

## MÉCANISMES DE TRANSFERT À UN NUCLÉON (\*)

R. DA SILVEIRA

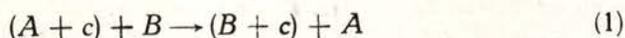
Institut de Physique Nucléaire — Division de Physique Théorique (\*\*\*) — BP 1 — 91 Orsay

**ABSTRACT** — A theoretical approach of heavy ion transfer reactions is given using Glauber approximation.

**RÉSUMÉ** — On donne une formulation des réactions de transfert entre ions lourds en partant de l'approximation de Glauber.

### INTRODUCTION

Le transfert d'un nucléon est le processus le plus fréquent parmi les réactions de réarrangement entre ions lourds. Nous le représentons schématiquement par :



où  $c$  est le nucléon initialement attaché au coeur  $A$  avec lequel il constitue le projectile  $A' = A + c$  et qui, capturé par  $B$ , va constituer le noyau  $B' = B + c$ .

Après les premiers travaux de REYNOLDS, SCOTT & ZUCKER (1) et de CHACKETT & FREMLIN (2), le transfert d'un neutron ou d'un proton a fait l'objet de nombreuses expériences (3-16). L'accumulation aujourd'hui d'un grand nombre de résultats, tant aux énergies inférieures qu'aux énergies au-delà de la barrière de Coulomb, permet de se

---

(\*) Exposé général présenté lors de la Session d'Études : « Sur la Physique et la Production des Ions Lourds », La Plagne, mars 1969.

(\*\*) Laboratoire associé au C. N. R. S.

faire une idée de l'utilité d'un tel processus comme outil de travail en Physique Nucléaire.

On peut en particulier se demander dans quelle mesure à l'heure actuelle l'exploitation théorique de ces expériences est susceptible d'apporter des renseignements sur des sujets aussi importants que :

- a) La spectroscopie liée au nucléon transféré,
- b) Le mécanisme de réaction et la structure de la surface nucléaire.

La donnée en valeur absolue des distributions angulaires constitue le point de départ de l'étude des réactions de transfert. Ainsi, toute approche théorique du processus doit contenir simultanément a) et b) comme ingrédients fondamentaux. Toutefois, un traitement complet du problème étant à présent inexistant, il est intéressant de savoir quelles sont les données où les hypothèses sur a) et b), auxquelles les résultats expérimentaux sont particulièrement sensibles. Par exemple :

- 1) Peut-on déterminer par simple examen des distributions angulaires le moment angulaire transféré, ou encore,
- 2) Peut-on, à partir des distributions angulaires, tester les hypothèses émises sur le mécanisme de réaction sans pour autant traiter simultanément et exhaustivement le côté spectroscopique du problème ?

Pour tenter de répondre à ces questions, on examinera rapidement l'allure des résultats expérimentaux pour ensuite discuter les différentes méthodes d'approche du problème, en mettant l'accent sur le transfert bien au dessus de la barrière de Coulomb.

Pour ce qui est du transfert sous Coulombien, l'exposé sera très bref. Pour une vue d'ensemble de la situation théorique à ces énergies, on peut consulter les références (17) et (18), où l'on trouvera aussi une grande partie de la bibliographie originale.

## 1 — LE TRANSFERT SOUS LA BARRIÈRE DE COULOMB

En physique des ions lourds, il est d'usage courant de caractériser l'allure en fonction de l'énergie des distributions angulaires, pour la donnée du paramètre de Sommerfeld  $\eta$ .  $Z_1$  et  $Z_2$  étant les nombres de

charge du projectile et de la cible respectivement,  $m$  leur masse réduite et  $v$  leur vitesse relative à l'infini,  $\eta$  s'écrit :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}.$$

Lorsque les conditions expérimentales sont telles que  $\eta$  est très grand ( $\eta \sim 30$ ) les distributions angulaires présentent une allure sans structure avec un maximum prononcé, aux grands angles. L'emplacement de ce maximum varie, pour une réaction donnée, systématiquement en fonction de l'énergie. Enfin, à la limite des très faibles énergies, l'emplacement de ce maximum tend vers  $\pi$ , les particules émergentes sont diffusées vers l'arrière. C'est le transfert au voisinage ou sous la barrière de Coulomb.

L'interprétation théorique de ces résultats est hautement facilitée par le fait que l'inégalité  $\eta \gg 1$  traduit la condition que l'on doit satisfaire pour traiter en approximation classique (19) la diffusion dans un champ de Coulomb. BREIT & EBEL (20) ont les premiers utilisé cette approximation pour traiter les réactions de transfert par ions lourds.

Si l'on veut aborder le problème du point de vue quantique, on constate que les moyens d'approche restent très restreints. Il est donc naturel de voir étendre aux ions lourds (21-26) une méthode comme l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA) qui s'était avérée utile dans l'étude de réactions mettant en jeu des projectiles beaucoup plus légers, tels que  $d$ ,  $He^3$  et  $\alpha$ . Pour autant qu'il soit justifié d'appliquer aux ions lourds la DWBA, le fait qu'aux faibles énergies l'interaction de Coulomb domine la diffusion, permet de traiter sans ambiguïté les ondes distordues. Celles-ci sont alors, tout simplement, les ondes de Coulomb. Cette situation est à comparer à celle que l'on rencontre à grande énergie où la distortion provient alors en grande partie du potentiel nucléaire. Dans ce dernier cas, le nombre de paramètres dont on dispose est tel que l'on est en droit de se demander si un bon accord avec l'expérience est réellement significatif.

Si les distributions angulaires du transfert sous coulombien ne comportent pas de structure, cela signifie que le moment angulaire transféré n'y laisse pas de signature apparente. Toutefois, la possibilité de pouvoir attribuer aux sections efficaces calculées en DWBA une valeur absolue devrait permettre, d'une part, d'éliminer cet inconvénient, d'autre part, une détermination des facteurs spectroscopiques. On rencontre d'ailleurs une situation analogue dans la réaction de *stripping* du deuton aux énergies sous-coulombiennes (27).

## 2 — LE TRANSFERT AU-DESSUS DE LA BARRIÈRE DE COULOMB

Lorsqu'on dispose dans le système du centre de masse projectile-cible d'une énergie supérieure à la barrière de Coulomb, on constate que le maximum des distributions angulaires signalé plus haut s'accroît, tout en se déplaçant vers les petits angles de diffusion. Ensuite, l'énergie croissant, les courbes sans structure font place à une suite d'oscillations dont l'amplitude devient très faible aux grandes énergies.

Ce dernier aspect des résultats expérimentaux n'est pas encore très clair à l'heure actuelle. Il faut en effet un ensemble de données expérimentales très précises pour pouvoir localiser les maxima et les minima dans des oscillations de faible amplitude. D'autre part, l'amplitude des oscillations, à plus faible énergie, semblant déjà décroître aux grands angles, il serait intéressant de compléter les résultats en question par des données sur la diffusion vers l'avant. Dans le meilleur des cas  $B^{11}$  ( $N^{14}$ ,  $C^{13}$ )  $C^{12}$  (14-b),  $E_L = 113$  MeV les résultats expérimentaux ne descendent pas au dessous de  $13^\circ$  (CM).

L'existence d'oscillations dans les distributions angulaires fait de suite penser à un mécanisme où l'absorption joue un rôle fondamental. En effet, dès que les deux noyaux lourds en diffusion se trouvent séparés l'un de l'autre d'une distance avoisinant la somme de leurs rayons, un grand nombre de voies de réactions, autres que le transfert, deviennent possibles. Cette circonstance, alliée au fait que les fonctions d'onde d'état lié du nucléon transféré décroissent exponentiellement en dehors de la surface nucléaire, font des réactions de transfert un exemple typique des mécanismes de surface.

L'existence d'une structure dans les distributions angulaires laisse penser à une connexion simple entre celle-ci et le moment angulaire transféré au cours de la réaction. Toutefois cette connexion se présente pour le transfert d'un nucléon entre ions lourds avec plus d'ambiguïté que dans le cas du *stripping*, car dans cette réaction le projectile transfère à la cible la moitié de sa masse. Examinons la situation plus en détail dans le cas des ions lourds.

La réaction a lieu, grosso modo, comme il vient d'être dit, au contact des surfaces projectile-cible. C'est dire, dans un langage semi-classique, que les moments angulaires relatifs contribuant le plus se répartissent au voisinage de  $L \sim kR$ , où  $R$  est la somme des rayons des deux noyaux, et  $k$  le nombre d'ondes pour le mouvement relatif.

