

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

CENTRE D'ETUDES NUCLEAIRES DE SACLAY

Service de Documentation

F91191 GIF SUR YVETTE CEDEX

CEA-CONF -- 8318

L3

ASPECTS STATIQUES ET DYNAMIQUES DES DISTRIBUTIONS DE MATIERES NUCLEAIRES :
CALCULS MICROSCOPIQUES ET DONNEES EXPERIMENTALES

M. GIROD

Service de Physique et Techniques Nucléaires

Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel

B.P. n° 12

91680 BRUYERES-LE-CHATEL, France

Communication présentée à : Specialists meeting on the use of the optical
model for the calculation of neutron cross sections
below 20 MeV
Paris (France)
13-15 Nov 1985

ASPECTS STATIQUES ET DYNAMIQUES DES DISTRIBUTIONS DE MATIERES NUCLEAIRES :
CALCULS MICROSCOPIQUES ET DONNEES EXPERIMENTALES

M. GIROD

Service de Physique et Techniques Nucléaires
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel
B.P. n° 12
91680 BRUYERES-LE-CHATEL, France

Abstract

During the past ten years, a large amount of experimental data has been accumulated which gives information with regard to the sizes of the nucleus and the distribution of nuclear matter. Some particularly relevant results are presented. From a theoretical point of view, the contribution of the microscopic models is shown and particularly the results obtained by Hartree-Fock (HF) and Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) methods using D_1 effective interaction. The agreement with experimental data is fairly good, taking into account the absence of parameters, and the theoretical proton and neutron density distributions have been used with success in the optical model calculations. The limitations of static calculations are also shown making necessary to take into account the dynamical effects, especially in shape transition regions. The densities obtained by the HF + RPA and HFB + Bohr hamiltonian theories are presented and compared to the experimental results.

Résumé

Depuis une dizaine d'années, un grand nombre de données expérimentales a été accumulé donnant des informations sur la taille des noyaux et la distribution de matière nucléaire. Quelques résultats particulièrement significatifs sont présentés. Au point de vue théorique, l'apport des modèles microscopiques est exposé et en particulier les résultats obtenus par les méthodes Hartree-Fock (HF) et Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) avec l'interaction effective D_1 . L'accord avec les données expérimentales est assez remarquable compte tenu de l'absence de paramètre, et les densités de protons et de neutrons théoriques ont été utilisées avec succès dans les calculs de modèle optique. Les limitations des calculs statiques sont aussi montrées rendant nécessaire l'introduction des effets dynamiques, en particulier dans les régions de transitions de forme. Des densités obtenues par les théories HF + RPA et HFB + hamiltonien de Bohr sont présentées et comparées à l'expérience.

Depuis la découverte du noyau atomique, des milliers d'expériences ont été mises en oeuvre pour étudier les excitations de ce noyau, le mouvement de ses nucléons, l'interaction qui les relie. Il est pourtant étonnant de constater combien peu de ces expériences sont capables de déterminer de façon précise la distribution spatiale des nucléons du noyau c'est-à-dire la densité $\rho(r)$. En revanche nous connaissons beaucoup mieux des quantités plus globales comme les rayons nucléaires ou les déformations encore que ces quantités sont presque toujours dépendantes d'une analyse d'expérience par un modèle. Bien que l'on sache maintenant que les nucléons ne sont pas les constituants ultimes de la matière pour la plupart des observations expérimentales, il suffit de considérer le noyau comme constitué uniquement de protons et de neutrons. C'est ce que nous ferons ici.

1. Quelques résultats expérimentaux

Les premières estimations du rayon nucléaire ont été obtenues par diffusion de particules α et l'interprétation de la radioactivité α par effet tunnel. Ces premiers rayons étaient en général trop grands du fait que les particules α , qui pénètrent très peu à l'intérieur du noyau, sondent essentiellement sa surface. L'idée que le noyau n'a pas une surface infiniment étroite a été admise longtemps après et il a fallu alors redéfinir le rayon nucléaire comme le rayon moyen d'une distribution spatiale de nucléons $\rho(r)$ à déterminer.

Certaines expériences ne peuvent donner que des valeurs de quantités intégrées comme le rayon ou les moments de cette distribution. C'est le cas des atomes muoniques, du déplacement isotopique ou de la résonance dipolaire géante dans les noyaux déformés. D'autres expériences, essentiellement les diffusions de leptons et de hadrons, déterminent plus ou moins directement les distributions de charge ou de masse. Les sondes hadroniques couvrent une grande gamme de particules, α, p, d, t, n etc.. et d'énergies incidentes, de quelques keV pour les neutrons à plusieurs GeV pour les protons. Cependant, l'analyse de ces expériences de diffusion nécessite de bien connaître le potentiel d'interaction nucléon-noyau et le mécanisme de réaction. Les résultats de ces expériences sont donc limités, par notre méconnaissance de l'interaction forte et la complexité du mécanisme de réaction et il est nécessaire d'introduire un certain nombre de paramètres et de les faire varier pour que les calculs reproduisent l'expérience. C'est le cas en particulier du modèle optique où l'on se donne une forme a priori et paramétrisée de la distribution de nucléons $\rho(r)$ pour reproduire les sections efficaces. En revanche, seule la diffusion de hadrons permet d'obtenir la distribution de masse du noyau, donc aussi la distribution de neutrons. Les sondes leptoniques ne donnent aucune indication sur les neutrons, mais leur avantage décisif par rapport aux sondes hadroniques est que l'interaction électro-magnétique qui régit la diffusion, est parfaitement connue. D'autre part les leptons, essentiellement les électrons, si ils ont une énergie suffisante, vont pouvoir atteindre le coeur même du noyau et donner de façon extrêmement précise sa distribution de charge.

