

## CHAPITRE V

### ANTISYMETRISATION DANS LE CAS D'UN MELANGE DE CONFIGURATIONS

Quand la description de l'état fondamental de la cible nécessite l'introduction d'un mélange de configurations, dont certaines seulement incluent un état lié particulier à un nucléon de même nombre quantique  $i = (\ell, j)$  que l'état individuel de diffusion, le traitement de l'antisymétrisation ne peut plus se faire dans le cadre du modèle simple décrit en (II.4.2). On doit alors résoudre le système d'équations (II-42) couplant la configuration à  $N-1$  nucléons liés et un dans le continu avec celles à  $N$  nucléons liés. Ces états liés correspondent à une description approchée des configurations de voies fermées, pour lesquelles on néglige les composantes dans le continu.

Nous traitons ce problème dans le cas de la diffusion de neutrons thermiques sur le  $F^{19}$ . Les états de ce noyau sont décrits par un mélange de configurations où l'état  $2s$  est absent de certaines d'entre elles. Cependant, l'espace de configurations nécessaire pour obtenir un accord satisfaisant avec les spectres et les taux de transition expérimentaux, reste de dimension convenable pour permettre des calculs pratiques.

Le choix de ce noyau est justifié par l'existence de mesures récentes et précises<sup>[4]</sup> de la longueur de diffusion cohérente  $A$  et du terme de dépendance en spin  $B$ . Les valeurs expérimentales sont :

$$\begin{aligned} A &= 5.74 \pm 0.03 \text{ fm} & b_- &= 5.841 \text{ fm} \\ B &= -0.135 \pm 0.02 \text{ fm} & b_+ &= 5.704 \text{ fm.} \end{aligned} \tag{V-1}$$

Dans un premier paragraphe, nous négligerons le couplage avec les états liés à  $N=20$  nucléons et introduirons le terme correctif d'antisymétrisation avec l'état  $2s$  comme s'il était totalement occupé dans la cible. Le couplage avec les états liés à 20 nucléons sera étudié dans le deuxième paragraphe.

V.1. APPROXIMATION OBTENUE EN NEGLIGEANT LE COUPLAGE AVEC LES ETATS  
LIES A  $N = 20$  NUCLEONS.

V.1.1. Résultats dans cette approximation.

a) Voies de réaction et déterminations de  $V_0$  :

Le fondamental de la cible est un état de spin et d'isospin  $1/2, 1/2$ , que l'on décrit (III.4.1b) par un mélange de configurations dans la couche  $2s-1d$  (Tab. 11), obtenu par diagonalisation dans le sous-espace des états liés à 19 nucléons, de la même interaction à deux corps que celle utilisée dans le problème de diffusion.

Les voies de réaction considérées sont  $J^{\pi T} = (0^+, 1)$  et  $(1^+, 1)$ .

Dans ce paragraphe, on utilise la première interprétation de l'interaction à deux corps (III.3.1), à savoir : les nucléons interagissent uniquement par l'intermédiaire de la force à deux corps :  $V = V^{(2)}$ .

La méthode utilisée au chapitre IV pour déterminer la profondeur  $V_0$  de cette force, qui consiste à reproduire un état excité du noyau cible plus neutron, ne s'applique plus. En effet, les états excités du  $F^{20}$  (Fig. 15) ne s'identifient pas simplement à la configuration  $|F^{19}, \widetilde{2s1/2}\rangle_n$ .

Les résultats présentés dans les tableaux 27 et 28 correspondent à la profondeur qui donne une valeur de  $A$  proche de la valeur expérimentale, quand on introduit le terme correctif d'antisymétrisation avec l'état  $1s$ , et pour des fonctions d'onde radiales de diffusion présentant deux noeuds, origine exclue (III.3.3b).

On notera que ces profondeurs sont plus faibles que celles utilisées dans la prédiagonalisation (III.4.1b) pour reproduire l'énergie de liaison expérimentale du fondamental du  $F^{19}$ , l'interprétation de la force effective étant différente dans ces deux calculs.

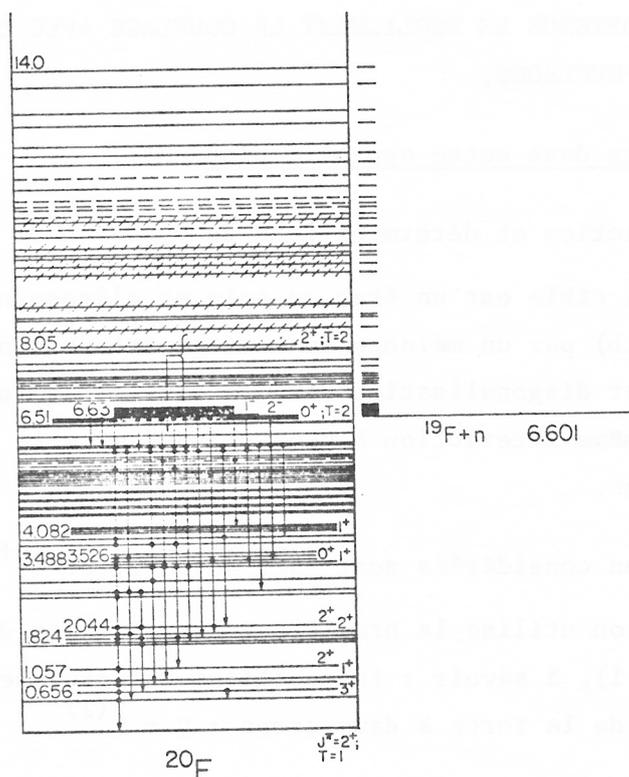


Figure 15 : Spectre expérimental du  $F^{20}$  [38].

b) Longueurs de diffusion :

Les résultats obtenus pour différentes forces, en utilisant des fonctions d'onde radiales d'oscillateur harmonique, sont donnés dans le tableau 27. Le mélange de configurations III (Tab. 11) de la cible de  $F^{19}$  est obtenu par diagonalisation du hamiltonien vrai à 19 nucléons avec la force de Serber et des fonctions d'onde radiales d'oscillateur harmonique. Les résultats obtenus en utilisant des fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon, à la fois pour la prédiagonalisation du  $F^{19}$  (IV Tab. 11) et pour le problème de diffusion figurent dans le tableau 28.

Les premiers calculs effectués en collaboration avec V. Gillet [32], négligeaient tous les termes correctifs d'antisymétrisation avec les états 1s et 2s, en outre, la cible était décrite par le mélange de configurations  $N^0 1$  (Tab. 11), ne contenant pas l'état 1d3/2.

- Si on néglige les termes correctifs d'antisymétrisation avec les états 1s et 2s, l'état individuel de diffusion obtenu présente des composantes non nulles sur ces états s liés. Avec des fonctions d'onde radiales

| FORCE<br>$V_0$ (Mev) |      | $b_-$ (fm) | $b_+$ (fm) | A (fm) | B (fm)     | $r_{e-}$ (fm) | $r_{e+}$ (fm) |      |
|----------------------|------|------------|------------|--------|------------|---------------|---------------|------|
| Serber               | 1-   | 6.06       | 6.14       | 6.12   | 0.083      | 3.35          | 3.38          |      |
|                      | -49  | 2-         | 5.69       | 5.78   | 5.76       | 0.088         | 3.20          | 3.24 |
|                      | 3-   | 4.55       | 4.56       | 4.56   | 0.008      | 2.77          | 2.78          |      |
| I.G.E. 1             | 1-   | 6.05       | 6.05       | 6.05   | -0.001     | 3.36          | 3.37          |      |
|                      | -66  | 2-         | 5.73       | 5.74   | 5.74       | 0.009         | 3.24          | 3.25 |
|                      | 3-   | 4.59       | 4.61       | 4.60   | 0.02       | 2.80          | 2.81          |      |
| I.G.E. 2             | 1-   | 6.33       | 6.25       | 6.27   | -0.09      | 3.49          | 3.46          |      |
|                      | -70  | 2-         | 5.99       | 5.93   | 5.94       | -0.06         | 3.37          | 3.34 |
|                      | 3-   | 4.64       | 4.64       | 4.64   | $-10^{-6}$ | 2.84          | 2.84          |      |
| Rosenfeld            | 1-   | 6.54       | 5.87       | 6.04   | -0.66      | 3.60          | 3.35          |      |
|                      | -110 | 2-         | 6.20       | 5.66   | 5.80       | -0.54         | 3.50          | 3.28 |
|                      | 3-   | 4.76       | 4.68       | 4.70   | -0.08      | 2.93          | 2.87          |      |

Tableau 27 :  $F^{19}$ . Longueurs de diffusion et portées effectives calculées en utilisant des fonctions d'onde radiales d'oscillateur harmonique (Tab. 2). Le  $F^{19}$  est décrit par le mélange de configurations III (Tab. 11). Les indices  $\pm$  correspondent aux voies de réaction  $J = 0$  (-) et  $J = 1$  (+). Les valeurs expérimentales de A et B sont <sup>[4]</sup> :

$$A = 5.74 \pm 0.03 \text{ fm} \quad B = -0.135 \pm 0.02 \text{ fm.}$$

Pour chaque force avec la profondeur  $V_0$ , les trois lignes de résultats correspondent aux approximations suivantes :

- 1- sans correction d'antisymétrisation,
- 2- avec la correction pour 1<sup>er</sup> état 1s,
- 3- avec les corrections pour les états 1s et 2s.

d'oscillateur harmonique, celles-ci sont, dans les deux voies de réaction  $0^+$  et  $1^+$ , de l'ordre de -0.08 sur l'état 1s et de 0.45 sur l'état 2s. La composante sur l'état 2s est plus faible (0.23) dans le cas de fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon.

