



HAL
open science

Quasi-particules loin de la mer de Fermi

S. Galès

► **To cite this version:**

S. Galès. Quasi-particules loin de la mer de Fermi. École thématique. Ecole Joliot Curie "Nucléons dans le noyau, mais encore..", Maubuisson, (France), du 11-15 septembre 1989 : 8ème session, 1989. cel-00647438

HAL Id: cel-00647438

<https://cel.hal.science/cel-00647438>

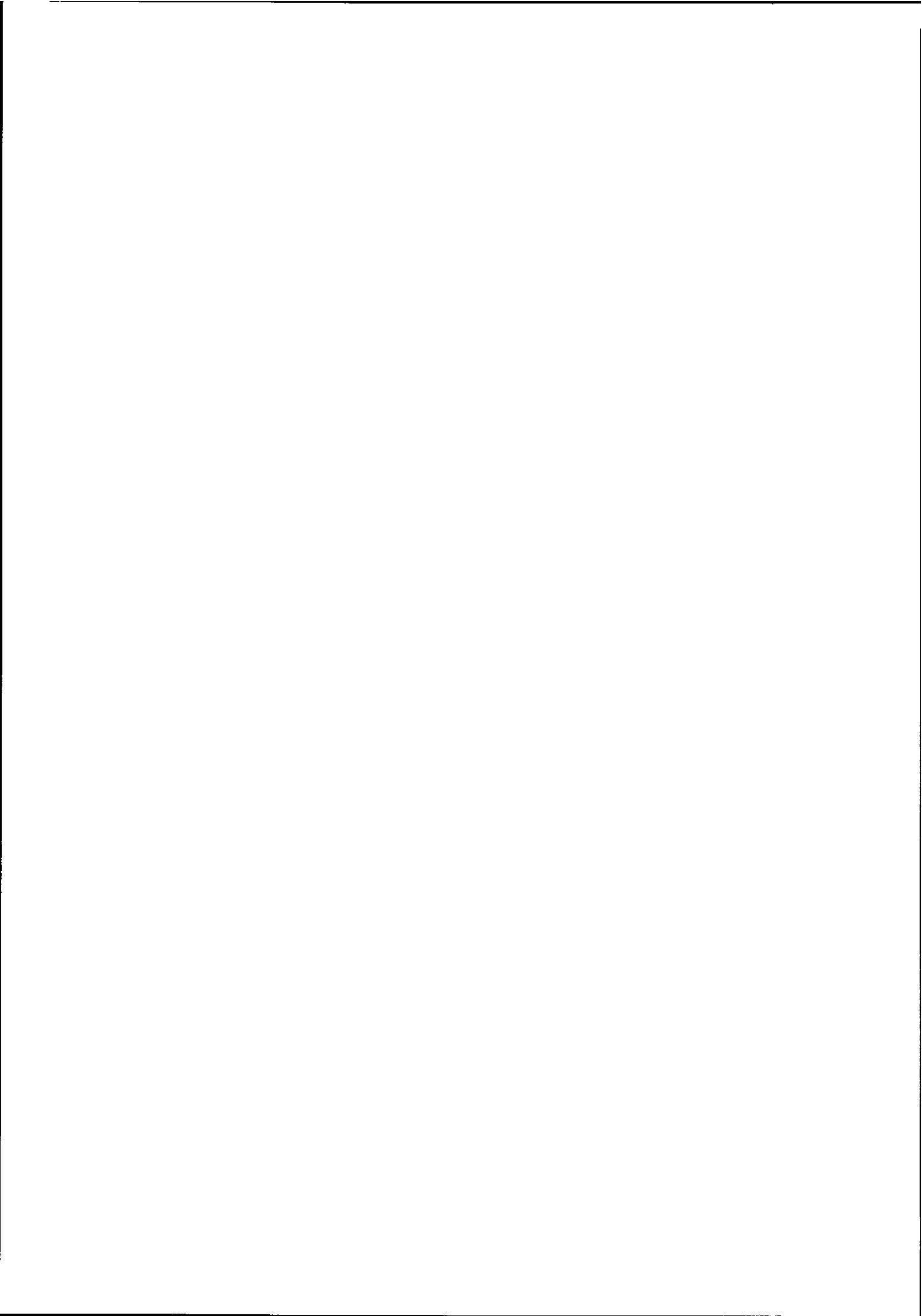
Submitted on 2 Dec 2011

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.

QUASI-PARTICULES LOIN DE LA MER DE FERMI

S. GALES
IPN Orsay, 91406 ORSAY CEDEX, France



QUASI-PARTICULES LOIN DE LA MER DE FERMI

S. GALES

IPN Orsay, 91406 ORSAY CEDEX, France

Résumé : Au cours de la dernière décennie, l'étude des degrés de liberté individuels des nucléons dans le noyau a permis de préciser les limites de validité du modèle à particules indépendantes. De profondes modifications des propriétés des états à une particule ont pu être mises en évidence récemment au moyen de réactions de knock-out d'un proton ($e, e'p$) et/ou de transfert d'un nucléon induites par les sondes électroniques et hadroniques d'énergie intermédiaire. Les distributions de force à une particule ainsi obtenues, sont comparées aux prédictions de modèles microscopiques.

Abstract : During the last decade, significant advances have been made in the study of the single particle modes of motion in nuclei, leading to a precise knowledge of the limits of validity of the independent particle model. The properties of the single particle states are strongly distorted as compared to a bare Hartree-Fock nucleus. These results have been revealed by means of a new generation of high resolution ($e, e'p$) and one nucleon transfer reactions induced by intermediate energy probes. The deduced single-particle strength distributions, highly damped, are compared to the predictions of the microscopic nuclear models.

I - Introduction

L'une des propriétés les plus remarquables des systèmes nucléaires est la validité du Modèle à Particules Indépendantes (MPI) qui décrit le mouvement de chaque nucléon comme résultant de l'action d'un potentiel moyen créé par l'ensemble des autres constituants du noyau. Ce potentiel moyen est statique mais non local par rapport aux variables d'espaces, $V(r, r')$, d'où un champ moyen qui dépend de la vitesse.

Les fluctuations de ce potentiel moyen donnent naissance aux modes collectifs. Le couplage de ces modes collectifs aux excitations à une particule change assez radicalement les propriétés de ce champ moyen, qui acquiert ainsi une dépendance en énergie $V(r, r', E)$. On décrit cette situation nouvelle en disant que le MPI acquiert un "contenu dynamique"^{1, 2}.

Dans la première partie de cet article, nous examinerons brièvement quelques uns des résultats expérimentaux qui ont permis d'établir la validité du MPI et les déviations déjà évidentes dans l'examen des sections efficaces de réactions ou dans les propriétés des états de valence (près de la surface de Fermi) pour les noyaux moyens et lourds.

Dans la deuxième partie, nous décrirons les deux principales approches expérimentales développées ces dix dernières années : la réaction de knock-out

d'un proton (e,e'p) et les réactions de transfert d'un nucléon induites par les sondes hadroniques d'énergie intermédiaires (p,d, α , ions lourds de 50-1000 MeV), qui ont permis d'étudier en détail les degrés de liberté individuels situés loin de la mer de Fermi : les couches profondes et externes. Les fonctions de réponse déduites de ces expériences, leurs dépendances par rapport aux modèles de réactions utilisés.

Dans la troisième partie, les caractéristiques générales de ces distributions de force à une particule (centroïde en énergie, largeur d'étalement, dépendante en énergie et en masse) seront comparées aux prédictions des modèles microscopiques qui prennent explicitement en compte le couplage de ces modes simples aux excitations collectives du noyau.

II - Fondements empiriques et limites du Modèle à Particules Indépendantes

La première évidence expérimentale de la validité approximative du MPI dans les noyaux vient de l'examen des propriétés des états fondamentaux des noyaux. L'existence d'irrégularités marquées de l'énergie de liaison de ces états pour certaines valeurs très précises du nombre de nucléons (8,20,28,50,82,126) ou "nombres magiques" reflètent l'organisation en couches des nucléons dans le noyau³⁾. Cette propriété est très bien reproduite par l'hypothèse de nucléons se déplaçant indépendamment les uns des autres dans un potentiel moyen.

Une autre indication forte de la pertinence du MPI vient des informations obtenues sur le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau à partir des mesures des sections efficaces totales de réaction neutron-noyaux.

La dépendance en énergie de ces sections efficaces totales neutron-noyaux montre que le noyau ne se comporte pas comme un corps noir absorbant totalement le rayonnement incident. Des oscillations marquées apparaissent dans la section efficace en fonction de l'énergie. On en déduit un libre parcours moyen λ de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire, valeur bien supérieure à la valeur de 0.4 fm environ déduite des sections efficaces nucléon-nucléon libre⁴⁾. Ce résultat est conforme à ce que l'on attend dans le MPI, les nucléons se déplaçant sur des orbites de nombres quantiques déterminés, il est alors nécessaire que le libre parcours moyen soit au moins de l'ordre de grandeur de ce rayon avant qu'une collision intervienne.

La limite de validité du concept d'un champ moyen statique et indépendant de l'énergie apparaît très rapidement quand on compare les propriétés des états individuels (position en énergie, force spectroscopique) ou les sections efficaces de diffusion aux résultats expérimentaux. Dans le cadre du MPI, la diffusion élastique nucléon-noyau peut être reproduite avec une grande précision si on suppose que le nucléon est diffusé par un potentiel de forme Woods-Saxon mais qui dépend de l'énergie incidente.

$$V(r) = \frac{V_0(E)}{1 + \exp(r - R_V/a_V)} \quad (1) \quad \text{avec} \quad R_V = r_0 A^{1/3}$$

$$r_0 = 1.25 \text{ fm}$$

$$V_0(E) = V_0 - 0.3E \quad (2) \quad a_V = 0.65 \text{ fm}$$

et si on y ajoute une partie imaginaire $W(r)$ pour tenir compte de l'absorption du flux incident dans les voies inélastiques et de réactions.

La figure 1 montre la dépendance de V_0 en énergie pour la diffusion $p\text{-}^{208}\text{Pb}$ de 0 à 100 MeV qui est bien reproduits par la loi linéaire donnée ci-dessus (2). Au contraire, les spectres des premiers niveaux à une particule des noyaux $A \pm 1$ nucléon (ou A est un noyau à couche fermée) ne sont bien reproduite par ce potentiel qui si V_0 est indépendant de l'énergie de l'état considéré.

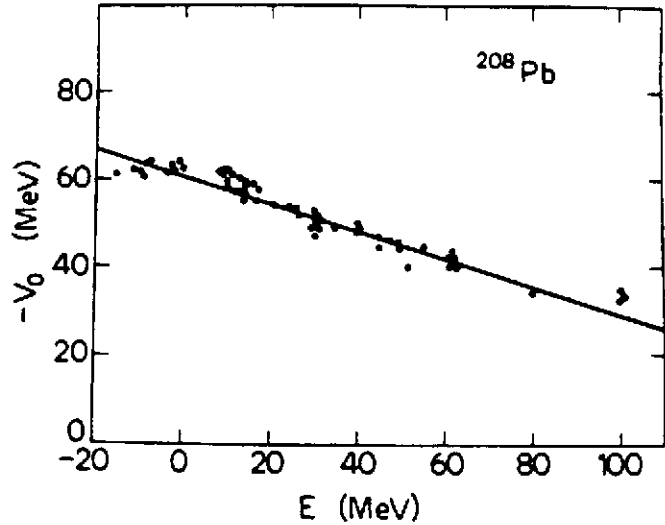


Fig. 1 Dépendance en énergie de la profondeur du puits de potentiel V_0 qui reproduit la section efficace élastique de diffusion $p\text{-}^{208}\text{Pb}$ et la position des premiers états à une particule. La ligne continue est un fit avec la dépendance linéaire donnée dans le texte et $V_0 = -62$ MeV (pris de la réf. 2).

Pour résoudre cette anomalie entre états à une particule dans la diffusion et états faiblement liés, on introduit une masse effective m^* du nucléon dans le noyau qui est différente de la masse à l'état libre m (le nucléon est "habillé").

$$m^*(E)/m = 1 + dV_0(E)/dE \quad (3)$$

soit ϵ_F l'énergie de Fermi ($\epsilon_F = -5.6$ MeV pour les neutrons dans le ^{208}Pb).

En utilisant la relation (2), on trouve :

$$m^*/m = 0.7 \text{ pour } |E - \epsilon_F| > 20 \text{ MeV} \quad (\text{états de diffusion ou états très liés ou profonds})$$

$$m^*/m = 1 \text{ pour } |E - \epsilon_F| < 10 \text{ MeV} \quad (\text{états de valence faiblement liés, } V_0 \text{ indépendant de } E)$$

Les observations empiriques sont donc bien expliquées par un potentiel local de géométrie fixe ou la dépendance en énergie de la profondeur V_0 peut être décrite par une masse effective qui dépend de l'énergie.