Dans le cas des ions lourds disposant dans leur centre de masse d'une énergie bien supérieure à la barrière de Coulomb, on atteint facilement de très grandes valeurs de  $L$ . Il faudrait alors des transferts de moment angulaire très élevés pour modifier sensiblement les conditions cinématiques initiales du mouvement relatif. Cette situation, alliée au fait que la masse transférée, un nucléon, est petite devant la masse des deux coeurs  $A$  et  $B$  (1) entre lesquels le transfert a lieu, a conduit différents auteurs — KAMMURI (28), KALINKIN & GRABOVSKI (29), STRUTINSKI (30) et FRAHN & VENTER (31) — à traiter le transfert comme un mécanisme quasi-élastique. Dans ces modèles, on fait abstraction du moment angulaire transféré, et l'on suppose le  $Q$  de la réaction petit devant l'énergie incidente. Le problème est alors traité comme une diffusion élastique pure, dont on ne conserve que les contributions provenant des collisions tangentielles. Pour ce faire, on part du développement en ondes partielles de l'amplitude de diffusion élastique :

$$f(\Theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) \eta_l e^{2i\sigma_l} P_l(\cos \Theta)$$

Les  $\sigma_l$  sont les déphasages coulombiens et les  $\eta_l$  sont paramétrisés de sorte à ne garder dans la somme que les termes au voisinage de  $l \sim L = kR$ .

Les modèles en question diffèrent entre eux par la forme particulière adoptée pour la paramétrisation des  $\eta_l$ . Ces différents traitements reproduisent correctement les distributions angulaires ne comportant pas de structure. Le succès de ces modèles, où toute description spectroscopique est absente, tient à la simplicité des résultats expérimentaux; la forme des sections efficaces différentielles traduisant surtout la diffusion mutuelle des deux coeurs lourds entre lesquels le transfert se fait.

Un traitement analytique beaucoup plus élaboré est le modèle de DAR (23, 24), qui prend comme point de départ la DWBA. L'hypothèse fondamentale du modèle se trouve dans le traitement analytique approché des ondes distordues  $\Psi_j^{(\pm)}(\vec{k}_j, \vec{r}_j)$  dans les voies  $j=i$  initiale et  $j=f$  finale. Considérons le développement en ondes partielles des  $\Psi_j^{(\pm)}$

$$\Psi_j^{(\pm)}(\vec{k}_j, \vec{r}_j) = 4\pi \sum_{lm} (-)^m i^l e^{\pm i\sigma_l} Y_{l,-m}(\hat{k}_j) Y_{l,m}(\hat{r}_j) \frac{F_l(k_j r_j)}{k_j r_j}$$

où les  $\sigma_l$  sont les déphasages coulombiens et les  $F_l(k_j r_j)$  satisfont l'équation radiale contenant le potentiel optique total  $V_j$  (coulom-

bien + nucléaire) dans la voie  $j$ . Pour les grandes valeurs  $l, l > kR$ , la distortion provient uniquement du potentiel de Coulomb et l'on a

$$F_{l > kR} \longrightarrow \text{Onde de Coulomb pure}$$

Quant à l'effet de distortion du potentiel nucléaire, surtout important lorsque  $l < kR$ , il est introduit en multipliant chaque  $F_l$  par un coefficient  $\eta_l$ . Le rôle de ce coefficient est de rendre négligeable la contribution des  $F_{l < kR}$  pour lesquels l'effet d'absorption du potentiel nucléaire est prépondérant.

Pour ce qui est de la description de l'état lié du nucléon transféré, Dar fait usage des méthodes développées par BUTTLE & GOLDFARB (25) pour le traitement en DWBA du transfert sous-coulombien. Nous reviendrons sur ce point par la suite.

En utilisant pour les ondes de Coulomb leur forme en approximation B. K. W., et pour les  $\eta_l$  la paramétrisation

$$\eta_l = \frac{1}{1 + e^{\frac{L_0 - l}{\delta}}}$$

où  $L_0$  et  $\delta$  sont liés à des paramètres ajustables, et en faisant appel aux techniques de calcul développées par Frahn et Venter, Dar obtient la section efficace différentielle sous forme analytique.

Ce modèle interprète d'une façon satisfaisante une variété importante de résultats expérimentaux où l'effet absorbant du potentiel nucléaire est présent.

### 3 — LE TRANSFERT AU-DESSUS DE LA BARRIÈRE DE COULOMB TRAITÉ EN APPROXIMATION DE GLAUBER

Nous allons exposer maintenant une formulation des réactions de transfert en utilisant la théorie de GLAUBER (32). Nous tâcherons par la même de retrouver dans le cadre de ce formalisme certaines hypothèses introduites de façon phénoménologique dans les modèles que nous venons d'examiner brièvement.

Compte tenu du schéma (1), l'hamiltonien du problème s'écrit :

$$\begin{aligned} H_i &= K_i + h_{A'} + V_{AB} + V_{Bc} \\ H_f &= K_f + h_{B'} + V_{AB} + V_{Ac} \end{aligned} \quad (2)$$

Nous négligerons la possibilité d'un transfert accompagné d'excitation du cœur et ignorerons la structure interne de  $A$  et  $B$ .

Dans (2),  $K_i$  et  $K_f$  sont les opérateurs, énergie cinétique dans la voie initiale et finale et  $V_{AB}$ ,  $V_{Ac}$  et  $V_{Bc}$  les interactions  $A-B$ ,  $A-c$  et  $B-c$  respectivement. Les hamiltoniens  $h_{A'}$  et  $h_{B'}$  décrivent les structures internes  $A' = A + c$  et  $B' = B + c$ .

À l'aide des solutions stationnaires  $\Phi_f^{(-)}$  et  $\Psi_i^{(+)}$ , qui satisfont, respectivement,

$$\begin{aligned} (H_f - V_{Ac} - E) \Phi_f^{(-)} &= 0 \\ (H_i - E) \Psi_i^{(+)} &= 0, \end{aligned}$$

on peut exprimer l'amplitude de transition  $T_{fi}$  par la relation de GOLDBERGER & WATSON (33)

$$T_{fi} = \langle \Phi_f^{(-)} | V_{Ac} | \Psi_i^{(+)} \rangle.$$

Nous allons restreindre cette analyse aux situations où :

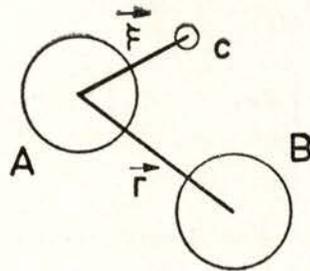
- 1) Les masses des « particules »  $A$  et  $B$  sont telles que

$$M_A, M_B \gg m_c$$

- 2) Le  $|Q|$  de la réaction est petit devant l'énergie incidente.  $k_i$  et  $k_f$  étant les impulsions relatives initiale et finale, on a

$$|\vec{k}_i| \sim |\vec{k}_f| = |\vec{k}|, \quad v_i \sim v_f = v.$$

En vertu de 1), nous négligeons les effets de recul dus au transfert du nucléon  $c$ , ce qui revient à confondre les vecteurs reliant les centres de masse de noyaux  $A'$  et  $B$  et  $A$  et  $B'$  avec le vecteur  $\vec{AB} = \vec{r}$ .



Enfin nous utilisons pour  $\Phi_f^{(-)}$  et  $\Psi_i^{(+)}$  leurs expressions en approximation de Glauber, ce qui retirent, du point de vue formel, cette analyse aux petits angles de diffusion. Toutefois, la diffusion à grande énergie étant concentrée vers l'avant, la condition de petits angles ne doit pas constituer une restriction trop brutale.

Dans l'approximation en question,  $\Phi_f^{(-)}$  et  $\Psi_i^{(+)}$  s'écrivent

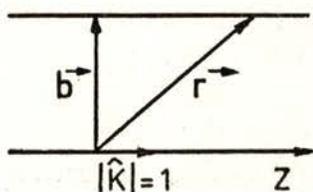
$$\langle \Phi_f^{(-)} | = \langle \Phi_{B'}(\vec{\xi} - \vec{r}) | e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{r} - \frac{i}{\hbar v} \int_{z'}^{\infty} V_{AB}(r) dz''} \tag{3}$$

$$| \Psi_i^{(+)} \rangle = | \Phi_{A'}(\vec{\xi}) \rangle e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - \frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{z'} [V_{AB}(r) + V_{Bc}(\vec{\xi} - \vec{r})] dz'}$$

où  $\Phi_{B'}(\vec{\xi} - \vec{r})$  et  $\Phi_{A'}(\vec{\xi})$  sont des états propres des hamiltoniens  $h_{B'}$  et  $h_{A'}$ . La direction des axes  $\vec{Z}'$  et  $\vec{Z}''$  sont respectivement celles des vecteurs  $\vec{k}$  et  $\vec{k}'$ .