La correction d'antisymétrisation avec l'état 1s a pour effet de réduire les longueurs de diffusion dans les deux voies de 5 à 7% ; cela pour toutes les forces à deux corps utilisées, aussi bien avec des fonctions d'onde radiales d'oscillateur harmonique que de Wood-Saxon.

Nous introduisons le terme correctif d'antisymétrisation avec l'état 2s comme si celui-ci était totalement occupé dans la cible. On néglige ainsi tous les états liés à 20 nucléons que l'on peut construire avec l'état 2s. Quand on utilise des fonctions d'onde radiales d'oscillateur harmonique, l'effet de ce terme correctif d'antisymétrisation est très important et diminue les longueurs de diffusion de 25 à 30% suivant les forces utilisées (Tab. 27). Nous avons déjà obtenu un tel résultat pour le  $\text{Ca}^{40}$  (IV.2.3). Il est dû à la grande différence entre le potentiel à un corps non borné d'oscillateur harmonique et le potentiel borné à grande distance, créé par les forces à deux corps et vu par le neutron incident. L'effet de cette correction serait nul si le même potentiel définissait l'état lié 2s et l'état individuel de diffusion. Dans le cas de fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon, l'effet de cette correction sur les longueurs de diffusion est plus faible (1%). Cela correspond au fait déjà observé pour les noyaux magiques et voisins étudiés au chapitre IV, que l'état lié 2s du potentiel de Wood-Saxon est peu différent de celui du potentiel vu par le neutron incident. On comprend alors que la composante de l'état individuel de diffusion sur l'état 2s soit faible (0.14), quand on néglige cette correction d'antisymétrisation.

- La discussion des résultats en fonction des paramètres de mélange de la force à deux corps (Tab. 9) est peu probante étant donnée la faible valeur absolue de B. Cependant, on note une diminution de B, passant d'une valeur positive à une valeur négative, quand on utilise successivement les forces de Serber, I.G.E. 1,2,3 et Rosenfeld. Pour ces quatre dernières interactions en particulier, cela correspond essentiellement à une diminution de la valeur du paramètre  $V^{S=0 T=0}$  de 0.8 à -1.77.

| FORCE<br>$V_0$ (Mev) |    | $b_-$ (fm) | $b_+$ (fm) | A (fm) | B (fm) | $r_{e-}$ (fm) | $r_{e+}$ (fm) |
|----------------------|----|------------|------------|--------|--------|---------------|---------------|
| Serber<br>-45        | 1- | 6.35       | 6.40       | 6.39   | 0.05   | 3.34          | 3.36          |
|                      | 2- | 6.06       | 6.12       | 6.11   | 0.07   | 3.24          | 3.27          |
|                      | 3- | 5.88       | 5.91       | 5.90   | 0.03   | 3.26          | 3.28          |
| -46                  | 1- | 6.06       | 6.10       | 6.09   | 0.04   | 3.23          | 3.25          |
|                      | 2- | 5.79       | 5.85       | 5.83   | 0.06   | 3.14          | 3.16          |
|                      | 3- | 5.72       | 5.76       | 5.75   | 0.04   | 3.16          | 3.18          |
| -47                  | 1- | 5.81       | 5.85       | 5.84   | 0.04   | 3.13          | 3.15          |
|                      | 2- | 5.56       | 5.61       | 5.60   | 0.05   | 3.04          | 3.07          |
|                      | 3- | 5.55       | 5.59       | 5.58   | 0.04   | 3.05          | 3.08          |

Tableau.28 :  $F^{19}$ . Longueurs de diffusion et portées effectives calculées en utilisant des fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon (Tab. 8).  
Le  $F^{19}$  est décrit par le mélange de configurations IV (Tab. 11).  
Voir légende du tableau 27.

La valeur de B obtenue avec la force de Serber est de signe opposé au résultat expérimental<sup>[4]</sup>, et sa valeur absolue est deux à trois fois plus faible. En fait, plus que leurs valeurs individuelles, c'est la comparaison des résultats dans les différentes approximations qui est significative. Nous verrons en effet, au paragraphe suivant, que la valeur de B et en particulier son signe, dépendent beaucoup du couplage avec les états à 20 nucléons liés.

La sensibilité des résultats à la profondeur  $V_0$  de l'interaction à deux corps apparaît dans le tableau 28 pour la force de Serber. Une diminution de la profondeur de 2 Mev, correspondant à un potentiel plus attractif diminue les longueurs de diffusion de 6%.

- Les résultats obtenus en utilisant les trois mélanges de configurations II, III et IV (Tab. 11) pour décrire le fondamental du  $F^{19}$  sont très peu différents et reproduisent mal la valeur mesurée de B. Par contre, ceux obtenus en utilisant le mélange de configurations I<sup>[31]</sup>, avec force de Serber ( $V_0 = -49$  Mev) et fonctions d'onde radiales d'oscillateur harmonique en excluant l'état  $1d_{3/2}$  dans la description du fondamental du  $F^{19}$ , et incluant le terme correctif d'antisymétrisation avec  $1s$ , correspondent à une valeur de B (-0.148 fm) proche de la valeur expérimentale (V-1). Cependant ce résultat est fortuit car, d'une part les calculs dans le modèle des couches montrent l'importance de l'état  $1d_{3/2}$  dans la description du  $F^{19}$ , et d'autre part nous verrons au paragraphe suivant que tous les résultats précédents sont très sensibles au couplage avec les états liés à 20 nucléons.

#### V.1.2. Prédiction dans un modèle simple, du rôle joué par le couplage avec les états liés à N nucléons.

La description de la situation physique est intermédiaire entre les deux dernières approximations sur l'antisymétrisation, à savoir : introduire le terme correctif d'antisymétrisation avec l'état  $1s$  totalement occupé dans le coeur de  $O^{16}$ , ou introduire simultanément les termes correctifs d'antisymétrisation avec les états  $1s$  et  $2s$ , comme si ce dernier était totalement occupé dans la cible. Pour tenir compte de l'occupation partielle de l'état  $2s$  dans le  $F^{19}$ , nous devons introduire les états à  $N = 20$  nucléons contenant cet état  $2s$  ; c'est ce que nous ferons au paragraphe suivant.

Cependant, sans résoudre exactement ce problème, nous pouvons avoir une idée des corrections que cela introduira sur les longueurs de diffusion, en particulier de l'importance inégale de ces corrections suivant les voies :  $J = 0$  ou  $J = 1$ .

Pour cela, considérons le modèle simple où le seul état lié à 20 nucléons introduit est obtenu par antisymétrisation, couplage et normalisation du fondamental du  $F^{19}$  avec l'état  $2s$ . La construction explicite de cet état est détaillée en (D.2.3b2). La norme  $n$  (Tab. 29) de cette configuration liée donne une idée de l'importance des contraintes introduites par le principe d'exclusion.

| Mélanges de configurations décrivant le fondamental du $F^{19}$ . | $n$     |         |
|---|---------|---------|
|   | $J = 0$ | $J = 1$ |
| $2s_{1/2}$<br>n'est pas occupé                                    | 1       | 1       |
| II A. Zuker <sup>[28]</sup>                                       | 0.846   | 0.663   |
| IV (diagonalisation)  | 0.911   | 0.694   |
| $2s_{1/2}$<br>est totalement occupé                               | 0       | 0       |

Tableau 29 : Norme  $n$  :

$$n_{J,T=1} = \langle \sum_{\tilde{n}} e(\tilde{F}^{19}) | 2 \Delta 1/2 \rangle \mathcal{R}(3,1) ( | e(\tilde{F}^{19}) \rangle_{\tilde{n}} | 2 \Delta 1/2 \rangle )_{J,T=1}$$

de la configuration à quatre nucléons décrivant la couche externe de l'état modèle à 20 nucléons liés, obtenu en antisymétrisant le fondamental du  $F^{19}$  (Tab. 11) avec l'état individuel  $2s$ .

En effet, dans le cas fictif où l'état  $2s$  n'est pas occupé dans le  $F^{19}$ ,  $n$  vaut 1 et l'antisymétrisation peut être étudiée dans le cadre du modèle (II.4.2) en introduisant uniquement le terme correctif d'antisymétrisation avec  $1s$ . Si l'état  $2s$  est totalement occupé dans la cible, la configuration liée précédente à 20 nucléons est exclue par le principe de Pauli, et l'anti-

symétrisation peut encore être traitée dans le cadre du modèle (II.4.2) en introduisant les termes correctifs d'antisymétrisation avec 1s et 2s. Pour les mélanges de configurations II et IV (Tab. 11) décrivant le  $F^{19}$ , les valeurs de la norme (Tab. 29) sont plus grandes dans la voie  $J = 0$  que dans la voie  $J = 1$ . On en déduit que dans ce modèle, les corrections d'antisymétrisation seront plus importantes pour  $J = 1$  que pour  $J = 0$ .

