UN POTENTIEL SÉPARABLE POUR L'INTERACTION NUCLÉON-NUCLÉON

Par TH. HAMMANN, G. OBERLECHNER, G. TRAPP,

Département de Physique Nucléaire Théorique, Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg-Cronenbourg,

et J. YOCCOZ,

Université de Grenoble.

Résumé. — Un potentiel non local séparable est présenté, qui reproduit les déphasages S , P et D de la diffusion nucléon-nucléon jusqu'à 350 MeV. Ce potentiel contient des termes fortement répulsifs et de courte portée. L'énergie de liaison de la matière nucléaire infinie est calculée à l'aide de la matrice de réaction G de Brueckner-Goldstone. La saturation est obtenue pour une densité correspondant au moment de Fermi $k_F = 1,65 \text{ fm}^{-1}$, avec une énergie de liaison moyenne par particule de -18 MeV .

Abstract. — A non-local separable potential is presented, which reproduces S , P and D wave phase shifts for nucleon-nucleon scattering up to 350 MeV. This potential contains very strong and short-ranged terms. As a preliminary theoretical test, the binding energy of nuclear matter is calculated using the reaction matrix G of the Brueckner-Goldstone theory. Saturation is found at a density corresponding to a Fermi momentum $k_F = 1.65 \text{ fm}^{-1}$, with an average binding energy per particle of -18 MeV .

Introduction. — Les meilleurs potentiels nucléon-nucléon dont on dispose sont déterminés à partir des données expérimentales du système de deux nucléons. Ils sont très souvent caractérisés par un cœur central fortement répulsif permettant de rendre compte de la diffusion nucléon-nucléon à haute énergie. La description des noyaux avec de telles interactions ne peut se faire dans le cadre de l'approximation de Hartree-Fock, et il faut faire appel aux méthodes de Brueckner-Bethe-Goldstone [1].

Pour éviter ces méthodes et dans l'espoir d'utiliser les techniques de perturbation usuelles, certains auteurs [2] ont suggéré de remplacer le cœur répulsif par des potentiels non locaux ou dépendant des vitesses. Ainsi le potentiel de Green [3], fonction quadratique des vitesses, reproduit correctement les déphasages à haute énergie; mais il a été montré que la convergence de la série de perturbation est trop lente dans la matière nucléaire infinie [4].

Récemment, Tabakin [5] a proposé comme interaction nucléon-nucléon une somme de potentiels séparables décrivant la diffusion libre de deux nucléons jusqu'à 320 MeV. Cependant, le calcul de l'énergie de liaison de la matière nucléaire avec la matrice de réaction de Brueckner [6] montre que ce potentiel n'assure pas non plus une convergence rapide de la série de perturbation.

Dans ce travail, nous proposons un potentiel non local, séparable, reproduisant au mieux les déphasages S , P et D de la diffusion nucléon-nucléon entre 0 et 350 MeV. Ce potentiel ne peut servir d'interaction effective dans l'étude des noyaux car il contient des termes fortement répulsifs et de courte portée. Cepen-

dant, la séparabilité du potentiel a l'avantage de permettre un traitement exact du problème à deux ou trois nucléons et n'introduit pas, dans le problème à N nucléons, de difficultés supplémentaires dues à la nature tensorielle de la force d'interaction.

En partant d'un calcul self-consistant de la matrice de réaction de Brueckner, nous étudions dans quelle mesure ce potentiel rend compte des propriétés de saturation de la matière nucléaire et nous discutons les résultats obtenus.

1. Le potentiel. — Dans la suite, $\mathbf{L}$, $\mathbf{S}$ et $\mathbf{J}$ désignent le moment angulaire, le spin total et le moment cinétique total de deux nucléons dans le système de leur centre de masse. Le potentiel d'interaction le plus général commute avec $\mathbf{J}$ et $\mathbf{S}^2$, et dans l'hypothèse de l'indépendance de charge, avec le spin isotopique total $\mathbf{T}$.