Les états à une particule du noyau de $A \pm 1$ nucléon sont obtenus par addition (stripping) ou soustraction (pick-up) d'un nucléon sur le coeur A . Ainsi, l'état fondamental de ^{209}Bi est obtenu par addition d'un proton $1h_{9/2}$ sur le ^{208}Pb , la séquence des états excités est selon le MPI : $2f_{7/2}$, $1i_{13/2}$ etc. Le spectre de la réaction de stripping d'un proton (α, t) sur le ^{208}Pb est montré dans la figure 2 et les premiers niveaux du ^{209}Bi montrent bien la

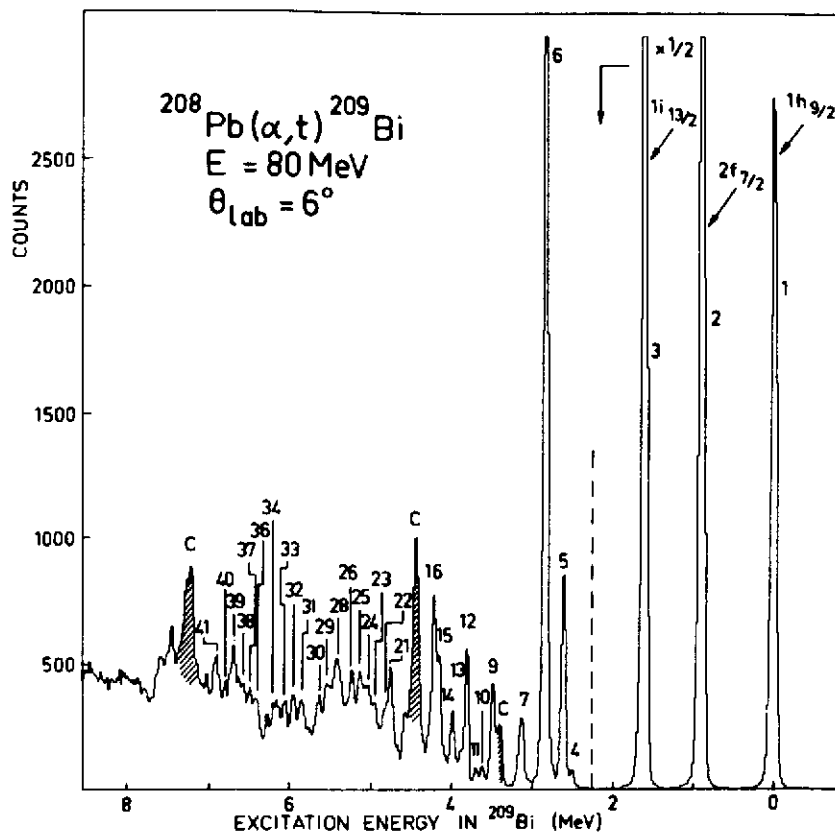


Fig. 2 : Spectre en énergie de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, t)^{209}\text{Bi}$ à $E_\alpha = 80$ MeV. Les pics principaux correspondant aux états à une particule du modèle en couches et leurs nombres quantiques sont indiqués (pris de la réf.6).

séquence attendue⁶⁾. Une mesure quantitative du caractère à une particule est donnée par la force ou le facteur spectroscopique associé. Il est défini comme étant égal à au carré de l'élément de matrice représentant le recouvrement entre les fonctions d'ondes de l'état final f des nombres quantiques nlj dans le noyau $(A+1)$ et l'état initial i de la cible A .

$$S_{if}(A \rightarrow A+1) = |\langle \Phi_f(A+1) | a_{jm}^\dagger | \Phi_i(A) \rangle|^2 \quad (4)$$

une expression très similaire peut être donnée dans le cas de pick-up d'un nucléon : $S_{if}(A \rightarrow A - 1)$. Dans le cadre du MPI, S_{if} est égal à 1.

Ceci n'est qu'approximativement le cas pour les niveaux observés dans la figure 2. En général, les valeurs expérimentales de S_{if} déduites de l'analyse des sections efficaces de transfert sont inférieures à l'unité ($S = 0.7 - 0.8$ pour $h_{9/2}$, $S = 0.65$ pour $i_{13/2}$, etc). Cette déviation par rapport aux prédictions du MPI sont encore plus sérieuses pour les états à plus haute énergie d'excitation. La fig. 2 montre qu'au delà de 2 MeV d'énergie d'excitation, une multitude de niveaux sont peuplés. Ils correspondent à des fragments de la force à une particule des orbitales $1i_{13/2}$ et/ou $2f_{5/2}$.

Pour expliquer cette fragmentation, on dit que l'état à une particule acquiert une largeur d'étalement Γ^\downarrow qui mesure l'intervalle en énergie où sont concentrés l'ensemble des fragments appartenant à une orbitale nlj . On comprend bien que suivant l'importance de cette largeur, la structure en couches des noyaux va profondément se distordre jusqu'à disparaître. Cette situation est illustrée dans la fig. 3.

Dans le MPI la force à une particule pour une orbitale nlj soit S_{1j} est entièrement concentrée sur un état quelle que soit l'énergie (voir figs. 3a, a').

En réalité, l'existence de collisions entre nucléons ou de diffusions sur la surface du noyau, conduit à un étalement de la force à une particule. On introduit une partie imaginaire dans le potentiel moyen $U(r) = V + iW$; par analogie avec la diffusion, W est relié à la largeur d'étalement par la relation

$$\Gamma^\downarrow = 2 \langle W \rangle \quad (5)$$

La fonction delta du MPI des fig. 3a et 3a' identique dans le cas d'un état de valence ou profond, est modifiée dans le cas où l'on introduit des collisions entre nucléons (MPI + W). La fonction de réponse $S(E)$ présente toujours un maxima autour de la position de l'état à une particule E_0 mais la probabilité de trouver des

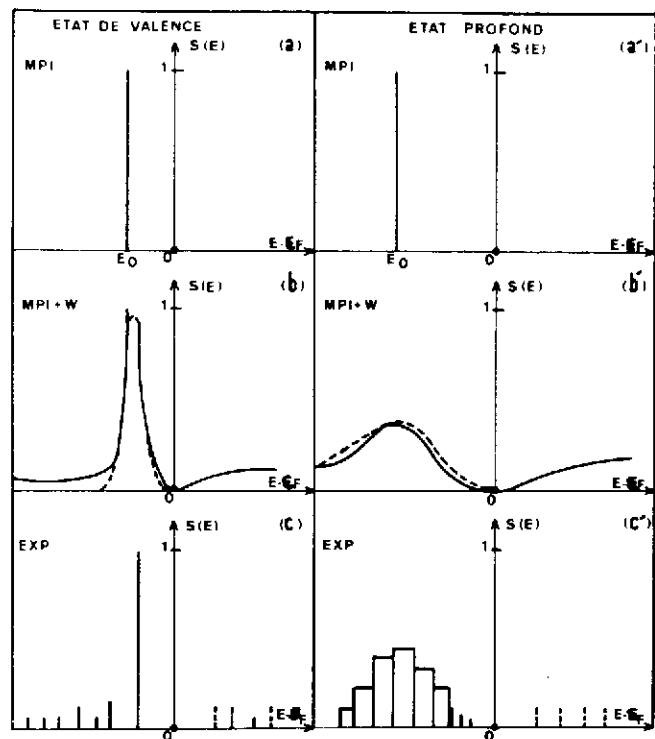


Fig. 3 : Distribution de la force à une particule en fonction de $E - \epsilon_F$ (a, a') : modèle à particules indépendantes (MPI). (b, b') : Effet des collisions et de la surface pour un état de valence et un état profond. La courbe en pointillés représente l'approximation de quasi-particule (Lorentzienne) (c, c') : exp. Situation observée expérimentalement (adaptée de la référence 2).

fragments correspondant à l'état à une particule loin de E_0 n'est plus nulle. Pour un état près de la mer de Fermi, l'étalement est faible alors qu'il peut être de plusieurs MeV lorsqu'on s'en éloigne (figs. 3b,b'). L'approximation de quasi-particule consiste à remplacer la fonction de Green, forme exacte de la fonction de réponse, par le pôle de cette fonction. Ce qui donne à la réponse une forme Lorentzienne symétrique autour de E_0 (courbe en pointillé des figs 3b,b').

L'observation expérimentale de la fragmentation des états de valence ou "profonds", schématiquement représentée dans les figs. 3c,c', comme nous le montrerons plus loin est en accord globalement avec cette description.

L'origine de cette largeur d'étalement Γ^\downarrow et les mécanismes qui permettent de l'expliquer quantitativement, comptent parmi les motivations principales des études entreprises cette dernière décade sur les propriétés des états individuels loin de la mer de Fermi.

III - Fonction de réponse à une particule. Les approches expérimentales

Historiquement, ce sont les réactions de pick-up d'un nucléon, $(p,2p)^{7)}$, $(e,e'p)^{8)}$ et $(p,d)^{9)}$ qui ont permis de tester les prédictions du MPI pour les orbitales les plus internes. Notons cependant que dans les années 60-70, les qualités des faisceaux disponibles (résolution en énergie, cycle utile) et les techniques de détection associées ont conduit à des résultats incomplets et surtout limités aux noyaux légers et moyens.

Le but de ce chapitre est de décrire comment l'information de structure nucléaire concernant les degrés de liberté individuels peuvent être déduits des expériences de knock-out d'un proton au moyen de la réaction $(e,e'p)$ induite par des faisceau d'électrons de cycle utile élevé et en utilisant des spectromètres de large bande passante en moment et de haute résolution. L'approche alternative, les réactions de transfert d'un nucléon, où le pick-up mais aussi le stripping d'un nucléon (proton ou neutron) induits par des faisceaux de p,d,He ou ions lourds d'énergie intermédiaire, sera elle aussi développée dans ce chapitre.

Les spécificités, avantages et limitations de ces deux méthodes seront discutées.

III.1 - La réaction $(e,e'p)$. Le modèle de réaction

Dans une réaction du type $A(e,e'p)B$, dont le diagramme est représenté dans la figure 4, on suppose que l'électron incident, d'énergie cinétique e_0 de moment \vec{e} , interagit avec un seul proton de la cible (diffusion quasi-libre). L'énergie de liaison et l'impulsion du proton choqué est E_m, \vec{P}_m . L'électron diffusé inélastiquement a une énergie et une impulsion (e'_0, \vec{e}') , le proton émis (p_0, \vec{p}) et l'état final est caractérisé par E_B, \vec{p}_B . La conservation de

l'énergie et de l'impulsion vérifient les relations :

$$E_m = e_o - e'_o - (p_o - m_o) - (E_B - m_B) \quad (6)$$

$$\text{soit } E_m = \omega - T_p - T_B = E_{\text{sep}} + E_x \quad (6')$$

$$p_m = e - e' - p = q - p \quad (7)$$

ou ω et q sont l'énergie et l'impulsion transférées dans la diffusion inélastique, T_p et T_B l'énergie cinétique du proton émis et du noyau résiduel, respectivement.

La section efficace de la réaction, au premier ordre de l'approximation de Born (échange d'un photon) en ondes planes (PWIA), ou l'on détecte l'électron diffusé e' en coïncidence avec le proton

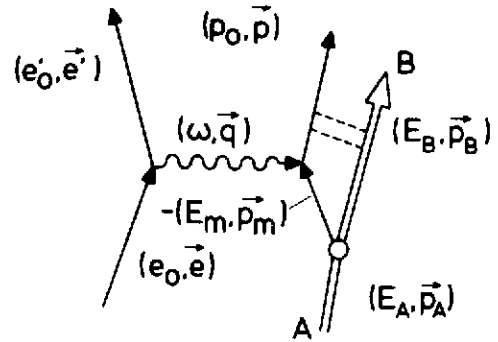


Fig. 4 : Représentation schématique de la réaction de knock-out et d'un proton ($e, e'p$). Les notations sont explicitées dans le texte.

émis peut se mettre sous la forme du produit de facteur de 2 termes principaux

$$\frac{d^6 \sigma}{de'_o d\Omega_{e'} dT_p d\Omega_p} = k \sigma_{ep} S(E_m, p_m) \quad (8)$$

l'interaction électron-proton σ_{ep} et la fonction de réponse $S(E_m, p_m)$ qui contient toute l'information de structure nucléaire. Dans le modèle à particules indépendantes, la fonction de réponse $S(E_m, p_m)$ peut s'écrire comme la somme des densités de distribution de l'impulsion pour toutes les orbitales nlj possibles :

$$S(E_m, p_m) = \sum_{nlj} S_{nlj}(E_m) \rho_{nlj}(p_m) \quad (9)$$

ou S_{nlj} est le facteur spectroscopique de la composante nlj à l'énergie E_m et $\rho_{nlj}(p_m)$ est égale en PWIA au module carré de la transformée de Fourier de la fonction d'onde de l'état lié nlj

$$\rho_{nlj}(p_m) = | \Phi_{nlj}(p_m) |^2 = \left| \int \Phi_{nlj}(r) e^{ip_m r} dr \right|^2 \quad (10)$$

A partir de la section efficace expérimentale, donc de la fonction de réponse $S(E_m, p_m)$ intégrée sur l'impulsion p_m on peut mesurer pour chaque orbitale la fraction de la règle de somme observée :

$$n(nlj) = \frac{1}{2J+1} \int S_{nlj}(E_m) dE_m \quad (11)$$

La factorisation de la section efficace (voir eq. 8) et cette formulation de la règle de somme (voir eq. 9) ne sont qu'approximatives. En pratique, pour tenir compte de l'interaction dans l'état final, $\rho_{nlj}(p_m)$ doit être calculé à l'aide d'un potentiel optique (approximation en ondes distordues DWIA) soit $\rho_{nlj}^D(p_m)$.

On doit aussi tenir compte de la distorsion Coulombienne des ondes entrantes et sortantes pour les électrons (CDWIA). Enfin, la factorisation de la section efficace, (voir eq. 8), reste valable seulement si les coïncidences e'-p sont mesurées en cinématique "parallèle", le moment de l'électron diffusé \vec{e}' et celui du proton émis \vec{p} sont choisis de telle manière que \vec{p} soit parallèle au moment transféré \vec{q} . La figure 5 montre l'effet de ces approximations successives (PWIA, DWIA, CDWIA) pour 2 états de trou proton dans le ^{208}Pb . La valeur absolue et la largeur de la distribution sont fortement modifiées

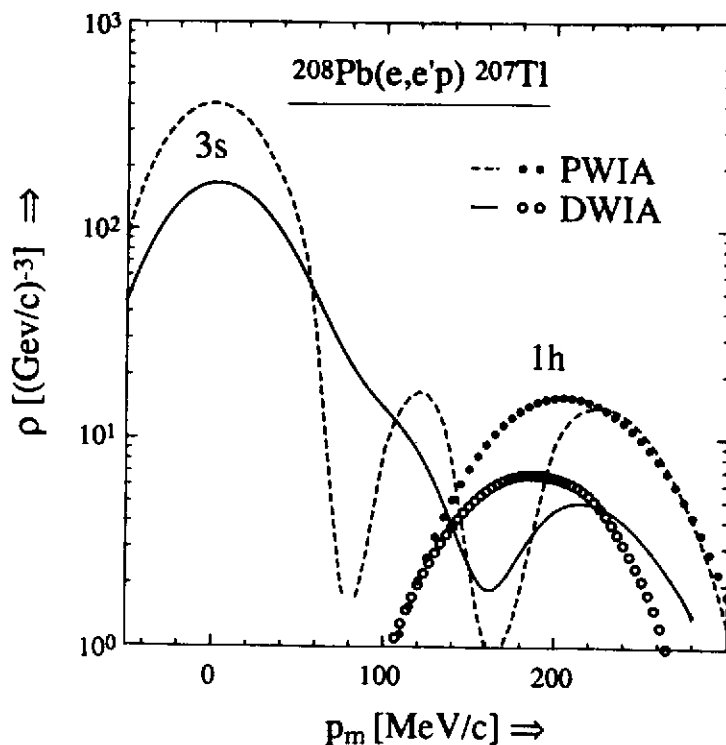


Fig. 5 : Calcul de la distribution de la densité des impulsions pour les états 3s et 1h (trous proton) du ^{208}Pb en PWIA, DWIA et CDWIA (Réf.10).

lorsqu'on tient compte d'hypothèses réalistes (CDWIA). Notons encore que le calcul de $\rho_{nlj}^D(p_m)$ suppose le calcul des fonctions d'ondes $\Phi_{nlj}(r)$ (voir eq.10) au moyen d'un potentiel moyen de Woods-Saxon dont la profondeur est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison de l'état considéré et de géométrie fixe ($r_0 = 1.15 \text{ fm}$, $a_0 = 0,65 \text{ fm}$).