C'est effectivement ce que nous obtiendrons (Tab. 33 et 34) en résolvant les équations tenant compte du couplage avec ce seul état quasi-lié. Alors que les termes correctifs d'antisymétrisation considérés jusque là (uniquement avec 1s ou simultanément avec 1s et 2s) avaient pour effet de diminuer de façon semblable les longueurs de diffusion  $b_{\pm}$ , nous obtiendrons une réduction plus importante pour  $b_{+}$  que pour  $b_{-}$ , entraînant pour le paramètre  $B$ , égal à  $b_{+} - b_{-}$ , un changement de signe.

## V.2. ETUDE DU COUPLAGE AVEC LES ETATS LIES A N NUCLEONS.

### V.2.1. Résolution des équations.

#### a) Espace de configurations.

Le traitement correct de l'antisymétrisation dans le cas d'un mélange de configurations où l'état 2s est partiellement occupé dans la cible de  $F^{19}$ , nécessite l'introduction des états liés à  $N = 20$  nucléons et la résolution explicite des équations couplées (II-42 a et b). Pour cela, nous nous limiterons encore à la seule équation de diffusion de type (II-42b) correspondant à la voie de réaction définie par le fondamental  $\gamma_0$  de la cible. A chaque état lié  $|\tilde{\alpha}\rangle_n$  à 20 nucléons, correspond une équation du type (II-42a). Pour permettre la réalisation effective des calculs, nous considérons successivement pour ces états deux espaces modèles définis en (III.4.2b). Les configurations  $|\tilde{\alpha}\rangle_n$  retenues contiennent toutes au moins un état à une particule 2s, dont la fonction d'onde radiale présente le même nombre de noeuds à distance finie que celle de l'état individuel de diffusion s. Par suite, pour ces configurations, les éléments de matrice  $\langle \tilde{\alpha} | v | \gamma_0 \varphi \rangle_n$  de couplage entre les équations a et b, sont importants.

Dans le premier modèle, nous introduisons uniquement la configuration déjà mentionnée en (V.1.2), obtenue en antisymétrisant le fondamental du  $F^{19}$  avec l'état à une particule 2s. L'état général à 20 nucléons est donc de

| $j_1$     | $j_2$     | $j_3$     | $j_4$ | COUPLAGES  | N° |
|-----------|-----------|-----------|-------|--|----|
| $(5/2)^3$ |           | $1/2$     |       | $ \{(5/2)^2 21, 5/2\} 1/2, 1/2 \rangle$ $ 1/2 \rangle$ | 1  |
| $(5/2)^2$ |           | $(1/2)^2$ |       | $ (5/2)^2 01 \rangle$ $ (1/2)^2 01 \rangle$            | 2  |
| $(5/2)^2$ | $1/2$     | $3/2$     |       | $ (5/2)^2 10 \rangle$ $ (1/2, 3/2) 11 \rangle$         | 3  |
|           |           |           |       | 21 20  | 4  |
|           |           |           |       | 21 21  | 5  |
| $5/2$     | $(1/2)^2$ | $3/2$     |       | $ (1/2)^2 10 \rangle$ $ (5/2, 3/2) 11 \rangle$         | 6  |
| $5/2$     | $1/2$     | $(3/2)^2$ |       | $ (5/2, 1/2) 20 \rangle$ $ (3/2)^2 21 \rangle$         | 7  |
|           |           |           |       | 21 21  | 8  |
|           |           |           |       | 31 30  | 9  |
| $(1/2)^2$ |           | $(3/2)^2$ |       | $ (1/2)^2 01 \rangle$ $ (3/2)^2 01 \rangle$            | 10 |
| $1/2$     |           | $(3/2)^3$ |       | $ 1/2 \rangle$ $ \{(3/2)^2 10, 3/2\} 1/2, 1/2 \rangle$ | 11 |

Tableau 30 : Configurations en couplage j-j à quatre nucléons dans la couche 2s-1d, incluant au moins un état 2s, antisymétrisées et couplées en spin et isospin à  $J = 0$  et  $T = 1$  (D.2.3b).

| $j_1$     | $j_2$     | $j_3$     | $j_4$ | COUPLAGES                 | N°                        |    |
|-----------|-----------|-----------|-------|---------------------------|---------------------------|----|
| $(5/2)^3$ |           |           | $1/2$ | $ (5/2)^2 21, 5/2\rangle$ | $ 1/2, 1/2\rangle$        | 1  |
|           |           |           |       |                           | $ 3/2, 1/2\rangle$        | 2  |
|           |           |           |       |                           | $ 3/2, 3/2\rangle$        | 3  |
| $(5/2)^2$ |           | $(1/2)^2$ |       | $ (5/2)^2 01\rangle$      | $ (1/2)^2 10\rangle$      | 4  |
|           |           |           |       | 10                        | 01                        | 5  |
|           |           |           |       | 21                        | 10                        | 6  |
| $(5/2)^2$ | $1/2$     | $3/2$     |       | $ (5/2)^2 01\rangle$      | $ (1/2, 3/2) 10\rangle$   | 7  |
|           |           |           |       | 01                        | 11                        | 8  |
|           |           |           |       | 10                        | 11                        | 9  |
|           |           |           |       | 10                        | 21                        | 10 |
|           |           |           |       | 21                        | 10                        | 11 |
|           |           |           |       | 21                        | 11                        | 12 |
|           |           |           |       | 21                        | 20                        | 13 |
|           |           |           |       | 21                        | 21                        | 14 |
|           |           |           |       | 30                        | 21                        | 15 |
| $5/2$     | $(1/2)^2$ | $3/2$     |       | $ (1/2)^2 01\rangle$      | $ (5/2, 3/2) 10\rangle$   | 16 |
|           |           |           |       | 01                        | 11                        | 17 |
|           |           |           |       | 10                        | 11                        | 18 |
|           |           |           |       | 10                        | 21                        | 19 |
| $5/2$     | $1/2$     | $(3/2)^2$ |       | $ (5/2, 1/2) 20\rangle$   | $ (3/2)^2 21\rangle$      | 20 |
|           |           |           |       | 21                        | 10                        | 21 |
|           |           |           |       | 21                        | 21                        | 22 |
|           |           |           |       | 21                        | 30                        | 23 |
|           |           |           |       | 30                        | 21                        | 24 |
|           |           |           |       | 31                        | 21                        | 25 |
| 31        | 30        | 26        |       |                           |                           |    |
| $(1/2)^3$ |           | $3/2$     |       | $ (1/2)^2 01, 1/2\rangle$ | $ 1/2, 1/2\rangle$        | 27 |
|           |           |           |       |                           | $ 3/2\rangle$             |    |
| $(1/2)^2$ |           | $(3/2)^2$ |       | $ (1/2)^2 01\rangle$      | $ (3/2)^2 10\rangle$      | 28 |
|           |           |           |       | 10                        | 01                        | 29 |
|           |           |           |       | 10                        | 21                        | 30 |
| $1/2$     |           | $(3/2)^3$ |       | $ 1/2\rangle$             | $ (3/2)^2 21, 3/2\rangle$ | 31 |
|           |           |           |       |                           | $ 1/2, 1/2\rangle$        | 32 |
|           |           |           |       |                           | $ 3/2, 3/2\rangle$        | 33 |

Tableau 31 : Configurations en couplage j-j à quatre nucléons dans la couche 2s-1d, incluant au moins un état 2s, antisymétrisées et couplées en spin et isospin à  $J = 1$  et  $T = 1$  (D.2.3b).

la forme :

$$|\tilde{\Psi}\rangle = a \frac{1}{\sqrt{n}} \frac{1}{\sqrt{20}} \mathcal{A}(19,1) \left( |F^{19}\rangle_n |2s\ 1/2\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{20}} \mathcal{A}(19,1) \left( |F^{19}\rangle_n |\varphi\rangle \right), \quad (V-2)$$

où la norme  $n$  est définie dans le tableau 29. Contrairement au cas simple de l'état (IV-1), le facteur  $1/\sqrt{20}$  n'assure pas la normalisation de l'état lié à 20 nucléons, car l'état  $2s$  étant présent dans le  $F^{19}$ , le principe de Pauli introduit des règles de sélection. Les inconnus dans  $|\tilde{\Psi}\rangle$  sont l'amplitude  $a$  et l'état individuel de diffusion  $|\varphi\rangle$ .

Dans le deuxième modèle, nous considérons un espace plus vaste pour les états liés à 20 nucléons, à savoir : l'ensemble des états dont la couche externe au coeur de  $O^{16}$  est une configuration à un proton et trois neutrons dans la couche  $2s-1d$ , et contenant au moins un état  $2s$ . La liste de ces configurations orthonormalisées et antisymétrisées en couplage  $j-j$  est donnée respectivement dans les tableaux 30 et 31 pour les voies  $J = 0$  et  $J = 1$ . L'état général à 20 nucléons s'écrit dans ce cas sous la forme :

$$|\Psi\rangle = \sum_{\alpha} a_{\alpha} |\alpha\rangle_n + \frac{1}{\sqrt{20}} \mathcal{A}(19,1) \left( |F^{19}\rangle_n |\varphi\rangle \right), \quad (V-3)$$

où les inconnues sont l'état individuel de diffusion  $|\varphi\rangle$  et les composantes  $a_{\alpha}$ , au nombre de 11 dans la voie  $J = 0$  et 33 dans la voie  $J = 1$ .

