUX

De ce qui précède, il apparaît que les forces nucléaires, à un bon degré d'approximation, sont invariantes d'isospin. La seule source importante de violation de \vec{T} dans les systèmes nucléaires provient des forces électromagnétiques. Dans le cas "idéal" où ces dernières seraient absentes, le hamiltonien du noyau vérifierait l'indépendance de charge :

$$[H, \vec{T}] = 0 \Leftrightarrow \begin{cases} [H, T^2] = 0 \\ [H, T_z] = 0 \end{cases} \quad (1.36)$$

et les états propres d'un système de A nucléons seraient caractérisés par les nombres quantiques $|E, J, \dots; T, T_0\rangle \equiv |\alpha; T, T_0\rangle$.

L'invariance d'isospin (1.36) entraîne les trois conséquences suivantes, apparemment triviales mais dont la violation constitue tout l'objet de l'étude de l'isospin dans les noyaux :

a) Dégénérescence des $(2T + 1)$ membres d'un multiplet d'isospin :

$$E(\alpha; T, T_0 = T) = E(\alpha; T, T_0 = T-1) = \dots = E(\alpha; T, T_0 = -T) \quad (1.37)$$

Les forces électromagnétiques lèvent cette dégénérescence et conduisent à la situation représentée dans la Figure 2. La description des énergies de tels multiplets est l'objet de la formule de masse des multiplets isobariques, qui sera traitée dans le prochain chapitre.

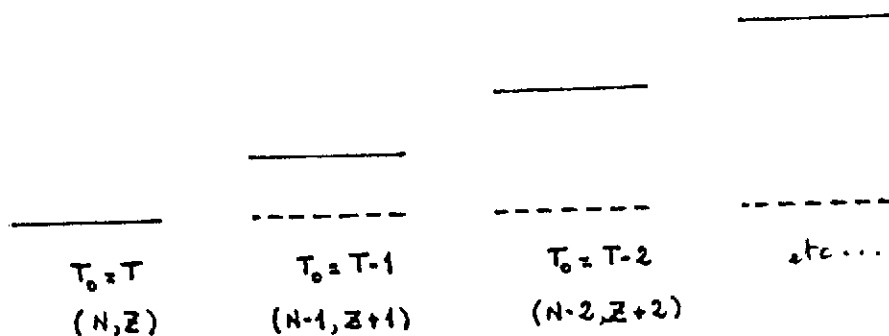


Figure 2

b) Pureté d'isospin des états nucléaires.

L'effet des forces électromagnétiques est d'introduire un mélange d'isospin dans les états.

Cette impureté se reflète dans l'existence de certaines transitions interdites d'isospin, comme nous le verrons avec certaines transitions β .

c) Identité des fonctions d'onde (d'espace et de spin) des membres d'un multiplet d'isospin. Cette propriété a été appelée "validité dynamique" de l'isospin par Wigner ⁷⁾. Sa violation affecte la position et la largeur des résonances isobariques analogues, et nous examinerons ce problème au chapitre III.

Il faut noter que pour un hamiltonien ne remplissant pas la condition (I.36), les propriétés a), b) et c) peuvent être violées de façon assez indépendante, c'est-à-dire que certaines d'entre elles peuvent garder une certaine validité. Supposons par exemple que la violation de (I.36) provienne de la différence des masses $M_n - M_p$ mais non des forces elles-mêmes. Alors, l'énergie d'un système de A nucléons dépendra des nombres de neutrons et de protons tandis que les fonctions d'onde de neutrons resteront malgré tout très semblables à celles des protons, et par conséquent b) et c) seront peu affectées. Le même argument peut s'appliquer au cas où les protons subissent l'effet d'un potentiel moyen variant lentement avec la distance tel que le champ moyen de Coulomb dans le noyau. On peut ainsi comprendre qualitativement pourquoi, d'un membre à l'autre d'un multiplet, l'on a des déplacements coulombiens de plusieurs MeV alors que les notions de pureté d'isospin et d'état analogue gardent un sens. On peut encore imaginer un autre type de violation de (I.36) par un hamiltonien (conservant la charge) tel que $\langle T, T_0 | H | T', T_0 \rangle = \delta_{TT'} f(T_0)$ (pour un hamiltonien satisfaisant (I.36), f ne dépendrait pas de T_0 mais de T). Alors, la pureté d'isospin b) resterait vraie, mais a) et c) ne seraient pas satisfaites. Cette situation est appelée par Mc Donald ¹¹⁾ la "distorsion dynamique" de l'isospin.

Pour clore cette section, nous allons introduire 3 types d'états qui nous seront utiles pour étudier les phénomènes liés à la non-invariance d'isospin des systèmes nucléaires (impuretés d'isospin, déplacements coulombiens, états analogues ...).

a) Etat analogue

Nous avons vu (cf. eq.(I.29)) que les opérateurs T_{\pm} connectaient entre eux les membres d'un multiplet. Deux états reliés par T_- ou T_+ seront dits parent et analogue. Plus précisément, prenons pour parent l'état normalisé $|\pi\rangle \equiv |\alpha, T, T_0\rangle$ d'un système (N,Z). La troisième composante d'isospin est $T_0 = \frac{N-Z}{2}$. Par définition, l'état analogue $|\mathcal{A}\rangle$ est l'état normalisé :

$$|\mathcal{A}\rangle \equiv \mathcal{N} T_- |\pi\rangle \quad (I.38)$$

D'après (I.29) et la Figure 1, l'état analogue est un état d'isospin T du système (N-1, Z+1) ayant pour troisième composante d'isospin T_0-1 . Si $|\pi\rangle$ est tel que $T = T_0$ (par exemple, si c'est un fondamental) alors $\mathcal{N} = (2T)^{-\frac{1}{2}}$. Plus généralement, on peut définir le n^{ième} analogue de $|\pi\rangle$ par :

$$|\mathcal{A}_n\rangle \equiv \mathcal{N}_n (T_-)^n |\pi\rangle \quad (I.39)$$

b) Etat anti-analogue

Par définition, c'est un état $|\bar{A}\rangle$ construit sur les mêmes configurations que l'état analogue $|A\rangle$ mais qui lui est orthogonal. Pour cette raison, l'état $|\bar{A}\rangle$ est aussi appelé "état de configuration". Cela signifie que du point de vue des variables d'espace et de spin, $|A\rangle$ et $|\bar{A}\rangle$ ont un recouvrement maximum. Ils sont orthogonaux simplement parce qu'ils correspondent à des isospins différents : tandis que $|A\rangle$ est un état $|T, T_0-1\rangle$, $|\bar{A}\rangle$ est un état $|T-1, T_0-1\rangle$. La Table 3 donne un exemple d'états analogue et anti-analogue :

$^A_Z(\text{Noyau})_N$	T	T_z	Fonction d'onde
$^{13}_5B_8$	3/2	3/2	$ \pi\rangle = \begin{array}{ c c } \hline \circ & \overset{\cdot\cdot}{\circ} \\ \hline \end{array}$
$^{13}_6C_7$	3/2	1/2	$ A\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \sqrt{2} \begin{array}{ c c } \hline \overset{\cdot\cdot}{\circ} & \overset{\cdot\cdot}{\circ} \\ \hline \end{array} + \begin{array}{ c c } \hline \circ & \overset{\cdot\cdot}{\circ} \\ \hline \end{array} \right\}$
$^{13}_6C_7$	1/2	1/2	$ \bar{A}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left\{ \begin{array}{ c c } \hline \overset{\cdot\cdot}{\circ} & \overset{\cdot\cdot}{\circ} \\ \hline \end{array} - \sqrt{2} \begin{array}{ c c } \hline \circ & \overset{\cdot\cdot}{\circ} \\ \hline \end{array} \right\}$

Table 3

L'importance de l'état anti-analogue réside dans le fait que $|A\rangle$ et $|\bar{A}\rangle$ étant très semblables en espace et en spin, ils peuvent se coupler de façon appréciable à travers la force de Coulomb qui autorise des transitions $\Delta T = 1$ et qui a une dépendance d'espace assez douce.

c) Etat monopolaire isovecteur

L'interaction coulombienne dans un noyau :

$$V_c = \sum_{i < j}^A \frac{e^2}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \left(\frac{1}{2} - t_z^{(i)} \right) \left(\frac{1}{2} - t_z^{(j)} \right) \quad (1.40)$$

peut se décomposer en un potentiel moyen à 1 corps $V_c^{(1)}$ et une interaction résiduelle à 2 corps $V_c^{(2)}$. La partie à 1 corps résulte du potentiel coulombien créé par la distribution de charge $\rho_c(\vec{r})$ du noyau et constitue le terme dominant. A un bon degré d'approximation, on peut supposer que ρ_c est une distribution uniforme de rayon R_c , auquel cas $V_c^{(1)}$ est donné par :

$$V_c^{(1)} = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_c^3} \sum_{i=1}^A (3R_c^2 - r_i^2) \left(\frac{1}{2} - t_z^{(i)} \right) & \approx r_i \leq R_c \\ Ze^2 \sum_{i=1}^A \frac{1}{r_i} \left(\frac{1}{2} - t_z^{(i)} \right) & \approx r_i > R_c \end{cases} \quad (1.41)$$

Ceci suggère d'introduire les états normalisés suivants :

$$|M_k\rangle = \mathcal{N} \left(\sum_{i=1}^A r_i^2 t_k^{(i)} \right) |\pi\rangle = \mathcal{N} \hat{M}_k |\pi\rangle, \quad k = -1, 0, 1. \quad (1.42)$$

Les opérateurs \hat{M}_k sont de type isovecteur monopolaire, par construction. Si T est l'isospin de $|\pi\rangle$, $|M_k\rangle$ sera généralement un mélange d'isospins $T-1$, T et $T+1$ pour autant que le permette la troisième composante T_0 . Dans les problèmes où interviennent des éléments de matrice du type $\langle n | V_c | \pi \rangle \simeq \langle n | V_c^{(1)} | \pi \rangle$ où $|n\rangle$ est un état quelconque orthogonal à $|\pi\rangle$, il est clair que le terme $|n\rangle = |M_0\rangle$ jouera un rôle prépondérant. Nous en verrons un exemple dans la section suivante consacrée à l'impureté d'isospin des états fondamentaux. On peut illustrer la structure des états monopolaires isovecteurs par la Figure 3 :

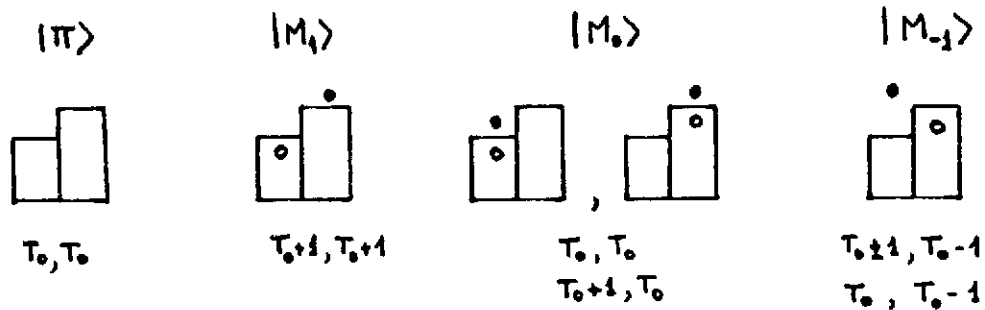


Figure 3

I.4 IMPURETE D'ISOSPIN DES ETATS NUCLEAIRES

Nous n'examinerons en détail que le cas des états fondamentaux. Une discussion de l'impureté d'isospin des états excités, en particulier des états isobariques analogues, peut être trouvée dans la réf. ¹²⁾. Le fondamental $|\Psi\rangle$ d'un noyau (N, Z) contient, en principe, un mélange d'isospins différents à cause des forces coulombiennes :

$$|\Psi\rangle = \sum_{T=T_0}^{\frac{1}{2}(N+Z)} a_T |\tau, T_i\rangle \quad (1.43)$$

où $T_0 = \frac{N-Z}{2}$ (on suppose $N \geq Z$).

Définissons les quantités λ et μ par :

$$\lambda \equiv \frac{\langle \Psi | \tau_- \tau_+ | \Psi \rangle}{2(T_0+1)}, \quad \mu \equiv \frac{\langle \Psi | (\tau_-)^2 (\tau_+)^2 | \Psi \rangle}{4(T_0+1)(T_0+2)} \quad (1.44)$$

A l'aide des propriétés (I.28-29) nous obtenons les relations suivantes :

$$\mu = \sum_{T=T_0+2}^{\frac{1}{2}(N+Z)} |a_T|^2 \quad (1.45a)$$

$$(\lambda - \mu) \leq |a_{T_0+1}|^2 \leq \lambda \quad (1.45b)$$

On peut se rendre compte, par un calcul direct des expressions (1.44), que μ est très petit par rapport à λ . Par exemple, en utilisant pour $|\Psi\rangle$ une solution de Hartree-Fock calculée avec une force de Skyrme et en présence des forces coulombiennes, on trouve que $\mu \approx (10^{-2} - 10^{-3})\lambda$ pour tous les noyaux à sous-couches fermées. Autrement dit, les seules composantes d'isospin notables dans le fondamental sont $T = T_0$ et $T = T_0 + 1$, et il est suffisant de retenir dans (1.43) les deux premiers termes seulement :

$$|\Psi\rangle = \sqrt{1-\epsilon^2} |T=T_0, T_0\rangle + \epsilon |T=T_0+1, T_0\rangle \quad (1.46)$$

Le degré d'impureté d'isospin sera mesuré par la valeur de $\epsilon^2 = |a_{T_0+1}|^2 \approx \lambda$. On peut distinguer deux classes d'approches utilisées pour évaluer ϵ^2 :

A) Traitement perturbatif des interactions coulombiennes

Supposons qu'en l'absence des forces coulombiennes V_c , le fondamental non perturbé $|0\rangle$ d'énergie E_0 corresponde à l'isospin $(T = T_0, T_0)$, et notons par $|\alpha\rangle$ l'ensemble des états excités non perturbés d'énergie E_α et d'isospin $(T = T_0 + 1, T_0)$. Au premier ordre des perturbations, nous aurons :

$$\epsilon^2 = \sum_{\alpha} \frac{|\langle 0 | V_c | \alpha \rangle|^2}{(E_\alpha - E_0)^2} \quad (1.47)$$

Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section I-3, la partie la plus importante de V_c est sa composante à 1 corps (I.41). Pour des raisons de simplicité, on utilisera la forme analytique de la région $r_1 < R_c$ dans tout l'espace, ce qui devrait n'entraîner que peu d'erreur car les états nucléaires sont surtout confinés au volume nucléaire. De plus, à cause de l'orthogonalité des états $|0\rangle$ et $|\alpha\rangle$ et de leur différence d'isospin, seuls les termes en $r_1^2 t_z^{(i)}$ peuvent contribuer. Ainsi, (1.47) peut être évaluée en remplaçant V_c par :

$$V_c^{(1)} \approx \frac{Ze^2}{2R_c^3} \sum_{i=1}^A r_i^2 t_z^{(i)} \quad (1.48)$$

On reconnaît dans cette expression, à un facteur près, l'opérateur isovecteur monopolaire M_0 introduit en (1.42). On voit ainsi que l'impureté d'isospin de l'état fondamental vrai provient essentiellement du mélange de l'état non perturbé avec la composante $T_0 + 1$ de l'état isovecteur monopolaire $|M_0\rangle$, ce mélange étant dû aux forces coulombiennes.

Nous allons maintenant examiner plusieurs applications basées sur cette approche.

a) Modèle hydrodynamique

On suppose que seul le terme $|\alpha\rangle = |M_0\rangle$ contribue à (1.47). Bohr et Mottelson¹³⁾ ont utilisé le modèle hydrodynamique pour évaluer ϵ^2 . Le mode monopolaire isovecteur $|M_0\rangle$ résulte d'une oscillation du fluide de neutrons en opposition de phase par rapport au fluide de protons. Pour un système $N = Z$ le modèle prédit une énergie d'excitation $E_M - E_0 \approx vk_M \approx 170 A^{-1/3}$ MeV où v est

la vitesse du son, et une densité de transition $\delta\rho(r) = j_0(k_M r)$. Comme $T_0 = 0$, $|M_0\rangle$ est d'isospin $T = 1$ pur (pour $N \neq Z$, il faudrait évaluer le splitting entre les composantes $T = T_0$ et $T = T_0 + 1$ de $|M_0\rangle$). On trouve ainsi

$$\mathcal{E}^2 = 5.5 \times 10^{-7} Z^{8/3} \quad (N = Z) \quad (I.49)$$

b) Règle de somme non pondérée en énergie (NEWSR)

Nous nous plaçons toujours dans le cas $N = Z$ pour la simplicité de la présentation. L'état $|0\rangle$ correspond à $T = 0$ tandis que les états $|\alpha\rangle$ ont tous $T = 1$. Si l'on suppose que les états $|\alpha\rangle$ qui contribuent le plus à (I.47) sont dans une bande étroite d'énergie autour d'une énergie moyenne E_M , on peut écrire :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^2 &\approx \frac{1}{(E_M - E_0)^2} \sum_{\alpha(T=1)} \langle 0 | V_c^{(1)} | \alpha \rangle \langle \alpha | V_c^{(1)} | 0 \rangle \\ &= \frac{\langle 0 | V_c^{(1)} V_c^{(1)} | 0 \rangle}{(E_M - E_0)^2} \end{aligned} \quad (I.50)$$

On peut évaluer (I.50) en utilisant au dénominateur la valeur hydrodynamique évoquée plus haut, et en calculant le numérateur à l'aide du modèle à particules indépendantes, par exemple. On trouve le résultat suivant ¹²⁾ :

$$\mathcal{E}^2 = 1.8 \times 10^{-7} Z^3 \quad (I.51)$$

c) Règle de somme pondérée en énergie (EWSR)

Remarquons que l'estimation précédente est peu fiable car le numérateur de (I.50), étant une valeur moyenne d'un produit d'opérateurs à 1 corps, dépend quelque peu du modèle adopté pour $|0\rangle$. On peut se libérer de cette dépendance dans une certaine mesure en introduisant la règle de somme pondérée :

$$\Sigma_1 = \sum_{\alpha(T=1)} (E_\alpha - E_0) |\langle 0 | V_c^{(1)} | \alpha \rangle|^2 \quad (I.52)$$

Cette somme s'exprime comme la valeur moyenne sur $|0\rangle$ du double commutateur de $V_c^{(1)}$ et du hamiltonien H ¹⁴⁾. Avec $V_c^{(1)}$ donné par (I.48), on obtient :

$$\Sigma_1 = \left(\frac{Ze^2}{2R_c^3} \right)^2 \frac{\hbar^2}{M} \frac{2NZ}{A} \langle 0 | r^2 | 0 \rangle (1 + \kappa) \quad (I.53)$$

où κ est le facteur d'accélération isovecteur ¹⁵⁾ que nous prendrons de l'ordre de 0.3 (correspondant à une force de Skyrme typique). En faisant, de nouveau l'hypothèse que dans (I.52) un seul état contribue à la somme, on aboutit à (pour $N = Z$) :

$$\mathcal{E}^2 \approx \frac{(E_M - E_0) |\langle 0 | V_c^{(1)} | M \rangle|^2}{(E_M - E_0)^3} = 10.8 \times 10^{-7} Z^{8/3} \quad (I.54)$$

où l'on a utilisé la valeur hydrodynamique de $E_M - E_0$.

Les méthodes a), b) et c) peuvent s'étendre aux noyaux $N \neq Z$ ¹²⁾. Les résultats sont modifiés

dans le sens d'une plus faible impureté ϵ^2 du fait de l'énergie plus élevée de la composante T_0+1 de l'état isovecteur monopolaire, la seule à contribuer à l'expression (I.47). Les valeurs mentionnées dans la Table 4 incluent ces modifications ¹²⁾. On peut remarquer que les 3 méthodes donnent des prédictions différentes pour ϵ^2 , reflétant ainsi la sensibilité au modèle des diverses estimations, mais toutes conduisent à des faibles valeurs de l'impureté d'isospin.

d) Calcul RPA self-consistant

L'approximation RPA self-consistante ¹⁶⁾ permet d'obtenir la distribution d'intensité de l'opérateur isovecteur monopolaire :

$$S(E) \equiv \sum_{\alpha} |\langle 0 | \hat{M}_0 | \alpha \rangle|^2 \delta(E - E_{\alpha} + E_0) \quad (I.55)$$

La Figure 4 montre à titre d'exemple les distributions calculées ¹⁷⁾ avec la force de Skyrme SIII dans les noyaux ⁴⁰Ca et ²⁰⁸Pb.

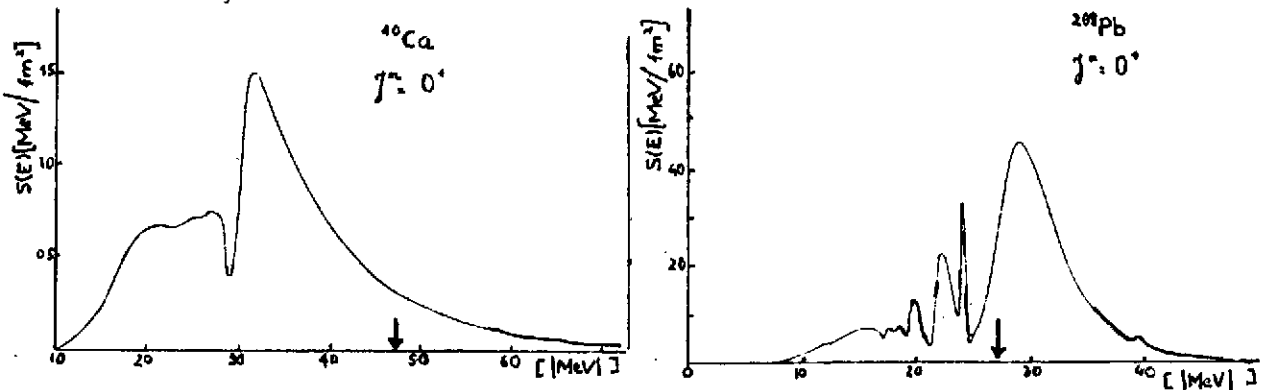


Figure 4

Pour les noyaux $A < 90$, la valeur hydrodynamique $160 A^{-1/3}$ (indiquée par une flèche sur la figure) surestime notablement l'énergie de l'état isovecteur monopolaire. Pour les noyaux $N > Z$, il est possible de déduire la distribution de la composante T_0+1 par comparaison des distributions des opérateurs \hat{M}_1 (T_0+1 pur) et \hat{M}_0 (mélange de T_0 et T_0+1). L'expression (I.47) se calcule alors comme une intégrale sur E . Les résultats correspondants sont montrés dans la Table 4.

B) Calculs Hartree-Fock

D'après la remarque faite à la suite de (I.46), l'impureté d'isospin ϵ^2 est égale à la quantité λ définie en (I.44). On peut donc l'évaluer en prenant pour $|\Psi\rangle$ une fonction d'onde modèle, par exemple une solution de Hartree-Fock (HF). Ceci peut se faire directement pour les systèmes $N = Z$. Pour les noyaux $N \neq Z$, l'approximation HF introduit une violation spurieuse de la symétrie d'isospin : même si le hamiltonien de départ vérifie $[H, \vec{T}] = 0$, les potentiels HF pour un proton ou un neutron ne sont pas identiques (leur différence est le potentiel de symétrie) ce qui entraîne que ϵ^2 n'est pas nul. On peut y remédier d'une manière intuitive, bien que non rigoureuse. Notons par $|\Phi\rangle$ et $|\Psi\rangle$ les solutions HF en l'absence et en présence des forces coulombiennes, respectivement. La composante spurieuse de $|\Phi\rangle$ est $P_{T_0+1}|\Phi\rangle$, où $P_{T_0+1} = T_+ / (2(T_0+1))$ est le projecteur sur les états T_0+1 . On peut supposer que la violation spurieuse

est peu affectée par la présence ou l'absence des forces coulombiennes, auquel cas l'expression (I.44) pour λ doit être calculée avec la composante non spurieuse de $|\Psi\rangle$, $|\Psi'\rangle = |\Psi\rangle - P_{T_0+1}|\Phi\rangle$.

La Table 4 présente des résultats d'impureté (ϵ exprimé en %) obtenus avec les diverses méthodes énumérées ci-dessus.

Noyau	Hydrodynamique	NEWSR	EWSR	RPA (SIII)	HF (SIV)
$^{16}_0$	0.01	0.01	0.03		0.08
$^{40}_{Ca}$	0.16	0.14	0.31	0.70	0.60
$^{48}_{Ca}$					0.09
$^{88}_{Sr}$	0.13	0.14	0.28	0.28	
$^{90}_{Zr}$					0.40
$^{208}_{Pb}$	0.30	0.43	0.70	0.18	0.28

Table 4

On peut noter un accord satisfaisant entre RPA et HF, compte tenu de la différence des forces utilisées. D'autre part, le modèle hydrodynamique conduit à des impuretés très faibles dans les noyaux légers ou moyens, ceci étant en rapport avec la surestimation de l'énergie monopolaire isovectorielle comme nous l'avons déjà noté. Une autre constatation est qu'un excès de neutrons favorise la pureté d'isospin. L'origine de cet effet réside d'une part dans un facteur purement géométrique et trivial (coefficient de couplage d'isospins), d'autre part dans le potentiel de symétrie ("analog quenching" de Soper¹⁸). Dans l'ensemble, l'impureté d'isospin est très faible, même dans les noyaux lourds où l'énergie coulombienne représente pourtant plus de 40% de l'énergie de liaison ! Ces faibles impuretés dans les fondamentaux (et les états excités) ont cependant des conséquences intéressantes et mesurables, comme nous allons le voir dans la prochaine section.

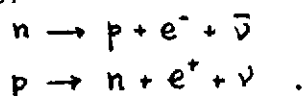
I.5 TRANSITIONS β SUPERPERMISES

I.5.1. Introduction et définitions

Pour une transition β entre deux états nucléaires $|i\rangle$ et $|f\rangle$, l'élément de matrice caractérisant cette transition s'écrit

$$M_\beta = \langle f | H_\beta | i \rangle \quad (I.56)$$

où H_β est le hamiltonien de l'interaction faible. Cette désintégration implique un changement de la charge totale et par conséquent n'est pas permise par le hamiltonien nucléaire. Cependant, l'interaction faible permet ce type de transition à travers les processus :



Notons que la désintégration du proton libre n'est pas énergétiquement permise et c'est seulement par l'intermédiaire de l'interaction avec le milieu nucléaire que cette désintégration est possible.

L'interaction faible contient 2 composantes, l'une de type vecteur polaire V et l'autre de type vecteur axial A, qui entraînent deux type de transitions β : les transitions de Fermi (V) et les transitions de Gamow-Teller (A), les opérateurs correspondants étant τ_{\pm} et $\vec{\sigma}\tau_{\pm}$ respectivement.

Les règles de sélection pour ces transitions sont les suivantes :

A) Transitions de Fermi superpermises : $\Delta J = 0, \Delta T = 0, \Delta \pi = +1$

B) Transitions de Gamow-Teller : $\Delta J = 0, (0 \rightarrow 0 \text{ interdit}) \Delta T = 0, 1 ; \Delta \pi = +1$

La forme générale de l'expression des taux de transition pour une désintégration β s'écrit ¹⁹⁾ :

$$ft = \frac{2\pi^3 \ln 2}{G_V^2 |M_V|^2 + G_A^2 |M_A|^2} \quad (1.57)$$

où f est une fonction qui dépend de la charge Z et de l'énergie maximum de la transition E_0 , soit $f(E_0, Z)$; t est le temps de vie, G_V et G_A sont respectivement les constantes de couplage effectives vecteur et axial, M_V et M_A les éléments de matrices de Fermi et Gamow-Teller donnés par les relations :

$$M_V = \langle f | \sum_j t_{\pm}^{(j)} | i \rangle, \quad M_A = \langle f | \sum_j \vec{\sigma}^{(j)} t_{\pm}^{(j)} | i \rangle \quad (1.58)$$

On appelle transitions superpermises celles qui ont lieu entre les membres d'un même multiplet d'isospin. On s'intéresse particulièrement aux transitions du type $(J = 0^+, T = 1) \rightarrow (J = 0^+, T = 1)$ pour lesquelles on a $M_A = 0$. Le taux de transition dépend uniquement de M_V et comme nous le verrons, cet élément de matrice peut être évalué sans aucune référence particulière à la structure des états initial et final. Les valeurs expérimentales des taux de transition sont directement reliées alors à la valeur de la constante de couplage G_V qui est une grandeur fondamentale de la théorie des interactions faibles. On comprend donc l'intérêt des très nombreux travaux expérimentaux et théoriques qui ont été entrepris sur ce sujet.

1.5.2 Evaluation de M_V pour les états d'isospin pur

L'exemple typique de transition superpermise est celle qui relie l'état fondamental $(0^+, T = 1)$ de ^{14}O et l'état $(0^+, T = 1)$ excité de ^{14}N (voir Figure 5). D'après (1.58), l'élément de matrice de Fermi pour cette transition s'écrit :

$$M_V = \langle ^{14}\text{N}; J^\pi = 0^+, T=1, T_z=0 | T_+ | ^{14}\text{O}; J^\pi = 0^+, T=1, T_z=-1 \rangle \quad (1.59)$$

Ces deux niveaux sont membres d'un même multiplet et leurs fonctions d'onde ne diffèrent que par la 3^{ème} composante T_z de l'isospin. L'application de (1.29) donne :

$$\langle T=1, T_z=0 | T_+ | T=1, T_z=-1 \rangle = \sqrt{2} \quad (1.60)$$

Ce résultat très général et indépendant de la structure des états ne repose que sur l'hypothèse de pureté d'isospin des états considérés. En utilisant (1.60) dans la relation générale (1.57),

on obtient $ft = G_V^{-2} \pi^3 \ln 2$. Il est alors clair que les valeurs expérimentales de ft déterminées pour toutes les transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ superpermises dans le multiplet $T = 1$ doivent être identiques et que l'on peut extraire G_V directement.

1.5.3 Observation expérimentale

La Figure 6 résume l'état de nos connaissances pour les 8 transitions qui sont connues avec la meilleure précision possible. On peut noter immédiatement l'accord déjà très remarquable entre ces différentes mesures pour des noyaux allant de $Z = 8$ à $Z = 27$, bien que l'égalité stricte ne soit pas compatible avec les erreurs expérimentales.

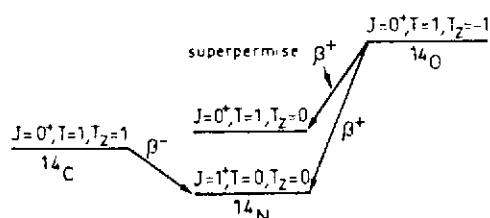


Fig.5 : Transitions superpermises dans ^{14}O .

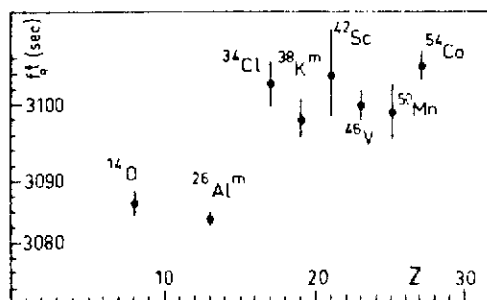


Fig.6 : (tiré de la réf.20)

Valeurs expérimentales de ft pour les transitions superpermises entre états analogues $T = 1$

On doit cependant considérer toutes sortes d'effets secondaires et estimer les corrections nécessaires avant d'en déduire une valeur certaine de G_V . Les erreurs expérimentales sont de l'ordre de quelques pour cent, donc toute correction de cet ordre de grandeur doit être considérée. Nous distinguerons les corrections non reliées à la question d'isospin de celles dues aux impuretés d'isospin.

1.5.4 Corrections non liées à l'isospin

La fonction $f(E_0, Z)$ a fait l'objet d'un nombre important ^{20,21)} de calculs détaillés et la comparaison des différentes approches et méthodes permet de conclure que f est théoriquement déterminée à mieux que 0.3% pour les noyaux de masse $A \leq 34$. Des corrections radiatives dues à l'échange de photons virtuels entre particules chargées durant la désintégration induisent des corrections sur le temps de vie mesuré t de l'ordre de 1 à 2%. L'incertitude sur la valeur absolue de ces corrections radiatives est estimée au maximum à 0.5%. Ce sont les valeurs de ft corrigées de ces corrections radiatives qui sont présentées dans la Figure 6. Ces corrections sont en général faibles ($\leq 0.5\%$) et ne peuvent expliquer les écarts entre les valeurs de ft qui apparaissent dans la Figure 6.

1.5.5 Corrections dues à l'impureté d'isospin

La source d'incertitude la plus grande vient de l'évaluation de l'élément de matrice de Fermi $|M_V|^2$ qui, dans le cas de l'hypothèse de pureté de l'isospin pour la désintégration β superpermise, s'écrit :

$$|M_V|^2 \equiv |M_F^{(0)}|^2 = T(T+1) - T_z^{(i)} T_z^{(f)} \quad (I.61)$$

Les valeurs mesurées de ft (cf. Figure 6) en tenant compte de toutes les corrections "extérieures" tendent à indiquer une brisure de la symétrie d'isospin. Le degré de brisure peut être exprimé par un facteur de correction c défini par

$$|M_F|^2 = |M_F^{(0)}|^2 (1 - c) \quad (I.62)$$

A partir des valeurs expérimentales une estimation de c peut être obtenue qui est de l'ordre de 0.5% pour les noyaux de $Z > 15$. Des calculs de cette correction c faits dans le cadre de modèles (principalement le modèle en couches) ont été entrepris^{20,21)} et conduisent à tenir compte, d'une part de la différence entre les fonctions d'onde radiales de proton et de neutron pour les états mis en jeu dans la désintégration, d'autre part de la présence de forces qui ne conservent pas l'isospin dans le hamiltonien et qui vont mélanger les états d'isospin différents pour conduire à une impureté d'isospin dans les états considérés. L'ensemble de ces deux corrections donne une réduction de l'élément de matrice de Fermi de l'ordre de 0.2% pour ^{14}C et de 0.6% pour ^{54}Co (20).

Ces corrections dépendant de l'isospin étant calculées on peut revenir à l'expression $ft = \frac{\pi^3 \ln 2}{G_V^2 (1-c)}$ et extraire la valeur de G_V pour toutes les transitions superpermises entre analogues de $T = 1$. Les résultats de cette analyse du rapport G_V/G_μ où G_μ est la constante de couplage pour la désintégration du muon²²⁾ : $G_\mu / (\hbar c)^3 = 1.16347 \pm 0.00013$ sont montrés dans la Figure 7. Il subsiste toujours un désaccord entre la valeur de G_V/G_μ pour les noyaux de Z bas ($Z < 10$) et les noyaux de $Z > 20$. Néanmoins, la valeur moyenne du rapport G_V/G_μ est égale à 0.9833 ± 0.0012 .

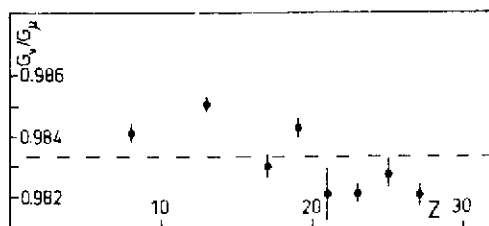


Fig.7 : Valeurs de G_V/G_μ déduites de l'expérience pour différents noyaux $T = 1$. La ligne en pointillé représente la valeur moyenne empirique de cette analyse.

CHAPITRE II : ASPECTS EXPERIMENTAUX DES MULTIPLETS ISOBARIQUES
ET DES RESONANCES ISOBARIQUES ANALOGUES

II.1 MULTIPLETS ISOBARIQUES. FORMULE DE MASSE

Une conséquence fondamentale liée à la symétrie exacte d'isospin a été énoncée en I.3.a. Un exemple typique est montré dans la Figure 1 où l'on voit que les noyaux de $T_z = \pm(N-Z)/2$ (ici $T_z = \pm 1/2$) sont essentiellement des images "miroirs" l'un de l'autre. On peut observer que la correspondance n'est pas rigoureuse, le décalage (de quelques centaines de KeV) étant dû principalement à la valeur de l'énergie coulombienne qui est légèrement différente suivant la structure intrinsèque des états. En principe, chaque état nucléaire avec un isospin T appartient à un multiplet de $2T+1$ composantes, de fonction d'onde très semblable mais de charge différente, mesurée par la 3ème composante T_z d'isospin T.

Les états de $T_z = \pm 1/2$ forment des "doublets" (voir Figure 1). Un état d'isospin T plus grand que l'isospin $T_0 = T_z = N-Z/2$ de l'état fondamental du noyau (N,Z) est appelé un état analogue. C'est le cas des états $T = 3/2$ dans les noyaux ^{15}N et ^{15}O qui sont les analogues des premiers états excités du ^{15}C et ^{15}F .

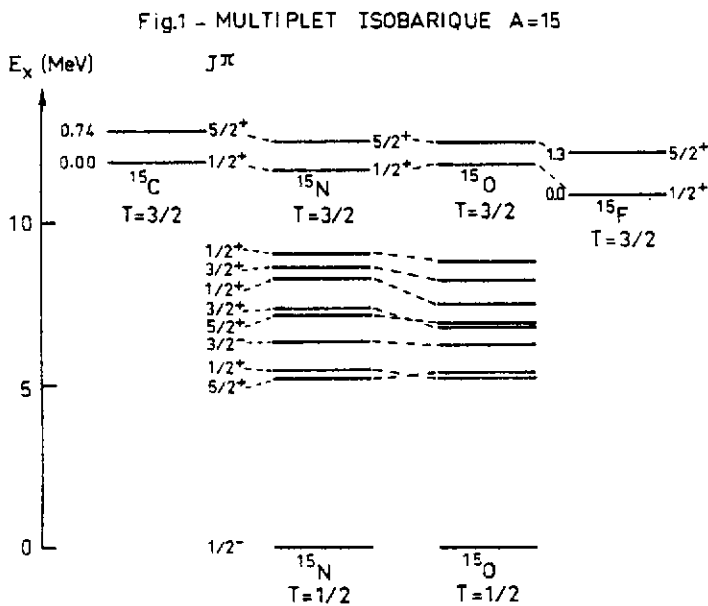


Figure 1 : Quadruplet d'isospin A = 15.

Wigner²³⁾ a le premier démontré que les différences de masse entre les membres d'un même multiplet d'isospin peuvent être paramétrisées par l'expression :

$$E(\alpha, T, T_z) = a + b T_z + c T_z^2 \quad (II.1)$$

où α représente tous les autres nombres quantiques caractérisant l'état nucléaire $|\alpha, T, T_z\rangle$. Il suffit d'exprimer l'hamiltonien de A nucléons sous la forme $H = H_{IC} + H'$ où H_{IC} est la partie du hamiltonien qui vérifie l'indépendance de charge. Les valeurs propres de H_{IC} sont indépendantes de T_z :

$$H_{IC} |\alpha, T, T_z\rangle = E_{\alpha, T} |\alpha, T, T_z\rangle \quad (II.2)$$

$H' = \sum V_{ij}$ est la perturbation responsable de la brisure de symétrie d'isospin. Comme toute force à deux corps, V_{ij} ne peut être que d'ordre 2 au plus dans l'iso-espace, l'hamiltonien dépendant de charge H' dû à cette force V_{ij} peut être écrit comme une somme d'isotenseur d'ordre 0, 1 et 2 :

$$H' = H^{(0)} + H^{(1)} + H^{(2)} \quad (II.3)$$

Le déplacement en énergie des états propres de H_{IC} est, au premier ordre des perturbations en H :

$$\Delta E(\alpha, T, T_z) = \langle \alpha, T, T_z | H' | \alpha, T, T_z \rangle \quad (II.4)$$

L'application du théorème de Wigner-Eckart¹⁾ donne :

$$\begin{aligned} E(\alpha, T, T_z) &= \sum_{K=0}^2 (-1)^{T-T_z} \begin{pmatrix} T & K & T \\ T_z & 0 & T_z \end{pmatrix} \langle \alpha, T || H^{(K)} || \alpha, T \rangle \\ &= E^{(0)}(\alpha, T) + E^{(1)}(\alpha, T) T_z + [3T_z^2 - T(T+1)] E^{(2)}(\alpha, T) \end{aligned} \quad (II.5)$$

où

$$\begin{aligned} E^{(0)}(\alpha, T) &= \langle \alpha, T || H^{(0)} || \alpha, T \rangle \\ E^{(1)}(\alpha, T) &= \frac{1}{\sqrt{T(T+1)}} \langle \alpha, T || H^{(1)} || \alpha, T \rangle \\ E^{(2)}(\alpha, T) &= \frac{1}{\sqrt{(2T-1) T(T+1) (2T+3)}} \langle \alpha, T || H^{(2)} || \alpha, T \rangle \end{aligned} \quad (II.6)$$

L'équation (II.5) a la même forme que l'expression (II.1), avec :

$$\begin{aligned} a &= E^{(0)}(\alpha, T) - T(T+1) E^{(2)}(\alpha, T) \\ b &= E^{(1)}(\alpha, T) \\ c &= 3E^{(2)}(\alpha, T) \end{aligned} \quad (II.7)$$

Pour illustrer d'un exemple, considérons comme force à deux corps dépendant de la charge la force coulombienne qui a l'intensité voulue pour être traitée comme une perturbation et qui est bien évidemment la source principale de la brisure de symétrie dans le noyau. L'interaction coulombienne entre 2 protons est donnée par (I.25). Dans le cas d'un noyau considéré comme une sphère uniformément chargée de charge Ze et de rayon R_c , l'énergie coulombienne totale est égale à :

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_c} \cdot \frac{Z(Z-1)}{R_c} = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4R_c} \left[A(A-2) - 4T_z(A-1) + 4T_z^2 \right] \quad (II.8)$$

En comparant (II.1) et (II.8) on obtient :

$$a = \frac{3}{5} \frac{e^2}{4R_c} A(A-2), \quad b = -\frac{3}{5} \frac{e^2}{R_c} (A-1), \quad c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{R_c} \quad (II.9)$$

Pour conclure, il faut noter que la violation de cette formule de masse des multiplets isobariques, par exemple l'existence d'un terme en $d T_z^3$ et/ou en $e T_z^4$, implique que la partie dépendante de charge du hamiltonien (l'interaction coulombienne par exemple) doit être traitée au deuxième ordre de la théorie des perturbations²⁴⁾ ou alors qu'il existe des interactions de rang plus grand que 2 (forces à 3 corps). De très nombreuses études ont eu pour objet de tester cette formule de masse.