Si $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ désigne la position relative des deux nucléons, le potentiel peut se mettre sous la forme suivante :

$$\langle \mathbf{r} | V | \mathbf{r}' \rangle = \sum_{LL'SJTM} V_{LL'S}^{JT}(r, r') \mathcal{Y}_{LSJ}^M(\hat{\mathbf{r}}) \mathcal{Y}_{L'SJ}^{*M}(\hat{\mathbf{r}}') P_T \quad (1.1)$$

où $r = |\mathbf{r}|$, P_T est le projecteur sur l'état de spin isotopique T et les fonctions $\mathcal{Y}_{LSJ}^M(r)$ sont les fonctions propres de $\mathbf{L}^2$, $\mathbf{S}^2$, $\mathbf{J}^2$ et J_z

$$\mathcal{Y}_{LSJ}^M(\hat{\mathbf{r}}) = \sum_{MLMS} \langle LM_L SM_S | JM \rangle Y_L^{ML}(\hat{\mathbf{r}}) \chi_S^{MS} \quad (1.2)$$

où $Y_L^{ML}(\hat{\mathbf{r}})$ est l'harmonique sphérique usuelle, et χ_S^{MS} la fonction des variables du spin total.

Chaque terme ($LL'SJTM$) dans le second membre de (1.1) projetée sur un état propre de $\mathbf{J}^2$, J_z , $\mathbf{S}^2$, $\mathbf{L}^2$ et $\mathbf{T}^2$. En vertu du principe de Pauli, ce terme n'est différent de zéro que si

$$(-1)^{L+S+T} = (-1)^{L'+S+T} = -1. \quad (1.3)$$

Si le potentiel V est local

$$\langle \mathbf{r} | V | \mathbf{r}' \rangle = V(\mathbf{r}) \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$$

les fonctions $V_{LL'S}^{JTM}(r, r')$ contiennent un facteur $\delta(r - r')$.

Cependant, nous faisons le choix d'un potentiel non local, mais séparable en posant (les indices JTS étant sous-entendus)

$$V_{LL'}(r, r') = \sum_{i=1}^2 A_{iLL'} \cdot v_{iL}(r) \cdot v_{iL'}(r') \quad (1.4)$$

où les fonctions $v_{iL}(r)$ sont réelles et les constantes $A_{iLL'}$ vérifient la relation

$$A_{iL'L} = A_{iLL'} \quad (i = 1, 2)$$

pour assurer l'hermiticité de V .

Ainsi $V_{LL'}(r, r')$ se présente sous la forme d'une somme de deux termes séparables, ceci pour permettre simultanément une attraction et une répulsion dans certains états.

2. Résolution de l'équation de Schrödinger.

Dans le système du centre de masse de deux nucléons, l'onde stationnaire de diffusion $\psi^{J_z=M, T_z}$ est solution de l'équation de Schrödinger

$$\left(\frac{\hbar^2}{M} \Delta + E \right) \psi^{M, T_z}(\mathbf{r}) = \int \langle \mathbf{r} | V | \mathbf{r}' \rangle \psi^{M, T_z}(\mathbf{r}') d^3 \mathbf{r}' \quad (2.1)$$

où M est la masse du nucléon, $2E$ l'énergie dans le système du laboratoire. La décomposition en ondes partielles de $\psi^{MT_z}(\mathbf{r})$

$$\psi^{MT_z}(\mathbf{r}) = \sum_{LSJT} \frac{u_{LSJT}(r)}{r} \mathcal{Y}_{LSJ}^M(\hat{r}) \chi_T^{T_z} \quad (2.2)$$

où $\chi_T^{T_z}$ est la fonction des variables de l'isospin, conduit, avec les expressions (1.1) et (1.4) pour $\langle \mathbf{r} | V | \mathbf{r}' \rangle$, à l'équation radiale suivante pour u_{LSJT}

