



HAL
open science

Des particules indépendantes aux quasiparticules

C. Mahaux

► **To cite this version:**

C. Mahaux. Des particules indépendantes aux quasiparticules. École thématique. Ecole Joliot Curie "Structure nucléaire aux frontières de la stabilité", Bombannes, (France), du 12-16 septembre 1983 : 2ème session, 1983. cel-00639893

HAL Id: cel-00639893

<https://cel.hal.science/cel-00639893>

Submitted on 10 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.

DES PARTICULES INDEPENDANTES AUX QUASIPARTICULES

C. MAHAUX

Institut de Physique B5, Université de Liège, Liège (Belgique)

Traduit par :

J.-P. BAZANTAY

Département de Physique Nucléaire à Haute Energie, CEN Saclay, Gif-sur-Yvette



1 - INTRODUCTION

Dans le modèle à particules indépendantes (MPI) la fonction d'onde ϕ_A de l'état fondamental d'un noyau, est un déterminant de Slater construit à partir de A fonctions d'ondes à une particule $\phi_\alpha(r)$, où α représente l'ensemble des nombres quantiques orbitaux n, l, j, m . Pour plus de simplicité, nous allons restreindre la discussion aux noyaux sphériques et omettre toute référence au nombre quantique m . Une conséquence de ce modèle est que les configurations

$$\phi_A^\alpha - 1 = a_\alpha |\phi_A\rangle, \quad (1-1)$$

$$\phi_A^\alpha + 1 = a_\alpha^+ |\phi_A\rangle \quad (1-2)$$

sont états propres du Hamiltonien H, pour A-1 et A+1 nucléons respectivement. Les équations (1-1) et (1-2) impliquent une propriété de symétrie de H. Le but de ces cours est de discuter jusqu'à quel point cette symétrie est vérifiée dans la nature. Le taux de brisure de symétrie dépend à la fois du choix de la base $\{\phi_\alpha\}$ et des noyaux particuliers que nous considérons. Nous limiterons notre discussion aux aspects essentiels et à quelques exemples choisis. Des renseignements complémentaires peuvent être trouvés dans les articles de revue, par exemple réf.¹⁻¹⁰. Ces notes sont largement basées sur un cours fait à Dronten en 1982 [réf.⁸²].

Dans le paragraphe 2, nous introduisons quelques concepts dans le cas idéal de la matière nucléaire infinie. Nous discutons ensuite des noyaux. Dans les paragraphes 3 à 6, nous considérons successivement les états d'énergie positive à une particule suivant qu'ils sont faiblement, fortement, ou moyennement liés. Le paragraphe 7 décrit quelques progrès théoriques récents sur l'amélioration des modèles à particules indépendantes. Le paragraphe 8 est consacré à la discussion de quelques résultats expérimentaux récemment obtenus à Saclay.

2 - LA MATIERE NUCLEAIRE

Nous n'introduirons ici que les définitions et concepts nécessaires. Pour plus de détails le lecteur est renvoyé à la réf.¹¹. Dans la matière nucléaire infinie l'invariance par translation nous conduit à choisir pour états de base $\phi_\alpha(r)$ les ondes planes $\exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})$; nous ne tiendrons pas compte du spin ni de l'isospin. Le moment \vec{k} joue le même rôle que les nombres quanti-

ques $\alpha = (n, l, j, m)$ dans un noyau fini. Dans le MPI la fonction d'onde de l'état fondamental ϕ_0 est construite en remplissant tous les états d'impulsion tout en tenant compte du principe de Pauli, jusqu'à une valeur k_F appelée moment de Fermi. La densité d'états est donné par

$$\rho = \frac{2}{3\pi^2} k_F^3 \quad (2-1)$$

Dans le cadre du MPI nous avons toujours la possibilité de fixer une énergie potentielle $U(k)$ pour chaque nucléon. L'énergie d'un nucléon est alors donnée par (avec $\hbar = 1$)

$$e_0(k) = \frac{k^2}{2m} + U(k) \quad (2-2)$$

l'énergie du nucléon le moins lié est appelée l'énergie de Fermi : ϵ_F . Dans le MPI, elle est donnée par

$$\epsilon_F^0 = \frac{k_F^2}{2m} + U(k_F) \quad (2-3)$$

En réalité, il existe une interaction entre les nucléons. Par conséquent dans l'état fondamental de la matière nucléaire les états de moment $k < k_F$ ne sont pas complètement occupés, et les états de moment $k > k_F$ ne sont pas entièrement vides. Ceci est schématisé sur la fig. 2.1. Les corrélations ont aussi pour conséquence qu'un nucléon de moment k n'a pas une énergie bien définie. Ceci se décrit à l'aide de la fonction spectrale $S(k; \omega)$. La quantité $S(k; \omega) d\omega$ est la probabilité pour que l'on puisse soustraire ou ajouter un nucléon de moment k au système et que l'on trouve le système résiduel avec une énergie contenue dans l'intervalle $[\omega, \omega + d\omega]$.

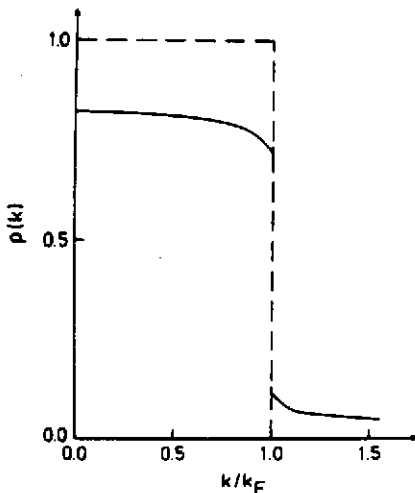


Fig. 2.1 - Distribution des moments dans l'état fondamental de la matière nucléaire. La ligne pointillée correspond à l'approximation de particules indépendantes et le trait plein au fondamental corrélé. La discontinuité en $k=k_F$ est donnée par la grandeur $Z(E(k_F))$, voir l'équation (2-13).

L'équation (2-2) montre que dans le MPI, la fonction spectrale est une fonction delta.

$$S_0(k; \omega) = \delta(\omega - e_0(k)) \quad (2-4)$$

Ceci n'est plus vrai lorsqu'on tient compte des corrélations. Si la symétrie postulée par le MPI n'est pas "trop" brisée, la fonction spectrale $S(k; \omega)$ devrait être piquée au voisinage de $e_0(k)$, si $U(k)$ a été convenablement choisie. La fig. 2.2 montre une forme typique de $S(k; \omega)$. Notez que $S(k; \omega)$ est non nulle pour toutes les valeurs de ω . La fonction spectrale $S(k; \omega)$ vérifie la règle de somme

$$\int_{-\infty}^{\infty} S(k; \omega) d\omega = 1 \quad (2-5)$$

La fonction spectrale peut être exprimée en fonction de l'opérateur de masse (ou de self-énergie) $M(k;\omega)$. C'est une quantité complexe

$$M(k;\omega) = V(k;\omega) + iW(k;\omega) \quad (2-6)$$

qui satisfait la relation de dispersion

$$V(k;\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(k;\omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (2-7)$$

On a

$$S(k;\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{W(k;\omega)}{\left[\omega - \frac{k^2}{2m} - V(k;\omega)\right]^2 + \left[W(k;\omega)\right]^2} \quad (2-8)$$

Ecrivons

$$S(k;\omega) = S^{QP}(k;\omega) + S^{BG}(k;\omega) \quad (2-9)$$

où

$$S^{QP}(k;\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{Z^2(E(k)) W(E(k))}{\left[\omega - E(k)\right]^2 + \left[ZW(E(k))\right]^2} \quad (2-10)$$

avec

$$E(k) = \frac{k^2}{2m} + V(E(k)) \quad (2-11)$$

$$V(E(k)) = V(k;E(k)) ; W(E(k)) = W(k;E(k)) \quad (2-12)$$

$$Z(E(k)) = \left\{1 - \frac{\partial V(k;E)}{\partial E}\right\}_{E=E(k)}^{-1} \quad (2-13)$$

Si le MPI est une bonne approximation, le "fond" $S^{BG}(k;\omega)$ est une fonction lentement variable de ω .

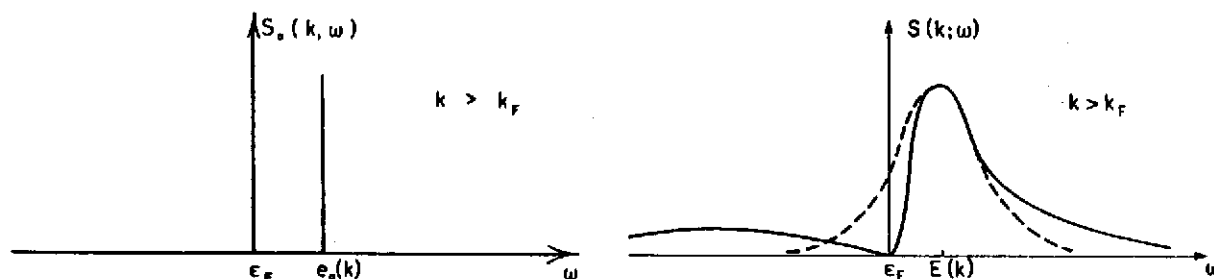


Fig. 2.2 - La partie gauche représente schématiquement la fonction spectrale dans le cas du MPI. Dans la partie droite le trait plein indique les modifications introduites par les collisions nucléon-nucléon, alors que la ligne pointillée correspond à l'approximation de quasi-particule¹².

L'approximation de quasi-particule consiste à remplacer $S(k;\omega)$ par $S^{QP}(k;\omega)$, voir fig.2.2. Ceci revient à supposer que, quand on enlève un nucléon de moment k au système dans son état fonda-

mental, l'énergie du système résiduel a une distribution de probabilité Lorentzienne, centrée à "l'énergie de quasi-particule" $E(k)$, avec une largeur à mi-hauteur égale à

$$\Gamma^\dagger(E(k)) = 2Z(E(k)) W(E(k)) \quad (2-14)$$

La comparaison de l'équation (2-5) avec la relation

$$\int_{-\infty}^{\infty} S^{QP}(k; \omega) d\omega = Z(E(k)) \quad (2-15)$$

montre que la valeur de Z est une mesure de la validité de l'approximation de quasi-particule. Toutefois nous insistons sur le fait que les quantités $E(k)$ et Γ^\dagger peuvent avoir une signification physique même si le fond S^{BG} n'est pas petit, pourvu que celui-ci soit une fonction lentement variable de ω : le critère principal pour l'utilité du concept de quasi-particule est que $S(k; \omega)$ doit avoir un pic prononcé¹³.