II.2 TESTS EXPERIMENTAUX DE LA FORMULE DE MASSE

Pour tester expérimentalement le degré de validité de la relation (II.1), il faut connaître les masses d'au moins 4 membres d'un multiplet ($T > 3/2$). Historiquement, la difficulté vient de la mesure de la masse de noyaux riche en protons ($T_z = N-Z/2 = -3/2$) qui appartient à la famille des noyaux "loin de la stabilité" ou "exotiques". Ces noyaux ne sont accessibles que par des réactions de multi-transfert de sections efficaces très faibles (10 à 10^{-3} μb) et de Q de réaction très négatifs. Afin de fixer les idées, on a rassemblé dans la Table 1, une liste des réactions utilisées ces dix dernières années pour mesurer la masse de ces noyaux²⁵⁾.

Nous connaissons aujourd'hui environ vingt-cinq quadruplets et quinze quintuplets d'isospin pour lesquels on peut tester la validité de la formule de masse. Il faut cependant souligner que la connaissance des masses d'un quadruplet complet n'a pas pu être obtenue avant 1964 (Cerny et al.²⁶⁾) et ce n'est que grâce au formidable développement des accélérateurs et des techniques expérimentales associées (spectromètre magnétique, spectroscopie en ligne, etc...) que l'on a pu étudier de manière extensive les limites de validité de cette formule de masse.

Table 1 : Transfert d'isospin, Q de réaction et sections efficaces typiques de quelques réactions de multitransfert.

ΔA	Réaction	ΔN	ΔP	ΔT	Q(MeV) ⁺	$\sim d\sigma/d\Omega^*$ ($\mu\text{b/sr}$)
0	(¹² C, ¹² Be)	2	2	2	-50	pas observé
0	(¹⁴ C, ¹⁴ O)	2	2	2	-30	10
	(t, p)	2	0	1	0, +5	~ 100 à 1000
2	(p, t)	2	0	1	-5, -10	~ 100
	(p, ³ He)	1	1	1	-5, -10	~ 100
	(³ He, n)	0	2	1	0, +5	~ 1000
3	(³ He, ⁶ Li)	1	2	1/2	-11	50
	(³ He, ⁶ He)	3	0	3/2	-27	1
	(¹² C, ⁹ Li)	0	3	3/2	-40	pas observé
4	(³ He, ⁷ Li)	3	1	0	-21	2
	(⁴ He, ⁸ He)	4	0	2	-60	0.01
	(¹² C, ⁸ He)	0	4	2	-50	pas observé
	(¹⁴ C, ¹⁰ C)	4	0	2	-30	0.1
5	(³ He, ⁸ B)	2	3	1/2	-20	0.2
	(³ He, ⁸ Li)	4	1	3/2	-33	0.1
	(p, ⁶ He)	4	1	3/2	-37	0.1
	(³ He, ⁸ He)	5	0	5/2	-66	pas observé < 0.001
6	(³ He, ⁹ Li)	5	1	2	-51	~ 0.01

+ valeurs moyennes sur les noyaux de la couche sd et fp.

* ³He 75 MeV ; p 45 MeV ; ¹⁴C 60 MeV.

II.2.a Méthode d'identification des membres d'un multiplet isobarique

Pour un multiplet d'isospin ($T = 3/2, 2$) la méthode généralement utilisée dans le cas de noyaux de masse $A < 50$ peut être illustrée à travers quelques exemples typiques.

Cas des quadruplets $T = 3/2$ pour $A = 9$ (⁹Li, ⁹Be, ⁹B et ⁹C) et $A = 13$ (¹³B, ¹³C, ¹³N, ¹³O)

Il faut mesurer la masse de l'état fondamental $T_z = T = -3/2$ de ⁹C et ¹³O. On détermine pour cela le Q des réactions ¹²C(³He, ⁶He)⁹C et ¹⁶O(³He, ⁶He)¹³O, les masses des noyaux de ¹²C, ³He, ⁶He et ¹⁶O étant par ailleurs connues avec une très bonne précision (< 5 KeV).

Les spectres résultant du bombardement des cibles minces de ^{12}C et ^{16}O par un faisceau de ^3He de 70 MeV sont montrés sur la Figure 2. Les produits des réactions détectés dans un télescope au silicium permettent d'identifier par mesures simultanées de la perte d'énergie et de l'énergie totale, les noyaux de ^6He . Pour assurer une calibration optimum des spectres en énergie, une réaction produisant les mêmes particules d'énergie très proche (^6He) et de Q connue est utilisée. Ici il s'agit de la réaction $^{12}\text{C}(^4\text{He}, ^6\text{He})^{10}\text{C}$.

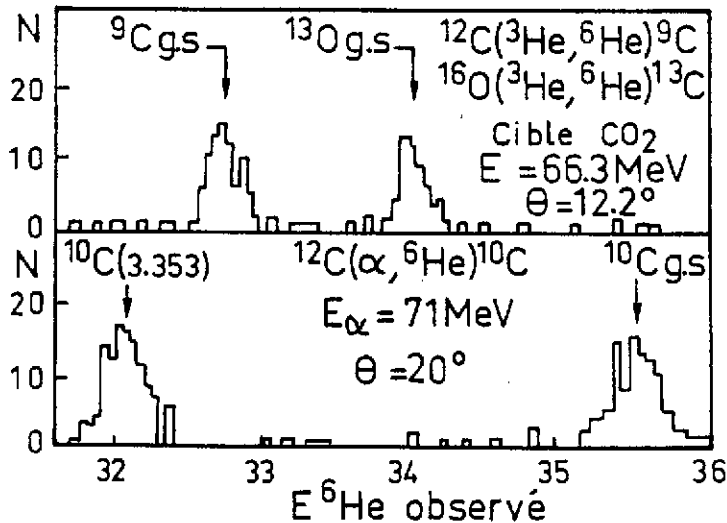


Figure 2 : Spectres typiques des réactions $\text{CO}_2(^3\text{He}, ^6\text{He})$ à 66.3 MeV (haut) et $^{12}\text{C}(^4\text{He}, ^6\text{He})$ à 71 MeV. Les flèches indiquent la position du centroïde des pics correspondant aux fondamentaux des noyaux de ^9C , ^{13}O , et ^{10}C . (Tiré de la réf. 26).

L'autre membre extrême du multiplet, l'état fondamental du ^9Li ou du $^{13}\text{B}(T = T_z = +3/2)$, est habituellement déterminé en utilisant la mesure des Q de réactions $^7\text{Li}(t,p)^9\text{Li}$ et $^{11}\text{B}(t,p)^{13}\text{B}$. La méthode expérimentale est en tout point similaire à celle décrite plus haut pour les masses des noyaux de $T_z = -3/2$. Les deux autres membres du quadruplet sont les états de $T = 3/2$ dans les noyaux de ^9Be , ^9B et ^{13}C , ^{13}N respectivement. Ces états sont des états excités puisque l'état fondamental à un isospin $T = T_z = 1/2$ dans ces cas.

Une bonne méthode d'identification possible de tels niveaux situés à haute énergie d'excitation est d'entreprendre l'étude des réactions miroirs (p,t) et (p, ^3He) permettant un transfert d'isospin $\Delta T = 1$ sur une cible d'isospin $T_z = 1/2$ par exemple $^{11}\text{B}(p,t)^9\text{B}(T = 3/2)$ et $^{11}\text{B}(p,^3\text{He})^9\text{Be}(T = 3/2)$. En effet, si la cible a un isospin T_i et que les réactions (p,t) et (p, ^3He) peuplent les membres du multiplet isobarique $T_f = T_i + 1$, alors Hardy et al.^{27,28} ont montré que les distributions angulaires ont la même forme et que le rapport de leurs sections efficaces est donné par la relation :

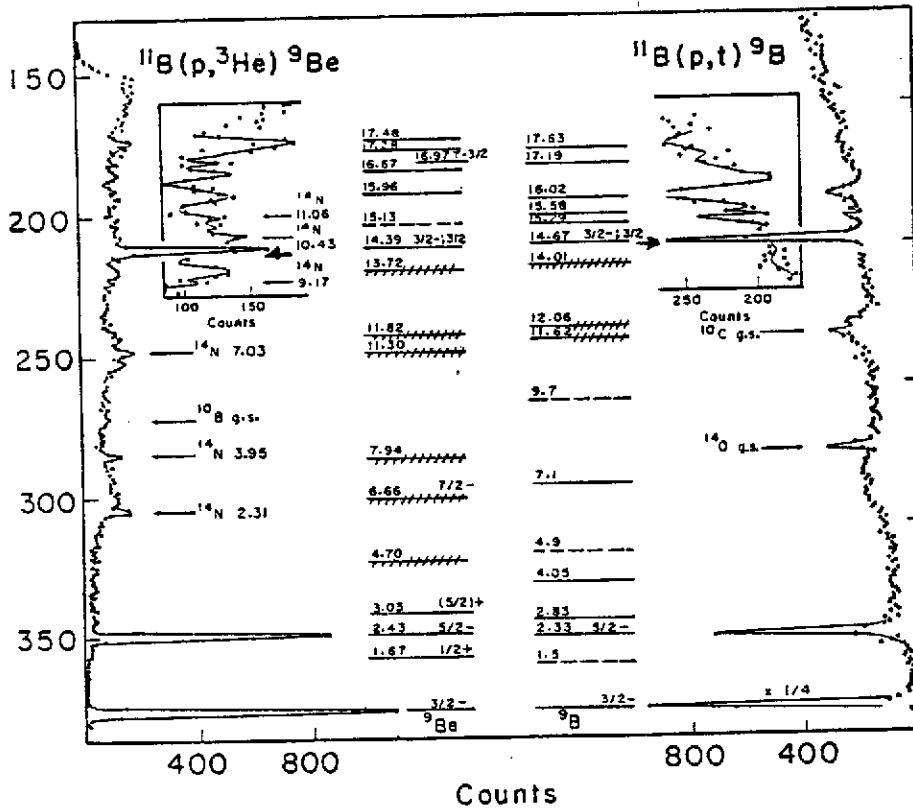


Figure 3a : Spectres en énergie des tritons (^3He) émis dans les réactions $^{11}\text{B}(p,^3\text{He})^9\text{Be}$ et $^{11}\text{B}(p,t)^9\text{B}$. Noter la similitude des 2 spectres (réactions miroirs) et la très forte sélectivité de ces processus quant à la population des états $T = 3/2$ vers 14.5 MeV d'énergie d'excitation dans les noyaux de ^9Be et ^9B respectivement. (Tiré de la réf. 28).

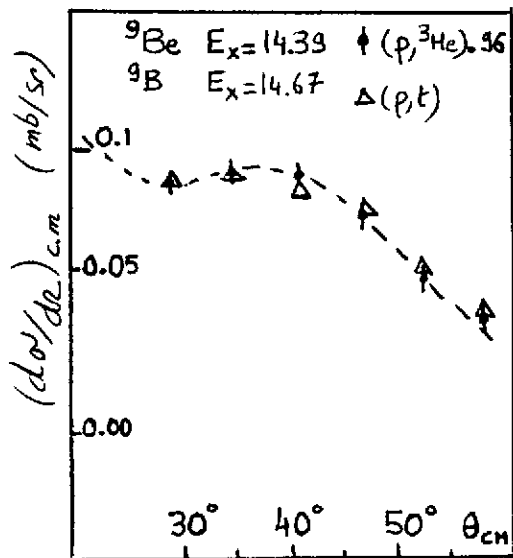


Figure 3b : Distributions angulaires des états $T = 3/2$ dans les noyaux de ^9Be et ^9B peuplés dans les réactions $^{11}\text{B}(p,^3\text{He})^9\text{Be}$ (point) et $^{11}\text{B}(p,t)^9\text{B}$ (triangle). La forme des sections efficaces différentielles est identique et leurs valeurs absolues sont dans le rapport $k_t/k_{^3\text{He}} = 0.96$. La courbe en trait plein représente un calcul DWBA pour un transfert $l = 0$. (Tiré de la réf. 28).

$$R = \frac{d\sigma/d\Omega(p,t)}{d\sigma/d\Omega(p,{}^3\text{He})} = \frac{k_t}{k_{\text{He}}^3} \times \frac{2}{2T_F-1} \quad (\text{II.10})$$

Les critères d'identification des niveaux $T = 3/2$ dans les noyaux de ${}^9\text{B}$ et ${}^9\text{Be}$ sont alors les suivants :

- population sélective d'un niveau étroit autour de 14.5 MeV d'énergie d'excitation,
- forme identique des distributions angulaires,

- rapport des sections efficaces

soit $k_t/k_{\text{He}}^3 = 0.96$ pour les réactions (p,t) et $(p,{}^3\text{He})$ étudiées à une énergie incidente de 45 MeV.

Ces critères sont satisfaits pour les états à $E_x = 14.39$ MeV et 14.67 MeV dans les noyaux ${}^9\text{Be}$ et ${}^9\text{B}$ respectivement, comme le montrent les spectres et les distributions angulaires des Figures 3a et 3b. Ils sont donc identifiés comme appartenant au multiplet $T = 3/2$ de la masse 9 respectivement dans les noyaux ${}^9\text{Be}$ et ${}^9\text{B}$.

Cas des quintuplets $T = 2$ pour $8 < A < 40$ et multiplets d'isospin plus élevés

La mesure des masses des quintuplets isobariques permet de fournir des tests plus contraignants sur la formule de masse et en particulier de rechercher l'existence d'un terme en eT_z^4 .

La première difficulté est la mesure de la masse des noyaux de $T_z = -2$. Ces noyaux "exotiques" riches en protons sont loin de la vallée de stabilité et seules des réactions très endothermiques de faible section efficace permettent de les atteindre. On a pu ainsi mesurer avec une précision acceptable la masse du ${}^8\text{C}$ au moyen des réactions ${}^{12}\text{C}(\alpha, {}^8\text{He}){}^8\text{C}$ ou ${}^{14}\text{N}({}^3\text{He}, {}^9\text{Li}){}^8\text{C}$. Un spectre typique de ces deux réactions est montré dans les Figures 4a et 4b. La statistique très

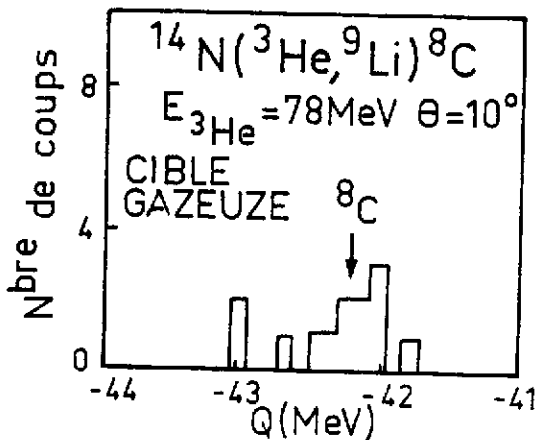


Figure 4a : Spectre en énergie de la réaction ${}^{14}\text{N}({}^3\text{He}, {}^9\text{Li}){}^8\text{C}$ à 78 MeV d'énergie incidente, conduisant à l'état fondamental de ${}^8\text{C}$. (Tiré de la réf. 29).

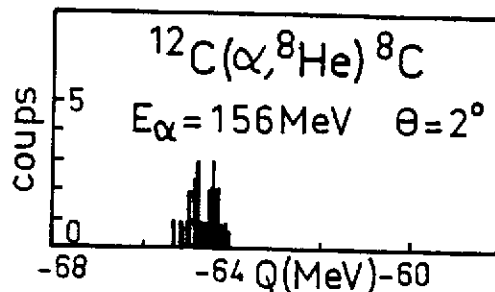


Figure 4b : Spectre en énergie de la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, {}^8\text{He}){}^8\text{C}$ à $E_\alpha = 156$ MeV conduisant à l'état fondamental de ${}^8\text{C}$. La section efficace est de l'ordre de 20 nb/sr. (Tiré de la réf. 30).

très pauvre illustre la difficulté expérimentale. Il faut noter cependant l'absence de bruit propre, démontrant la puissance de la méthode (faisceaux de hautes résolution et émittance, intensité élevée et détection des ions dans le plan focal d'un spectromètre associant mesures de moment, de perte d'énergie, de temps de vol et d'énergie totale pour une identification inambigue des produits de réactions). Bien qu'il existe 7 mesures de la masse des noyaux de $T_z = -2$ il y a seulement 2 quintuplets complètement déterminés pour les masses $A = 8$ et $A = 20^{25)}$.

Les états $T = 2$ dans les noyaux de $T_z = 0$ et $T_z = +1$ sont peuplés comme dans le cas des multiplets $T = 3/2$ par les réactions miroirs (p,t) et $(p,^3\text{He})$ sur les cibles d'isospin $T_z = 1$. (par exemple, $^{10}\text{Be}(p,t)^8\text{Be}(T=2)$ et $^{10}\text{Be}(p,^3\text{He})^8\text{Li}(T=2)$). Par contre, il n'y a pas de méthode générale pour les états $T = 2$ dans les noyaux de $T_z = -1$ qui sont situés à haute énergie d'excitation dans une région de très grande densité des niveaux.

Uniquement dans le cas des masses 8 et 20 il apparaît un pic étroit dans la région considéré en utilisant les réactions $^{11}\text{B}(^3\text{He},^6\text{He})^8\text{B}$ et $^{23}\text{Na}(^3\text{He},^6\text{He})^{20}\text{Na}^{31)}$. Plus récemment, l'utilisation de la réaction de double échange de charge (π^+, π^-) a permis de mesurer la masse des membres les plus exotiques ($T_z = -1$ et $T_z = -2$) des quintuplets d'isospin pour les masses $A = 12, 16$ et le dernier

membre du quintuplet de la masse $A = 32^{32)}$. Les faisceaux d'ions lourds (Ar, Ca, Kr) accélérés par le GANIL à des énergies comprises entre 44 et 80 MeV/nucléon ont permis de mettre en évidence des isotopes d'isospin très élevé en utilisant le processus prédominant à ces énergies c'est-à-dire la fragmentation du projectile³³⁾. A partir d'un faisceau riche en neutrons on favorise la production des noyaux exotiques riches en neutrons : $^{22}\text{C}(T_z = +5)$, $^{23}\text{B}(T_z = +9/2)$, ^{29}Ne et $^{30}\text{Ne}(T_z = +9/2, +5$ respectivement). Dans le cas d'un faisceau de ^{40}Ca on a pu mettre en évidence l'existence des noyaux de $T_z = -5/2$: ^{23}Si , ^{27}S , ^{31}Ar et ^{35}Ca ainsi que le montre la Figure 5. La collection des fragments émis essentiellement à faible

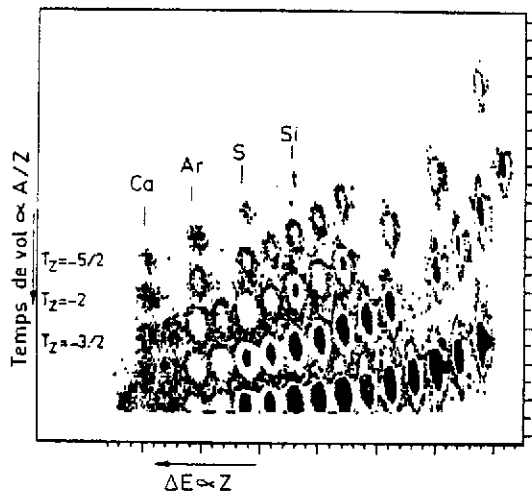


Figure 5 : Spectre d'identification en Z et A des nouvelles "espèces nucléaires" d'isospin élevé formé par fragmentation de projectile (^{40}Ca) à Ganil. (Tiré de la réf. 33).

angle est réalisée à l'aide d'une ligne magnétique LISE, placée à 0° du faisceau. Dans le plan focal du dernier dipôle de la ligne, un télescope $(E, \Delta E)$ permet l'identification des noyaux. Notons que pour l'instant, la masse de ces "espèces nouvelles" n'est pas encore mesurée et seule l'existence ou encore leur stabilité par rapport à l'émission de particules est démontrée.

II.2.b Interprétation des coefficients de la forme de masse

II.2.b.1 Terme cubique et d'ordre supérieur : $d T_Z^3 + e T_Z^4$

La mesure précise de la masse des quadruplets et quintuplets isobariques a pour objet de tester le degré de validité de la dépendance quadratique de la formule de masse. On pourrait penser que la précision pour tester la présence d'un terme $d T_Z^3$ est directement liée à la mesure de la masse du noyau le plus exotique ($T_Z = \pm 3/2$ pour les quadruplets). Si on évalue le terme d pour un quadruplet isobarique à partir de la relation :

$$E(T, T_Z) = a + b T_Z + c T_Z^2 + d T_Z^3 \quad (II.11)$$

on obtient :

$$d = 1/6 [E(3/2, -3/2) - E(3/2, 3/2) - 3(E(3/2, -1/2) - E(3/2, 1/2))] \quad (II.12)$$

En d'autres termes, pour tester si le terme d est égal ou non à 0 on doit bien au contraire avoir une précision trois fois plus grande pour les mesures des états $T_Z = \pm 1/2$ que pour ceux de $T_Z = \pm 3/2$. Le degré de validité de la formule quadratique de masse peut être mesuré par la valeur du coefficient d dans un fit de la masse des 4 membres du multiplet.

La Figure 6 montre l'état de nos connaissances en ce qui concerne la présence d'un terme cubique. Le résultat de l'analyse de la masse des quelques 22 quadruplets connus est montré en fonction du nombre A des quadruplets²⁵⁾. L'accord des 21 sur 22 cas étudiés avec la prédiction d'un terme cubique $d = 0$ est particulièrement frappant. La seule déviation significative a lieu pour la masse 9 ($d = 5.8 \pm 1.6$ KeV) qui est aussi le cas où l'on a obtenu la meilleure précision.

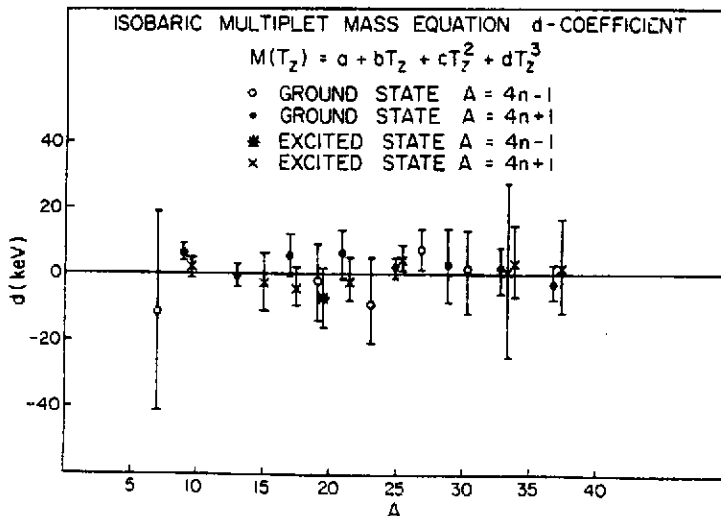


Figure 6 : Le coefficient cubique de la formule de masse en fonction de A (Tiré de la réf. 25).

Ajoutons qu'un fit des masses des quadruplets d'isospin avec une formule limitée au terme cubique donne un χ^2 excellent (< 1) pour tous les cas sauf pour la masse $9(\chi^2 = 14)$. Les données empiriques connues pour les cas des quadruplets donne aussi un coefficient d compatible avec zéro sauf pour le cas des quintuplets de masse $A = 8$.

La présence d'un terme en $d T_z^3$ ou d'ordre supérieur peut avoir en principe deux origines :

- i) la non-identité des fonctions d'onde des membres d'un multiplet due aux effets coulombiens.
- ii) le déplacement en énergie des états de $T > 1/2$ dans les noyaux de $T_z = 0, \pm 1/2$ dû au mélange d'isospin.

Au fur et à mesure que l'on change en protons les neutrons du membre du multiplet le plus riche en neutrons ($T = T_z = 3/2$), l'énergie coulombienne augmente. Cela a pour effet sans doute d'accroître le rayon de charge du noyau. Cette expansion sera accentuée dans le cas de noyaux ($T=3/2, T_z=-3/2$) où le dernier proton est très faiblement lié, ou encore dans le cas où le dernier proton a un spin $1/2^+$ et ne subit donc pas de barrière centrifuge. Un calcul simple de cette expansion peut être fait par exemple pour un proton $2s_{1/2}$ ($^{27}\text{P}, T_z = -3/2$) comparé à un proton $1d_{5/2}$ de même énergie de liaison²⁵). On obtient une réduction de 200 KeV sur l'énergie coulombienne soit un accroissement d'environ 20 % du rayon coulombien et cependant cela conduit à un coefficient d d'une fraction d'eV. On peut conclure que la forme quadratique de la formule de masse n'implique pas l'identité des fonctions d'onde.

Le deuxième effet dû au mélange d'isospin produit un déplacement en énergie des niveaux $T = 3/2$ dans les noyaux de $T_z = \pm 1/2$. Ce déplacement ΔE est donné par la valeur de l'élément de matrice qui couple l'état analogue $A(T = 3/2, T_z = \pm 1/2)$ à l'état anti-analogue \bar{A} ($T = 1/2, T_z = \pm 1/2$) à travers l'interaction coulombienne V_C :

$$\Delta E = \text{Re} \frac{|\langle \bar{A} | V_C | A \rangle|^2}{E_A - E_{\bar{A}} + i\Gamma_{\bar{A}/2}} \quad (\text{II.13})$$

Pour un quadruplet d'isospin rappelons que le terme cubique $d T_z^3$, s'il existe, est donné par la relation (II.12). On aura donc un terme $\neq 0$ que si on a un déplacement différent (et en particulier de signe différent) des niveaux $T = 3/2$ dans les noyaux de $T_z = \pm 1/2$. Un déplacement similaire ne produira pas de terme en $d T_z^3$ mais modifiera le terme $c T_z^2$, comme le montre la Figure 7. Le même mécanisme produit un déplacement de l'état $T = 2$ dans le noyau de $T_z = 0$ et uniquement de celui-ci, dans le cas d'un quintuplet d'isospin (voir Figure 7). L'addition d'un terme en $d T_z^3$ pour tenir compte de cet effet serait inopérant car les termes de puissance impaire en T_z ne changent que

l'écart relatif entre les niveaux $T = 2$ de $T_z = \pm 1$ ou de $T_z = \pm 2$ (Figure 7). Il faut donc absolument introduire un terme en eT_z^4 pour tenir compte de cet effet.

Des estimations théoriques de ce déplacement en énergie dû au mélange d'isospin¹²⁾ conduisent à des valeurs du coefficient d de l'ordre de -1 à -3 KeV pour des noyaux de masse inférieure à 40 et des valeurs d'une fraction de KeV pour le coefficient e . Par contre, cela introduit une variation de plusieurs keV pour les termes b et c .

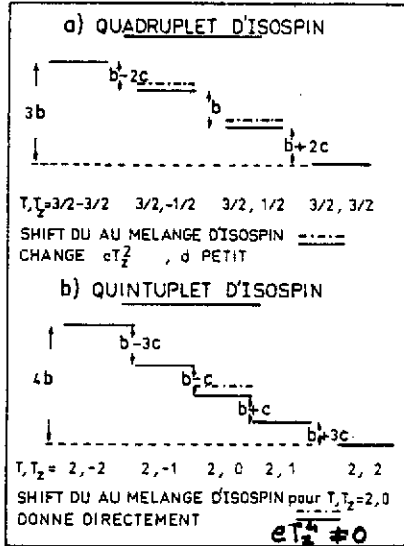


Figure 7 : Effets dus au mélange d'isospin de l'état analogue avec l'état anti-analogue dans les cas d'un quadruplet et d'un quintuplet d'isospin. La différence en énergie entre les divers membres des multiplets est calculée dans le cas où $E(T, T_z) = a + bT_z + cT_z^2$.

On peut donc dire en conclusion que dans les deux cas où l'on a trouvé expérimentalement une déviation significative par rapport à la formule quadratique de masse, le quadruplet $T = 3/2$ dans la masse 9 ($d = 5.8 \pm 1.6$ KeV) et le quintuplet $T = 2$ dans la masse 8 ($d = 4.0 \pm 1.5$ KeV), ni l'expansion des fonctions d'onde due à la répulsion coulombienne, ni le mélange d'isospin ne permettent d'expliquer ces déviations. Ces effets semblent absorbés principalement dans les termes linéaires et quadratiques.

II.2.b.2 Termes linéaire et quadratique : b et c

On appelle déplacement d'énergie coulombienne (DEC) la différence de masse entre 2 membres consécutifs d'un multiplet d'isospin :

$$\Delta E_c(T, T-1) = E(T, T) - E(T, T-1) \tag{II.14}$$

En appliquant la relation (II.1) on a :

$$\Delta E_c(T, T-1) = -[b - c(N - Z - 1)] + \Delta_{np} \tag{II.15}$$

où Z et N sont les nombres de protons et neutrons du noyau de $T_z = T$ et Δ_{np} la différence de masse entre proton et neutron. La signification des coefficients b et c en terme de déplacement en énergie entre membres d'un même multiplet pour les cas des quadruplets et des quintuplets d'isospin est montrée dans les Figures 8 et 9. Dans l'hypothèse où le noyau est une sphère uniformément chargée on peut déduire de (II.9) le rapport $b/c = 1 - A$. La Figure 8 montre le rapport $R = \frac{b}{c} \times \frac{1}{1-A}$ déduit de la masse des quadruplets d'isospin de $A = 9$ à 37 en fonction de A . Le modèle de la sphère uniforme donnerait la valeur $R = 1$ partout et les données expérimentales vérifient globalement assez bien cette hypothèse bien que l'on observe des déviations toujours inférieures à quelques pour cent.

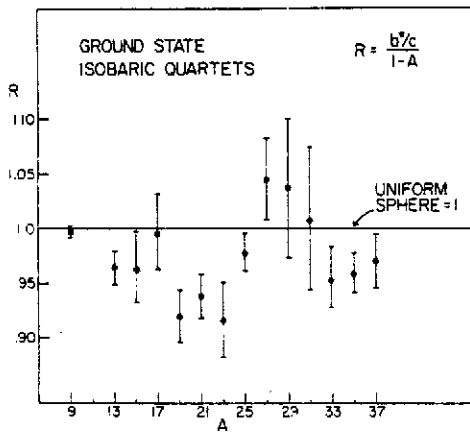


Figure 8 : Le rapport $R = \frac{b}{c} \times \frac{1}{1-A}$ en fonction de A .
(Tiré de la réf. 35).

A partir des expressions (II.9) et en prenant $R_c = r_o A^{1/3}$ on peut écrire :

$$r_{ob} = \frac{0.6(1-A)e^2}{b A^{1/3}}$$

et

$$r_{oc} = \frac{0.6 e^2}{c A^{1/3}}$$

(II.16)

On peut donc déduire des coefficients b et c des paramètres r_{ob} et r_{oc} caractérisant le rayon coulombien dans les noyaux. La Figure 9 montre les rayons r_{ob} et r_{oc} déduits de l'analyse des formules de masse pour les quadruplets d'isospin de $A = 9$ à $A = 37$. Ce diagramme montre à l'évidence que r_{ob} et r_{oc} sont des quantités différentes. L'allure générale de r_{ob} est assez continue avec des petites fluctuations attribuées à l'énergie de pairing coulombienne, alors que r_{oc} a des fluctuations marquées en fonction de A . L'origine d'un tel comportement de r_{ob} et r_{oc} peut être trouvé dans le fait que le paramètre b est mieux approprié si l'on cherche à comprendre le

ne permettent pas de peupler par ce processus l'état $T=2$ du ^{24}Mg car l'isospin n'est pas conservé ni dans la voie d'entrée, ni dans la voie de sortie. Il faut, soit une impureté d'isospin dans l'état fondamental de ^{23}Na , soit que la réaction elle-même par l'intermédiaire de forces dépendant de la charge viole l'isospin (composante isovectorielle $\Delta T = 1$ ou isotenseur $\Delta T = 2$). La même remarque s'applique aux voies de décroissance où l'isospin n'est pas conservé ($\Delta T = 1$ ou $\Delta T = 2$).

En faisant varier par petit pas (< 1 KeV) l'énergie du proton incident on peut rechercher à observer, autour de l'énergie connue du niveau $T = 2$, si la section efficace de diffusion élastique (p, p_0) ou inélastique (p, p') ou de réaction (p, α_0) présente une "anomalie" à l'énergie considérée, d'où le nom de "Réaction de capture résonnante" donné à ce processus. La Figure 11 montre le résultat d'une telle expérience pour les réactions $^{23}\text{Na}(p, p_0)$ et $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)^{34}$. A l'énergie $E_p = 3.74$ MeV dans le centre de masse correspondant à une énergie d'excitation dans le ^{24}Mg de $E_x^* = E_p + E_s = 3.74 + 11.69 = 15.43$ MeV (E_s est l'énergie de séparation d'un proton soit 11.69 MeV, voir Figure 10) une résonance $J^\pi = 0^+$ est observée. Dans une réaction résonnante la section efficace de diffusion élastique pour une résonance isolée est égale à :

$$d\sigma/d\Omega = |U_{pp}|^2 = \left[U_{pp}^0 \left(1 + i \exp 2i \phi_p^R \frac{\Gamma_p^{2j}}{E_R - E_p - i\Gamma/2} \right) \right]^2 \quad (\text{II.17})$$

où U_{pp}^0 est l'amplitude non résonnante, Γ_p^{2j} est la largeur partielle de désintégration de la voie élastique, et Γ est la largeur totale de la résonance.

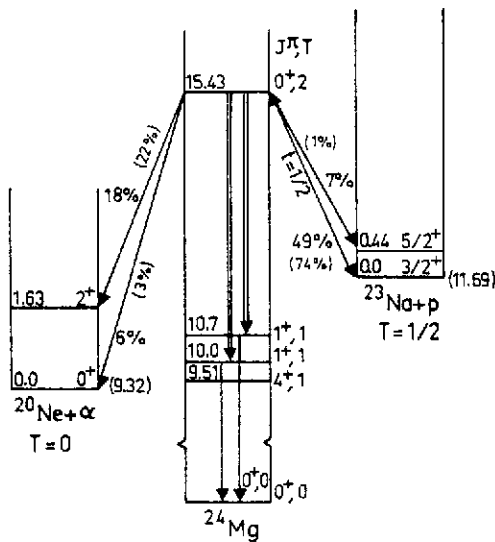


Figure 10 : Représentation schématique des voies de désintégration du premier niveau $T=2$; 0 dans le noyau ^{24}Mg

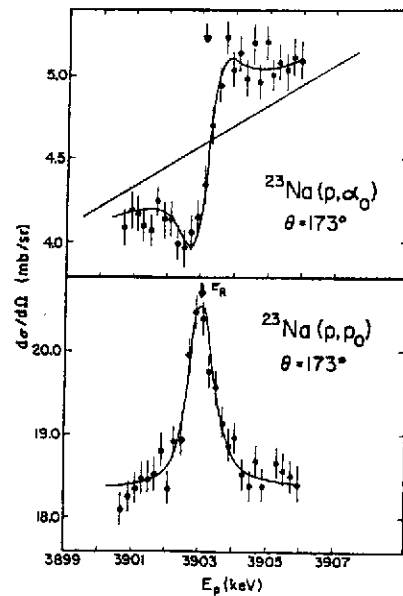
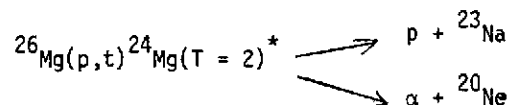


Figure 11 : Section efficace différentielle des réactions $^{23}\text{Na}(p, \alpha_0)$ et $^{23}\text{Na}(p, p_0)$. Noter le pas en énergie du faisceau de proton ($\Delta E_p = 0.4$ KeV).

L'analyse de la section efficace utilisant (II.17) a permis d'extraire la largeur partielle $\Gamma_p^{2J} = 26 \pm 9$ eV pour une largeur totale $\Gamma^{2J} < 200$ eV³⁴⁾. Les rapports d'embranchement Γ_i/Γ de décroissance de cet état $T = 2$ suivant les différentes voies i sont indiqués dans la Figure 10. On peut caractériser cette violation d'isospin en comparant les largeurs réduites d'émission γ_c^2 à la largeur réduite de Wigner γ_w^2 ³⁵⁾ :

$$\left(\frac{\gamma_c}{\gamma_w} \right)^2 = \frac{\Gamma_c}{P_c} \frac{\mu R^2}{\hbar^2} \quad (\text{II.18})$$

où $\mu = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ est la masse réduite du système, P_c la pénétrabilité dans la voie c calculée au rayon $R = 1.4 [A_1^{1/3} + A_2^{1/3}]$. Pour l'état $T = 2$ du ^{24}Mg on trouve que $\gamma_p^2/\gamma_w^2 = 2 \cdot 10^{-5}$ et $\gamma_\alpha^2/\gamma_w^2 \approx 10^{-4}$, ce qui implique des faibles impuretés d'isospin soit dans le noyau composé $^{23}\text{Na} + p$, soit dans l'état fondamental de la cible. De telles informations peuvent être obtenues et l'ont été en utilisant la réaction permise d'isospin pour former l'état analogue $T = 2$ et en observant en coïncidence ses voies de désintégration, soit³⁶⁾ :



Dans la Figure 10, les rapports d'embranchement (Γ_c/Γ) indiqués entre parenthèses sont ceux déduits de la méthode de coïncidence particule-particule (t-p) ou (t- α) décrite ci-dessus. L'accord entre les 2 méthodes est généralement bon, la seule différence vient du fait que dans la réaction (p,t) l'état $T = 2$ du ^{24}Mg apparaît dans le spectre avec une largeur due à la résolution expérimentale ($\sim 30-50$ KeV) et il est donc impossible de mesurer la largeur propre du niveau par cette méthode ($\Gamma < 200$ eV), d'où la nécessité d'étudier aussi la capture résonnante interdite pour obtenir la largeur totale du niveau Γ et d'en déduire les largeurs partielles Γ_p , Γ_α qui sont les seules sources d'informations quantitatives sur le degré de brisure de symétrie. La décroissance interdite par proton nous renseigne sur l'amplitude de mélange de type isovectorielle ($\Delta T = 1$) ou isotenseur ($\Delta T = 2$), alors que l'émission α est caractéristique d'un mélange de type isotenseur ($\Delta T = 2$).

Le seul mode de désintégration énergétiquement possible et "permis" d'isospin, la décroissance γ de ce niveau, a été mesuré toujours en utilisant la voie interdite d'isospin $^{23}\text{Na} + p$ et en mesurant en fonction de l'énergie des protons les spectres γ de décroissance. A l'énergie de la résonance $E_p = 3.902$ MeV, 3 transitions γ d'énergies respectives 10.8 ± 0.1 , 10.03 ± 0.06 et 8.60 ± 0.01 MeV sont nettement observées comme le montrent les spectres de la Figure 12 pris sur et hors résonance. Ces transitions ainsi que l'analyse des coïncidences $\gamma-\gamma$

de la cascade de décroissance et de leurs distributions angulaires (Figure 12 encart) permettent d'établir le schéma des décroissances γ et le spin des niveaux mis en jeu dans la désintégration (voir Figure 10).

Il n'y a pas de brisure de symétrie observée dans la voie de désintégration γ puisqu'elle procède par des fortes transitions $M_1(0^+ \rightarrow 1^+, \Delta T = 1)$ qui sont la signature de l'isospin de l'état analogue $T = 2$ (pour une revue, voir réf. 37). Ce sont des transitions du type spin-

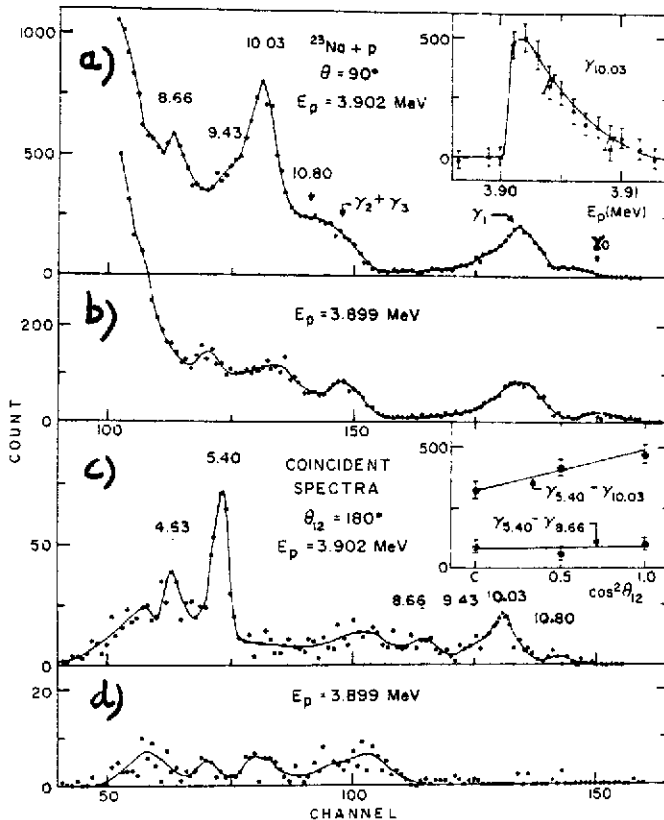


Figure 12 : Spectre γ de l'état $T = 2, 0^+$ du ^{24}Mg observé dans la réaction $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$.

Haut a, b) \rightarrow Spectres simples pris sur et hors résonances. L'encart montre la fonction d'excitation.