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} \right) u_L(r) = \sum_{i=1}^2 \sum_{L'} B_{iLL'} v_{iL}(r) \lambda_{iL'} \quad (2.3)$$

où l'on a posé $E = \hbar^2 k^2 / M$, $A_{iLL'} = \hbar^2 B_{iLL'} / M$,

$$\lambda_{iL} = \int_0^\infty r dr v_{iL}(r) u_L(r). \quad (2.4)$$

Dans (2.3) et (2.4), les indices (JTS) sont sous-entendus. En fait, la sommation sur l'indice L' dans le second membre de (2.3) est limitée par

$$|J - S| \leq L' \leq J + S \quad \text{et la condition (1.3).}$$

La solution régulière en $r = 0$ de l'équation (2.3) s'écrit [7]

$$u_L(r) = \text{Const. } r j_L(kr) + kr n_L(kr) \int_0^r j_L(kr') F(r') r' dr' + kr j_L(kr) \int_r^\infty n_L(kr') F(r') r' dr' \quad (2.5)$$

$j_L(kr)$ et $n_L(kr)$ sont les fonctions de Bessel et Newman sphériques, et $F(r)$ représente le second membre de (2.3).

En reportant l'expression (2.5) de $u_L(r)$ dans (2.4), on obtient un système d'équations linéaires pour les constantes λ_{iL} , système dont la résolution donne l'expression définitive des fonctions radiales $u_L(r)$.

Deux cas sont à distinguer :

a) Si $S = 0$ ou $S = 1$ et $L = J$, la sommation sur l'indice L' dans (2.3) est limitée à $L' = L$ et le comportement asymptotique de $u_L(r)$

$$u_L(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \text{Const} \times \sin(kr - L\pi/2 + \delta_L) \quad (2.6)$$

détermine le déphasage $\delta_{L=J}$.

b) Lorsque $S = 1$ et $L = J \pm 1$, les équations radiales (2.3) pour $L = J + 1$ et $L = J - 1$ sont couplées. Il existe [7] dans ce cas deux systèmes de solutions dont le comportement asymptotique en $r \rightarrow \infty$

$$\left. \begin{aligned} u_{L=J-1}(r) &\rightarrow \cos \epsilon_J \times \sin(kr - (J-1)\pi/2 + \delta_{J-1}) \\ u_{L=J+1}(r) &\rightarrow + \sin \epsilon_J \times \sin(kr - (J+1)\pi/2 + \delta_{J-1}) \\ \text{et} \\ u_{L=J-1}(r) &\rightarrow - \sin \epsilon_J \times \sin(kr - (J-1)\pi/2 + \delta_{J+1}) \\ u_{L=J+1}(r) &\rightarrow \cos \epsilon_J \times \sin(kr - (J+1)\pi/2 + \delta_{J+1}) \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

détermine les déphasages δ_{J-1} , δ_{J+1} et le coefficient de couplage ϵ_J de ces états.

Dans cette étude, nous nous sommes limités à un potentiel n'agissant que dans les états relatifs, S , P et D du système nucléon-nucléon. Par conséquent, $L, L' = 0, 1, 2$ dans le second membre de (1.1). Pour reproduire les déphasages δ_L , les formes simples suivantes ont été choisies pour les fonctions $v_{iL}(r)$:

$$v_{iL}(r) = r^{L-1} e^{-\alpha_{iL} r}. \quad (2.8)$$

Dans le cas a), les constantes B_{iLL} sont déterminées de façon unique lorsque les portées α_i sont fixées et que l'on impose la valeur numérique du déphasage δ_L pour deux valeurs différentes de l'énergie. En faisant varier ensuite les portées α_i , on trouve rapidement le meilleur accord avec les résultats expérimentaux [8] pour une énergie variant de 0 à 350 MeV.