III.2 - La réaction (e, ep') : la méthode expérimentale et résultats expérimentaux par le ^{208}Pb

Pour illustrer les informations de structure nucléaire obtenues récemment au moyen de la réaction $(e, e'p)$, nous avons choisi de décrire les expériences réalisées récemment à l'accélérateur linéaire d'électrons de NIKHEF-K d'Amsterdam ($E = 500 \text{ MeV}$, cycle utile 2 %). Les électrons diffusés inélastiquement et les protons choqués de la cible sont détectés en coïncidence à l'aide de deux spectromètres à haute résolution (510^{-5} en moment) et à large bande passante ($\Delta p/p \approx 10 \%$). Un schéma de l'installation est présenté dans la figure 6. Le système de détection de chaque spectromètre est composé de 2 chambre à fils qui permettent de déterminer la position donc l'angle des trajectoires. Des scintillateurs placés derrière les chambres permettent de réaliser la coïncidence en temps e'-p qui identifie les événements.

Un tel dispositif a permis d'étudier avec une excellente résolution (<100 keV) les états de trous protons dans des noyaux de ^{12}C , ^{51}V , ^{90}Zr , $^{206,208}\text{Pb}$ jusqu'à 25 MeV d'énergie d'excitation 10,11 . L'un des grands avantages de la réaction $(e,e'p)$, en plus d'une interaction e-proton bien connue, est la possibilité de varier indépendamment E ou p en choisissant les combinaisons d'angles et d'énergie incidente adéquates.

La fonction de réponse mesurée pour les états de trous de protons près de la mer de Fermi ($E_x = 0-5$ MeV) et pour une impulsion moyenne de 220 MeV/c est montré dans la figure 7 pour la réaction $^{208}\text{Pb}(e,e'p)$. Chaque pic correspond à un trou de nombres quantiques indiqués.

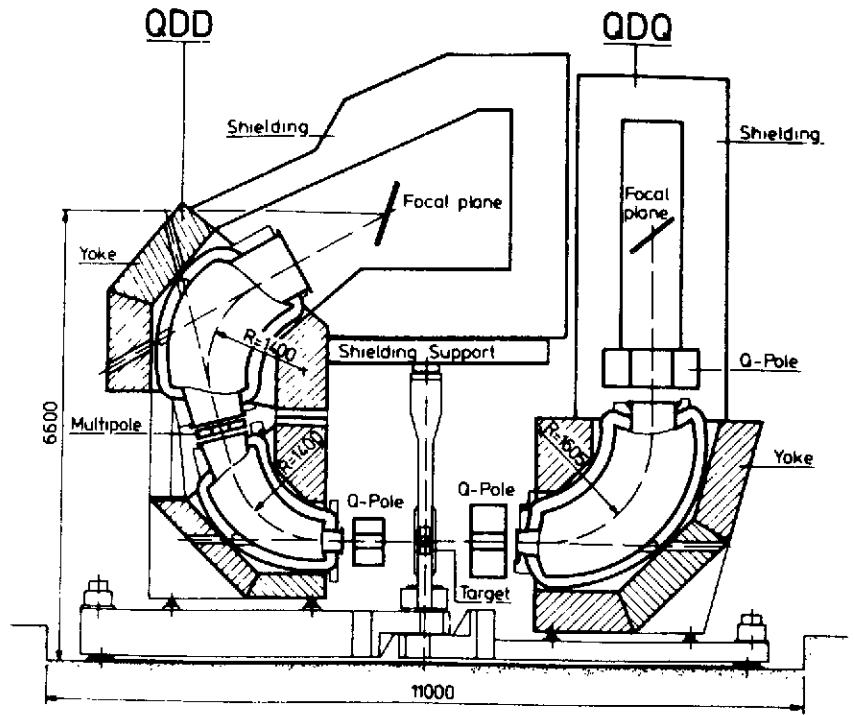


Fig. 6 : Schéma de l'installation de coincidence $e'-p$ à l'aide du spectromètre magnétique (QDD pour les protons, QDQ pour les électrons).

Le faisceau incident entre perpendiculairement au plan de cette coupe, les dimensions sont en mm (Tiré de la réf. 10).

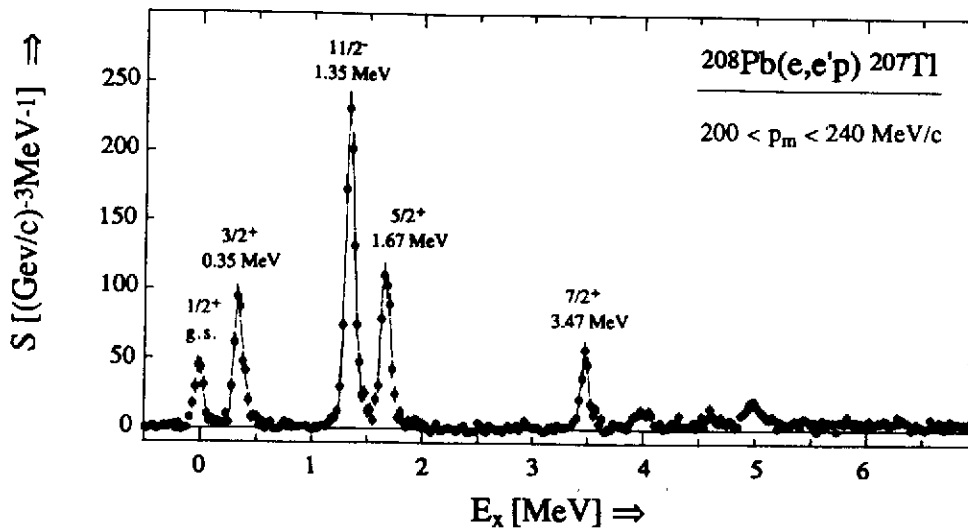


Fig. 7 : Spectre en énergie d'excitation du ^{207}Tl obtenu au moyen de la réaction $(e,e'p)$ à 220 MeV/c montrant les états de valence (trou protons) discrets dans le ^{207}Tl (Tiré de la réf. 10).

Les distributions en moment des états 5 premiers états de trous du ^{208}Pb sont montrés dans la fig. 8.

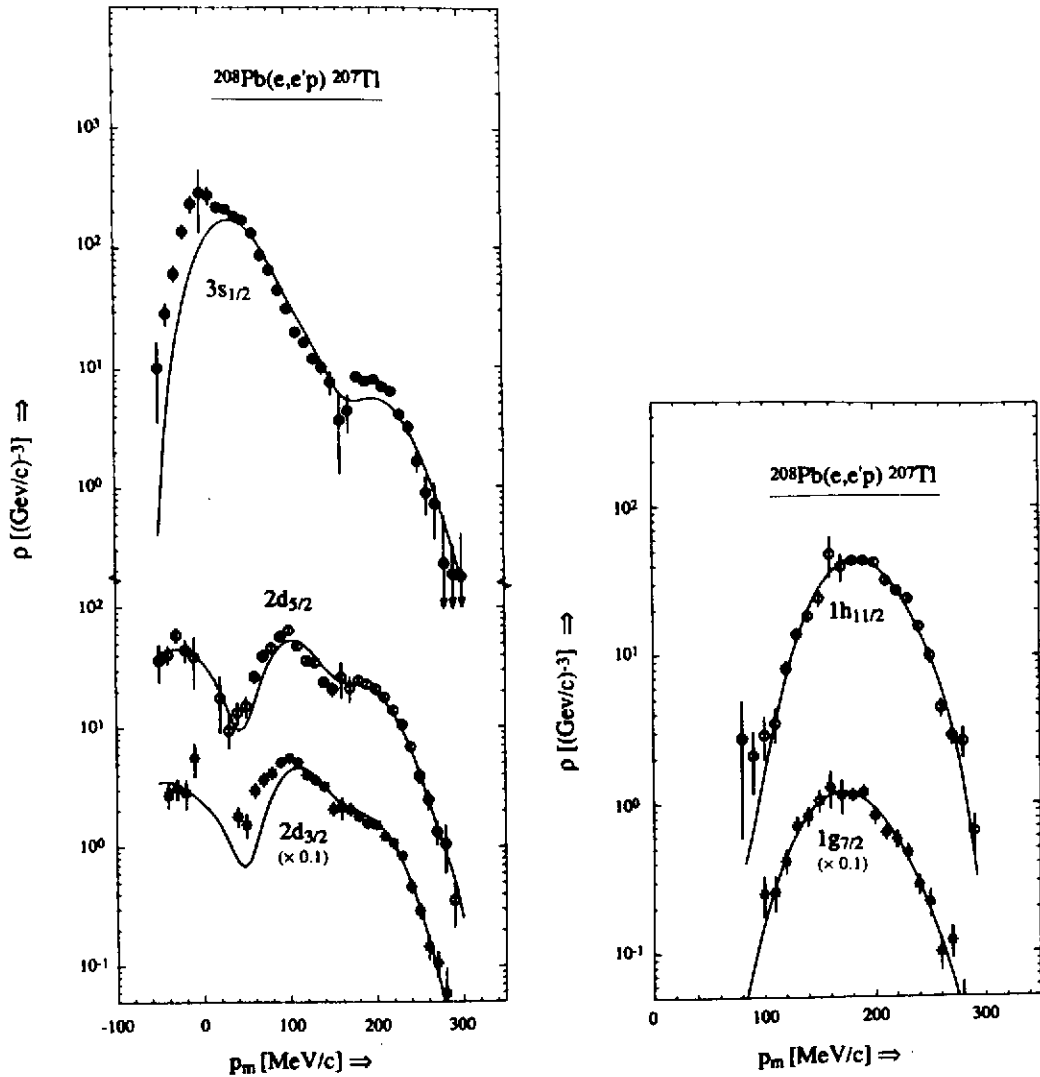
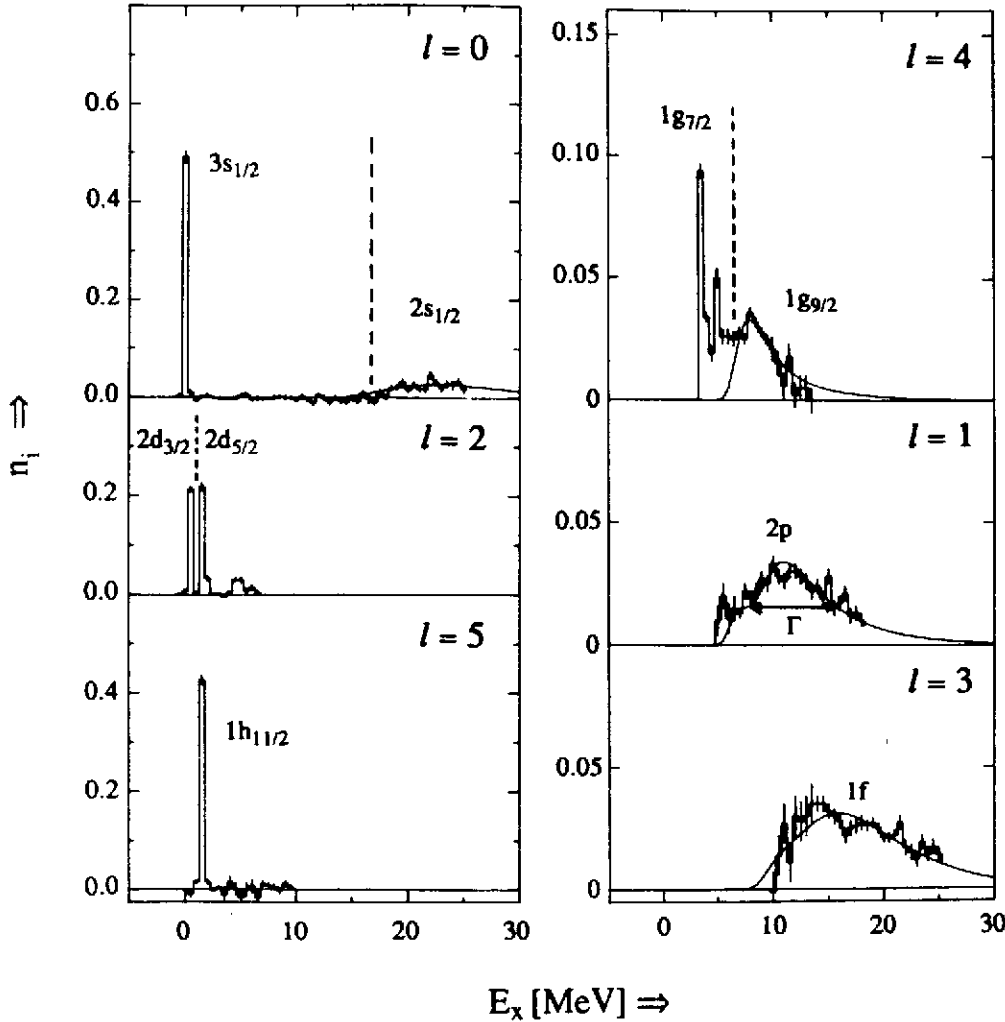


Fig. 8 : Distributions en moment pour les orbites protons du ^{208}Pb correspondant au knock-out de proton conduisant aux 5 premiers états excités de ^{207}Tl . Les courbes en trait plein sont le résultat d'un calcul standard CDWIA (réf. 10).