Bas c, d) \rightarrow Spectres en coïncidence sur et hors résonance. L'encart montre les distributions angulaires (.) comparées aux prédictions théoriques (trait plein). (Tiré de la réf. 37).

isospin flip ($\Delta J = 1, \Delta T = 1$) entre états analogues excités. La force de la transition $M_1, B(M_1)$ est proportionnelle à la largeur partielle Γ_γ de la transition qui peut être déduite de la fonction d'excitation montrée en encart en haut de la Figure 12. En effet, la section efficace (p, γ) est proportionnelle à la "force de la résonance" soit $\Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma = 1.0$ eV pour la transition γ de 10.03 MeV ; si $\Gamma_p / \Gamma = 0.6$ on peut en déduire $\Gamma_\gamma = 1.7$ eV. La largeur de Weisskopf correspondante est de 3.3 eV d'où la qualificatif de fortes transition M_1 caractéristiques de la décroissance d'états analogues excités de séquence $(T_0 + 2, 0^+) \rightarrow (T_0 + 1, 1^+) \rightarrow (T_0, 0^+)$. Ce type d'expérience a aussi un intérêt considérable car il permet de tester les règles de sélection de l'émission γ et en particulier la règle de base $\Delta T = 0, \pm 1$ ce qui interdit les transitions $\Delta T = 2$.

La recherche de ce type de transitions dans le cas d'état analogue $T = 2$ a été menée de manière intensive³⁷⁾. Pour le ^{24}Mg , la limite supérieure pour la transition ($0^+, T = 2 \rightarrow 2^+, T = 0$) est de 0.04 eV alors que la largeur de Weisskopf pour cette transition E_2 est 1.9 eV soit moins de 2 %. Cela confirme la faible impureté d'isospin du niveau $T = 2$ dans le ^{24}Mg .

II.3.2 La systématique expérimentale pour les états analogues $T = 3/2$ et $T = 2$ pour $A < 44$

Les niveaux $T = 3/2$ dans les noyaux de masse $A = 4n + 1$ de $T_z = \pm 1/2$ présentent pour la plupart des décroissances "interdites" d'isospin (proton, neutron ou alpha). Peuplés par des réactions de transfert de deux nucléons²⁷⁾ ou par capture résonante "interdite"^{34,35,37,38)} de protons ou d'alphas, ils présentent des largeurs comprises entre 50 eV et quelques KeV. Les voies d'émission proton et neutron vers l'état fondamental ($T = 0, T_z = 0$) ont des largeurs partielles typiques de 50 à 400 eV. On peut noter aussi que les rapports d'embranchement à l'état fondamental ou à des états excités révèlent de fortes asymétries quand on compare les voies proton et neutron. Cette systématique est résumée d'une part dans la Table 2 et dans la Figure 13a.

Il apparaît que les largeurs réduites d'émission proton présentent une dépendance en A caractéristique, pour les noyaux de $A = 8n$ et $A = 8n + 4$. On peut reproduire les résultats avec les expressions suivantes : $\gamma_p^2(8n) = C_0 A^{2.4}$ et $\gamma_p^2(8n + 4) = C_4 A^{2.4}$. Les largeurs réduites pour les

Table II : Décroissance "interdite" d'isospin de quelques états analogues $T = 3/2$.
(Tiré de la réf. 13).

Noyau	Energie	J^π	T	Γ (KeV)	Etat final	Γ_p (eV)	Γ_n (eV)
^9Be	14.96	$3/2^-$	$3/2$	0.33 ± 0.07	$n + ^8\text{Be}(0^+) \text{ g.s}$		9 ± 8
					$n + ^8\text{Be}(2^+) 2.9$		147 ± 28
^9B	14.659	$3/2^-$	$3/2$	0.275 ± 0.09	$p + ^8\text{Be}(0^+) \text{ g.s}$	30 ± 17	
					$p + ^8\text{Be}(2^+) 2.9$		90 ± 15
^{13}C	15.109	$3/2^-$	$3/2$	5.8 ± 0.7	$n + ^{12}\text{C}(0^+) 0.0$		406 ± 115
					$n + ^{12}\text{C}(2^+) 4.4$		116 ± 24
^{21}Ne	8.857	$5/2^+$	$3/2$	2.8 ± 0.5	$n + ^{20}\text{Ne}(0^+) 0.0$		< 1000
^{17}F	11.200	$1/2^-$	$3/2$	0.43 ± 0.15	$p + ^{16}\text{O}(0^+) \text{ g.s}$	4500 ± 1200	
^{37}K	5.048	$3/2^+$	$3/2$	0.04 ± 0.02	$p + ^{36}\text{Ar}(0^+) 0.0$	40 ± 20	
					$p + ^{36}\text{Ar}(2^+) 2.0$		0.4 ± 0.15

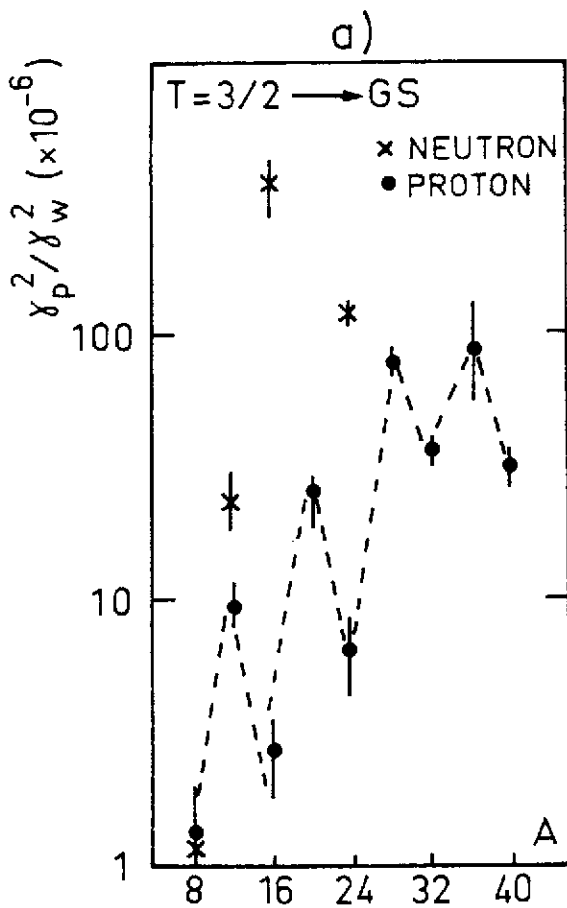


Figure 13a : Largeurs réduites proton et neutrons γ^2 de la décroissance interdite des analogues $T = 3/2$ vers l'état fondamental. Les lignes en pointillés joignant les points soulignent la dépendance en A pour les largeurs en protons. (Tiré de la réf. 34).

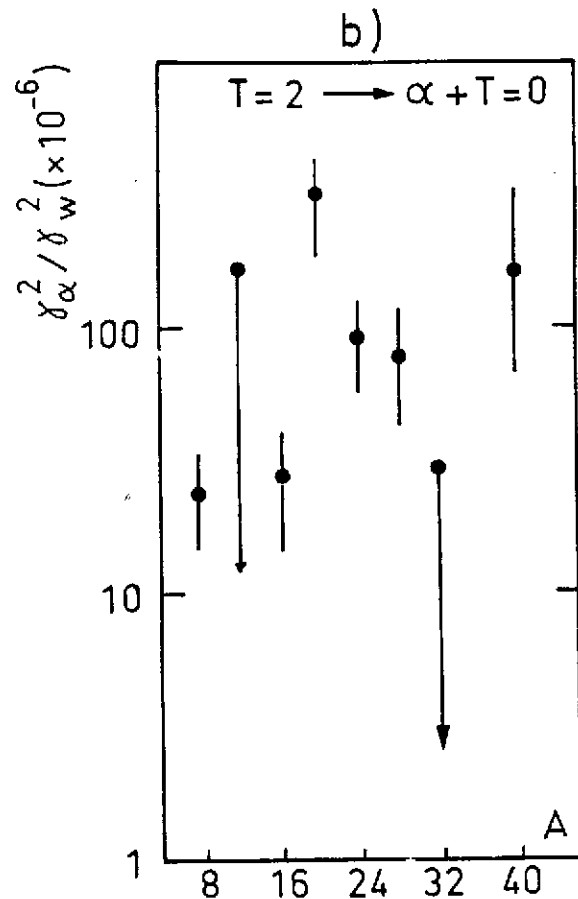


Figure 13b : Largeurs réduites déduites α de la décroissance interdite d'isospin des états $T=2$ dans les noyaux de $A=4n$. (Tiré de la réf. 34).

protons sont très faibles comparées à la largeur limite de Wigner (10^{-5}) et indiquent un faible mélange d'isospin.

Le même diagramme reporté en Figure 13b montre la situation expérimentale en ce qui concerne les désintégrations "doublement interdites" ($\Delta T = 2$) des états analogues $T = 2$ par émission alpha vers les états ($T = 0, T_z = 0$). Le caractère oscillatoire des largeurs est presque similaire mais surtout l'ordre de grandeur des largeurs réduites est le même. La compréhension de cette décroissance interdite conduirait à préciser la nature de la composante isotenseur de la force responsable de cette brisure de symétrie.

II.3.3 Interprétation théorique de ces décroissances interdites - Le mélange d'isospin entre état analogue et état anti-analogue

Ainsi que nous l'avons brièvement discuté dans le paragraphe II.2.b.1, le mélange des membres ($T = 3/2, T_z = \pm 1/2$) du multiplet (analogue) avec les états ($T = 1/2, T_z = \pm 1/2$) (anti-analogue) conduit à un déplacement de la position en énergie des états ($T = 3/2, T_z = \pm 1/2$). Le même mécanisme conduit aussi à un élargissement de l'état. Nous allons essayer d'évaluer comment cette largeur due au mélange d'isospin entre état analogue A et anti-analogue \bar{A} affecte les largeurs de désintégration "interdies" d'isospin dans les noyaux légers.

L'amplitude de la désintégration peut s'écrire :

$$\gamma_c = \frac{\langle \phi_n^{(-)}(E) | V_N | \bar{A} \rangle \langle \bar{A} | V_c | A \rangle}{E_A - E_A + i \Gamma_{\bar{A}/2}(E_n)} \quad (II.19)$$

où $\phi_n^{(-)}$ est la fonction d'onde du nucléon (p ou n) qui est émis et correspond au noyau résiduel dans l'état fondamental $|0\rangle$ et au nucléon dans le continuum. La fonction d'onde dans le continuum est calculée en utilisant un potentiel optique. L'interaction V_N entre le continuum et l'état anti-analogue est l'interaction nucléaire indépendante de charge tandis que V_c est l'interaction coulombienne. Des calculs utilisant l'expression (II.19) pour les états $T = 3/2$ dans les noyaux ^{13}N , ^{17}F , ^{32}Cl et ^{41}Sc ont été effectués par Lev et Auerbach (voir réf. 12). Les éléments de matrice coulombiens $\langle \bar{A} | V_c | A \rangle$ sont grands, de l'ordre de plusieurs centaines de KeV pour les différents niveaux $T = 3/2$. Leurs valeurs sont données dans la Table 3, ainsi que les largeurs d'émission en proton $\Gamma_c^\uparrow = 2P_e \gamma_c^2$ pour diverses configurations (2p - 1t) d'états parents.

En plus du mécanisme de mélange d'isospin décrit ci-dessus, il y a aussi la possibilité d'une décroissance interdite d'isospin qui n'implique un mélange d'isospin ni dans l'état initial $|A\rangle$ ni dans l'état final. Il s'agit d'une largeur de désintégration induite par le couplage "direct" d'un état $T = 3/2$ pur à un état du continu par l'intermédiaire de la partie à deux corps de l'interaction coulombienne. Son amplitude est égale à :

$$\gamma^D = \langle \phi_n^{(-)} | V_c(1,2) | A \rangle \quad (II.20)$$

Cette amplitude "interdite" d'isospin n'existe que pour les protons et cela est dû à un processus de réarrangement où l'état de 2 particules doit être modifié. Les largeurs déduites de l'expression (II.20) pour un tel processus sont de l'ordre de quelques dizaines d'eV au maximum. Elles sont aussi données dans la Table 3 et les résultats combinés des 2 processus sont comparés aux largeurs expérimentales.

Table 3 : Valeurs calculées de la largeur d'émission proton interdite pour plusieurs états analogues $T = 3/2$ (Tiré de la réf. 12).

Noyau	Configuration de l'état parent	Energie de l'état analogue (MeV)	Γ_D^\dagger (eV)	$\langle \bar{A} V_C A \rangle$ (keV)	$\langle \phi_n V_N \bar{A} \rangle$ (MeV) ^{-1/2}	Γ_C^\dagger (eV)	$\Gamma_C^\dagger + \Gamma_D^\dagger$ (eV)	Γ_{exp}^\dagger (eV)
¹³ N	$p_{1/2}^2 p_{3/2}^{-1}$	15.07	6.4	160	0.41-0.09i	350	400	182±57
¹⁷ F	$d_{5/2}^2 p_{1/2}^{-1}$	11.20	34.1	270	-0.44-0.08i	1900	1910	40±10
³³ Cl	$d_{3/2}^2 s_{1/2}^{-1}$	5.56	5.8	110	-0.10-0.04i	70	90	110±15
⁴¹ Sc	$f_{7/2}^2 d_{3/2}^{-1}$	5.87	0.2	270	-0.07-0.03i	340	350	55±10

Dans le cas des états $T = 2$, très peu de calculs ont été entrepris sur les largeurs interdites d'émission, par particule alpha. En particulier Mc Grath et al.³⁶⁾ ont étudié les mélanges d'isospin $T = 0$ et $T = 1$ dans les niveaux $T = 2$ produits par l'interaction coulombienne, la contribution principale venant du mélange avec les états anti-analogues. On trouve un mélange de $T = 0$ dans les états $T = 2$ extrêmement faible (environ 10^{-5}). Il est donc très improbable que ce type de largeur alpha (environ 1 keV) puisse être produit par un mécanisme du genre de celui discuté plus haut pour les états $T = 3/2$. De cette rapide revue des mécanismes permettant d'expliquer les décroissances interdites d'isospin, on peut conclure provisoirement :

- i) Le mélange d'isospin avec l'état anti-analogue semble fournir l'ordre de grandeur correct pour les largeurs d'émission interdite des états $T = 3/2$ dans les noyaux $T_z = \pm 1/2$. La contribution de ce mécanisme est dominante bien que d'autres mécanismes puissent modifier ces largeurs et être responsables des variations en fonction du nombre de masse. L'élément de matrice coulombien seul $\langle \bar{A} | V_C | A \rangle$ a une valeur suffisante pour expliquer la largeur d'émission interdite pour les états $T = 3/2$ dans les noyaux légers.
- ii) Pour les états $T = 2$, il n'y a pas d'explication satisfaisante aux largeurs d'émission alpha ou proton.
- iii) Il n'y a pas d'évidence expérimentale directe de la nécessité d'introduire une force nucléaire dépendante de la charge.

II.4 LES NOYAUX LOURDS, RESONANCES ISOBARIQUES ANALOGUES ET STRUCTURE NUCLEAIRE

Malgré les nombreuses vérifications expérimentales de la faible brisure de symétrie d'isospin dans les noyaux légers, il a fallu attendre les débuts des années soixante pour établir que l'isospin demeurerait un "bon" nombre quantique dans les noyaux lourds. En effet, l'énergie

coulombienne croit avec Z alors que l'énergie de liaison par nucléon reste à peu près constante quand A croit. Les travaux de French³⁹⁾, la découverte expérimentale de l'état analogue du fondamental du ^{51}V dans la réaction $^{51}\text{V}(p,n)$ par Anderson et al.⁴⁰⁾ et les arguments théoriques de Lane⁴¹⁾ sur la présence d'un terme dépendant de l'isospin dans le potentiel optique du nucléon ont imposé la conviction que l'invariance, au moins approchée, d'isospin s'étendait au-delà des noyaux légers.

Comment vont se manifester les états analogues dans les noyaux moyens et lourds ($A > 40$) ? L'effet de l'opérateur T_- sur un niveau lié du noyau ${}^A_{Z+1}N$ est de transformer tous les neutrons en protons si les orbitales protoniques correspondantes sont libres ainsi qu'il est montré dans la Figure 14.

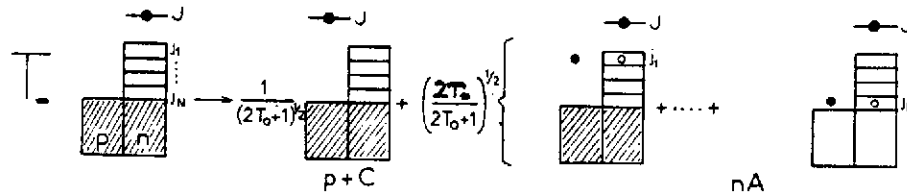
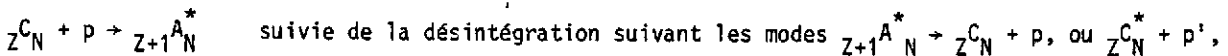


Figure 14 : Représentation schématique de l'action de l'opérateur T_- sur l'état fondamental du noyau ${}^A_{Z+1}N$ et fonction d'onde de l'état analogue.

L'état analogue de ce niveau lié appartient au noyau ${}^A_{Z+1}N$ et se trouvera donc déplacé par rapport à l'état parent de la différence d'énergie coulombienne entre les deux noyaux $\Delta E_C({}^A_{Z+1}N, {}^A_ZN)$ moins la différence de masse neutron-proton δ_{np} . Cette différence d'énergie coulombienne croit rapidement avec Z ($\Delta E_C \approx 20$ MeV pour le système Pb-Bi) et donc dans les noyaux lourds ces niveaux analogues sont placés à des énergies d'excitation élevées, au-dessus du seuil d'émission de particules.

L'état analogue peut alors être formé dans le système composé par la réaction :



etc... Il peut être observé comme une résonance dans la diffusion élastique ou inélastique de protons d'où le nom de Résonance Isobarique Analogue (RIA). Ces considérations sont illustrées dans la Figure 15.

Pour un état pur à une particule du type $n+C$ (avec $T_0 =$ isospin de C), la fonction d'onde de l'état analogue s'écrit (voir Figure 14) :

$$T_- |nC \rangle = (2T_0+1)^{-1/2} \left[|pC \rangle + 2T_0 |nA \rangle \right] \quad (\text{II.21})$$

où A est l'analogie du noyau C : $A = T_C$. Les états $|nC\rangle$ sont appelés les états parents.

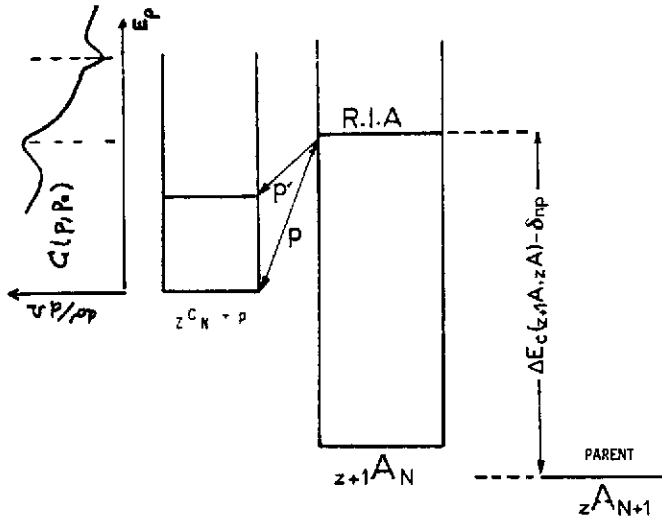


Figure 15 : Représentation schématique de l'état parent, de la RIA et de la fonction d'excitation dans un noyau lourd.

Deux remarques découlent de la relation (II.21) :

- i) Pour un état pur à une particule, seule la fraction $1/2T_0+1$ se retrouve dans l'état analogue et comme dans les noyaux lourds, T_0 est grand ($T_0 > 10$), cette fraction sera faible.
- ii) La RIA peut être formée par diffusion inélastique résonnante à l'aide du terme $|pC\rangle$ mais le système $p+C$ n'ayant pas un isospin pur, 2 types d'états peuvent être formés : les états $T_0 - 1/2 = T_<$ ou états normaux dont la densité est très grande à haute énergie d'excitation, et la RIA $T_> = T_0 + 1/2$. Par mélange dû à l'interaction dépendante de la charge (Coulomb), la RIA va acquérir une largeur d'étalement Γ^\dagger ("spreading width") qui caractérise ce couplage. De plus la RIA peut décroître par émission de protons, cette décroissance est caractérisée par une largeur d'émission Γ^\ddagger ("escape width") qui est égale à la somme des largeurs partielles d'émission $\Gamma^\ddagger = \sum_i \Gamma_i^\ddagger$.

La largeur totale de la RIA est alors égale à $\Gamma = \Gamma^\dagger + \Gamma^\ddagger$. Elle est typiquement de 5 keV pour $A < 60$, de 60-100 keV pour $A = 140$ et 250 keV dans la région du Pb.

II.4.1 Evidence expérimentale et grandeur caractéristique de la RIA

La diffusion élastique est l'un des moyens les plus simples d'études des RIA car la section efficace est grande et l'interférence entre la RIA avec le fond non résonnant produit des "anomalies" caractéristiques dans la fonction d'excitation qui contiennent des informations importantes sur la structure de la RIA (et par conséquent sur l'état parent). Dans le cas d'une cible $J^\pi = 0^+$, la section efficace et la polarisation sont données par les relations⁴²⁾ :

$$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle = |\bar{A}|^2 + |\bar{B}|^2 \quad (II.22)$$

$$P(\theta) = 2 \text{Im}(\bar{A}\bar{B}^*) \langle d\sigma/d\Omega \rangle \quad (II.23)$$

avec

$$A(\theta) = \eta_p/2k_p \cos^2\theta/2 \exp\left\{-2i\eta_p \ln(\sin\theta/2) + i/2k_p \sum_{\ell} (J+1/2) \left[\exp(2i\omega_{\ell}) - \bar{S}_{\ell,J}\right]\right\} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (II.24)$$

$$B(\theta) = 1/2k_p \sum_{\ell} (-1)^{J-\ell+1/2} \left|\exp(2i\omega_{\ell}) - \bar{S}_{\ell,J}\right| P_{\ell}^{(1)}(\cos\theta) \quad (II.25)$$

l'élément de matrice caractérisant la RIA est :

$$S_{\ell,J} = \exp 2i\delta_{\ell,J} - i \frac{\Gamma_{\ell,J}^p}{E - E_R + \frac{i}{2}\Gamma_{\ell,J}} \quad (II.26)$$

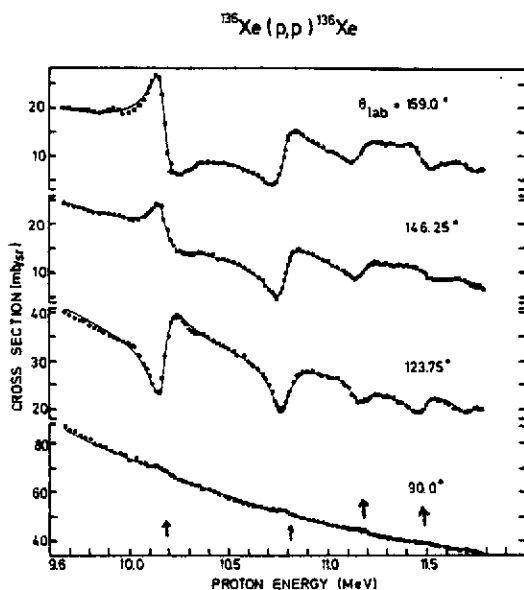


Figure 16 : Fonction d'excitation élastique pour la diffusion élastique. Les courbes en traits pleins représentent le fit théorique. Les RIA sont observées clairement à 10.26 MeV(7/2-), 10.85 MeV(3/2-), 11.23 MeV(1/2-), et 11.56 MeV(5/2-) (Tiré de la réf. 43). (†)

Dans les expressions (II.22) à (II.26), η_p et k_p sont respectivement le paramètre de Coulomb et l'impulsion du proton incident, δ_c le déphasage coulombien, $\Gamma_{\ell,J}^p$ la largeur partielle d'émission proton dans la voie inélastique, E_R et $\Gamma_{\ell,J}$ l'énergie et la largeur de la résonance.

Chaque RIA est caractérisée par un moment angulaire l et un spin total J . Ces expressions permettent de traiter plusieurs résonances, chacune de (lJ) différent.

La Figure 16 montre la fonction d'excitation élastique $^{136}_{54}\text{Xe}_{82}(p,p)$ dans la région où sont attendues les RIA. Cinq anomalies sont observées entre 10 et 11.5 MeV correspondant aux cinq premiers niveaux excités du noyau parent $^{137}_{54}\text{Xe}_{82+1}$. L'information de structure nucléaire est contenue dans la détermination des quantités E_R , l , Γ_p et Γ pour chaque résonance. On réalise un fit des fonctions d'excitations en utilisant les expressions (II.22) à (II.26). La première qualité du fit est de bien décrire le fond non résonnant. On peut, soit utiliser, un modèle qui décrit la diffusion $p + C$ hors résonance, soit paramétriser le fond, dû essentiellement à la partie non résonnante du terme \bar{A} en fonction de l'énergie E_p . Pour $\theta = 180^\circ$, toutes les résonances sont fortement peuplées alors que la fonction d'excitation mesurée autour de $\theta = 90^\circ$ donne une contribution nulle pour les RIA de l impair ($P_l(\cos\theta) = 0$) ce qui est le cas dans la Fig. 16 et permet de juger de la qualité du fit pour le terme non résonnant.

D'autre part, les fonctions d'excitation mesurées aux autres zéros des polynômes de Legendre $P_l(\cos\theta)$ (e.g. $125^\circ 3$, $140^\circ 8$, $149^\circ 4$, 155° , $158^\circ 8$, pour $l = 1$ à 6) permettent de supprimer fortement la contribution de la RIA considérée. Les fits généralement de très bonne qualité permettent d'extraire des valeurs très précises de l, E_R et surtout des largeurs partielles et totales Γ_p et Γ de la RIA.

La détermination du J de la RIA ($J = l \pm 1/2$) est beaucoup plus difficile. Cela peut être réalisé en mesurant l'asymétrie droite-gauche de la section efficace en utilisant un faisceau polarisé. Le terme B dans l'expression (II.25) n'a pas le même signe si $J = l - 1/2$ ou $J = l + 1/2$ et donc la polarisation P proportionnelle à B change de signe aussi. Cette propriété unique, indépendante du modèle a été utilisée pour mesurer le spin J de RIA comme le montre la Fig. 17.

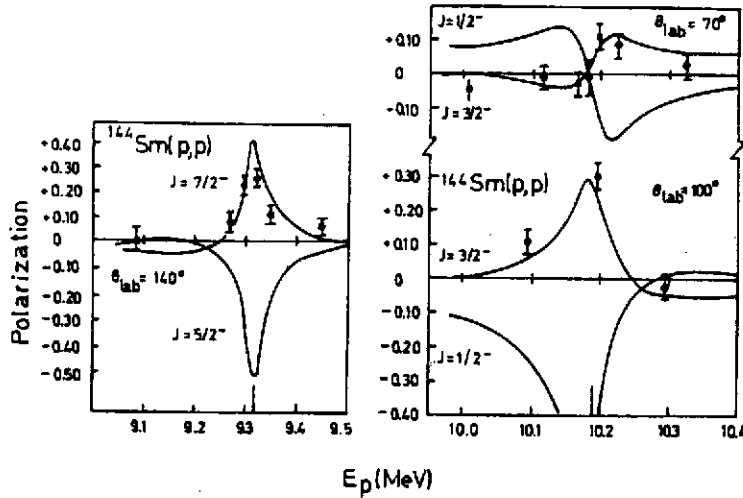


Figure 17 : Polarisation mesurée dans la réaction $^{144}\text{Sm}(\vec{p},p_0)$. Les RIA correspondent à l'état fondamental $7/2^-$ et au premier état excité $l = 1$ $J = 1/2^-$ et $3/2^-$ du noyau parent de ^{145}Sm (Tiré de la réf. 44). Les courbes en trait plein sont les fits théoriques en utilisant l'expression (II.23).

II.4.2 Facteurs spectroscopiques et force a une particule dans l'état parent

La largeur partielle élastique $\Gamma_p^{\ell J}$ peut se factoriser en un facteur spectroscopique S_{pp} et une largeur à une particule $\Gamma_{sp}^{\ell J}$:

$$\Gamma_p^{\ell J} = S_{pp}^{\ell J} \cdot \Gamma_{sp}^{\ell J} \quad (\text{II.27})$$

par analogie avec une réaction de transfert d'un nucléon où la section efficace se factorise en un facteur spectroscopique et une section efficace à une particule. Ce facteur spectroscopique mesure le recouvrement entre les fonctions d'onde de la RIA et du coeur C. De là découle une définition de la largeur à une particule $\Gamma_{sp}^{\ell J}$. Elle serait égale à la largeur partielle proton d'une RIA hypothétique correspondant à un état pur à une particule dans le noyau parent.

A partir de la relation (II.21) reliant l'état parent à l'état analogue on peut aussi écrire :

$$S_{pp}^{\ell J} = \frac{1}{2T_0 + 1} S_{dp}^{\ell J} \quad (\text{II.28})$$

où T_0 est l'isospin du coeur C dans l'état fondamental et S_{dp} est le facteur spectroscopique de l'état parent $|nC\rangle$ mesurant le recouvrement entre la fonction d'onde de l'état $n + C$ et la fonction d'onde de C. Ce facteur spectroscopique est généralement obtenu par l'étude de la réaction de stripping (d,p) d'un neutron sur le coeur C. Pour déduire de la mesure $\Gamma_p^{\ell J}$ le facteur spectroscopique S_{pp} il faut pouvoir calculer la largeur à une particule $\Gamma_{sp}^{\ell J}$. Mahaux et Weidenmüller⁽⁴⁵⁾ ont calculé cette largeur à partir de l'expression :

$$r_{sp}^{\mathcal{L}J} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2T_0+1} \left[\langle \phi_{\mathcal{L}J}(r, k_p) \mid V_c(r, R_c) - \Delta_c \mid \phi_{\mathcal{L}J}(r, k_n) \rangle \right]^2 \quad (II.29)$$

où $\phi_{\mathcal{L}J}(r, k_p)$ et $\phi_{\mathcal{L}J}(r, k_n)$ sont les solutions radiales de l'équation de Schrödinger respectivement pour un proton $\mathcal{L}J$ diffusant sur un potentiel complexe à l'énergie de la résonance E_p et un neutron $\mathcal{L}J$ lié dans un puits de potentiel par une énergie $E_p - \Delta_c$ où Δ_c est le déplacement d'énergie coulombienne entre RIA et état parent. La Table 4 montre la vérification de l'expression (II.28) pour les RIA observées dans la réaction $^{140}\text{Ce}(p,p)$.

Table 4 : Comparaison entre $S_{pp}(2T_0+1)$ et S_{dp} pour la paire analogue-parent $^{141}\text{Pr}-^{141}\text{Ce}$

E_x (parent) (MeV)	J	ℓ	S_{dp}	$S_{pp}(2T_0+1)$
0.00	7/2 ⁻	3	0.89	0.86
0.66	3/2 ⁻	1	0.42	0.42
1.14	1/2 ⁻	1	0.38	0.28
1.50	5/2 ⁻	3	0.30	0.27

II.4.3 Modèle de couplage faible et structure des états excités dans les noyaux parents

L'approche simple qui consiste à décrire les niveaux parents comme des états purs à une particule (voir Figure 14) peut être corrigée pour décrire de manière plus réaliste les niveaux parents. La fonction d'onde de chaque état parent peut être développée en terme de couplage d'un neutron aux différents états excités du coeur. La fonction d'onde de l'état parent de spin total J et celle de l'état analogue obtenu par application de T_- sont montrés dans la Table 5. Dans les

Table 5 : Fonction d'onde de l'état parent et de l'état analogue dans un modèle de couplage faible.

$$\begin{array}{l}
 \text{CIBLE} \quad |c\rangle \quad (II.30) \\
 \\
 \text{ETAT PARENT} \quad a|n_j c\rangle + \sum A_{ik} |n_k c_i^*\rangle \\
 \\
 \text{ETAT ANALOGUE} \quad \frac{a}{\sqrt{2T_0+1}} [|p\rangle + \sqrt{2T_0} |n_j A\rangle] + \frac{\sum A_{ik}}{\sqrt{2T_0+1}} [|k\rangle + \sqrt{2T_0} |n_k A\rangle] \\
 \begin{array}{cccc}
 \downarrow & \downarrow & \downarrow & \downarrow \\
 p_j |c\rangle & p_j + 1 |n_j, n_j^{-1}\rangle \cdot c & p_k + 1 |c_i^*\rangle & p_k + 1 |n_k, n_m^{-1}\rangle \cdot c_i^* \\
 \text{(I)} & \text{(II)} & \text{(III)} & \text{(IV)} \\
 |c\rangle & & & \\
 \text{ETATS FINAUX} & & & \\
 |c_i^*\rangle & & & \\
 \Sigma \{ a_{ij} |n_j, n_j^{-1}\rangle \cdot c + b_{ikm} |n_k, n_m^{-1}\rangle \cdot c_i^* \}
 \end{array}
 \end{array}$$

notations de la Table 5, $|C\rangle$ est la fonction d'onde de l'état fondamental du coeur, $|C_i^*\rangle$ celle des différents états excités. Les n_j et n_k représentent les états de neutrons disponibles. Enfin les (n_j, n_ℓ^{-1}) représente une configuration comportant un trou de neutron dans l'orbite ℓ occupée et un neutron dans la couche j .

Cette expression générale de la fonction d'onde de la RIA nous permet de comprendre les différents modes de désintégration de ce niveau. Le très grand intérêt des études de spectroscopie à travers les RIA vient du fait que les facteurs spectroscopiques entre la RIA et n'importe quel état excité de la cible (α pour l'état fondamental $|C\rangle$, β_{iK} pour les états excités du coeur $|C_i^*\rangle$) peuvent être obtenus alors que la réaction de transfert d'un neutron ne nous renseigne que sur le couplage d'un neutron avec l'état fondamental $|C\rangle$.

Dans la Table 5, on voit que la formation de la RIA peut se faire à partir du terme I. Une diffusion élastique de protons à l'énergie E_R peut placer la particule dans l'orbite j qui couplée à $|C\rangle$ donnera une résonance dans la fonction d'excitation. Un autre mode de formation possible est le transfert direct d'un proton sur l'orbitale $n\ell j$ au moyen de réactions de transfert (${}^3\text{He}, d$) ou (α, t) . Par l'intermédiaire de ce même terme I, le proton peut laisser le coeur dans l'état fondamental $|C\rangle$ (voie élastique de largeur partielle $\Gamma_p^{\ell j}$). L'amplitude de cette configuration est égale à $\alpha = (\Gamma_p^{\ell j} / \Gamma_p^{sp})^{1/2}$ et est aussi reliée au facteur spectroscopique $S_{dp} = \alpha^2$ mesuré lors de l'étude de la réaction (d, p) sur le coeur. Dans le modèle extrême à une particule nous avons $\alpha^2 = 1$ et $\sum \beta_{iK} = 0$.

Le terme III peut peupler les premiers niveaux excités du coeur $|C_i^*\rangle$ (voie inélastique de largeur partielle Γ_k), l'amplitude de ces configurations étant égale à β_{iK} avec $\sum_i \beta_{iK} = \Gamma_p$.

Les termes II et IV laissent le noyau final dans une configuration particule-trou neutronique construite soit sur l'état fondamental soit sur les états excités du coeur. Notons que chaque RIA de nombre quantique $n\ell j$ va décroître vers un multiplet particule-trou neutronique différent d'où de nouveau une information unique sur ces configurations et en particulier la possibilité d'en déduire les valeurs de l'interaction résiduelle particule-trou.

II.4.4 Applications aux RIA dans les régions de $N = 82$ et $N = 126$

A. Cas extrême du modèle à une particule

La Figure 18 montre la structure des couches pour le ^{208}Pb . Comme la réaction $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ a montré que les premiers états du système $^{208}\text{Pb} + n$ ont des facteurs spectroscopiques très voisins de 1 (états purs à une particule, sauf $1j\ 15/2$ où $S_{dp} \approx 0.6-0.7$)^{46,47}. Les RIA observées dans la diffusion élastique $^{208}\text{Pb}(p,p_0)^{208}\text{Pb}$ correspondent à des états parents à une particule du ^{209}Pb . La fonction d'onde de la RIA s'écrit alors :

$$\psi_A = \frac{\alpha}{(2T_0+1)^{1/2}} |p \otimes ^{208}\text{Pb} \rangle_J + \frac{(2T_0)^{1/2}}{(2T_0+1)^{1/2}} \alpha \left[n_J \times \sum_j (p_j)(n_j^{-1}) \otimes ^{208}\text{Pb} \right] \quad (\text{II.31})$$

Le premier terme de l'expression (II.31) précise le degré de pureté d'état à une particule des états parents. Nous sommes principalement intéressés par le deuxième terme qui après émission du proton p_j va laisser la cible (^{208}Pb) dans une configuration particule trou-neutron $\left[(n_J \times \sum_j (n_j)^{-1}) \right]$.

Pour la RIA $2g_{9/2}$ on doit observer les multiplets particule-trou suivants :

$|(2g_{9/2}) \otimes (3p_{1/2})^{-1} \rangle > 2$ états ; $|(2g_{9/2}) \otimes (1f_{5/2})^{-1} \rangle > 6$ états ; $|(2g_{9/2}) \otimes (3p_{3/2})^{-1} \rangle > 4$ états. Pour chaque RIA les multiplets particule-trou attendus sont schématiquement représentés dans la Figure 19. Ils sont décalés en énergie d'excitation de la distance en énergie des résonances. Par comparaison à cette prédiction extrême, les spectres des niveaux peuplés dans la décroissance des RIA $2g_{9/2}$, $3d_{5/2}$, $4s_{1/2}$ et $2g_{7/2} + 3d_{3/2}$ sont montrés dans la Figure 20. Sur chaque résonance on observe des multiplets centrés vers 4.5 pour la RIA $2g_{9/2}$, vers 5.0, 5.5 et 5.8 MeV pour la RIA $3d_{5/2}$ en accord avec les prédictions simples montrées dans la Figure 19.

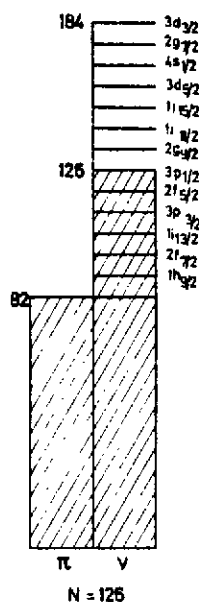


Figure 18 : Structure en couches des états de neutrons pour $N > 126$. Les zones hachurées représentent les couches pleines.

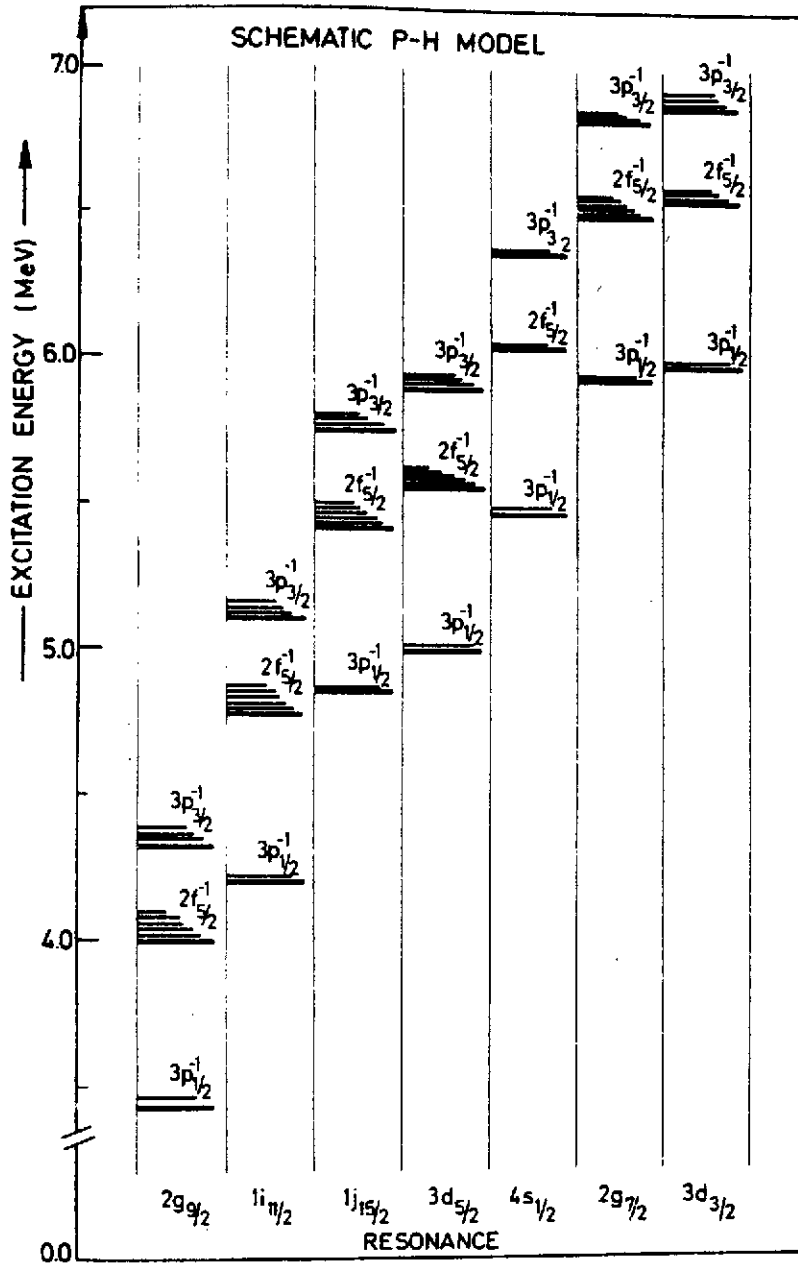


Figure 19 : Modèle schématique montrant les différents multiplets particule-trou peuplés dans la décroissance des RIA pour le système $p + {}^{208}\text{Pb}$.