Dans l'étude des ondes couplées 3S_1 et 3D_1 , nous avons d'abord posé $B_{i02} = 0$ ($i = 1, 2$). Les autres paramètres sont alors déterminés comme dans le cas a). Ceci permet de trouver les meilleures portées α_{iL} , et la variation, dans une deuxième étape, des paramètres $B_{iL'L}$ autour des valeurs précédemment déterminées, conduit au meilleur accord possible avec les résultats expérimentaux.

Les résultats obtenus sont représentés sur les figures 1 à 10 où les valeurs des portées α_i et des paramètres $B_{iLL'}$ correspondants sont indiqués. Dans le

FIG. 1. — Déphasages 1S_0 :

$$\alpha_1 = 1,62 \text{ fm}^{-1} \quad \alpha_2 = 6,2 \text{ fm}^{-1}$$

$$B_1 = -18,6 \text{ fm}^{-3} \quad B_2 = 2\,916 \text{ fm}^{-3}.$$

La longueur de collision est $a_c = -23,8 \text{ fm}$ et la portée effective est $r_0 = 2,49 \text{ fm}$.

FIG. 2. — Déphasage 3S_1 :

$$\alpha_1 = 2,2 \text{ fm}^{-1} \quad \alpha_2 = 3,4 \text{ fm}^{-1}$$

$$B_1 = -103,00 \text{ fm}^{-3} \quad B_2 = 340,00 \text{ fm}^{-3}.$$

La longueur de collision est $a_{ot} = 6,9 \text{ fm}$ et la portée effective est $r_0 = 1,75 \text{ fm}$.

FIG. 5. — Déphasage 3P_0 :

$$\alpha_1 = 1,75 \text{ fm}^{-1} \quad \alpha_2 = 4,6 \text{ fm}^{-1}$$

$$B_1 = -29,3 \text{ fm}^{-5} \quad B_2 = 33\,400 \text{ fm}^{-5}.$$

Déphasage 3P_2 :

$$\alpha_1 = 2,00 \text{ fm}^{-1} \quad \alpha_2 = 3,00 \text{ fm}^{-1}$$

$$B_1 = -8,5 \text{ fm}^{-5} \quad B_2 = -166 \text{ fm}^{-5}.$$

FIG. 3. — Déphasage 3D_1 :

$$\alpha_1 = 1,32 \text{ fm}^{-1} \quad \alpha_2 = 2,65 \text{ fm}^{-1}$$

$$B_1 = 0,99 \text{ fm}^{-7} \quad B_2 = 445,5 \text{ fm}^{-7}.$$

FIG. 4. — Couplage 3S_1 - 3D_1 :

$$B_1 = -0,4 \text{ fm}^{-5} \quad B_2 = -70 \text{ fm}^{-5}.$$

FIG. 6. — Déphasage 3P_1 :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,5 \text{ fm}^{-1} & \alpha_2 &= 3,5 \text{ fm}^{-1} \\ B_1 &= 4,3 \text{ fm}^{-5} & B_2 &= 1\,860 \text{ fm}^{-5}. \end{aligned}$$

FIG. 7. — Déphasage 1P_1 :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,54 \text{ fm}^{-1} & \alpha_2 &= 2,55 \text{ fm}^{-1} \\ B_1 &= -8,8 \text{ fm}^{-5} & B_2 &= 601 \text{ fm}^{-5}. \end{aligned}$$

FIG. 9. — Déphasage 3D_2 :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,22 \text{ fm}^{-1} & \alpha_2 &= 2,48 \text{ fm}^{-1} \\ B_1 &= -0,45 \text{ fm}^{-7} & B_2 &= -169,0 \text{ fm}^{-7}. \end{aligned}$$

FIG. 10. — Déphasage 3D_3 :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,3 \text{ fm}^{-1} & \alpha_2 &= 2,28 \text{ fm}^{-1} \\ B_1 &= -0,06 \text{ fm}^{-7} & B_2 &= -15,2 \text{ fm}^{-7}. \end{aligned}$$

jeu ainsi trouvé, certains termes du potentiel sont fortement répulsifs et de courte portée, ce qui exclut l'emploi, dans l'étude des noyaux, des méthodes de perturbations courantes.