La figure 1 montre des distributions de charges déduites de plusieurs expériences de diffusion d'électrons par une analyse indépendante de modèle [1]. Les barres d'erreur, expérimentales dépendent essentiellement des moments de transfert atteints dans l'expérience. Pour bien décrire la surface et la queue de la distribution il faut une bonne précision dans la région des faibles moments de transfert. En revanche, il faut de grands moments de transfert pour bien décrire le centre du noyau. En effet à l'approximation de Born : $\rho(r) =$

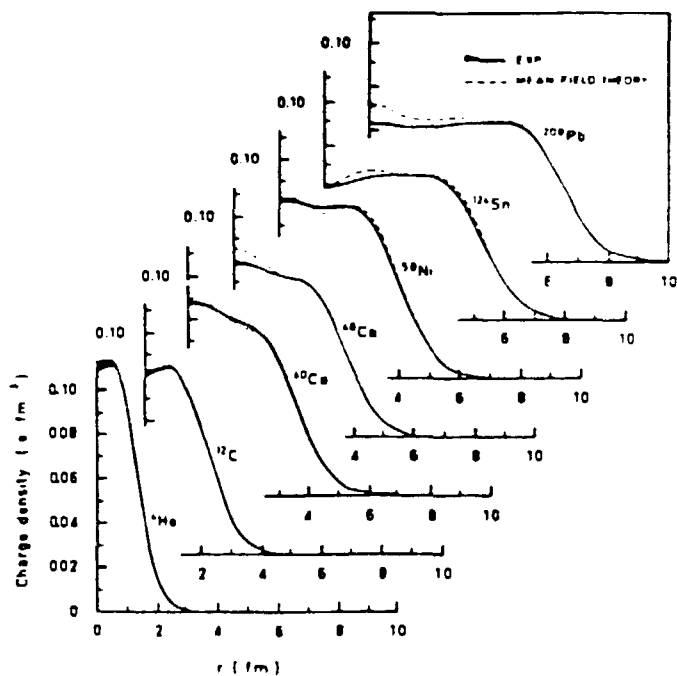


Fig. 1 - Densités de charges expérimentales comparées aux calculs HF.

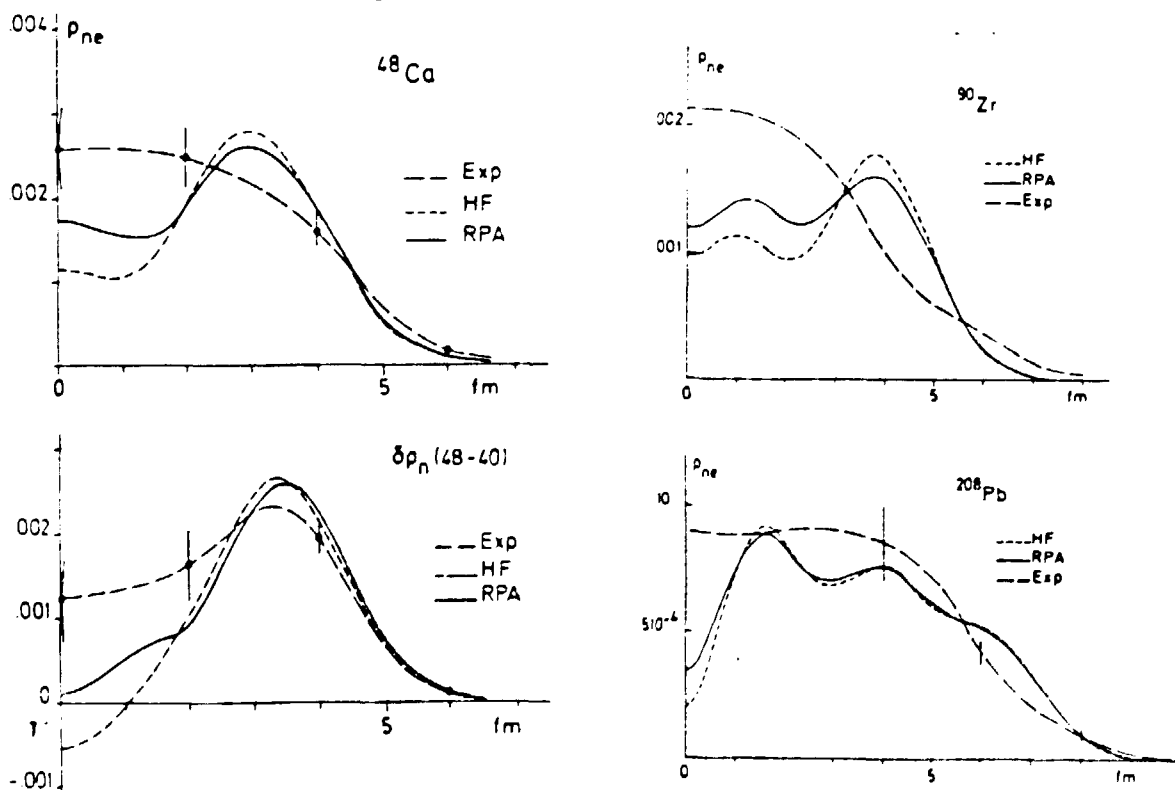


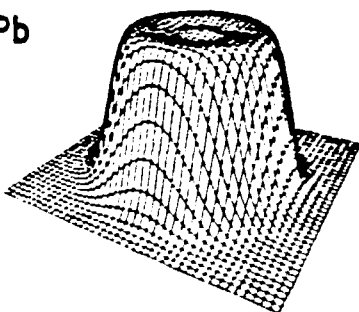
Fig. 2 - Différences des densités neutrons-protons (ρ_{ne}) expérimentales et théoriques du ^{48}Ca , ^{90}Zr et ^{208}Pb , et différence de densités neutrons $^{48}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$ expérimentales et théoriques ($\delta\rho_n$)