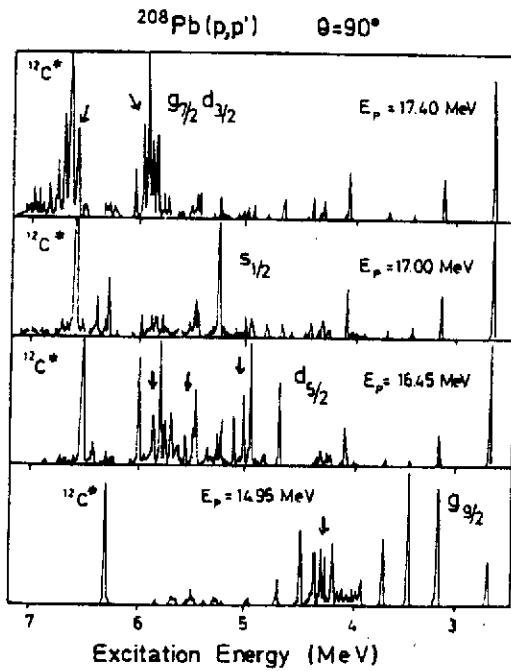


Figure 20 : Spectre de diffusion inélastique de protons de la réaction $^{208}\text{Pb}(p,p')^{208}\text{Pb}$ à $\theta = 90^\circ$ et à l'énergie des RIA, $2g_{7/2}$, $3d_{5/2}$ et $2g_{7/2} + 3d_{3/2}$. (Tiré de la réf. 48).

A partir de la mesure de la distribution angulaire de ces transitions inélastiques on peut extraire la largeur partielle inélastique $\Gamma_p^{\text{INEL}}(I)$ peuplant le membre de spin I du multiplet. Pour chaque multiplet $[n_j, n_j^{-1}]$ la règle de somme suivante doit être vérifiée :

$$\sum_I \Gamma_p^{\text{INEL}}(I) = (2j + 1) \Gamma_j^{\text{S.P}} \quad (\text{II.32})$$

où

Γ_j^{SP} est la largeur à une particule. Le centroïde en énergie de la configuration $[n_j, n_j^{-1}]$ est donné par l'expression :

$$\bar{E} [n_j, n_j^{-1}] = \frac{\sum_I \Gamma_p^{\text{INEL}}(I) E(I)}{\sum_I \Gamma_p^{\text{INEL}}(I)} \quad (\text{II.33})$$

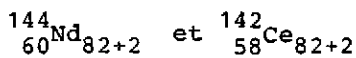
La Table 6 montre la comparaison des largeurs partielles inélastiques Γ_p , à la règle de somme (II.32) pour les multiplets observés dans la décroissance de la RIA $2g_{7/2}$.

Table 6 : Energies d'excitation, nombre d'états et largeurs partielles inélastiques pour les multiplets particule-trou neutron à l'énergie de la RIA $2g_{9/2}$.

Configuration (p-t)	Nombre d'états (Théo)	(Exp)	E(I) (MeV)	$\sum_I \Gamma_P^{INEL}$ (KeV)	$(2j + 1) \Gamma_J^{SP}$ (KeV)
$ 3p_{1/2}^{-1} 2g_{9/2} $	2	3	3.0-3.8	55.8	57.2
$ 2f_{5/2}^{-1} 2g_{9/2} $	6	5	3.8-4.15	25.0	33.0
$ 3p_{3/2}^{-1} 2g_{9/2} $	4	6	4.15-4.80	62.4	56.0

L'accord avec les prédictions du modèle extrême à une particule (voir Fig. 19) est assez remarquable. Cette méthode permet de mesurer directement les composantes de la fonction d'onde de ces états particule-trou.

B. Exemple d'un couplage faible. Les noyaux de $82 + 2$ neutrons



La Figure 21 illustre de façon schématique les fonctions d'onde des états parents du noyau de $N = 82+3$ neutrons (^{143}Ce) et la fonction des RIA dans le cadre du modèle de couplage faible (voir § II.4.3.).

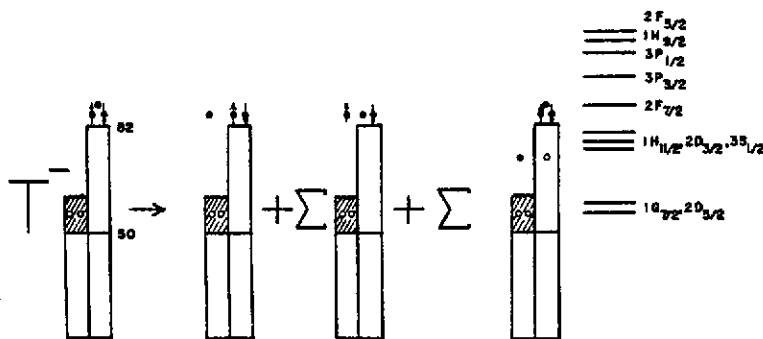


Figure 21 : Représentation schématique des fonctions d'onde des états de $82 + 3$ neutrons et des RIA correspondantes dans le cadre du modèle de couplage faible.

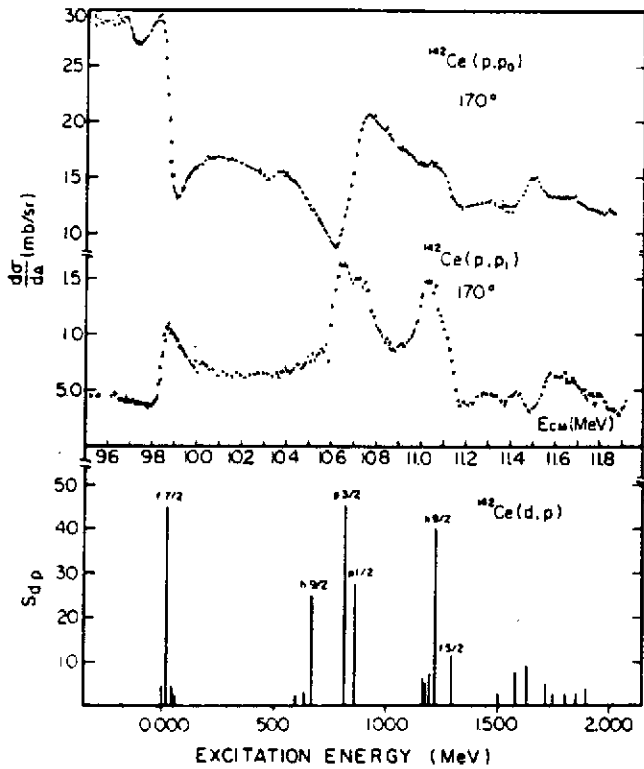


Figure 22 : Fonction d'excitation $^{142}\text{Ce}(p,p_0)$ et (p,p') dans la région des RIA. En bas de la figure sont reportés les premiers niveaux et les facteurs spectroscopiques des états parents correspondants (Tiré de la réf. 48).

On s'attend à observer dans la voie $^{142}\text{Ce} + p$, 5 RIA ($2f_{7/2}$, $1h_{9/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $2f_{5/2}$) correspondant à l'état fondamental et aux premiers états excités du noyau parent de ^{143}Ce qui ont une force à une particule importante ($S_{dp} > 0.3$). La Figure 22 montre les fonctions d'excitations $^{142}\text{Ce}(p,p_0)^{142}\text{Ce}$ et $^{142}\text{Ce}(p,p')^{142}\text{Ce}^*$ laissant le noyau résiduel de ^{142}Ce dans l'état fondamental ou dans le premier excité (2^+). Ces fonctions d'excitation font apparaître des résonances dans la voie élastique, mais aussi dans les voies inélastiques confirmant l'hypothèse suivant laquelle les niveaux parents peuvent être développés sur une base des états excités du coeur. (voir relation (II.30)).

Enfin la même figure montre les premiers niveaux excités du noyau parent et leurs forces à une particule déduite de l'analyse de la réaction $^{142}\text{Ce}(d,p)^{143}\text{Ce}^{48}$.

Les distributions angulaires des états finaux du ^{142}Ce mesurés à l'énergie E_R des RIA $f_{7/2}$, $p_{3/2}$ etc... permettent de déterminer le spin du niveau excité vers lequel décroît la RIA et les largeurs partielles inélastiques de décroissance.

La section efficace de diffusion inélastique pour la transition RIA ($n\ell J$) \rightarrow J_F s'écrit :

$$d\sigma/d\Omega = \lambda^2/8 \frac{\Gamma_{\ell J}^P}{(E-E_R)^2 + \Gamma^2/4} \sum_{\substack{L=0,2,\text{MAX} \\ \text{pair}}} P_L(\cos\theta) \sum_{ik} \Gamma_{\ell_i j_i}^{1/2} \Gamma_{\ell_k j_k}^{1/2} A_L(\ell J, J_F; \ell_i, j_i, \ell_k, j_k) \quad (\text{II.34})$$

où $\Gamma_{\ell J}^P$ est la largeur partielle élastique, Γ et E_R la largeur totale et l'énergie de la RIA de spin J , A_L (un coefficient dépendant des spins et moments angulaires mis en jeu dans la transition, $\ell_i j_i$, $\ell_k j_k$ les ondes partielles caractérisant la voie de décroissance inélastique et enfin $\Gamma_{\ell_i j_i}$, $\Gamma_{\ell_k j_k}$ les largeurs partielles inélastiques associées à cette transition.

La sommation sur les polynômes de Legendre $P_L(\cos\theta)$ va de $L = 0$ à $L = L_{\text{MAX}}$ avec L pair et $L_{\text{MAX}} = \min |2\ell, 2J, \max(2j_i, 2j_k), \max(2\ell_i, 2\ell_k)|$. Les valeurs de ℓ_i, j_i, ℓ_k, j_k des moments et spins emportés par le proton émis doivent satisfaire les lois de conservations $J(\text{RIA}) = J_F \otimes j_i$ et généralement plusieurs valeurs de j_i sont possibles.

De l'analyse des distributions angulaires inélastiques on peut obtenir pour chaque état final atteint les largeurs partielles inélastiques $\Gamma_{\ell_i j_i}^{P'}$. Celles-ci seront comparées aux largeurs à une particule pour une transition de même énergie et de même moment et spin $\Gamma_{sp}^{\ell_i j_i}$ pour obtenir une amplitude de couplage faible :

$$\left(\sum_{ik} \beta_{ik} \right)^2 = S_{pp'} = \frac{\sum \Gamma_{\ell_i j_i}^{P'}}{\Gamma_{sp}^{\ell_i j_i}} \quad (\text{II.35})$$

Enfin, d'après la Table 5 présentant les différents modes de désintégration, on trouve aussi à plus haute énergie dans le noyau résiduel des états de type particule-trou dont la spectroscopie se fait en utilisant le formalisme développé dans le paragraphe précédent (II.4.4-A)

La Fig. 23 montre le résultat complet d'une telle analyse pour deux RIA dans le système $^{142}_{58}\text{Ce}_{82+2} + p$. Les largeurs partielles élastiques et inélastiques déduites de l'analyse des distributions angulaires à l'énergie des RIA $2f_{7/2}$ et $3p_{3/2}$ sont portées en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau résiduel (^{142}Ce). Notons que ces décroissances sont caractérisées par une très forte population du premier 2_1^+ et dans une moindre mesure du premier 4_1^+ , 6_1^+ des états 2_2^+ , 4_2^+ , etc... (jusqu'à environ 3 MeV). A partir de 3 MeV pour la RIA $f_{7/2}$ et de 4.0 MeV pour la RIA $2p_{3/2}$ on voit apparaître des multiplets de niveaux fortement peuplés correspondant aux états neutron-particule-trou du ^{142}Ce du type $(f_{7/2})_n^{+1} \times (s_{1/2})_n^{-1}$ ou $(d_{3/2})_n^{-1}$ avec $[J^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-]$ ou pour la RIA $2p_{3/2} : (p_{3/2})_n^{+1} \times (s_{1/2})_n^{-1}$ ou $(d_{3/2})_n^{-1}$ avec $J^\pi = [0^-, 1^-, 2^-, 3^-]$.

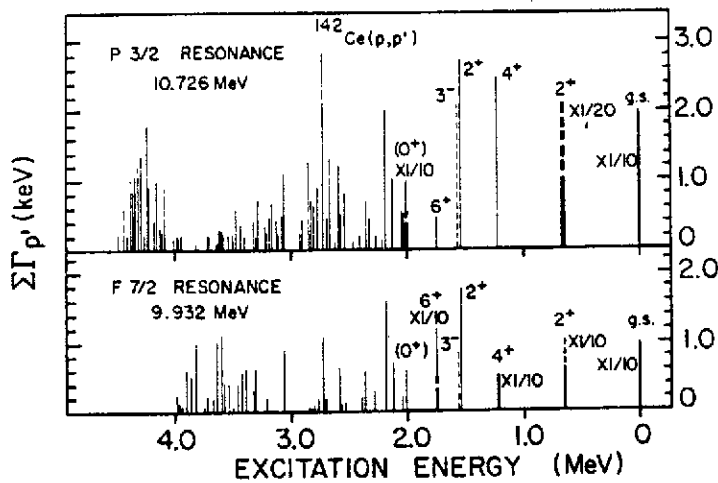


Figure 23 : Spectre d'excitation du ^{142}Ce aux énergies des RIA $2f_{7/2}$ et $3p_{3/2}$. Les barres verticales sont proportionnelles à la largeur partielle d'émission vers l'état final indiqué. Noter pour chaque RIA le cluster de niveaux autour de 3 à 4 MeV respectivement correspondent aux configurations particule-trou. (Tiré de la réf. 48).

Les multiplets sont bâtis sur des états de trous de neutron correspondant à des orbitales de bas spin ($l = 0, l = 2$; s,d) car les multiplets bâtis sur les états de trou $h_{11/2}^{-1}$ ou $g_{7/2}^{-1}$ ne seront pas observés à cause de la trop faible pénétrabilité des protons de $l = 4$ ou $l = 5$.

Dernière remarque importante, contrairement au cas du ^{208}Pb le nombre de niveaux observés dans un multiplet est beaucoup plus élevé que celui attendu dans le cas du modèle extrême. Il y a une fragmentation de chaque état théorique indiquant un fort mélange de configuration dans la fonction d'onde de ces niveaux.

II .5 CONCLUSION

La brisure de symétrie d'isospin demeure toujours très faible même dans les noyaux lourds. Pour les noyaux du type C + n qui peuvent être décrits dans le cadre soit d'un modèle extrême à une particule soit dans un modèle de couplage faible, les RIA et leur spectroscopie permettent de mesurer avec une grande précision les différentes composantes de la fonction d'onde des états parents, composantes qui pour certaines d'entre elles ne peuvent pas être atteintes par une autre méthode. De plus, toute une classe nouvelle d'excitation du coeur, e.g. p-t, peut être obtenue dans différentes régions de la table de masse.

Les études de structure nucléaire au moyen des RIA rencontrent tout de même quelques limitations importantes :

- i) Dans la voie élastique, la faible pénétrabilité des protons pour des moments orbitaux élevés $\ell > 4$, ne permet pas l'observation des RIA de haut spin dans les noyaux de $Z = 50$ à $Z = 82$.
- ii) Dans la voie inélastique, l'interférence entre le processus direct et résonant entraîne d'une erreur plus ou moins grande l'extraction des termes de la fonction d'onde de l'état parent correspondant aux configurations de coeur excité. L'importance du fond non résonnant pour les noyaux les plus lourds est une sévère limitation à la méthode décrite dans ce paragraphe.

D'autres approches où ces limitations ne sont plus présentes seront discutées dans l'étude des RIA peuplées à travers les réactions de transfert (voir chapitre IV).

Chapitre III

ASPECTS THEORIQUES DES ETATS ISOBARIQUES ANALOGUES

Nous avons jusqu'ici examiné un certain nombre d'arguments, tant théoriques qu'expérimentaux, qui montrent que dans un noyau (N,Z) dont le hamiltonien H n'est pas invariant d'isospin (essentiellement à cause des forces coulombiennes), les états propres $|\pi\rangle$ de basse énergie sont, à un excellent degré d'approximation, des états de bon isospin total $T = T_0 = \frac{N-Z}{2}$. Pour chaque état parent $|\pi\rangle$ d'énergie E_π , nous avons défini un état analogue idéal $|\hat{A}\rangle$ (cf. (I.38)) du noyau isobare (N-1, Z+1). L'état $|\hat{A}\rangle$ n'est pas état propre de H et peut se coupler à travers H à d'autres états pour donner lieu à un état analogue physique. L'énergie de cet état physique mesurée à partir de l'énergie de référence E_π détermine le déplacement coulombien, que nous traiterons dans la section III.3. De plus, le couplage de $|\hat{A}\rangle$ aux autres états produit un élargissement de l'état physique lorsque celui-ci se trouve dans le continuum du système (N-1, Z+1), conduisant à l'apparition de résonances isobariques analogues (RIA). Nous commencerons par l'étude de la largeur de ces résonances.

III.1 THEORIE DE LA LARGEUR DES RIA

Nous résumons ici la formulation développée par Auerbach et al. ⁴⁹⁾, basée sur l'utilisation d'opérateurs de projection, qui met en évidence les différentes largeurs intervenant dans le problème.

L'espace des états $|\Psi\rangle$ du système (N-1, Z+1) est décomposé formellement en 3 sous-espaces mutuellement orthogonaux, $\{A\}$, $\{P\}$ et $\{q\}$ auxquels correspondent des projecteurs A, P et q. Pour notre propos, il n'est pas nécessaire de construire explicitement ces projecteurs. Nous écrirons donc :

$$|\Psi\rangle = \hat{A}|\Psi\rangle + P|\Psi\rangle + q|\Psi\rangle \quad (III.1)$$

La composante $\hat{A}|\Psi\rangle$ est l'état analogue idéal $|\hat{A}\rangle$ introduit en (I.38) :

$$\hat{A}|\Psi\rangle = |\hat{A}\rangle = \frac{T \cdot |\pi\rangle}{\langle \pi | T_+ T_- | \pi \rangle^{1/2}} \quad (III.2)$$

L'espace $\{P\}$ est l'espace du continuum. Par exemple, il peut être engendré par l'ensemble des vecteurs d'état (dûment orthogonalisés à $|\hat{A}\rangle$) du type $a_{1jm}^+(\vec{r})|(A-1); \lambda\rangle$ où $a_{1jm}^+(\vec{r})$ crée un proton au point \vec{r} dans une onde partielle (1jm), et $|(A-1); \lambda\rangle$ désigne le noyau résiduel dans un état λ . Finalement, l'espace $\{q\}$ contient tout le reste, et l'on a par conséquent $q = 1 - (\hat{A} + P)$. L'équation $(E-H)|\Psi\rangle = 0$ devient un système d'équations couplées :

$$\begin{aligned} (E - H_{PP}) P|\Psi\rangle &= H_{PA} \hat{A}|\Psi\rangle + H_{Pq} q|\Psi\rangle \\ (E - H_{AA}) \hat{A}|\Psi\rangle &= H_{AP} P|\Psi\rangle + H_{Aq} q|\Psi\rangle \\ (E - H_{qq}) q|\Psi\rangle &= H_{qp} P|\Psi\rangle + H_{qA} \hat{A}|\Psi\rangle \end{aligned} \quad (III.3)$$

où l'on a posé $H_{AP} \equiv \hat{A}HP$, etc...

L'élimination formelle de l'espace $\{q\}$ conduit à introduire un hamiltonien effectif $\mathcal{H}(E)$ dépendant de l'énergie :

$$\mathcal{H}(E) = H + Hq \frac{1}{E + i\eta - H_{qq}} qH \equiv H + W(E) \quad (III.4)$$

où la quantité infinitésimale $i\eta$ tient compte de la possibilité de voies ouvertes dans l'espace $\{q\}$; de ce fait, \mathcal{H} n'est pas hermitique. Le système (III.3) est alors équivalent à :

$$\begin{aligned} (E - \mathcal{H}_{PP}) P|\Psi\rangle &= \mathcal{H}_{PA} \hat{A}|\Psi\rangle \\ (E - \mathcal{H}_{AA}) \hat{A}|\Psi\rangle &= \mathcal{H}_{AP} P|\Psi\rangle \end{aligned} \quad (III.5)$$

Remarquons que \mathcal{H} (plus précisément sa partie W) est une fonction variant très rapidement avec E à cause de la grande densité d'états compliqués q . Nous nous intéressons à la structure de la RIA mais non à cette structure fine qui est généralement au-delà de la résolution expérimentale. Il est donc approprié de lisser la structure fine en moyennant sur un intervalle d'énergie I grand devant l'espacement moyen des états q mais petit par rapport à la largeur de la RIA. Pour une résolution donnée, le résultat ne doit pas dépendre de la façon dont on moyenne. Il est alors commode d'adopter une moyenne Lorentzienne, car cela revient à remplacer partout $\mathcal{H}(E)$ par sa valeur déplacée dans le plan complexe, $\mathcal{H}(E + \frac{I}{2})^{(3)}$. L'opération de moyenne introduit ainsi une deuxième cause de non-hermiticité de \mathcal{H} .

Avant de résoudre (III.5) nous devons préciser les conditions aux limites. Nous noterons par $c \equiv \{(ljm) \otimes \lambda\}_{JM}$ l'ensemble des nombres quantiques définissant une voie. La solution particulière $P|\Psi_c^{(+)}\rangle$ de (III.5) correspondant à une onde entrante dans la voie c et à des ondes sortantes dans toutes les voies ouvertes vérifie l'équation intégrale :

$$P|\Psi_c^{(+)}\rangle = |\Phi_c^{(+)}\rangle + \frac{1}{E^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}} \mathcal{H}_{PA} \frac{1}{E^{(+)} - \mathcal{H}_{AA}} \mathcal{H}_{AP} P|\Psi_c^{(+)}\rangle \quad (III.6)$$

où $E^{(+)} \equiv E + i\eta$, et $|\Phi_c^{(+)}\rangle$ est solution de l'équation homogène :

$$(E - \mathcal{H}_{PP})|\Phi_c^{(+)}\rangle = 0 \quad (III.7)$$

Le comportement asymptotique de $|\Phi_c^{(+)}\rangle$ définit une amplitude de transition ($c \rightarrow c'$) qui par construction varie lentement avec E et que nous dénoterons par $T_{c'c}^{opt}$. Une simple application du "théorème des 2 potentiels" ¹⁾ nous donne l'amplitude de transition complète à partir de (III.6) :

$$T_{c'c} = T_{c'c}^{opt} + \langle \tilde{\Phi}_{c'}^{(+)} | \mathcal{H}_{PA} \frac{1}{E^{(+)} - \mathcal{H}_{AA} - \mathcal{H}_{AP} \mathcal{G}_P^{(+)} \mathcal{H}_{PA}} \mathcal{H}_{AP} | \Phi_c^{(+)} \rangle \quad (III.8)$$

où $\langle \tilde{\Phi}_{c'}^{(-)} |$ est solution de l'équation hermitique conjuguée de (III.7), et où l'on a posé $\mathcal{G}_P^{(+)} \equiv [E^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}]^{-1}$.

L'amplitude $T_{c'c}$ est la somme d'un terme "optique" $T_{c'c}^{opt}$ et d'un terme résonnant. La forme du numérateur de ce dernier suggère de définir des amplitudes (complexes) d'émission γ_{Ac}^\dagger par :

$$e^{i\delta_c} \gamma_{Ac}^\dagger \equiv \langle \tilde{\Phi}_c^{(-)} | \mathcal{H} | A \rangle = \langle A | \mathcal{H} | \Phi_c^{(+)} \rangle \quad (III.9)$$

où δ_c est la partie réelle du déphasage optique. On peut montrer que la largeur d'émission Γ_{Ac}^\dagger de l'état $|A\rangle$ dans la voie c est :

$$e^{2i\varphi_c} \Gamma_{Ac}^\dagger = 2\pi (\gamma_{Ac}^\dagger)^2 \quad (III.10)$$

où φ_c est une "phase d'asymétrie" liée au fait que \mathcal{H} n'est pas hermitique. Quant au dénominateur du terme résonnant, nous l'écrivons sous la forme $E - E_R + i\frac{\Gamma}{2}$ en posant :

$$E_R - i\frac{\Gamma}{2} = \langle A | \mathcal{H} | A \rangle + \langle A | \mathcal{H}_{AP} \mathcal{G}_P^{(+)} \mathcal{H}_{PA} | A \rangle \quad (III.11)$$

où \mathcal{H} et $\mathcal{G}_P^{(+)}$ sont calculés à $E = E_R$ en supposant que l'on est dans un voisinage suffisant de la résonance, $|E - E_R| \ll \Gamma$. La relation (III.11) définit l'énergie de résonance E_R qui se trouve donc déplacée de la valeur $E_A = \langle A | H | A \rangle$ par les divers couplages, et la largeur totale Γ de la résonance. L'amplitude $T_{c'c}$ se met maintenant sous la forme familière de Breit et Wigner :

$$T_{c'c} = T_{c'c}^{opt} + e^{i(\delta_{c'} + \delta_c)} \frac{\gamma_{Ac'}^\dagger \gamma_{Ac}^\dagger}{E - E_R + i\Gamma/2} \quad (III.12)$$

Nous pouvons examiner plus en détail les diverses composantes de la largeur totale Γ , en écrivant explicitement (III.4) comme :

$$\mathcal{H} = H + \sum_q H \frac{|q\rangle\langle q|}{E + i\frac{\Gamma}{2} - E_q} H \quad (III.13)$$

ce qui conduit à :

$$\begin{aligned} -\Gamma/2 = \text{Im} \left\{ \sum_q \frac{\langle A | H | q \rangle \langle q | H | A \rangle}{E_R - E_q + i\Gamma/2} + \langle A | H \mathcal{G}_P^{(+)} H | A \rangle + 2 \sum_q \frac{\langle A | H \mathcal{G}_P^{(+)} H | q \rangle \langle q | H | A \rangle}{E_R - E_q + i\Gamma/2} \right. \\ \left. + \sum_q \frac{\langle A | H | q \rangle \langle q | H \mathcal{G}_P^{(+)} H | q \rangle \langle q | H | A \rangle}{(E_R - E_q + i\Gamma/2)^2} \right\} \equiv \text{I} + \text{II} + \text{III} + \text{IV} \end{aligned} \quad (III.14)$$

On peut distinguer 2 types de contributions à Γ :

- 1) Les processus où $|A\rangle$, étant couplé à l'espace du continuum $\{P\}$ (parfois indirectement à travers l'espace $\{q\}$), peut émettre un proton. Ils donnent lieu à une largeur d'émission Γ_{Ac}^\dagger qui est la somme des largeurs partielles Γ_{Ac}^\dagger :

$$\Gamma^\uparrow = \sum_c \Gamma_{Ac}^\uparrow \quad (\text{III.15})$$

2) Tous les autres processus où il n'y a pas d'émission de protons, mais où l'état $|A\rangle$ se dissout dans les états compliqués q . La somme de ces contributions est appelée largeur d'étalement Γ^\downarrow , et l'on a :

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow \quad (\text{III.16})$$

Les 4 termes de (III.14) sont illustrés par la Figure 1, où l'on a représenté par des flèches les couplages à travers H , et par des pointillés les couplages entre les espaces $\{P\}$ et $\{q\}$ toujours présents dans les propagateurs $\mathcal{G}_P^{(+)}$:

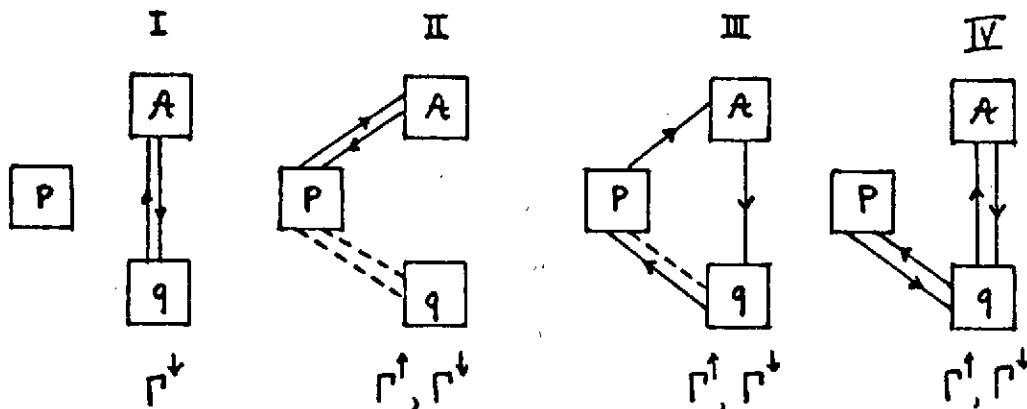


Figure 1

III.2 EVALUATION DE Γ^\uparrow ET Γ^\downarrow

Dans la plupart des termes de l'expression (III.14) apparaissent des éléments de matrice du type $\langle q|H|A\rangle$. Avec la définition (III.2) de l'état $|A\rangle$, on voit que ces éléments de matrice sont :

$$\begin{aligned} \langle q|H|A\rangle &= \frac{\langle q|[H, T_-]|\pi\rangle}{\langle \pi|T_+T_-|\pi\rangle^{1/2}} \\ &= \frac{\langle q|[V_c, T_-]|\pi\rangle}{\langle \pi|T_+T_-|\pi\rangle^{1/2}} \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

où la deuxième égalité est obtenue en supposant que la seule composante de H non-invariante d'isospin provient des forces coulombiennes V_c . Si l'on remplace celles-ci par la partie à un corps $V_c^{(1)}$ (cf. eq. (I.41)) qui est la plus importante, le commutateur $[V_c, T_-]$ n'est autre que l'opérateur isovecteur monopolaire M_{-1} défini en (I.42). Ce résultat appelle les remarques suivantes :

1) Les forces nucléaires, qui ne violent que faiblement l'invariance d'isospin, ne contribuent pratiquement pas à la largeur des RIA. L'élargissement n'est dû qu'aux forces coulombiennes,

et l'on doit s'attendre par conséquent à des largeurs beaucoup plus faibles pour les RIA que pour les résonances géantes habituelles ⁵⁰⁾ pour lesquelles aucune règle de sélection d'isospin ne vient inhiber l'effet des forces nucléaires sur leur largeur d'étalement. On a ici un exemple de la "validité dynamique" de l'isospin évoquée dans la section I-3.

2) Parmi les états compliqués $|q\rangle$ du système $(N-1, Z+1)$, c'est l'état isovecteur monopolaire

$|M_{-1}\rangle$ (cf. eq. (I.42)) qui joue un rôle prépondérant. Plus précisément, c'est la composante $T = T_0 - 1$ de la résonance isovecteur monopolaire dans le noyau analogue $(N-1, Z+1)$ qui est importante lorsque le noyau parent possède un excès de neutrons appréciable. Ceci est dû au facteur purement géométrique contenu dans les éléments de matrice $\langle q; T, T_0 - 1 | [V_c, T_-] | \pi \rangle$ comme le montre la Figure 2 :

$$\begin{array}{ccc}
 \text{-----} & \frac{T}{T_0 + 1} & \text{facteur} \\
 & & [(T_0 + 1)(2T_0 + 1)(2T_0 + 3)]^{-\frac{1}{2}} \\
 \\
 \text{-----} & T_0 & [(T_0 + 1)(2T_0 + 1)]^{-\frac{1}{2}} \\
 \\
 \text{-----} & T_0 - 1 & [2T_0 + 1]^{-\frac{1}{2}} \\
 (N-1, Z+1) & & \\
 T_2 = T_0 - 1 & &
 \end{array}$$

Figure 2

3) Dans les noyaux légers, les états anti-analogues $|T = T_0 - 1, T_z = T_0 - 1\rangle$ (cf. section I-3) jouent également un rôle important dans la largeur des RIA ¹²⁾. Dans les noyaux lourds, ce rôle devient négligeable devant celui de la résonance isovecteur monopolaire.

Le calcul des largeurs Γ^\uparrow et Γ^\downarrow basé sur l'expression (III.14) a été effectué par Auerbach ¹²⁾ dans le cas de la résonance analogue du fondamental du ^{208}Pb . Expérimentalement, cette RIA apparaît comme une excitation $J^\pi = 0^+$ dans le spectre du ^{208}Bi , à une énergie $E_R = 18.9$ MeV au-dessus du fondamental du ^{208}Pb avec une largeur $\Gamma_{\text{total}}^{\text{exp}} \approx (250-300)\text{keV}$. L'état parent $|\pi\rangle$ correspond à une troisième composante d'isospin $T_0 = \frac{N-Z}{2} = 22$ et son isospin est $T = T_0$. Dans l'image la plus simple, $|\pi\rangle$ est formé des couches fermées remplies, $|\mathcal{A}\rangle$ est une superposition de configurations particule (proton)-trou (neutron) bâties sur les sous-couches de valence, ce que nous schématisons par la Figure 3 :

$$|\pi\rangle = \left| \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \right\rangle, \quad |A\rangle = \frac{1}{N-Z} \sum_i \sqrt{2j_i+1} \left| \begin{array}{|c|c|} \hline \square & \square \\ \hline \end{array} \right\rangle_{j_i}$$

Figure 3

Dans l'expression (III.14) on ne retient dans les sommes sur q qu'un seul état, la composante $T = T_0 - 1$ de l'état isovecteur monopolaire $|M_{-1}\rangle$ dans le ^{208}Bi . Son énergie peut s'exprimer comme :

$$E_M - E_\pi \approx 2\hbar\omega + \Delta V - U_1 \left(\frac{N-Z}{A} \right) \quad (\text{III.18})$$

où le premier terme représente l'énergie non perturbée particule-trou, ΔV le déplacement collectif (positif, s'agissant d'un mode isovecteur) dû à l'interaction résiduelle et dont la grandeur est de l'ordre de $2\hbar\omega^{17)}$, tandis que le troisième terme tient compte du splitting des différentes composantes d'isospin de l'état monopolaire ($U_1 \approx 55$ MeV). La densité de transition monopolaire, qui entre dans l'évaluation des éléments de matrice $\langle q|M_{-1}|\pi\rangle$, est prise de la forme :

$$\delta\rho(r) \approx 3\rho(r) + r \frac{d\rho}{dr} \quad (\text{III.19})$$

Cette forme découle du modèle macroscopique de Tassie⁵¹⁾ et reproduit assez bien la densité de transition microscopique calculée en RPA⁵²⁾.

Nous reproduisons dans la Table 1 les résultats (en keV) de la référence ¹²⁾ :

Terme	Γ^\uparrow	Γ^\downarrow	$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow$
I		50.	50.
II	162.	660.	822.
III	-33.	-606.	-639.
IV			144.
total			375

Table 1

On remarque que les différents termes de (III.14) donnent lieu à d'importantes compensations et qu'on ne peut a priori négliger aucun d'entre eux. La largeur totale ainsi obtenue est en assez bon accord avec la valeur expérimentale citée plus haut. Dans la réf.¹²⁾, on trouve aussi que les facteurs spectroscopiques, définis come $S_{lj} = \Gamma_{lj}^{\uparrow(\text{exp})} / \Gamma_{lj}^{\uparrow(\text{calc.})}$, sont de l'ordre de 1.

On peut aussi mentionner d'autres exemples d'évaluation de Γ^\uparrow et Γ^\downarrow qui n'introduisent pas

au départ un état analogue idéal $|A\rangle$ comme nous l'avons fait jusqu'ici. Une première approche consiste à calculer dans le cadre d'un modèle microscopique tel que Tamm-Dancoff (TDA) ou RPA le spectre des états isovecteurs $J^\pi = 0^+$ du noyau analogue $(N-1, Z+1)$. L'espace étant limité à 1 particule-1 trou on ne peut rien dire sur les effets d'étalement, c'est-à-dire sur Γ^\downarrow . Par contre, il est possible d'inclure exactement le continuum à 1 particule, ce qui conduit à une distribution continue de l'intensité monopolaire isovecteur. La Figure 4 montre un exemple d'une telle distribution ⁵³⁾ obtenue en TDA dans le noyau ^{208}Pb , le seul ingrédient du calcul étant une force effective de Skyrme (SIII).

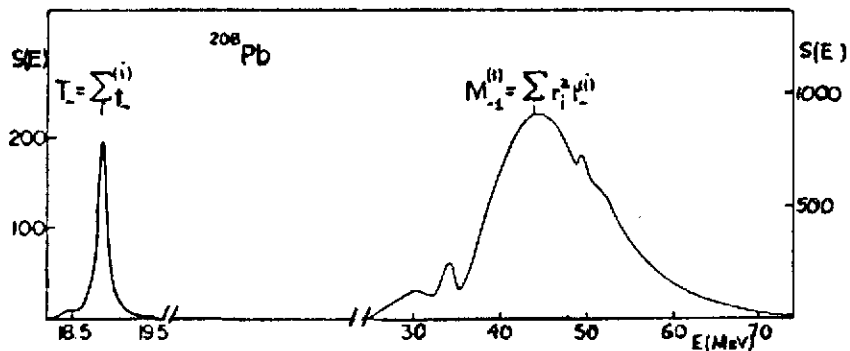


Figure 4

Vers 19 MeV apparaît un état étroit qui est la RIA du fondamental du ^{208}Pb , et à plus haute énergie une résonance large contient les trois composantes d'isospin de la résonance isovecteur monopolaire. Si l'on identifie la largeur de la structure étroite à la largeur d'émission, ce qui semble justifié lorsque l'on a un état isolé ⁵⁴⁾, on trouve $\Gamma^{\uparrow(\text{calc.})} \approx 100 \text{ keV}$; ce résultat est en bon accord avec la valeur mesurée.

Une autre approche a été utilisée par Adachi et Yoshida ⁵⁵⁾ qui s'intéressent plus spécialement aux effets d'étalement. Ils incluent dans l'espace de configurations de l'approximation TDA les états à 1 particule-1 trou (ph) et 2 particules-2 trous (2p2h) mais en négligeant, pour des raisons de simplicité, les interactions entre les configurations 2p2h. Le problème revient alors à diagonaliser dans l'espace {ph} le hamiltonien effectif :

$$\mathcal{H}_{pR, p'R'} = \delta_{pp'} \delta_{RR'} (\epsilon_p - \epsilon_R) + \langle pR | V | p'R' \rangle - \frac{i}{2} \Gamma_{pR, p'R'} \quad (111.20)$$

où

$$\Gamma_{pR, p'R'}(E) = 2 \int_m \sum_{(2p2h)} \frac{\langle pR | V | 2p2h \rangle \langle 2p2h | V | p'R' \rangle}{E_{2p2h} - E - iI/2} \quad (111.21)$$

Dans le cas de l'état analogue du fondamental du ^{208}Pb et en utilisant une force de Skyrme, on trouve $\Gamma^{\uparrow} \approx 170 \text{ keV}$ c'est-à-dire un résultat comparable à la valeur expérimentale.

III.3 DEPLACEMENTS COULOMBIENS

Nous allons maintenant examiner le problème de l'énergie des états isobariques analogues, et plus généralement des RIA. Nous avons mentionné plus haut que la différence d'énergie $E_R - E_{\pi}$ entre l'état analogue physique et son état parent constitue ce qu'on appelle le déplacement d'énergie coulombienne (DEC) déjà rencontré au chapitre II, ou plus brièvement déplacement coulombien. Il est clair que le formalisme général esquissé dans la section III-1 permet d'étudier aussi bien les déplacements coulombiens que les largeurs des RIA, puisque $E_R - E_{\pi}$ et $-\Gamma/2$ sont les parties réelle et imaginaire d'une même quantité (cf. eq.(III-11)). Ce formalisme est bien adapté à l'étude des RIA dans les noyaux lourds. Cependant, l'effervescence autour de la question des déplacements coulombiens trouve son origine dans la difficulté d'expliquer les mesures principalement faites sur les noyaux miroirs. Aussi commencerons nous par ce cas, pour lequel une approche moins générale peut aussi être adoptée.

III.3.1 L'anomalie de Nolen-Schiffer

Expérimentalement, les énergies de liaison de nombreux états parents et de leurs analogues sont connues avec une très bonne précision (cf. chapitre II), en particulier pour les paires de noyaux miroirs ($N = Z+1, Z$) et ($N-1, Z+1$). L'image la plus simple de l'état parent $|\pi\rangle$ et de son analogue idéal $|A\rangle$ est représentée par la Figure 3 : $|\pi\rangle$ correspond à un certain nombre d'états individuels remplis, $|A\rangle$ est une superposition de configurations particule-trou compatibles avec le principe de Pauli. Dans le cas des noyaux miroirs, l'excès de neutrons dans $|\pi\rangle$ se réduit à un seul état individuel. Naturellement, l'état analogue physique est plus complexe que l'état $|A\rangle$ de la Figure 3. En effet, les cœurs formés de Z protons et Z neutrons ne sont pas forcément identiques dans les deux noyaux (N, Z) et ($N-1, Z+1$) ; on peut aussi avoir des configurations où le trou est dans le cœur. Un exemple concret, pour fixer les idées, est celui où $|\pi\rangle$ est le fondamental du ^{41}Ca ($N = 21, Z = 20$) tandis que son analogue physique est le fondamental du ^{41}Sc ($N = 20, Z = 21$).