Notons que l'état (V-2) appartient aussi à l'espace de configurations du deuxième modèle. Cependant, dans le premier modèle, au lieu de laisser libres les composantes  $a_{\alpha}$ , leurs valeurs relatives sont fixées par le choix d'un mélange de configurations décrivant le fondamental du  $F^{19}$ . Seul reste alors à déterminer le facteur multiplicatif global  $a$ .

b) Interprétation de la force effective à deux corps, potentiel à un corps.

- Dans ce chapitre, nous considérons uniquement la deuxième interprétation de la force effective à deux corps (III.3.1), à savoir : les termes d'interaction avec les nucléons du coeur sont remplacés par le champ moyen  $V^{(1)}$  et, si on néglige les excitations particule-trou du coeur, seuls les nucléons de la couche externe interagissent par l'intermédiaire de la force résiduelle

à deux corps. Dans cette interprétation, le champ moyen  $V^{(1)}$  doit nécessairement être un potentiel réaliste, borné pour les grandes distances. Nous utiliserons un potentiel de Wood-Saxon (III.2.2b).

La première interprétation de la force ( $V = V^{(2)}$ ) conduirait à des calculs beaucoup trop longs, car il faudrait aussi calculer la contribution des interactions à deux corps entre les nucléons de la couche externe et ceux du coeur.

- Nous avons déjà évoqué (III.2.2) la difficulté de définir expérimentalement des énergies de particules indépendantes pour le  $F^{19}$ . Les valeurs adoptées sont celles définies par le spectre de  $O^{17}$  (Fig. 3), qui conduisent à de bons résultats pour la description des états liés du  $F^{19}$  (III.4.1b). Cependant, ces énergies sont certainement différentes des énergies propres du champ moyen self consistant du  $F^{19}$ . En particulier, celle de l'état 2s de neutron (-3.275 Mev) est trop grande en valeur absolue, car la longueur de diffusion ( $b = 5.432$  fm) pour le potentiel de Wood-Saxon (Tab. 8) reproduisant cet état, est inférieure aux valeurs expérimentales (V-1). Par suite, les longueurs de diffusion que nous obtiendrons dans le calcul complet, où les termes d'interaction résiduelle s'ajoutent au champ moyen, seront encore plus faibles. Néanmoins, pour éviter d'introduire de nouveaux paramètres, nous avons conservé les énergies précédentes. Notre but dans ce chapitre est surtout d'étudier l'importance des corrections dues à l'antisymétrisation et aux couplages entre les états à N nucléons liés et ceux à une particule dans le continu.

c) Dépendance en l'énergie de liaison de la cible.

Dans l'équation de type b (II.42b), seule considérée jusque là, l'énergie de liaison  $E_{\gamma_0}$  de la cible n'intervient pas. En effet, seule figure l'énergie d'excitation :

$$\varepsilon_{\gamma_0} = E - E_{\gamma_0} \quad . \quad (V-4)$$

Par contre, dans les équations de type a, l'énergie  $E_{\gamma_0}$  intervient explicitement quand on exprime l'énergie à laquelle on résout l'équation de Schrödinger, par (V-4) :

$$E = E_{\gamma_0} + \varepsilon_{\gamma_0} \quad .$$

Pour être cohérent, nous devons calculer  $E_{\gamma_0}$  comme dans la prédiagonalisation (III.4.1b), en utilisant les mêmes énergies de particules indépendantes et la même interaction à deux corps que celles adoptées dans la résolution complète des équations (II-42). L'énergie de liaison  $E_{\gamma_0}$  du fondamental du  $F^{19}$  et les termes diagonaux  $E_{\alpha}$  relatifs aux différents états liés  $|\tilde{\alpha}\rangle_n$  à 20 nucléons, s'écrivent sous la forme :

$$E_{\gamma_0} = E_{O^{16}} + \sum_n \langle \tilde{\gamma}_0 | H_0 | \tilde{\gamma}_0 \rangle_n + \sum_n \langle \tilde{\gamma}_0 | \mathcal{V} | \tilde{\gamma}_0 \rangle_n \quad , \quad (V-5)$$

$$E_{\alpha} = E_{O^{16}} + \sum_n \langle \tilde{\alpha} | H_0 | \tilde{\alpha} \rangle_n + \sum_n \langle \tilde{\alpha} | \mathcal{V} | \tilde{\alpha} \rangle_n \quad , \quad (V-6)$$

où, négligeant les excitations particule-trou du coeur de  $O^{16}$ , l'interaction résiduelle  $\mathcal{V}$  porte uniquement sur les nucléons des couches externes.

d) Diagonalisation du hamiltonien vrai  $H$  dans le sous-espace des états liés à  $N = 20$  nucléons.

Pour analyser le couplage entre l'état de diffusion  $|\tilde{\Psi}\rangle$  et les configurations liées à  $N = 20$  nucléons, nous diagonalisons le hamiltonien vrai  $H$  dans le sous-espace considéré pour ces derniers états. C'est le hamiltonien  $H^{11}$  introduit en (II-11) (Fig. 1). Cette diagonalisation de la matrice :

$$\sum_n \langle \tilde{\alpha} | H | \tilde{\alpha}' \rangle_n = [E_{O^{16}} + \sum_n \langle \tilde{\alpha} | H_0 | \tilde{\alpha} \rangle_n] \delta_{\alpha\alpha'} + \sum_n \langle \tilde{\alpha} | \mathcal{V} | \tilde{\alpha}' \rangle_n \quad , \quad (V-7)$$

définit la base propre orthonormée d'états liés  $|\tilde{\delta}\rangle_n$  à 20 nucléons. Les énergies  $E_{\delta}$  de ces états, rapportées au fondamental  $\gamma_0$  du  $F^{19}$  plus un neutron au repos d'énergie  $m_n c^2$ , s'écrivent :

$$\Delta E_{\delta} \equiv E_{\delta} - E_{\gamma_0} - m_n c^2 \quad . \quad (V-8)$$

Dans le premier modèle d'espace de configurations liées à 20 nucléons, l'énergie  $\Delta E_{\delta}$  du seul état lié considéré,  $|(F^{19}, 2s1/2)_{J,T=1}\rangle_n$  est donnée dans le tableau 32 pour les deux voies  $J = 0$  et  $J = 1$ .

Les valeurs propres obtenues dans l'espace de configurations plus grand du deuxième modèle (Tab. 30 et 31), figurent dans le tableau 35 pour la force de Serber de profondeur -35 Mev, et dans le tableau 36 pour la force I.G.E. 1 de même profondeur.

| Force           | $\Delta E_{\delta}$ (Mev) |        |
|-----------------|---------------------------|--------|
|                 | J = 0                     | J = 1  |
| $V_0 = -35$ Mev |                           |        |
| Serber          | -1.020                    | -0.761 |
| I.G.E. 1        | -0.644                    | -0.244 |

Tableau 32 : Energie de liaison nucléaire, rapportée au fondamental du  $F^{19}$  plus un neutron à l'infini, de l'état  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})_{J,T=1}\rangle_n$ , calculée pour le mélange de configurations IV du  $F^{19}$  (Tab. 11) en utilisant des fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon (Tab. 8) et les énergies de particules indépendantes de neutron de  $O^{17}$  (Fig. 3).

On notera que les énergies de liaison expérimentales des plus bas états excités du  $F^{20}$  de spin et parité  $0^+$  et  $1^+$  sont respectivement<sup>[38]</sup> :

$$(\Delta E)^{0^+} = -3.075 \text{ Mev} , \quad (\Delta E)^{1^+} = -5.544 \text{ Mev}.$$

e) Test des programmes de calcul.

Etant donné la complexité des programmes numériques de résolution des équations couplées (II-42), il était important d'effectuer le maximum de tests de ces calculs. Pour cela, nous avons utilisé des états fictifs du  $F^{19}$  correspondant à des mélanges de configurations ne contenant pas l'état à une particule 2s. Dans ce cas (IV-1), en nous limitant à la seule configuration liée à 20 nucléons  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})_{J,T=1}\rangle_n$ , nous pouvons traiter le problème de diffusion dans le cadre du modèle simple, décrit en (II.4.2) et utilisé au chapitre IV pour les noyaux magiques et voisins. Nous avons ainsi vérifié que nous obtenions la même longueur de diffusion et la même composante sur l'état  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})_{J,T=1}\rangle_n$ , en résolvant le problème des deux façons suivantes :

1- comme au chapitre IV, en considérant une seule équation de type (II-42b) et en n'introduisant que le terme correctif d'antisymétrisation avec l'état 1s, la composante sur l'état lié à 20 nucléons s'obtenant par projection de l'état individuel de diffusion sur l'état 2s (II-60),

2 - par le programme de résolution complet, couplant l'état lié  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})_{J,T=1}\rangle_n$  à l'état à une particule dans le continu  $|(F^{19}, \varphi)_{J,T=1}\rangle_n$ .

V.2.2. Résonances et discussion des résultats dans deux modèles d'espace de configurations liées à N nucléons.

a) Mise en évidence des résonances.