Aux petits angles de diffusion  $\Theta$ , on peut confondre les axes  $\vec{Z}'$  et  $\vec{Z}''$  avec une direction moyenne  $\vec{Z}$  (vecteur unité  $\hat{K}$ ) faisant un angle  $\Theta/2$  avec les vecteurs  $\vec{k}$  et  $\vec{k}'$ . Le produit des deux exponentielles dans (3) devient :

$$e^{i(\vec{k}' - \vec{k}) \cdot \vec{r} - \frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} V_{AB}(r) dz - \frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^z V_{Bc}(\vec{\xi} - \vec{r}) dz}$$



Le moment transféré est  $|\vec{q}| = |\vec{k}' - \vec{k}| \sim 2k \sin \Theta/2$  et le produit interne  $\vec{q} \cdot \vec{r}$  devient :

$$\vec{q} \cdot \vec{r} = \vec{q} \cdot \vec{b} + \vec{q} \cdot \hat{K} z \sim \vec{q} \cdot \vec{b}$$

$T_{fi}$  s'écrit alors

$$T_{fi} \sim \int d\vec{r} e^{i\vec{q} \cdot \vec{b} - \frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} V_{AB}(r) dz} \langle \Phi_{B'} | V_{Ac} e^{-\frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^z V_{Bc}(\vec{\xi} - \vec{r}) dz} | \Phi_{A'} \rangle \tag{4}$$

Pour pouvoir évaluer d'une façon approchée l'élément de matrice qui figure dans (4), nous allons donner un modèle de réaction.

Nous formulons ainsi l'hypothèse suivant laquelle l'interaction  $V_{Bc}$  ne donne de contribution significative au transfert que si l'on a simultanément :

i) Les centres de masse des noyaux  $A$  et  $B$  séparés de la distance

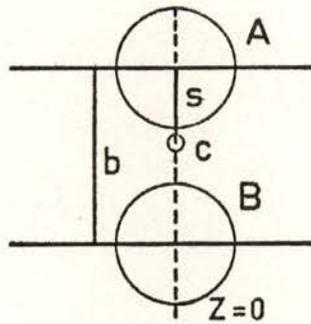
$$|\vec{r}|_{z=0} = b \quad . \quad b \gg R_A + R_B$$

$b$  étant le paramètre d'impact de la trajectoire.

ii) Le nucléon  $c$  sur la ligne rejoignant les centres de masse des noyaux  $A$  et  $B$ .

$\vec{r}$  et  $\vec{\xi}$  ont pour coordonnées cylindriques

$$\begin{aligned} \vec{r} & (b, Z, \Phi) \\ \vec{\xi} & (s, z, \varphi) \end{aligned} \quad (4)$$



Compte tenu des hypothèses i) et ii) et de (4), la phase contenant l'interaction  $V_{Bc}$  devient

$$e^{-\frac{i}{\hbar v} \int_{-\infty}^z V_{Bc}(\vec{\xi} - \vec{r}) dz} = \begin{cases} e^{-\frac{i}{\hbar v} V_{Bc}(b-s)} & \text{si } Z \geq 0 \\ 1 \text{ ailleurs} & \end{cases} \begin{cases} z=0 \\ \varphi=\Phi \end{cases} \quad (5)$$

Si l'on pose  $-\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} V_{AB}(r) dz = \chi_{AB}(b)$  et  $-\frac{1}{\hbar v} V_{Bc}(b-s) = \chi_{Bc}(b-s)$ ,  $T_{fi}$  s'écrit, compte tenu de (5),

$$T_{fi} \sim \int b db d\Phi e^{i\vec{q} \cdot \vec{b} + i\chi_{AB}(b)} \left\{ \int_{-\infty}^0 dZ \langle \Phi_{B'} | V_{Ac} | \Phi_{A'} \rangle + \int_0^{\infty} dZ \langle \Phi_{B'} | V_{Ac} e^{i\chi_{Bc}(b-s)} | \Phi_{A'} \rangle \right\}$$

L'élément de matrice  $\langle \Phi_{B'} | V_{Ac} e^{i\lambda_{Bc}(b-s)} | \Phi_{A'} \rangle$  peut s'exprimer plus simplement si le potentiel  $V_{Bc}$  est parfaitement «absorbant», c'est-à-dire si :

$$e^{i\lambda_{Bc}(b-s)} = \begin{cases} 0 & \text{si } |b-s| < R_B \\ 1 & \text{ailleurs} \end{cases}, \quad b \gtrsim R_A + R_B$$

On a alors, compte tenu de (5),

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{B'} | V_{Ac} e^{i\lambda_{Bc}(b-s)} | \Phi_{A'} \rangle &\sim \langle \Phi_B | V_{Ac} | \Phi_{A'} \rangle - \\ &- \int_{b-R_B}^{\infty} s ds [\Phi_{B'} V_{Ac} \Phi_{A'}]_{\varphi=\Phi}^{z=0} \end{aligned}$$

La limite supérieure de l'intégrale sur  $s$  a été étendue à l'infini, vue que la portée de  $V_{Ac}(\xi)$  est de l'ordre de  $R_A$ .

$T_{fi}$  devient alors

$$\begin{aligned} T_{fi} \sim \int b db d\Phi e^{i\vec{q} \cdot \vec{b} + i\lambda_{AB}(b)} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dZ \langle \Phi_{B'} | V_{Ac} | \Phi_{A'} \rangle - \right. \\ \left. - \int_0^{\infty} dZ \int_{b-R_B}^{\infty} s ds [\Phi_{B'} V_{Ac} \Phi_{A'}]_{\varphi=\Phi}^{z=0} \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

Lorsque la portée de  $V_{Ac}$  n'excède pas  $R_A$  et que la contribution à l'intégrale sur  $b$  de la région  $b < R_A + R_B$  est négligeable, le deuxième terme à l'intérieur du crochet est petit devant le premier. Nous allons supposer que les conditions requises pour qu'il soit ainsi sont satisfaites, et nous allons porter notre attention sur le premier terme que, comme nous le verrons, est à lui seul capable d'interpréter d'une façon satisfaisante les distributions angulaires expérimentales.

L'absorption mutuelle ( $A, B$ ) restreignant les contributions importantes à l'intégrale sur  $b$  aux régions  $b \gtrsim R_A + R_B$  on peut utiliser pour  $\Phi_{B'}(\vec{\xi} - \vec{r})$  sa forme asymptotique :

$$\Phi_{B'}(\vec{\xi} - \vec{r}) \sim N_2 h_{l_2}(i\beta |\vec{\xi} - \vec{r}|) Y_{l_2 \lambda_2}(\Omega) \quad (7)$$

où  $N_2$  est une constante de normalisation,  $h_{l_2}$  une fonction de Hankel et  $\beta$  un paramètre lié à l'énergie de liaison  $\epsilon$  de  $c$  dans  $B'$  par la relation :

$$\beta = (2m\epsilon\hbar^{-2})^{1/2}$$

Cette procédure est commune aux traitements de KAMMURI & NAKASIMA (22), ABELISHVILI (21), BUTLE & GOLDFARB (25) et DAR (18). Les variables  $\vec{\xi}$  et  $\vec{r}$  peuvent être séparées dans (7) grâce à un théorème d'addition, BUTLE & GOLDFARB (25) et DANOS & MAXIMOM (34)

$$N_2 h_{l_2} (i\beta |\vec{\xi} - \vec{r}|) Y_{l_2 \lambda_2}(\Omega) = N_2 \sqrt{4\pi} \sum_{l' \lambda' \lambda''} (-)^{l_2(l_2+l-l')} \frac{\hat{l} \hat{l}_2}{\hat{l}} \cdot$$

$$(l\lambda, l_2 \lambda_2 | l' \lambda') (l_0, l_2 0 | l' 0) h_l(i\beta r) j_{l'}(i\beta \xi) Y_{l\lambda}^*(\hat{r}) Y_{l'\lambda'}(\hat{\xi}) \quad (8)$$

valable pour  $r > \xi$ . Comme l'on a  $r \sim R_A + R_B$ , les contributions où  $r < \xi$  sont négligeables, en raison de la portée de  $V_{Ac}$ . Quant à l'état lié de  $c$  dans  $A'$  il est traduit par

$$\Phi_{A'}(\vec{\xi}) \sim u_{l_1}(\xi) Y_{l_1 \lambda_1}(\hat{\xi}). \quad (8')$$

Enfin notre objectif étant de tester les hypothèses du modèle pour ce qui est du mécanisme de réaction, nous allons concentrer notre attention sur la seule dépendance de l'angle de diffusion  $\Theta$ , dans la section efficace différentielle.