Partant de cette image simple, Nolen et Schiffer⁵⁶⁾ ont analysé les déplacements coulombiens ΔE_c d'une variété de noyaux et les ont exprimés sous la forme :

$$\Delta E_c = \Delta_D + \Delta_E + \text{corrections} \quad . \quad (III.22)$$

Dans cette expression, Δ_D est la contribution direct de Coulomb ; c'est la partie dominante de ΔE_c (plus de 90% du total) et elle s'écrit :

$$\begin{aligned} \Delta_D &= \int \rho_{ex}(\vec{r}) d^3r \int \rho_c(\vec{r}') \frac{e^2}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3r' \\ &= \int \rho_{ex}(\vec{r}) V_c(\vec{r}) d^3r \end{aligned} \quad (III.23)$$

où $\rho_c(\vec{r})$ est la densité de charge de l'état parent, $V_c(\vec{r})$ le potentiel de Coulomb direct créé par ρ_c , et $\rho_{exc}(\vec{r})$ est la densité de l'excès de neutrons dans $|\pi\rangle$. Il faut bien noter que si ρ_n et ρ_p sont les vraies distributions de neutrons et de protons dans $|\pi\rangle$, ρ_{exc} n'est pas égal à $\rho_n - \rho_p$ car la distribution des protons et celle des Z premiers neutrons ne sont pas identiques. Le terme Δ_E de (III.22) correspond à la contribution d'échange de Coulomb. Elle peut se calculer facilement et nous ne donnerons pas son expression ; cette contribution est négative et représente de l'ordre de 6% de Δ_D dans la région A = 16 et 2% dans la région A = 208.

Il y a de nombreux termes correctifs regroupés sous l'appellation "corrections" dans (III.22). Certains peuvent être calculés avec précision, d'autres sont simplement estimés⁵⁶⁾. La somme de ces termes, sans être grande, n'est pas négligeable à la précision où l'on travaille. Nous donnons dans la Table 2 la liste de ces corrections et leur signe.

Si par bonheur un calcul soigneux de (III.22) permettait de reproduire les valeurs expérimentales de ΔE_c , on disposerait alors d'un outil puissant pour étudier la distribution ρ_{exc} des neutrons en excès dans les noyaux, puisque $\rho_c(\vec{r})$ est par ailleurs très bien mesuré en diffusion élastique d'électrons. Nolen et Schiffer⁵⁶⁾ ont calculé (III.22) pour des paires miroirs,

Corrections	Signe
Thomas-Ehrmann shift	-
Couplage à T_c	+
Cœur analogue ≠ cœur parent	+
Impureté d'isospin	+
Corrélations	+
Spin-orbite électromagnétique	+ ou -

Table 2

utilisant pour modèle des puits de potentiel de type Woods-Saxon ajustés pour reproduire d'une part le rayon carré moyen de charge r_c de ces noyaux, d'autre part l'énergie de liaison du dernier nucléon. Avec un choix raisonnable du rayon et de la diffusivité des potentiels ($R = (1.27 - 1.32)A^{1/3}$ fm, $a = (0.50-0.65)$ fm), on trouve les résultats montrés dans la Table 3. Le désaccord avec l'expérience est flagrant, et constitue ce qu'il est convenu d'appeler l'anomalie

Noyaux	$E_c^{calc.}$ (MeV)	$E_c^{exp.}$ (MeV)	différence (%)
$^{13}_C - ^{13}_N$	2.79	3.00	7
$^{17}_O - ^{17}_F$	3.23	3.54	9
$^{49}_{Si} - ^{29}_P$	5.53	5.73	4
$^{33}_S - ^{33}_{Cl}$	6.11	6.35	4
$^{41}_{Ca} - ^{41}_{Sc}$	6.66	7.28	9

Table 3

de Nolen-Schiffer : si l'on calcule les fonctions d'onde de l'excès de neutrons en utilisant un puits de potentiel (de Woods-Saxon) ajusté pour reproduire le rayon de charge expérimental r_c , on sous-estime considérablement le déplacement coulombien ΔE_c .

L'examen du terme dominant Δ_D (cf. eq. (III.23)) montre que pour augmenter sa valeur, $\rho_c(\vec{r})$ étant fixé (ceci est imposé par la diffusion élastique expérimentale d'électrons), il faut que la distribution $\rho_{exc}(\vec{r})$ soit en moyenne plus à l'intérieur. En appelant r_{exc} le rayon carré moyen de ρ_{exc} , on trouve la règle empirique suivante ⁵⁶⁾, valable pour $\rho_c(\vec{r})$ fixé et pour des puits de Woods-Saxon :

$$\frac{\delta(\Delta_D)}{\Delta_D} \approx -\frac{1}{2} \frac{\delta(r_{exc})}{r_{exc}} \quad (III.24)$$

Par conséquent, si l'on veut forcer l'accord entre $\Delta E_c^{calc.}$ et ΔE_c^{exp} en jouant uniquement sur ρ_{exc} , on voit que r_{exc} devra être notablement réduit. La Table 4 donne les valeurs ⁵⁶⁾ du rapport $r_{exc}/r_{cœur}$ (où $r_{cœur}$ est le rayon carré moyen du cœur formé par les Z premiers neutrons) pour les deux choix suivants : 1) ρ_{exc} est calculé dans le même potentiel que ρ_c (colonne "Woods-Saxon", correspondant aux résultats de la Table 3) ; 2) ρ_{exc} est calculé dans un potentiel ajusté pour que $\Delta E_c^{calc} = \Delta E_c^{exp}$ (colonne "expérimental"). On voit que les valeurs requises pour r_{exc} , si l'on veut reproduire ΔE_c^{exp} , sont bien plus faibles que celles prédites par un simple modèle en couches. Ainsi, l'analyse de Nolen et Schiffer tendrait à indiquer que l'excès de neutrons serait davantage à l'intérieur et que la "peau de neutrons" serait nettement plus mince que ce à quoi l'on s'attend sur la base du modèle en couches. Mais alors, il devient très difficile de

Noyau parent	$r_{exc}/r_{cœur}$		Différence(%)
	Woods-Saxon	"Expérimental"	
$^{13}_C$	1.23	1.14	8
$^{17}_O$	1.37	1.15	19
$^{29}_{Si}$	1.27	1.13	12
$^{33}_S$	1.12	1.06	6
$^{41}_{Ca}$	1.24	1.03	20
$^{48}_{Ca}$	1.23	1.06	16
$^{62}_{Ni}$	1.17	1.05	11
$^{120}_{Sn}$	1.18	1.05	12
$^{208}_{Pb}$	1.14	1.08	6

Table 4

comprendre pourquoi des modèles élaborés, tels que Hartree-Fock, qui rendent bien compte de la distribution des protons ⁵⁷⁾ auraient plus de problèmes avec celle des neutrons. Il semble donc nécessaire de réexaminer les termes correctifs de l'éq.(III.22) avant de jouer artificiellement avec Δ_D .

III.3.2 Réexamen du cas des noyaux miroirs

Nous nous concentrerons à titre d'exemple sur la paire ^{41}Ca - ^{41}Sc . Nous allons décrire 3 approches différentes ⁵⁸⁾ conduisant à des résultats en excellent accord entre eux et réduisant quelque peu le désaccord théorie-expérience de la ref. ⁵⁶⁾.

A) Méthode "à la Nolen-Schiffer"

Les contributions purement coulombiennes Δ_D et Δ_E sont calculées avec des fonctions d'onde HF. L'application est faite avec la force de Skyrme SIII qui donne de bonnes densités de charge ⁵⁷⁾. Les valeurs de Δ_D et Δ_E sont peu différentes de celles obtenues avec un puits de Woods-Saxon.

Un terme important de correction δ qui ne figure pas parmi ceux de la ref. ⁵⁶⁾ provient de l'effet suivant, discuté par Kahana et Weneser ⁵⁹⁾ : du fait que dans le noyau parent ρ_p n'est pas identique à $\rho_n^{(\text{cœur})}$, les potentiels moyens V_n et V_p ressentis respectivement par le dernier neutron dans le noyau parent et par le dernier proton dans le noyau analogue seront aussi différents. La correction δ à Δ_E sera donc :

$$\delta = \int [V_p(r) - V_n(r)] \rho_{\text{exc}}(r) d^3r \quad (\text{III.25})$$

Pour des noyaux miroirs, ρ_{exc} est simplement le carré de la fonction d'onde du dernier neutron dans le noyau parent (1f7/2 pour $A = 41$). La Figure 5 illustre les diverses quantités apparaissant dans (III.25) pour le système $A = 41$, pour lequel δ est positif. Pour le système $A = 39$, δ serait négatif car $V_p - V_n$ est peu changé tandis que ρ_{exc} se trouve plus à l'intérieur, s'agissant d'une orbitale 1d3/2. En pratique δ peut être calculé avec des fonctions d'onde HF.

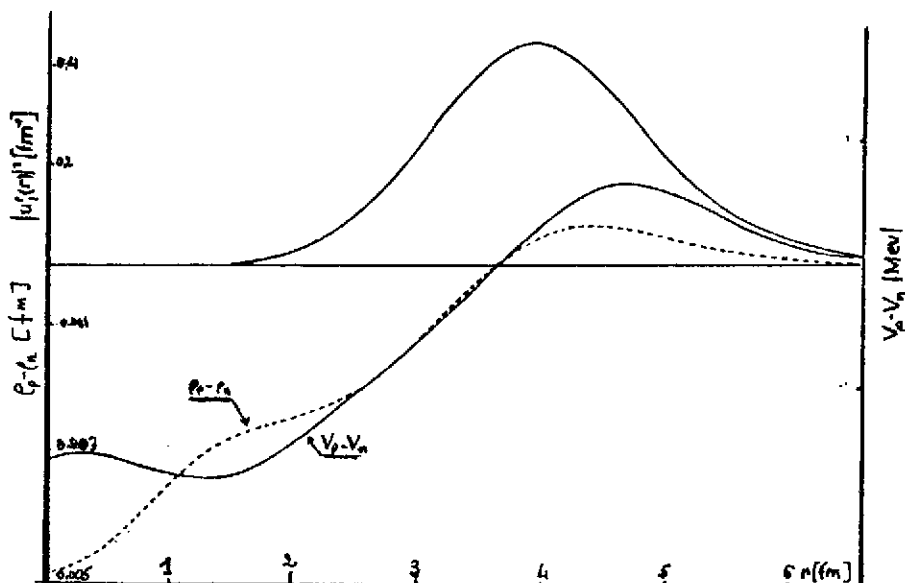


Figure 5

Il y a ensuite de nombreuses corrections, certaines d'entre elles ayant déjà été prises en compte dans la ref.⁵⁶⁾, mais qu'on peut réévaluer plus soigneusement^{12,58)}. Elles peuvent être positives (corrélations à courte portée, effet dynamique de $M_p - M_n$, polarisation du vide) ou négatives (taille finie des protons) ou de signe variant avec l'état (spin-orbite électromagnétique). Leur somme δ' est montrée dans la Table 5 pour quelques paires miroirs.

Noyaux	$^{15}_N - ^{15}_O$	$^{17}_O - ^{17}_F$	$^{39}_K - ^{39}_{Ca}$	$^{41}_{Ca} - ^{41}_{Sc}$
δ' (keV)	130.	0.	210.	10.

Table 5

Dans la Table 6 sont présentés les résultats (en MeV) calculés avec la force SIII pour les systèmes $A = 39$ et $A = 41$.

Noyaux	$^{39}_K - ^{39}_{Ca}$	$^{41}_{Ca} - ^{41}_{Sc}$
$\Delta_D + \Delta_E$	6.94	6.83
δ	-0.13	0.18
δ'	0.21	0.01
$\Delta E_c^{calc.}$	7.02	7.02
ΔE_c^{exp}	7.30	7.28
exp-calc.	0.28(3.8%)	0.26(3.6%)

Table 6

B) Approche Hartree-Fock

Puisque le déplacement coulombien ΔE_c n'est autre que la différence entre les énergies des états analogue physique et parent, il peut être calculé par comparaison des énergies HF lorsque ces états sont tous deux des fondamentaux. Ceci est le cas par exemple pour la paire $^{41}_{Ca} - ^{41}_{Sc}$. Mis à part certaines corrections qui ne sont évidemment pas incluses dans le calcul HF, la majeure contribution à ΔE_c sera :

$$\Delta_{HF} = E_{HF}(^{41}_{Sc}) - E_{HF}(^{41}_{Ca}) \quad (III.26)$$

Pour obtenir l'énergie HF de chaque noyau impair, on est obligé de recourir à l'approximation de remplissage pour garder la symétrie sphérique du noyau et n'avoir ainsi que des calculs simples. Cette approximation consiste à écrire les densités en fonction des fonctions d'onde individuelles $\varphi_i(\vec{r})$ sous la forme :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_i n_i |\varphi_i(\vec{r})|^2 \quad (III.27)$$

où $n_i = 1$ pour les sous-couches remplies et $n_i = 1/(2j_i+1)$ pour chaque sous-état magnétique dans la dernière orbite. Ceci introduit cependant une énergie d'interaction spurieuse entre les nucléons fictifs de la dernière orbite, énergie qu'il est important d'estimer et d'enlever vu le degré de précision recherché. Par chance, l'énergie spurieuse d'origine nucléaire se retrouve aussi bien dans le parent que l'analogue et s'élimine donc d'elle-même dans la différence (III.26). Il reste seulement à évaluer celle d'origine coulombienne qui n'est présente que dans le noyau analogue :

$$E_{\text{spurieux}} = \frac{1}{(2j_i+1)^2} \sum_{m,m'} \langle j_i m, j_i m' | \frac{e^2}{|r_1 - r_2|} | j_i m, j_i m' \rangle \quad (\text{III.28})$$

où j_i désigne la dernière orbite (1f7/2 pour le ^{41}Sc). Avec la force SIII, on trouve $E_{\text{spurieux}} = 170$ keV dans le ^{41}Sc . On tiendra compte de cette énergie pour le calcul de Δ_{HF} .

Dans cette approche, il n'y a pas lieu d'ajouter la correction δ évoquée plus haut car elle est automatiquement incluse dans Δ_{HF} ⁶⁰. Par contre, toutes les corrections regroupées sous la dénomination δ' doivent être rajoutées à Δ_{HF} , et c'est $\Delta_{\text{HF}} + \delta'$ qui doit être comparé à ΔE_c . Avec la force SIII, on trouve $\Delta_{\text{HF}} + \delta' = 7.01$ MeV pour la paire $^{41}\text{Ca}-^{41}\text{Sc}$, à comparer avec les valeurs de la Table 6.

C) Approche basée sur la théorie des RIA

Le formalisme établi dans la section III-1 peut être appliqué pour obtenir l'énergie de l'état analogue physique (cf. eq.(III.11)). Dans le cas des noyaux miroirs, l'expression générale se simplifie car l'état analogue n'est pas dans le continuum (c'est même un fondamental) et on n'a pas à introduire le couplage à l'espace $\{P\}$. A partir de (III.11) et en rajoutant de nouveau les corrections δ' qui n'étaient pas encore introduites, on obtient :

$$\Delta E_c = \langle A | H | A \rangle - \langle \pi | H | \pi \rangle + \sum_q \frac{|\langle A | H | q \rangle|^2}{E_A - E_q} + \delta' \quad (\text{III.29})$$

La différence $\langle A | H | A \rangle - \langle \pi | H | \pi \rangle$ peut se calculer sans difficulté en prenant pour $|\pi\rangle$ le fondamental de HF. En effet,

$$\begin{aligned} \langle A | H | A \rangle - \langle \pi | H | \pi \rangle &= \frac{1}{\langle \pi | T_+ T_- | \pi \rangle^{1/2}} \left\{ \langle \pi | [T_+, [H, T_-]] | \pi \rangle + \langle \pi | [H, T_-] T_+ | \pi \rangle \right\} \\ &\equiv \Delta_1 + \Delta_2 \end{aligned} \quad (\text{III.30})$$

Le terme Δ_1 est proportionnel à $\rho_n - \rho_p$ dans le noyau parent, et non pas à ρ_{exc} comme dans le cas du terme coulombien direct Δ_D de l'expression (III.22). Ce terme Δ_1 est donc notablement plus grand que Δ_D , mais il est compensé par le terme négatif Δ_2 .

Le troisième terme de (III.29) peut être évalué en ne retenant dans la somme sur q que l'état isovecteur monopolaire dans le noyau analogue, comme nous l'avons fait dans la section III-2 :

$$\sum_q \frac{|\langle A | H | q \rangle|^2}{E_A - E_q} \approx \frac{|\langle A | H | M_{-1} \rangle|^2}{E_A - E_M} \equiv \Delta_3 \quad (\text{III.31})$$

Les résultats ⁵⁸⁾ (en MeV) pour la paire ⁴¹Ca-⁴¹Sc sont montrés dans la Table 7.

Δ_1	Δ_2	Δ_3	δ'	total
8.11	-0.56	-0.56	0.01	7.01

Table 7 .

La conclusion de notre réexamen des noyaux miroirs est qu'il subsiste un désaccord entre théorie et expérience de l'ordre de 2 à 4% sur les déplacements coulombiens. Ce désaccord est cependant beaucoup plus faible que celui suggéré par l'analyse de Nolen et Schiffer (cf. Table 3).

III.3.3 Déplacements Coulombiens dans les noyaux moyens et lourds

Lorsque l'état parent est le fondamental d'un noyau à doubles sous-couches fermées, une bonne approche microscopique de l'état analogue consiste à calculer celui-ci comme un état RPA situé dans le noyau analogue et construit par superposition de configurations particule (proton)-trou (neutron) bâties sur l'état parent, ce que nous appellerons RPA avec échange de charge. Pour les résonances géantes habituelles, la RPA sans échange de charge est couramment utilisée avec succès pour décrire les énergies des excitations et les probabilités de transition ⁵⁰⁾. Pour les états analogues, la RPA avec échange de charge possède le très grand avantage de restaurer la symétrie d'isospin brisée de façon spurieuse par l'approximation HF ^{61,62)}. Ceci est un exemple particulier d'une propriété très générale de la RPA : celle-ci rétablit les symétries brisées par l'approximation HF (un autre exemple familier est celui du mouvement du centre de masse, en connection avec l'invariance par translation du hamiltonien).

Pour que toute non-invariance spurieuse en général, et celle d'isospin en particulier, soit éliminée par la RPA, il est très important que la RPA soit self-consistante ⁶²⁾, c'est-à-dire que le spectre HF des états à une particule et l'interaction particule-trou résiduelle soient engendrés par le même hamiltonien. Ceci peut être accompli grâce à l'existence de forces effectives dépendant de la densité, par exemple les forces de Skyrme ⁵⁷⁾. Ainsi, les états RPA sont en principe débarrassés des impuretés spurieuses et ne contiennent plus que les effets du véritable brisement de symétrie d'isospin dû aux forces coulombiennes. En pratique, cette élimination exacte doit être contrôlée en effectuant un calcul RPA avec échange de charge self-consistant dans lequel les forces coulombiennes sont absentes et en constatant que l'état analogue qui en résulte est dégénéré avec l'état parent. Ceci est numériquement difficile à réaliser et l'on doit généralement réajuster légèrement l'interaction particule-trou résiduelle.

La Table 8 montre les valeurs (en MeV) de l'énergie de l'état analogue calculées ^{12,63)} dans les noyaux ⁴⁸Ca et ⁹⁰Zr avec la force SIII et comparées aux valeurs expérimentales. On a inclus dans les valeurs calculées les corrections δ' estimées pour les noyaux en question.

Noyau parent	RPA	Exp.	Ecart
⁴⁸ Ca	6.80	7.17	5%
⁹⁰ Zr	11.45	12.0	4.6%

Table 8

Comme conclusion générale de cette section sur les déplacements coulombiens, il apparaît qu'un désaccord de l'ordre de 2 à 5 % subsiste entre la théorie et l'expérience, pour une grande variété de noyaux allant des légers aux lourds. Ce désaccord est assez constant en valeur relative, ce qui rend peu plausible son attribution à une composante non-symétrique de charge dans la force nucléaire à deux corps. En effet, cette composante serait forcément de courte portée et ne pourrait donner lieu à une correction ayant la même dépendance en A que le déplacement coulombien, ce dernier résultant principalement de la force coulombienne à longue portée. Il y a cependant d'autres corrections envisageables. En ce qui concerne les modèles nucléaires, on peut se demander ce qu'apporteraient d'autres types de corrélations en dehors de celles dûes à l'état isovecteur monopolaire sur lesquelles on s'est principalement concentré. Peut être des effets coulombiens d'ordres supérieurs doivent-ils aussi être considérés. L'influence de forces nucléaires à plusieurs corps peut aussi jouer un rôle. Enfin, il n'est pas impossible que la structure même du nucléon soit suffisamment modifiée (facteurs de forme électromagnétiques) par la présence des nucléons qui l'entourent pour que cette modification se manifeste même dans les déplacements coulombiens, mais cela reste encore à être étayé de façon quantitative avant que cette conjecture se transforme en fait établi.

CHAPITRE IV : SYMETRIE D'ISOSPIN DANS LES REACTIONS NUCLEAIRES

IV.1 DEPENDANCE EN ISOSPIN DU POTENTIEL NUCLEON-NOYAU

L'interaction d'un nucléon avec les nucléons d'un noyau est décrite par un potentiel agissant entre les centres de masse du noyau et du projectile. A une énergie donnée, le potentiel proton-noyau est plus attractif que le potentiel neutron-noyau, les évidences sont nombreuses allant des mesures de sections efficaces de diffusion élastique à celles des énergies des états à une particule⁶⁴). Quelles sont les raisons de cette différence ? Une partie de cette différence peut être attribuée à la dépendance en énergie de l'interaction nucléon-noyau en plus du terme Coulombien qui n'existe que dans le cas de l'interaction proton-noyau. On peut évaluer simplement cette différence en considérant que lors de la diffusion d'un nucléon d'énergie cinétique E sur un noyau, le potentiel U peut s'écrire :

$$U(E) = - \left| U_0 - \alpha(E + V_C) \right| (1 + \alpha)^{-1} \quad (IV.1)$$

La dépendance en énergie du potentiel U(E) est illustrée dans la Figure 1 où l'on a représenté la variation de la profondeur d'un potentiel de Woods-Saxon en fonction de l'énergie incidente décrivant la diffusion élastique p + ²⁰⁸Pb. Le meilleur accord avec les résultats expérimentaux est obtenu quand le potentiel dépend linéairement de l'énergie soit :

$$U(E) = U_0 - 0.35 E \text{ pour } 10 < E < 60 \text{ MeV} \quad (IV.2)$$

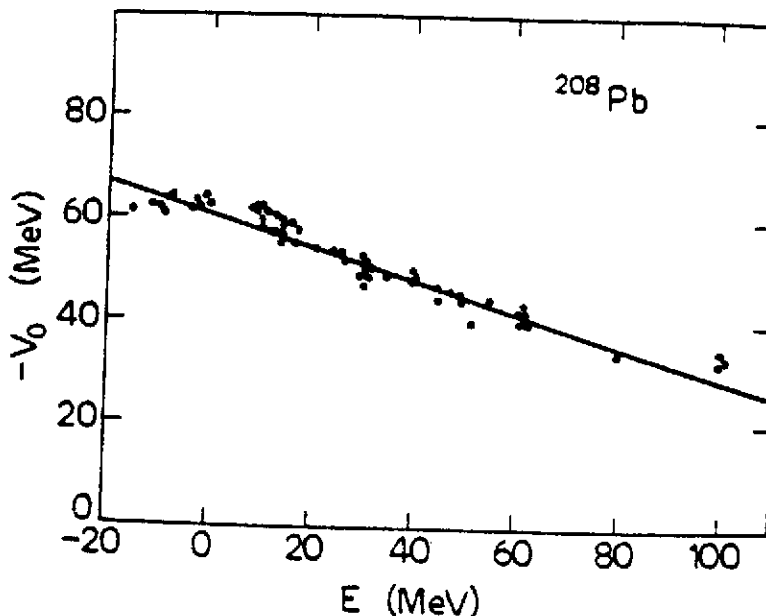


Figure 1 : Dépendance en énergie de la profondeur du potentiel de Woods-Saxon déterminé à partir de la diffusion élastique p + ²⁰⁸Pb et de la position des états liés à une particule. (Tiré de la réf. 65).

Cette dépendance en énergie est reliée à la dépendance en vitesse du potentiel et le terme d'échelle dans la formule (IV.1), $\alpha/\alpha + 1$ exprime cette dépendance.

$$\frac{\partial U(E)}{\partial E} = \frac{\alpha}{1 + \alpha} = 1 - \frac{m^*(E)}{m} \quad (IV.3)$$

où m^* est la masse effective du nucléon à l'énergie E.

La relation (IV.1) appliquée successivement à la diffusion proton-noyau et neutron-noyau conduit à une expression de la différence entre ces deux potentiels :

$$U_n(E) - U_p(E) = \frac{\alpha V_c}{\alpha + 1} \quad (IV.4)$$

Dans le cas d'une sphère uniformément chargée de charge Ze et de rayon $R_c = 1.3 A^{1/3}$ on peut écrire : $\Delta V_c(r) = U_n(E) - U_p(E) = 0.4 Z/A^{1/3}$ (MeV) (IV.4) si on prend $\alpha/\alpha + 1 = 0.35$ en identifiant les expressions (IV.2) et (IV.3).

Cependant cette différence due à la dépendance en vitesse du potentiel ne suffit pas à expliquer les résultats expérimentaux. Par exemple, pour le noyau de ^{48}Ca on trouve que $U_n - U_p = 8$ MeV alors que le terme (IV.4) vaut 2 MeV. Des études ultérieures de l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau et des analyses de diffusion élastique sur une chaîne d'isotopes (Ca) ont montré la nécessité d'introduire une dépendance en N-Z/A du potentiel nucléon-noyau. On peut dériver simplement cette dépendance en N-Z/A du potentiel nucléon-noyau et même en évaluer l'ordre de grandeur en écrivant le potentiel purement nucléaire :

$$U_p = \langle \sum_i v_{ip} \rangle \quad (IV.5)$$

où v_{ip} est l'interaction d'un proton avec le ième nucléon de la cible.

Si la densité de matière nucléaire est ρ on obtient :

$$U_p = N/A \rho v_{np} + Z/A \rho v_{pp} \quad (IV.6)$$

En posant :

$$U_0 = 1/2 \rho (\bar{V}_{pp} + \bar{V}_{np}) \text{ et } U_1 = 1/2 \rho (\bar{V}_{pp} - \bar{V}_{np}) \quad (\text{IV.7})$$

on peut écrire :

$$U_p = U_0 - \frac{(N-Z)}{A} U_1 \text{ ou encore } U_p = U_0 - \epsilon U_1 \quad (\text{IV.8})$$

avec $\epsilon = N-Z/A$ appelé paramètre d'asymétrie.

Le même raisonnement donne pour un potentiel neutron-noyau U_n la même forme que l'équation (IV.8) avec un terme U_1 de même forme et de même valeur absolue (si $\bar{V}_{nn} = \bar{V}_{pp}$) mais de signe différent :

$$U_n = U_0 + U_1 \epsilon \quad (\text{IV.9})$$

L'ordre de grandeur de U_1 peut être estimé à partir de considérations générales sur l'interaction nucléon-nucléon. Si les nucléons n'interagissent que dans des états pairs (basse énergie, onde s) on a $\bar{V}_{np} = 2\bar{V}_{pp}$ et donc $U_1/U_0 \approx -1/3$ (voir relation IV.7). Des interactions simples reproduisant les données de diffusion nucléon-nucléon à basse énergie donne $U_0 \approx -50$ MeV ce qui permet de penser qu'une valeur réaliste pour le potentiel dit de "symétrie" U_1 est d'environ 15-20 MeV.

Lane⁶⁶⁾ a montré qu'il existe une forme bien plus satisfaisante de la dépendance en isospin du potentiel :

$$U(r) = U_0(r) + 4U_1(r) t.T/A \quad (\text{IV.10})$$

utilisant un couplage isovectorielle entre les isospin t et T du nucléon et du noyau cible respectivement. Cette forme est indépendante de charge (voir Chapitre I) et les éléments diagonaux correspondant exactement au potentiel dérivé en (IV.8) et (IV.9).

$$\langle t_z = \pm 1/2, T_z = 1/2(N-Z) | U | t_z = \pm 1/2, T_z = 1/2(N-Z) \rangle = U_0 \pm U_1 \epsilon \quad (\text{IV.11})$$

La forme de ce potentiel a plusieurs conséquences importantes en réactions nucléaires :

- i) Le potentiel déduit de la diffusion nucléon-noyau à énergie incidente donnée sur des noyaux de $N-Z/A$ différent est directement proportionnelle à ϵ
- ii) A une énergie donnée et pour un noyau donné, la différence des potentiels proton-noyau et neutron-noyau est proportionnelle à $2U_1\epsilon$ (IV.11).
- iii) Dans une réaction d'échange de charge (p,n) l'opérateur induisant la transition est égale à $t \cdot T$ dont les éléments de matrice sont :

$$\langle t_z = +1/2, T_z = 1/2 (N-Z)-1 | U_1 | t_z = -1/2, T_z = 1/2(N-Z) \rangle = 2U_1(\epsilon/A)^{1/2} \quad (IV.12)$$

Ces transitions observées pour la première fois par Anderson et Wong⁴⁰⁾, représentent un moyen direct d'investigation du terme U_1 .

La relation (IV.10) a une autre conséquence importante. L'isospin T du système nucléon + cible peut prendre 2 valeurs possibles : $T \pm t = T \pm 1/2$ notés en général $T_> = T + 1/2$ et $T_< = T - 1/2$. Un état à une particule proton (ou trou de neutron) est en fait un doublet d'isospin. La différence en énergie entre ces deux configurations ($T_>$ et $T_<$) est égale à $2(2T+1)U_1/A$. Les réactions de transfert d'un nucléon (stripping de proton ou pick-up de neutron) sur des cibles de $T_z = N-Z/A > 0$ peuplent les deux composants du doublet d'isospin $T_>$ et $T_<$. La mesure de l'énergie de ces états permet d'atteindre le potentiel dépendant de l'isospin U_1 .

Jusqu'à présent nous avons montré la nécessité d'introduire un tel terme dans le potentiel d'interaction nucléon-noyau, estimé l'ordre de grandeur de son intensité et donné quelques unes de conséquences en réactions nucléaires. Nous ne savons rien de sa dépendance radiale. On peut la comparer à celle du potentiel central $U_0(r)$ dans l'hypothèse simple définie par les relations (IV.5) à (IV.7) et en supposant une interaction nucléaire v_{ip} de la forme :

$$v_{ip} = v_\alpha + v_\beta t \cdot t_i \quad (IV.13)$$

ou

$$v_\alpha = G_\alpha \int \delta(r-r') \rho_m(r') dr' \quad \text{et} \quad v_\beta = G_\beta \int \delta(r-r') \rho_m(r') dr' \quad (IV.14)$$

En approximation de portée nulle et en utilisant la relation (IV.7)

$$v_\alpha = G_\alpha \delta(r-r') \quad \text{et} \quad v_\beta = G_\beta \delta(r-r') \quad (IV.15)$$

$U_1(r)$ s'écrit :

$$U_1(r) = \left[\rho_n(r) - \rho_p(r) \right] G_\beta A/8T_z \quad (IV.16)$$

où ρ_n et ρ_p sont les densités proton et neutron respectivement. Notons que $U_1(r)$ est très sensible à toute différence entre les distributions des neutrons et des protons et donc à la dépendance radiale des fonctions ondes des orbitales occupées par l'excès de neutrons dans les noyaux lourds.

Faisons l'hypothèse que la densité p ou n peut être approximé par une fonction simple $\rho = \rho_0 f(r-R)$ ou $f(r-R) = 1$ pour $r < R$ (distribution de Fermi par exemple). Admettons que les densités proton et neutron ont la même forme mais des rayons légèrement différents soit $R = R_0 \pm \Delta R$. En développant au premier ordre l'expression (IV.16), Satchler et Teresawa⁶⁷⁾ ont trouvé les expressions suivantes pour $U_0(r)$ et $U_1(r)$:

$$U_0(r) = \left(\frac{3A}{4\pi R_0^3} \right) G_\alpha f(r-R_0) \quad (IV.17)$$

$$U_1(r) = \left(\frac{3A}{4\pi R_0^3} \right) G_\beta \left[\left(1 - \frac{3\Delta R}{\epsilon R_0} \right) f(r-r_0) - \frac{\Delta R}{\epsilon} \frac{df(r-r_0)}{dr} \right] \quad (IV.18)$$

2 cas sont intéressants :

- i) $\Delta R = 0$ $U_1(r)$ et $U_0(r)$ ont la même forme, proportionnelle à $f(r-R_0)$, ce sont des potentiels de type "volume".
- ii) Les densités protons et neutrons sont égales. Cela implique que $3\Delta R = \epsilon R_0$, le potentiel $U_1(r)$, proportionnelle à df/dr , est complètement localisé à la surface.

Nous allons examiner maintenant, les données empiriques sur ce potentiel de symétrie à partir des réactions de diffusion élastique, de transfert d'un nucléon et d'échange de charge.

IV.2 DIFFUSION ELASTIQUE NUCLEON-NOYAU ET POTENTIEL DEPENDANT DE L'ISOSPIN

Une méthode simple de détermination du potentiel de symétrie (U_1) résulte de la comparaison des potentiels déduits de l'analyse des sections efficaces de diffusion élastique neutron et proton à la même énergie. Cette différence peut s'écrire :

$$V_p(E) - V_n(E) = 2\epsilon U_1(E) + (b_0 + \epsilon b_1) \bar{U}_c \quad (IV.19)$$

avec

$$V_p(E) = \left[1 - U_c \frac{\partial}{\partial E} \right] \left[U_0(E) + \epsilon_1 U_1(E) \right] \quad (\text{IV.20})$$

$$V_n(E) = U_0(E) - \epsilon U_1(E)$$

b_0 et b_1 expriment la dépendance en énergie de $U_0(E)$ et $U_1(E)$ soit :

$$U_0(E) = U_0 - b_0 E \quad (\text{IV.21})$$

$$U_1(E) = U_1 - b_1 E$$

La différence $V_p - V_n$ est proportionnelle à 2ϵ . La Figure 2 montre les résultats de l'analyse de la diffusion nucléon + ^{208}Pb à différentes énergies⁶⁸⁾ et les profondeurs réelles et imaginaires V et W que l'on tire de ces analyses. On trouve une valeur de $U_1 = 24 \pm 4$ MeV. On peut noter aussi la très forte différence des potentiels imaginaires de surface pour les protons et les neutrons.

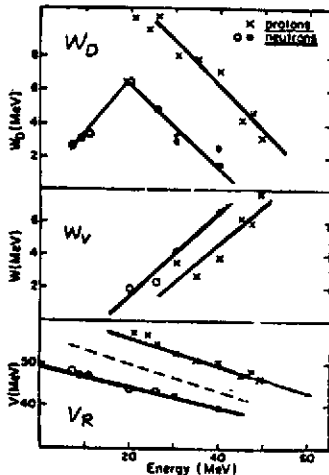


Figure 2 : Systématique des profondeurs réelles et imaginaires des potentiels neutron et proton tirés de l'analyse de la diffusion élastique nucléon + ^{208}Pb . Noter la dépendance en énergie de V et W . (Tiré de la réf. 68).

On peut obtenir les mêmes renseignements en étudiant la diffusion élastique nucléon-noyau sur une large gamme de noyaux. Cela a été entrepris, par Perey⁶⁹⁾ pour la diffusion $p + \text{noyau}$ entre $A = 27$ et 197 pour des énergies incidentes de 9 à 23 MeV, par Rosen et al.⁷⁰⁾ ($A = 16$ à 120 à $E_p = 14.5$ MeV) et par Fricke et al.⁷¹⁾ ($A = 28$ à 208 , $E_p = 30$ et 40 MeV). La Figure 3 montre le résultat de cette dernière analyse. On a reporté la variation de $(V_0 - 0.4 Z/A^{1/3})$ (correction Coulombienne déduite) en fonction de $N-Z/A = \epsilon$. Cela conduit à un terme U_1 de 26.4 MeV en accord avec la précédente détermination. Une analyse récente et complète⁷²⁾ de la diffusion élastique proton-noyau dans un domaine d'énergie beaucoup plus vaste (40 à 200 MeV) et pour des cibles allant

du ^{40}Ca au ^{208}Pb donne une dépendance en énergie du potentiel de symétrie $U_1(E) = 59(1 - 0.18 \log E_p)$ soit $U_1 = 15.5 \text{ MeV}$ à 60 MeV .

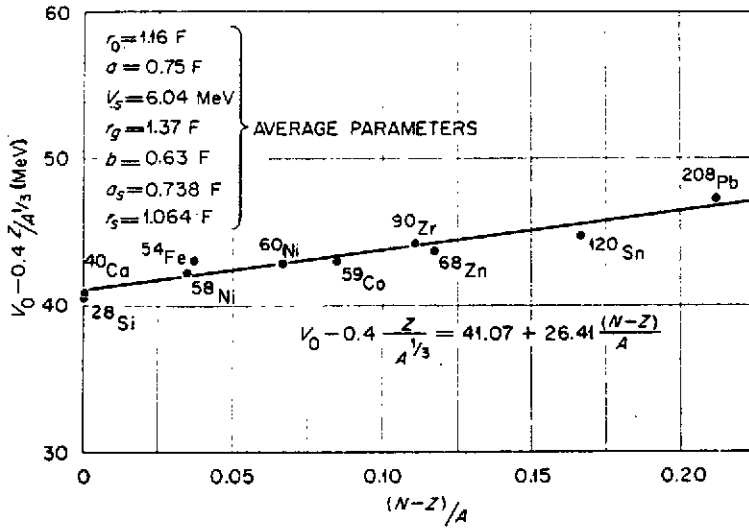


Figure 3 : Profondeur du potentiel réel déduit de l'analyse de la diffusion élastique $p + \text{noyau}$ (section efficace et polarisation) à 40 MeV en fonction de $N-Z/A$. (Tiré de la réf. 71).

Ce résultat pour des énergies de 60 à 180 MeV est comparé dans la Figure 4 à ceux discutés précédemment. Il y a un désaccord important entre les deux séries d'analyse. Cependant il

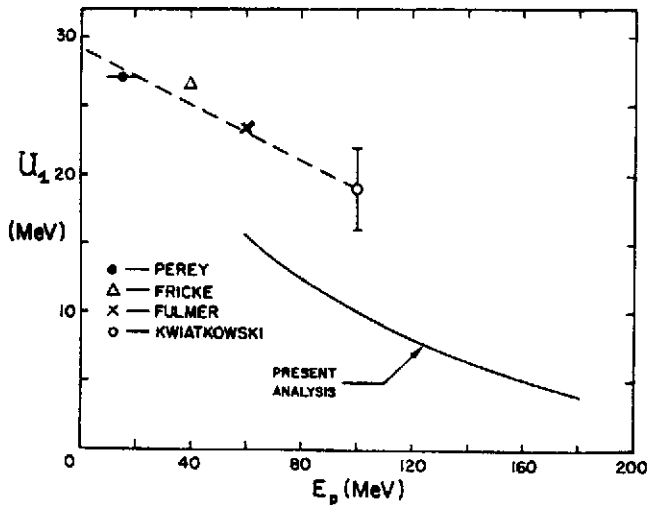


Figure 4 : Profondeur du potentiel de symétrie U_1 déduit de l'analyse de la diffusion élastique $p + \text{noyau}$ entre 80 et 200 MeV (trait plein). Les résultats des analyses précédentes (trait pointillé) sont aussi reportés. (Tiré de la réf. 72).

faut noter que l'on ne connaît pas la dépendance radiale de $U_1(r)$. Ces analyses sont donc dépendantes du modèle utilisé puisqu'elles supposent toutes que $U_1(r)$ a une forme de Woods-Saxon de volume, sans partie imaginaire (sauf dans le cas de la réf. 68), (voir figure 2) où l'on a introduit une partie imaginaire de surface et de volume $U_1(r) = U_0(r) + W_D(r) + W(r)$ pour le potentiel de symétrie).

Des modèles microscopiques du potentiel nucléon-noyau basé sur l'approximation Hartree-Fock et des interactions nucléon-nucléon effectives permettent de calculer ce potentiel de symétrie et le terme de correction coulombienne et de comparer ces prédictions aux données empiriques existantes. En supposant des distributions de Fermi pour les protons et neutrons, le potentiel nucléon-noyau déduit soit à partir d'une force de Skyrme⁷³⁾, soit à partir de l'interaction nucléon-nucléon de Reid⁷⁴⁾, à une dépendance en rayon du type $R = R_0 A^{1/3}$ avec $R_0 = 1.10 \pm 0.05 \text{ fm}^{73)}$ ou $R_0 = 1.20 \pm 0.1 \text{ fm}^{74)}$ pour tous les noyaux (du ^{40}Ca au ^{208}Pb). Ce résultat est en accord avec les données empiriques dérivées de la diffusion élastique. La diffusivité a est indépendante de la masse A et est égale à 0.55 fm , valeur qui est légèrement inférieure à celles utilisées dans les modèles phénoménologiques ($0.55 < a < 0.70 \text{ fm}$). La géométrie des potentiels microscopiques étant en accord raisonnable avec celle des potentiels empiriques, on peut comparer les résultats obtenues pour le terme Coulombien $\Delta V_C(r)$ due à la dépendance en vitesse et pour le terme de symétrie $U_1(r)$.

IV.2.1 La correction du potentiel Coulombien : $\Delta V_C(r)$

Le terme $\Delta V_C(r)$ est calculé à partir de l'expression :

$$\Delta V_C(r) \equiv \left(\frac{m^*}{m} - 1\right) V_C(r) \quad (\text{IV.22})$$

ou m^* est la masse effective du nucléon et $V_C(r)$ le potentiel Coulombien.

Les résultats obtenues pour $\Delta V_C(r)$ à partir de l'approximation Hartree-Fock et de la force de Skyrme⁷³⁾ sont présentés dans la Figure 5 pour divers noyaux de ^{16}O au ^{208}Pb . Ils peuvent être approximés par la formule $\Delta V_C(r) = 0.8 Z/A^{1/3} f(r)$ ou $f(r)$ à la même dépendance radiale que le potentiel réel. Cette paramétrisation donne un résultat qui est sensiblement deux fois plus grand que celui déduit de l'approche phénoménologique $\Delta V_C(r) = 0.4 Z/A^{1/3}$ (voir IV.4).