Les fits obtenus au moyen d'un calcul standard CDWIA sont représentés par les courbes en trait plein. Les fonctions d'ondes $\Phi_{nlj}(r)$ ont été calculées avec un potentiel de Woods-Saxon de profondeur fixée par l'énergie de liaison de l'état considéré, le rayon est ajusté ($R = r_0 A^{1/3}$) pour reproduire la distribution expérimentale. La normalisation entre les points expérimentaux et le calcul donne la fraction de la règle de somme contenue dans chaque état de trou. Notons que pour les premiers états de valence, le facteur spectroscopique pour les états $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ et $2d_{5/2}$ est de l'ordre de 0.5, valeur suggérant une très forte dépopulation des couches près de la mer de Fermi et très inférieure aux valeurs déduites de l'étude du pick-up de proton induit par des sondes hadroniques. Ce point sera discuté dans la section IV.

Pour déterminer la fonction de réponse pour les orbitales les plus profondes, les distributions d'impulsions ont été décomposées en tranches $\rho(p_m)_{E_m}$ de largeur 0.5 MeV en énergie d'excitation. Une décomposition en multipole de chaque tranche $\rho(p_m)_{E_m}$ permet de déduire la fonction de réponse pour les orbitales plus profondes, $1g_{7/2}$, $1g_{9/2}$, 2p et 1f. Les fonctions d'ondes sont calculées de la même manière que pour les états de valence, le rayon du potentiel pour ces orbitales a été pris égal à celui des résultats de calculs

$^{208}\text{Pb}(e,e'p) ^{207}\text{Tl}$



HF avec une interaction nucléon-nucléon dépendante de la vitesse (DME 72)¹²⁾. Ces fonctions de réponse en fonction de l'énergie d'excitation sont montrées dans la fig.9. Les orbitales de valence ($E_x = 0-3$ MeV) présentent un pic étroit où environ 50 % de la force est concentrée.

A l'inverse, pour les orbitales plus "profondes" ($E_x = 10-20$ MeV), la distribution est large, un résultat qualitativement conforme à celui attendu (voir chap. II et fig. 3). Les courbes en trait plein représentent un fit au moyen d'une gaussienne de largeur

Fig. 9 : Résultat de la décomposition en l de la fonction de réponse pour les états de trous proton du ^{208}Pb jusqu'à 25 MeV d'énergie d'excitation. Les courbes en trait plein sont des fits des distributions pour les orbitales les plus profondes afin d'estimer le pourcentage de la force contenue à plus haute énergie d'excitation et non couvert par cette expérience (tiré de la réf. 10).

$$\Gamma_{(\text{MeV})} = \frac{24 (E - \epsilon_F)^2}{500 + (E - \epsilon_F)^2} \quad (12)$$

déduite d'une paramétrisation des largeurs des états de valence dans les noyaux légers et moyens par Brown et al¹³⁾. Cette paramétrisation reproduit correctement les distributions expérimentales et permet d'estimer les

pourcentages de la force à une particule située au-delà de 25 MeV pour les orbitales les plus profondes.

Les réactions de knock-out d'un proton permettent de mesurer la fonction de réponse des états de trou de proton pour des couches de valence mais aussi pour les orbitales les plus liées dans les noyaux lourds. Les distributions expérimentales sont caractéristiques de la multipolarité l de l'orbite mais non du spin J . Le rayon est déterminé avec une grande précision. L'approximation de l'échange d'un seul photon (virtuel) est bien vérifiée. Cependant, les résultats sont largement modèle dépendant par l'intermédiaire :

- (1) de l'interaction dans l'état final p-noyau résiduel et des paramètres optiques nécessaires au calcul de la distorsion dans la voie hadronique (DWIA).
- (2) du calcul de la distorsion Coulombienne pour les voies d'entrée et de sortie.
- (3) du potentiel moyen utilisé pour le calcul de fonction d'onde des états liés.
- (4) de la décomposition en multipole de la distribution mesurée.

Enfin, du point de vue expérimentale, les sections efficaces sont très faibles et ne permettent pas d'étendre facilement la méthode aux états de trou de neutron. Les états de particule situés au-dessus de la mer de Fermi ne sont pas accessibles par cette réaction.

III.3 - Les réactions de transfert d'un nucléon : Le modèle de réaction

Les principales caractéristiques du spectre en énergie résultant d'une réaction de transfert $A(a,b)B$ induite par une sonde hadronique (p,d, He, ions lourds) est illustrée schématiquement par la fig. 10. En supposant une résolution de l'ordre de 50-100 keV, la région d'énergie d'excitation entre 0-2 MeV correspond aux états discrets de valence (particule ou trou). Entre 2 et 20 MeV les états à une particule, fragmentés et étalés en énergie, coexistent et sont superposés à un continuum indifférencié. Au-dessus de 20 MeV d'énergie d'excitation, le spectre observé est caractéristique des réactions de prééquilibre jusqu'à atteindre l'équilibre statistique.

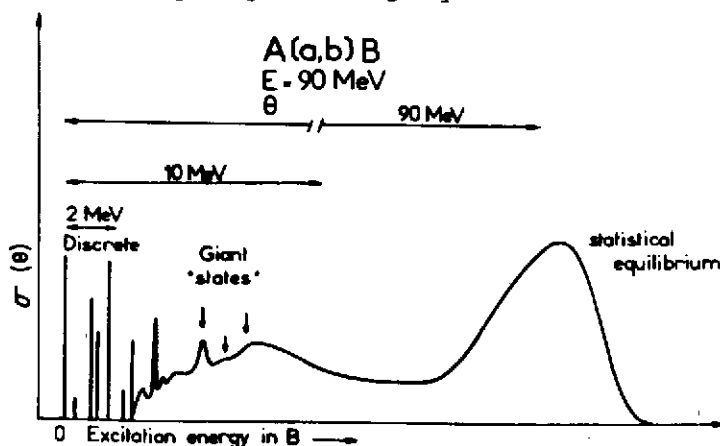


Fig. 10 : Représentation schématique du spectre en énergie résultant de l'étude de la réaction de transfert $A(a,b)B$.

Une revue générale des propriétés des états à une particule peuplés au moyen de réactions de transfert peut être trouvée de la réf.14. Pour une réaction de transfert d'un nucléon, plusieurs paramètres jouent un rôle déterminant dans l'identification, la localisation et la mesure de la force à une particule d'une orbitale donnée.

D'abord, l'énergie incidente et le type de réaction conditionnent largement la sélectivité de la réaction en moment transféré (c'est-à-dire son aptitude à détacher de fond indifférencié une multipolarité l donnée). La dépendance de la section efficace différentielle en fonction de l'angle d'observation permet parfois de déterminer quelle multipolarité est dominante dans une région d'énergie. On doit y ajouter la résolution en énergie (pouvoir séparateur), le domaine exploré, l'utilisation de faisceaux polarisés pour tenter d'identifier le spin total J.

On ne peut optimiser tous ces paramètres au moyen d'une seule réaction, à une seule énergie, mais seulement tenter des comparaisons entre plusieurs réactions à différentes énergies. Comme nous allons le voir, la limitation principale de cette approche vient :

- i) de la dépendance par rapport au modèle de réaction de la fonction de réponse extraite de telles études.
- ii) des incertitudes introduites dans la détermination de S(E) par la soustraction de la section efficace du continu sous-jacent (zone hachurée voir fig. 10).

Pour une réaction de transfert d'un nucléon $A + a \rightarrow b + B$ ou $b = a \pm n$ ou n est le nucléon transféré, le modèle de réaction est basé sur les hypothèses suivantes :

Réaction directe en une étape

Dans le cadre de la théorie de réactions nucléaires en approximation de Born en ondes distordues (DWBA) l'amplitude de transition de $B \rightarrow A$ s'écrit :

$$T_{BA} = \int dr_{aA} dr_{bB} \chi_{(b)}^{(-)*}(k_b, r_{bB}) F(r_{aA}, r_{bB}) \chi_a^{(+)}(k_a, r_A) \quad (13)$$

ou $\chi_a^{(+)}$, $\chi_b^{(-)*}$ sont les ondes distordues décrivant la diffusion élastique dans les voies d'entrée aA et la voie de sortie bB. Elles sont calculées à l'aide de potentiels optiques phénoménologiques. F est le facteur de forme et contient toute l'information de structure nucléaire, en particulier l'overlap entre la fonction d'onde de l'état de nombre quantique nlj dans le noyau final $B = A \pm n$ et la fonction d'onde de l'état initial A.

Si l'on sait calculer, l'intégrale à 6 dimensions de l'équation (13), la section efficace différentielle expérimentale conduisant de $B \rightarrow A$ pour un état à une particule (trou) à l'énergie E s'écrit :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{Exp}} = S(E) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{DW}} \quad (14)$$

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{DW}} = K |T_{\text{BA}}|^2 \quad (15)$$

$|T_{\text{BA}}|^2$ est la section efficace DWBA calculée et K une constante qui contient les facteurs cinématiques et les facteurs statistiques de spins pour une transition donnée.

Cette section efficace expérimentale est directement proportionnelle donc à $S(E)$ qui caractérise la force avec particule de l'état final nlj dans le noyau B. A part la dépendance par rapport aux paramètres optiques de la section efficace calculée $(d\sigma/d\Omega)_{\text{DW}}$ le calcul du facteur de forme implique celui de la fonction d'onde de l'état à une particule considérée dans un puits de potentiel Woods-Saxon de géométrie fixe.

La profondeur est fixée, comme dans le cas de la réaction $(e, e'p)$, par l'énergie de liaison expérimentale mais le rayon est fixé ($r_0 \approx 1.25$ fm), contrairement à l'approche précédente où il est déterminé expérimentalement par la dépendance en moment de la distribution. Cette géométrie fixe quels que soient le fragment et l'orbitale considérés semble peu justifiée, en particulier dans le cas de réactions de transfert induites par des particules lourdes où l'on est sensible qu'à l'amplitude localisée en surface (donc faible) du facteur de forme. La très grande dépendance de la section efficace par rapport au rayon de l'orbite entraîne des incertitudes de 20 à 30 % sur la section efficace des états de valence à large composante à une particule et de l'ordre de 50 à 100 % pour des fragments plus faibles et/ou plus éloignés de la mer de Fermi.

Notons enfin que l'hypothèse de réaction directe en une étape n'est justifiée qu'à énergie incidente élevée et que le calcul de T_{BA} suppose aussi une connaissance de l'interaction entre l'éjectile et le nucléon transféré V_{bx} généralement déduite de l'interaction nucléon-nucléon (p-n) ou nucléon-noyau (d-n, d-p, He-n, He-p) à basse énergie.

Une fois le spectre de la fig. 10 obtenue, la procédure utilisée dans l'analyse des données est schématiquement résumée dans la fig. 11. Après soustraction d'un continu (partie hachurée), les "structures" présentes dans la section efficace sont fitées à l'aide d'un certain nombre de gaussiennes de largeurs différentes ou encore la section efficace est divisée en tranches de largeur en énergie ΔE (0.1 à 0.5 MeV).

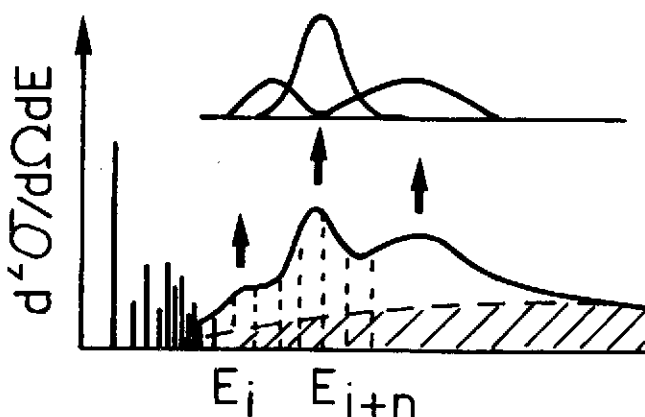


Fig. 11 : Représentation schématique de la méthode utilisée dans l'analyse des données d'une réaction de transfert.

La mesure de la dépendance angulaire de la section efficace expérimentale $(d^2\sigma/d\Omega dE)(\theta)$ est comparée à la section efficace théorique $(d^2\sigma/d\Omega dE)_{DW}$ et conduit à la détermination du moment transféré. La dépendance en moment angulaire transféré l pour différentes multipolarités et différentes réactions de transfert est montrée dans la fig. 12. On peut remarquer qu'à haute énergie incidente, la distinction entre multipolarités proches ($l, l\pm 1$) est très difficile, bien que la section efficace augmente rapidement pour les transferts les plus élevés ($l = 5, 6$). L'analyse de la section efficace dans un intervalle d'énergie ΔE en

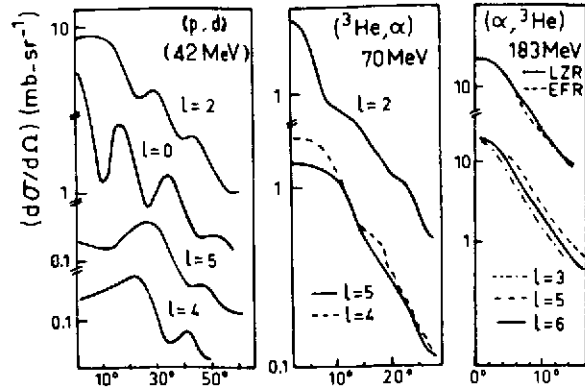


Fig. 12 : Dépendance angulaire de la section efficace différentielle pour différentes réactions de transfert et pour quelques valeurs du moment transféré l .

termes de différentes multipolarités est donc très difficile sinon impossible. Le spin de l'orbitale considérée est généralement pris par hypothèse comme celui correspondant à la position de l'orbite du modèle en couche la plus proche. Des mesures d'asymétries en utilisant un faisceau de protons ou de deutérons polarisés permettent cependant de déterminer le J de manière inambiguë. (voir sect. III.2.2).