$$\frac{Ze}{2\pi^2} \int_0^\infty F(q) \frac{\sin qr}{qr} q^2 dq \text{ où } F(q) \text{ est le facteur de forme.}$$

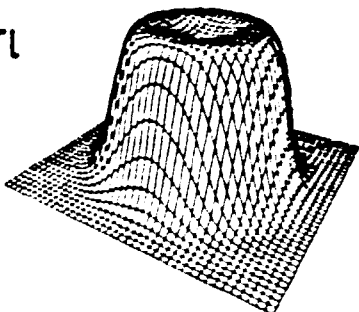
La figure 2 montre la différence des densités neutrons et protons du ^{48}Ca , ^{90}Zr et ^{208}Pb déduite d'expériences de diffusion de protons de 1 GeV [2] ainsi que la différence des densités de neutrons $^{48}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$. Les barres d'erreur sont nettement plus grandes qu'en diffusion d'électrons mais nous avons ainsi des informations précieuses sur les distributions de neutrons et assez précises pour servir de test aux différentes théories.

Les résultats expérimentaux sur les rayons moyens et les distributions de nucléons ont été et sont toujours d'un très grand intérêt comme test des modèles théoriques. Concernant en particulier les interactions effectives utilisées dans les calculs microscopiques, les rayons expérimentaux de quelques noyaux magiques ont souvent été utilisés pour ajuster les paramètres de la force. La densité de charge du ^{208}Pb a été et est toujours la référence pour de très nombreux calculs théoriques. Sa détermination expérimentale précise a été obtenue il y a peu d'années et si la théorie s'est considérablement rapprochée de l'expérience au cours de ces dernières années, il reste toujours à expliquer des différences notables qui sont la densité au centre et les oscillations de la densité toujours surestimées par les calculs (fig.1).

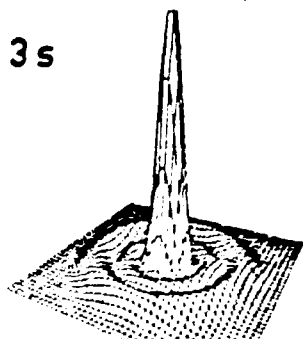
^{206}Pb



^{205}Tl



3s



élégante expérience réalisée à Saclay et Bâle [3] a permis de déterminer la fonction d'onde du dernier proton du ^{206}Pb en comparant des mesures de diffusion d'électron à haut moment de transfert sur le ^{205}Tl et le ^{206}Pb (figure 3).

D'un point de vue théorique, cette expérience confirme avec une grande précision la réalité du concept d'orbite de particules indépendantes qui est à la base du modèle en couches et des théories du champ moyen.

2. Description microscopique de la distribution de matière nucléaire

2.1 Introduction

La distribution de matière nucléaire est donnée par :

$$\rho_m(\vec{r}) = \rho_p(\vec{r}) + \rho_n(\vec{r})$$

avec la condition $\int \rho_m(\vec{r}) d\vec{r} = A$, nombre de nucléons. La densité de neutrons étant très peu connue expérimentalement, beaucoup d'hypothèses ont été faites pour prévoir son comportement par rap-

Fig. 3 - Densités de charge expérimentales du ^{206}Pb , du ^{205}Tl et leur différence, 3s

port à la densité de protons. L'idée naive $\rho_n = \frac{N}{Z} \rho_p$ ne tient évidemment pas compte de la répulsion coulombienne des protons. On a donc pensé que cette répulsion devait provoquer une dépression au centre et une augmentation à la surface de la densité de protons. En admettant l'idée aussi naive que le potentiel des protons est la somme du potentiel des neutrons (attractif) et du potentiel coulombien (répulsif), $V_p = V_n + V_c$, et compte tenu du fait que l'énergie du dernier niveau proton doit être à peu près la même que celle du dernier niveau neutron, cela entraîne que la densité de protons devrait se trouver à l'intérieur de la densité de neutrons c'est-à-dire $\langle r^2 \rangle_p < \langle r^2 \rangle_n$. L'expérience n'a pas vérifié cette hypothèse. En fait $V_p \neq V_n + V_c$ en grande partie à cause du principe de Pauli qui entraîne que l'interaction nucléaire lie plus fortement des particules différentes que des particules identiques. Dans les

noyaux $N > Z$ cela implique une augmentation du potentiel attractif des protons par rapport aux neutrons. C'est le terme d'asymétrie de la force nucléaire. La différence entre les distributions de protons et de neutrons résulte donc de la balance entre deux effets opposés, la répulsion coulombienne et l'énergie d'asymétrie. Les expériences et les calculs théoriques confirment effectivement que cette différence n'est jamais très grande [2].