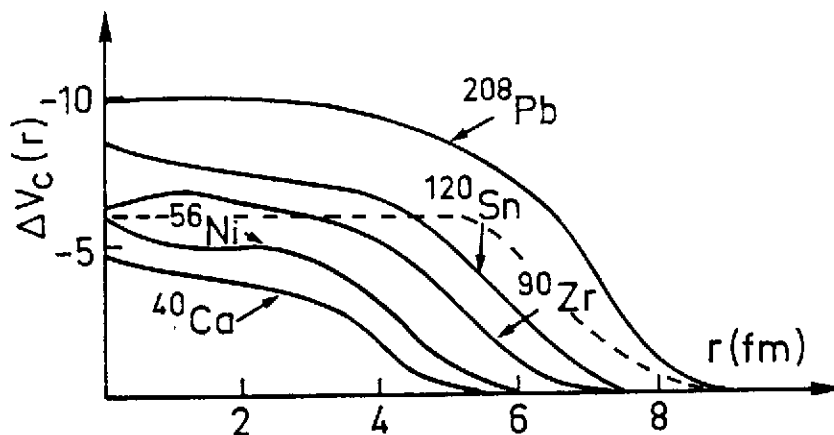


Figure 5 : Terme de correction dû au potentiel coulombien $\Delta V_c(r)$ déduit des modèles microscopiques du potentiel nucléon-noyau (^{40}Ca au ^{208}Pb). Les courbes en trait plein sont tirées de la réf. 73. La courbe en trait pointillé est déduite de l'expression empirique IV.4 pour le système $p + ^{208}\text{Pb}$.

IV.2.2 Le terme de symétrie du potentiel nucléon-noyau

Dans l'approximation Hartree-Fock avec une force de Skyrme⁷³⁾, le potentiel de symétrie peut s'exprimer directement en fonction de la différence des densités proton-neutron

$$\Delta\rho(r) = \rho_p(r) - \rho_n(r) :$$

$$U_{\uparrow}(r) \approx \frac{(b_0 - \beta E) \Delta\rho(r)}{|1 + 0.6\rho(r)|^2} \quad (\text{IV.23})$$

La forme du potentiel de symétrie devrait être égale à celle de la densité d'excès de neutrons $\Delta\rho(r)$ à l'intérieur du noyau, où $\rho(r)$ est assez constant. En surface la situation est plus compliquée du fait que le terme $|1 + 0.6\rho(r)|^2$ croît très vite avec r alors que $\Delta\rho(r)$ diminue en surface. On s'attend donc à un pic en surface. Cette situation est illustrée dans les Figures 6a et 6b. Plusieurs remarques peuvent être faites sur la forme $U_{\uparrow}(r)$ déduites de cette approche microscopique.

Alors que pour les noyaux de masse moyenne (^{48}Ca au ^{90}Zr), le potentiel de symétrie ressemble à un potentiel de surface (voir Figures 6a et 6b), pour les noyaux plus lourds on passe progressivement à un potentiel de volume avec une partie en surface beaucoup plus faible.

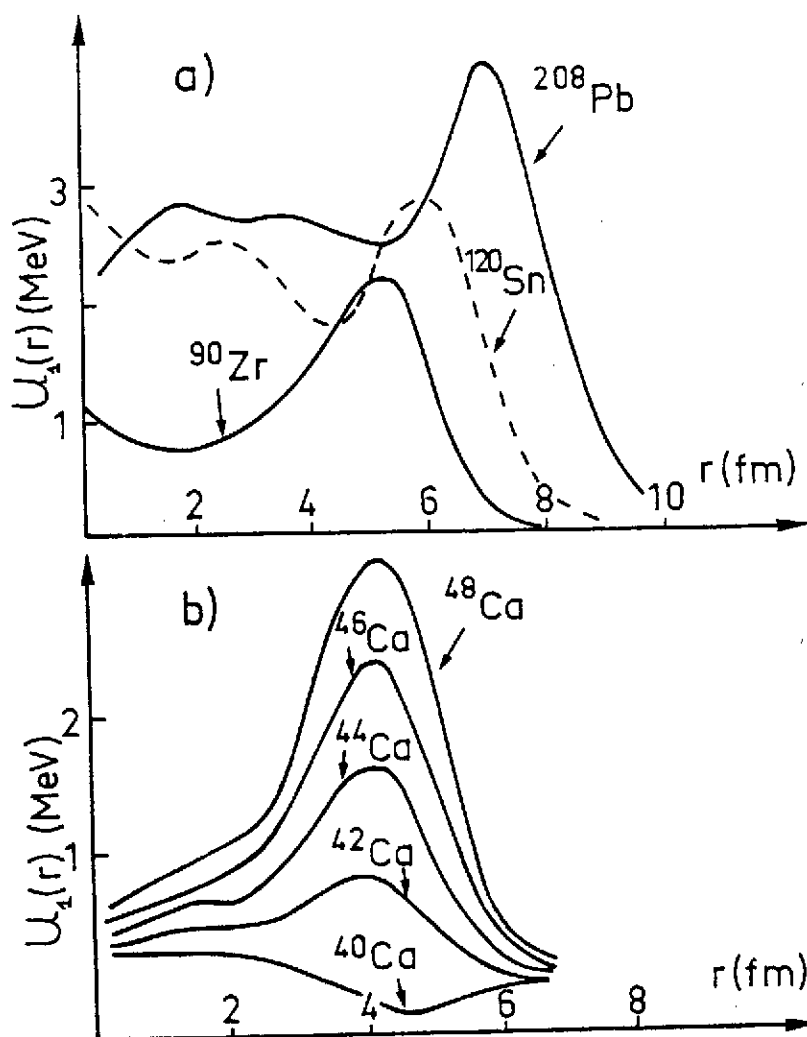


Figure 6
 a) le potentiel de symétrie $U_1(r)$ pour les noyaux ^{90}Zr , ^{120}Sn et ^{208}Pb .

b) même chose pour les isotopes du Ca

(Tiré de la réf. 73).

On peut aussi noter que même pour le ^{40}Ca ou $N = Z$, on a un terme de symétrie non nul du fait que la différence des fonctions d'onde des protons et neutrons (effet du potentiel Coulombien). Pour les noyaux de $N > Z$, la hauteur du pic de surface est proportionnelle à $(N-Z/A)$. On peut maintenant comparer ces prédictions des modèles microscopiques à celles des approches phénoménologiques dérivées essentiellement de la diffusion élastique nucléon-noyau.

Pour $U_1(r)$ cette comparaison n'a de sens que pour les noyaux lourds où le potentiel microscopique à une forme de volume. On peut alors approximer la forme théorique pour une expression du type $U_1(N-Z/A)$ (voir IV.8) avec $U_1 = 14$ MeV (^{120}Sn , ^{208}Pb). Cette valeur est à comparer à celle déduite de l'analyse de diffusion élastique $U_1 = 25$ MeV à basse énergie⁶⁴⁾ ou de $U_1 = 15$ MeV à plus haute énergie⁷²⁾. En utilisant une force de Reid, les auteurs de la référence 74 ont trouvé un potentiel de symétrie $U_1 = 11.5 - 0.1 E$ pour des neutrons d'énergie inférieure à 80 MeV.

On peut donc conclure que le potentiel de symétrie est assez mal déterminé par les études systématiques de diffusion élastique nucléon-noyau, d'une part à cause d'un manque de données sur la diffusion de neutrons à énergie élevée (> 30 MeV), d'autre part à cause du terme correctif Coulombien et enfin à cause de la prise en considération dans les analyses phénoménologiques d'uniquement une partie réelle ($W_1 = 0$).

L'analyse est donc extrêmement dépendante du modèle puisque la forme a priori adoptée pour le terme $U_1(r)$ est de volume de type Woods-Saxon alors que les modèles microscopiques semblent indiquer à la fois un potentiel beaucoup plus faible et une forme qui passe progressivement d'un potentiel de surface ($A < 90$) à un potentiel de volume ($A > 120$).

IV.3 ETATS ANALOGUES EN REACTION DE TRANSFERT D'UN NUCLEON

Ainsi que nous l'avons indiqué dans l'introduction de ce chapitre, le couplage isovecteuriel entre l'isospin du nucléon et celui de la cible dû au potentiel de symétrie (IV.10) fait qu'un état de particule de type proton ou à un trou de neutron est en fait un doublet d'isospin total: T_+ ou état analogue et T_- ou état antianalogue. Pour des noyaux de masse comprise entre 12 et 208, les états analogues ont été étudiés en utilisant les réactions de diffusion ou de capture résonance (chapitre III). Cette méthode est limitée, par la faible pénétrabilité des protons, aux RIA de $\ell = 0, 1, 2$ ($16 < A < 90$) $\ell = 3, 4$ ($90 < A < 208$). Les RIA correspondents aux orbitales de haut spin sont difficilement détectables dans la fonction d'excitation.

Enfin la capture "résonante" de proton ne s'applique qu'aux états analogues du type proton + coeur (voir Figure 7). En effet l'état analogue de trou ($p^{-1} \otimes C$ voir Figure 7) est un état lié du système $n^{-1} \otimes C$ et ne peut être excité qu'au moyen d'une réaction de pick-up de neutron. Les fonctions d'ondes des états analogues de particule et de trou sont représentées dans la Figure 7.

A une énergie incidente suffisamment élevée, les états analogues de haut moment angulaire peuvent être peuplés par des réactions de stripping d'un proton, e.g. (${}^3\text{He}, d$), (α, t) par l'intermédiaire du terme $p \otimes C$ de leur fonction d'onde (voir Figure 7). De la même manière les états analogues de trou peuvent être excités dans des réactions de pick-up d'un neutron, e.g. (p, d), (${}^3\text{He}, \alpha$) etc... par l'intermédiaire du terme $n^{-1} \otimes C$ de leur fonction d'onde. L'accès à des faisceaux de particules légères de haute énergie et de bonne résolution associé à des spectromètres magnétiques de large bande en moment a permis de mettre en évidence de tels états dans tous les noyaux moyens et lourds ($40 < A < 208$)^{75,76}.

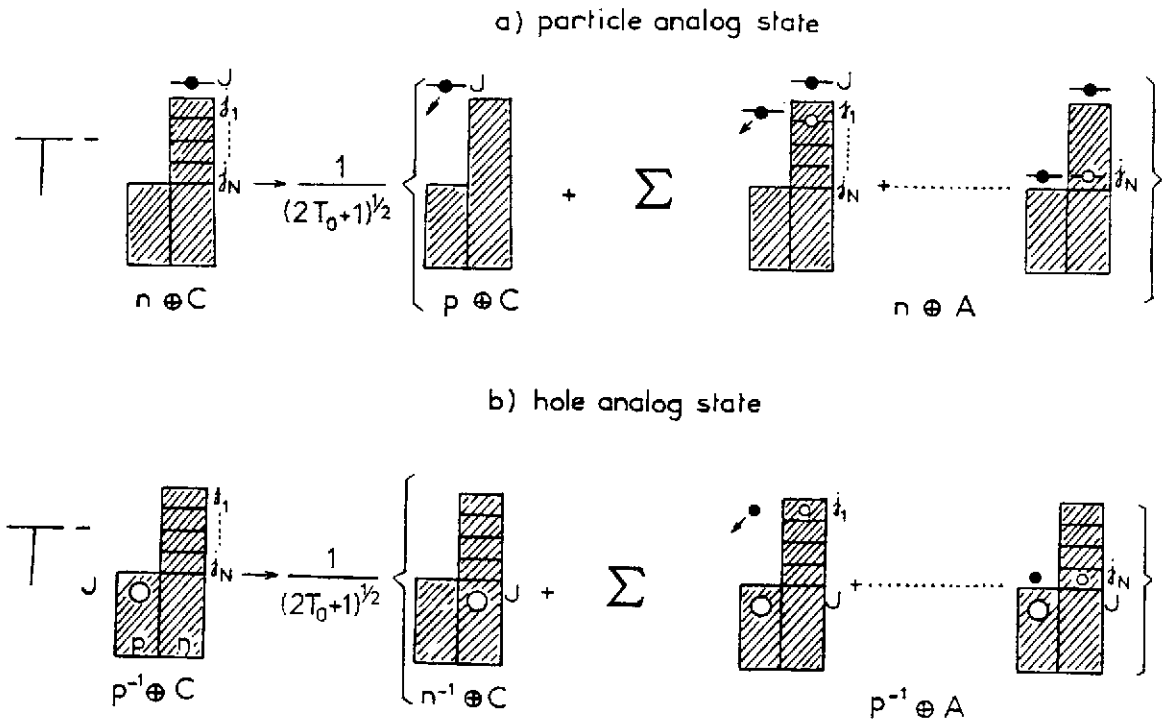


Figure 7 : Représentation schématique des fonctions des états à une particule et à un trou. $T_0 = N-Z/A$ est l'isospin du coeur C supposé ici doublement magique.

La première évidence expérimentale de l'excitation des états analogues de haut-spin par réaction de stripping a été obtenue par Mac Grath et al.⁷⁷⁾ et Shamaï et al.⁷⁸⁾ dans leurs études de la réaction ($^3\text{He}, d$) sur les isotopes du Zr et du Mo. Les principales caractéristiques de la réaction de stripping conduisent aux états analogues de haut spin sont présentés dans les spectres (α, t) de la Figure 8.

L'énergie incidente est choisie de manière à satisfaire les conditions d'adaptation en moment angulaire transféré pour les états analogues de haut spin ($1g_{7/2}$, $1h_{11/2}$ dans la région des Sn, $1h_{9/2}$, $1i_{13/2}$ dans la région de $N = 82$, (Sm), $2g_{9/2}$, $1i_{11/2}$, $1j_{15/2}$ dans la région du Pb). Un domaine en énergie de 20 - 25 MeV a été couvert dans ces expériences.

A basse énergie d'excitation (0-2 MeV), les états de protons occupant les couches de valence ($Z < N$) sont fragmentés, les orbitales de haut spin étant préférentiellement excités. Dans le domaine intermédiaire 4-15 MeV des structures larges correspondent aux états de protons $T_<$ (notés A et B dans la Figure 8) sont fortement peuplés et les états analogues correspondants $T_>$

apparaissent comme des pics étroits (IAS) au-dessus d'un continuum important dû principalement au break-up de la particule α dans le champ coulombien et nucléaire du noyau cible.

On peut remarquer que pour des noyaux ayant un grand excès de neutron, seule une fraction faible de leur force à une particule est présente dans la fonction d'onde de l'état analogue ($1/2T_0+1$ avec $T_0 = N-Z/2$ voir Figure 7). Du noyau $^{116}\text{Sn}(T_0 = 8)$ puis de $^{144}\text{Sm}(T_0 = 10)$ à celui de $^{208}\text{Pb}(T_0 = 22)$ on observe une réduction de la section efficace de population des états analogues. On atteint même la limite de détection de tels niveaux dans le cas de ^{208}Pb où l'importance du continuum associé à la forte réduction de section efficace de l'état analogue dû au terme $1/2T_0 + 1$ ($T_0 = 22$) empêche l'observation de tels niveaux (voir Figure 8).

De la même manière les doublets d'isospin correspondants aux états analogues et antianalogues de trou ($T_>$ et $T_<$) sont observés dans les réactions de pick-up d'un neutron ($^{75-76,80}$). Les spectres typiques pour plusieurs cibles de $N > Z$ résultant de ces études sont montrés dans la Figure 9. On observe là encore que les états analogues de trou apparaissent comme des pics étroits ($\Gamma < 100$ KeV) à haute énergie d'excitation au-dessus d'un continuum indifférencié alors que les états $T_<$ correspondent à des structures larges ($\Gamma \sim 1$ à 3 MeV) plus ou moins fragmentées (voir Figure 9). L'étude des états analogues de type particule ou trou permet d'obtenir des renseignements importants de structure nucléaire, tels que la mesure des déplacements d'énergie coulombienne, la largeur partielle et totale de ces niveaux, leur force à une particule et l'égalité supposée entre les configurations de l'état parent et de l'état analogue.

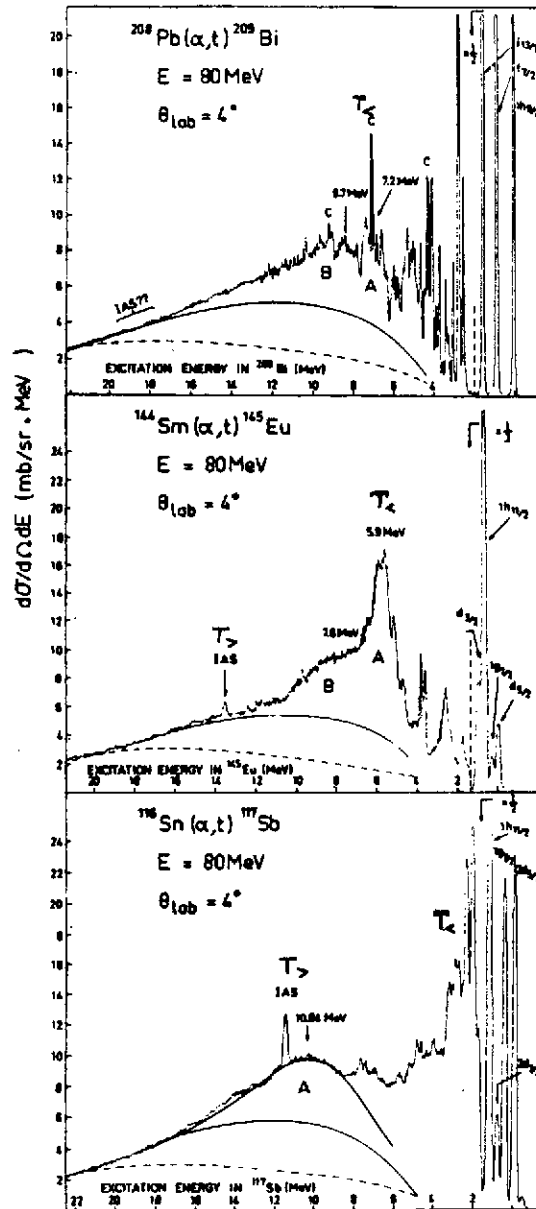


Figure 8 : Spectres typiques de la réaction (α, t) à 80 MeV de 0 à 22 MeV d'énergie d'excitation sur des noyaux ^{116}Sn , ^{144}Sm et ^{208}Pb . [Tiré de la réf. 79]. Les courbes en trait pointillé représentent une estimation de la section efficace de break-up.

En relation avec le potentiel dépendant de l'isospin la différence en énergie des configurations $T_<$ et $T_>$ mesurable directement dans les spectres des Figures 8 et 9 est proportionnelle à la profondeur U_1 du potentiel de symétrie :

$$E_{T_>} - E_{T_<} = \Delta E(T_> - T_<) = \frac{2(2T_0+1)U_1}{A} \quad (IV.24)$$

La Table 1 montre les valeurs de U_1 déduits de la mesure de la différence d'énergie entre les états analogues et antianalogues pour différentes valeur de l'isospin. Le résultat est relativement indépendant dans nombres quantiques orbitaux $n\ell j$ de la particule ou du trou pour laquelle la mesure a été effectuée, de même que l'on observe aucune variation quand $T_0=N-Z/A$ varie de 1 à 22. La valeur moyenne $U_1 = 28 \pm 6$ MeV est légèrement supérieure à celle déduite de l'analyse de la diffusion élastique nucléon-noyau à basse énergie $U_1 = 25$ MeV (voir § IV.2). L'analyse de la section efficace expérimentale des états analogues de trou permet aussi d'obtenir des informations sur la dépendance radiale du

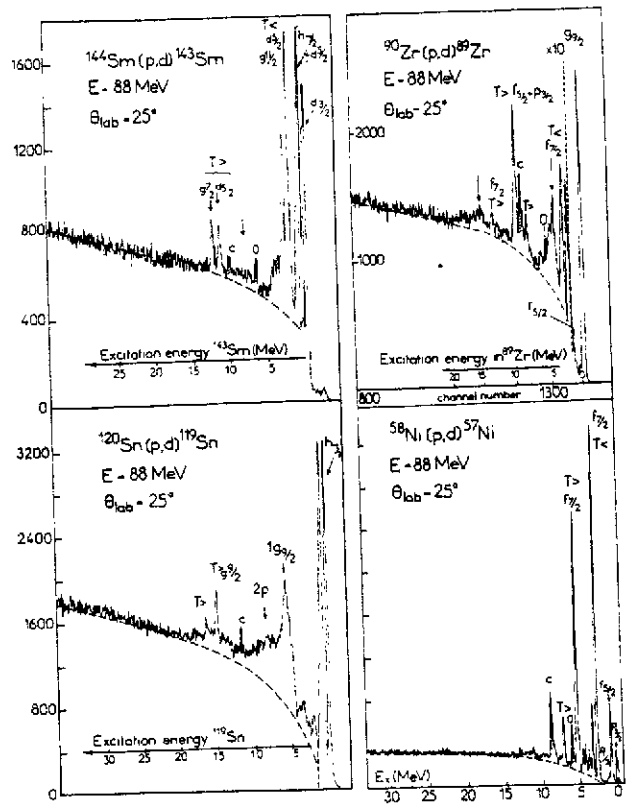


Figure 9 : Spectre en énergie d'excitation résultant de l'étude de la réaction $[p,d]$ à 88 MeV sur des cibles de ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn et ^{144}Sm . Les doublets d'isospin $T_>$ et $T_<$ dans chaque noyau sont indiqués (Tirés de la Réf. 80).

Table 1 : Profondeur du potentiel de symétrie déduit de la mesure de l'énergie des configurations $T_>$ et $T_<$ dans les noyaux moyens et lourds.

Noyau C	T_0	$\frac{\Delta E (T_> - T_<)}{p + C \quad n^{-1} + C}$		U_1 (MeV)	$n\ell j$
		(MeV)			
^{58}Ni	1	2.5		24	$1f_{7/2}$
^{90}Zr	5	8.8		36	$1g_{9/2}$
^{116}Sn	8	7.9	8.8	28 26	$1g_{9/2}$
^{144}Sm	10	7.85		28	$1i_{13/2}$
^{208}Pb	22	12.35		28	$1h_{11/2}$

potentiel de symétrie (forme de volume ou de surface). En effet la fonction d'onde de l'état analogue s'obtient en résolvant l'équation de Schrodinger pour la particule ou le trou $n\ell j$ lié dans un puits de Woods-Saxon de volume de profondeur U_0 .

Si on ajuste la profondeur réel de ce puits U_0 sans introduire de potentiel de symétrie U_1 on ne peut pas rendre compte des sections efficaces expérimentales. Par contre si la fonction d'onde de l'état analogue est obtenue en résolvant les équations couplées de Lane qui dépendent explicitement d'un potentiel $4U_1 t.T/A$ dépendant de l'isospin, l'accord entre expérience et théorie devient bien meilleure.

Un potentiel de symétrie de surface et de profondeur 25 MeV rend bien compte des sections efficaces expérimentales pour les noyaux de masse inférieure à 90. Pour les noyaux plus lourds l'utilisation d'un potentiel U_1 dérivé de modèles microscopiques (voir IV.2.2 et Figure 6), ayant un terme de volume plus un terme de surface reproduit mieux les sections efficaces expérimentales^{76,80}.

Pour conclure ce paragraphe rappelons brièvement que l'étude de la décroissance des états analogues de particules ou de trous au moyen de réactions séquentielles du type $(^3\text{He}, d\tilde{p})$ ou $(^3\text{He}, \alpha\tilde{p})$ permet comme dans les cas des RIA discutées au chapitre II une spectroscopie très riche des multiplets particule-trou ou trou proton-trou neutron, inaccessible par d'autres méthodes.

IV.3 SYMETRIE D'ISOSPIN ET DE SPIN-ISOSPIN EN REACTION D'ECHANGE DE CHARGE ET DE DIFFUSION INELASTIQUE

La présence du terme de symétrie dans le potentiel nucléon-noyau permet d'induire des transitions caractéristiques dans les réactions d'échange de charge ou de diffusion inélastique. Si l'on part du cas simple d'un noyau A de spin et parité $J^\pi = 0^+$ dans l'état fondamentale les réactions dites d'échange de charge $A(p,n)B$ peuvent peuplés deux types de transitions dans le noyau final B.

Transition $\Delta T = 1 \quad \Delta S = 0$ ou état isobarique (EIA)

Transition $\Delta T = 1 \quad \Delta S = 1$ ou spin-isospin flip ou encore Gamow-Teller.

Dans le cas de la diffusion inélastique de protons $A(p,p')A^*$ les transitions obéissant aux règles de sélection $\Delta S = 0$ ou 1 , $\Delta T = 0,1$ sont aussi excités. La section efficace d'échange de charge ou de diffusion inélastique T_{fi} dépend d'un élément de matrice qui contient à la fois les fonctions d'ondes des états initiaux i et finaux f et d'une interaction à deux corps effective V_{eff} qui est responsable de la transition de l'état i vers l'état f .

Dans le cas des réactions directes proton-noyau l'interaction effective nucléon-nucléon décrivant l'interaction du nucléon projectile avec chacun des nucléons du noyau cible peut être dérivée de l'interaction nucléon-nucléon libre⁸¹⁾ et prend la forme suivante :

$$V_{eff} = V_C + V_0 + V_\sigma(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2) + V_\tau(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) + V_{\sigma\tau}(\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2) + [V_{LS} + V_{LS\vec{\tau}}(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2)]\vec{L} \cdot \vec{S} + [V_T + V_{T\tau}(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2)] \frac{1}{r^2} [3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r}) - r^2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)] \quad (IV.25)$$

où V_C est le terme Coulombien, V_0 le terme central responsable de l'excitation des transitions naturelles ($\Delta S = 0$, $\Delta T = 0$) en diffusion inélastique, V_σ pour le retournement de spin ou spin-flip ($\Delta S = 1$, $\Delta T = 0$), V_τ pour le changement d'isospin seul ($\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$), $V_{\sigma\tau}$ l'opération de spin-isospin flip ($\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$) enfin V_{LS} , V_T sont les termes spin-orbit et tenseur respectivement.

La Figure 10 montre quels sont les termes de cette interaction qui sont importants dans la population des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ ou $0^+ \rightarrow 1^+$ à partir d'une cible de spin et parité 0^+ et d'isospin T_0 .

IV.3.1 Les états analogues et potentiel d'isospin en réaction d'échange de charge

La transition vers l'état isobarique analogue est caractérisée par un éléments de type Fermi ($0^+, T_0 \rightarrow 0^+, T$ voir Figure 10) par analogie avec la désintégration β^- (voir chapitre I).

$$\langle F \rangle = \frac{1}{\sqrt{2T+1}} \langle J_f || T^- || J_i \rangle \tag{IV.26}$$

Seul le terme V_τ de l'interaction effective nucléon-nucléon (IV.25) permet d'atteindre un tel état. D'où l'intérêt de ce type de transition puisqu'elle constitue un moyen privilégié d'investigation de V_τ . La preuve expérimentale de la forte population de l'état isobarique analogue en réaction d'échange de charge est donné dans les spectres de la Figure 11. Dans tous les noyaux étudiés, les spectres des neutrons émis sont dominés par l'état isobarique analogue (0^+). Notons cependant que cette réaction étudiée à basse énergie relève à côté du pic analogue une excitation moins intense notée sur la Figure 11 (G.T), signe précurseur des transitions $\Delta S = 1, \Delta T = 1$.⁸²⁾

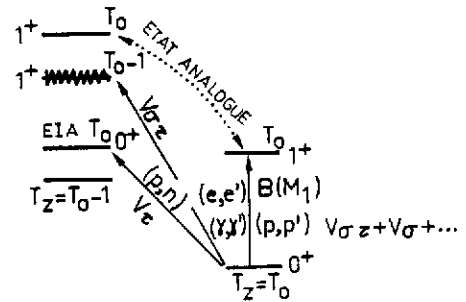


Figure 10 : Relations entre réactions (p,n) et (p,p') dans l'excitation des transitions $\Delta S = 0, 1 \quad \Delta T = 0, 1$.

Dans la théorie des réactions directes et en approximation de Born en ondes distordues (DWBA) la section efficace de la transition $A(0^+, T_0) \xrightarrow{(p,n)} B^*(0^+, T_0)$ s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = |T_{BA}|^2 = \left| \chi_n^{(-)*} \langle \psi_B^* | V_\tau | \psi_A \rangle \chi_p^+ \right|^2 \tag{IV.27}$$

où les χ sont les fonctions distordues générées par un potentiel optique approprié pour décrire l'interaction moyenne entre le projectile (éjectile) et la cible (noyau résiduel). Toute l'information de structure nucléaire est contenue dans le facteur de forme $\langle \chi_B^* | V_\tau | \chi_A \rangle$. Des études systématiques de la réaction (p,n) à basse énergie conduisant aux états analogues ont été entrepris récemment pour améliorer notre connaissance du terme V_τ ^{82,83)}. Le calcul de la section efficace des états analogues à été entrepris à partir de la relation (IV.27) et en utilisant un modèle macroscopique pour obtenir une expression de la partie du potentiel dépendant de l'isospin

$$U_1 = - \frac{A}{N-Z} \int V_\tau(|\vec{r}-\vec{r}'|) [\rho_n(r') - \rho_p(r')] dr' \tag{IV.28}$$

Figure 11 : Spectre des neutrons émis lors de la réaction (p,n) sur des cibles de ^{208}Pb , ^{120}Sn , ^{94}Mo à 45 d'énergie incidente. On reconnaît la population de l'état analogue (EIA) et à côté une excitation plus faible attribuée à la résonance Gamow-Teller.

ou les paramètres sont : la valeur de l'interaction V_τ prise égale à $V_\tau = \frac{V_0 e^{-r/\mu}}{r/\mu}$ (forme de Yukawa de portée $\mu = 1\text{fm}$) et la géométrie de la densité de neutrons $\rho_n(r')$. La densité de protons est prise égale à celle déduite de la diffusion électron-noyau.

Les sections efficaces expérimentales des états analogues ont été calculées à l'aide de ce modèle (relation IV.27 et IV.28) en ajustant l'interaction V_τ . Le résultat de cette analyse systématique est montré dans la Figure 12. Toutes les

données expérimentales (noyaux de masse comprise entre 48 et 208 et énergies incidentes de 20 à 50 MeV) sont bien reproduites par une interaction V_τ dont la partie réelle (courbe en trait pointillé de la Figure 12) est égale à 15.2 ± 2.2 MeV et une pente $dV_\tau/dE_p = -0.1$.

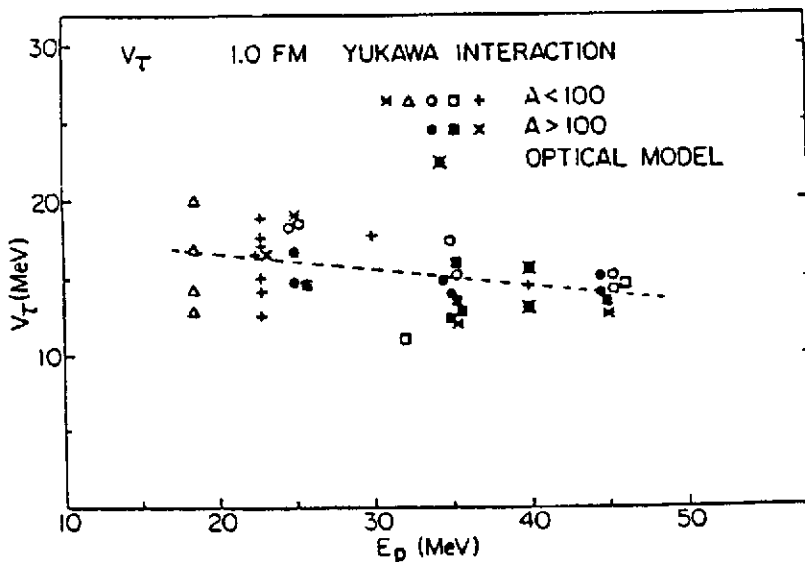
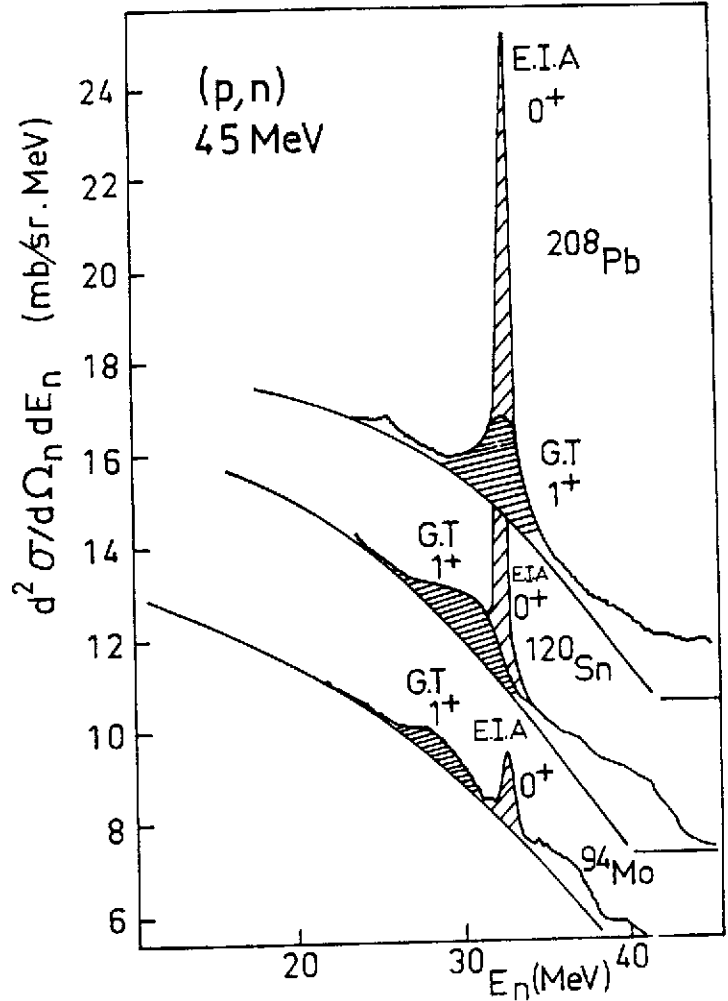


Figure 12 : Valeur de V_τ pour une interaction de Yukawa réelle et de portée 1 fm à partir des sections efficaces des états analogues (Tiré de la réf. 84).

IV.3.2 Résonances Gamow-Teller et Transitions M_1 en réactions d'échange de charge et de diffusion inélastique

Une autre transition joue un rôle important dans les réactions d'échange de charge et de diffusion inélastique. Elle caractérise une autre symétrie où le spin et l'isospin sont simultanément renversés. Il s'agit de transitions $\Delta S = 1, \Delta T = 1$ induites par l'opérateur $V_{\sigma T}$ de l'expression IV.25. Ce type de transition appelée suivant les auteurs, transitions "spin-flip", isospin-flip, résonance Gamow-Teller ou M_1 correspondent à des configurations simples de type particule-trou que l'on peut décrire à partir d'un exemple.

Considérons l'état fondamental d'un 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 (Figure 13a). Supposons que l'on sache produire une excitation particule-trou du type décrit dans la Figure 13b soit $\psi(^{48}\text{Ca}, 1^+ T_0 = 4) = (f_{7/2})_n^{-1} \times (f_{5/2})_p^{+1}$. On dit qu'on a à faire à une transition de type M_1 par analogie avec l'opérateur magnétique dipolaire M_1 caractérisant la désintégration γ entre deux niveaux nucléaires $1^+ \rightarrow 0^+$ (voir Figure 14) d'isospin T_0 .

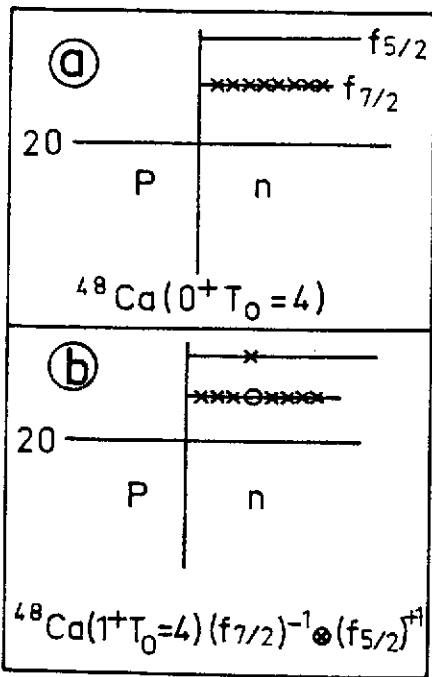


Figure 13 : a) Fonction d'onde de l'état fondamental du ^{48}Ca
 b) Même chose pour l'état $\Delta S = 1, \Delta T = 1, M_1$ dans le même noyau.

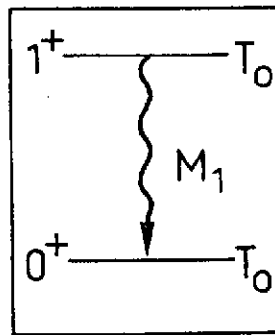


Figure 14 : Transition magnétique dipolaire entre les niveaux 1^+ et 0^+ d'un noyau

On a bien à faire à une transition $\Delta S = 1, \Delta T = 1$ ($\Delta L = 0, 0^+ \rightarrow 1^+, T_0 \pm 1 = T_0, T_0 + 1$) que l'on peut peupler par diffusion inélastique de photons électrons ou protons ainsi que l'on a indiqué dans la Figure 10.

On peut peupler à partir du même état fondamental de ^{48}Ca des transitions du type Fermi ($\Delta S = 0, \Delta T = 1$) ou Gamow-Teller ($\Delta S = 1, \Delta T = 1$). Les configurations de telles transition sont illustrées dans la Figure 15.

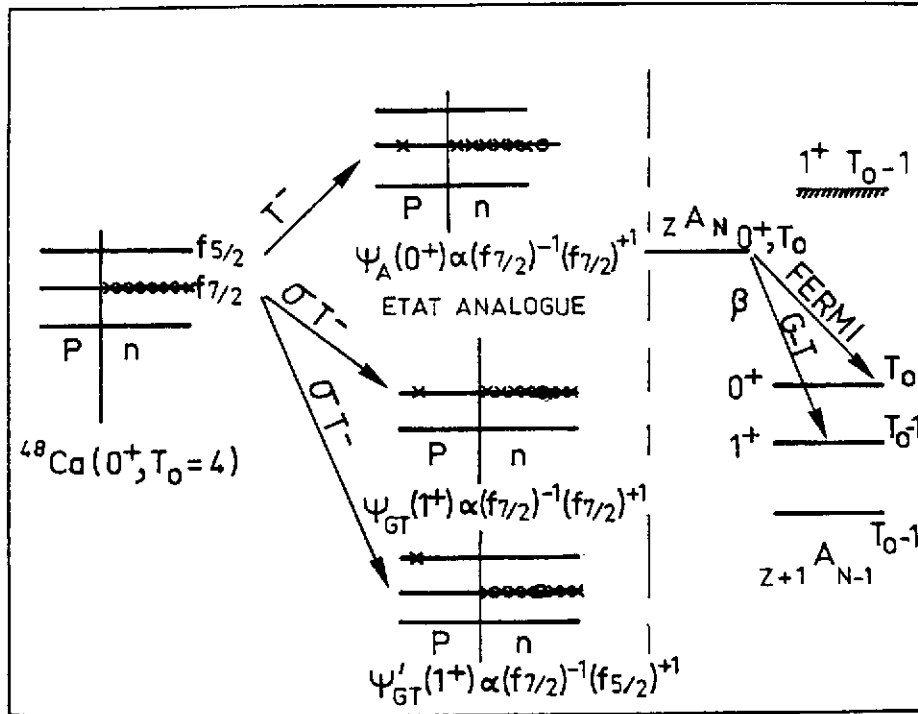


Figure 15 : Représentation schématique du niveau fondamental du ^{48}Ca , des états analogues et des états 1^+ du ^{48}Sc et des désintégrations β permises (Fermi et Gamow-Teller) entre le noyau ^{48}Ca et les niveaux excités du noyau ^{48}Sc .

L'opérateur T^- agissant sur le fondamental du ^{48}Ca donne l'état analogue (voir § IV.3.1).

L'opérateur σT^- change de proton en neutron mais change aussi d'une unité le spin. On a ainsi à partir de l'état fondamental du $^{48}\text{Ca}(0^+)$, 2 états 1^+ noté ψ_{GT} 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 de Gamow-Teller par analogie à la désintégration β permise entre niveaux $(0^+, T_0) \rightarrow (1^+, T_{0-1})$ illustrée dans la partie droite de la Figure 15.

Dans le cadre du modèle extrême à particule indépendante, les deux transitions Gamow-Teller 1^+ ont une intensité comparable, leur distance en énergie étant uniquement due au terme spin-orbit (distance en énergie entre les orbitales $j = \ell - 1/2$ et $j = \ell + 1/2$ voir Figure 16a). 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 Figure 16b.

Dans les noyaux moyens et lourds, cette deuxième configuration à haute énergie ne peut être atteinte par désintégration β pour des raisons énergétiques (voir Figure 15). La faiblesse de l'intensité des transitions β avait conduit dès 1963 Ikida à prédire l'existence d'une concentration de l'intensité Gamow-Teller à haute énergie d'excitation.

Notons enfin que les réactions d'échange de charge du type (p,n) ou ($^3\text{He},t$) 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 1961 (Réf. 40) les transitions $\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$ ou Etat Isobarique Analogue (EIA) 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.

