

(LWF)
11/5

C-IV-5-Corrections du second ordre au rayon de charge de l'oxygène 16 .

L'interaction nucléon-nucléon de PIRES [1] est telle que la matrice de réaction $G(\omega)$ peut être limitée à ses deux premiers termes :

$$G(\omega) = V + V \frac{Q}{\omega - H_0} V$$

où V est l'interaction libre, Q le projecteur de PAULI, H_0 l'hamiltonien non perturbé, ω l'énergie disponible au moment de l'interaction . Il y a deux attitudes possibles pour utiliser cette interaction effective $G(\omega)$ dans les systèmes nucléaires .

Dans l'approche la plus simple, on considère le deuxième terme de $G(\omega)$ comme une perturbation par rapport à V . On calcule donc l'énergie de liaison et les rayons des systèmes nucléaires en série ordinaire des perturbations sur la base des états HARTREE-FOCK déterminés avec la seule interaction libre V . Les résultats que nous avons obtenus de cette manière ont été publiés [2] et [3]. Rappelons que le terme du second ordre de l'énergie de liaison représente 25 à 30% de l'énergie potentielle HARTREE-FOCK ; au total l'énergie de liaison par nucléon est de l'ordre de 8 à 9 MeV dans les noyaux, de 17 MeV dans la matière nucléaire . Les rayons de charge ont été calculés à l'approximation HARTREE-FOCK . Ils sont proches des valeurs expérimentales : l'écart maximum est de 8% dans le plomb . Le tableau 1 résume ces résultats .

Concernant les corrections aux rayons de charge seuls KERMAN et STAYER les avaient calculées jusqu'à présent en partant de l'interaction libre de TABAKIN [4] . Cette étude semblait indiquer que ces corrections seraient toujours très faibles indépendamment de l'interaction utilisée .

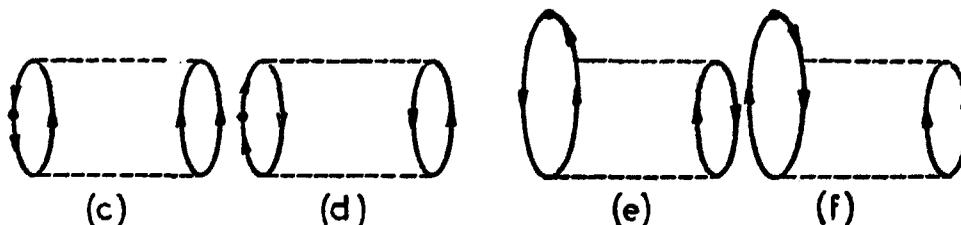
Dans la seconde approche, on traite la matrice de réaction globalement et on détermine donc les propriétés d'équilibre des systèmes nucléaires sur la base des états propres de $G(\omega)$: c'est la procédure BRUCKNER-HARTREE-FOCK (B.H.F.) . Dans le cas de l'interaction de PIRES cette procédure revient à traiter le second ordre de manière self consistante . De tels calculs ont été effectués pour ^{16}O en collaboration avec une équipe de l'Université de MONTREAL [5] . Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau 2 . On trouve en colonne 1, les résultats B.H.F. et en colonne 2 les résultats BRUCKNER-HARTREE-FOCK renormalisés (R.B.H.F.) au sens de BRANDOW [6] incluant les diagrammes de réarrangement du second ordre en $G(\omega)$.

Pour ce qui concerne l'énergie de liaison, l'accord est satisfaisant entre les deux approches . Par contre l'écart est important pour les rayons de charge : 18% pour B.H.F., 13% pour R.B.H.F. L'écart avec les calculs R.B.H.F. suggère que les corrections du second ordre au rayon de charge ne sont pas aussi négligeables qu'on le croyait .