2.2 Modèles microscopiques

La première détermination microscopique des propriétés nucléaires a été obtenue par le modèle en couches où les particules individuelles se meuvent dans un potentiel nucléaire moyen. Ce potentiel nucléaire est phénoménologique c'est-à-dire sa forme est donnée a priori et dépend de paramètres à ajuster sur des données expérimentales. Le grand intérêt des méthodes Hartree-Fock (HF) est d'éviter cet a priori en générant le potentiel moyen créé par toutes les particules de façon auto-consistante. Cela suppose la connaissance de l'interaction nucléon-nucléon.

L'interaction nucléon-nucléon libre supposée connue, ne peut être utilisée dans les calculs HF car la théorie HF n'est en fait que le premier terme de l'équation de Bethe-Goldstone et n'est valable que si les termes d'ordre supérieur sont négligeables. De nombreux calculs ont été tentés pour inclure ces termes de façon plus ou moins approchée, (Matrice G de Brueckner) mais aucun n'a permis d'obtenir des propriétés de saturation satisfaisantes et les densités calculées au centre du noyau sont pratiquement le double de la densité expérimentale. Les calculs HF modernes utilisent des interactions N-N dites effectives en ce sens qu'elles permettent d'utiliser la théorie HF au premier ordre en simulant les termes d'ordre supérieur. Ces interactions effectives sont presque toutes dépendantes de la densité, ce qui permet de tenir compte de la modification de la force N-N libre due à la présence des autres nucléons. Seuls les calculs DDHF (Hartree-Fock dépendant de la densité) permettent de rendre compte des propriétés de saturation de la densité nucléaire et de reproduire un grand nombre de données expérimentales, énergies de liaison, rayons, déformations et aussi d'obtenir des densités de charge assez proches de l'expérience. Ces forces effectives dépendent d'un certain nombre de paramètres qui sont en principe ajustés une fois pour toute sur quelques propriétés connues de la matière nucléaire et de 2 ou 3 noyaux magiques. Toutes les forces effectives n'ont pas le même degré de phénoménologie. Certaines sont déduites de la matrice G (approximation de la densité locale (LDA)) en cherchant à simuler les

termes d'ordre supérieur, c'est le cas des forces de Negele [4], Campi-Sprung [5], d'autres sont purement phénoménologiques, c'est le cas des forces de Skyrme extensivement utilisées par le groupe d'Orsay entre autre [6]. Ces forces ont l'avantage d'avoir peu de paramètres et de conduire à des calculs assez rapides. Elles ont permis de reproduire un grand nombre de propriétés des noyaux mais étant de portée nulle, elles ne peuvent tenir compte de l'appariement de façon complètement consistante. La force que nous utilisons, la force dépendante de la densité D1 de Gogny, est intermédiaire en ce sens que sa forme est phénoménologique mais elle est capable de reproduire les résultats de la matrice G dans la matière nucléaire ce qui lui donne une justification plus fondamentale [7]. De plus, étant de portée finie, elle permet de traiter à la fois le champ HF et le champ d'appariement de façon auto-consistante. Cette caractéristique n'est pas essentielle dans les noyaux à couches fermées, mais se révèle d'une importance décisive pour traiter les noyaux à couches ouvertes où l'appariement joue un grand rôle. (Théorie Hartree-Fock-Bogoliubov - HFB).

2.3 Résultats HF - HFB - HFRPA

Les résultats présentés ici ont été obtenus par les méthodes HF ou HFB avec l'interaction effective D1. On parlera de description statique lorsque une seule fonction d'onde HF ou HFB, c'est-à-dire le déterminant de Slater qui lors du processus itératif minimise l'énergie du système, est sensée décrire le noyau étudié. On peut considérer cet état d'énergie minimum comme le fond d'un puits de potentiel collectif multidimensionnel représentant les différentes excitations possibles du noyau. On conçoit que si ce puits de potentiel est très rigide (très étroit), il sera difficile d'exciter le système et l'état fondamental du noyau sera bien décrit par la fonction d'onde correspondant au minimum d'énergie. Si ce n'est pas le cas, alors le noyau pourra effectuer des vibrations de grande amplitude dans le puits de potentiel et il faudra tenir compte de ces effets dynamiques par un formalisme approprié.

La nature des premiers états excités des noyaux pairs-pairs permet de nous guider dans le choix des variables collectives prépondérantes. Les premières excitations collectives du noyau sont en général des vibrations d'ordre multipolaire 2,3 ou 4 et des rotations si le noyau est déformé. Le premier test de rigidité du potentiel sera donc de calculer la surface d'énergie potentielle en fonction des moments quadrupolaires $\langle r^2 Y_2^0 \rangle$. De tels calculs effectués pour les noyaux magiques montrent que ces noyaux sont effectivement très rigides vis-à-vis des déformations quadrupolaires (figure 5b).

Les rayons de la distribution de charge calculée et expérimentale pour quelques noyaux magiques sont donnés, Table I, en fermis. On voit que l'accord est assez satisfaisant. La figure 4 montre les distributions de charges.