L'intensité de la transition de Gamow-Teller est

essentiellement concentrée dans l'état d'isospin $T_0 - 1$ en réaction d'échange de charge car elle est affectée d'un poids égale à $\frac{2T_0}{2T_0+1}$ alors que la configuration d'isospin T_0 a un poids égale à $\frac{1}{2T_0+1}$ (voir Figure 10). La transition $0^+ \rightarrow 1^+$ est elle, caractérisée par un élément de matrice du type Gamow-Teller

$$\langle GT \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J+1}} \langle J_f || \sum_K \sigma_K \tau_K^- || J_i \rangle \quad (\text{IV.29})$$

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

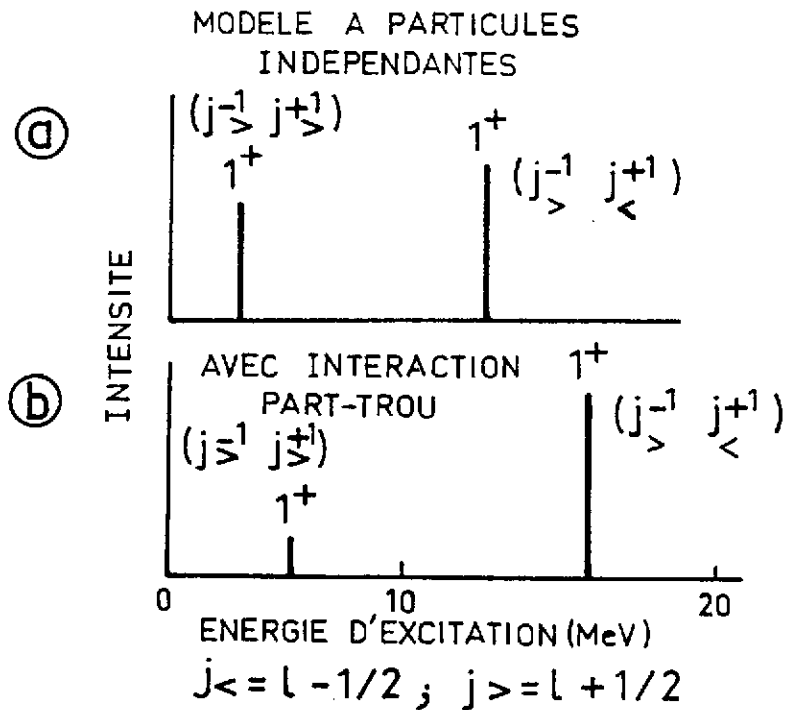


Figure 16 : a) Distribution de l'intensité des transitions 1^+_{GT} dans un noyau moyen ou lourd dans le cadre du modèle à particules indépendantes.
b) même figure mais dans le cas où l'on tient compte de l'interaction résiduelle particule-trou.

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 ($V_{\sigma T}$ 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 $A < 50$) on connaissait peu de chose sur ces degrés de libertés dans les noyaux.

IV.3.3 Dépendance en énergie et en moment transféré de la section efficace d'échange de charge

Nous avons vu qu'à basse énergie, la réaction d'échange de charge excité préférentiellement l'état isobarique analogue (IV.3.1). C'est aussi à basse énergie qu'en 1975 le groupe du MSU a apporté la première preuve expérimentale de l'existence de "résonances" Gamow-Teller dans divers noyaux lourds⁸²⁾. Ce résultat a été montré dans la Figure 11 et correspond à la composante 1^+ de haute énergie prévue par Ikeda et al.⁸⁵⁾.

Cette hypothèse a reçu une confirmation éclatante dans l'étude de la même réaction (p,n) autour de 0° et à plus haute énergie incidente par le groupe d'Indiana 86-89). Quelques spectres typiques de cette étude systématique de la réaction (p,n) sont montrés dans les Figures 17 et 18. Les résultats illustrent parfaitement la dépendance en énergie et en moment transféré de la transition $\Delta S = 1$,

$^{90}\text{Zr}(p,n); \theta = 0.2^\circ$

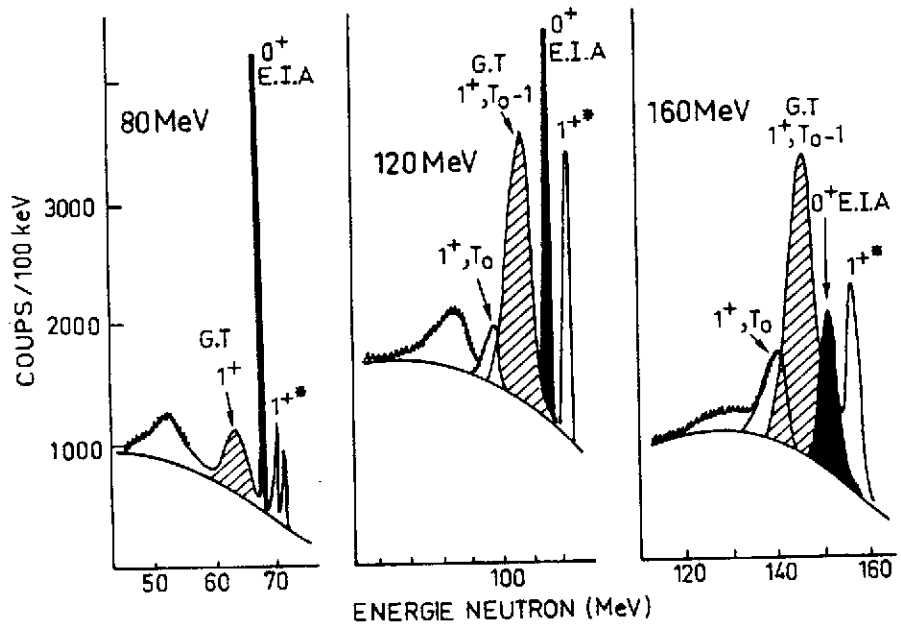


Figure 17 : Spectre des neutrons émis près de 0° dans la réaction $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ à 80, 120 et 160 MeV d'énergie incidente. On reconnaît les transitions analogues (0^+), Gamow-Teller de basse énergie (1^+), la résonance G-T [$1^+, T_0-1$] et la composante d'isospin supérieur $1^+, T_0$. (Tiré de la réf. 89).

$\Delta T = 1$ ou résonance géante Gamow-Teller, cette dernière appellation vient de la localisation de l'intensité observée dans un domaine d'énergie finie ($\Gamma \approx 4$ MeV). La première caractéristique des spectres de la Figure 17 est la population de plus en plus forte de la résonance GT (1^+) relativement à l'état analogue (0^+) au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente et à faible

moment transféré ($q \approx 0$ ou encore $\theta \approx 0^\circ$). L'état 1^+ de basse énergie (noté 1^{+*} dans la Figure 17) montre la même tendance. On peut même noter l'excitation beaucoup faible de la composante 1^+ , T_0 .

La Figure 18 illustre la dépendance en moment transféré dans le cas de la réaction $^{208}\text{Pb}(p,n)$ à 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 (voir Figure 18). 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 quasiment nul s'interprète aisément dans le cadre du formalisme de la réaction d'échange de charge en approximation d'impulsion (DWIA).

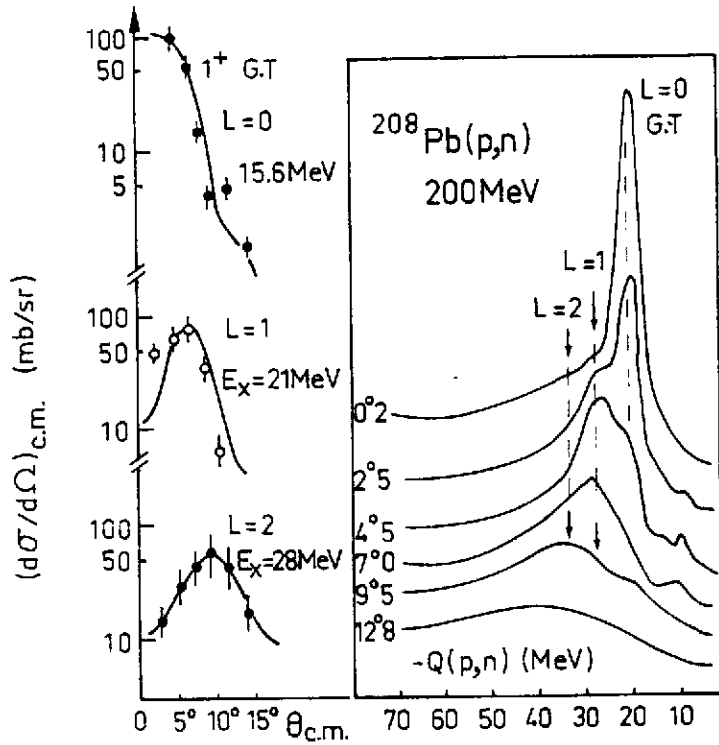


Figure 18 : Dépendance angulaire des excitations $\Delta S = 1, \Delta T = 1$ dans le ^{208}Pb . Autour de 0° et à 200 MeV, le spectre de la réaction (p,n) sur le ^{208}Pb est dominé par la transition $L=0$. (Tiré de la réf. 89).

IV.3.4 Le mécanisme de la réaction d'échange de charge. Analyse des résultats et règles de somme

En général selon l'expression (IV.27) de la section efficace des réactions

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

on peut écrire

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{\mu}{\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} |T_{fi}|^2 \quad \text{avec une amplitude de transition}$$

$$T_{fi} = \int \chi_f^{(-)*} \langle \psi_f | t_{ip} | \psi_i \rangle \chi_i^{(+)} dr \quad (IV.30)$$

où χ_f, χ_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 Ψ_i, Ψ_f et de l'interaction effective entre le projectile p avec le $i^{\text{ème}}$ 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.

$t_{ip} = (1 - P_{ip}) V_{\text{eff}}$ 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 en (IV.25).

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 Franey⁸¹⁾ 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 Figure 19 ; la dépendance en énergie entre 100 et 800 MeV pour un moment transféré voisin de 0 est présentée dans la Figure 20. On peut tirer de ces deux figures les conclusions suivantes :

- i) Qu'au voisinage de $q \approx 0$ seuls les termes V_τ et $V_{\sigma\tau}$ contribuent à la section efficace d'échange de charge, les termes tenseur et spin-orbit étant très voisin de zéro.
- ii) Toujours pour $q \approx 0$, le terme $V_{\sigma\tau}$ est de 3 à 20 fois plus grand que tous les autres termes pour des énergies comprises entre 150 et 300 MeV. Dans ces conditions les réactions entre 150 et 400 MeV/nucléon joue le rôle de filtre pour les modes de spin-isospin $\Delta S = 1, \Delta T = 1$.

Comme la section efficace de la réaction (p,n) autour de 200 MeV ne dépend que des termes V_τ et $V_{\sigma\tau}$ on peut écrire :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta^0) = \left(\frac{\mu}{\hbar^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} \left[N_T^D |J_\tau \langle F \rangle|^2 + N_{\sigma\tau}^D |J_{\sigma\tau} \langle GT \rangle|^2 \right] \quad (\text{IV.31})$$

où J_τ et $J_{\sigma\tau}$ sont les amplitudes des intégrales de volume des termes V_τ 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 II.3). Les termes N_T^D et $N_{\sigma\tau}^D$ 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 $N^D = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{DW}}{(d\sigma/d\Omega)_{PW}}$; $\theta = 0^\circ$ ou $(d\sigma/d\Omega)_{DW}$ section efficace calculée en ondes distordues et $(d\sigma/d\Omega)_{PW}$ celle 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

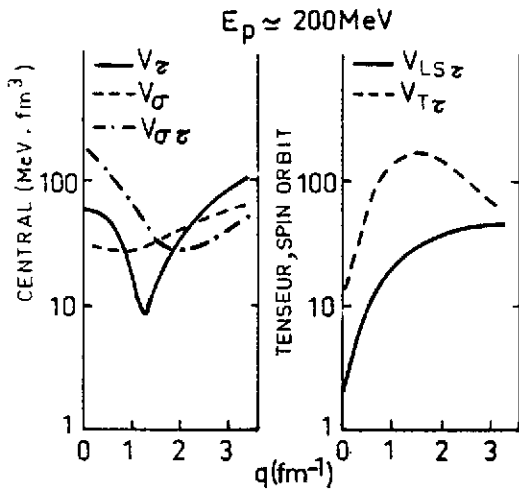


Figure 19 : Dépendance en moment transféré pour $E_p = 200$ MeV des termes V_T , V_{σ} , $V_{\sigma\sigma}$ et $V_{T\tau}$ de l'interaction N-N. (Tiré de la réf. 81).

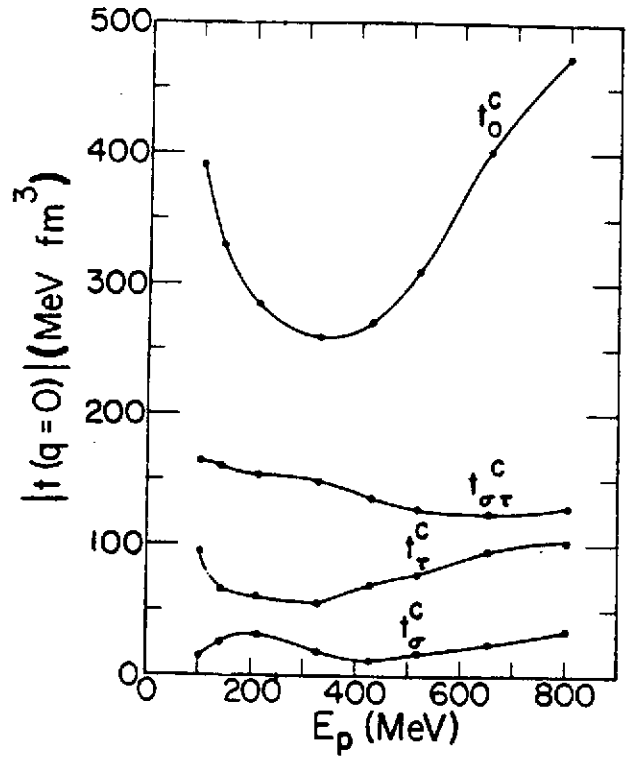


Figure 20 : Dépendance en énergie pour $q=0$ des termes t_0^c , t_{σ}^c , t_{τ}^c et $t_{\sigma\tau}^c$, de l'interaction N-N (Tiré de la réf. 81).

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 :

$$\frac{1}{FE} = G_V^2 \langle F \rangle^2 + G_A^2 \langle GT \rangle^2 \quad (IV.32)$$

alors que les équations (IV.31) et (IV.32) permettent une comparaison directe entre la section efficace (p,n) à 0° et la désintégration β . Goodman et al.^{88,89} ont les premiers proposés de calibrer la section efficace (p,n) à 0° en utilisant les données de la désintégration β connues pour un certain nombre de transition Fermi, Gamow-Teller ou mixtes et en mesurant pour ces mêmes transitions $(d\sigma/d\Omega)$ à 0° . A partir des relations (IV.31) et (IV.32) on peut définir les quantités

$$K = \frac{d\sigma}{d\Omega} (0^\circ) \left(\frac{\mu}{\hbar^2}\right)^2 (k_i/k_f)^D N^D; \text{équivalent à une section efficace réduite} \quad (IV.33)$$

et

$$\langle ME \rangle^2 = \langle GT \rangle^2 + \frac{N_D}{N_{GT}} \frac{J_T^2}{J_{GT}^2} \langle F \rangle^2; \text{équivalent à un élément de matrice effectif} \quad (IV.34)$$

La relation (IV.31) peut s'écrire $K = J_{GT}^2 \langle ME \rangle$ (IV.35).

On voit apparaître une relation linéaire entre $K \sim d\sigma/d\Omega (0^\circ)$ et $\langle ME \rangle^2$ (\sim au taux de désintégration β) et on peut ainsi en déduire J_{GT} , J_T ainsi que le montre la Figure 21. Cette cali-

bration étant effectuée on peut en déduire à partir de la mesure de $(d\sigma/d\Omega) 0^\circ$ les valeurs des éléments de matrice $\langle GT \rangle$. Cette calibration effectuée et les transitions GT pour un très grand nombre de noyaux moyens et lourds, ayant été observées⁸⁹⁾

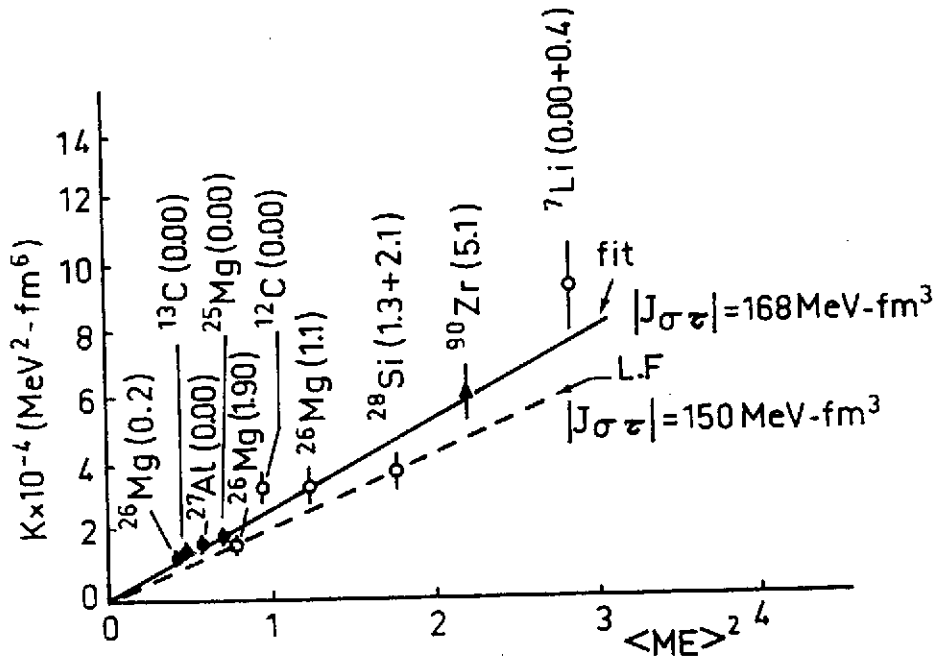


Figure 21 : Section efficace réduite en fonction des éléments de matrice effectifs pour diverses transitions du type F ou GT. Les deux courbes correspondent aux prédictions du modèle de Love et Franey⁸¹ et à un fit empirique.

ainsi observée aux règles de sommes que l'on peut introduire de la manière suivante. L'intensité totale des transitions $\langle GT \rangle$, pour un noyau ayant un excès de neutrons doit être égale ou plus grande que cet excès de neutron $(N-Z)$. 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 suivante entre les opérateurs σ^- (transition β^-) et σ^+ (transition β^+), les états finaux f et l'état initial i :

$$\sum_f |\langle f | \sigma_- | i \rangle|^2 - \sum_f |\langle f | \sigma_+ | i \rangle|^2 \equiv 3(N-Z) \tag{IV.36}$$

on avait défini la relation

$$\sum \langle GT \rangle^2 = |\langle f | \sigma_- | i \rangle|^2 \text{ d'où } \overline{\sum \langle GT \rangle^2} \geq 3(N-Z) \tag{IV.37}$$

La Figure 22 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 40 % à 60 % au maximum de cette règle de somme. Plusieurs

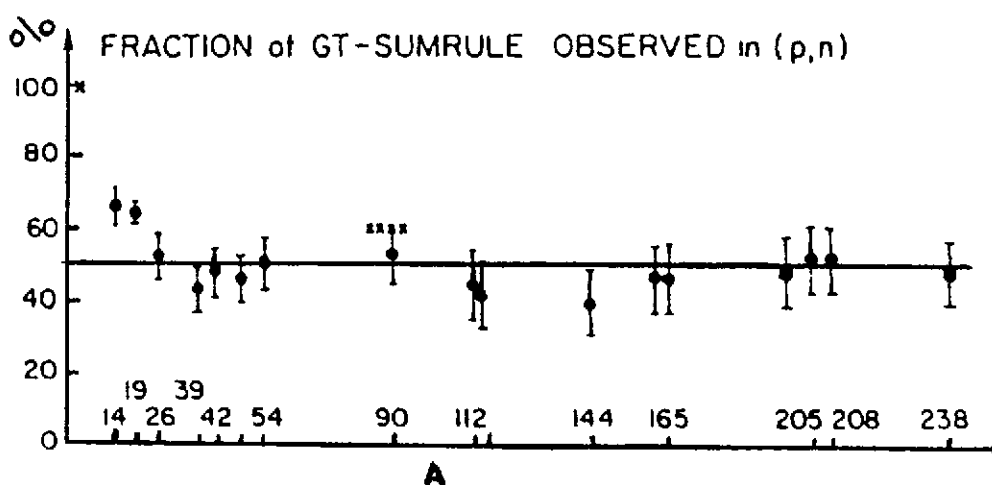


Figure 22 : Fraction de la règle de somme pour les résonances GT observée dans la réaction (p,n) en fonction du nombre de masse A. (Tiré de la réf. 89).

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 Figures 17 et 18).
- 3) Les intensités manquantes se trouvent à beaucoup plus haute énergie d'excitation ($E_x > 50$ MeV). En outre une interprétation intéressante est de tenir compte de degrés de liberté non-nucléoniques. En particulier un état Δ -trou (ΔN^{-1}) peut se coupler à l'état normal particule-trou (NN^{-1}) et une partie de l'intensité se trouve concentrer dans une composante ΔN^{-1} au-dessus de 300 MeV d'énergie d'excitation⁹⁰. Dans ce cas la règle de somme (IV.37) n'est plus valable. Nous allons examiner les hypothèses 2 et 3.

IV.3.5 Intensité manquante et estimation du continuum sous-jacent

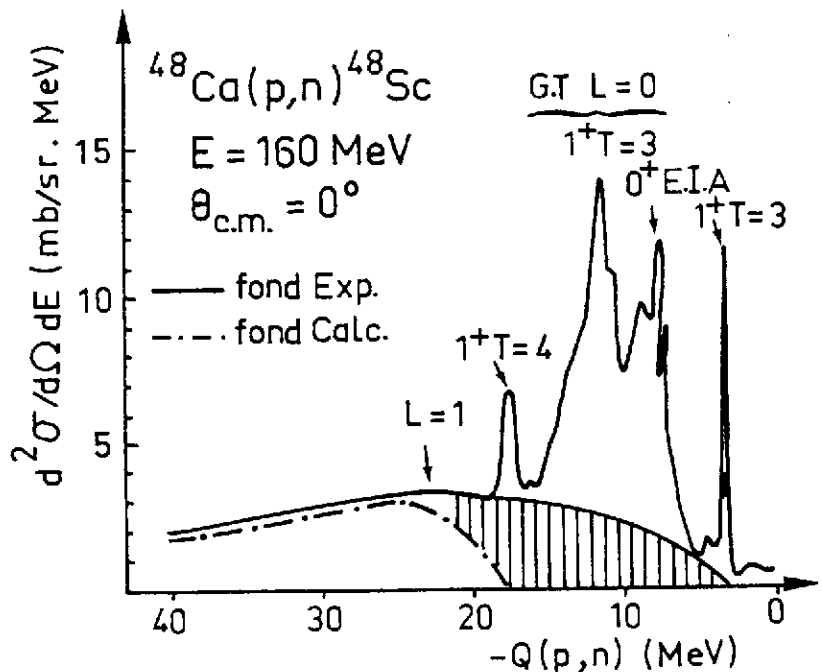
Les structures observées à relativement haute énergie d'excitation dans une région où la densité des niveaux est grande ($5 < E_x < 20$ MeV) posent toujours le problème d'évaluer le fond continu sous-jacent à ce type d'excitations. Cette détermination joue un grand rôle dans l'examen

des règles de sommes dans le cas de résonances géantes ou des états à une particule dans le continu. Dans ce 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 l'intensité est redistribuée à cause du mélange de la configuration ΔN^{-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.⁹¹⁾ 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 $E_p > 100$ MeV. Les hypothèses de base sont les suivantes :

- i) Le mécanisme de la réaction (p,n) est direct ; tout le spectre est le résultat d'une réaction à une étape.
- ii) L'interaction eff. projectile-noyau peut être approximée par la matrice t (à partir des déphasages nucléon-nucléon libre).
- iii) 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 $J^\pi \leq 3^\pm$. On peut obtenir la contribution au fond continu pour chaque multipolarité.
- iv) Les sections efficaces sont calculées dans le cadre de l'approximation DWIA.

Figure 23 : Spectre à 0° de la réaction $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ à 160 MeV (trait plein). [Tiré de la réf. 91]. Fond empirique trait horizontal plein. Fond calculé trait pointillé.



La Figure 23 montre le spectre expérimental (trait plein) obtenu lors de la réaction $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ à 0° et 160 MeV d'énergie incidente. Le fond expérimental empirique soustrait est représenté par la ligne en trait plein. La contribution d'états 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 évaluée à environ 30 %. L'intensité totale Gamow-Teller passe alors de 43 à 56 % 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 %. Peut-on mettre en évidence une configuration de type (ΔN^{-1}) , qui contribuerait à une redistribution de la force GT.

IV.3.6 Excitation de spin-isospin aux énergies intermédiaires. Configuration ΔN^{-1}

Très récemment, auprès de l'accélérateur SATURNE II, la réaction d'échange de charge $(^3\text{He},t)$ 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). La réaction d'échange de charge $(^3\text{He},t)$ 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 tritons émis étaient analysés en impulsion par le spectromètre SPES IV, la bande au moment analysée était de 7 % (soit 280 MeV d'énergie d'excitation à 2 GeV).

Une des premières expériences effectuées en $(^3\text{He},t)$ 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.^{89,92)} La comparaison des deux approches est illustrée par la Figure 24.

La réaction $(^3\text{He},t)$ à 600 MeV a la même sélectivité que (p,n) à 200 MeV et pour $q \approx 0$. Notons néanmoins une excitation plus forte des multipôles plus élevées ($L = 1,2$) même pour les faibles transferts. La section efficace pour la transition de Fermi (0^+ , EIA) 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 $(^3\text{He},t)$ que celle déjà démontrée en (p,n) à 200 MeV.

L'étude de la réaction $^{13}\text{C}(^3\text{He},t)^{13}\text{N}$ 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 IV.3.4 la section efficace à 0° $d\sigma/d\Omega$ est proportionnelle à $J_{\sigma\tau}^2$ ou J_τ^2 suivant 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 . La réaction $^{13}\text{C}(^3\text{He},t)^{13}\text{N}$
 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 25 illustre la variation de ce rapport
 en fonction de l'énergie incidente entre 100
 et 400 MeV/nucléon. La sélectivité de la réac-
 tion dans la voie σ est très frappante, la
 courbe en trait pointillé représente les
 prévisions théoriques de Love et Franey⁸¹⁾.
 La partie basse énergie des spectres ($^3\text{He},t$)
 étant bien comprise, il reste donc à explorer
 la région d'énergie située vers 300 MeV pour
 tester l'hypothèse de l'excitation ΔN^{-1} .

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 particu-
 lier des configurations du type NN^{-1} peuvent
 se coupler à une configuration du type ΔN^{-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. 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}). (voir Fig. 26)

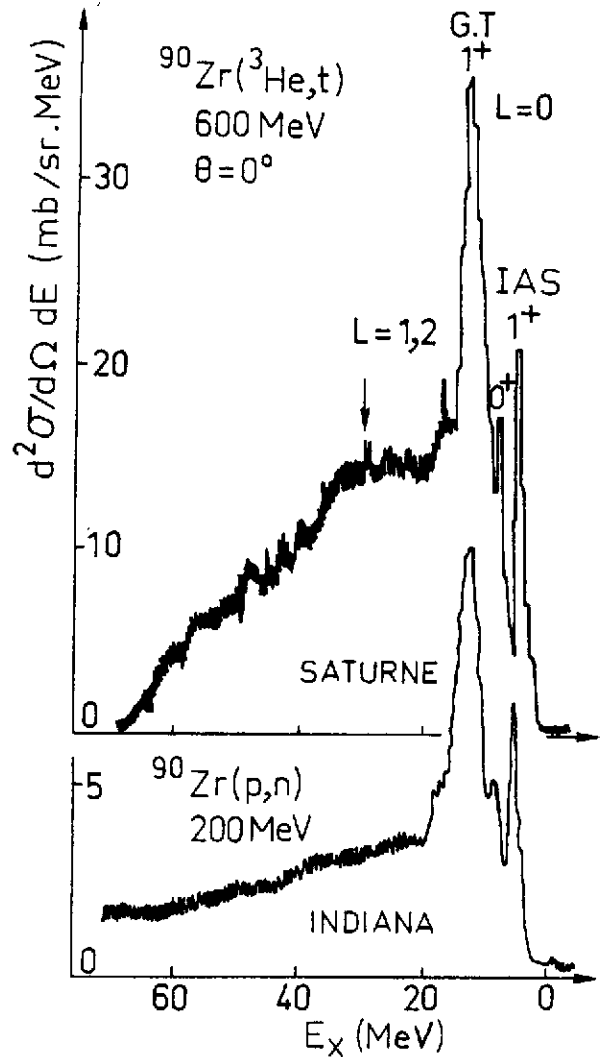


Figure 24 : Comparaison de la fonction de réponse
 du noyau ^{90}Zr à l'excitation spin-iso-
 spin dans les réactions $(^3\text{He},t)$ à 600
 MeV et (p,n) à 200 MeV (Tiré de la réf.
 92).

L'introduction de ce couplage à une configuration du type ΔN^{-1} est assez naturelle si on
 pense que le Δ n'est pas autre chose qu'une excitation du type $\Delta S = 1, \Delta T = 1$ du nucléon
 $N(1/2, 1/2) \rightarrow \vec{\sigma} \cdot \vec{\tau} \Delta(3/2, 3/2)$. Dans cette nouvelle distribution de l'intensité des transi-
 tions $\Delta S = 1, \Delta T = 1$, on s'attend à observer vers 300 MeV d'énergie d'excitation une structure
 large correspondante à la composante ΔN^{-1} . La fonction de réponse du noyau de carbone à l'excita-
 tion spin-isospin est montrée dans la Figure 26 entre 0 et 500 MeV d'énergie d'excitation.

De manière spectaculaire apparaît vers 300 MeV une structure large dont il faut examiner précisément l'origine avant de conclure à l'existence d'états ΔN^{-1} . Notons que l'excitation d'un nucléon de la cible sous forme d'un Δ se manifeste toujours par un pic large ($\Gamma = 150$ MeV). Le Δ 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 ΔN^{-1} . D'abord une alternative simple serait

l'excitation d'un Δ 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

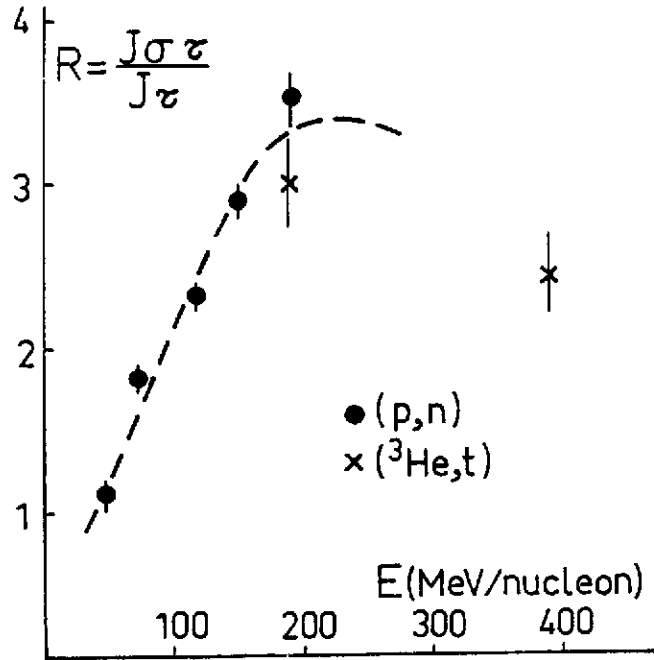


Figure 25 : Variation du rapport $R = J\sigma\tau / J\tau$ en fonction de l'énergie incidente. La courbe en pointillé est un calcul théorique (réf. 81). (Tiré de la réf. 92).

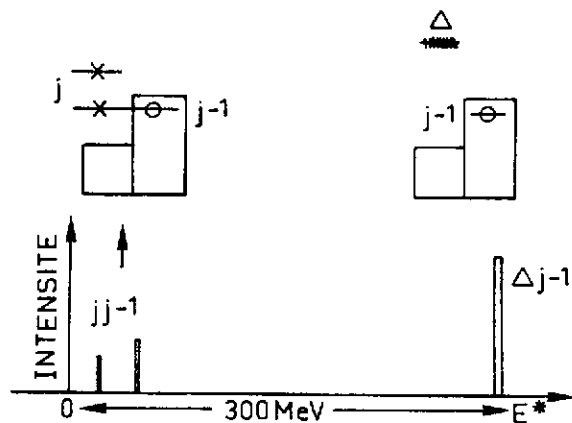
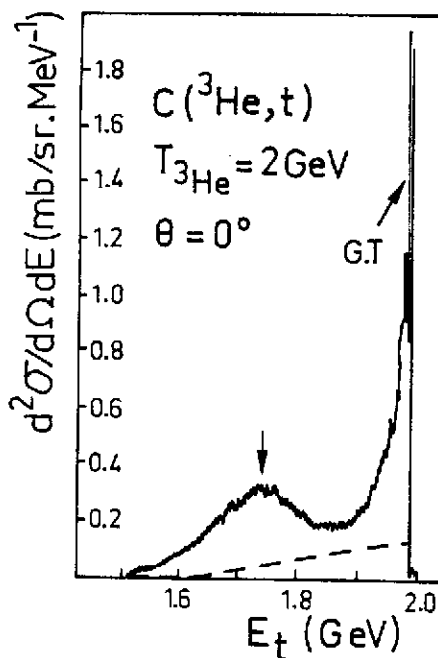


Figure 26 : Spectre en énergie des tritons émis à 0° lors de la réaction $(^3\text{He},t)$ à 2 GeV. Le pic de basse énergie correspond à la transition G-T, une structure large est fortement excitée 300 MeV au-dessus. (Tiré de la réf. 89 et 91).

observe une différence entre le spectre obtenu avec une cible d'hydrogène (réaction sur le proton libre $p + {}^3\text{He} \rightarrow \Delta^{++} + t$) et celui sur la cible de ${}^{54}\text{Fe}$ par exemple (26 protons). Cette différence est illustrée par la

Figure 27 où l'on compare pour la région considérée les spectres obtenus à 2 GeV pour les cibles de p, ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{54}\text{Fe}$. 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 $L > 2,3$. 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 $\theta = 0^\circ$ d'où l'impossibilité d'avoir un effet ΔN^{-1} collectif de $L = 0$ dans cette région. Il faut maintenant calculer de manière

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

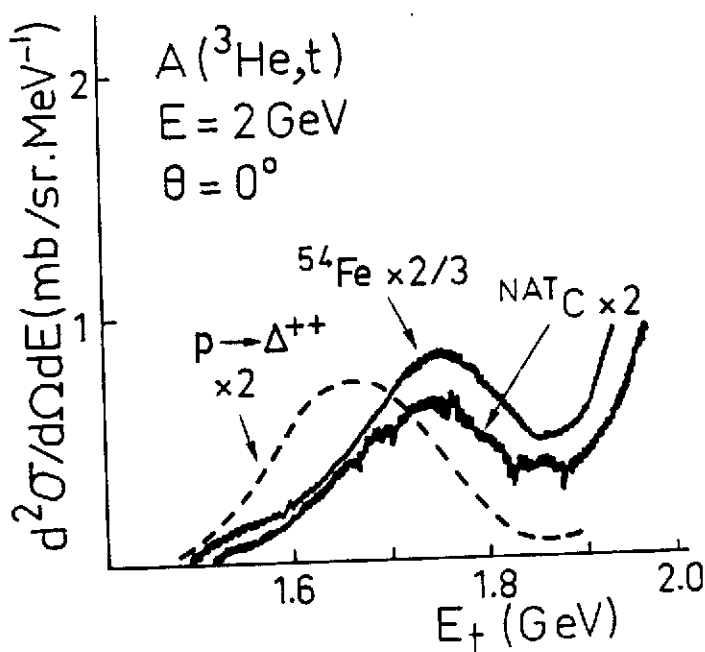


Figure 27 : Comparaison pour différentes cibles de la section efficace de la structure large observée vers 300 MeV d'énergie d'excitation.

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

IV.3.7 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 ${}^{208}\text{Pb}^{89}$. Cette transition GT est interprétée comme l'état analogue de la transition M1 dans le noyau parent ou plus exactement la composante T_0-1 de l'état analogue (voir Figure 10). 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 dominant le spectre (p, n) à $q = 0$ et vers 200 MeV d'énergie inci-

dente, ont développé un programme expérimental d'étude de la réaction (p,p') à 201 MeV d'énergie incidente et à faible transfert ($\theta \approx 2^\circ - 5^\circ$) auprès du Synchrocyclotron d'Orsay⁹³⁻⁹⁵. Bien qu'en (p,p') la situation soit plus complexe (transfert $\Delta T = 0$ et 1), donc importante plus grande des termes V_σ , 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. Le premier exemple de transition M1 observée en diffusion inélastique de protons a été obtenu dans le cas des isotopes du Zr⁹³⁻⁹⁴). 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 Figure 28. Ce résultat expérimental a été confirmé par des expériences ultérieures réalisées à TRIUMF⁹⁶) et LOS ALAMOS⁹⁷) 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 Bertsch⁹⁸) et en accord

avec la valeur trouvée pour la résonance Gamow-Teller 1^+ , $T_0=1$ observée dans la réaction $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ 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

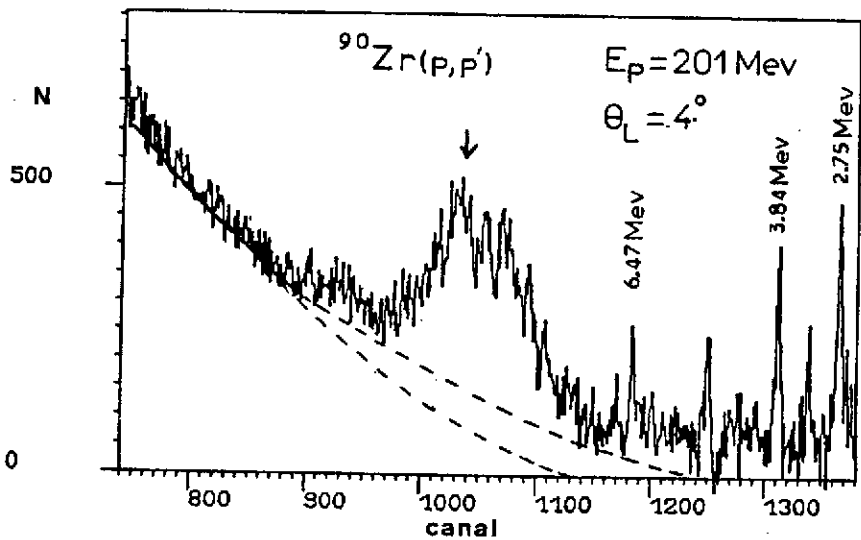


Figure 28 : Spectre en énergie des protons diffusés inélastiquement par la cible de ^{90}Zr . La flèche indique la position de la résonance M1 (Réf. 95).

la distribution angulaire de la transition G-T, 1^+ , $T_0=1$ déduite de l'expérience $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$ à 200 MeV est aussi en très bon accord avec celle des transitions M1 dans les isotopes du ^{90}Zr (voir Figure 29).

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 MSU⁹⁵). 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.

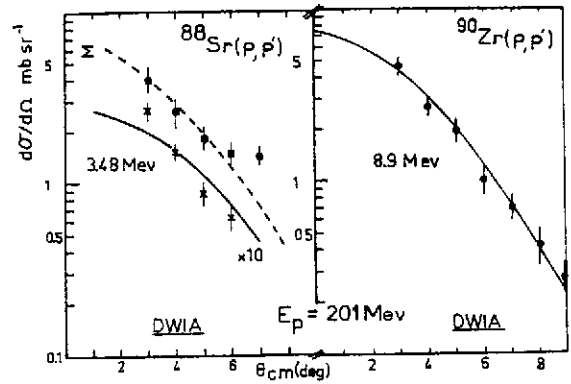
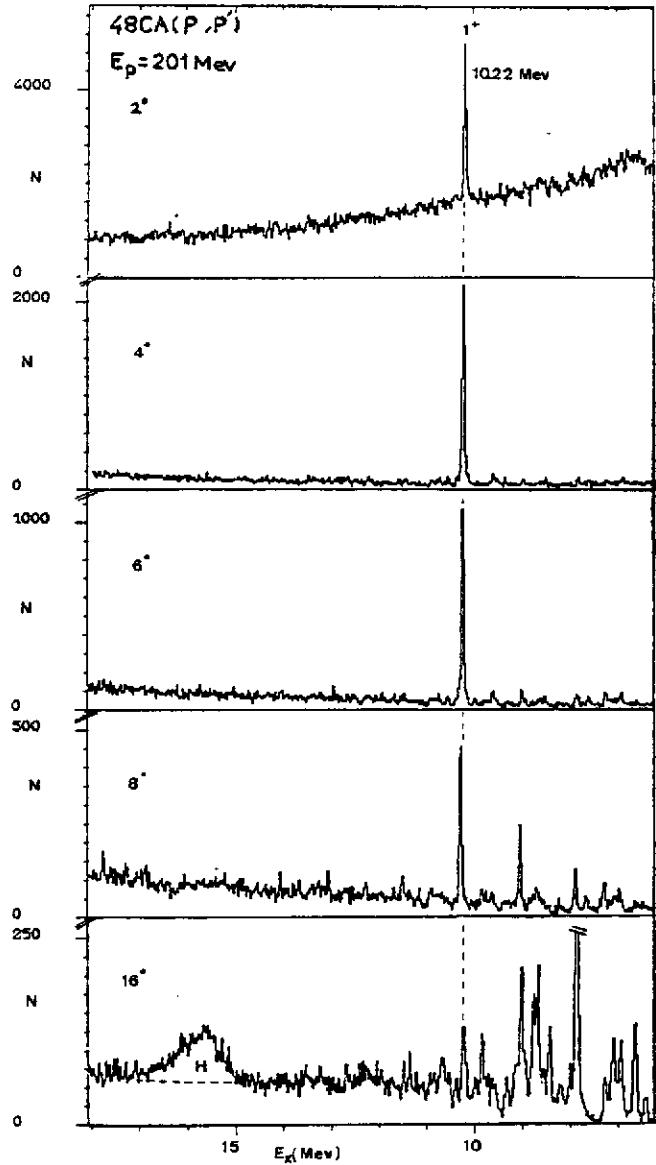


Figure 29 : Distributions angulaires des transitions M1 dans les noyaux de ^{88}Sr et ^{90}Zr . Les courbes en trait plein représentent un calcul DWIA pour un transfert $L = 0$ (réf. 95).