Compte tenu de (8) et (8'), on a (25)

$$|T_{l_i}|^2 \sim \sum_l \left( j_1 \frac{1}{2}, l_0 | j_2 \frac{1}{2} \right)^2 \sum_{\lambda=-l}^l |T_{l\lambda}(\Theta)|^2$$

$j_1, l_1$  et  $j_2, l_2$  étant les nombres quantiques de moment angulaire de  $c$  lié dans  $A'$  et  $B'$  respectivement.

Les valeurs possibles de  $l$  satisfont :

$$|l_1 - l_2| \leq l \leq |l_1 + l_2|$$

$$|j_1 - j_2| \leq l \leq |j_1 + j_2|$$

$(-)^{l_1+l_2} = (-)^l$ , et  $T_{l\lambda}(\Theta)$  est donné par

$$T_{l\lambda}(\Theta) = \int_0^\infty b db \int_{-\infty}^\infty dZ \int_0^{2\pi} d\Phi e^{iqb \cos \Phi + i\chi_{AB}(b)} h_l^*(i\beta r) Y_{l\lambda}^*(\Theta, \Phi)$$

La somme sur  $\Phi$  est la représentation intégrale des fonctions de Bessel  $J_\lambda(qb)$ . Quant à l'intégrale sur  $Z$ , on peut l'évaluer d'une façon approchée.

$h_l^*(i\beta r)$  étant une fonction paire de  $Z$ :

$$h_l^*(i\beta\sqrt{b^2+Z^2}) \sim i^l \frac{e^{-\beta\sqrt{b^2+Z^2}}}{\beta\sqrt{b^2+Z^2}}$$

$$b \lesssim R_A + R_B$$

Seules les contributions  $\lambda + l$  paires contribuent et, dans ce cas, les harmoniques sphériques variant lentement au voisinage de  $Z=0$ , on a grossièrement:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dZ \frac{e^{-\beta\sqrt{b^2+Z^2}}}{\sqrt{b^2+Z^2}} Y_{l\lambda}(\Theta, 0) \sim [Y_{l\lambda}(\Theta, 0)]_{z=0} 2 \int_0^{\infty} \frac{e^{-\beta\sqrt{b^2+Z^2}}}{\sqrt{b^2+Z^2}} dZ =$$

$$= Y_{l\lambda}\left(\frac{\pi}{2}, 0\right) K_0(\beta b) \quad l + \lambda \text{ pair}$$

$K_0(\beta b)$  est une fonction de Bessel du deuxième ordre.  $T_{l\lambda}(\Theta)$  s'écrit finalement

$$T_{l\lambda}(\Theta) \sim \int_0^{\infty} b db e^{i\chi_{AB}(b)} J_\lambda(qb) K_0(\beta b) \quad (9)$$

avec

$$\chi_{AB}(b) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{\infty} [V_{AB}^{(N)}(r) + V_{AB}^{(c)}(r)] dz \quad (10)$$

où  $V_{AB}^{(N)}(r)$  est le potentiel optique nucléaire que nous traduisons par

$$V_{AB}^{(N)}(r) = -V_o v(r) - iW_o v(r) \quad (11)$$

On peut se faire rapidement une idée du comportement de  $T_{l\lambda}(\Theta)$  et, par là même, justifier les hypothèses des différents modèles auxquels nous avons fait référence.

Si le « puits imaginaire » dans (11) est très profond,  $W_0$  grand,  $v(r)$  ayant une portée de l'ordre de  $R_A + R_B$ ,  $\exp [i \chi_{AB}^{(N)}(b)]$ , où plus précisément  $\text{Re} \{ \exp [i \chi_{AB}^{(N)}(b)] \}$  devient très petit dès que  $b < R_A + R_B$  et tend vers l'unité lorsque  $b \gtrsim R_A + R_B$ .

Comme pour  $b \gtrsim R_A + R_B$ ,  $K_0(\beta b)$  se comporte comme  $e^{-\beta b/\sqrt{b}}$ , le produit

$$\text{Re} [e^{i \chi_{AB}^{(N)}(b)}] e^{-\beta b/\sqrt{b}} = \eta(b)$$

limite les contributions importantes à l'intégrale sur  $b$  dans (9) au voisinage de  $b \sim R_A + R_B$ , où  $\eta(b)$  passe par un maximum.

Enfin si dans (9) on fait  $l=0$  et que l'on remplace l'intégrale sur le paramètre d'impact  $b$  par une somme sur le moment angulaire  $L$ , avec la correspondance

$$k b \longleftrightarrow L + \frac{1}{2}$$

$$\eta\left(\frac{L + \frac{1}{2}}{k}\right) \longleftrightarrow \eta_L$$

on obtient, en suivant un canevas analogue à celui de Glauber :

$$T_{00}(\Theta) \sim \sum_L (2L + 1) \eta_L e^{2i\sigma_L} P_L(\cos \Theta)$$

$\eta_L$  ayant un maximum au voisinage de  $L \sim k(R_A + R_B)$ . C'est le point de départ des différents modèles de KAMMURI (28), KALINKIN & GRABOWSKI (29), STRUTINSKI (30) et FRAHN & VENTER (31).

Revenons à l'expression (9) et tâchons de voir d'une façon qualitative comment le moment angulaire transféré est lié à la forme des distributions angulaires. Considérons alors une situation très simple où l'on néglige l'interaction de Coulomb,  $\eta \ll 1$ , et soit  $V_{AB}^{(N)}(r)$  un potentiel à bord franc où  $W_0 \rightarrow \infty$  (disque noir).

Comme pour les grandes valeurs de l'argument les fonctions de Bessel  $K_x(\beta b)$  ne dépendent pas de leur ordre  $x$ , on a

$$K_0(\beta b) \sim K_\lambda(\beta b)$$

$$T_{l\lambda}(\Theta) \sim \int_{R=R_A+R_B}^{\infty} b db J_\lambda(qb) K_\lambda(\beta b) \underset{\Theta \ll \beta/k}{\sim} \frac{R}{\beta} J_\lambda(kR\Theta) K_{\lambda+1}(\beta R)$$

Cette expression a été obtenue par DAR (24) dans le cadre de son modèle.

Pour des ions lourds en diffusion très au-dessus de la barrière de Coulomb, on a  $kR \gg 1$ .

Les fonctions de Bessel  $J_\lambda$  acquièrent leur forme asymptotique dès les très petits angles si le moment angulaire transféré  $l$  n'est pas très élevé ( $\lambda < kR\Theta$ ). Dans ces conditions, et en dehors des très petits angles,  $\Theta \gg \frac{\lambda}{kR}$ , toutes les distributions angulaires correspondant à un transfert de même parité ( $l + \lambda$ ) se ressemblent.

#### 4 — COMPARAISON AVEC QUELQUES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Pour une comparaison avec l'expérience nous avons explicité les termes nucléaire et coulombien dans (11). Sachant le rôle fondamental joué dans le processus par l'absorption mutuelle des noyaux  $A$  et  $B$ , on n'a tenu compte que de la partie imaginaire du potentiel  $V_{AB}^{(N)}(r)$  et, pour des raisons de simplicité, on a choisi pour  $v(r)$  une gaussienne. Le potentiel optique total est donc

$$V_{AB}(r) = -iW_0 e^{-\alpha r^2} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$$

et l'on a

$$T_{fi} \sim \int_0^\infty b db e^{-\frac{W_0 \sqrt{\pi}}{\hbar v \sqrt{\alpha}} e^{-\alpha b^2} + 2i\gamma \log b} K_0(\beta b) J_\lambda(qb) \quad (13)$$

On peut évaluer d'une façon approchée cette intégrale, en para-

métrisant (35)  $e^{-\frac{W_0 \sqrt{\pi}}{\hbar v \sqrt{\alpha}} e^{-\alpha b^2}}$  à l'aide d'une expression du type  $1 - \delta e^{-\delta' b^2}$  où  $\delta$  et  $\delta'$  sont des paramètres. Si l'on utilise alors pour  $K_0(\beta b)$  et  $J_\lambda(qb)$  leurs formes asymptotiques, on peut exprimer (12) en termes de fonctions de Weber. Mais ces fonctions ne sont pas de maniement aisé. L'expression (12) est une intégrale simple dont

l'exploitation avec un ordinateur est très facile et c'est cette voie que nous avons utilisée.