Aussi, nous avons évalué les corrections du rayon de masse de ^{16}O en série ordinaire des perturbations, sur la base de l'oscillateur harmonique, en incluant 20 couches majeures . Tous les propagateurs sont renormalisés par la sommation des insertions diagonales :

$$\begin{array}{c} a \\ \uparrow \\ a \end{array} = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{array}{c} a \\ \uparrow \\ \text{---} \circ \\ a \\ \uparrow \\ \text{---} \circ \\ a \\ \uparrow \\ \text{---} \circ \\ a \end{array}$$

Comme, d'autre part, les fonctions d'ondes individuelles HARTREE-FOCK des noyaux légers sont presque des oscillateurs purs, nos résultats sont très proches de ceux obtenus par la procédure self consistante HARTREE-FOCK . Les diagrammes principaux qui contribuent à la correction du rayon sont dessinés ci-dessous :



Les diagrammes comprenant une ou plusieurs insertions non diagonales sont au moins d'un ordre de grandeur plus faible que les diagrammes précédents .

Nous avons testé la convergence de chaque diagramme en augmentant progressivement le nombre de couches majeures des états de base . Nous avons représenté sur le graphique ci-joint les valeurs des différents graphes du rayon quadratique moyen en fonction du nombre de couches inclus . Les diagrammes c et d s'annulent approximativement quelle que soit la dimension de la base ; dix couches d'oscillateurs suffisent pour évaluer le diagramme f ; le diagramme e nécessite certainement 20 couches au moins . Au total, le rayon de masse quadratique moyen vaut 2,7 fm à l'approximation zéro ; en incluant toutes les corrections du premier et du second ordre, il passe à 2,54 fm, soit une variation de l'ordre de 6% . Ces résultats sont compatibles avec ceux obtenus à MONTREAL . Le fait que notre correction soit plus faible que la leur est probablement due à un effet de self consistance qui tend à accentuer cette correction .

(M. MAIRE, D. GOGNY)