Dans le MPI il est pratique de choisir l'énergie potentielle $U(k)$ de la façon suivante :

$$U(k) = V(k; E(k)) \quad (2-16)$$

Alors bien sûr, on a $E(k) = \epsilon_0(k)$. Et de plus, l'énergie de Fermi du MPI, soit ϵ_F^0 , devient identique à l'énergie de Fermi exacte ϵ_F qui est définie par la relation :

$$\epsilon_F = \frac{k_F^2}{2m} + V(k_F; \epsilon_F) \quad (2-17)$$

Les courbes en trait plein de la fig. 2.2 montrent que la fonction spectrale exacte s'anule pour $\omega = \epsilon_F$. Ceci est dû au comportement asymptotique suivant de $W(k; \omega)$:

$$W(k; \omega) \sim C(\omega - \epsilon_F)^2 \quad (C > 0) \quad (2-18)$$

Dans le cas de la diffusion nucléon-nucléon, c'est-à-dire pour des énergies positives, l'approximation de quasi-particule est équivalente au modèle optique. La quantité complexe

$$M(E) = V(E) + i W(E) \quad (2-19)$$

peut être identifiée au potentiel optique pour un nucléon d'énergie E [réf. 11]. Dans la suite de cet exposé nous utiliserons indifféremment les expressions "approximation de quasi-particule" et "modèle optique" pour des énergies aussi bien négatives que positives. Notons que la quantité $M(E)$ ne dépend que d'une variable alors que l'opérateur de masse (2-6) dépend des deux variables k et ω . La variable k a été éliminée de $M(E)$ en utilisant la relation énergie-moment (2-11). On peut montrer que ceci équivaut à la construction d'un potentiel local complexe $M(E)$ qui est "équivalent" au potentiel non local $M(k; E)$ [réf. 11]. Notez bien que cette "équivalence" s'étend seulement aux propriétés des quasi-particules. Bien sûr l'équation (2-11) n'a de sens physique

que lorsqu'on veut décrire la "bosse" de la fonction spectrale. La description complète de la fonction spectrale $S(k;\omega)$ nécessite l'opérateur de masse complexe $M(k;\omega)$, fonction des deux variables k et ω .

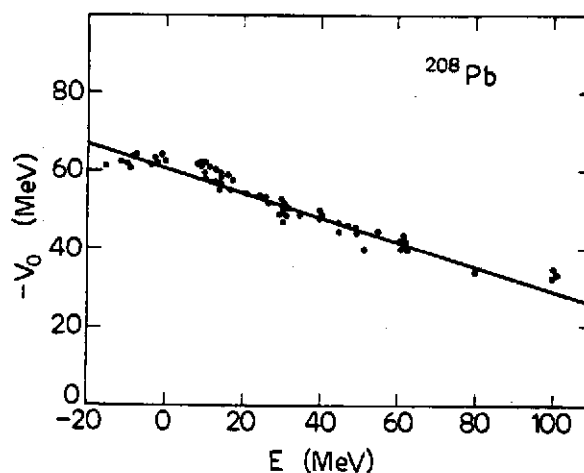
3 - ETATS D'ENERGIE POSITIVE A UNE PARTICULE

Dans un système infini, $M_\rho(E)$ dépend de la densité ρ . Dans un noyau fini, la densité est une fonction $\rho(r)$ de la distance r entre le nucléon et le centre de la cible. On peut alors, à titre d'essai, utiliser "l'approximation de densité locale"

$$M(r;E) = M_{\rho(r)}(E) \quad (3-1)$$

pour construire le potentiel optique nucléon-noyau¹⁴. Cette approximation (3-1) n'est pas précise puisqu'elle ne tient pas compte des effets dynamiques associés aux vibrations de surface. Ici nous n'utiliserons l'équation (3-1) que comme un moyen commode pour visualiser la relation entre les concepts introduits dans le cas de la matière nucléaire et le cas plus compliqué du noyau.

Fig. 3.1 - Dépendance en énergie de la profondeur du potentiel de Woods-Saxon nucléon-nucléon déterminé à partir de l'analyse de la diffusion élastique $p\text{-}^{208}\text{Pb}$ ($E > 0$) et de la position en énergie des états à une particule faiblement liés ($E < 0$) (réf.15).



L'analyse des sections efficaces élastiques et totales permet de déterminer la partie réelle $V(r;E)$ et la partie imaginaire $W(r;E)$ du potentiel optique. D'excellents accords avec les données ont été obtenus en supposant que $V(r;E)$ a une forme de Woods-Saxon dont la profondeur V_0 est une fonction linéaire de E dans le domaine $10 < E < 60$ MeV. Ceci est illustré sur la fig.3.1, de laquelle nous tirons :

$$V_0(E) \approx V_0 - 0.35 E, \quad 10 \text{ MeV} < E < 60 \text{ MeV} \quad (3-2)$$

avec $V_0 = -65$ MeV ; cette dernière valeur dépendant des propriétés géométriques du puits de potentiel. La loi linéaire (3-2) a été confirmée par les analyses de diffusion de neutrons et de protons sur un grand nombre de cibles ; la valeur de la pente est déterminée à quelques pourcent près.

4 - ETATS A UNE PARTICULE FAIBLEMENT LIES

Dans le modèle phénoménologique à particules indépendantes, la fonction d'onde de l'état fondamental est construite avec des fonctions d'ondes ϕ_α calculées à partir d'un potentiel cen-

tral de Woods-Saxon (ou d'oscillateur harmonique) auquel on ajoute une composante spin-orbite¹⁶. Les énergies à une particule correspondantes ϵ_{α}^0 sont représentées sur la fig. 4.1, qui est schématique du fait que l'ordre des énergies à une particule dans une couche principale n'est pas ajusté à l'expérience.

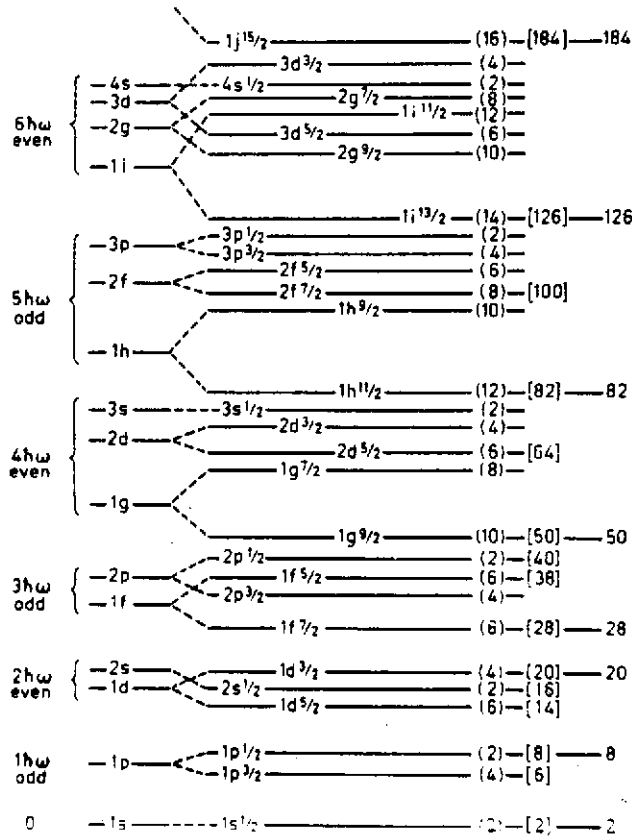


Fig. 4.1 - Répartition des énergies à une particule dans les sous-couches, dans le modèle à particules indépendantes¹⁶.

Concentrons nous par exemple sur les neutrons dans le noyau doublement magique ^{208}Pb . Si le modèle à particules indépendantes est valable, nous devrions obtenir un état propre du ^{209}Pb en ajoutant au ^{208}Pb un neutron dans une orbite. Expérimentalement ceci peut être réalisé par réaction de stripping direct. L'exemple de la réaction $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ est montré sur la fig. 4.2. Le spectre des protons sortants est compatible avec l'hypothèse que le noyau résiduel est, en bonne approximation, décrit par une configuration dans laquelle on aurait ajouté un neutron dans les couches $2g_{9/2}$ (fondamental du ^{209}Pb), $1i_{11/2}$, $1j_{15/2}$, $3d_{5/2}$, $4s_{1/2}$, $2g_{7/2}$, et

$3d_{3/2}$. Les nombres quantiques l et j sont déduits des distributions angulaires des protons sortants, et le nombre quantique principal n par la grandeur de la section efficace. On peut vérifier les valeurs attribuées en excitant les résonances isobariques analogues qui correspondent à ces niveaux à une particule par la diffusion inélastique de protons $^{208}\text{Pb}(p,p')^{208}\text{Pb}^*$. A 20 keV près, ces deux types d'expériences donnent les mêmes valeurs pour les énergies à une particule¹⁸.

Les énergies des orbitales occupées en neutrons dans le modèle à particules indépendantes peuvent être mesurées grâce à des réactions de pick-up direct comme $^{208}\text{Pb}(d,t)^{207}\text{Pb}$, voir

Fig. 4.2 - Spectre des protons sortants observés dans la réaction de stripping $^{208}\text{Pb}(d,p)^{209}\text{Pb}$ avec des deutérons de 20.1 MeV et à angle de diffusion de 35° réf. 17.

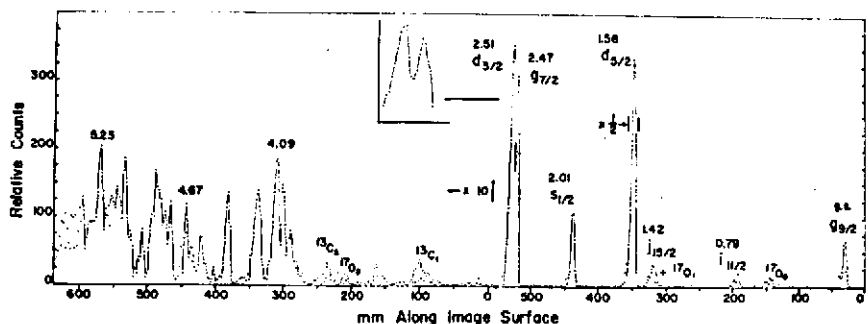
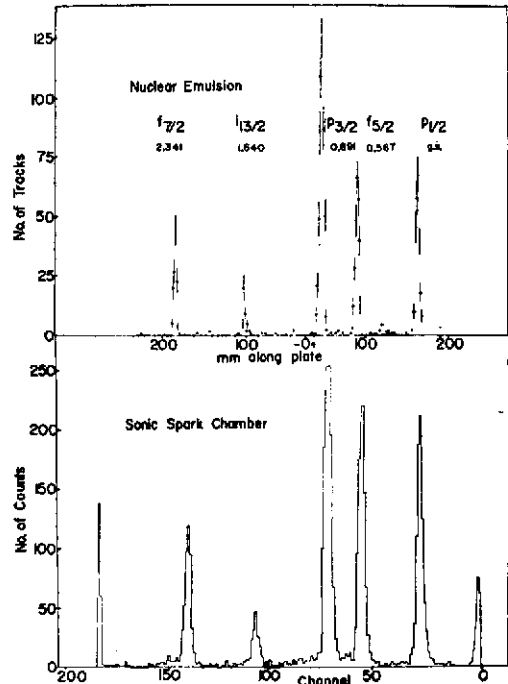


fig. 4.3, ou $^{208}\text{Pb}(^3\text{He},\alpha)^{207}\text{Pb}$ [réf.19-23]. De récentes données expérimentales^{21,22} indiquent que les pics étroits que l'on voit sur la fig. 4.3 ne correspondent pas à toute l'intensité des transitions possibles à partir des états $i_{13/2}$ et $h_{9/2}$. Ceci sera discuté dans le paragraphe 7.

