

ÉTUDE DES RÉACTIONS DE TRANSFERT (α , t), (α , ^3He) DANS LA COUCHE fp: Mécanisme et utilisation spectroscopique

P. ROUSSEL †, G. BRUGE, A. BUSSIERE ††, H. FARAGGI et J. E. TESTONI †††

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, France

Reçu le 23 janvier 1970

(Révisé le 18 juin 1970)

Abstract: We describe an experimental study of (α , t), (α , ^3He) reactions at 44 MeV using a solid-state identifier, on the target nuclei ^{54}Fe and $^{58,60,62,64}\text{Ni}$. A critical study of optical-model and distorted-wave analysis has been performed. We show the complementarity of different transfer reactions, the ambiguity of the spectroscopic factors and the importance of the problem of the reaction mechanism.

E

NUCLEAR REACTIONS ^{54}Fe , $^{58,60,62,64}\text{Ni}(\alpha, ^3\text{He})$ (α , t), $E_\alpha = 44$ MeV;
measured $\sigma(E_{^3\text{He}}, \theta)$, $\sigma(E_t, \theta)$. ^{55}Co , ^{55}Fe , ^{59}Cu , ^{59}Ni , ^{65}Cu , ^{65}Ni
deduced levels, l , J , π , S . Enriched targets.

1. Introduction

Les réactions de transfert à un nucléon sont un des outils de spectroscopie nucléaire les plus utilisés pour l'étude de la localisation et de la fragmentation des excitations à une particule. Dans le cas de noyaux cibles à une couche fermée, elles fournissent les énergies individuelles qui sont les données de base de calculs de structure nucléaire. Réciproquement, les prédictions des calculs théoriques sur les spectres d'excitation des noyaux peuvent être comparées aux données expérimentales des réactions de transfert: énergie, spin, parité et facteurs spectroscopiques des niveaux excités.

Le passage des données expérimentales (sections efficaces) aux prévisions théoriques (facteurs spectroscopiques) nécessite l'utilisation d'un modèle de mécanisme qui est le plus souvent la théorie des ondes déformées (DWBA)¹) avec les différentes approximations que cela suppose^{2,3}). Pour mettre à l'épreuve ce modèle de mécanisme, et donc les résultats qu'il fournit, il est utile d'effectuer les mêmes transferts par différentes réactions.

La plupart des résultats spectroscopiques concernant les états de particule (stripping) ont été obtenus à partir des réactions (d, p) ou (^3He , d) qui, dans les conditions où elles sont utilisées, favorisent les transferts faibles $l = 0$, $l = 1$; au contraire les

† Institut de Physique Nucléaire, Orsay, France.

†† Institut de Physique Nucléaire, Orsay, France. Adresse actuelle: D. Ph.N/H.E., C.E.N. Saclay.

††† Laboratorio del Sincrociclotron, Comision Nacional de Energia Atomica, Buenos Aires, Argentina.

réactions (α , t) (α , ^3He) à 44 MeV favorisent les transferts plus élevés $l = 3$, $l = 4$ (fig. 1). Ces différences sont essentiellement dues à des facteurs cinématiques mais elles vont se traduire dans les calculs par une localisation plus ou moins grande de la réaction dans l'espace des moments angulaires ^{4, 5}; d'autre part, l'importance relative d'un mécanisme d'excitation du cœur (non pris en compte par le modèle) sera différente dans les deux types de réaction pour un même transfert de moment angulaire.

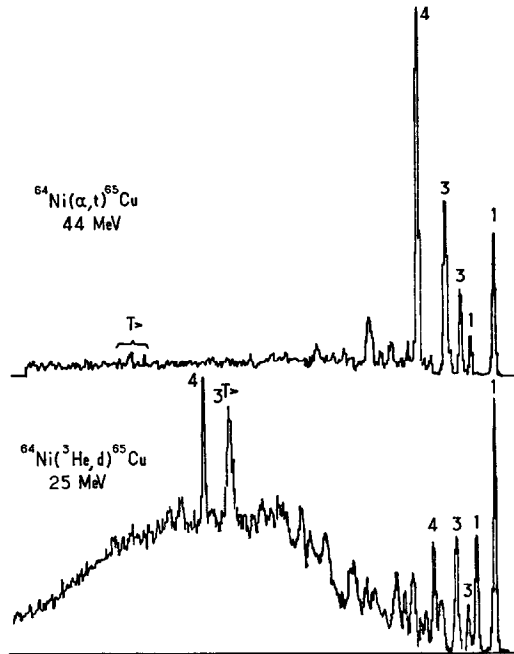


Fig. 1. Comparaison des réactions (^3He , d) à 25 MeV et (α , t) à 44 MeV sur ^{64}Ni . Les chiffres indiquent pour chaque pic le moment angulaire transféré. Au début du spectre les niveaux les plus intenses sont caractérisés par $l = 3$ ou $l = 4$ pour (α , t), $l = 1$ pour (^3He , d). Vers 12 MeV d'excitation, les états analogues de ^{65}Ni $l = 3$ et $l = 4$ apparaissent dans (^3He , d) aussi intenses que les premiers niveaux alors que leur facteur spectroscopique est dix fois inférieur [terme en $1/(2T_0 + 1)$]. Dans (α , t) on les distingue à peine, le moment favorisé étant alors 6 ou 7 pour (α , t) 3 ou 4 pour (^3He , d).