Pour tester les hypothèses de ce modèle, nous avons choisi des distributions angulaires expérimentales aux allures très différentes; les unes  $B^{11}(N^{14}, C^{13})C^{12}$  et  $B^{11}(N^{14}, O^{15})Be^{10}$  (14-b) (figs. 1 et 2) présentant des oscillations, les autres  $(C^{12} + Ag)$  (15) et  $(N^{14} + Ag)$  (16) (figs. 3 et 4) sans structure. L'accord avec l'expérience est obtenu par l'intermédiaire des deux paramètres  $W_0$  et  $\alpha$ .

Pour chacune des deux premières réactions, ces deux paramètres sont les mêmes aux différentes énergies sauf à 77 MeV pour  $B^{11}(N^{14}, C^{13})C^{12}$  où une valeur de  $\alpha$  plus élevée a dû être adoptée.

Pour les deux réactions en question, l'accord est, dans l'ensemble, satisfaisant. A 113 MeV et pour autant qu'il soit possible de définir des oscillations dans les résultats expérimentaux, celles-ci sont moins prononcées que ne le sont les prévisions théoriques. Cette extinction des oscillations est encore plus apparente à plus grande énergie (36). Cet effet apparaît en partie dans le cadre du modèle par l'intermédiaire de  $v \sim \sqrt{E}$  dans

$$e^{-\frac{W_0 \sqrt{\pi}}{\hbar v \sqrt{\alpha}} e^{-\alpha b^2}}$$

Dans les courbes théoriques on constate effectivement une diminution dans l'amplitude des oscillations avec l'énergie.

D'autres raisons doivent toutefois être recherchées.

DAR & KOZLOWSKY (37) avancent deux hypothèses :

- a) Un mélange de configurations dans l'état du nucléon transféré ;
- b) Le transfert accompagné de l'excitation du coeur.

Chacune de ces deux situations peut conduire à des transferts de moment angulaire partiel, de parité différente. Ce mélange de parités donnerait lieu à la combinaison d'oscillations déphasées, dont le résultat serait une courbe où toute structure pourrait être éliminée.

DODD & GREIDER (38) invoquent, pour leur part, l'influence du recul dû au nucléon transféré, dont l'effet deviendrait non négligeable à grande énergie. Cette circonstance devrait conduire alors à des effets beaucoup plus sensibles lors du transfert d'un deuton ou d'une particule

alpha, et cela à plus faible énergie <sup>(1)</sup>. L'expérience (11, 13, 14-b) ne semble pas confirmer cette hypothèse.

Dans le cas de la réaction ( $Ag + C^{13}$ ) (15)  $E_C = 85$  MeV (figs. 3-a et 3-b), le résultat du calcul traduit bien l'allure des distributions angulaires.

Comme il s'agit partout du transfert d'un nucléon, le calcul a été fait dans tous les cas avec une même masse réduite moyenne et les mêmes valeurs de  $W_0$  et  $\alpha$ . La valeur absolue dans les courbes théoriques a été fixée de sorte à faire ressortir la variation de la position des maxima en fonction du paramètre  $\eta$ . Dans le cas où il y a transfert d'un proton, on a pris pour  $\eta$  sa valeur moyenne dans les deux voies de la réaction.

Pour la réaction ( $Ag + N^{14}$ ) (16)  $E_N = 113$  MeV le calcul a été mené de la même façon que pour ( $Ag + C^{13}$ ), mais ici on remarque (figs. 4-a et 4-b) un désaccord très net aux petits angles, où l'on constate une forte remontée. Cette intensité vers l'avant, constatée déjà par KUMPF & DONETS (39) et KAUFMAN & WOLFGANG (6), ne semble pas pouvoir être attribuée à un mécanisme d'interaction directe conventionnel.

## CONCLUSIONS

Le mécanisme des réactions de transfert est bien décrit là où l'on connaît bien l'interaction qui domine le processus de diffusion, c'est-à-dire aux énergies inférieures à la barrière de Coulomb. Cette circonstance fait certainement des réactions de transfert dans cette zone d'énergie un outil intéressant pour l'extraction de données spectroscopiques. Le traitement théorique prenant comme point de départ la DWBA, semble bien adapté à cette tâche.

Aux énergies supérieures à la barrière de Coulomb, nous avons vu qu'il était possible d'interpréter d'une façon satisfaisante les distributions angulaires expérimentales en termes d'un processus de surface. La forme des sections efficaces différentielles est surtout sensible à la description de la surface nucléaire. Cette description apparaît dans le formalisme exposé par la paramétrisation de la partie imaginaire du potentiel optique, responsable des effets d'absorption.

<sup>(1)</sup> Cette question est l'objet d'une nouvelle publication de Greider à paraître dans *Physical Review*.

En l'absence d'une théorie microscopique du potentiel optique, l'accord théorie-expérience obtenu par optimisation des paramètres ne donne, sur la description de la surface nucléaire, que des renseignements de caractère phénoménologique.

La détermination à partir des distributions angulaires du moment angulaire transféré n'est pas exempte de difficultés. L'accumulation de résultats expérimentaux devra permettre d'améliorer cette situation par une comparaison systématique avec les prévisions théoriques. Dans le même but, la donnée de la diffusion vers l'avant sera d'une aide certaine.

À très grande énergie, la disparition de la structure dans les distributions expérimentales semble montrer que le mécanisme du transfert devient sensible à des effets dont on ne tient pas compte convenablement dans les traitements théoriques actuels. Encore faut-il signaler que cette diminution dans la structure n'a été constatée qu'en dehors des petits angles. Nous avons vu que la diminution de la structure apparaissait naturellement, quoiqu'en partie seulement, dans le cadre de l'approximation de grande énergie de Glauber. D'autre part, nous examinons actuellement le comportement et la contribution du deuxième terme dans l'expression (6) négligé dans le stade actuel des calculs. Ce terme contribue différemment lorsque le même modèle (41) est appliqué à la diffusion élastique et inélastique, où le comportement diffractif des distributions angulaires est toujours présent à grande énergie.

Il reste toutefois que tant dans ce modèle que dans ceux discutés ici, ni l'effet dû au recul du nucléon transféré, ni celui dû à la différence d'énergie cinétique dans les deux voies de la réaction, ne sont présents.

Pour ce qui est du transfert à grande énergie, ce dernier effet est inclus dans des calculs en DWBA basés dans le formalisme de BUTLE & GOLDFARB) actuellement en cours (40). KAMMURI & YOSHIDA (26) ont pour leur part évalué la matrice  $T$  en DWBA sans aucune hypothèse restrictive. Les résultats de ce calcul, particulièrement long dans le cas des ions lourds, n'ont pas été testés avec des données expérimentales aux grandes énergies.

Enfin, dans le cas de la réaction ( $N^{14} + Ag$ ) on a constaté un net désaccord aux petits angles. Ce désaccord est... encourageant car il signifie peut-être que les réactions de transfert par ions lourds sont susceptibles de mettre en évidence des mécanismes nouveaux.