Fig. 4.3 - Spectre des tritons sortants observés avec une émulsion nucléaire (en haut) ou avec une chambre à étincelles (en bas) dans la réaction de pick-up $^{208}\text{Pb}(d,t)^{207}\text{Pb}$, avec des deutons de 24.8 MeV et un angle sortant de 30° [réf.17].



De la même façon, les énergies à une particule proton peuvent être mesurées par une réaction de pick-up, ou de stripping. Dans le cas du ^{208}Pb , il apparaît que le modèle à particules indépendantes est une très bonne approximation pour les états à une particule faiblement liés, c'est-à-dire pour les états qui appartiennent à la couche principale située juste en dessous de l'énergie de Fermi ϵ_F . Cette dernière sera désormais identifiée à la moyenne entre l'énergie de séparation ($\epsilon_{3p1/2} = \epsilon_F^-$ dans le cas de neutrons) et l'énergie d'addition ($\epsilon_{2g9/2} = \epsilon_F^+$ dans le cas de neutrons) :

$$\epsilon_F = \frac{1}{2} (\epsilon_F^+ + \epsilon_F^-) \tag{4-1}$$

On a $\epsilon_F = -6$ MeV dans le cas du ^{208}Pb .

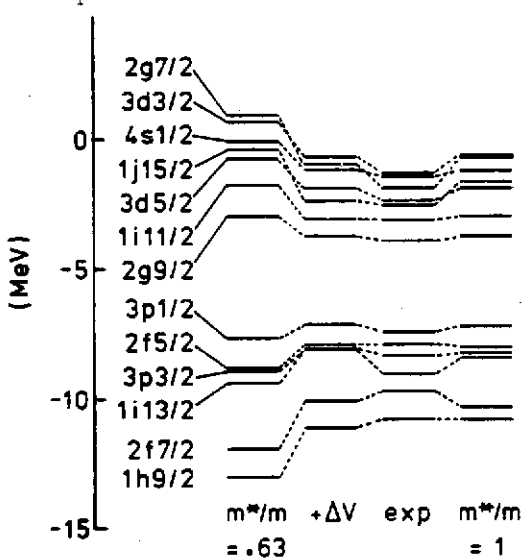


Fig. 4.4 - Energie des états faiblement liés à un neutron du ^{208}Pb . La première colonne à partir de la gauche est calculée à partir d'un modèle à particules indépendantes avec un puits de potentiel dont la profondeur dépend linéairement de l'énergie. La seconde colonne tient compte du déplacement des niveaux ΔV dû à des corrections au MPI (paragraphe 7). La troisième colonne montre les valeurs expérimentales et la quatrième est obtenue à partir du MPI avec un puits de potentiel dont la profondeur est indépendante de l'énergie^{18,25}.

Les valeurs expérimentales des énergies à une particule pour les états de neutrons faiblement liés dans ^{208}Pb sont montrées dans la troisième colonne de la

fig. 4.4. Elles sont en bon accord avec les valeurs de la quatrième colonne qui sont calculées à partir d'un potentiel de Woods-Saxon dont la profondeur est indépendante de l'énergie. Si on utilise un potentiel dont la profondeur a une variation en énergie conforme à celle qui a été obtenue par l'analyse de diffusion de nucléons, voir l'équation (3-2), on obtient les valeurs

montrées dans la première colonne de la fig.4.4. Ce spectre calculé est trop étalé comparé aux données expérimentales. Ceci est illustré par la différence $\delta = \bar{\epsilon}_{\text{unoc}} - \bar{\epsilon}_{\text{oc}}$ entre les énergies moyennes à une particule :

$$\bar{\epsilon}_{\text{oc}} = \left[\sum_{\ell, j \text{ oc}} (2j+1) \epsilon_{\ell, j}^0 \right] \left[\sum_{\ell, j \text{ oc}} (2j+1) \right]^{-1} \quad (4-2)$$

La valeur empirique de δ est 6.50 MeV, alors que les valeurs calculées à partir d'une profondeur de potentiel dépendante de l'énergie donneraient $\delta = 8.34$ MeV. Un potentiel avec une profondeur dépendante de l'énergie donnerait $\delta = 7.07$ MeV (quatrième colonne de la fig. 4.4).

La fig. 3.1 montre qu'on peut faire une observation analogue pour les protons : on a besoin d'une profondeur dépendante de l'énergie pour ajuster les données de diffusion de protons et d'une profondeur indépendante de l'énergie pour reproduire l'énergie des états de protons faiblement liés. Brown, Gunn et Gould²⁶ ont attiré l'attention sur ce fait et ont montré qu'on peut l'exprimer en termes de masse effective m^* , définie par :

$$\frac{m^*(E)}{m} = 1 - \frac{dV_0(E)}{dE} \quad (4-3)$$

où $V_0(E)$ est la profondeur du potentiel de Woods-Saxon avec une géométrie fixée et qui reproduit les propriétés à une particule du noyau. Les résultats montrés sur les fig. 3.1 et 4.4 peuvent s'exprimer en écrivant que :

$$\frac{m^*(E)}{m} \approx 1 \quad \text{pour} \quad -8 \text{ MeV} < E - \epsilon_F < +8 \text{ MeV} \quad (4-4)$$

$$\frac{m^*(E)}{m} \approx 0.65 \quad \text{pour} \quad 15 \text{ MeV} < E - \epsilon_F < 70 \text{ MeV} \quad (4-5)$$

La masse effective $m^*(E)/m$ dans le ^{208}Pb décroît rapidement de 1 à .65 quand $E - \epsilon_F$ croît de 0 à 15 MeV. Bien que cette chute paraisse très brutale, nous remarquons que le phénomène n'est pas très spectaculaire en termes d'énergies à une particule. En effet, il correspond à des déplacements en énergies de seulement 1 ou 2 MeV. Néanmoins cela est important en pratique puisqu'une différence de 2 MeV dans la différence δ particule-trou entraîne un décalage de même amplitude pour tous les états excités du ^{208}Pb qui sont bâtis sur la plus basse excitation particule-trou. Il est donc essentiel de comprendre comment il convient de choisir les valeurs des énergies à une particule dans le calcul des états excités, en particulier des résonances géantes. Des points de vue très différents ont présentés dans la littérature récente^{75,76,83}, et le problème reste ouvert.

On peut mettre en évidence la variation de la masse effective en fonction de l'énergie dans le cas du ^{208}Pb car le MPI est suffisamment précis pour une quinzaine d'états de protons

et de neutrons faiblement liés. Aussi peut-on dégager une tendance systématique. Maintenant il n'est pas clair sur ces bases empiriques qu'on puisse observer ce même phénomène pour des noyaux à couches ouvertes ou même pour des noyaux plus légers.

5 - ETATS LIES PROFONDS A UNE PARTICULE

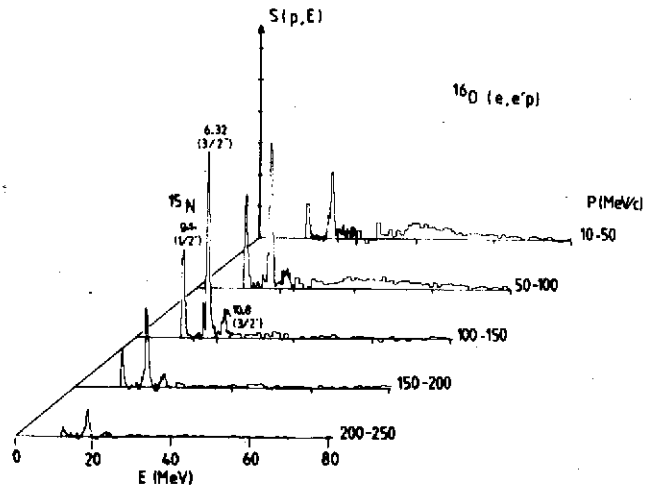
Pour mettre en évidence expérimentalement les états liés profonds à une particule, on utilise des réactions de knock-out direct induites par un projectile de haute énergie, en particulier les réactions (p,2p) ou (e,e'p). En principe ces deux réactions permettent la détermination de la fonction spectrale $S(k; E)$ comme une fonction des deux variables k et E . La fig. 5.1 montre l'exemple de ^{16}O . La raison pour laquelle S peut être trouvée comme une fonction des deux variables k et E est liée à l'existence de trois corps dans la voie de sortie. En effet, la cinématique peut être choisie de telle sorte que k et E varient indépendamment. Soit \vec{k}' et E' les impulsions et énergies du proton sortant, et \vec{e}' , e' (respectivement \vec{e} , e) l'impulsion et l'énergie de l'électron sortant (respectivement entrant). Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent d'écrire :

$$\vec{k} = \vec{e}' - \vec{e} + \vec{p}' \quad (5-1)$$

$$E = e' + E' - e \quad (5-2)$$

où nous avons omis les corrections de recul. Ici \vec{k} est le moment de l'état de trou, et E son énergie.

Fig. 5.1 - Dépendance en énergie de la fonction spectrale $S(p;E)$ pour quelques plages de moment²⁷.



En pratique le problème est compliqué par les effets de distorsion qui rendent la fonction spectrale non diagonale pour la variable moment \vec{k} ($S(\vec{k}, \vec{k}'; E)$) [réf.28]. Les effets de distorsion sont beaucoup plus importants dans le cas des réactions

(p,2p) [réf.29], mais les sections efficaces (e,e'p) sont plus difficiles à mesurer car elles sont quatre ordres de grandeur plus petites. Des réactions de knock-out induites par des pions ont été récemment utilisées^{30,31}.

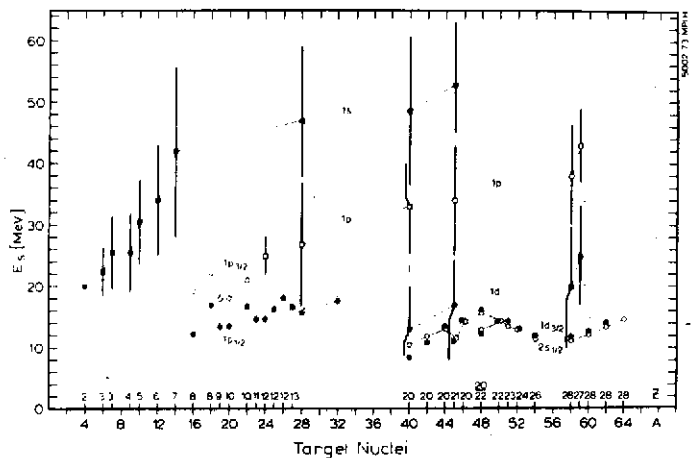
Soit $\phi_\alpha(p)$ la transformée de Fourier de $\phi_\alpha(r)$. Le développement

$$S(p;E) \approx \sum_{\alpha \text{ oc}} P_\alpha(E) \phi_\alpha(p) \quad (5-3)$$

est une approximation pour la distribution en énergie des états de trous de nombres quantiques α . Si l'approximation de quasi-particules est précise, la quantité $P_\alpha(E)$ devrait présenter un pic de largeur Γ_α près de l'énergie de quasi-particule E . Ceci a été observé pour pratiquement tous les niveaux α , pour des masses jusqu'à $A=60$.