Nous avons étudié les réactions (α , t) et (α , ^3He) à 44 MeV sur les noyaux à une couche fermée ^{54}Fe ($N = 28$) et $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$ ($Z = 28$) pour lesquels un nombre important de résultats ont déjà été publiés avec les réactions (d, p) ou (^3He , d).

2. Dispositif expérimental

Le faisceau du cyclotron de Saclay, après passage dans un aimant de correction et un aimant d'orientation, est analysé dans un aimant de 70° à double focalisation.

Des diaphragmes situés à l'entrée de l'analyseur et les fentes objet et image de cet aimant permettent de régler l'ouverture angulaire du faisceau et la taille de l'impact du faisceau sur la cible, dont dépend la résolution en énergie. Compte tenu des aberrations optiques, le réglage optimal correspond à une ouverture de 1 mm soit 60 keV, l'intensité du faisceau est alors, dans des conditions moyennes, 50 nA.

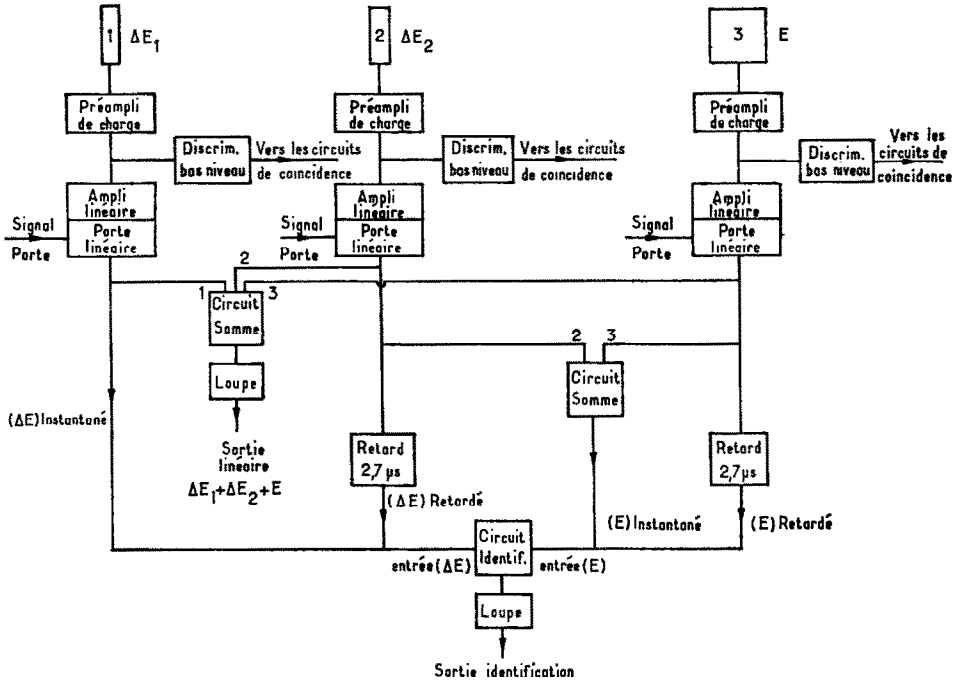


Fig. 2. Schéma de l'ensemble électronique comportant la double identification.

La chambre en acier inoxydable a été conçue et réalisée au Service de Physique Nucléaire à Moyenne Energie de Saclay. Le plateau supérieur tournant supporte un ensemble mécanique qui reçoit les différents diaphragmes de définition angulaire et les détecteurs à jonction; ces derniers peuvent être refroidis par le circuit de fréon d'un groupe réfrigérateur (jusque vers -30°C).

La précision de l'affichage angulaire est 0.1° , avec des contrôles de zéro fréquents, la précision finale est la même. L'ouverture angulaire de détection variait de 0.4° à 0.9° selon les diaphragmes. Un détecteur de monitoring placé à un angle fixe permet de contrôler les indications de la mesure du faisceau et est utilisé pour la mesure du temps mort.