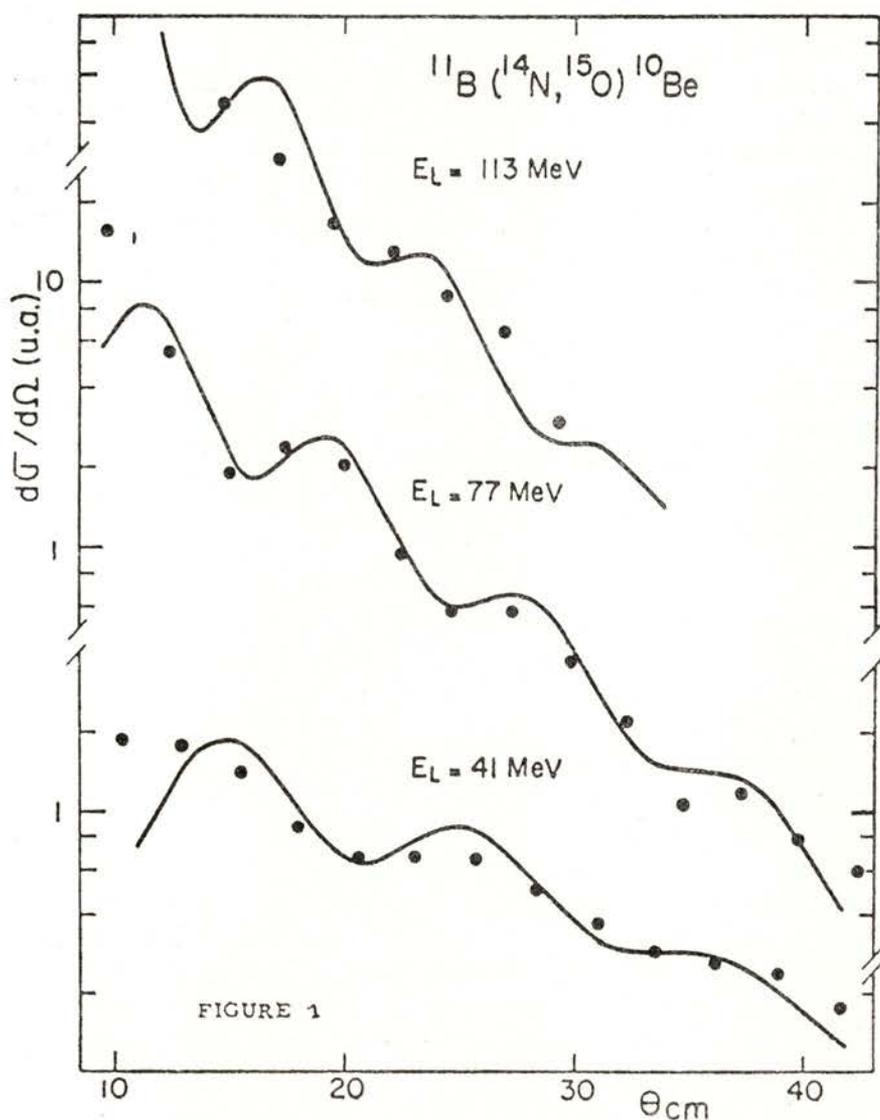


Fig. 1 — Distributions angulaires de la réaction  $B^{11}(N^{14}, O^{15})Be^{10}$  (14-b)  
 $E_L = 41, 77$  et  $113 \text{ MeV}$ .  $Q = -3,96 \text{ MeV}$ .  
 Les courbes sont le résultat du calcul avec  
 $W_0 = 160 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 0,0916 \text{ fm}^{-2}$ .

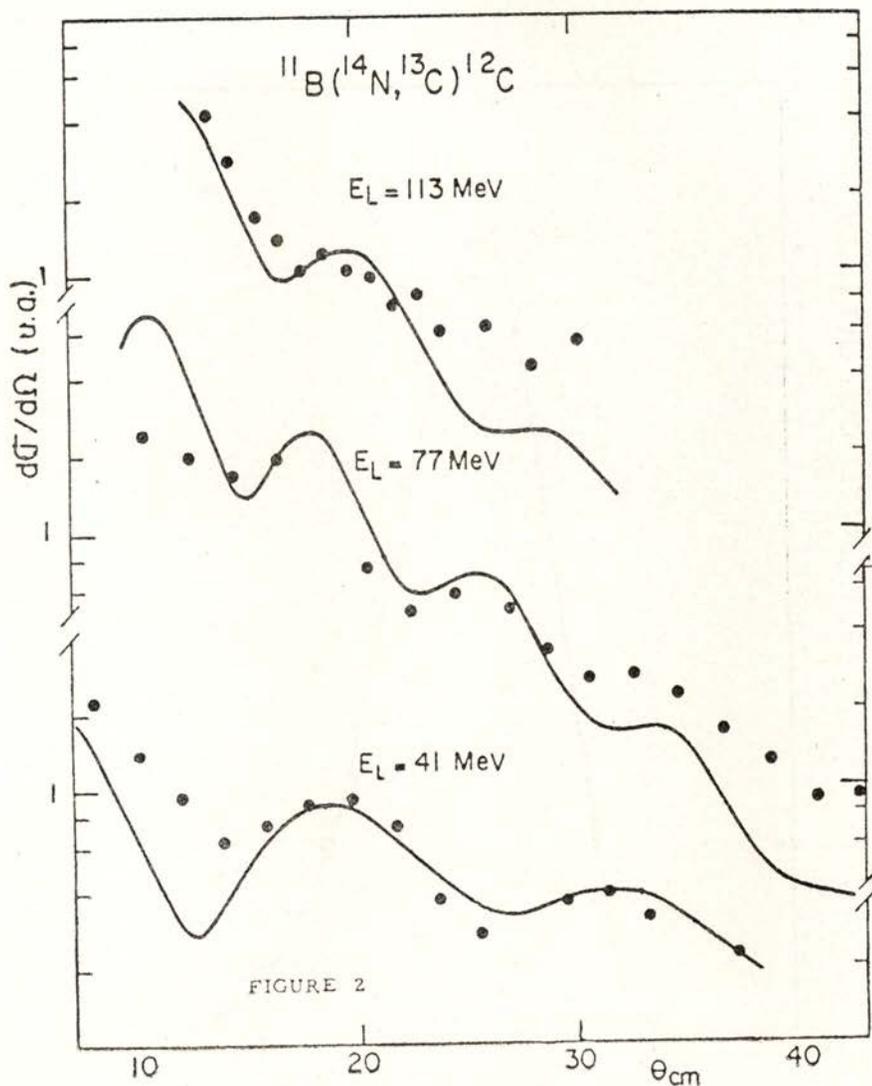


Fig. 2 — Distributions angulaires de la réaction  $B^{11}(N^{14}, C^{13})C^{12}$  (14-b)  
 $E_L = 41, 77$  et  $113 \text{ MeV}$ .  $Q = 8,4 \text{ MeV}$ .  
 Les courbes sont le résultat du calcul avec  $W_0 = 150 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 0,119 \text{ fm}^{-2}$  pour  $E_L = 41$  et  $113 \text{ MeV}$ .  
 et  $W_0 = 150 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 0,0693 \text{ fm}^{-2}$  pour  $E_L = 77 \text{ MeV}$ .

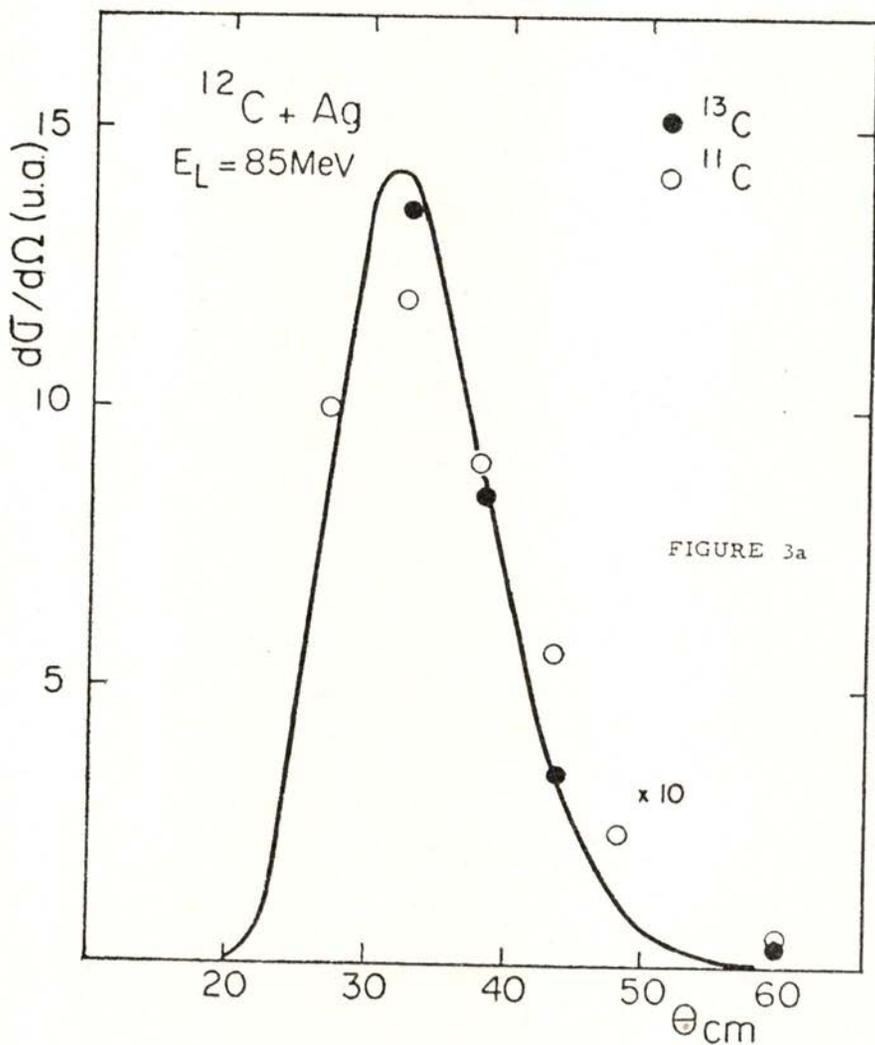


Fig. 3-a) Transfert d'un proton,  $\text{C}^{13}$  et  $\text{C}^{12}$   
 Les courbes sont le résultat du calcul avec  
 $W_0 = 120 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 0,0472 \text{ fm}^{-2}$