Dans la base propre  $|\widetilde{\delta}\rangle_n$  (V.2.1d) du hamiltonien vrai H restreint au sous-espace des états liés à N nucléons, les équations (II-30a) s'écrivent sous la forme simple suivante :

$$(E_\delta - E) a_\delta + \sum_{\gamma'} \langle \widetilde{\delta} | V | \chi_\ell' \varphi_{\gamma'} \rangle_n = 0, \quad (V-9)$$

d'où l'on extrait la valeur de  $a_\delta$ , pourvu que E soit différent de  $E_\delta$ . Si E est égale à  $E_\delta$ , il y a résonance ; les éléments de matrice  $\langle \widetilde{\delta} | V | \chi_\ell' \varphi_{\gamma'} \rangle_n$  étant non nuls,  $a_\delta$  est alors infini. Dans ce cas, l'état général  $|\widetilde{\Psi}\rangle$  à N nucléons :

$$|\widetilde{\Psi}\rangle = \sum_\delta a_\delta |\widetilde{\delta}\rangle_n + \sum_\gamma |\chi_\ell' \varphi_\gamma\rangle_n, \quad (V-10)$$

correspond à l'état quasi-lié  $|\widetilde{\delta}\rangle_n$  dont l'énergie de liaison est celle à laquelle on résout l'équation de Schrödinger.

Afin d'évaluer l'importance du couplage entre les états  $|\widetilde{\delta}\rangle_n$  et  $|\chi_\ell' \varphi_\gamma\rangle_n$ , comparons la solution  $\varphi$  des équations couplées (II-42a et b) avec celle  $\varphi_0$  que l'on obtient en négligeant ce couplage. Pour cela, écrivons l'équation (II-41b) avec les états  $|\widetilde{\delta}\rangle_n$ , en nous limitant toujours à une seule voie de réaction définie par l'état fondamental  $\chi_0$  de la cible et l'état individuel de diffusion  $\varphi$  :

$$\begin{aligned} & \sum_\delta [ \langle \chi_0, \tau i | V | \widetilde{\delta}\rangle_n - \sum_n \int_{ni} (\tau) \langle \chi_0, ni | V | \widetilde{\delta}\rangle_n ] \sqrt{N} a_\delta \\ & + (E_{\chi_0} + K - E) \varphi(\tau) \\ & + \langle \chi_0, \tau i | V_d | \chi_0 \varphi \rangle - \sum_n \int_{ni} (\tau) \langle \chi_0, ni | V_d | \chi_0 \varphi \rangle = 0. \quad (V-11) \end{aligned}$$

L'état individuel de diffusion approché  $\varphi_0$  est solution de cette équation où les termes de couplage avec les états liés  $|\widetilde{\delta}\rangle_n$  sont négligés. Par une

technique déjà utilisée en (II.4.3), on exprime la dérivée par rapport à la variable  $r$ , du Wronskien des fonctions  $r\varphi_0(r)$  et  $r\varphi(r)$  en fonction des termes de couplage, soit :

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d}{dr} W(r\varphi_0, r\varphi) = \\
 & -r^2 \varphi_0(r) [\langle \gamma_0, ni | \mathcal{V}_d | \tilde{\gamma}_0 \tilde{\varphi} \rangle - \sum_n \frac{f_{ni}(r)}{b_{ni}} \langle \gamma_0, ni | \mathcal{V}_d | \tilde{\gamma}_0 \tilde{\varphi} \rangle] \\
 & + r^2 \varphi(r) [\langle \gamma_0, ni | \mathcal{V}_d | \tilde{\gamma}_0 \tilde{\varphi}_0 \rangle - \sum_n \frac{f_{ni}(r)}{b_{ni}} \langle \gamma_0, ni | \mathcal{V}_d | \tilde{\gamma}_0 \tilde{\varphi}_0 \rangle] \\
 & - \sum_{\delta} r^2 \varphi_0(r) [\langle \gamma_0, ni | \mathcal{V} | \tilde{\delta} \rangle_n - \sum_n \frac{f_{ni}(r)}{b_{ni}} \langle \gamma_0, ni | \mathcal{V} | \tilde{\delta} \rangle_n] \sqrt{N} a_{\delta}.
 \end{aligned} \tag{V-12}$$

Après intégration de cette équation sur  $r$ , de zéro à l'infini, on exprime pour un problème de diffusion à énergie nulle, le Wronskien en fonction des longueurs de diffusion  $b_0$  et  $b$  correspondant respectivement à  $\varphi_0$  et  $\varphi$ .

On obtient alors :

$$\frac{1}{b_0} - \frac{1}{b} = \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{\delta} \langle \gamma_0 \tilde{\varphi}_0 | \mathcal{V} | \tilde{\delta} \rangle_n a_{\delta}. \tag{V-13}$$

Notons qu'en raison de l'orthogonalité (II-46) de  $|\varphi_0\rangle$  avec les états liés  $|ni\rangle$  de même nombre quantique  $i$ ,

$$\int r^2 dr \varphi_0(r) \frac{f_{ni}(r)}{b_{ni}} = 0, \tag{V-14}$$

les termes correctifs d'antisymétrisation dans (V-12) n'interviennent plus dans l'équation (V-13). Remplaçant dans (V-13)  $a_{\delta}$  par sa valeur extraite de (V-9) pour  $E$  différent de  $E_{\delta}$ , on obtient :

$$\frac{1}{b_0} - \frac{1}{b} = \frac{-2\mu}{\hbar^2} \sum_{\delta} \langle \gamma_0 \tilde{\varphi}_0 | \mathcal{V} | \tilde{\delta} \rangle_n \frac{1}{E_{\delta} - E} \langle \tilde{\delta} | \mathcal{V} | \tilde{\gamma}_0 \tilde{\varphi} \rangle_n. \tag{V-15}$$

La présence du dénominateur en énergie montre bien que pour  $|E_{\delta} - E|$  petit la valeur de  $b$  est très différente de la valeur approchée  $b_0$ .

Remarque : pour la résolution effective des équations couplées (II-42), l'utilisation des états propres  $|\tilde{\delta}\rangle_n$  ne simplifie pas les calculs car ces vecteurs sont connus sous la forme de combinaisons linéaires des configurations  $|\tilde{\alpha}\rangle_n$  (Tab. 30 et 31).

b) Résultats obtenus.

Nous avons déjà mentionné (V.2.1b) que le potentiel à un corps de Wood-Saxon (Tab. 8) reproduisant les énergies de particules indépendantes de neutron de  $^{17}\text{O}$  (Fig. 3) est trop attractif, et que par suite, les longueurs de diffusion que nous calculons sont inférieures aux valeurs expérimentales (V-1). Les calculs sont effectués pour des profondeurs  $V_0$  de la force à deux corps de l'ordre de grandeur de celles adoptées habituellement en spectroscopie nucléaire.

En fait, dans cette étude notre but est surtout de mettre en évidence les effets les plus importants dus à l'antisymétrisation et aux résonances, dans la diffusion de neutrons thermiques. Pour cela, nous comparerons (Tab. 33 et 34) les longueurs de diffusion des deux voies de réaction  $J=0$  et  $J=1$ , dans les cinq approximations suivantes :

- Dans les approximations (1), (2) et (5), comme au paragraphe (V.1), on néglige le couplage entre les équations (II-42a) et (II-42b) et on résout une seule équation de diffusion (II-42b) :

(1) en négligeant tous les termes correctifs d'antisymétrisation avec les états liés  $s$ ,

(2) en ne tenant compte que du terme correctif d'antisymétrisation avec l'état  $1s$ ,

(5) en tenant compte des termes correctifs d'antisymétrisation avec les états  $1s$  et  $2s$ , comme si ce dernier était totalement occupé dans la cible.

- Dans les approximations (3) et (4), on résout le système d'équations couplées (II-42a et b) en considérant respectivement les deux modèles d'espace d'états liés à 20 nucléons définis en (III.4.2) et (V.2.1a) (Tab. 30 et 31).

Ces deux dernières approximations tiennent compte de l'occupation partielle de l'état  $2s$  dans le fondamental de la cible de  $^{19}\text{F}$ . Elles correspondent donc à une situation physique intermédiaire entre celles que décrivent les approximations (2) et (5), à savoir : l'état  $2s$  est soit inoccupé, soit totalement occupé dans la cible. Le caractère intermédiaire des approximations (3) et (4) sera évalué par les variations relatives des longueurs de diffusion :

$\frac{b(2) - b(3)}{b(2) - b(5)}$  et  $\frac{b(2) - b(4)}{b(2) - b(5)}$ , où  $b(i)$  désigne la valeur de la longueur de

| $V_0$ (Mev)       | Approximation             | $b_-$ (fm) | $b_+$ (fm) | A (fm) | B (fm) |
|-------------------|---------------------------|------------|------------|--------|--------|
| Serber<br><br>-35 | (1)                       | 4.797      | 4.822      | 4.815  | 0.025  |
|                   | (2)                       | 4.795      | 4.821      | 4.814  | 0.026  |
|                   | (3)                       | 4.635      | 4.566      | 4.583  | -0.069 |
|                   | (4)                       | 4.602      | 4.812      | 4.759  | 0.210  |
|                   | (5)                       | 4.429      | 4.487      | 4.473  | 0.058  |
|                   | $\frac{(2)-(3)}{(2)-(5)}$ | 0.438      | 0.763      |        |        |
|                   | $\frac{(2)-(4)}{(2)-(5)}$ | 0.527      | 0.027      |        |        |
| -40               | (1)                       | 4.721      | 4.749      | 4.742  | 0.028  |
|                   | (2)                       | 4.718      | 4.748      | 4.740  | 0.029  |
|                   | (3)                       | 4.510      | 4.411      | 4.436  | -0.099 |
|                   | (4)                       | 4.477      | 4.643      | 4.601  | 0.166  |
|                   | (5)                       | 4.229      | 4.302      | 4.284  | 0.073  |
|                   | $\frac{(2)-(3)}{(2)-(5)}$ | 0.425      | 0.755      |        |        |
|                   | $\frac{(2)-(4)}{(2)-(5)}$ | 0.494      | 0.236      |        |        |

Tableau 33:  $F^{19}$ . Longueurs de diffusion calculées en utilisant des fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon (Tab. 8), la force à deux corps de Serber (Tab. 9) et le mélange de configurations IV (Tab. 11); approximations :

- (1)- sans correction d'antisymétrisation,
- (2)- avec correction d'antisymétrisation avec 1s,
- (3)- avec corrections d'antisymétrisation avec 1s et 2s et couplage avec l'état  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})J, T = 1 \rangle_n$ ,
- (4)- avec corrections d'antisymétrisation avec 1s et 2s et couplage avec les 11 configurations  $J=0$  (Tab. 30) et les 33 configurations  $J=1$  (Tab. 31),
- (5)- avec corrections d'antisymétrisation avec 1s et 2s et sans couplage avec les configurations à 20 nucléons liés.

diffusion dans l'approximation (i).