Pour chaque fragment i de l'état à une particule nlj , une force à une particule $S_i(E)$ est extraite par comparaison entre la section efficace expérimentale et la section efficace DWBA. Le premier et le deuxième moment de la distribution $S(E)$ ainsi obtenue sont identifiés avec l'énergie de quasi particule (centroïde \bar{E}_0) et la largeur d'étalement $\Gamma^\downarrow = \sqrt{8 \ln 2} \sigma$ alors que la somme $\sum_i^{1J} S_i(E)$ sur tous les fragments correspondants à l'orbitale nlj donne la fraction de la règle de somme contenue dans l'intervalle en énergie considérée. Les différentes étapes discutées plus haut peuvent être résumées de la manière suivante :

$$\left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right]_{\text{exp}} \rightarrow \text{Modèle de Réaction : DWBA, potentiel optique, facteur de forme} \rightarrow$$

$$l, J \text{ (hypothèse)} \rightarrow \left[\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right]_{DW} \rightarrow S^{lJ}(E)$$

Maintenant que sont explicités les avantages et limites de cette approche, quelques exemples vont être discutés pour illustrer la détermination expérimentale des fonctions de réponse à une particule dans le cas d'orbitales

et 50 MeV d'énergie d'excitation. A 50 MeV d'énergie d'excitation la contribution à la section efficace de pick-up d'un nucléon est probablement très faible et cette limite a été utilisée pour extrapoler de 50 à 5 MeV la contribution du continuum qui a été soustrait (voir fig. 13). Le domaine d'énergie d'excitation couvert par cette expérience permet de penser que l'ensemble de la section efficace de 10 à 50 MeV correspond à la population des couches plus profondes depuis la couche 1f jusqu'à la couche 1s. On peut voir dans le spectre de la figure 13 qu'il y a peu d'indications pour des distributions à une particule correspondant à ces orbitales intenses et concentrées dans un domaine étroit en énergie ($\Gamma \cong 2 - 5$ MeV), mais plutôt un étalement et un recouvrement très grand qui correspond dans la fig. 13 à une section efficace monotone et décroissante. Seules les structures larges montrées dans l'encart de la fig. 13, autour de 7.5 et 15 MeV, permettent de localiser les forces $1f_{5/2}$ et $1f_{7/2}$ dans ce domaine d'énergie¹⁵⁻¹⁷).

Le deuxième exemple que je voudrais discuter mettra l'accent sur deux autres paramètres expérimentaux, la résolution en énergie dans la voie de sortie

d'une réaction de transfert et l'utilisation de faisceaux polarisés pour tenter de déterminer le spin des états peuplés. Ces deux facteurs combinés ont permis la plupart du temps de montrer le recouvrement en énergie des couches internes nlj , $n'l'j'$ proches et de déterminer de manière inambiguë leurs spins. En prenant toujours pour exemple les couches internes de neutron $1g_{9/2}$, $2p$ dans les noyaux d'étain, la figure 14 montre le spectre en énergie d'excitation de l'isotope ^{111}Sn entre 0 et 7 MeV obtenu lors de l'étude de la réaction $^{112}\text{Sn}(d,t)$ à l'aide du faisceau de deutons polarisés du cyclotron de Grenoble¹⁸). Cette zone d'énergie d'excitation correspond au pic autour de 5 MeV, d'une largeur d'environ 1 MeV, observée dans les isotopes d'étain qui domine le spectre ($^3\text{He},\alpha$) de la fig. 13. La bonne résolution en énergie révèle la présence d'une "structure fine" à l'intérieur du pic, constituée

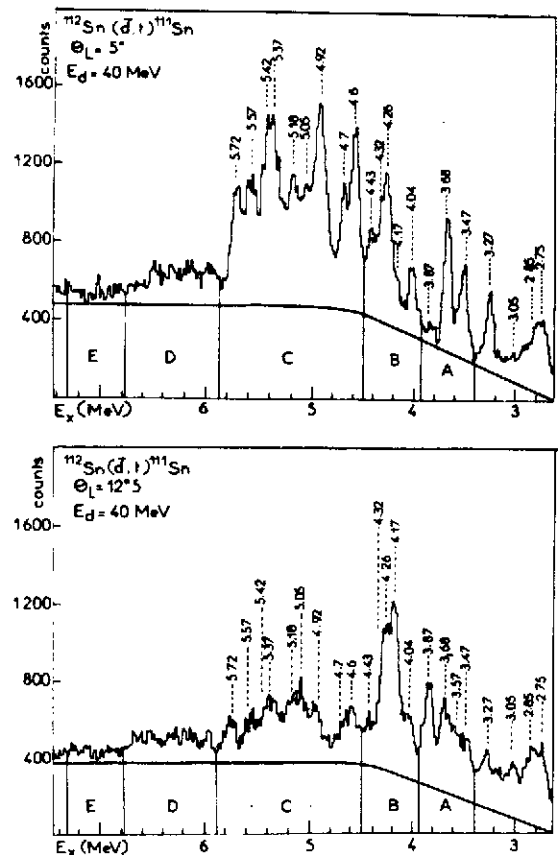


Fig. 14 : Spectre en énergie des tritons émis lors de la réaction $^{112}\text{Sn}(d,t)$ à $\theta_{LAB} = 5^\circ$ et 12.5° . La ligne horizontale représente l'hypothèse faite pour la soustraction du continuum (réf. 18).

d'une quinzaine de niveaux. La dépendance angulaire de la section efficace qui dépend du moment transféré l permet de mettre en évidence les fragments de la couche $2p$ ($l=1$) qui ont une contribution maximum à l'avant (voir fig. 14, $\theta = 5^\circ$) et ceux de la couche $1g_{9/2}$ ($l=4$) qui sont fortement excités aux angles plus grands (voir fig. 14, $\theta = 12.5^\circ$). Le recouvrement en énergie de 2 orbitales $2p$ et $1g_{9/2}$ dû aux largeurs d'étalements est parfaitement mis en évidence.

La distribution angulaire et le pouvoir d'analyse de chaque fragment, après soustraction d'un fond continu montré dans la fig. 14 ont été analysés. A titre d'exemple, la dépendance angulaire de $\sigma(\theta)$ et $A_y(\theta)$ pour le niveau à 4.17 MeV est montré dans la fig. 15. La distribution angulaire ne peut être reproduite que par un mélange de multipolarités ($l = 4+1$) affectées d'un poids différent.

Mais plus important, le pouvoir d'analyse permet de déterminer sans ambiguïté le spin des niveaux, $J = 9/2 + 1/2$ par comparaison avec un calcul DWBA, sans aucune normalisation arbitraire des données expérimentales. Une analyse très détaillée de chacune des sous-structures présentes entre 3.5 et 7 MeV d'énergie d'excitation dans ^{111}Sn conduit à une détermination très précise de la fonction de réponse à une particule des couches $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ ainsi que le montre l'histogramme de la fig. 16.

La distribution $1g_{9/2}$ montre un pic de quasi-particule autour de 5 MeV, et plus de 50 % de la force est ainsi localisé alors que l'étalement en énergie des couches $2p$ est très important et ne présente pas de maxima prononcé entre 3 et 8 MeV. Les réactions de transfert d'un nucléon ont permis de localiser les couches internes de neutrons de grand moment angulaire dans les noyaux lourds (principalement les couches $1f_{7/2}$ dans le ^{90}Zr , $1g_{9/2}$ dans les isotopes de Sn, Cd, Te, Pd, Sm, $1h_{11/2}$ dans le ^{208}Pb). Généralement plus de 50 % de la force à une particule est concentrée dans une structure de largeur $\Gamma^\downarrow = 1$ à 4 MeV pour $E_x = 3$ à 15 MeV).

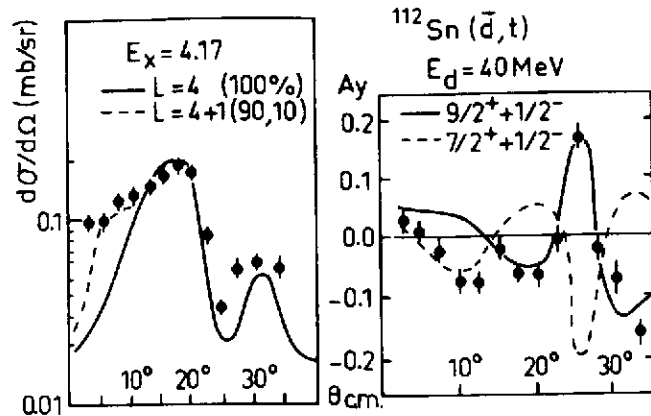


Fig. 15 : Section efficace différentielle et pouvoir d'analyse pour la réaction $^{112}\text{Sn}(\vec{d},t)$ conduisant à l'état à 4.17 MeV de ^{111}Sn . Les courbes en traits pleins ou discontinus sont les prédictions DWBA pour les valeurs de l et J indiqués (tirés dans la réf. 18).

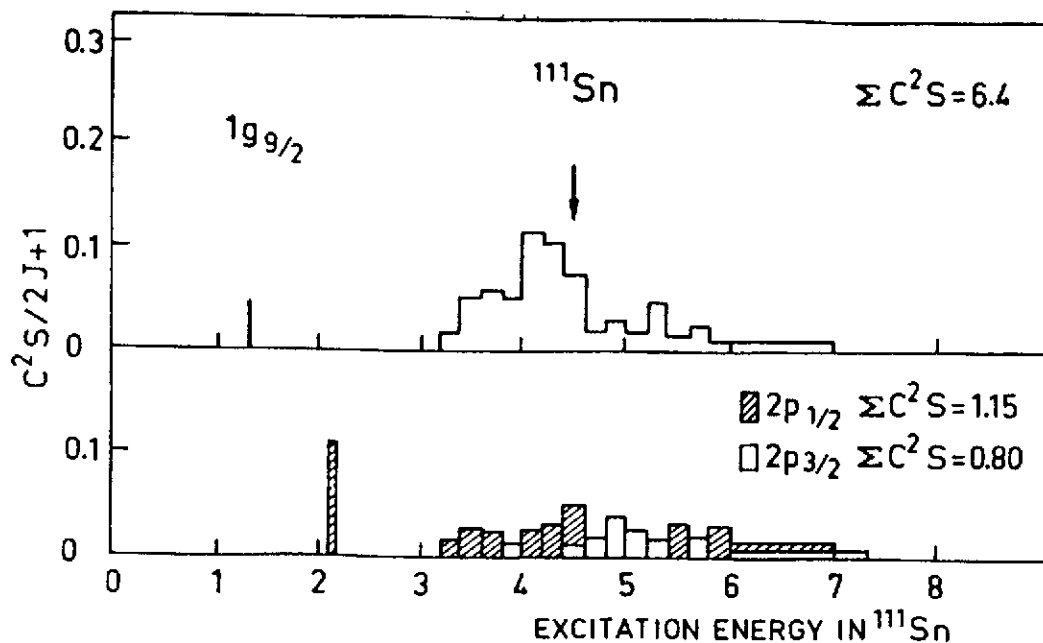


Fig. 16 : Histogrammes représentant les distributions expérimentales des facteurs spectroscopiques dans le noyau ^{111}Sn pour les états appartenant aux couches internes de neutrons $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ déduites de l'analyse de la réaction $^{112}\text{Sn}(d,t)$ à 40 MeV. (Tiré de la réf. 18).

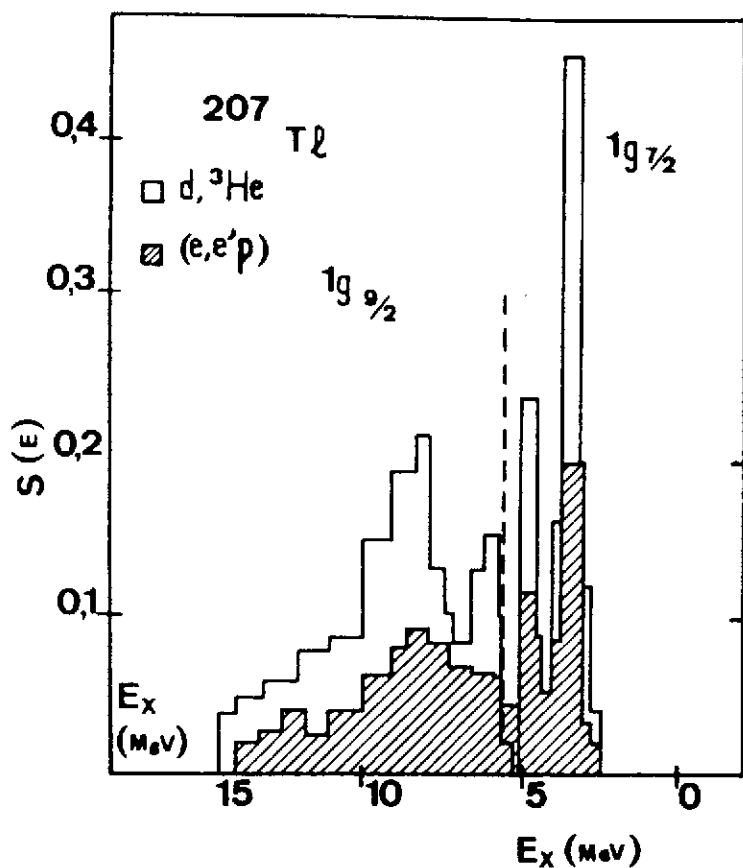


Fig. 17 : Distributions de la force à une particule pour les couches internes de proton $1g_{7/2}$ et $1g_{9/2}$ du ^{207}Tl déduites des réactions $(d, ^3\text{He})$ et $(e,e'p)$ (adapté des réfs. 10 et 19).