Nous verrons au chapitre 7 que les énergies de quasi-particules E_α sont généralement calculées dans l'approximation de Hartree-Fock avec éventuellement certaines corrections. Les fig. 5.2 et 3 montrent que la dépendance de ces énergies vis-à-vis du nombre de masse est assez régulière. La largeur de quasi-particule est plus difficile à évaluer puisqu'elle nécessite une description du couplage entre les états à une particule et les autres degrés de liberté. Des calculs microscopiques détaillés conduisent à une fonction spectrale compliquée³² qui n'est pas directement comparable aux données expérimentales de réaction de knock-out. Ceci a amené quelques auteurs à calculer la fonction spectrale $S(k;E)$, ou largeur $\Gamma(E)$, dans le cas limite de la matière nucléaire et à adapter ces résultats au cas des noyaux finis en utilisant une approximation de densité et d'énergie locale. Le succès de la première tentative³³ de ce type est peut-être accidentel^{34,35} mais elle a eu le mérite d'avoir stimulé d'autres travaux sur ce sujet.

Fig. 5.2 - Dépendance des énergies de quasi-particules en fonction du nombre de masse. Les barres verticales représentent la largeur Γ [réf.13].



Dans le cadre du modèle de sphères dures dans un gaz de Fermi dilué, Orland et Schaeffer³⁶ ont suggéré que la largeur Γ_α pourrait ne dépendre essentiellement que de la différence d'énergie entre l'énergie de quasi-particule E_α et l'énergie de Fermi ϵ_F .

La fig. 5.3 montre que cette proposition est pleinement remplie dans les noyaux légers, sauf pour les états faiblement liés (d). De plus, elle montre que les valeurs mesurées sont en accord semi-quantitatif avec celles dérivées de l'approximation de B-H-F. Ceci a conduit les auteurs de la réf.³⁷ à utiliser cette approximation en vue de calculer la quantité $\langle P_\alpha(E) \rangle \approx S(k;E)$ à partir de l'équation (2-8). Les résultats sont montrés sur la fig.5.4 où chaque énergie E ainsi que l'amplitude ont été ajustées aux valeurs expérimentales.

Récemment Antonov et al.^{38,39} ont aussi adopté une approximation de matière nucléaire pour calculer la fonction spectrale. Curieusement, leur "Coherent Fluctuation Model" n'utilise

Fig. 5.3 - Dépendance de la largeur empirique³ vis-à-vis de la différence $E - E_F$ et l'énergie de quasi particule (E), pour les états à une particule 1s (points), 1p (croix), et 1d (carrés pleins). La ligne en trait plein est obtenue à partir de l'approximation de Brueckner-Hartree-Fock (B-H-F) et la courbe en traits interrompus à partir de l'approximation de B-H-F renormalisée¹⁷.

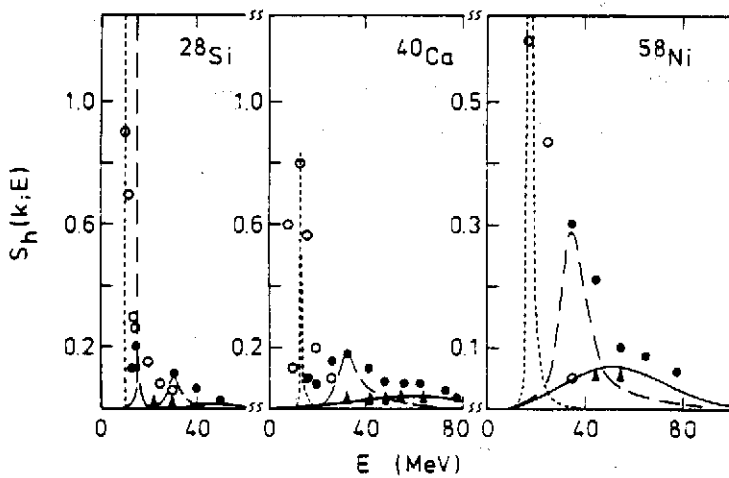
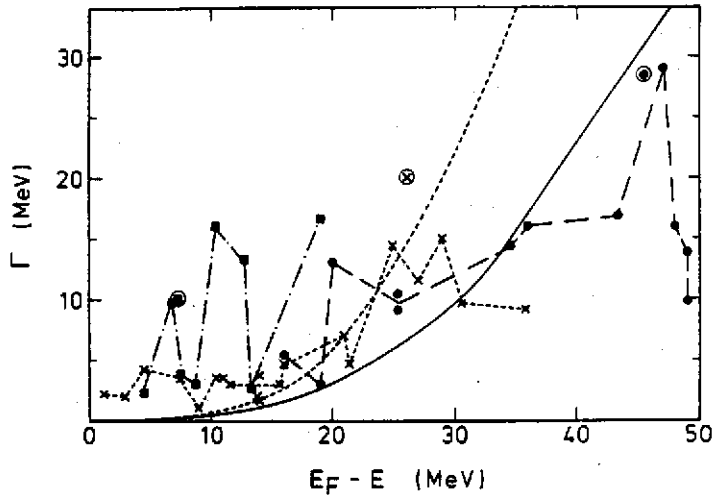


Fig. 5.4 - Comparaison entre d'une part la fonction spectrale $S(k;E) \approx P_\alpha(E)$ calculée à partir de l'équation (2-8) dans l'approximation de B-H-F, et d'autre part, les valeurs empiriques pour les états à une particule 1s (triangles et courbe pleine), 1p (points et tirets longs) et 1d (cercles et tirets courts). Dans le cas du ^{28}Si , les deux courbes en traits interrompus correspondent aux orbites $1p_{3/2}$ et $1p_{1/2}$ [réf.17].

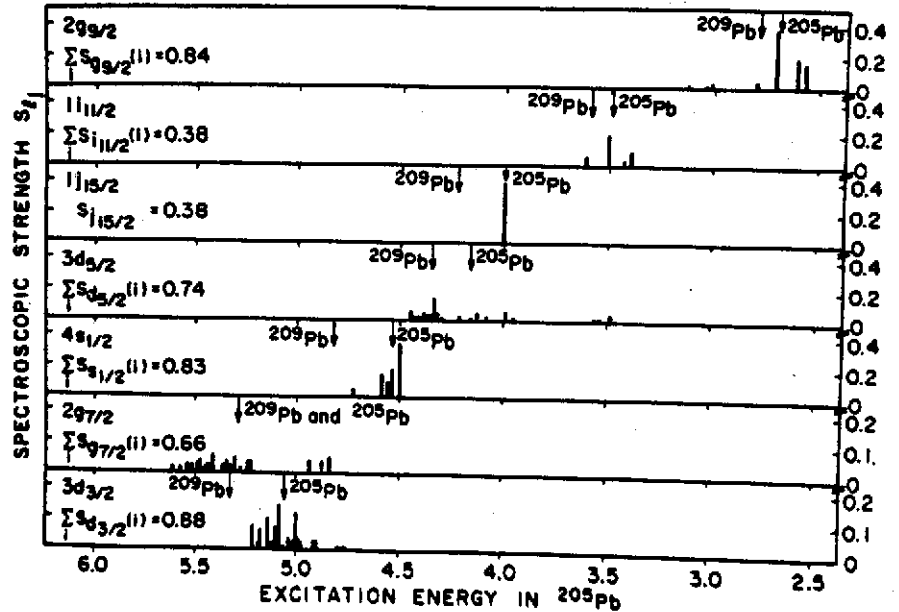
pas d'interaction nucléon-nucléon. L'accord entre leur modèle et les points expérimentaux est à peu près le même que celui de la fig. 5.4. Ceci est curieux car leur modèle ne contient pas d'autres données dynamiques que les distributions de densité expérimentales.

6 - ETATS A UNE PARTICULE MOYENNEMENT LIES

La distinction entre états profondément liés et moyennement liés est quelque peu arbitraire. Ici nous appellerons "moyennement liée", une configuration à une particule se trouvant à une énergie d'excitation à laquelle la densité de configurations plus compliquées, avec les mêmes moment angulaire et parité, est supérieure à quelques niveaux par MeV. Alors l'interaction résiduelle couple les états à une particule, aux configurations plus compliquées. Si l'approximation de quasi-particule (2-10) est valable, le spectre de quasi-particule observé par la réaction de pick-up direct ou de stripping doit présenter un pic. La position de ce maximum peut être identifiée à l'énergie de quasi-particule et la largeur à mi-hauteur avec la dispersion de l'énergie de quasi-particule. La fig. 6.1 illustre le fait que les états faiblement

liés du ^{208}Pb apparaissent comme des quasi-particules dans le noyau à couches ouvertes ^{205}Pb ; dans ce dernier cas, nous pouvons alors les appeler "moyennement liés".