Table I

$\langle r_{ch}^2 \rangle^{1/2}$	HF	RPA	Exp
^{40}Ca	3.44	3.51	3.49
^{48}Ca	3.46	3.51	3.48
^{90}Zr	4.22	4.26	4.27
^{208}Pb	5.44	5.46	5.50

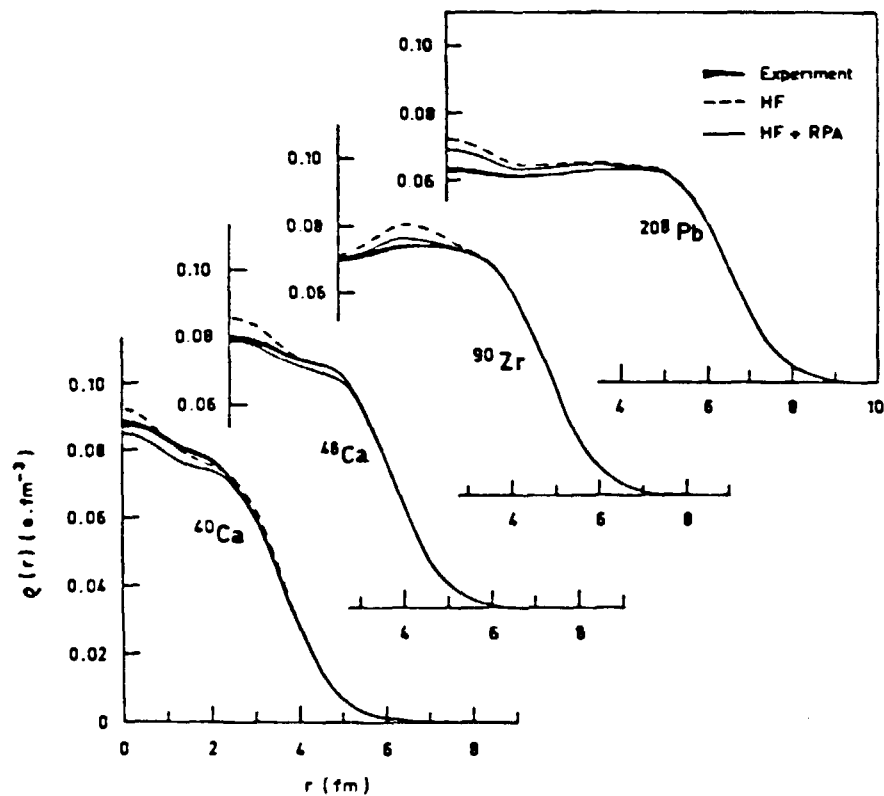


Fig. 4 - Densités de charge expérimentales et théoriques des noyaux magiques ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr et ^{208}Pb

calculées par HF [7] et comparées à l'expérience. La bonne description de la surface reflète l'accord sur les rayons, mais le calcul HF surestime le comportement oscillatoire de la densité. Le ^{208}Pb en particulier présente une bosse à l'origine due en grande partie à la fonction d'onde $3s$ proton. Ces oscillations proviennent des effets de couche très importants dans ces noyaux doublement magiques. L'absence d'oscillations des densités expérimentales semble indiquer que des corrélations ne sont pas prises en compte par HF. On peut montrer en effet que pour ces noyaux le couplage à des modes collectifs peut fortement affecter le mouvement des particules individuelles et induire des corrélations dans l'état fondamental du noyau. Il faut donc pour ces noyaux doublement magiques aller au-delà de HF afin de prendre en compte ces effets dynamiques.

Les calculs RPA [8] permettent de décrire les modes collectifs à la limite des petites oscillations, l'interaction particule-trou étant définie comme la dérivée seconde de l'énergie par rapport aux variations de la matrice densité. La solution des équations RPA donne l'énergie des états excités du système dans les différents modes et leur degré de collectivité. On voit sur la figure 4 l'effet des corrélations RPA. La différence entre les densités HF et RPA montre qu'elles ne sont pas négligeables et qu'elles améliorent l'accord avec les densités expérimentales en réduisant les oscillations. D'autre part le déplacement isotopique entre le ^{40}Ca et le ^{48}Ca est proche de zéro en accord avec l'expérience (Table I). Cette amélioration n'est toutefois pas suffisante

pour le ^{208}Pb . D'autres effets négligés dans la théorie tendraient à abaisser la probabilité d'occupation de l'état $3s$ améliorant ainsi l'accord avec l'expérience [9].

Le ^{58}Ni est un exemple de noyau magique en protons, qui a longtemps été considéré comme un noyau sphérique. La surface d'énergie potentielle HFB du ^{58}Ni en fonction des déformations quadrupolaires β - γ présente un puits de potentiel extrêmement plat permettant au noyau d'osciller largement autour de la forme sphérique. La figure 5 montre cette surface ainsi que celle du noyau rigide doublement magique ^{68}Ni . Par les expériences de diffusion d'électrons [10] la densité de charge a pu être obtenue de façon très précise et a servi de test à de nombreux calculs théoriques [11]. La figure 6 montre cette densité expérimentale comparée aux deux calculs que nous avons effectués, et ses moments sont donnés, Table II.

On remarque que la densité HFB sphérique a un comportement trop oscillant et que, là aussi, ces oscillations sont très atténuées lorsque l'on prend en compte les effets dynamiques. La dynamique a été traitée dans le cadre du hamiltonien de Bohr. A partir du potentiel collectif $V(\beta\gamma)$ calculé par la théorie HFB sous contraintes et des paramètres d'inertie calculés à l'approximation du Cranking à partir des états de quasi particules HFB, la résolution du hamiltonien de Bohr permet d'obtenir les fonctions d'onde collectives $A_{IK}(\beta\gamma)$ et les énergies des états excités du système. La densité de charge dynamique s'obtient alors comme une convolution des densités de charge à différentes déformations $\rho_{\beta\gamma}(r)$ par la fonction d'onde collective $A_{00}(\beta\gamma)$.

$$\rho_{\text{dyn}}(r) = \int A_{00}(\beta\gamma) \rho_{\beta\gamma}(r) A_{00}(\beta\gamma) M d\beta d\gamma$$

où M est la métrique associée aux variables de déformation.