Les couches internes de protons peuvent être peuplées de manière tout à fait analogue à celle de neutrons en utilisant les réactions de pick-up d'un proton, principalement $(d, ^3\text{He})$. Les faisceaux de deutons peuvent être polarisés. Le nombre limite de réaction de pick-up de proton n'a pas permis une systématique aussi large que dans le cas des couches internes de neutrons (pour une revue voir refs. 14 et 19). Cependant, les couches internes $1f_{7/2}$ ont été localisées dans les noyaux autour de $Z \approx 40$

(Zr, Kr, Sr) et $1g_{7/2}$, $1g_{9/2}$ dans le ^{208}Pb . Ces études de pick-up "profond" de proton sont particulièrement intéressantes car les fonctions de réponses déduites de l'étude des réactions $(d,^3\text{He})$ et $(e,e'p)$ peuvent être comparées. La fig. 17 montre la comparaison entre les résultats deux approches pour les couches internes $1g_{7/2}$, $1g_{9/2}$. Les formes de deux distributions sont très similaires mais la réaction $(d,^3\text{He})$ donne des forces à une particule qui sont généralement deux fois plus élevées que celles déduites de l'analyse de la réaction $^{208}\text{Pb}(e,ep')^{207}\text{Tl}$.

III.3 - Etats de particules et couches externes dans les noyaux

Alors que les réactions de knock-out $(e,e'p)$, $(p,2p)$ de proton ou de pick-up

d'un nucléon (neutron et proton) permettent d'étudier les couches internes dans les noyaux, peu d'informations sont disponibles sur les états de particules loin de la mer de Fermi à l'exception de celles provenant des réactions de capture d'un nucléon (n,γ) $(d,p)^{20}$. Dans ce cas, la seule alternative est l'étude des réactions de stripping d'un nucléon à haute énergie incidente en utilisant les méthodes déjà développées pour l'étude du pick-up "profond".

La première mise en évidence de "couches externes" loin de la mer de Fermi dans les noyaux moyens et lourds, a été obtenue lors de l'étude de la réaction de

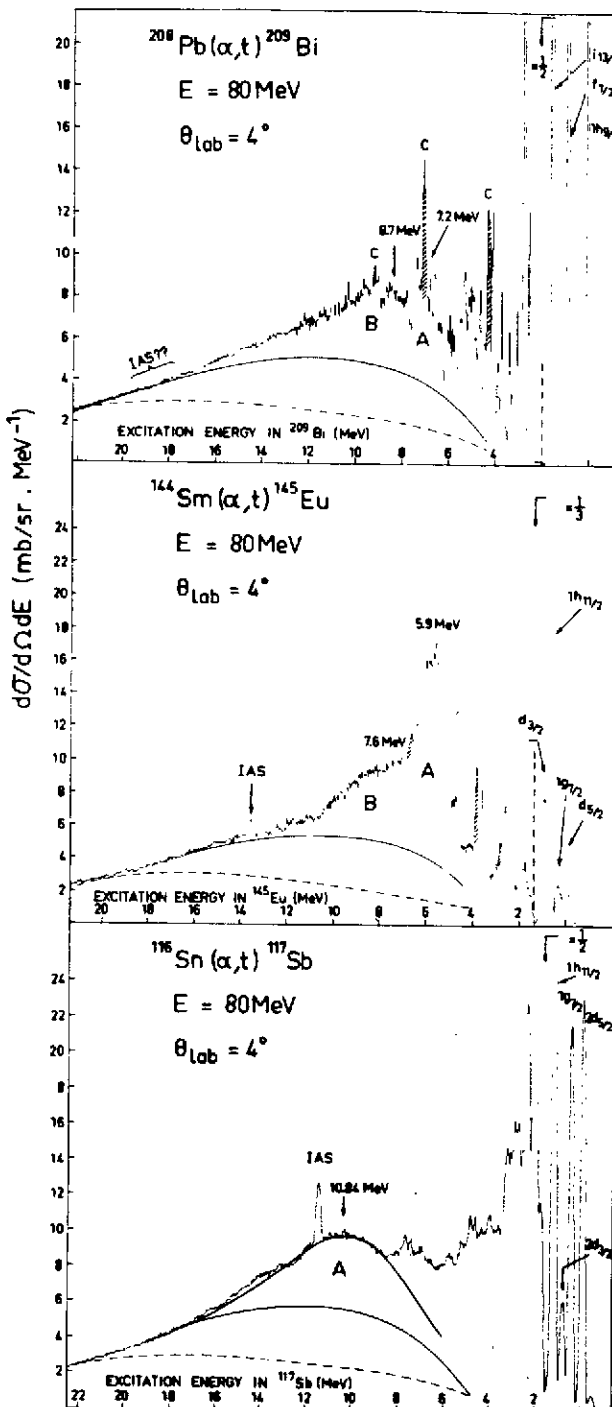


Fig. 18 : Spectre en énergies des tritons émis lors de l'étude de la réaction (α,t) sur les noyaux ^{116}Sn , ^{144}Sm et ^{208}Pb . Les lignes en trait plein représentent la forme du continu qui a été soustraite pour obtenir la section efficace des états de protons de haute énergie d'excitation. Les lignes en tirets représentent le résultat d'un calcul de break-up élastique de la particule α .(réf. 6)

stripping d'un proton (α, t) à 80 MeV d'énergie incidente sur les noyaux de ^{90}Zr , ^{116}Sn , ^{144}Sm et ^{208}Pb (6,14,21). Les résultats obtenus furent confirmés ultérieurement par une exploration de la réaction ($^3\text{He}, d$) à 240 MeV sur les mêmes noyaux (21). Les expériences (α, t) à 80 MeV et ($^3\text{He}, d$) à 240 MeV ont été effectuées auprès des accélérateurs de Grenoble (cyclotron) et d'Orsay (synchrocyclotron). Les tritons et deutons émis étaient détectés dans le plan focal de spectromètre magnétique. Les spectres en énergies de tritons émis lors des réactions ^{116}Sn , ^{144}Sm , ^{208}Pb (α, t) à 80 MeV sont présentés dans la figure 18. Ces spectres présentent des caractéristiques très similaires que l'on peut résumer ainsi :

1) A basse énergie d'excitation (0-3 MeV), les états de valence (près de ϵ_F) de proton de grand moment orbital ($l \geq 4$) domine fortement les spectres obtenus. Comme dans le cas de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 283 MeV l'adaptation des impulsions de la voie d'entrée et de la voie de sortie pour de telles énergies incidentes favorise largement les couches de grand l . Les états de forte concentration à une particule correspondant aux orbitales de l petit (3s, 4s ou 2d ou 3p) sont très faiblement peuplés (voir fig. 18).

2) A des énergies d'excitation plus élevées (4-20 MeV) des structures plus ou moins larges fortement excitées apparaissant dans tous les noyaux au-dessus d'un continu indifférencié.

3) La partie à haute énergie d'excitation ($E_x > 20$ MeV) des spectres (α, t) et même ($^3\text{He}, d$) ne présente plus de structures et a une forme générale qui dépend peu de la masse de la cible. Il a été montré par Wu et al. (21), Bauer et al. (22) et De Meijer et al. (23) que les réactions de break-up ($\alpha \rightarrow t + n$ ou $^3\text{He} \rightarrow d + p$) contribuent pour une large part à la section efficace de réaction, en particulier pour des projectiles composites ($d, \alpha, ^3\text{He}$, ions lourds) d'énergie élevée (20-40 MeV/nucléon) et pour des noyaux cibles moyens et lourds. Le contenu indifférencié observé au-delà de 20 MeV d'énergie d'excitation pour les réactions (α, t) à 80 MeV et ($^3\text{He}, d$) à 240 MeV est caractéristique de ce mécanisme. Une tentative pour calculer la section efficace élastique de break-up et ainsi avoir une évaluation non-empirique du continu sous jacent aux structures observées dans les spectres de la fig. 18 a été faite. Les prédictions théoriques du modèle de break-up en ondes planes, normalisées à nos spectres à haute énergie d'excitation ($E_x \approx 20$ MeV) sont montrées par les lignes en trait pointillés de la figure 17.

En ce qui concerne la réaction (α, t), ce modèle n'explique pas toute la section efficace du continu, probablement à cause de la non-prise en compte de voies de break-up inélastiques qui sont connues pour être très importantes dans ce domaine d'énergie (23, 24).

Nous avons donc adopté comme contribution du continu, la ligne en trait plein de la fig. 18 et soustrait cette contribution pour obtenir la section efficace

liée aux structures larges A et B de la fig. 18. La section efficace restante a pu être reproduite à tous les angles par un fit de gaussiennes dont le centroïde en énergie représente l'énergie de la quasi-particule \bar{E}_0 et la longueur Γ^\downarrow l'étalement de cet état. La fig. 19 montre un fit DWBA de cette section efficace pour les structures A et B dans le cas de la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, t)$. Le résultat de cette analyse montre que cette réaction peuple avec une forte sélectivité les états de protons non-liés $1h_{9/2}$ et $1i_{13/2}$ comme le montre l'accord du calcul DWBA avec les distributions angulaires expérimentales de la fig. 19. De la même manière, la section efficace localisée entre 5 et 13 MeV dans le ^{209}Bi est attribuée aux orbitales protons $1i_{11/2}$ et $1j_{15/2}$ alors que dans ^{117}Sb il s'agit des couches $1h_{9/2}$ et $1i_{13/2}$ (6-16 MeV). Ces états "géants" sont des états de quasi-particule protons appartenant aux couches loin de la mer de Fermi ($|E - \epsilon_F| > 10$ MeV) ou couches "externes". Leur étalement en énergie est tout à fait comparable à celui des couches internes ($E_x = 5-15$ MeV, $\Gamma^\downarrow = 1 - 5$ MeV).

Les couches externes de neutrons ont été récemment mises en évidence dans les noyaux de ^{90}Zr , les isotopes Sn et de Sm, le ^{106}Cd , ^{208}Pb (réf. 14 et références internes) au moyen de la réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ à 183 MeV d'énergie incidente auprès du synchrocyclotron d'Orsay.

La réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ a été choisie à cause de sa très forte sélectivité pour les moments angulaires transférés l élevés ($l = 6-9$).

La figure 20 montre le spectre en énergie de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$ jusqu'à environ 25 MeV d'énergie d'excitation dans le noyau final. Les premiers niveaux de basse énergie du ^{209}Pb ($2g_{9/2}$, $1i_{11/2}$, $1j_{15/2}$, voir fig. 20) sont tous des états à composante à une particule prédominante ($S = 0.8$ à 0.6).

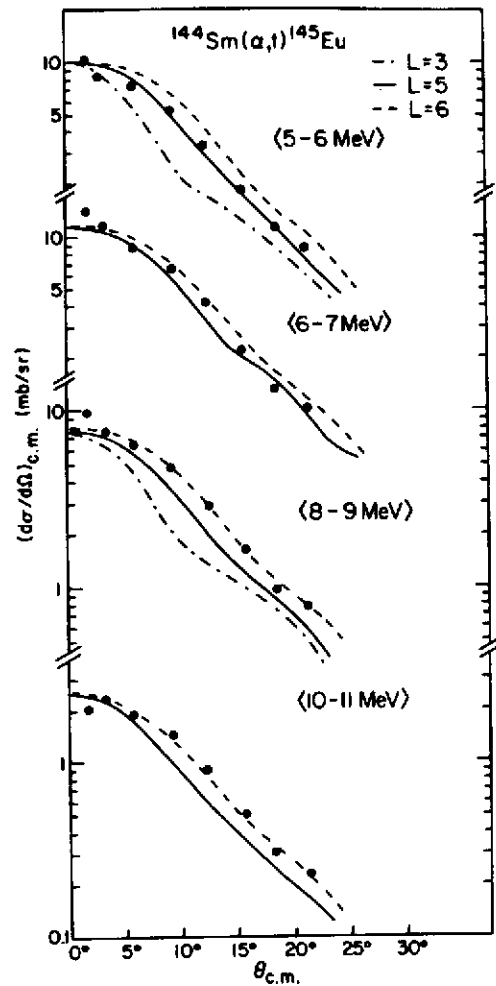


Fig. 19 : Distributions angulaires des états protons à haute énergie d'excitation dans le noyau ^{145}Eu (gaussienne A et B) de la figure 18 déduite de l'analyse de la réaction $^{144}\text{Sm}(\alpha, t)$ à 80 MeV. Les courbes en trait plein ou tirets sont les prédictions DWBA pour les valeurs de l indiquées (Réf. 6).

Cependant dans le spectre de la figure 20, on observe une section efficace 10 fois plus élevée par l'état $1j_{5/2}$ ($l = 7$) que pour l'état fondamental $1g_{9/2}$ ($l = 4$). Cette situation illustre la très forte sélectivité de cette réaction. Entre 3 et 6 MeV d'énergie d'excitation, le reste de la force $1j_{15/2}$ est répartie sur plusieurs niveaux ou groupe de niveaux.