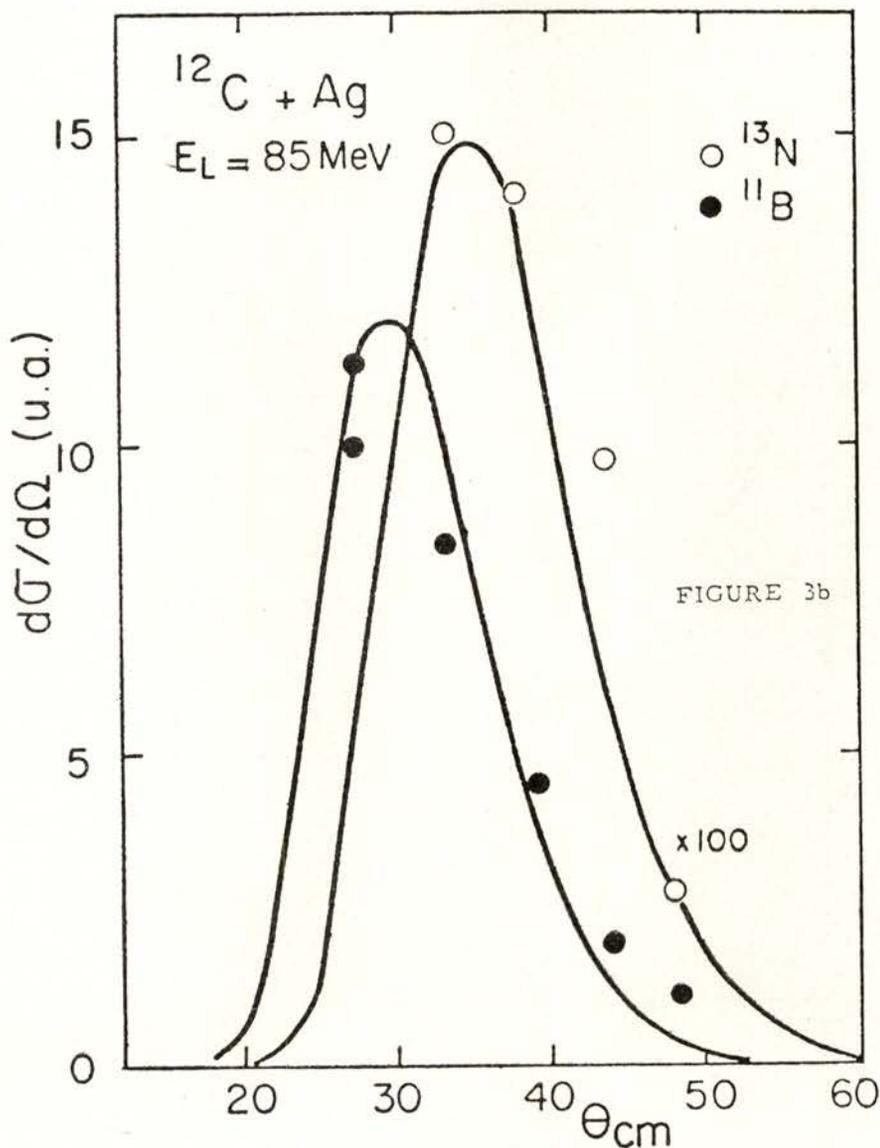


Fig. 3-b) Transfert d'un proton,  $B^{11}$  et  $N^{13}$   
 Les courbes sont le résultat du calcul avec  
 $W_0 = 120 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 0,0472 \text{ fm}^{-2}$

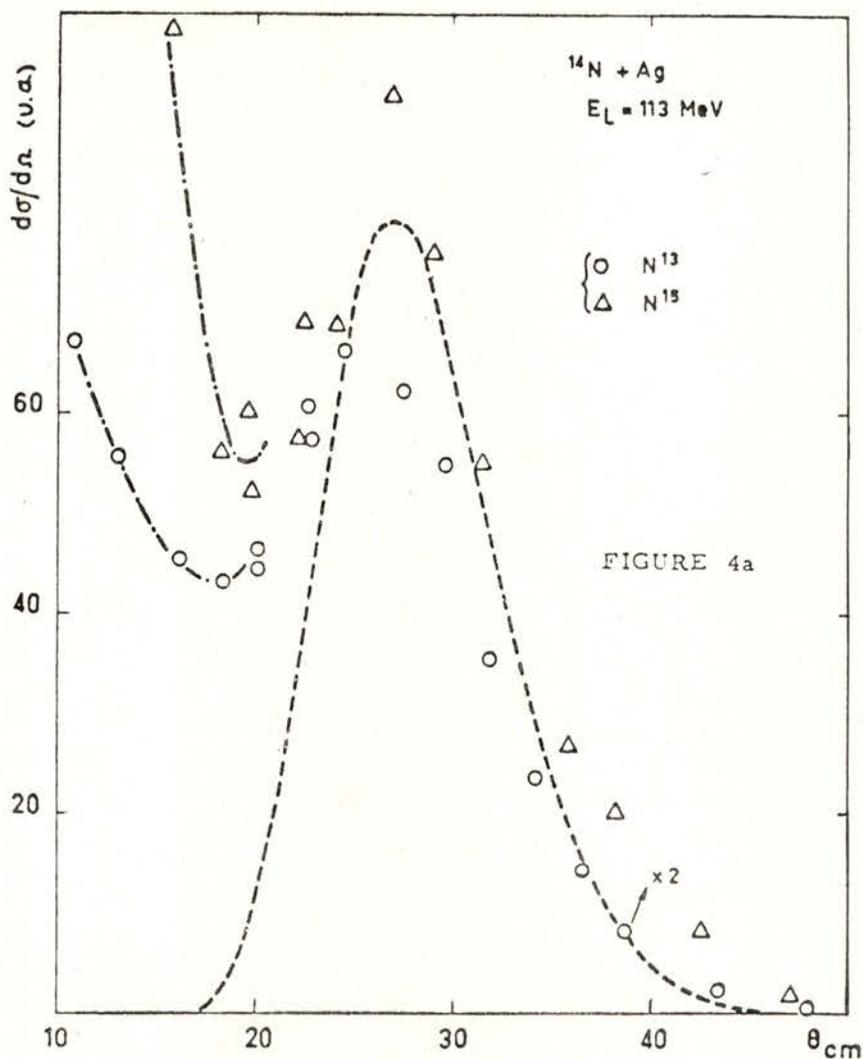


Fig. 4-a) Transfert d'un neutron,  $N^{13}$  et  $N^{15}$   
 Les courbes en tirets sont le résultat du calcul avec  
 $W_0 = 140 \text{ MeV}$ ,  $\alpha = 0,0416 \text{ fm}^{-2}$   
 Les courbes en traits-points passant par les points expérimentaux sont seulement destinées à montrer l'amorce de la remontée vers l'avant.