Fig. 6.1 - Spectre de quasi-particule dans ^{205}Pb mesurée par la réaction de stripping $^{204}\text{Pb}(d,p)$. La position du centre de gravité est indiquée par une flèche, ainsi que la position de l'état de quasi-particule dans ^{209}Pb [réf.40]



Dans le cas d'un état de quasi-particule moyennement lié la quasi-particule est donc localisée en énergie, mais la configuration à une particule est répar-

tie sur beaucoup d'états compliqués. Cet étalement peut se décrire en utilisant les mêmes techniques que dans le cas des structures intermédiaires. Quand la densité d'états compliqués n'est pas trop grande, un calcul explicite peut être effectué. Un exemple est montré sur la fig.6.2. Bien qu'il n'y ait pas accord entre facteurs spectroscopiques mesurés et calculés pour chaque état excité, les propriétés de quasi-particule (énergie et largeur) sont correctement reproduites. Dans le modèle théorique, 10 % du spectre de quasi-particule se situe plus haut que le domaine d'énergie couvert par la fig. 6.2. Si l'on tenait compte de cette partie résiduelle pour

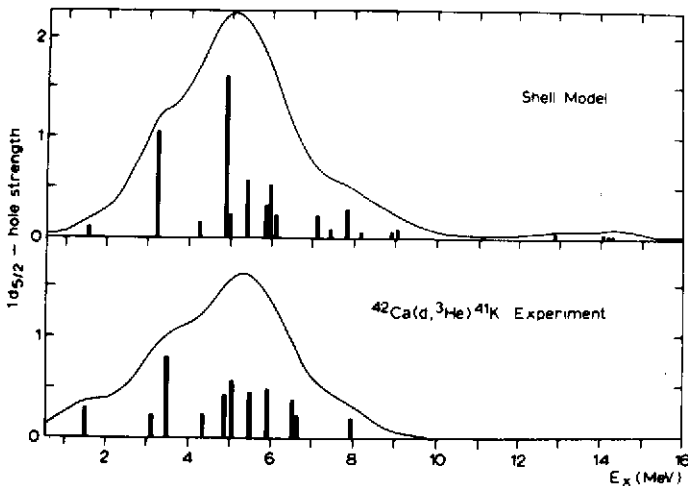


Fig. 6.2 - Comparaison entre facteurs spectroscopiques du trou profond de protons $d_{5/2}$ dans ^{42}Ca mesuré expérimentalement (en bas) et calculé (en haut⁴¹) dans un espace de configurations deux particules-trou. Les courbes sont obtenues en convoluant le spectre discret avec une gaussienne⁴.

décrire la distribution calculée en termes de ses premier et deuxième moments, on obtiendrait pour les énergies de quasi-particules, et surtout pour leur étalement, des valeurs sensiblement différentes de celles

déduites du pic. Ceci montre que les propriétés de quasi-particules doivent être associées seulement au pic du spectre de quasi-particule, et illustre la difficulté d'utiliser pratiquement

Fig. 6.3 - La partie gauche représente la dépendance en Q des spectres de tritons observés à 15° dans la réaction (d,t) sur quelques isotopes de l'étain. Les surfaces hachurées sur la partie droite montrent la part du spectre qui avait été identifiée comme provenant du pick-up d'un neutron $1g_{9/2}$ [réf.46].

le concept séduisant "d'énergie moyenne de séparation"⁴². Des résultats expérimentaux récents sur la couche $s-d$ dans ^{40}Ca peuvent être trouvés dans la réf. 96.

Quand la masse augmente, les états de quasi-particule situés sur la couche immédiatement en dessous de la couche de valence se recouvrent et il devient difficile de les séparer par l'expérience. Beaucoup d'efforts ont été consacrés à ce problème durant les dernières années. En particulier les distributions des occupations des trous $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{3/2}$ dans les isotopes de Sn, Cd et Te ont été très étudiés aussi bien expérimentalement que théoriquement^{44,52-55}. Considérons par exemple l'état à une particule $1g_{9/2}$. Les premières mesures indiquaient qu'environ la moitié de la force totale $g_{9/2}$ était concentrée dans un pic de quasi-particule représenté par la surface hachurée sur la fig. 6.3. De récentes mesure (\vec{d},t) [réf.50,51] et (\vec{p},d) [réf.43] avec des faisceaux polarisés montrent que la force "manquante" avait été associée auparavant avec la configuration $1f_{5/2}$ d'une part, et se situait d'autre part à une énergie d'excitation un peu plus haute. Cette queue à haute

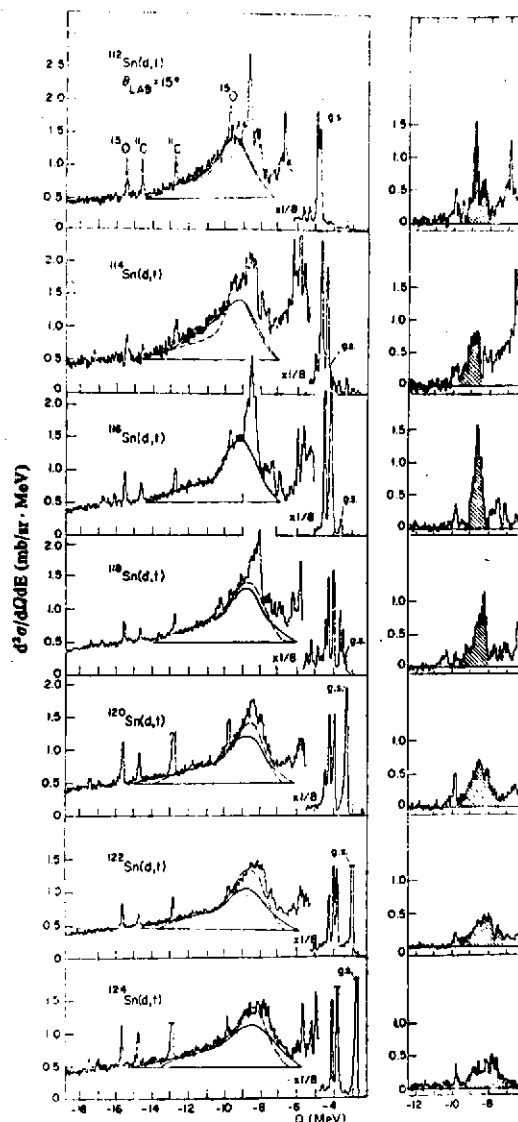
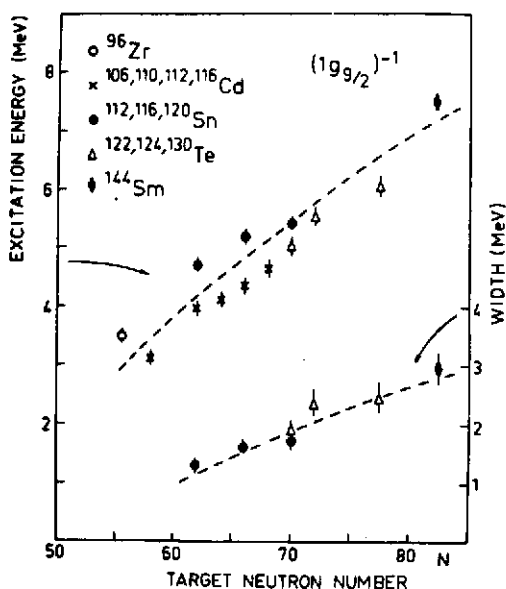
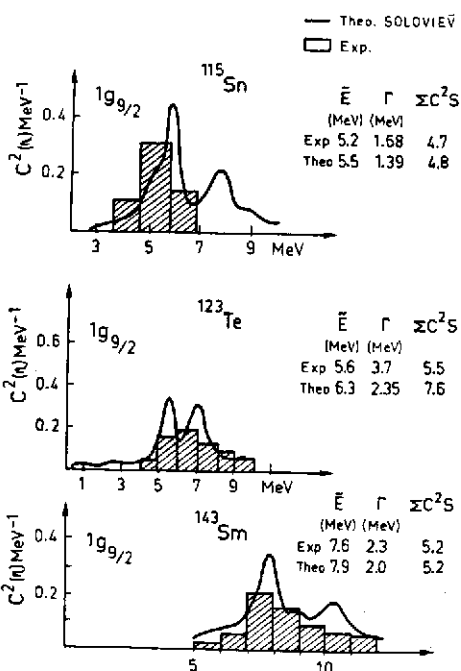


Fig. 6.4 - Dépendance vis-à-vis du nombre de neutrons de l'énergie d'excitation (échelle de gauche) et de la largeur (échelle de droite) de l'état de quasi-particule $1g_{9/2}$ (neutrons) observé dans les réactions de pick-up (p,d) et $(^3\text{He},\alpha)$ sur Zr, Cd, Te et Sm [réf.9].

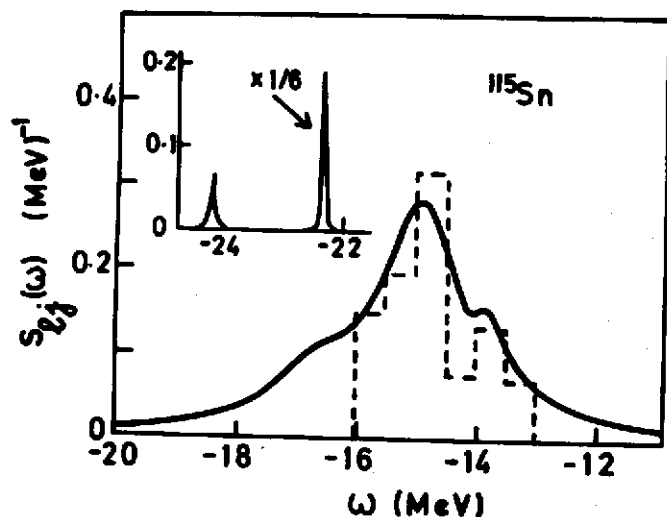
énergie contient à peu près 30 % de la force $g_{9/2}$. Elle ne devrait probablement pas être associée au pic de

quasi-particule mais plutôt associée à la contribution du fond S^{BG} de la fonction spectrale, voir (2-9). Dans le cas présent, la force de quasi-particule, Z dans l'équation (2-15) serait approximativement égale à 0,7. Des calculs microscopiques peuvent difficilement arriver à décrire le fond puisqu'ils adoptent nécessairement un espace de configuration tronqué. Dans l'esprit de l'approximation de quasi-particule, la théorie devrait essayer de reproduire les deux caractéristiques de la bosse : son énergie et sa largeur. La fig. 6.4 montre que l'énergie d'excitation, c'est-à-dire la différence $E(1g_{9/2}) - \epsilon_F$, et la largeur Γ , varient lentement en fonction du nombre de neutrons. Cette propriété confirme la validité du concept de quasi-particule dans ce cas. La fig. 6.5 montre que les calculs théoriques⁵³ sont en assez bon accord avec les observations expérimentales. La fig. 6.6 indique que cet accord serait sans doute amélioré si on tenait compte du spin isotopique.

Fig. 6.5 - Comparaison entre fonctions spectrales mesurées (histogramme hachuré) et calculées⁵³ (courbes) dans le cas de l'orbite $1g_{9/2}$ (neutron)⁸⁴.



La sélectivité due à l'utilisation d'un faisceau polarisé est illustrée sur la fig. 6.7 qui montre le pic de quasi-trou de proton $1f_{7/2}$ dans ^{89}Y . Le quasi-trou de neutron $1f_{7/2}$ a été détecté dans la réaction^{19,23} de pick-up $^{90}\text{Zr}(^3\text{He}, \alpha)^{89}\text{Zr}$. Des expériences de pick-up de neutrons ont été faites dans le but de localiser les quasi-trous de neutron moyennement liés dans les isotopes du Pd [réf. 57], dans quelques isotopes du Nd [réf. 58], et dans le ^{143}Sm [réf. 19, 58, 59]. Des quasi-trous de proton ont été observés dans quelques isotopes du Pm [réf. 55, 60]. Récemment, les réactions $^{144}\text{Sm}(d, t)$ et

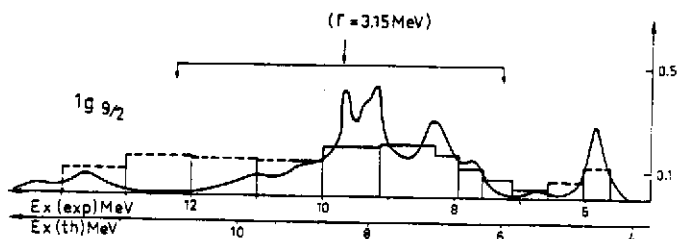


$^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, d)$ ont permis de détecter les quasi-particules proton $h_{9/2}$ et $i_{13/2}$ dans les premières couches au dessus du niveau de Fermi⁶¹.