A plus haute énergie d'excitation, le spectre de la fig. 20 est dominé par une structure large centrée autour de 10.7 MeV et superimposée à un continuum dont la section efficace est due principalement au break-up du projectile ($\alpha \rightarrow {}^3\text{He} + n$). La courbe en pointillé est le résultat d'un calcul de break-up similaires à ceux effectués dans le cas des réactions (α, t) qui rend compte raisonnablement de la section efficace du continu sous-jacent. La région en énergie entre 5 et 15 MeV, région où est localisée cette nouvelle structure, a été divisée en tranches de 0.5 MeV

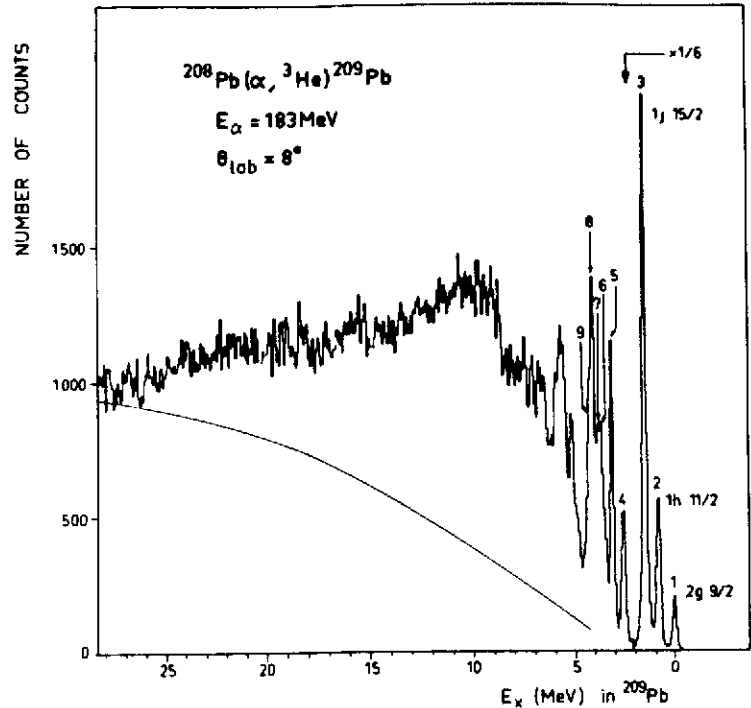


Fig. 20 : Spectre des ${}^3\text{He}$ émis dans la réaction ${}^{208}\text{Pb}(\alpha, {}^3\text{He}){}^{209}\text{Pb}$ à 183 MeV d'énergie incidente. La ligne en tirets représente la contribution de la section efficace de break-up de la particule $\alpha \rightarrow {}^3\text{He} + n$ au continuum à haute énergie d'excitation.

de large et le continu sous jacent soustrait à l'aide du calcul de break-up mentionné ci-dessus. Pour chacune des tranches, la distribution angulaire expérimentale a été comparée à un calcul DWBA en supposant que le neutron capturé lors de la réaction provenait dans ce cas des couches très externes de haut-spin $2h_{11/2}$, $1g_{13/2}$ et $1k_{17/2}$.

En effet, des calculs Hartree-Fock²⁶⁾ et les prédictions du modèle quasi-particule phonon²⁶⁾ permettent de prédire la position de telles couches à des énergies (9-11 MeV) compatibles avec l'observation expérimentale. La fig. 21 montre les distributions angulaires pour quelques tranches en énergies représentatives de la région, les prédictions DWBA correspondantes pour des transferts $l = 5, 8, 7$ et l'allure de la distribution angulaire du continu sous jacent. Les données expérimentales sont en bon accord avec l'hypothèse des transferts d'un neutron vers les couches externes $2h_{11/2}$ ($l = 5$), $1j_{13/2}$ ($l = 7$) et $1k_{17/2}$ ($l = 8$). La couche $1k_{17/2}$ est l'orbitale à une particule de spin le plus élevé observé à ce jour.

Les couches externes de neutrons dans les noyaux de ^{90}Zr , les isotopes de l'étain et du Sm, le ^{106}Ca , ^{108}Pd ont été observées à l'aide de la même réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ ^{14.27)}.

IV - Distribution expérimentale des forces à une particule et prédictions des modèles microscopiques.

IV.1 - Nombre d'occupations :

Les nombres d'occupations déduits des expériences de pick-up $(d, ^3\text{He})$ et de knock-out $(e, e'p)$ d'un proton sur les noyaux de ^{90}Zr , ^{144}Sm et ^{208}Pb sont présentées dans la fig. 22. Les deux approches expérimentales conduisent à des nombres très différents. Dans le cas de la réaction $(e, e'p)$, le dépeuplement des couches au voisinage de la mer de Fermi est de l'ordre de 50 % alors que les réactions de transfert semblent indiquer un dépeuplement très faible et en moyenne inférieur à 20 %. Ce désaccord significatif entre les résultats obtenus peut être partiellement expliqué par les incertitudes présentes dans les deux méthodes d'analyse discutées dans le chapitre précédent (III.1 et III.3).

Dans le cadre d'un modèle extrême à particules indépendantes, les couches situées en-dessous de la mer de Fermi sont complètement occupées et ceci est illustré dans la fig. 22 par la droite horizontale labellée HF. Un calcul plus réaliste des propriétés des états liés de protons dans le ^{208}Pb a été effectué récemment par Mahaux et Sartor ²⁸⁾. Dans cette approche, un potentiel moyen dépendant de l'énergie et dont les propriétés sont extrapolées à énergie négative (états liés) de ceux déduits de l'étude de la diffusion $p + ^{208}\text{Pb}$ a été construit. Les nombres d'occupations pour les couches les plus proches de la mer de Fermi sont de l'ordre de 0.75 à 0.80 (voir courbe MS, fig. 22). Ces mêmes quantités ont été calculées par le groupe de l'Illinois (courbe PPW, réf. 29, voir fig. 22) dans la matière nucléaire où les corrélations de longue et courte portée entre nucléons ont été prises en compte. Une dépopulation d'environ 35 à 40 % est attendue près de la mer de Fermi par ce type de modèle. Les valeurs de n déterminées expérimentalement en $(e, e'p)$ qui couvrent un domaine d'énergie d'excitation d'environ 25 MeV ¹⁹⁾

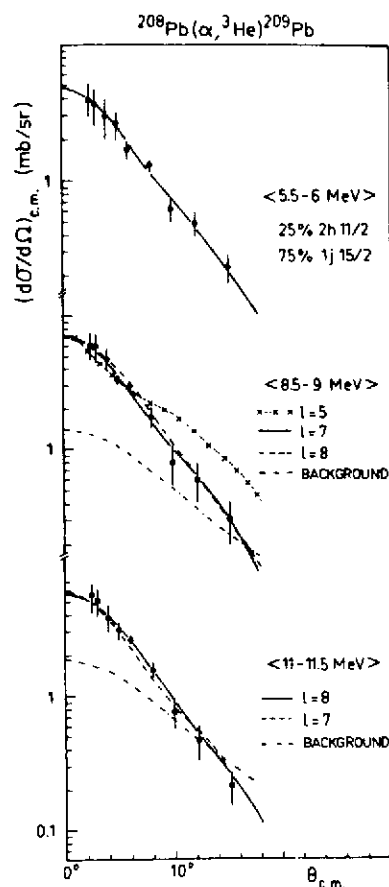


Fig. 21 : Distributions angulaires expérimentales pour quelques tranches en énergies entre 5 et 15 MeV déduites du spectre de la réaction $^{208}\text{Pb}(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$. Les courbes en traits pleins, tirets et croix sont les prédictions DWBA pour les transferts (l) indiqués. La courbe en point-tiret correspond à la distribution angulaire du continuum sous-jacent.

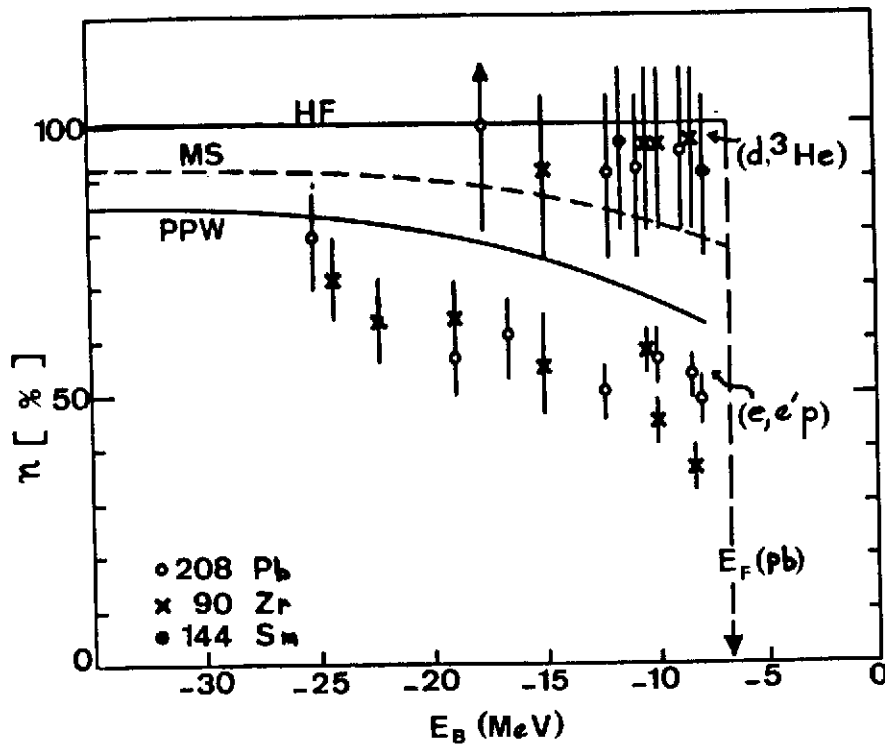


Fig. 22 : Nombre d'occupations en fonction de l'énergie de liaison pour les couches de proton dans les noyaux de ^{90}Zr , ^{144}Sm et ^{208}Pb . Les prédictions de Mahaux et Sartor²⁸⁾ (M&S) et de Pandharipande et al.²⁹⁾ (PPW) sont aussi indiqués.

restent largement en dessous des prédictions de ces deux modèles, bien que l'on ne puisse pas exclure qu'une partie de la force à une particule manquante soit largement dispersée sur un domaine d'excitation beaucoup plus large.

A l'examen des résultats expérimentaux et des prédictions théoriques présentés dans la fig. 22 on est tenté de conclure que les réactions de pick-up d'un nucléon conduisent à des résultats en valeur absolue pour les facteurs spectroscopiques de 15 à 20 % trop élevés.

Cette incertitude est largement compatible avec les approximations contenues dans le modèle DWBA d'analyse des spectres expérimentaux.

La très forte dépopulation déduite de l'analyse des réactions $(e, e'p)$ semble indiquer qu'une renormalisation d'environ 30 à 40 % de la section efficace "électron-proton libre" est nécessaire afin de rendre les résultats de ces analyses compatibles avec les prédictions des modèles microscopiques et les mesures déduites des réactions de transfert.

A l'exception de la valeur absolue des forces à une particule, les deux approches décrites dans le chapitre III permettent de déduire des fonctions de réponse très semblables ainsi que nous l'avons montré dans la fig. 17 (voir III.4) où ont été comparées les distributions pour les couches de proton $1g7/2$ et $1g9/2$ dans les noyaux de ^{208}Pb déduites des études de réactions $(d, ^3\text{He})$ et $(e, e'p)$. Les deux distributions étaient très semblables en forme et en valeur absolue si la fonction de réponse $(e, e'p)$ était renormalisée ($\times 2$) par rapport à celle de $(d, ^3\text{He})$.

IV.2 - Etallement en énergie des distributions expérimentales et théoriques

Les distributions expérimentales ont été comparées à celles déduites de calculs microscopiques tels que le modèle de quasi-particule-phonon (QPM voir

ref. 14, 26 et références internes) ou la description unifiée du champ moyen nucléon-noyau de Mahaux et Sartor²⁸⁾. Une comparaison directe entre les prédictions du modèle QPM ou celles de Mahaux et Sartor avec les spectres des réactions de transfert peut être obtenue quand on développe la méthode décrite ci-dessous.

La section efficace expérimentale de transfert est transformée en un histogramme représentant la fonction de réponse, $d\sigma^2/d\Omega dE$ en $\text{mb/sr. MeV}^{-1} = f(E_x)$, le continuum sous jacent étant soustrait au préalable au moyen d'un calcul de break-up par exemple.

Les fonctions de réponses théoriques pour les différentes sous-couches attendues dans le domaine en énergie d'excitation exploré expérimentalement sont converties en section efficace de transfert en utilisant la dépendance en énergie et en moment orbital transféré du modèle de réaction DWBA. La somme des contributions de chaque sous-couches donne un spectre théorique résultant qui peut être directement comparé à l'histogramme expérimental.

Les résultats de l'application d'une telle méthode, sont présentés dans les figures 23 et 24 pour les réactions $^{208}\text{Pb}(\alpha, ^3\text{He})^{209}\text{Pb}$ et $^{124}\text{Sn}(\alpha, ^3\text{He})^{125}\text{Sn}$ à 183 MeV d'énergie incidente¹⁴⁾.

Dans le cas du ^{209}Pb , les prédictions du QPM sont en accord raisonnable avec l'expérience, bien que la largeur expérimentale prédite soit plus faible que celle observée. Mahaux et Sartor reproduisent mieux l'étalement de la distribution mais dans ce cas l'amplitude est simplement normalisée au poids $(2j+1)$ de chaque sous-couche.

Pour la réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ sur le noyau ^{124}Sn , entre 2 et

10 MeV d'énergie d'excitation, les couches de neutrons $1i13/2$, $1h9/2$ et $2f5/2$, $2f7/2$ peuvent être peuplées.

La dynamique de la réaction $(\alpha, ^3\text{He})$ permet de peupler très sélectivement, la couche de l la plus élevée ($1i13/2$) ainsi que le montre les spectres théoriques de la figure 24 (haut). Le spectre expérimental dans ce domaine d'énergie d'excitation est comparé dans le bas de la fig. 24 au spectre

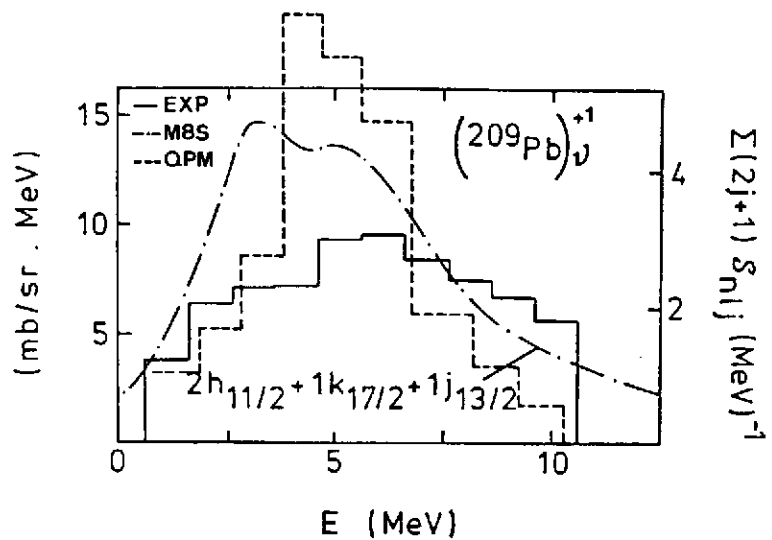


Fig. 23 : La distribution expérimentale des forces à une particule (neutron) pour les couches externes $2h_{11/2}$, $1j_{13/2}$ et $1k_{17/2}$ du ^{209}Pb est comparée aux prédictions des modèles microscopiques de Stoyanov et al.²⁶⁾ (QPM) et de Mahaux et Sartor²⁸⁾ (M&S).

théorique construit à partir des fonctions de réponse du QPM. Là encore, les prédictions du QPM sont en accord global avec l'expérience mais la largeur expérimentale est plus importante que celle prédite. Les structures présentes dans la fonction de réponse du QPM ne sont pas observées expérimentalement.