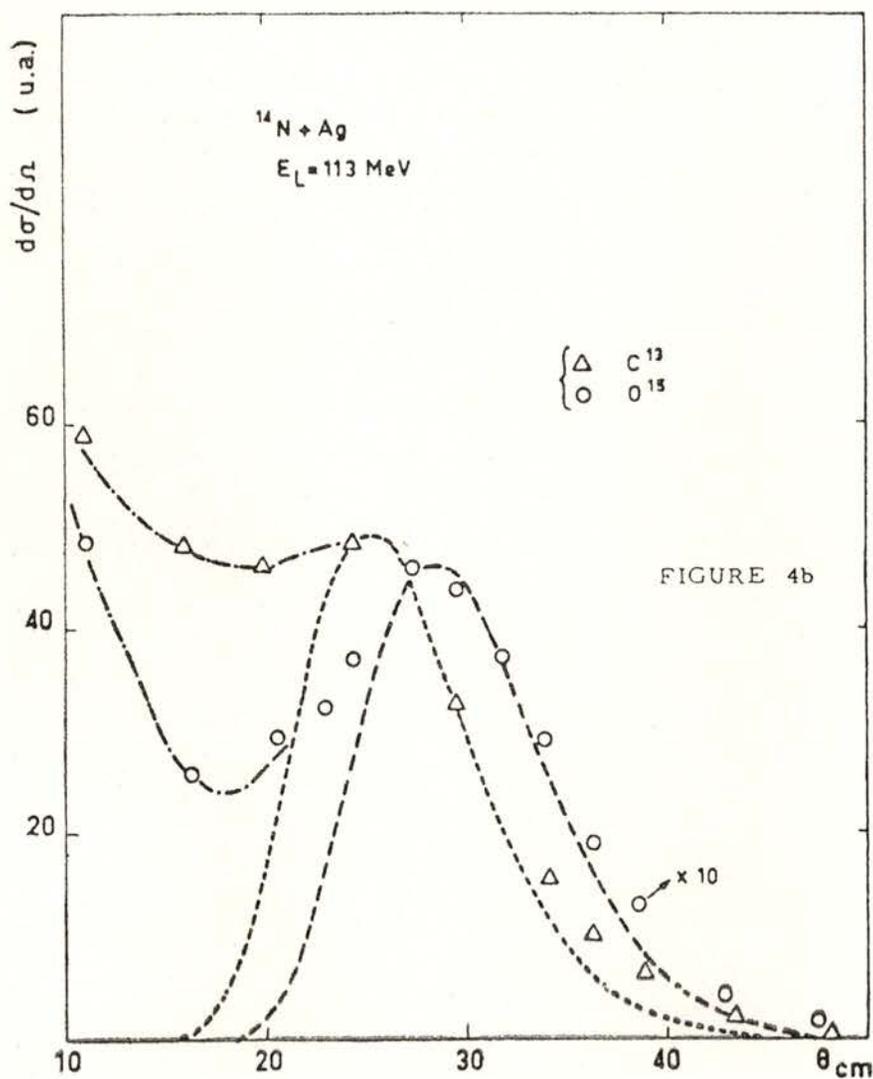


Fig. 4-b) Transfert d'un proton,  $C^{13}$  et  $O^{16}$   
 Les courbes en tirets sont le résultat du calcul avec  
 $W_0 = 140$  MeV,  $\alpha = 0,0416$  fm $^{-2}$   
 Les courbes en traits-points passant par les points expérimentaux sont seulement destinées à montrer l'amorce de la remontée vers l'avant.

## REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier M. le Prof. M. Demeur pour les nombreux conseils dont il m'a fait profiter au cours de mon travail sur le transfert en approximation de Glauber, ainsi que Madame le Prof. Benoist-Gueutal pour d'utiles discussions.

Je tiens aussi à remercier MM. les Prof. M. Lefort et M. Riou pour la communication avant publication des résultats expérimentaux obtenus dans leurs groupes de recherche.

## BIBLIOGRAPHIE

- (1) REYNOLDS, H. L., SCOTT, D. W. & ZUCKER, A. — *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S.*, 39, 975, 1953.
- (2) CHACKETT, K. F. et FREMLIN, J. H. — *Phil. Mag.*, 45, 735, 1954.
- (3) REYNOLDS, H. L. et ZUCKER, A. — *Phys. Rev.*, 101, 166, 1956.
- (4) HALBERT, M. L. et ZUCKER, A. — *Phys. Rev.*, 108, 336, 1957.
- (5) VOLKOV, V. V., PASINK A. S. et FLEROV, G. N. — *JETP Soviet Physics*, 6, 459, 1958.
- (6) KAUFMAN, R. et WOLFGANG, R. — *Phys. Rev. Lett.*, 3, 232, 1959.
- (7) TOTH, K. S. — *Phys. Rev.*, 121, 1190, 1961.
- (8) NEWMAN, E. — *Phys. Rev.*, 125, 600, 1962.
- (9) NEWMAN, E., TOTH, K. S. et ZUCKER, A. — *Phys. Rev.*, 132, 1720, 1963.
- (10) SACKS, M. V., CHASMAN, C. et BROMLEY, D. A. — *Phys. Rev.*, 139, B92, 1965.
- (11) BOCK, R., GROSSE-SCHULT M., VON OERTZEN, W. — *Phys. Lett.*, 22, 456, 1966.
- (12) VOLKOV, V. V. et WILCZYNSKI, J. — *Nucl. Phys.*, A92, 495, 1967.
- (13) VON OERTZEN, W., GUTBROD, H. H., MÜLLER, M., VOOS, U. et BUCK, R. — *Phys. Lett.*, 26B, 291, 1968.
- (14) a) VON OERTZEN, W., JACMART, J. C., LIU, M., PONGHEON, F., ROYNNETTE, J. C. et RIOU, M. — *Phys. Lett.*, 28B, 482, 1968, et b) — Cette réunion.
- (15) GALIN J., GATTY, B., LEFORT, M., PETER, J., TARRAGO, X. et BASILE, R. — *Phys. Rev.*, à paraître.
- (16) GALIN, J., GUERREAU, D., LEFORT, M., PETER, J., TARRAGO, X. et BASILE, R. — Cette réunion.
- (17) GREIDER, K. R. — *Advan. Theoret. Phys.* (Academic Press, N. Y. 1965) p. 291.
- (18) DAR, A. — Heidelberg Conf. on recent progress in Nuclear Physics with Tandems (Juillet 1966).
- (19) BOHR, N. — *D. K. D. V. S. Math. Fys. Medd.*, 18, n.° 8, 1948.
- (20) BREIT, G. et EBEL, M. E. — *Phys. Rev.*, 103, 679, 1956.
- (21) ABELISHVILLI, T. L. — *JETP Soviet Physics*, 13, 1010, 1963.
- (22) KAMMURI, T. et NAKASIMA, R. — Proc. Third Conf. on Reactions Between Complex Nuclei, ed. by Ghiorso, Diamond et Conzett (University of California) 1963, page 193.
- (23) DAR, A. — *Phys. Rev.*, 139, B1193, 1965.
- (24) DAR, A. — *Nucl. Phys.*, 82, 354, 1966.
- (25) BUTLE, P. J. A. et GOLDFARB, L. J. B. — *Nucl. Phys.*, 78, 409, 1966.

- (26) KAMMURI, T. et YOSHIDA, H. — OULNS 68-6 (OSAKA University).
- (27) DOST, M. et HERING, W. R. — *Phys. Rev. Lett.*, 26B, 443, 1968, et *Nucl. Phys.*, A111, 561, 1968.
- (28) KAMMURI, T. — *Prog. Theor. Phys.*, 28, 934, 1962.
- (29) KALINKIN, B. N. et GRABOWSKI, J. — reference 22, pág. 129.
- (30) STRUTINSKI, V. M. — *Soviet Physics JETP*, 19, 1401, 1964.
- (31) FRAHN, W. E. et VENTER, W. F. — *Nucl. Phys.*, 59, 651, 1964.
- (32) GLAUBER, R. J. — *Lectures in Theoretical Physics*, Boulder, vol. 1 (Interscience Publishers, N. Y., 1959).
- (33) GOLDBERGER, M. L. et WATSON, K. M. — *Collision Theory*, John Wiley and Sons, New York.
- (34) DANOS, M. et MAXIMON L. C. — *J. Math. Phys.*, 6, 766, 1965.
- (35) SQUIRES, E. J. — *Nucl. Phys.*, 6, 504, 1958.
- (36) BIRNBAUM, J., OVERLEY, J. C. et BROMELEY, D. A. — *Phys. Rev.*, 157, 787, 1967.
- (37) DAR, A. et KOSLOWSKY, B. — *Phys. Rev. Lett.*, 15, 1036, 1965.
- (38) DODD, L. R. et GREIDER, K. R. — *Phys. Rev. Lett.*, 14, 959, 1965.
- (39) KUMPF, H. et DONETS, E. D. — *JETP (Soviet Physics)*, 17, 539, 1963.
- (40) VON OERTZEN, W. — Cette réunion.
- (41) SILVEIRA, R. da — À paraître.