Fig. 6.6 - Comparaison entre la fonction spectrale mesurée (histogramme) et calculée⁵⁵ dans le cas de l'état de neutron $1g_{9/2}$ dans ^{115}Sn

Les résultats confirment les indications empiriques et expérimentales selon lesquelles la largeur d'étalement prend approximativement les mêmes valeurs de part et d'autre de l'énergie de Fermi ϵ_F , pour une même distance $|E - \epsilon_F|$ [réf. 71, 87]

Fig. 6.10 - Même légende que pour la fig. 6.9, mais pour l'état de proton $1g_{9/2}$.



7 - POTENTIEL A UNE PARTICULE

Dans le modèle à particule indépendante, chaque nucléon occupe une orbite stationnaire et la fonction spectrale se réduit à une fonction delta. Le champ moyen dans lequel se meuvent les nucléons est réel ; il peut être identifié au potentiel Hartree-Fock. Dans la pratique ce dernier prend en compte les effets de collisions virtuelles (c'est-à-dire où il n'y a pas conservation de l'énergie) vers des états très excités, et dont l'effet principal est de renormaliser l'interaction nucléon-nucléon en la remplaçant par une interaction effective. Cette dernière ne dépend que lentement de l'énergie de l'orbite et de la densité nucléaire si l'on ne tient compte que des excitations virtuelles de haute énergie dans la renormalisation. Cette interaction effective peut être calculée à partir du potentiel entre deux nucléons libres⁶⁴. On peut aussi adopter une interaction effective phénoménologique dont les paramètres sont ajustés de façon à reproduire les propriétés principales de la matière nucléaire et les propriétés statiques des états fondamentaux des noyaux (distribution de densité, énergie de liaison). Les interactions effectives dites du type Skyrme ont un certain succès puisqu'elles donnent d'assez bons résultats⁶⁵ tout en conduisant à des équations de Hartree-Fock qui sont très simples du fait qu'elles n'utilisent que les densités nucléaires self-consistantes. Plus précisément, la partie radiale de la fonction d'onde Hartree-Fock à une particule dans un noyau à couches doublement fermées vérifie une équation du type

$$\frac{1}{2m} \left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{\lambda(\lambda+1)}{r^2} + V_{HF}(r; \epsilon_\alpha) \right] u_\alpha(r; \epsilon_\alpha) = \epsilon_\alpha u_\alpha(r; \epsilon_\alpha) \quad (7-1)$$

où ϵ_α est l'énergie à une particule dans l'approximation de Hartree-Fock. Le potentiel de Skyrme-Hartree-Fock, $V_{HF}(r; E)$, dépend linéairement de E :

$$V_{HF}(r; E) = V_0(r) + \left[\frac{\tilde{n}(r)}{m} \right] E. \quad (7-2)$$

La "masse effective" Hartree-Fock, $\tilde{m}(r)$, (voir l'équation (4-3) a la dépendance radiale

$$\frac{\tilde{m}(r)}{m} = \left[1 + B\rho(r) \right]^{-1}, \quad (7-3)$$

où $\rho(r)$ est la densité nucléaire tandis que B est une constante déterminée par les paramètres de l'interaction de Skyrme. Pour l'interaction de Skyrme III, $\tilde{m}(r=0)/m = 0,75$. Le potentiel Hartree-Fock correspondant a approximativement la même dépendance en énergie que la partie réelle du potentiel empirique aux énergies positives, voir l'équation (3.2). Ceci conduit aux énergies à une particule montrées dans la colonne gauche de la fig.4.4 ; la différence moyenne entre les énergies particule et trou, δ , est à peu près 2 MeV plus grande que la valeur empirique, voir paragraphe 4.

L'importance pratique de ce désaccord a conduit à un effort théorique renouvelé pour évaluer les corrections dynamiques aux énergies Hartree-Fock. L'origine physique de ces corrections avait été comprise il y a déjà plusieurs années ^{66,67}, mais ce n'est que récemment que des calculs microscopiques plus détaillés ont été menés à bien ^{63,68-70}. Nous ne présentons ici que l'approche phénoménologique des réf. ⁷¹ et ⁷². Elle a le mérite d'être simple et de fournir une estimation de la dépendance radiale de la correction au puits de potentiel Hartree-Fock. Les autres approches sont principalement concentrées au calcul de l'énergie à une particule ; elles ont le mérite de démêler les diverses contributions aux déplacements de l'énergie par rapport à l'approximation Hartree-Fock ; elles sont aussi capables de tester la précision de l'hypothèse principale faite dans les réf. ⁷¹ et ⁷², qui est que la correction au potentiel Hartree-Fock est approximativement locale.

Si cette dernière hypothèse est valable, le champ moyen à une particule peut s'écrire sous la forme

$$V(r;E) = V_{\text{HF}}(r;E) + \Delta V(r;E) \quad (7-4)$$

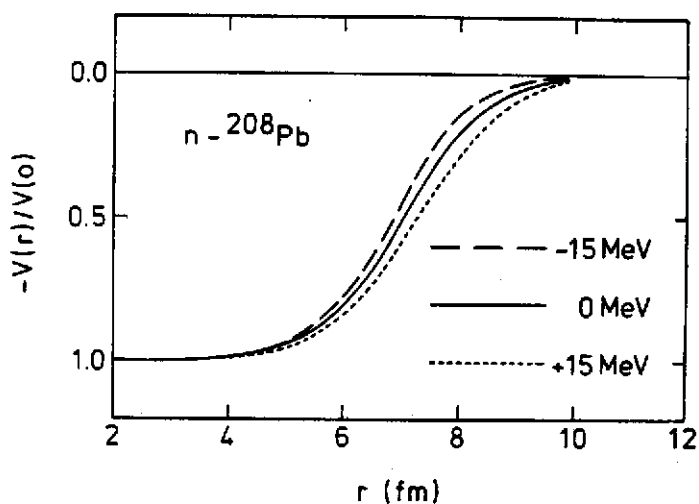
et la correction ΔV est reliée à la partie imaginaire du potentiel optique par la relation de dispersion

$$\Delta V(r;E) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{W(r;E')}{E-E'} dE' \quad (7-5)$$

voir l'équation (2-7). Pour des énergies positives E' , $W(r;E')$ peut être obtenu par l'analyse de la diffusion de nucléons. Pour calculer le membre de droite de l'équation (7-5), nous avons aussi besoin de $W(r;E')$ pour les énergies négatives E' . Dans les noyaux mi-légers, W peut être déduit à basse énergie de la largeur à mi-hauteur Γ^{\downarrow} , voir équation (2-14) ; ces données suggèrent qu'il est raisonnable de supposer que $W(r;E')$ est symétrique autour de l'énergie de Fermi ⁷¹. Cela semble confirmé par des calculs microscopiques récents, dans le cas du ²⁰⁸Pb [réf. ⁸⁷].

Cette approche a récemment été appliquée aux états de neutrons dans ^{40}Ca et dans ^{208}Pb [réf. 72]. Il apparaît de ces calculs que $V(r,E)$ est piqué à la surface nucléaire et qu'il dépend fortement de l'énergie au voisinage de la surface de Fermi. Ces deux propriétés sont confirmées par des calculs microscopiques⁸³. Elles correspondent au fait que $V(r;E)$ provient principalement du couplage entre les états à une particule et les degrés de liberté collectifs de vibration^{63,67-70,73,74}. Il n'est dès lors pas justifié d'interpréter la différence entre la première et la troisième colonne de la fig. 4.4 comme un reflet de l'existence d'un plateau dans la profondeur du potentiel, comme montré à tort sur la fig. 3.1. Au contraire, c'est l'intégrale de volume de $V(r;E)$ qui possède un plateau parce que les caractéristiques géométriques de $V(r;E)$ dépendent de l'énergie. Ceci est illustré sur la fig. 7.1.

Fig. 7.1 - Dépendance radiale du champ à une particule $V(r;E)$ pour $E - \varepsilon_F = -15, 0$ et 15 MeV respectivement⁷².



Des équations (4-3), (7-2) et (7-4), nous obtenons :

$$1 - \frac{m^*(r;E)}{m} = \frac{\bar{m}(r;E)}{m} - \frac{\tilde{m}(r)}{m}, \quad (7-6)$$

où la "E-mass", $\bar{m}(r;E)$, est définie par :

$$\frac{\bar{m}(r;E)}{m} = 1 - \frac{d}{dE} [\Delta V(r;E)]. \quad (7-7)$$

La fig. 7.2 montre qu'à la surface nucléaire la dépendance en énergie de la "E-mass" possède un pic assez étroit centré sur l'énergie de Fermi. Pour $|E - \varepsilon_F|$ fixée et inférieure à quelques MeV, la dépendance radiale de $m(r;E)$ présente un pic à la surface du noyau^{24,88}. Quelques implications de ces découvertes ont été récemment conjecturées^{26,70,75-80,89}.

La seconde colonne de la fig. 4.4 montre les quantités

$$E_\alpha = \varepsilon_\alpha + \Delta V_\alpha \quad (7-8)$$

où les décalages des niveaux ΔV_α sont évalués d'après

$$\Delta V_\alpha = \langle \phi_\alpha | \Delta V(r; \varepsilon_\alpha) | \phi_\alpha \rangle ; \quad (7-9)$$

ϕ_α représente la fonction d'onde à une particule Skyrme-Hartree-Fock. Le bon accord entre E_α et les énergies à une particule empiriques est illustré par le fait que la différence entre les énergies moyennes des particules et des trous, δ , est égal à 6.25 MeV, proche de la valeur empiri-

que $\delta = 6,50$ MeV.

Fig. 7.2 - La courbe en trait plein représente la dépendance en $E - \epsilon_F$ de $m(R_W; E)/m$, où R_W correspond approximativement au rayon nucléaire. Dans le domaine $E - \epsilon_F < 0$, les tirets longs donnent l'inverse de la probabilité pour que des états à une particule normalement occupés soient vides à cause des corrélations dans l'état fondamental. Le complément à 1 tirets courts pour $E - \epsilon_F > 0$ donne la probabilité pour qu'un niveau normalement inoccupé soit occupé à cause des corrélations dans le fondamental⁷².