Les prédictions de Mahaux et Sartor où d'autres approches microscopiques ne sont disponibles que pour les noyaux à couche fermée (^{40}Ca , ^{208}Pb).

IV.3 Dépendance en énergie de la largeur d'étalement

Dans un article de revue sur l'étalement en énergie des modes élémentaires d'excitation du noyau³⁰⁾, les auteurs proposent que pour un système de particules sans interaction, du type gaz de Fermi, la largeur d'étalement pour un état à une particule devait croître comme le carré de l'énergie de l'état (compté à partir de sa distance à la mer de Fermi) pour des énergies relativement basses soit:

$$\Gamma^\downarrow = a (E - \epsilon_F)^2 \quad (14)$$

La systématique, à l'époque peu fournie, des données empiriques permettait de déterminer une valeur du paramètre a , $a \approx 0.05 \text{ MeV}^{-1}$.

Pour un système de taille finie et avec des interactions résiduelles faibles mais non nulles comme le noyau on s'attend à quelques déviations par rapport à la dépendance en $(E - \epsilon_F)^2$. La fonction $\Gamma^\downarrow = f(E - \epsilon_F)$ est présente dans la fig. 25. Elle représente presque toutes les données expérimentales aujourd'hui disponibles sur la largeur des états à une particule déduite des spectres $(e, e'p)^{8, 10)}$ ou des réactions de transferts (pick-up et stripping) d'un proton ou neutron^{14, 19}. Les largeurs proviennent essentiellement de l'étude de noyaux lourds ($A = 90$ à 208) à l'exception de la couche $(1d5/2)^{-1}$ dans le ^{40}Ca .

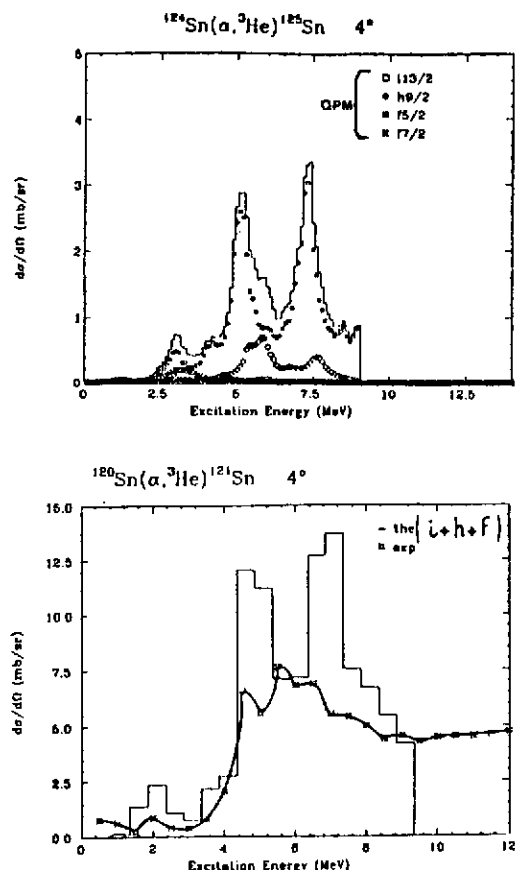


Fig. 24 : Haut : Spectre théorique des forces à une particule (neutron) pour les couches externes 1f, 1h 9/2 et 1i13/2 dans le noyau ^{124}Sn (QPM). La section efficace est dominée par la couche 1i13/2. Bas : Comparaison du spectre expérimental au spectre théorique (somme des contributions montrées en haut) pour le cas de la réaction $^{124}\text{Sn}(\alpha, ^3\text{He})^{125}\text{Sn}$.

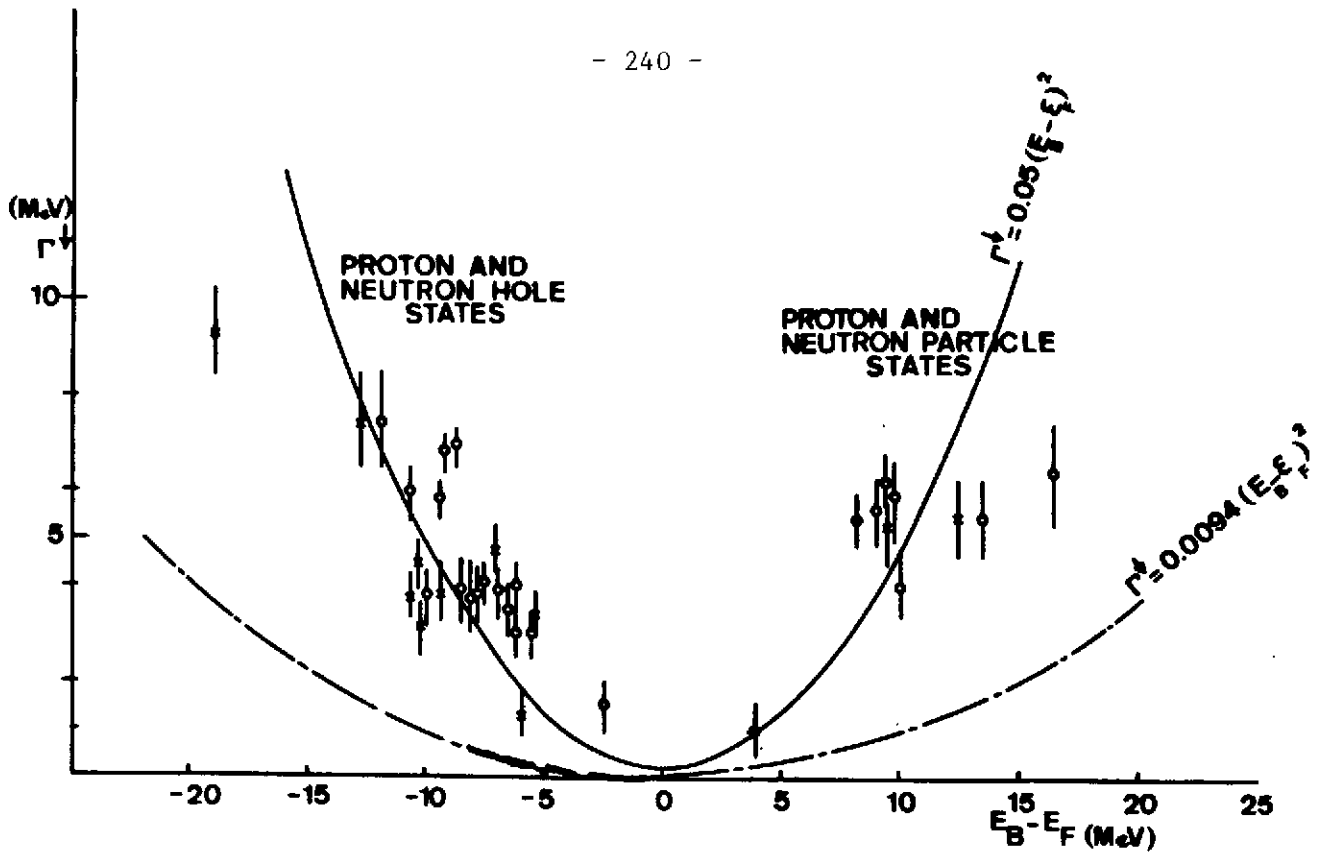


Fig. 25 : Représentation en fonction de $(E_B - \epsilon_F)$ de la systématique expérimentale des largeurs d'étalement des états à une particule (neutron et proton) pour les noyaux lourds ($A = 90$ à 208). Les courbes en trait plein et discontinu, représentent deux paramétrisations de la fonction $\Gamma^\downarrow = f(E - \epsilon_F)$.

La paramétrisation proposée par G.F. Bertsh et al.³⁰⁾ (eq. 14) et celle déduite du champ moyen neutron-noyau puis le ^{208}Pb par Mahaux et Sartor²⁸⁾ ($\Gamma^\downarrow = 0.0094 (E - \epsilon_F)^2$) sont aussi montrées dans la fig. 25 par des lignes continue et discontinu, respectivement. Les données présentées avec pour symbole une croix indiquent un noyau à couche fermée alors que les cercles ouverts correspondent à des noyaux à couches ouvertes. La dépendance en énergie, relativement simple proposée par différents auteurs reproduit assez mal la systématique des données expérimentales et ceci malgré les incertitudes expérimentales qui peuvent être grandes. Pour des distances en énergie par rapport à ϵ_F de l'ordre de 10 MeV, le modèle du gaz de Fermi ne peut reproduire le détail des données expérimentales, les effets de couches étant très importants. Cette tendance générale est confirmée par l'examen des largeurs des états de trous protons $1g_{7/2}$ dans le ^{90}Zr ou l'ouverture de la couche à $N=50$ fait passer la largeur de l'état de 5.9 à 7.0 MeV et ceci pour une distance à l'énergie de Fermi qui ne varie presque pas ($E - \epsilon_F = -9.5$ pour le ^{90}Zr et -8.9 pour le ^{96}Zr).

Un phénomène semblable quoique moins marqué est observé pour les états de trous et de particules neutrons dans les isotopes de l'étain.

Conclusions

A l'examen des développements expérimentaux et théoriques accomplis dans cette dernière décennie, de profondes modifications des propriétés des états à une particule sont clairement apparentes.

Notre aptitude à mesurer précisément et de manière indépendante des modèles de réactions des quantités aussi importantes que le nombre d'occupations ou la largeur d'étalement d'un état est aujourd'hui limitée. Cependant, la source de ces limitations semble maintenant bien comprise. Des progrès décisifs sont attendus par de nouvelles générations d'expériences exclusives où la mesure des propriétés de décroissance (λ ou particules) de ces états loin de la mer de Fermi peut être entreprise.

Ces expériences devraient permettre une mesure directe de la largeur car le continuum sous jacent devrait être éliminé par la condition de coïncidence. Enfin, les rapports d'embranchements des différentes voies de décroissance sont directement liés au couplage entre l'état à une particule et les états collectifs du coeur et donnent donc un renseignement très précis sur les différentes étapes du mécanisme d'étalement.

REFERENCES

- 1) G.E. Brown, J.H. Gunn et P. Gould, Nucl. Phys. 46 (1963) 598.
- 2) Pour une revue voir C. Mahaux, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and C.H. Dasso, Phys. Rep. 20 (1985) 1.
- 3) M.G. Mayer et J.H. Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure (Wiley, New-York, 1955).
- 4) J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New-York, 1952).
- 5) M. Bauer, E. Hernandez-Saldana, P.E. Hodgson and J. Quintanilla, J. Phys. G8 (1982) 525.
- 6) S. Galès et al. Phys. Rev. C31 (1985) 94.
- 7) G. Jacobs and Th. A.J. Maris, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6.
- 8) J. Mougey, Nucl. Phys. A355 (1980) 35; A396 (1983) 390.
- 9) J. Källne and B. Fagerström, Proc. Fifth Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear structure, Uppsala, 1973 ed. G. Tibell (North-Holland, Amsterdam 1974) p. 369.
- 10) E.N.M. Quint, Ph.D (Thesis), unpublished Amsterdam (1988) and references herein.
- 11) P.K.A. de Witt Hubert, Proc. Int. Nucl. Phys. Conf. Harrogate, UK (1986) p. 61.
- 12) J.W. Negele and D. Vautherin, Phys. Rev. C5 (1972) 1472.
- 13) G.E. Brown and M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1981) 397.
- 14) S. Galès, Ch. Stoyanov and A.I. Vdovin, Phys. Reports 166 (1988) 127.
- 15) H. Langevin-Joliot et al., Phys. Lett.B 114 (1982) 103.
- 16) R.H. Siemssen et al., Phys. Lett. B (1982) 323.
- 17) R.H. Siemssen, C.C. Foster, D.W. Miles, M. Saber and F. Soya, Nucl. Phys. A405 (1983) 205.
- 18) S. Galès et al. Nucl. Phys. A381 (1982) 40 et références internes.
- 19) H. Langevin-Joliot, Lectures given at the International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Nuclear Energy, (Varna, Bulgaria oct. 1987) et Rapport Interne IPNO-DRE-87-42.
- 20) R.H. Siemssen in Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) 137.
- 21) S. Galès et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1593.
- 22) J.R. Wu, C.C. Chang and D.H. Holmgren, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1013.
- 23) G. Baur, F. Rosel, D. Trautmann et R. Shyann, Phys. Rep. 111 (1984) 335.
- 24) R.J. De Meijer and R. Kamermans, Rev. Mod. Phys. 57 (1985) 147.
- 25) N. Van Giai communication privée.
- 26) Ch. Stoyanov, A.I. Vdovin and V.V. Voronov, in : Proc. Intern. School on Nuclear Physics (Alustha, USSR, 1985) édité par V.G. Soloviev et Yu. P. Popov, p. 27.
- 27) S. Galès et al., Phys. Lett. B144 (1985) 323.
- 28) C. Mahaux et P. Sartor, preprints.
- 29) V.P. Pandharipande, C.N. Papanicolas et J. Wambach, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1133
- 30) G.F. Bertsch, P.F. Bortignon and R.A. Broglia, Rev. Mod. of Physics 55 (1983) 287.