3. Matière nucléaire. — Pour étudier dans quelle mesure le potentiel considéré rend compte des pro-

FIG. 8. — Déphasage 1D_2 :

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 1,33 \text{ fm}^{-1} & \alpha_2 &= 3,45 \text{ fm}^{-1} \\ B_1 &= -0,247 \text{ fm}^{-7} & B_2 &= -1\,035 \text{ fm}^{-7}. \end{aligned}$$

priétés de saturation de la matière nucléaire, l'énergie de liaison moyenne par particule est calculée au premier ordre en G , où G est la matrice de réaction de Brueckner, définie par l'équation

$$G(\mathbf{k}', \mathbf{k}, \mathbf{K}) = V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) - \int_{|\mathbf{k}'' \pm \mathbf{K}/2| > k_F} d^3 \mathbf{k}'' V(\mathbf{k}', \mathbf{k}'') \frac{1}{e(\mathbf{k}'', \mathbf{k}, \mathbf{K})} G(\mathbf{k}'', \mathbf{k}, \mathbf{K}) \quad (3.1)$$

où k_F est le moment de Fermi, $\mathbf{k}$ et $\mathbf{k}'$ les impulsions relatives initiale et finale de deux nucléons interagissant dans la matière nucléaire, $\mathbf{K}$ leur impulsion totale et

$$e(\mathbf{k}'', \mathbf{k}, \mathbf{K}) = E(\mathbf{k}'' + \mathbf{K}/2) + E(\mathbf{K}/2 - \mathbf{k}'') - E(\mathbf{k} + \mathbf{K}/2) - E(\mathbf{K}/2 - \mathbf{k}) \quad (3.2)$$

$E(k)$ étant l'énergie d'un nucléon d'impulsion $\mathbf{k}$.

D'autre part

$$V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \int \frac{e^{-i\mathbf{k}' \cdot \mathbf{r}'}}{(2\pi)^{3/2}} \langle \mathbf{r}' | V | \mathbf{r} \rangle \frac{e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}}{(2\pi)^{3/2}} d^3 \mathbf{r} d^3 \mathbf{r}'$$

a la même structure séparable que $\langle \mathbf{r}' | V | \mathbf{r} \rangle$:

$$V(\mathbf{k}', \mathbf{k}) = \frac{2}{\pi} \sum_{L'LM} A_{\mu L' L} v_{\mu L'}(k') v_{\mu L}(k) (-i)^{L'-L} \mathcal{Y}_{L'SJ}^M(\hat{k}') \mathcal{Y}_{L'SJ}^{M*}(\hat{k}) P_T \quad (3.3)$$

où μ désigne l'ensemble des indices ($iJTS$), $k = |\mathbf{k}|$

$$v_{\mu L}(k) = \frac{L!(2k)^L}{(k^2 + \alpha_\mu^2)^{L+1}} \quad L = 0, 1, 2. \quad (3.4)$$

Il a été montré [6] que le calcul de G est simple lorsque l'interaction V est séparable, les seules difficultés provenant de la définition des énergies individuelles $E(\mathbf{k})$ et de l'intégration.

Nous choisissons, comme dans I, un spectre de référence [9] de la forme :

$$E(\mathbf{k}) = A_1 k^2 + B_1 \quad (3.5 a)$$

pour les états intermédiaires ($k > k_F$), et un spectre approché

$$E(\mathbf{k}) = A_2 k^2 + B_2 \quad (3.5 b)$$

pour les états occupés ($k \leq k_F$).