Les résultats présentés au paragraphe (V.1.1) et ceux obtenus dans les approximations (1), (2) et (5), correspondent respectivement aux deux interprétations de la force effective à deux corps, introduites en (III.3.1). Comparons ainsi les résultats calculés dans ces deux cas (Tab. 28 et 33), en utilisant le mélange de configurations IV (Tab. 11) pour décrire le  $F^{19}$ , les fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon (Tab. 8) et la force de Serber. Ils sont qualitativement semblables, les valeurs du paramètre B sont du même ordre de grandeur. Entre les approximations (1) et (2), l'effet du terme correctif d'antisymétrisation avec 1s est très faible sur les longueurs de diffusion. Par contre (cf. II.4.3), entre les approximations (2) et (5), l'introduction du terme correctif d'antisymétrisation avec 2s diminue les longueurs de diffusion de 8% (Tab. 33). Cette diminution est seulement de 4% dans le cas de la force I.G.E. 1 (Tab. 34). Les effets de ces termes correctifs d'antisymétrisation sont plus faibles qu'en (V.1.1b). Cela correspond au fait que le potentiel vu par le neutron incident, dans la deuxième interprétation de la force effective à deux corps, n'est pas très différent du potentiel de champ moyen qui définit les états liés à un corps.

Une comparaison quantitative des résultats obtenus dans les deux interprétations de la force à deux corps nécessiterait une description plus correcte du champ moyen self-consistant du  $F^{19}$ . En particulier le potentiel à un corps des états s devrait être moins attractif que celui que nous utilisons (V.2.1b).

Dans le premier modèle d'espace de configurations liées à 20 nucléons (approximation 3), pour les forces considérées (Tab. 33 et 34), nous sommes loin d'une situation résonnante. En effet, l'énergie de liaison  $\Delta E_{\delta}$  de la seule configuration liée introduite :  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})_{J,T=1}\rangle_n$ , rapportée à l'énergie du fondamental du  $F^{19}$  plus un neutron à l'infini, est en valeur absolue de plusieurs centaines de keV (Tab. 32). De plus, la composante a (V-2) de l'état général à 20 nucléons sur la configuration liée  $|(F^{19}, \widetilde{2s1/2})_{J,T=1}\rangle_n$ , est faible. Dans les voies J=0 et J=1, elle vaut respectivement : -0.216 et -0.142 pour la force de Serber de profondeur -35 MeV, et -0.154 et -0.048 pour la force I.G.E. 1 de même profondeur. Pour les paramètres des forces adoptées on ne se trouve pas dans une situation résonnante. Toutefois il ne faut pas y attacher trop d'importance, car en faisant varier les paramètres de la force à deux corps (paramètres d'échange et profondeur) on doit pouvoir modifier

| $V_0$ (Mev)         | Approximation             | $b_-$ (fm) | $b_+$ (fm) | A (fm) | B (fm) |
|---------------------|---------------------------|------------|------------|--------|--------|
| I.G.E. 1<br><br>-35 | (1)                       | 4.959      | 4.982      | 4.976  | 0.023  |
|                     | (2)                       | 4.959      | 4.982      | 4.976  | 0.023  |
|                     | (3)                       | 4.888      | 4.828      | 4.843  | -0.060 |
|                     | (4)                       | 4.879      | 8.546      | 7.629  | 3.667  |
|                     | (5)                       | 4.785      | 4.819      | 4.811  | 0.035  |
|                     | $\frac{(2)-(3)}{(2)-(5)}$ | 0.406      | 0.947      |        |        |
|                     | $\frac{(2)-(4)}{(2)-(5)}$ | 0.458      | -21.91     |        |        |
| -40                 | (1)                       | 4.901      | 4.927      | 4.921  | 0.026  |
|                     | (2)                       | 4.900      | 4.927      | 4.920  | 0.027  |
|                     | (3)                       | 4.808      | 4.724      | 4.745  | -0.085 |
|                     | (4)                       | 4.815      | 5.628      | 5.425  | 0.813  |
|                     | (5)                       | 4.669      | 4.712      | 4.701  | 0.043  |
|                     | $\frac{(2)-(3)}{(2)-(5)}$ | 0.398      | 0.945      |        |        |
|                     | $\frac{(2)-(4)}{(2)-(5)}$ | 0.369      | -3.259     |        |        |

Tableau 34 :  $F^{19}$ . Longueurs de diffusion calculées en utilisant des fonctions d'onde radiales de Wood-Saxon (Tab. 8), la force à deux corps I.G.E. 1, et le mélange de configurations IV (Tab. 11). Voir légende des approximations (Tab. 33).

l'énergie de liaison relative  $\Delta E_\delta$  de l'état lié précédent, et en particulier l'annuler.

Le caractère non résonnant des cas étudiés, nous permet d'isoler les effets d'antisymétrisation. Comme nous l'avions prévu qualitativement en (V.1.2), la correction d'antisymétrisation tenant compte de l'occupation partielle de l'état  $2s$  dans la cible de  $F^{19}$ , est dans ce modèle, plus importante dans la voie  $J=1$  que dans la voie  $J=0$ . La valeur du rapport  $\frac{b(2) - b(3)}{b(2) - b(5)}$  est ainsi pratiquement deux fois plus grande pour  $J=1$  que pour  $J=0$  (Tab. 33 et 34). La diminution des longueurs de diffusion en passant successivement des approximations (1) et (2) puis (2) à (5), est comme en (V.1.1), du même ordre pour  $b_+$  et  $b_-$ ; d'où une valeur inchangée de  $B$ . Par contre dans l'approximation (3) la longueur de diffusion  $b_+$  étant plus réduite que  $b_-$ , nous obtenons un paramètre de dépendance en spin  $B$  de signe opposé. Nous avons obtenu les mêmes résultats pour les forces I.G.E. 2 et 3, ainsi qu'en utilisant le mélange de configurations II au lieu du IV (Tab. 11), pour décrire le fondamental de la cible.

Ce modèle simple montre bien dans une situation non résonnante, le rôle important joué par l'antisymétrisation et la grande sensibilité du paramètre  $B$  à ces corrections.

Dans le deuxième modèle d'espace de configurations (approximation 4), on considère 11 états liés  $|\tilde{\alpha}\rangle_n$  dans la voie  $J=0$  (Tab. 30), et 33 dans la voie  $J=1$  (Tab. 31). Les composantes  $a_\alpha$  de l'état  $|\tilde{\Psi}\rangle$  à  $N$  nucléons (V-3) sur ces configurations liées  $|\tilde{\alpha}\rangle_n$ , calculées en utilisant les forces à deux corps de Serber et I.G.E. 1 de profondeur -35 Mev, figurent respectivement dans les tableaux 35 et 36.

Dans cette approximation (4), que l'on soit ou non au voisinage d'une résonance correspondant à une petite valeur de  $|\Delta E_\delta| = |E_\delta - E|$ , dépend de manière très sensible, des paramètres de la force à deux corps utilisée. En effet, en faisant varier ces paramètres, on change les énergies  $E_\delta$  des états propres  $|\tilde{\delta}\rangle_n$  du hamiltonien vrai  $H$  dans le sous-espace des états liés à 20 nucléons. Pour les forces de Serber et I.G.E. 1, et les différentes profondeurs  $V_0$  étudiées, nous n'avons pas observé d'effet de résonance dans la voie  $J=0$ . En fait, comme dans l'approximation précédente (3) où nous avons un seul état lié à 20 nucléons, le nombre réduit (11) de configurations considérées dans la voie  $J=0$ , fait qu'il est peu probable qu'une valeur propre  $E_\delta$  soit