La proportion d'états à une particule contenue dans l'état empirique de quasi-particule est approximativement égal à $Z_\alpha = (\bar{m}/m)^{-1}$, voir l'équation (2-13). La fig. 7.2 montre que près de l'énergie de Fermi $Z_\alpha \approx 0,75$, le reste de la force des états à une particule doit se situer

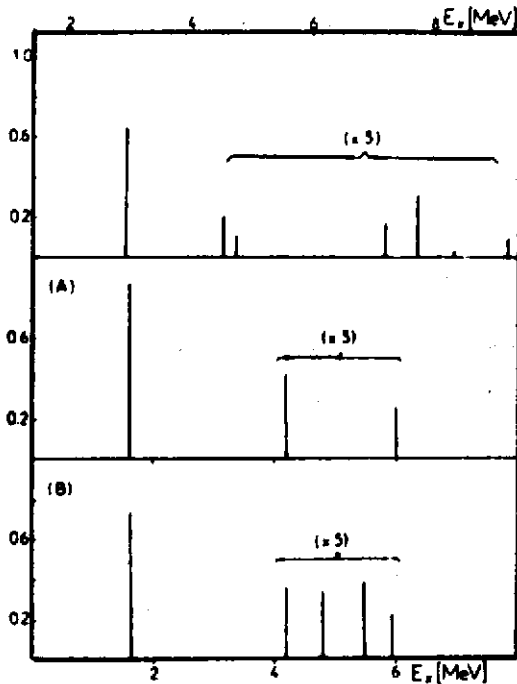


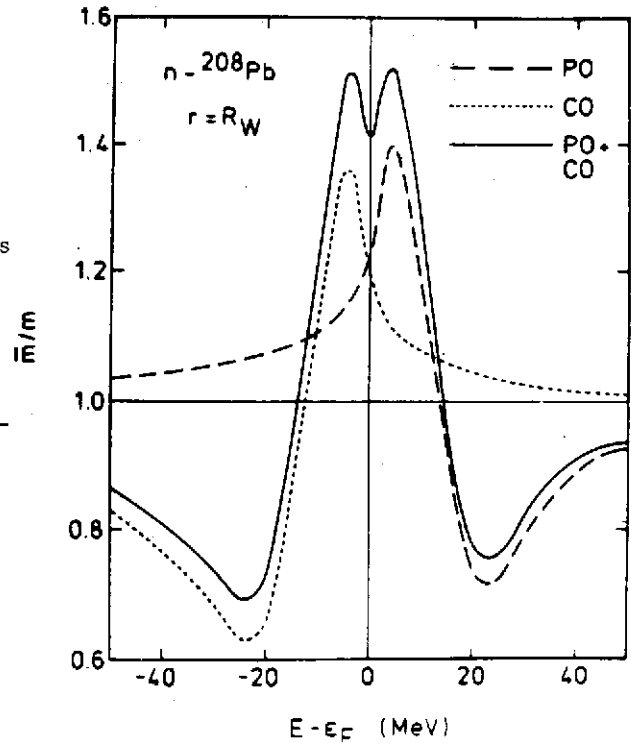
Fig. 7.3 - Comparaison entre la distribution théorique des facteurs spectroscopiques de l'état à une particule $1i_{13/2}$ (en haut, réf.⁶²) et la distribution expérimentale donnée en réf.²¹ (au milieu) et en réf.²² (en bas) respectivement⁹.

à plus haute énergie d'excitation et, de ce fait est plus difficile à localiser expérimentalement. Cependant, la fig. 7.3 montre que des expériences récentes ont été capables d'établir qu'une partie de la force $1_{13/2}$ se situe effectivement à plus haute énergie d'excitation et qu'elle n'est pas contenue dans un seul état comme le suggèrait la fig. 4.3. Il en est de même pour les autres états à une particule des fig. 4.2 et 4.3.

8 - FONCTION D'ONDE DES ETATS A UNE PARTICULE

L'étude de la diffusion élastique d'électrons a récemment permis d'obtenir des informations détaillées sur les fonctions d'onde de certains états à une particule.

C'est ainsi que la diffusion dite "magnétique" a permis de mesurer avec une précision d'environ 1 % le rayon carré moyen de certains états de valence, notamment de l'orbite $1f_{7/2}$

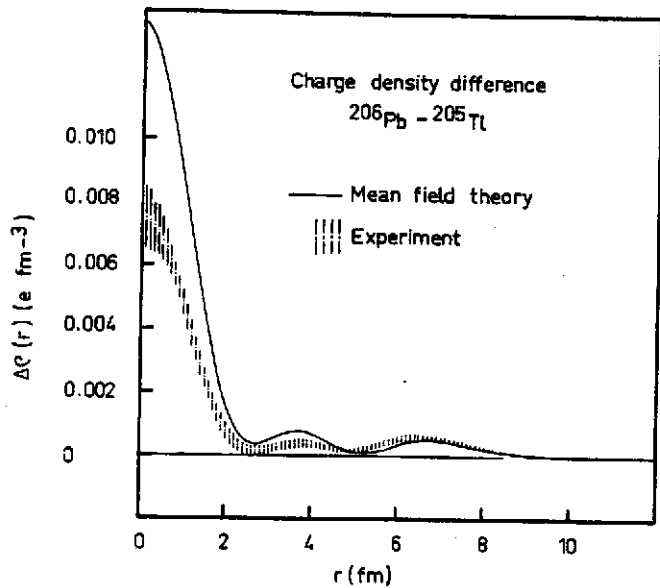


dans ^{49}Ti et ^{51}V , et de l'orbite $1g_{9/2}$ dans ^{87}Sr et ^{93}Nb [réf. 90]. Les valeurs expérimentales du rayon carré moyen sont plus petites de 1 à 2 % que les valeurs calculées à partir de l'approximation de Hartree-Fock. Ma et Wambach⁷⁹ ont récemment proposé que cette différence peut être expliquée par les corrections de polarisation et de corrélation qui donnent lieu à des déplacements des énergies à une particule, voir la fig. 4.4.

Il est également possible que ces corrections jouent un rôle dans l'explication de la corrélation qui semble exister entre le rayon carré moyen et l'énergie de séparation⁹¹.

La combinaison des informations tirées des réactions de transfert direct de nucléons et de la diffusion magnétique d'électrons permet d'obtenir avec précision la probabilité d'occupation d'une orbite de valence, dans certains cas favorables, ainsi que la proportion réellement observée de la force à une particule^{90,92}.

Fig. 8.1 - Différence entre la densité de charge du ^{206}Pb et du ^{205}Tl . La courbe en trait plein est tirée de l'approximation de Hartree-Fock et la zone hachurée montre les valeurs expérimentales récentes⁹³.



Des informations très précises sur la fonction d'onde de l'état $3s_{1/2}$ de protons ont été obtenues en comparant les sections efficaces de diffusion d'électrons par le ^{206}Pb d'une part, et par le ^{205}Tl d'autre part. Dans le MPI la fonction d'onde du ^{205}Tl est obtenue en enlevant du noyau ^{206}Pb

un proton de la couche $3s_{1/2}$. Ce modèle prédit que la différence entre les densités de charge des deux noyaux est donnée par la courbe en trait plein de la fig. 8.1. Cette courbe a la même forme que les résultats expérimentaux, mais ces derniers indiquent une réduction de 30 % par rapport au modèle.

Cette différence est interprétée comme une mesure de la probabilité que l'état $3s_{1/2}$ du ^{206}Pb soit inoccupé⁹³. Dans le cas du ^{206}Pb , cette probabilité pourrait être calculée à l'aide des méthodes décrites dans les réf. ^{63,68,70}, mais ce calcul n'a pas encore été effectué. La courbe en trait interrompu (long) de la fig. 7.2 suggère qu'une probabilité de l'ordre de 20 % de trouver l'état $3s_{1/2}$ inoccupé est raisonnable, mais cette estimation est grossière car elle se rapporte à une moyenne sur les états de valence et sous-estime le rôle des excitations vir-

tuelles de haute énergie (corrélations à courte portée).

Un des intérêts principaux de l'expérience illustrée par la fig. 8.1 est qu'elle fournit des informations précises sur la validité du MPI à l'intérieur du noyau. Les expériences de transfert direct d'un nucléon par pick-up ou stripping se produisent en effet à la surface du noyau et ne sont guère sensibles au détail des fonctions d'onde à l'intérieur du noyau.

9 - CONCLUSION

Nous avons atteint ces dernières années une meilleure compréhension de la validité, des limitations et du moyen de perfectionner le modèle à particules indépendantes. Il paraît maintenant possible de construire un potentiel à une particule qui tienne compte de certains effets dynamiques et qui décrive les propriétés moyennes des états de quasi-particule fortement, moyennement et faiblement liés, aussi bien que pour des états de diffusion.

Je tiens à exprimer ma vive reconnaissance à Monsieur J.P. Bazantay qui a traduit d'anglais en français le cours de la réf.⁸² qui constitue l'essentiel des notes ci-dessus.

REFERENCES

1. D.F. Jackson, in "Advances in Nuclear Physics", vol.4, M. Baranger and E. Vogt, eds., Plenum Press (1971).
2. G.J. Wagner, in "Nuclear Structure Physics", U. Smilansky, I. Talmi and H.A. Weidenmüller, eds., Springer Verlag (1973) p.16.
3. G. Jacob and T.A.J. Maris, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6.
4. G.J. Wagner, in "Proceedings of the International Symposium on Highly Excited States in Nuclei", vol. 2, A. Faessler, C. Mayer-Böricke and P. Turek, eds., (1975) p.177.
5. A.E.L. Dieperink and T. de Forest, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25 (1975) 1.
6. P.E. Hodgson, Rep. Prog. Phys. 38 (1975) 847.
7. T.A.J. Maris, in "Nuclear and Particle Physics at Intermediate Energies", J.B. Warren, ed., Plenum Publ. Corp. (1976) p.425.
8. G.M. Crawley, in "Proceedings of the International Conference on the Structure of Medium-Heavy Nuclei", Rhodes, Greece, 1979, Institute of Physics, Bristol and London (1980) p.127.
9. S. Galès, Nucl. Phys. A354 (1981) 193c.
10. G.F. Bertsch, P.F. Bortignon and R.A. Broglia, Revs. Mod. Phys. (in press).
11. J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, Phys. Reports 25C (1976) 83.
12. P.F. Bortignon, R.A. Broglia, C.H. Dasso and C. Mahaux, in preparation.
13. H.A. Weidenmüller, in "Nuclear Structure Physics", U. Smilansky, I. Talmi and H.A. Weidenmüller, ed., Springer Verlag (1973).
14. C. Mahaux, in "Microscopic Optical Potentials, H.V. von Geramb, eds., Springer Verlag (1979) p.1.
15. M. Bauer, E. Hernandez-Saldana, P.E. Hodgson and J. Quintanilla, J. Phys. C8 (1982) 525.
16. M.G. Mayer and J.H.D. Jensen, "Elementary Theory of Nuclear Shell Structure", Wiley, New York (1955).
17. G. Muehllehner, A.S. Poltorak, W.C. Parkinson and R.H. Bassel, Phys. Rev. 159 (1967) 1039.
18. W.R. Wharton, P. von Brentano, W.K. Dawson and P. Richard, Phys. Rev. 176 (1968) 1424.
19. E. Gerlic, J. Källne, H. Langevin-Joliot, J. van de Wiele and G. Duhamel, Phys. Lett. 57B (1975) 338.
20. J. van de Wiele, E. Gerlic, H. Langevin-Joliot and G. Duhamel, Nucl. Phys. A297 (1978) 61.
21. S. Galès, G.M. Crawley, D. Weber and B. Zwiaglinski, Phys. Rev. C18 (1978) 2475.
22. J. Guillot, J. van de Wiele, H. Langevin-Joliot, E. Gerlic, J.P. Didelez, G. Duhamel, G. Perrin, M. Buenerd and J. Chauvin, Phys. Rev. C21 (1980) 879.
23. H. Langevin-Joliot, E. Gerlic, J. Guillot, M. Sakai, J. van de Wiele, A. Devaux, P. Force and G. Landaud, Phys. Lett. 114B (1982) 103.