Les constantes A_1 , B_1 , A_2 , B_2 sont déterminées de telle sorte que les expressions (3.5) soient consistantes avec la définition de $E(\mathbf{k})$ à partir de G :

$$E(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} + U(\mathbf{k})$$

$$U(i) = \sum_n (\langle ni | G | ni \rangle - \langle ni | G | in \rangle) \quad (3.6)$$

où $i \equiv (\mathbf{k}, s_z, t_z)$, s_z et t_z étant les variables de spin et d'isospin, et n l'indice des états occupés. Le choix (3.6) de $U(i)$ doit compenser les contributions des diagrammes du troisième ordre en G de la figure 11 [9]. Comme il est montré dans B.B.P., le

FIG. 11. — Diagrammes du troisième ordre.

calcul de $\langle in | G | in \rangle$ se fait différemment suivant que i est un état occupé m (fig. 11 a) ou un état inoccupé b (fig. 11 b). Dans le premier cas, G est calculée sur la couche d'énergie, le dénominateur $e(\mathbf{k}'', \mathbf{k}, \mathbf{K})$ dans (3.1) étant donné par (3.2) avec :

$$\mathbf{k}'' = \frac{1}{2} (\mathbf{k}_m - \mathbf{k}_n) \quad \mathbf{K} = \mathbf{k}_m + \mathbf{k}_n$$

soit, en introduisant les masses effectives $m_1^* = \hbar^2/2MA_1$, $m_2^* = \hbar^2/2MA_2$ et le saut $\Delta = Mm_1^*(B_1 - B_2)/(\hbar^2 \cdot k_F^2)$

$$e(\mathbf{k}'', \mathbf{k}, \mathbf{K}) = \frac{\hbar^2}{Mm^*} \left[k''^2 - \frac{m_1^*}{m_2^*} k^2 + 2\Delta \cdot k_F^2 + \frac{K^2}{4} \left(1 - \frac{m_1^*}{m_2^*} \right) \right]. \quad (3.7)$$

Dans le second cas, la définition (3.1) de G est en dehors de la couche d'énergie : l'expression (3.2) de e , où $2\mathbf{k} = \mathbf{k}_b - \mathbf{k}_n$, $\mathbf{K} = \mathbf{k}_b + \mathbf{k}_n$, doit être augmentée de la quantité

$$H = E(a) + E(b) - E(l) - E(m) \quad (3.8)$$

qui dépend des états l et m ($\mathbf{k}_a = \mathbf{k}_l + \mathbf{k}_m - \mathbf{k}_b$) apparaissant dans le diagramme b de la figure 11. Les calculs ont montré que cette dépendance de H en l et m influe peu sur l'énergie potentielle $U(b)$. En conséquence, la détermination des constantes A_1 et B_1 a été faite en remplaçant H par sa valeur moyenne sur les états occupés l et m ($k_l^2 = k_m^2 = 0,6 k_F^2$) :

$$H \simeq \frac{\hbar^2}{Mm_1^*} \left(k_b^2 + 0,6 k_F^2 \left(1 - \frac{m_1^*}{m_2^*} \right) + 2\Delta \cdot k_F^2 \right). \quad (3.9)$$

Dans la suite des calculs, nous avons fait l'approximation $\mathbf{K} = 0$, la matrice G étant une fonction lentement variable de K [6].

Pour déterminer les constantes A_1 , B_1 , A_2 , B_2 , le moment de Fermi k_F a été fixé, dans une première étape, à la valeur $k_F = 1,4 \text{ fm}^{-1}$. Un bon accord

est alors obtenu entre (3.5) et (3.6) avec les valeurs $m_1^* = 0,57$, $m_2^* = 0,55$ et $\Delta = 0,08$. Cependant, le calcul de l'énergie de liaison moyenne par particule avec ces valeurs des masses effectives et du saut met en évidence (fig. 12) une densité de saturation correspondant à la valeur $k_F = 1,7 \text{ fm}^{-1}$.