| N° | J = 1      |                         |            | N° | J = 0      |                         |            |
|----|------------|-------------------------|------------|----|------------|-------------------------|------------|
|    | $a_\alpha$ | $\Delta E_\delta$ (Mev) | $a_\delta$ |    | $a_\alpha$ | $\Delta E_\delta$ (Mev) | $a_\delta$ |
| 1  | -0.054     | 15.37                   | 0.001      | 1  | -0.072     | 15.26                   | 0.002      |
| 2  | -0.001     | 14.66                   | -0.0007    | 2  | -0.220     | 10.41                   | -0.011     |
| 3  | 0.038      | 13.96                   | 0.00001    | 3  | 0.021      | 9.76                    | -0.004     |
| 4  | 0.093      | 10.78                   | -0.0017    | 4  | 0.068      | 8.74                    | -0.005     |
| 5  | -0.061     | 10.24                   | 0.0031     | 5  | -0.032     | 7.78                    | -0.003     |
| 6  | -0.108     | 10.09                   | -0.0027    | 6  | 0.034      | 4.36                    | -0.009     |
| 7  | 0.049      | 9.46                    | 0.0008     | 7  | 0.007      | 2.79                    | -0.016     |
| 8  | 0.009      | 8.95                    | -0.0005    | 8  | -0.028     | 1.95                    | -0.021     |
| 9  | 0.100      | 8.71                    | -0.0003    | 9  | -0.003     | 0.68                    | 0.121      |
| 10 | 0.039      | 8.67                    | -0.0027    | 10 | 0.078      | -1.76                   | 0.189      |
| 11 | 0.200      | 8.13                    | 0.0028     | 11 | -0.011     | -7.40                   | -0.130     |
| 12 | -0.111     | 7.89                    | 0.0020     |    |            |                         |            |
| 13 | 0.136      | 7.20                    | 0.0074     |    |            |                         |            |
| 14 | -0.224     | 5.45                    | 0.0236     |    |            |                         |            |
| 15 | 0.281      | 4.84                    | -0.0069    |    |            |                         |            |
| 16 | -0.121     | 4.65                    | -0.0106    |    |            |                         |            |
| 17 | 0.263      | 4.16                    | 0.0134     |    |            |                         |            |
| 18 | -0.149     | 3.71                    | 0.0089     |    |            |                         |            |
| 19 | 0.121      | 2.93                    | 0.0047     |    |            |                         |            |
| 20 | 0.092      | 2.60                    | 0.0219     |    |            |                         |            |
| 21 | -0.117     | 2.23                    | 0.0322     |    |            |                         |            |
| 22 | -0.028     | 1.83                    | 0.0773     |    |            |                         |            |
| 23 | 0.001      | 1.72                    | -0.0173    |    |            |                         |            |
| 24 | 0.151      | 0.95                    | -0.0126    |    |            |                         |            |
| 25 | -0.009     | 0.64                    | -0.0123    |    |            |                         |            |
| 26 | -0.026     | -0.59                   | -0.6346    |    |            |                         |            |
| 27 | -0.027     | -1.41                   | 0.0307     |    |            |                         |            |
| 28 | -0.066     | -1.50                   | 0.0868     |    |            |                         |            |
| 29 | -0.115     | -1.97                   | 0.0252     |    |            |                         |            |
| 30 | 0.004      | -3.07                   | 0.0522     |    |            |                         |            |
| 31 | -0.052     | -4.87                   | -0.0249    |    |            |                         |            |
| 32 | 0.007      | -6.37                   | -0.0089    |    |            |                         |            |
| 33 | -0.028     | -7.18                   | -0.0812    |    |            |                         |            |

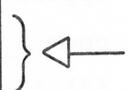


Tableau 35 : F<sup>19</sup>.

Mélange de configurations IV (Tab. 11),  
force de Serber (V<sub>0</sub> = -35 Mev, Cf. Tab. 33).

- $a_\alpha$  : composantes de l'état quasi-lié sur les configurations des Tab.30 et 31,
- $\Delta E_\delta$  : énergies des états propres  $\delta$  du hamiltonien vrai H dans le sous-espace des états à 20 nucléons liés, rapportées au fondamental du F<sup>19</sup> plus un neutron à l'infini,
- $a_\delta = \langle \tilde{\delta} | \tilde{\Psi} \rangle$  : composantes de l'état quasi-lié sur les états propres  $\delta$ .

voisine du seuil de réaction, par contre, dans la voie  $J=1$ , où le nombre d'états liés introduits est plus grand (33), on observe un phénomène de résonance très marqué pour la force I.G.E. 1 (Tab. 34 et 36), et moins important pour la force de Serber (Tab. 33 et 35). Les états  $|\tilde{\delta}\rangle_n$  correspondant à de faibles valeurs absolues de l'énergie de liaison relative  $\Delta E_\delta$ , figurent parmi les configurations fortement couplées à  $|\tilde{\Psi}\rangle$ ; cela se traduit par d'importantes composantes  $a_\delta = \langle \tilde{\delta} | \tilde{\Psi} \rangle$ .

Dans la voie  $J=0$ , non résonnante, l'énergie relative  $\Delta E_\delta$  de plus faible valeur absolue est de 0.68 Mev pour la force de Serber de profondeur -35 Mev, et de -1.48 Mev pour la force I.G.E. 1 de même profondeur. La valeur de la longueur de diffusion  $b_-$  est intermédiaire entre celles obtenues dans les approximations (2) et (5) et diffère très peu de celle obtenue avec l'approximation (3).

Dans la voie  $J=1$ , la situation résonnante dans le cas de la force I.G.E. 1 de profondeur -35 Mev, correspond à l'existence d'un état propre  $|\tilde{\delta}\rangle_n$  du hamiltonien vrai dans le sous-espace des états liés à 20 nucléons, d'énergie de liaison relative très faible : 4 keV (Tab. 36). La composante liée de  $|\tilde{\Psi}\rangle$  se réduit alors pratiquement à cet état quasi-lié, ainsi la valeur de  $a_\delta = \langle \tilde{\delta} | \tilde{\Psi} \rangle$  correspondante est au moins cinq cents fois plus grande en valeur absolue, que les autres composantes. La longueur de diffusion  $b_+$  (Tab. 34) est alors très différente de celles obtenues dans les approximations précédentes. Comme pour cette force, il n'y a pas résonance dans la voie  $J=0$ , la valeur du paramètre  $B$  égale à  $b_+ - b_-$  se trouve considérablement modifiée. Une variation de 5 Mev de la profondeur de la force à deux corps I.G.E. 1, nous écarte de la résonance. L'énergie de liaison relative  $\Delta E_\delta$ , la plus faible en valeur absolue, passe de -4 keV à -161 keV. Cependant, même dans ce cas, la valeur de  $b_+$  reste très différente de celle obtenue dans les autres approximations. Cela tient au grand nombre de termes ayant un dénominateur  $\Delta E_\delta$  faible en valeur absolue, qui contribuent dans l'équation (V-15) à la correction due au couplage entre les états liés à  $N$  nucléons et celui à une particule dans le continu. De plus, le couplage entre ces états, par l'intermédiaire des éléments de matrice de l'interaction résiduelle  $\langle \tilde{\delta} | v | \gamma \varphi \rangle_n$  crée un décalage en énergie et introduit une largeur pour les états résonnants quasi-liés [9].

Dans le cas de la force de Serber, on n'obtient pas d'effet de résonance très marqué. Cependant, une variation de 5 Mev de la profondeur de cette interaction à deux corps, entraîne un changement important de la position relative

| N° | J = 1      |                         |            | N° | J = 0      |                         |            |
|----|------------|-------------------------|------------|----|------------|-------------------------|------------|
|    | $a_\alpha$ | $\Delta E_\delta$ (Mev) | $a_\delta$ |    | $a_\alpha$ | $\Delta E_\delta$ (Mev) | $a_\delta$ |
| 1  | -0.182     | 14.99                   | 0.00008    | 1  | -0.064     | 14.45                   | 0.001      |
| 2  | 0.362      | 14.34                   | 0.00001    | 2  | -0.189     | 10.19                   | -0.010     |
| 3  | 0.524      | 14.13                   | -0.00003   | 3  | 0.012      | 9.95                    | -0.000     |
| 4  | 0.287      | 10.72                   | 0.00006    | 4  | 0.013      | 8.61                    | -0.002     |
| 5  | -0.406     | 10.18                   | 0.00006    | 5  | -0.051     | 7.66                    | 0.001      |
| 6  | -0.426     | 9.78                    | 0.0002     | 6  | 0.022      | 4.66                    | 0.010      |
| 7  | 1.112      | 9.47                    | -0.00001   | 7  | 0.009      | 2.84                    | -0.003     |
| 8  | -0.308     | 9.23                    | 0.00003    | 8  | -0.004     | 1.79                    | -0.068     |
| 9  | 0.802      | 8.81                    | 0.00009    | 9  | -0.003     | 1.54                    | -0.052     |
| 10 | 0.900      | 8.57                    | 0.0002     | 10 | 0.050      | -1.48                   | -0.173     |
| 11 | 1.229      | 8.08                    | 0.0002     | 11 | -0.001     | -6.84                   | -0.091     |
| 12 | -0.941     | 7.73                    | -0.00000   |    |            |                         |            |
| 13 | 0.745      | 7.30                    | -0.0006    |    |            |                         |            |
| 14 | -1.768     | 5.45                    | -0.0016    |    |            |                         |            |
| 15 | 2.720      | 4.86                    | -0.0017    |    |            |                         |            |
| 16 | -2.098     | 4.61                    | 0.00002    |    |            |                         |            |
| 17 | 2.254      | 4.07                    | 0.0009     |    |            |                         |            |
| 18 | -0.778     | 3.73                    | 0.0007     |    |            |                         |            |
| 19 | 1.011      | 3.04                    | -0.00004   |    |            |                         |            |
| 20 | 0.533      | 2.73                    | -0.0009    |    |            |                         |            |
| 21 | -0.874     | 2.16                    | -0.0014    |    |            |                         |            |
| 22 | -0.166     | 1.83                    | 0.0041     |    |            |                         |            |
| 23 | -0.344     | 1.76                    | 0.0022     |    |            |                         |            |
| 24 | 1.284      | 1.33                    | 0.0010     |    |            |                         |            |
| 25 | 0.094      | 0.97                    | 0.0031     |    |            |                         |            |
| 26 | -0.207     | -0.004                  | -5.751     |    |            |                         |            |
| 27 | -0.789     | -0.75                   | 0.0096     |    |            |                         |            |
| 28 | -0.489     | -1.22                   | 0.0006     |    |            |                         |            |
| 29 | -0.932     | -1.79                   | -0.0009    |    |            |                         |            |
| 30 | 0.029      | -2.91                   | 0.0017     |    |            |                         |            |
| 31 | -0.437     | -4.17                   | -0.0018    |    |            |                         |            |
| 32 | -0.068     | -5.62                   | -0.0000    |    |            |                         |            |
| 33 | -0.121     | -6.49                   | -0.0028    |    |            |                         |            |

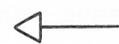
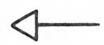


Tableau 36 : F<sup>19</sup>.