24. C. Mahaux and H. Ngô, *Physica Scripta* (in press).
25. J. Blomqvist and S. Wahlborn, *Arkiv Fysik* 16 (1960) 545.
26. G.E. Brown, J.H. Gunn and P. Gould, *Nucl. Phys.* 46 (1963) 598.
27. J. Mougey, *Nucl. Phys.* A335 (1980) 35.
28. S. Boffi, in "Nuclei to Particles", A. Molinari, ed., North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1981), p.373, and references therein.
29. D.F. Jackson, *Nucl. Phys.* A257 (1976) 221.
30. E. Piassetzky, A. Altman, J. Lichtenstadt, A.I. Yavin, D. Ashery, W. Bertl, L. Felawka, H.K. Walter, F.W. Schlepütz, R.J. Powers, R.G. Winter and J.B.D. Pluym, *Phys. Lett.* 114B (1982) 414.
31. N.S. Chant, L. Rees and P.G. Roos, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1784.
32. W. Fritsch, R. Lipperheide and U. Wille, *Nucl. Phys.* A241 (1975) 79.
33. H.S. Köhler, *Nucl. Phys.* 88 (1966) 529.
34. R. Sartor, *Nucl. Phys.* A267 (1976) 29.
35. R. Sartor, *Nucl. Phys.* A289 (1977) 329.
36. H. Orland and R. Schaeffer, *Nucl. Phys.* A299 (1978) 442.
37. R. Sartor and C. Mahaux, *Phys. Rev.* C21 (1980) 2613.
38. A.N. Antonov, V.A. Nikolaev and I.Zh. Petkov, *Z. Phys.* A304 (1982) 239.
39. A.N. Antonov, V.A. Nikolaev and I.Zh. Petkov, *Z. Phys.* A297 (1980) 257.
40. C.F. Maguire, D.G. Kovar, W.D. Callender and C.K. Bockelman, *Phys. Rev.* C15 (1977) 170.
41. S.T. Hsieh, K.T. Knöpfle and G.J. Wagner, *Nucl. Phys.* A254 (1975) 141.
42. D.S. Koltun, *Phys. Rev. Lett.* 28 (1972) 182 ; *Phys. Rev.* C9 (1974) 484.
43. G.M. Crawley, J. Kasagi, S. Galès, E. Gerlic, D. Friesel and A. Bacher, *Phys. Rev.* C23 (1981) 1818.
44. S.Y. van der Werf, B.R. Kooistra, W.H.A. Hesselink, F. Iachello, L.W. Put and R.H. Siemssen, *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 712.
45. M. Sakai, M. Sekiguchi, F. Soga, Y. Hirao, K. Yagi and Y. Aoki, *Phys. Lett.* 51B (1974) 51.
46. S.Y. van der Werf, M.N. Harakeh, L.W. Put, O. Scholten and R.H. Siemssen, *Nucl. Phys.* A289 (1977) 141.
47. G. Berrier-Ronsin, G. Duhamel, E. Gerlic, J. Kalifa, H. Langevin-Joliot, G. Rotbard, M. Vergnes, J. Vernotte and K.K. Seth, *Phys. Lett.* 67B (1977) 16.
48. M. Tanaka, T. Yamagata, K. Iwamoto, S. Kishimoto, B. Saeki, K. Yuasa, T. Fukuda, I. Miura, K. Okada, M. Inoue and H. Ogata, *Phys. Lett.* 78B (1978) 221.
49. E. Gerlic, G. Berrier-Ronsin, G. Duhamel, S. Galès, E. Hourani, H. Langevin-Joliot, M. Vergnes and J. van de Wiele, *Phys. Rev.* C21 (1980) 124.
50. R.H. Siemssen, W.P. Jones, W.W. Jacobs, C.C. Foster, D.W. Miller and F. Soga, *Phys. Lett.* 103B (1981) 323.
51. G. Perrin, G. Duhamel, C. Perrin, E. Gerlic, S. Galès and V. Comparat, *Nucl. Phys.* A356 (1981) 61.
52. T. Koeling and F. Iachello, *Nucl. Phys.* A295 (1978) 45.
53. V.G. Soloviev, Ch. Stoyanov and A.I. Vdovin, *Nucl. Phys.* A342 (1980) 261.
54. P.F. Bortignon and R.A. Broglia, *Nucl. Phys.* A371 (1981) 405.
55. S.P. Klevansky and R.H. Lemmer, *Phys. Rev.* C25 (1982) 3137.
56. A. Stuirbrink, G.J. Wagner, K.T. Knöpfle, Liu Ken Pao, G. Mairle, H. Riedesel, K. Schindler, V. Bechtold, L. Friedrich, *Z. Phys.* A297 (1980) 307.
57. O. Scholten, M.N. Harakeh, J. van der Plicht, L.W. Put, R.H. Siemssen and S.Y. van der Werf, *Nucl. Phys.* A348 (1980) 301 ; H. Sakai, R.K. Bhowmik, K. van Dijk, A.G. Drentje, M.N. Harakeh, Y. Iwasaki, R.H. Siemssen, S.Y. van der Werf and A. van der Woude, *Phys. Lett.* 103B (1981) 309.
58. M. Sekiguchi, Y. Shida, F. Soga, T. Hattori, Y. Hirao and M. Sakai, *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 1015.
59. E. Friedland, M. Goldschmidt, C.A. Wiedner, J.L.C. Ford, Jr. and S.T. Thornton, *Nucl. Phys.* A256 (1976) 93.
60. P. Doll, G.J. Wagner, H. Breuer, K.T. Knöpfle, G. Mairle and H. Riedesel, *Phys. Lett.* 82B (1979) 357.
61. S. Galès, C.P. Massolo, S. Fortier, E. Gerlic, J. Guillot, E. Hourani, J.M. Maison, J.P. Schapira, B. Zwieglinski, P. Martin and V. Comparat, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1593.
62. Nguyen Van Giai, in "Proceedings of the 1980 Symposium on Highly Excited States in Nuclear Reactions", H. Ikagami and M. Muraoka, eds., Osaka University (1980) p. 682.
63. V. Bernard and Nguyen Van Giai, *Nucl. Phys.* A348 (1980) 75.
64. J.W. Negele, *Phys. Rev.* C1 (1970) 1260.
65. P. Quentin and H. Flocard, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 28 (1978) 523.
66. G.F. Bertsch and T.T.S. Kuo, *Nucl. Phys.* A112 (1968) 204.
67. I. Hamamoto and P. Siemens, *Nucl. Phys.* A269 (1976) 199.
68. P.F. Bortignon, R.A. Broglia, C.H. Dasso and Fu De-ji, *Phys. Lett.* 108B (1982) 247.
69. H.M. Sommermann, T.T.S. Kuo and K.F. Ratcliff, *Phys. Lett.* 112B (1982) 108.
70. J. Wambach, V.K. Mishra and Li Chu-hsia, *Nucl. Phys.* A380 (1982) 285.
71. C. Mahau and H. Ngô, *Phys. Lett.* 100B (1981) 285.

72. C. Mahaux and H. Ngô, Nucl. Phys. A378 (1982) 205.
73. P.K. Bindal, D.H. Youngblood, R.L. Kozub and P.H. Hoffmann-Pinther, Phys. Rev. C12 (1975) 390.
74. P. Doll, G.J. Wagner, K.T. Knöpfle and G. Mairle, Nucl. Phys. A263 (1976) 210.
75. G.E. Brown and M. Rho, Nucl. Phys. A372 (1981) 397.
76. G.E. Brown, J.S. Dehesa and J. Speth, Nucl. Phys. A330 (1979) 290.
77. S.O. Bäckman, G.E. Brown and V. Klemt, Nucl. Phys. A345 (1980) 202.
78. H.R. Fiebig and J. Wambach, Nucl. Phys. A386 (1982) 381.
79. Z.Y. Ma et J. Wambach, Nucl. Phys. A402 (1983) 275.
80. X. Campi et S. Stringari, Z. Physik, A309 (1983) 239.
81. G.E. Brown, Comments Nucl. Part. Phys. 3 (1969) 136.
82. C. Mahaux, dans "Nuclear Structure" (Plenum Press, à l'impression).
83. H.M. Sommermann et C. Mahaux, Nucl. Phys. (à l'impression).
84. S. Galès, Proceedings of the 1980 Masurian Summer School (Mikolajki, Poland).
85. H. Langevin-Joliot, E. Gerlic, J. Guillot et J. Van de Wiele, Phys. Rev. (soumis à l'impression).
86. Pham Van Thieu et Nguyen Van Giai, cité dans la réf. ⁸⁵.
87. H.M. Sommermann, K.F. Ratcliff et T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A406 (1983) 109.
88. Nguyen Van Giai et Pham Van Thieu, Phys. Lett. 126B (1983) 421.
89. M. Prakash, J. Wambach et Z.Y. Ma, Phys. Lett. 128B (1983) 141.
90. S.K. Platchkov, J.B. Bellicard, J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, Phan Xuan-Ho, P.K.A. de Witt Huberts, L. Lapikas et I. Sick, Phys. Rev. C25 (1982) 2318.
91. A. Moalem, Phys. Rev. C26 (1982) 1757.
92. A.E.L. Dieperink et I. Sick, Phys. Lett. 109B (1982) 1.
93. J.M. Cavedon, B. Frois, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, C.N. Papanicolas, Phan Xuan-Ho, S.K. Platchkov, S. Williamson, W. Boeglin et I. Sick, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 978 ; Nucl. Phys. A396 (1983) 409c.
94. C.P. Massolo, S. Galès, S. Fortier, J.M. Maison, J.P. Shapira, P. Martin et V. Comparat, Proc. 1982 Amsterdam Conference, vol.1, p.36 et à paraître.
95. C. Stoyanov et A.I. Vdovin, Proc. 1983 Florence Conference (contr. B242) et Phys. Lett. B, sous presse.
96. D.W. Devins, D.L. Friesel, W.P. Jones, A.C. Attard, S.F. Collins, G.G. Shute, B.M. Spicer, V.C. Officer, I.D. Svalbe, R.S. Henderson et W.E. Dollhopf, Phys. Rev. C24 (1981) 59.