Table II

		$\langle r_{\text{ch}}^k \rangle^{1/k}$		
		$k = 2$	$k = 4$	$k = 6$
^{58}Ni	HFB	3.74	4.03	4.28
	dyn	3.77	4.07	4.33
	exp	3.77	4.08	4.34
^{152}Sm	HFB	5.03	5.39	5.69
	dyn	5.04	5.41	5.71
	exp	5.10	5.46	5.76

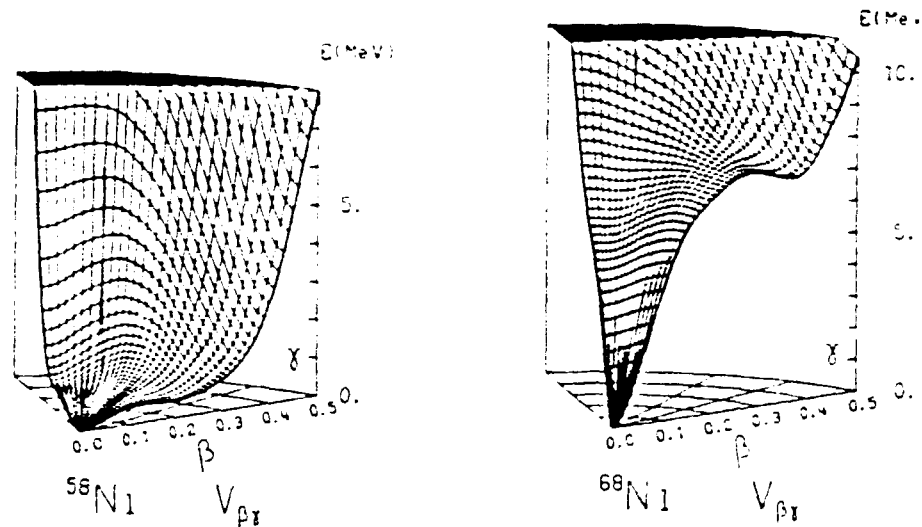


Fig. 5 - Surface d'énergie potentielle HFB du ^{58}Ni (a) et du ^{68}Ni (b)

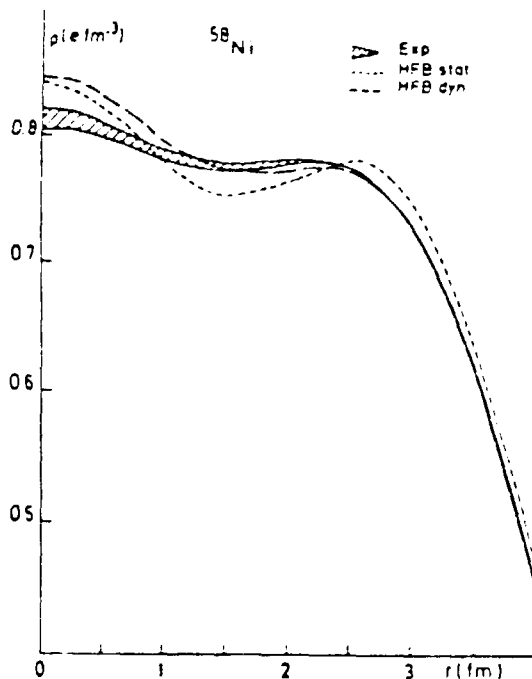


Fig. 6 - Densité de charge expérimentale et théorique du ^{58}Ni

La figure 7 montre la différence entre les densités de charge théoriques, statiques et dynamiques et les densités expérimentales pour le ^{58}Ni et les isotopes 72 et 74 du germanium [12]. Ces deux noyaux sont aussi des noyaux mous vis-à-vis des déformations quadrupolaires, l'état statique correspondant au minimum sphérique de la surface d'énergie potentielle. On voit très clairement l'amélioration apportée par la prise en compte de effets dynamiques. On constate aussi le même effet sur la différence des densités de charge $^{64}\text{Ni} - ^{62}\text{Ni}$ (fig. 8) où cette fois les solutions statiques HFB correspondent à des états déformés, [13]. Pour finir nous évoquerons le cas très important des noyaux bien déformés c'est-à-dire essentiellement les noyaux de la région de terres rares et de la région des actinides. La solution est toujours supraconductrice, du fait que ces noyaux sont à couches ouvertes et les corrélations d'appariement vont contribuer à atténuer les effets de couche. Si de plus le puits de potentiel déformé est profond et étroit dans les variables quadrupolaires β et aussi γ , la solution HFB correspondant au minimum donnera une bonne description du noyau. Le calcul vérifie bien que c'est effectivement le cas des noyaux pour lesquels les premiers niveaux