Mélange de configurations IV (Tab. 11),  
force I.G.E. 1 ( $V_0 = -35$  Mev, Cf. Tab. 34).  
Voir légende au tableau 35.

de  $b_+$ , par rapport aux valeurs obtenues dans les approximations (2) et (5). Ainsi, (Tab. 33) le rapport  $\frac{b(2) - b(4)}{b(2) - b(5)}$  passe de 0.027 pour  $V_0 = -35$  Mev, à 0.236 pour  $V_0 = -40$  Mev, alors que dans la voie  $J=0$  ce rapport est resté pratiquement constant. En suivant l'évolution des résultats quand la profondeur  $V_0$  décroît de -20 Mev à -60 Mev, on constate que l'on s'éloigne d'une situation résonnante ; la plus faible valeur absolue de  $\Delta E_\delta$  augmente, et un grand nombre de composantes  $a_\delta$  (Tab. 35) ont une valeur absolue non négligeable.

Dans les cas présentés (Tab. 35 et 36), c'est l'état propre  $N^{026}$  qui présente la plus grande valeur absolue de la composante  $a_\delta$ . Pour la force I.G.E. 1 comme pour celle de Serber, cet état correspond à un mélange de configurations important dans le sous-espace des états liés engendré par les configurations du tableau 31. Nous n'avons pas observé de couplage privilégié avec un état  $|\tilde{\delta}\rangle_n$  particulier. Ainsi en changeant la profondeur de la force I.G.E. 1, on change non seulement les composantes, mais aussi le numéro de l'état propre de  $H^{11}$  qui se couple fortement avec la voie de diffusion.

Ces résultats montrent que dans le cas d'un grand nombre de configurations liées, couplées à la voie de réaction, il devient très difficile, voire impossible de prédire les valeurs des longueurs de diffusion, (ou des déphasages si on étudiait le problème à énergie non nulle). En effet, les résultats obtenus présentent des variations rapides au voisinage des résonances, et les positions de celles-ci sont très sensibles aux paramètres de la force à deux corps utilisée. La position de ces résonances pourrait également être changée en modifiant soit les énergies de particules indépendantes  $\epsilon_i$  (III.2.1), soit l'énergie de liaison  $E_{\gamma_0}$  du fondamental de la cible, utilisée dans le calcul du terme d'énergie  $E - E_{\gamma_0}$  (V-5 et 6). Les résultats sont donc très sensibles à la densité de niveaux au voisinage du seuil de la réaction. Dans le spectre expérimental du  $F^{20}$  (Fig. 15), la densité de niveaux au voisinage de l'énergie du fondamental du  $F^{19}$  plus un neutron à l'infini, est très grande. Parmi tous ces niveaux on a identifié des états ayant les mêmes nombres quantiques  $0^+$  et  $1^+$ , que les voies de réaction considérées, et dont l'énergie rapportée au seuil de la réaction est très faible : 0.3 keV [38, 42].

En conclusion, le formalisme présenté ne permet une description satisfaisante du processus de diffusion que si le nombre de configurations du modèle

des couches, au voisinage de l'énergie considérée, n'est pas trop grand. Par contre dans le cas d'un grand nombre de configurations, les résultats obtenus dépendent beaucoup du modèle. Une théorie statistique des réactions nucléaires<sup>[43]</sup> s'avère alors être actuellement le seul moyen d'aborder le traitement du grand nombre d'excitations correspondant aux niveaux du noyau composé. Cependant, les calculs présentés dans ce chapitre, constituent, dans un cas réaliste, une mise en évidence microscopique des effets de résonance, décrits habituellement dans le cadre du noyau composé.

## CONCLUSION

Notre travail a porté sur l'étude de la diffusion des neutrons de basse énergie par les noyaux, et principalement sur la détermination microscopique des longueurs de diffusion des neutrons thermiques, dans le formalisme du modèle des couches étendu aux états à un nucléon dans le continu.

L'analyse des expériences de diffusion nucléon-noyau à plus haute énergie, en particulier l'étude de la dépendance en spin des amplitudes de diffusion, nécessiterait l'introduction d'autres voies de réaction que celles que nous avons considérées. On devrait ainsi inclure dans les calculs, d'une part des états individuels de moment orbital  $l$  plus élevé, et d'autre part le spectre d'excitation du noyau cible. En fait, notre expérience acquise avec ce travail montre qu'en ne considérant que la voie de réaction définie par le fondamental de la cible et l'onde  $s$  de diffusion, on atteint les limites du modèle. Les principales limitations de ce formalisme microscopique sont en effet de deux types :

- celles inhérentes au modèle, en particulier la troncature de l'espace de configurations aux états ayant au plus un nucléon dans le continu.
- et celles communes à toutes les approches microscopiques de la théorie des réactions nucléaires, à savoir : faire face non seulement aux difficultés relatives aux problèmes de structure nucléaire, mais également à celles du traitement du continu.

Néanmoins, le travail présenté est une étape nécessaire à la description de réactions plus complexes en terme de la force nucléon-nucléon. Nous avons mis en évidence les effets importants due à l'antisymétrisation et aux résonances.

Dans le formalisme utilisé, les états où tous les nucléons sont liés et ceux où une particule est dans le continu, sont décrits de manière cohérente dans un cadre unique au moyen d'une même interaction à deux corps. Cette même description s'applique également aux états de la cible qui sont ceux du modèle des couches, utilisés dans les calculs de spectroscopie nucléaire.

L'originalité de ce formalisme est de permettre un traitement rigoureux de l'antisymétrisation de l'ensemble cible plus neutron incident. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à l'étude des effets dus à l'antisymétrisation. Ceux-ci se sont révélés importants pour tous les noyaux considérés.

Le traitement de l'antisymétrisation dans le cas des noyaux magiques  $C^{12}$ ,  $O^{16}$  et  $Ca^{40}$ , ainsi que dans celui des noyaux voisins de spin non nul,  $C^{13}$  et  $O^{17}$ , a été étudié dans le cadre d'un modèle simple d'espace de configurations restreint. Les résultats obtenus pour les longueurs de diffusion et les déphasages de l'onde s, calculés en utilisant une force nucléon-nucléon effective de type Serber, sont en accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales. Les effets des corrections d'antisymétrisation avec l'état 1s occupé dans les noyaux cibles, sont de l'ordre de 10 à 15 % sur les valeurs des longueurs de diffusion et sont très faibles sur celles des déphasages de l'onde s. Dans le cas du  $Ca^{40}$ , la correction d'antisymétrisation lorsque l'état 2s est occupé est importante. Il est vraisemblable que l'utilisation dans ce cas, d'un potentiel à un corps réaliste, de type Wood-Saxon, au lieu d'un potentiel d'oscillateur harmonique, réduirait l'effet de ces corrections. Ce résultat est général : les corrections d'antisymétrisation sont d'autant plus faibles que le champ moyen qui définit les états liés à une particule dans notre modèle, est plus proche du potentiel calculé vu par le neutron incident.

Pour le  $F^{19}$ , nous avons étudié le traitement de l'antisymétrisation dans le cas où les états de la cible sont décrits par un mélange de configurations. Ce problème n'avait pas encore été abordé pour la diffusion élastique. Les effets des résonances du noyau composé, dus au couplage par l'intermédiaire de l'interaction résiduelle entre les états du modèle des couches d'énergie voisine de celle considérée, et l'état à un nucléon dans le continu sont très importants. Les résonances observées ne sont pas significatives, elles sont en effet très liées au modèle d'espace de configurations adopté, ainsi qu'aux paramètres de la force à deux corps utilisée. Il devient alors très difficile de faire des prédictions sur les longueurs de diffusion. Les configurations liées introduites sont d'une part trop simples et donc fortement couplées à la voie de diffusion, et d'autre part en nombre trop réduit, pour reproduire les résonances expérimentales.

Enfin, aux physiciens du solide qui avaient suscité ce travail, nous apportons une réponse partielle concernant le paramètre B de dépendance en spin des longueurs de diffusion nucléaires. Nous prédisons en effet la valeur de B pour les noyaux  $C^{13}$  et  $O^{17}$  pour lesquels malheureusement les mesures sont délicates mais non irréalisables.