REFERENCES

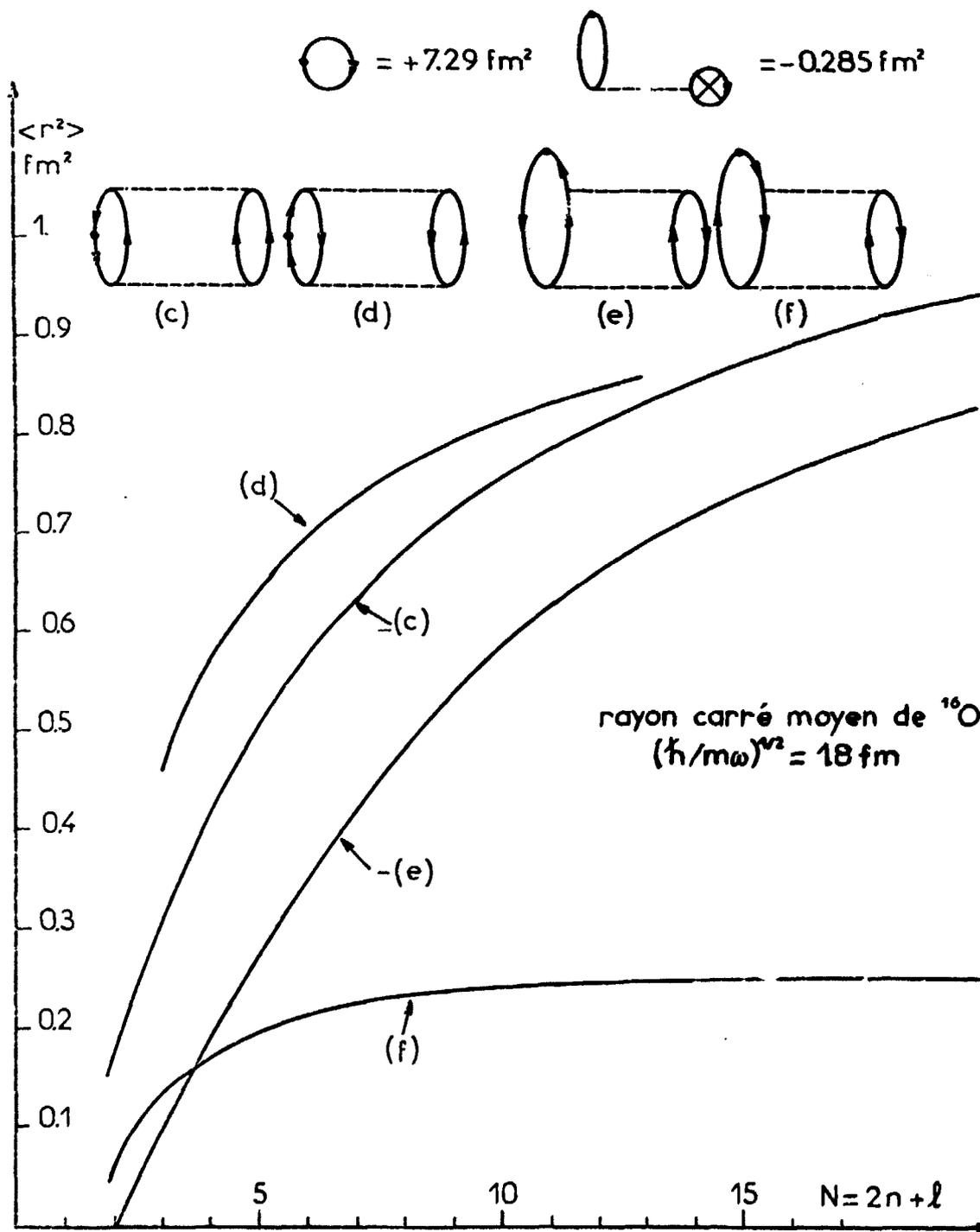
- [1] - D. GOGNY, P. PIRES, R. de TOURREIL, Phys. Letters 32B (1970) 591 .
P. PIRES, Thèse ORSAY (1973) .
- [2] - M. MAIRE, Rapport CEA-R-4629 (1974) .
- [3] - D. GOGNY, M. MAIRE, "Perturbation theory with a soft-core two nucleon interaction" , "Conférence on Hartree-Fock and self consistent fields theories in nuclei", TRIESTE (du 24.2 au 1.3.1975) .
- [4] - M.R. STRAYER, W.H. BASSICHIS, A.K. KERMAN, Phys. Rev. C8 (1973) 1269
- [5] - D. GOGNY, R. PADJEN, B. ROUBEN, P. PIRES, "BHF-plus rearrangement calculations with soft-core forces in ^{16}O ", "Conférence on Hartree-Fock and self consistent fields theories in nuclei", TRIESTE (du 24.2 au 1.3.1975) .
- [6] - B.H. BRANDOW, Lectures in Theoretical Physics, Vol. IX-B (Gordon and Breach, New York 1969) .

	E^{HF}/A MeV	E^2/A MeV	$(E^{HF} + E^2)/A$ MeV	V^{HF}/E (2)	r_c fm
$^{16}_O$	- 2,57	- 4,43	- 7	25%	2,85
$^{40}_{Ca}$	- 2,78	- 6,24	- 9,02	29%	3,48
$^{90}_{Zr}$	- 2,76	- 7,71	-10,47	30%	4,11
$^{208}_{Pb}$	- 2,29	- 7,64	- 9,93	27%	5,10
Nuclear Matter	- 8	- 8,87	-16,87	25%	$k_F = 1,5 \text{ fm}^{-1}$

C-IV-5-TABLEAU 1

$^{16}_O$	B.H.F.	R.B.H.F. + réarrangement
E/A MeV	- 7,53	- 7,62
r_c fm	2,37	2,47

C-IV-5-TABLEAU 2



C-IV-5-FIGURE 1