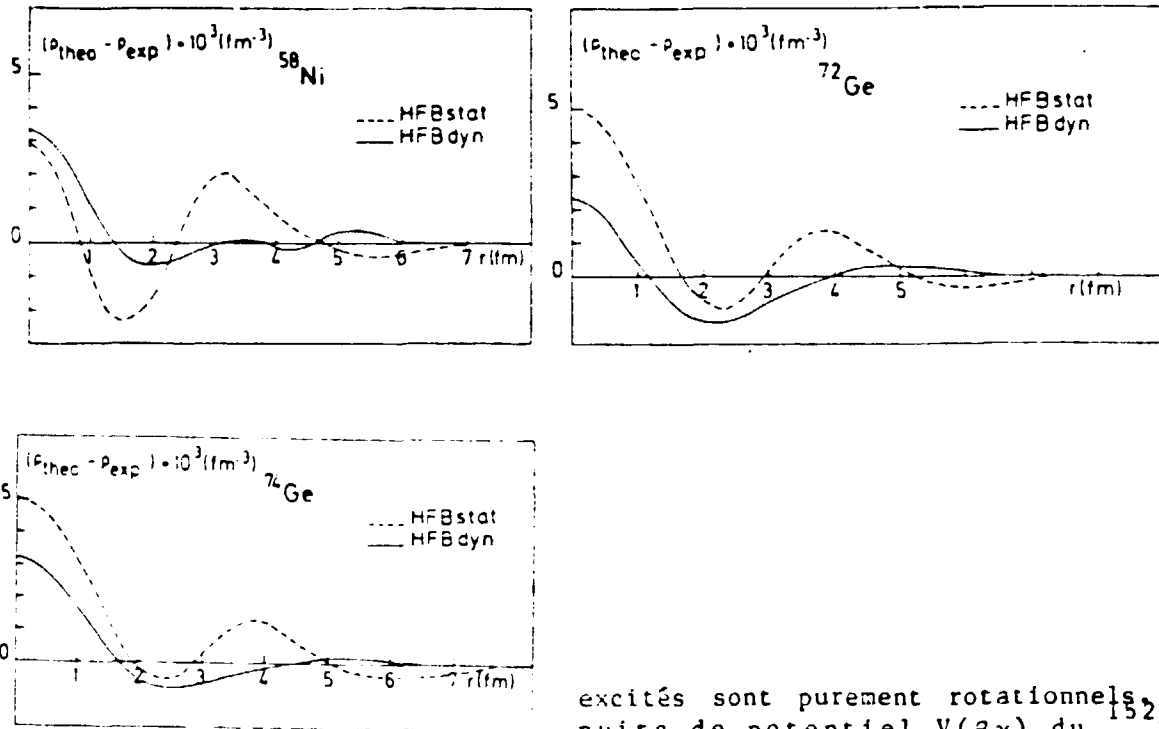


Fig. 7 - Différence des densités de charge théoriques et expérimentales du ^{58}Ni , ^{72}Ge , ^{74}Ge

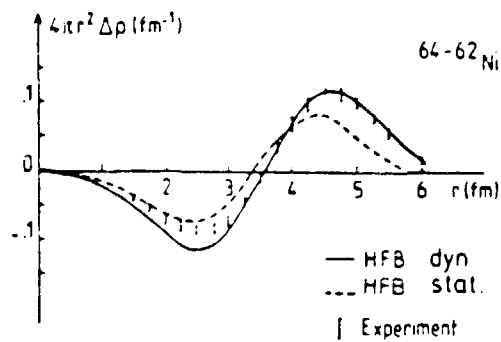


Fig. 8 - Différence des densités de charges du ^{64}Ni et du ^{62}Ni théoriques et expérimentales

excités sont purement rotationnels. Le puits de potentiel $V(\beta\gamma)$ du ^{152}Sm , figure 9, n'est pas suffisamment rigide pour que la rotation soit totalement découplée des vibrations et le spectre des premiers niveaux dévie légèrement de la loi en $J(J+1)$. Cette déviation est faible ($\sim 10\%$) et le calcul de la densité de charge montre que la dynamique apporte effectivement peu de changement à la densité HFB statique, (Figure 10). L'accord avec l'expérience [14] cependant ici aussi très satisfaisant.

Ce bref panorama des études expérimentales et des descriptions théoriques de la distribution de matière dans les noyaux a voulu simplement indiquer l'état de l'art en ce domaine. Nous avons concentré notre attention sur les distributions de charge obtenues par diffusion d'électron d'une part et sur les calculs DDHFB d'autre part. Cet a priori n'est pas totalement arbitraire car les expériences de diffusion d'électrons à hauts transferts ont atteint un degré de précision sans équivalent permettant des comparaisons très fines avec les calculs théoriques. En particulier l'effet sur les densités de charges des corrélations