FIG. 12. — Courbe de l'énergie de liaison par particule :

- (a) $m^* = 0,57$ $m^* = 0,55$ $\Delta = 0,08$
- (b) $m^* = 0,50$ $m^* = 0,48$ $\Delta = 0,08$.

L'étude self-consistante des énergies individuelles a été répétée dans une deuxième étape, pour plusieurs valeurs de k_F entre 1,4 et 1,7 fm^{-1} . Les résultats obtenus pour $k_F = 1,65 \text{ fm}^{-1}$

$$m_1^* = 0,50 \quad m_2^* = 0,48 \quad \Delta = 0,08$$

conduisent à un minimum de -18 MeV pour l'énergie de liaison par particule, à la densité de saturation correspondant à $k_F = 1,65 \text{ fm}^{-1}$ (fig. 12). Les expressions correspondantes (3.6) de $U(m)$ et $U(b)$ sont reportées sur les figures 13 et 14 respectivement. Les plus fortes contributions au calcul de G proviennent, à cause de la forme analytique du potentiel considéré, des états intermédiaires situés au voisinage de la surface de Fermi. En conséquence, l'accord entre le spectre de référence et le spectre réel (fig. 14) a été recherché pour les valeurs de l'impulsion comprises entre k_F et $2k_F$. Enfin, le saut réel à la surface de Fermi (20 MeV) est comparable à celui obtenu par Sprung [10] avec des potentiels nucléon-nucléon de type local.

FIG. 13. — Énergie potentielle des états occupés. Courbes

- (a) Calculée.
- (b) Théorique.

FIG. 14. — Énergie potentielle des états inoccupés. Courbes :

- (a) Calculée.
- (b) Théorique.

Conclusion. — Nous avons déterminé, dans ce travail, un potentiel non local, séparable, qui décrit correctement la diffusion libre nucléon-nucléon jusqu'à 350 MeV. Grâce à la séparabilité du potentiel, le calcul de la matrice G de Brueckner est simple dans la matière nucléaire infinie. L'énergie de liaison par

particule calculée au premier ordre en G est -18 MeV à la densité de saturation correspondant au moment de Fermi $k_F = 1,65 \text{ fm}^{-1}$. Il serait intéressant de voir dans quelle mesure ce potentiel rend compte des propriétés des noyaux finis.

Manuscrit reçu le 27 avril 1967.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] BRUECKNER (K. A.) et LEVINSON, *Phys. Rev.*, 1955, **97**, 1344.
BETHE (H. A.), *Phys. Rev.*, 1956, **103**, 1353.
GOLDSTONE (J.), *Proc. Roy. Soc. (London)*, 1957, A **239**, 267.
 - [2] RAZAVY (M.), FIELD (G.) et LEVINGER (J. S.), *Phys. Rev.*, 1962, **125**, 269.
 - [3] GREEN (A. M.), *Nucl. Physics*, 1962, **33**, 218.
 - [4] DA PROVIDENCIA (J.), *Nucl. Physics*, 1963, **40**, 321.
 - [5] TABAKIN (F.), *Ann. of Physics*, 1964, **30**, 51.
 - [6] OBERLECHNER (G.), TRAPP (G.) et YOCOZ (J.), *J. Physique*, 1967, **28**, 277.
 - [7] WU (F. Y.), OHMURA (T.), « *Quantum Theory of Scattering* » (1962), Prentice-Hall Inc. Englewood Cliffs N-J.
 - [8] ARNDT (Richard A.), MAC GREGOR (Malcolm H.), *Phys. Rev.*, 1966, **141**, 3873.
 - [9] BETHE (H. A.), BRANDOW (B. H.) et PETSCHKE (A. G.), *Phys. Rev.*, 1963, **129**, 225 (appelé ici B.B.P.).
 - [10] SPRUNG (Donald W. L.), *Ann. of Physics*, 1965, **31**, 432.
-