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 $^{48}\text{Ca}(p,p')$ 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 $^{48}\text{Ca}(p,p')$ à 201 MeV est présenté dans la Figure 30 pour différents angles de diffusion. Très à l'avant $\theta = 2^\circ - 4^\circ$ 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 $\theta = 0^\circ$. De plus cette section efficace décroît très fortement au fur et à mesure que l'angle augmente. A $\theta = 8 - 12^\circ$ 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 $[(f_{7/2})_n^{-1} \times (f_{7/2})_1^{+1}]_1$, 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 arrières⁹⁹⁾. La transition analogue G-T a aussi été mise en évidence dans l'étude de la réaction $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ à 160 MeV⁸⁹⁾. 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.

Figure 30 : Spectres des protons diffusés inélastiquement par une cible de ^{48}Ca à différents angles. (Tiré de la réf. 95).



IV.3.8 Analyse des résultats et modèle de réaction 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 en (IV.30).

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) . Il sert à calculer les ondes dis-

tordues. 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'état 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 ΔT 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

V_{ip} est utilisée pour décrire la transition. En (p,p') on peut utiliser plusieurs approches :

i) Un facteur de forme macroscopique (dérivée d'un puits de Woods-Saxon $1/r dV/dr$). 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. 31. 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.

ii) Pour obtenir une section efficace réaliste on peut utiliser la paramétrisation de l'interaction projectile-nucléon de la cible donné par Lovet Franey (IV.25) et le calcul est fait par le code DWBA 70. La section efficace théorique est normalisée aux points expérimentaux à l'avant, le rapport $N = \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}}$ donne le pourcentage de l'intensité observée.

iii) 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 Figure 32 pour l'état 1^+ à 10.2 MeV dans le ^{48}Ca . On remarque que l'interaction de Love et

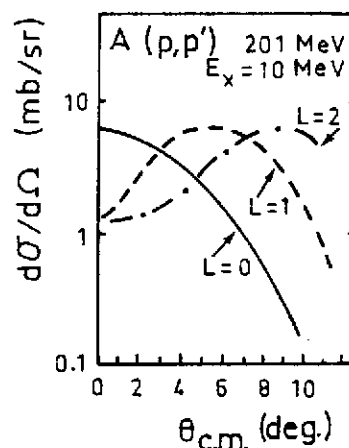


Figure 31 : Distribution angulaire théorique en DWBA avec facteur de forme macroscopique pour différentes valeurs du moment transféré.

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, ni de règle de somme indépendante du modèle.

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

- 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).

La Table 2 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.

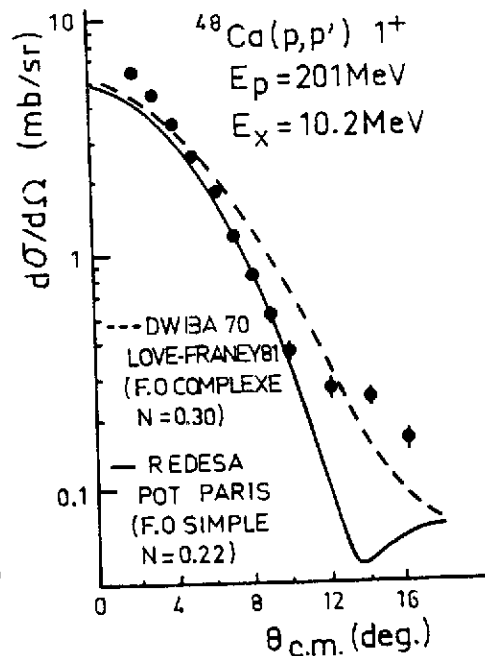


Figure 32 : Distribution angulaire expérimentale et théorique de l'état 1^+ à 10.2 MeV dans le ^{48}Ca (voir texte § IV.3.8) (Réf. 95).

Table 2 : Résultats obtenus dans l'analyse des réactions (p,p') à 201 MeV pour la transition M1.

Noyau	Ex (MeV)	Γ (MeV)	$N = (d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}} / (d\sigma/d\Omega)_{\text{théo}}$
^{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

Cette table appelle deux remarques :

- i) 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 donnée essentiellement par le terme spin-orbite ($E_{j<} - E_{j>}$) qui n'a pas de dépendance très forte avec la masse des noyaux.
- ii) 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 Figure 33 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 . La résonance large excitée en (p,p') à 10.15 MeV⁹⁵⁾ n'a strictement aucune correspondance dans le spectre (e,e')¹⁰⁰⁾.

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 $\vec{\sigma} \cdot \vec{\tau}$ qui contribuent respectivement à l'excitation de ces transitions.

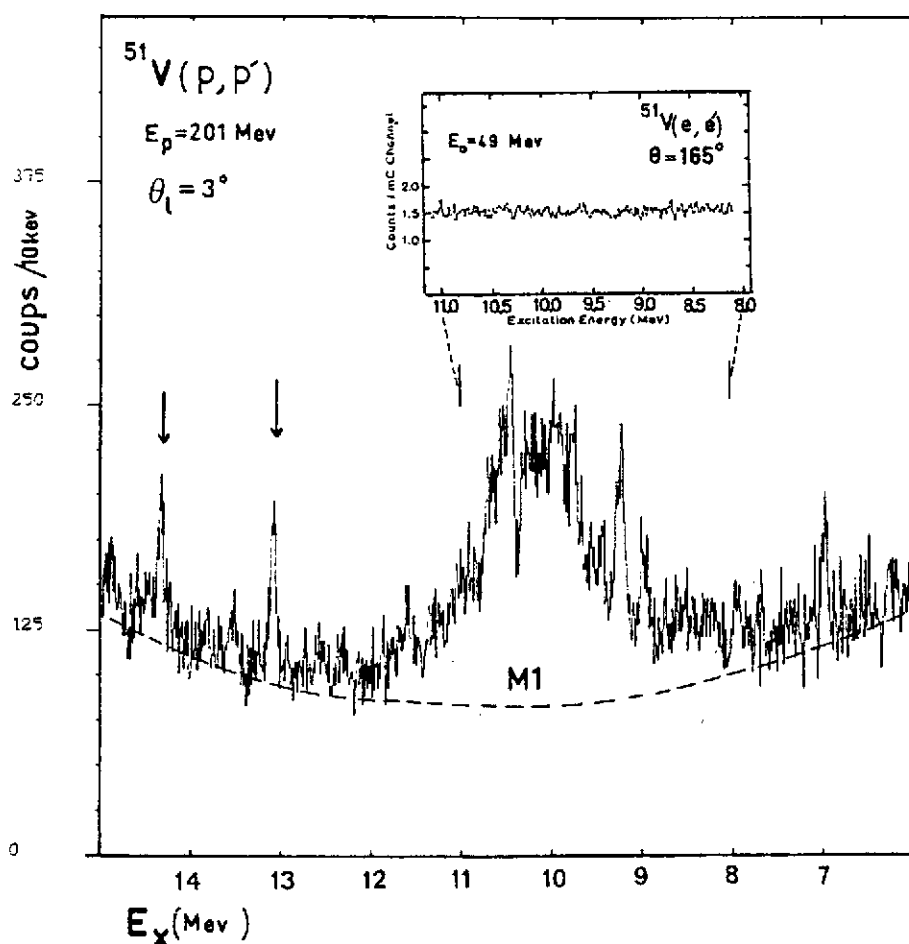


Figure 33 : Comparaison entre les spectres (e,e') et (p,p') dans la région des états M1 pour le ^{51}V (réf. 95).

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

$$M1 = \sum_{k=1}^A \mu(k) = \sum_{k=1}^A \left[\left(\frac{g_n^s + g_p^s}{2} \right) S_k + \left(\frac{g_n^l + g_p^l}{2} \right) L_k \right] + \sum_{k=1}^A \tau_{zk} \left[\left(\frac{g_n^s - g_p^s}{2} \right) S_k + \left(\frac{g_n^l - g_p^l}{2} \right) L_k \right]$$

où μ est le moment magnétique du nucléon k . Cet opérateur comprend un terme orbital et un terme spin. Uniquement dans le cas des excitations de type neutron le terme dépendant de $\vec{\ell}$ est nul ($g_l \approx 0$) et dans ce cas seulement l'opérateur M1 est proportionnel à $\vec{S}_k \tau_z$ comme en (p,p') à 200 MeV et à $q \approx 0$. 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 à faire à des excitations mixtes (neutrons et protons) le terme orbital $\vec{\ell}$ peut par interférence destructive 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 $q \approx 0$ est bien plus grande qu'en (e,e') ou en (p,p') à basse énergie (<100 MeV). Le rapport pic/continu est bien meilleur comme le montre la Figure 33.

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 la Table 3.

Table 3 : Comparaison de la quantité $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}}$ 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	$\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}}^{\text{a)}$
(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 :

- i) Une très grande sensibilité de l'intensité mesurée avec la voie de réaction choisie ($0.21 < \sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{théo}} < 0.5$).
- ii) 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 $q \approx 0$ aient permis d'observer une partie notable de l'intensité des transitions M1 dans les noyaux moyens et lourds.

IV.3.9 Conclusions sur les transitions Gamow-Teller et M1

Les réactions d'échange de charge, (p,n) et ($^3\text{He,t}$), 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 du type ΔN^{-1} et les très belles expériences effectuées en $({}^3\text{He}, t)$ 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 $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})^{101}$ 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 $({}^3\text{He}, t)$ sans mélange (même faible) avec la voie $\Delta S = 0$, $\Delta T = 1$.

IV.4 RESONANCES GEANTES ISOVECTORIELLES ET ETATS DOUBLES ANALOGUES EN REACTION D'ECHANGE DE CHARGE

Les progrès techniques réalisés ces dernières années sur l'intensité des faisceaux de pions et sur les performances des spectromètres destinés à la détection de pions neutres et chargés ont permis à toutes les réactions induites par des faisceaux de pions d'atteindre un niveau de résultats comparables à celui déjà obtenu avec les autres sondes hadroniques. De plus, le pion étant une particule pseudoscalaire ayant trois états de charge (π_0, π^+, π^-) la liste de réactions possibles est très étendue.

En diffusion inélastique les états $\Delta T = 0, 1$ et 2 peuvent être peuplés. En simple échange de charges (π^\pm, π_0) on peut ainsi mettre en évidence des transitions isovectorielles ($\Delta T = 1$) avec ou non retournement de spin ($\Delta S = 0$ ou 1). Enfin un transfert de charge de deux unités associé à

un transfert d'isospin de 2 ($T = 2$ double échange de charge DEC) permis par les réactions (π^+, π^-) ou (π^-, π^+) ont permis de mettre en évidence des états double analogue (EDA) dans de nombreux noyaux de masse comprises entre 12 et 208.

L'avantage principal de l'échange de charge de pions est que les transitions $\Delta T = 0$ qui dominent habituellement les spectres induits par les autres sondes hadroniques sont absentes. De plus, les transitions $\Delta S = 1$ sont très défavorisées près de 0° . Enfin, à des énergies incidentes d'environ 165 MeV, les pions sont très fortement absorbés en surface et par conséquent se couplent aisément aux modes dont les densités de transitions sont piquées en surface. Toutes ces raisons font que les réactions d'échange de charge sont très bien adaptées à l'étude des modes collectifs isovectoriels. Les diverses transitions que l'on peut atteindre sont représentées schématiquement dans la fig. 34.

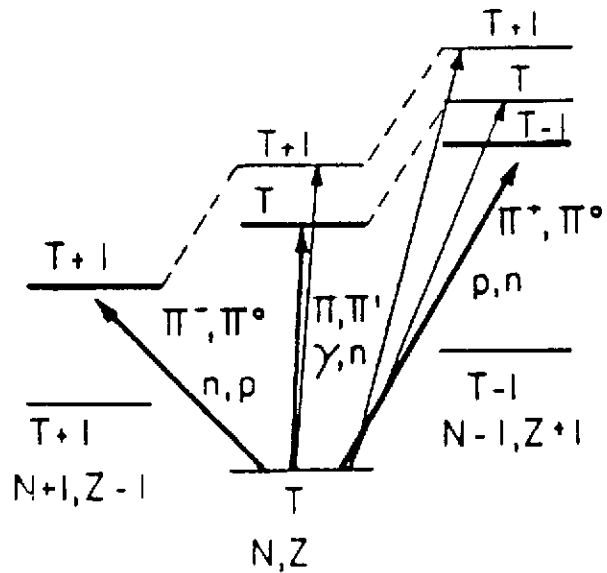


Figure 34 : Transitions permises d'isospin pour les résonances isovectorielles. La ligne en pointillé relie les membres d'un même multiplet isobarique.

La figure 35 montre les spectres en énergie des pions neutres émis lors de la réaction $^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi_0)$ à 164 MeV où l'on observe très nettement l'excitation de la Résonance Dipolaire Géante (RDG) au-dessus d'un continuum dont la forme est déterminée aux angles avant. L'impact majeur de l'échange de charge de pions sur la physique des Résonances Géantes Isovectorielles a été la découverte de la Résonance Monopolaire Isovectorielle $J^\pi=0^+$ (RMI, $\Delta S=0, \Delta T=1$)¹⁰³ au moyen de la réaction d'échange de charge (π^-, π_0) et plus exactement de la composante T_0+1 (voir figure 34). Le point crucial dans cette découverte expérimentale du mode monopolaire est d'une part l'inhibition forte des transitions $\Delta T=1, \Delta S=1$ aux angles avant et d'autre part le fort couplage du pion aux modes de surface. Ces considérations sont illustrées dans la fig. 36 où sont représentées les sections efficaces doublement différen-

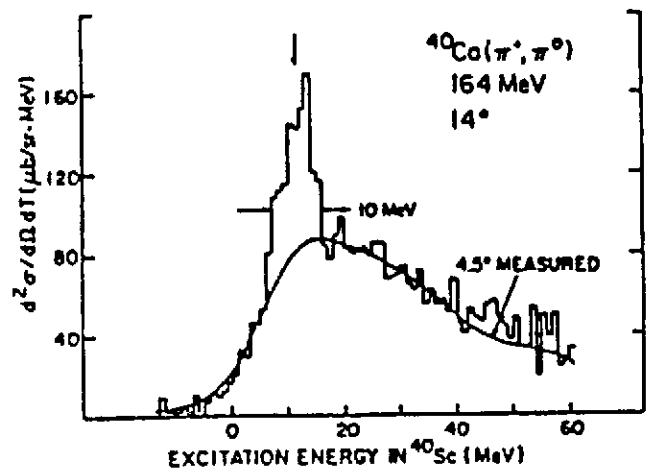


Figure 35 : Spectre expérimental de la réaction $^{40}\text{Ca}(\pi^+, \pi_0)$ à 164 MeV. La flèche indique la position de la résonance dipolaire géante. (Ref. 102)

telles pour la réaction (π^- , π_0) sur des cibles de ^{60}Ni et ^{140}Ce ¹⁰⁴⁾.

Les spectres du haut de la figure ont été mesurés à un angle de 4° là où la section efficace de RMI est maximum. Les spectres du milieu mesurée à 15° correspondent aux minima de la section efficace de la RMI et aux maxima de celle de la Résonance Dipolaire Géante. Enfin la partie inférieure de la figure montre les résultats obtenus à 33° où les deux résonances ont de très faibles sections efficaces et où on a évalué la contribution du continuum (lignes continues).

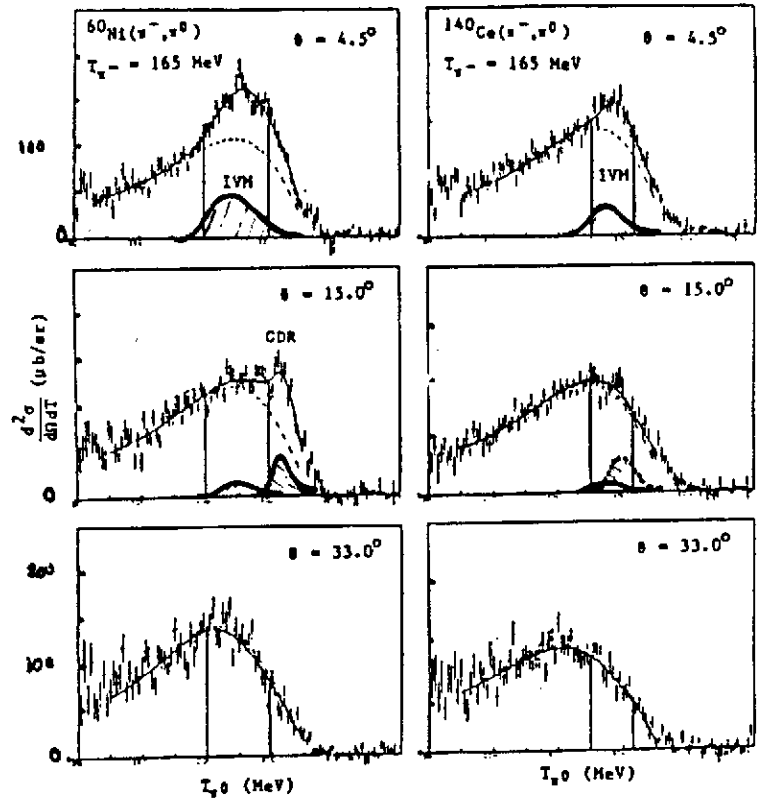


Figure 36 : Section efficace de la réaction (π^- , π_0) à 165 MeV sur les cibles de ^{60}Ni et ^{140}Ce . La région où est observée la RMI est indiquée par deux lignes verticales continues (Tiré de la réf. 104).

Dans la Figure 36, la section efficace normalisée R dans la région de la RMI (traits verticaux de la Fig. 36) est reportée en fonction du carré du moment transféré $q^2/2m$. Cette section efficace normalisée est définie par la relation

$$R = \frac{\int \frac{d^2\sigma}{d\Omega dT} dT \text{ (Région RMI)}}{\int \frac{d^2\sigma}{d\Omega dT} dT \text{ (Ex < 70 MeV)}}$$

Si l'excès de section efficace ainsi définie est due à la RMI alors ce rapport R doit présenter un minimum là où la RMI a un minimum c'est-à-dire à $qr = \sqrt{2}$ où r est le rayon d'absorption du pion. C'est bien ce que l'on observe expérimentalement. Des données expérimentales des Figures 36 et 37 on a pu extraire les distributions angulaires, les énergies et les largeurs des RMI. Les résultats sont comparés aux prédictions de la théorie RPA¹⁰⁵⁾ dans la Fig. 38. L'accord entre l'expérience et les valeurs théoriques est assez remarquable.

Rappelons que les données précises sur l'énergie d'excitation et la largeur de la Résonance Monopolaire Isovectorielle sont essentielles au calcul de la largeur d'étalement Γ^+ des Résonances Isobariques Analogues (voir chapitre II et III).

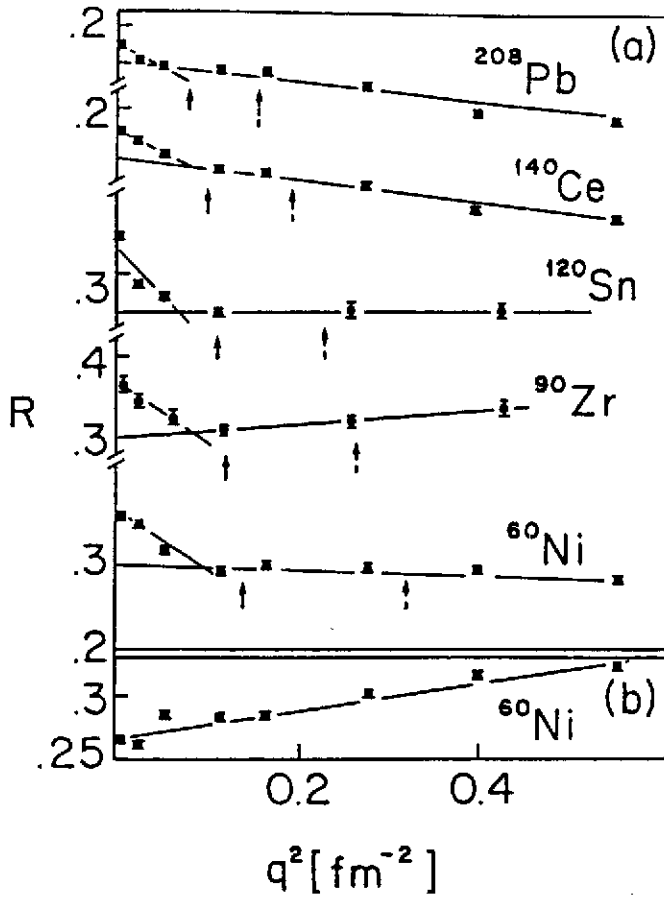
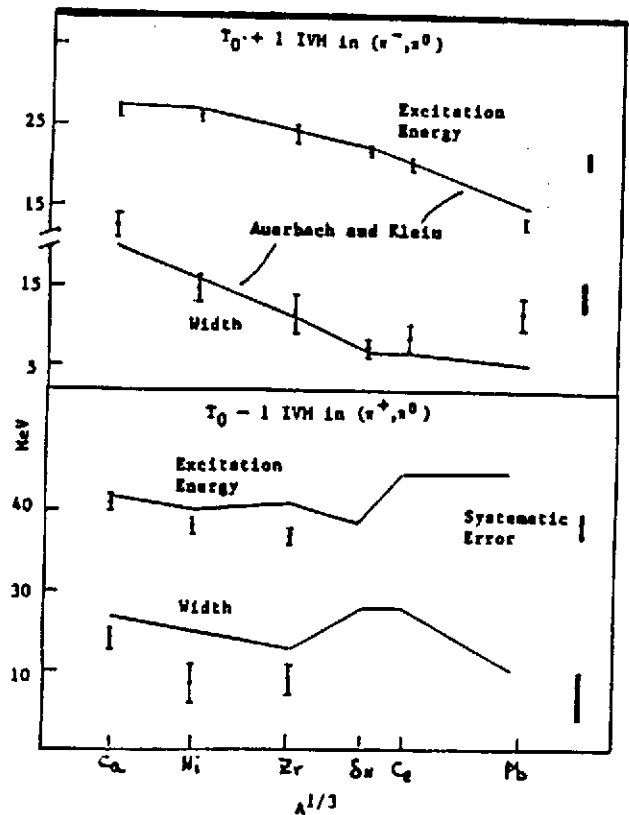


Figure 37 : (a) Section efficace normalisée R dans la région de la RMI, en fonction du carré de l'impulsion transférée $q^2/2m$.

(b) Même chose que (a) sauf que la région en énergie considérée est située au-dessus de celle de la RMI et donc ne présente pas de minimum à $qr=\pi/2$ (Tiré de la réf. 104).

Figure 38 : Dépendance en masse de l'énergie d'excitation et de la largeur de la RMI. Les courbes en traits continus sont les prédictions théoriques de Auerbach et Klein¹⁰⁵. (Tiré de la réf. 104)



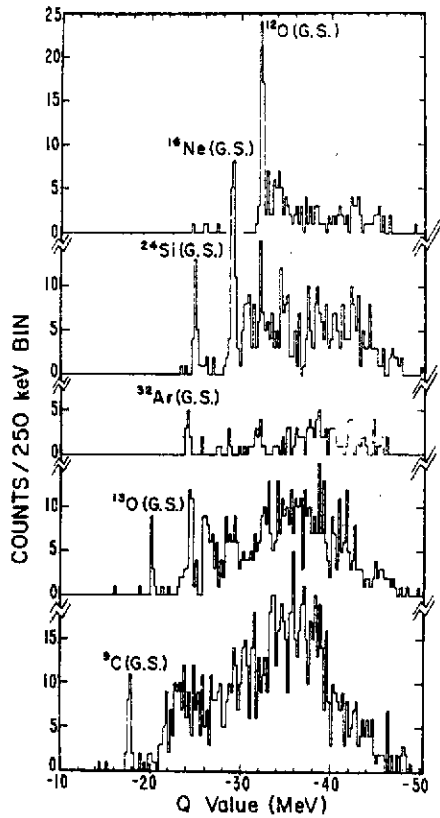
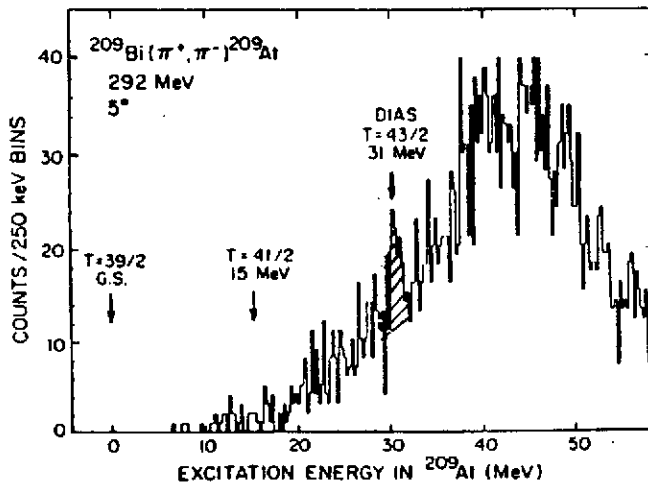
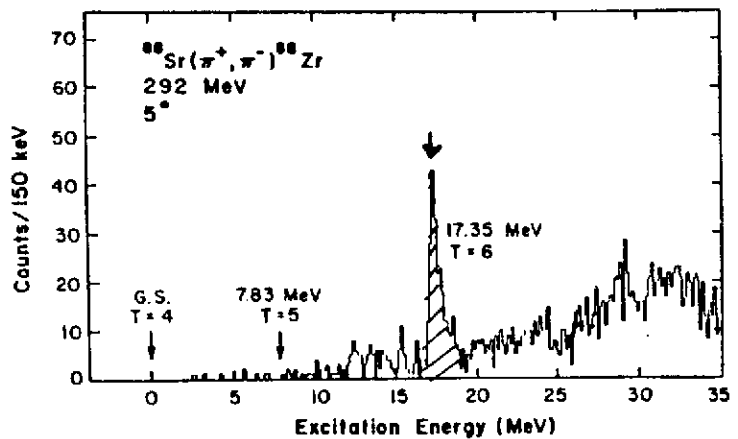


Figure 39 : Spectres résultant de l'étude de la réaction de double échange de charge (π^+, π^-) sur des noyaux de la couche sd. (Tiré de la référence 32).

de ^{88}Sr ($T=T_z=6$) et de ^{209}Bi ($T=T_z=43/2$)¹⁰⁶. Des pics étroits à l'énergie prévue par les calculs de déplacement d'énergie Coulombienne sont observés et permettent de vérifier l'invariance d'isospin dans les interactions fortes. De telles mesures précises de l'énergie des états double analogue dans les noyaux lourds permettent d'étendre les tests de validité de la formule quadratique de masse (voir chapitre II, § II.1) à

Figure 40 : Spectre d'énergie de π^- à 5° émis dans les réactions ^{88}Sr et ^{209}Bi (π^+, π^-) à 292 MeV. Les EDA dominent les spectres à respectivement 17.35 et 31 MeV. (Tiré de la Réf. 106)

Les réactions de double échange de charge permettent d'atteindre des noyaux très déficitaires en neutrons (π^+, π^-) de $T_2 = -2$ donc proche de la ligne de stabilité. Cette technique a été utilisée récemment pour mesurer la masse de tels noyaux et de compléter ainsi les données sur les quintuplets ($T=2$) ou quadruplets isobariques dans les noyaux de la couche p et s-d. La Fig. 39 montre les spectres résultant de telles études sur des cibles de ^9Be , ^{13}C , ^{32}S , ^{24}Mg , ^{16}O et ^{12}C ³². Le pic correspondant à l'état fondamental est fortement peuplé dans la réaction de double échange de charge permettant une mesure précise de la masse des noyaux riches en protons (de ^9C à ^{32}Ar). La même réaction étudiée sur des noyaux moyens et lourds ($A > 60$) permet de peupler à haute énergie d'excitation dans le noyau final des Etats Doubles Analogues (EDA) ($T=T_z+2$). La Figure 40 montre les spectres obtenus lors de l'étude de la réaction de double échange de charge sur les noyaux



à des multiplets où T_2 est grand. Nous n'avons accès jusqu'à présent qu'à l'énergie de l'état parent et celle de l'état analogue (RIA). La connaissance de la masse de l'EDA permet de tester la variation du terme c avec la masse. Un nouveau champ d'application de la formule des multiplets isobariques est ouvert grâce à l'accès aux masses des EDA par réaction de double échange de charge.

CONCLUSION

La symétrie d'isospin est faiblement brisée dans les noyaux. Toutes les évidences expérimentales et les implications théoriques discutées tout au long de ce cours, le montrent. Cette brisure de symétrie affecte des domaines très variés de structure et de réactions nucléaires : la diffusion nucléon-nucléon, les transitions β superpermises, la masse des multiplets isobariques, la largeur de décroissance "interdite" d'isospin dans les réactions de capture ou de diffusion résonnante, l'impureté d'isospin dans les noyaux, les Résonances Isobariques Analogues, la diffusion nucléon-noyau, les déplacements coulombiens. L'étude de tous ces phénomènes permet de préciser quantitativement le degré de brisure de symétrie d'isospin et conduit à considérer l'isospin comme un bon nombre quantique.

Cependant, malgré des modèles microscopiques sophistiqués, il reste un certain nombre de phénomènes inexpliqués et qui constituent des "cas troublants". La masse des multiplets isobariques pour $A = 9$ n'obéit pas à la formule quadratique de masse. L'écart observé est largement supérieur aux barres d'erreurs expérimentales.

Les largeurs interdites de décroissance " α " et les oscillations des largeurs partielles d'émissions proton des états analogues de la couche s-d ne trouvent aucune explication quantitative raisonnable dans le cadre des modèles de mélange d'isospin entre états fondamentaux et états antianalogues et analogues.

Une faible différence de masse entre l' ^3He et le tritium, le taux des transitions β superpermises et en général les différences d'énergie coulombiennes (anomalie Nolen-Schiffer) ne sont pas entièrement expliquées. De nouvelles générations d'excitations, la résonance Géante Gamow-Teller, les résonances $M1$, la Résonance géante Monopolaire Isovectorielle, les états double analogues dans les noyaux lourds sont maintenant observés. Les degrés de liberté de spin-isospin ont enrichi considérablement notre connaissance de l'interaction forte. Ils posent néanmoins de nouveaux problèmes, à savoir le rôle de degrés de liberté subnucléoniques dans la fonction de réponse du noyau à de tels modes.

Près de cinquante ans après son introduction dans la physique nucléaire, il ne fait aucun doute que le concept d'isospin dans les noyaux et les manifestations de cette symétrie n'ont pas fini d'enrichir notre histoire.

REFERENCES

1. A. Messiah, *Mécanique Quantique*, Dunod (1964).
2. J.P. Elliott, *Isospin in Nuclear Physics*, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 73.
3. E.M. Henley, *Isospin in Nuclear Physics*, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 15.
4. R. Wilson, *The Nucleon-Nucleon Interaction*, John Wiley and Sons (1963).
5. R.H. Philipps and K.M. Crowe, *Phys. Rev.* 96 (1954) 484.
6. W.T.H. Van Oers and I. Slaus, *Phys. Rev.* 160 (1967) 853.
7. E.C. Fuschini et al., *Nucl. Phys.* A109 (1968) 465.
8. M.J. Moravcsik, *Phys. Rev.* 136 (1964) 624.
9. M.K. Khankhasayev et al., *Phys. Lett.* 175B (1986) 261.
10. R.A. Brandenburg, S.A. Coon and P.U. Sauer, *Nucl. Phys.* A294 (1978) 305.
11. W.M. McDonald, *Phys. Rev.* 110 (1958) 1420.
12. N. Auerbach, *Phys. Reports* 98 (1983) 273.
13. A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Benjamin (1969).
14. O. Bohigas, A.M. Lane and J. Martorell, *Phys. Reports* 51 (1979) 267.
15. K.F. Liu and G.E. Brown, *Nucl. Phys.* A265 (1976) 385.
16. G.F. Bertsch and S.F. Tsai, *Phys. Reports* 18C (1975) 126.
17. N. Auerbach and Nguyen Van Giai, *Proc. Sendai Conference on Electro- and Photoexcitations*, Y. Kawazoe ed. (1977) 77.
18. J.M. Soper, *Isospin in Nuclear Physics*, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 229.
19. R.J. Blin-Stoyle, *Isospin in Nuclear Physics*, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 117.
20. W.E. Ormand, Ph.D. Thesis (1986) et rapport interne MSUCL-550.
21. I.S. Towner, J.C. Hardy and H. Harvey, *Nucl. Phys.* A284 (1977) 269.
22. *Review of Particle Properties*, *Rev. Mod. Phys.* 56 (1984) 51.
23. E.P. Wigner, *Proceedings of the Robert A. Welch Conference on Chemical Research* (R.A. Welch Foundation, Houston, Texas 1957) Vol. 1, p. 67.
24. J. Janecke, *Nucl. Phys.* A128 (1969) 632.
25. W. Benenson and E. Kashy, *Rev. Mod. Phys.* 51 (1979) 527 ;
E. Kashy, W. Benenson and D. Mueller, *Atomic Masses and Fundamental Constants*, J.M. Sanders and A.H. Wapstra ed. (Plenum, New York 1976) p. 118.
26. R. Menselson, G.J. Wozniak, A.D. Bacher, J.M. Loiseaux and J. Cerny, *Phys. Rev. Lett.* 25 (1970) 533.
27. J.C. Hardy, H. Brunnader and J. Cerny, *Phys. Rev.* C1 (1970) 561.
28. J.C. Hardy, J.M. Loiseaux, J. Cerny and G.T. Farvey, *Nucl. Phys.* A162 (1971) 552.

29. R.G.H. Robertson, W. Benenson, E. Kashy and D. Mueller, Phys. Rev. C13 (1976) 1018.
30. R.G.H. Robertson, S. Martin, W.R. Falk, D. Ingham and A. Djalois, Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 1207.
31. D. Moltz et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 43.
32. G.R. Burleson et al., Phys. Rev. C22 (1980) 1180.
33. D. Guillemaud-Muller et al., Z. Phys. Atoms and Nuclei A322 (1985) 415, M. Langevin et al. Nucl. Phys. A455 (1986) 149.
34. A.B. McDonald et al. Nucl. Phys. A273 (1976) 451, 464, 477 ;
P.G. Ikassi et al. Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1357.
35. A.M. Lane and R.G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30 (1958) 257.
36. R.L. McGrath, J. Cerny, J.C. Hardy, G. Goth and A. Arima, Phys. Rev. C1 (1970) 184.
37. S.S. Hanna, Isospin in Nuclear Physics, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 591.
38. Voir par exemple G.M. Temmer, Isospin in Nuclear Physics, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 693.
39. J.B. French and M.H. McFarlane, Nucl. Phys. 26 (1961) 168.
40. J.D. Anderson and C. Wong, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 250 ; Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 442 ;
Phys. Rev. 129 (1963) 2178.
41. A.M. Lane and J.M. Soper, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 420.
42. H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy B, F. Ajzenberg-Selove ed., Academic Press, New York (1960) 625.
43. P.A. Moore et al., The University of Texas, Technical Report n° 5 (1968) 154.
44. S. Fiarman et al., International Conference at Gatlinburg, R.L. Becker ed., Academic Press, New York (1967) 218.
45. C. Mahaux and H.A. Weidenmüller, in Shell Model Approach to Nuclear Reactions, North-Holland Publ., Amsterdam (1969).
46. W. Hering and M. Rost, Phys. Lett. 19 (1965) 488.
47. C.P. Massolo et al., Phys. Rev. C34 (1986) 1256.
48. C.F. Moore et al., Phys. Rev. 164 (1967) 1559 ;
L. Lessard, S. Galès and J.L. Foster Jr, Phys. Rev. C6 (1972) 517.
49. N. Auerbach, J. Hüfner, A.K. Kerman and C.M. Shakin, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 48.
50. J. Speth and A. Van der Woude, Rep. Prog. Phys. 44 (1981) 719.
51. L.J. Tassie, Austr. J. Phys. 9 (1956) 407.
52. N. Auerbach and A. Klein, Nucl. Phys. A395 (1983) 77.
53. N. Auerbach, V. Bernard and Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A337 (1980) 143.
54. S. Shlomo and G.F. Bertsch, Nucl. Phys. A243 (1975) 507.
55. S. Adachi and S. Yoshida, Nucl. Phys. A306 (1978) 53 ;
S. Adachi, Phys. Lett. 125B (1983) 5.

56. J.A. Nolen and J.P. Schiffer, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 19 (1969) 471.
57. M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, *Nucl. Phys.* A238 (1975) 29.
58. N. Auerbach, V. Bernard and Nguyen Van Giai, *Phys. Rev.* C21 (1980) 744.
59. E.H. Auerbach, S. Kahana and J. Weneser, *Phys. Rev. Lett.* 23 (1969) 1253.
60. Nguyen Van Giai, D. Vautherin, M. Vénéroni and D.M. Brink, *Phys. Lett.* 35B (1971) 135.
61. C.A. Engelbrecht and R.H. Lemmer, *Phys. Rev. Lett.* 24 (1970) 607.
62. A.M. Lane and J. Martorell, *Ann. Phys.* 129 (1980) 273.
63. N. Auerbach, A. Yeverechyanu and Nguyen Van Giai, *Proc. International Symposium on Highly Excited States in Nuclear Reactions*, RCNP, Osaka (1980) 623.
64. Voir par exemple G.R. Satchler, *Isospin in Nuclear Physics*, D.H. Wilkinson ed., North-Holland (1969) 391.
65. M. Bauer et al., *J. Phys.* C8 (1982) 525.
66. A.M. Lane, *Nucl. Phys.* 35 (1962) 676.
67. T. Teresawa and G.R. Satchler, *Phys. Lett.* 7 (1963) 265.
68. S.M. Austin, private communication.
69. F.G. Perey, *Phys. Rev.* 131 (1963) 745 ; *Phys. Lett.* 5 (1963) 3.
70. L. Rosen et al., *Ann. Phys.* 34 (1965) 96.
71. M.P. Fricke, et al. *Phys. Rev.* 156 (1967) 1207.
72. A. Nadasen et al., *Phys. Rev.* C23 (1981) 1023.
73. C. Dover and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.* A190 (1972) 373.
74. J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, *Phys. Rev.* C15 (1977) 10.
75. S. Galès, *Proc. International Symposium on Highly Excited States in Nuclear Reactions*, RCNP, Osaka (1980) 425.
76. S. Galès, *Proc. International Conference on Nuclear Structure, Berkeley 1980*, *Nucl. Phys.* A354 (1981) 193C.
77. R.L. McGrath et al., *Phys. Rev. Lett.* 25 (1970) 663.
78. Y. Shamai et al., *Nucl. Phys.* A197 (1972) 211.
79. S. Galès et al., *Phys. Rev.* C31 (1985) 94.
80. S. Galès, *Proc. of the XIII Mazurian School in Nuclear Physics*, *Nucl. Phys.* 27 (1982) 182.
81. W.G. Love and M.A. Franey, *Phys. Rev.* C24 (1981) 1073.
82. R.R. Doering et al., *Phys. Rev. Lett.* 35 (1975) 1691 ;
R.R. Doering et al., *Phys. Rev.* C12 (1975) 378.
83. S.D. Schery et al., *Phys. Lett.* 79B (1978) 30.
84. S.M. Austin, in *The (p,n) reaction and the N-N force*, C.D. Goodman et al. ed., Plenum, New-York (1980).
85. K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita, *Phys. Lett.* 3 (1963) 271.

86. D.E. Bainum et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1751.
87. B.D. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 699.
88. C.D. Goodman et al., Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 1755.
89. C. Gaarde et al., Nucl. Phys. A369 (1981) 258 et références internes ;
C. Gaarde, Nucl. Phys. A396 (1983) 127c ; J. Phys. 45 (1984) C4-405 ; Proc. Niels Bohr
Centennial Conference in Nuclear Structure 85, R. Broglia, G. Hagemann and B. Herskin ed.,
North-Holland (1985) 449 et références internes.
90. E. Oset and M. Rho, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 47.
91. F. Osterfeld et al., Phys. Rev. 26 (1982) 762.
92. M. Roy-Stephan, Journées d'Etudes Saturne, Fontevraud (1983) et communication privée ;
C. Ellegard et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1745.
93. N. Anantaraman et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1318.
94. G.M. Crawley et al., Phys. Rev. C26 (1982) 87.
95. C. Djalali, Thèse de Doctorat, Université d'Orsay (non publiée) ; Proc. International
Symposium HESANS 83, N. Marty and Nguyen Van Giai ed., J. Phys. 45 (1984) C4-375 et
références internes.
96. F. Bertrand et al., Phys. Lett. 103B (1981) 326.
97. S.K. Nanda et al. Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1526.
98. G.F. Bertsch, Nucl. Phys. A354 (1981) 157c.
99. W. Steffen et al., Phys. Lett. 95B (1980) 23.
100. D. Benda et al., Nucl. Phys. A388 (1983) 403.
101. N. Anantaraman, J.S. Winfield, S.M. Austin, A. Galonsky, J. Van der Plicht, C.C. Chang,
G. Ciangaru and S. Galès, Michigan State University preprint no. MSUCL-565 ; soumis à Phys.
Rev. Lett.
102. H.W. Baer et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1379.
103. J.D. Bowman et al., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1195.
104. J.D. Bowman et al., Proc. International Symposium HESANS 83, N. Marty and Nguyen Van Giai
ed., J. Phys. 45 (1984) C4-351.
105. N. Auerbach, Proc. International Symposium HESANS 83, N. Marty and Nguyen Van Giai ed.,
J. Phys. 45 (1984) C4-305.
106. H.W. Baer, Proc. of the LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange, Los Alamos (1985)
Report LA-10550-L p. 45.