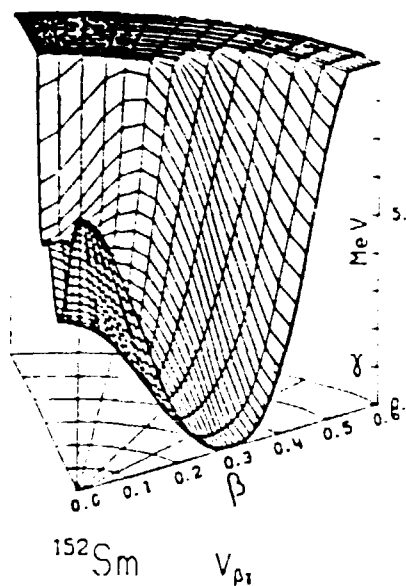


Fig. 9 - Surface d'énergie potentielle HFB $V(\beta, \gamma)$ du ^{152}Sm

dans l'état fondamental ne peut être apprécié que si les barres d'erreur expérimentales sont suffisamment petites par rapport à l'effet attendu. Du point de vue de la théorie, il semble clair actuellement que les théories du champ moyen de type HF donnent les résultats les plus proches de l'expérience en ce qui concerne l'état fondamental du noyau. L'interaction effective DI permet en plus, par la théorie HFB, de traiter de façon auto-consistante les effets d'appariement, qui ont une importance cruciale dans la description statique des noyaux et encore plus dans la description des effets dynamiques. Nous avons peu présenté de densités de neutrons du fait que les données expérimentales sont encore assez rares et peu précises. La situation expérimentale évolue et on peut penser que si la théorie donne une bonne description de la densité de charge, il y a peu de raison que l'accord ne soit pas aussi bon pour les densités de neutrons.

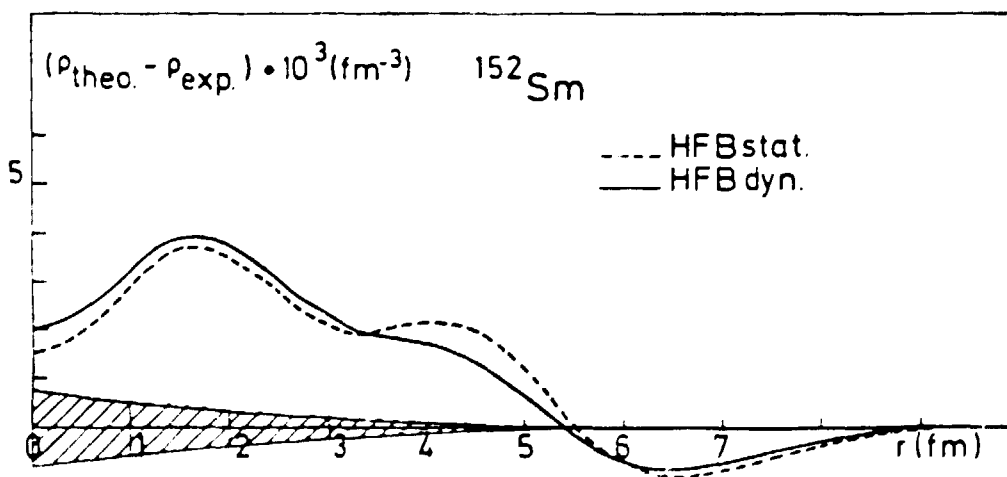


Fig. 10 - Différence de densités de charge théoriques et expérimentale du ^{152}Sm

Références

- [1] McCarty, J.S. et al : Electromagnetic structure of the helium isotopes.
Phys. Rev C15 (1977) 1396
Sich, I. et al : Charge density of ^{40}Ca .
Phys. Lett. 88B (1979) 245
Cavedon, J. et al : the charge density distributions of ^{116}Sn and ^{124}Sn .
Phys. Lett. 118B (1982) 311
Frois, B. et al : High-Momentum-Transfer Electron scattering from ^{208}Pb .
Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 152

- [2] Chaumeaux, A., Layly, V., Schaeffer, R.
Proton Scattering at 1 GeV
Ann. of Phys. Vol. 116, n°2 (1978) 247

- [3] Cavedon, J.M. et al : Is the Shell Model Concept Relevant for the Nuclear Interior ?
Phys. Rev. Lett 49 (1982) 978

- [4] Negele, J.W. : Structure of finite Nuclei in the local density Approximation.
Phys. Rev. C1 (1970) 1260

- [5] Campi, X., Sprung, D.W.L. : Spherical nuclei in the local density approximation.
Nucl. Phys. A194 (1972) 401

- [6] Flocard, H, Quentin, Ph,
Self-consistent calculations of nuclear properties with phenomenological effective forces
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 28 (1978) 523

- [7] Decharge, J, Gogny, D,
Hartree-Fock-Bogoliubov calculations with the D1 effective interaction on spherical nuclei
Phys. Rev. C21 (1980) 1568

- [8] Decharge, J, Gogny, D, Communication privée.

- [9] Jaminon, M, Mahaux, C, Ngo, H,
Dependence of the density distribution of ^{208}Pb on the occupation probabilities of shell-model orbit
Nucl. Phys. A440 (1985) 228
Celenza, L.S., Harindranath, A, Rosenthal, A, Shakin, C.M.
Evidence for the modification of nucleon properties in nuclei from traditional nuclear physics experiments
Phys. Rev. C31 (1985) 946

- [10] Sick, I et al : Shell Structure in the ^{58}Ni : Charge Density
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 910

- [11] Girod, M, Gogny, D
Self consistent calculation of the charge density of ^{58}Ni including dynamical correction
Phys. Lett. 64B (1976) 5

- [12] Goutte, D : Etude des premières excitations collectives des isotopes 70, 72, 74 et 76 du Germanium par diffusion inélastique d'électrons.
Thèse d'Etat non publiée.
- [13] Girod, M, Reinhard, P.G.
A microscopic calculation of the collective ground-state correlations in the Fe - Ni - Zn isotopes".
Nucl. Phys. A384 (1982) 179
- [14] X.H, Phan à publier
B, Frois, Proc. Conf. for the Niels Bohr centennial Copenhagen. Mai 1985
(North Holland, Amsterdam)