Par suite du bilan d'énergie très négatif des réactions (α, t) et $(\alpha, {}^3\text{He})$, et de la faiblesse de leurs sections efficaces comparées à celles de diffusion inélastique (α, α') , il est nécessaire, pour pouvoir observer ces réactions dans des conditions satisfaisantes,

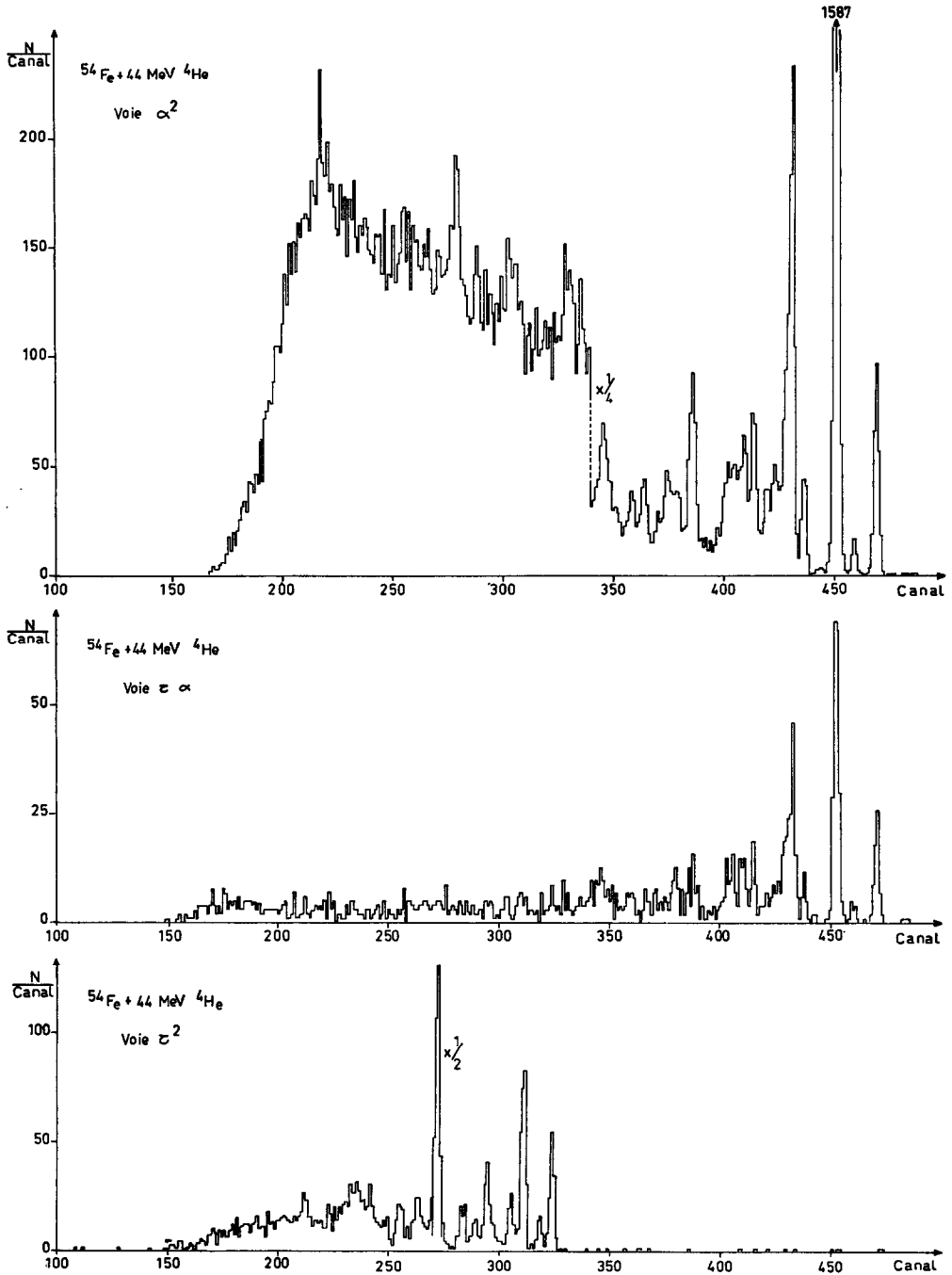


Fig. 3. Spectres en énergie pour les différentes identifications: α^2 (deux fois α), $\alpha\tau$ (une fois α et une fois ^3He), τ^2 (deux fois ^3He) lors de la réaction $^{54}\text{Fe} + ^4\text{He}$ (44 MeV) à un angle d'observation $\theta_L = 43^\circ$. On notera que la transparence de 6 % de la voie α^2 dans la voie $\alpha\tau$ est double de la transparence élémentaire (3 %) puisqu'elle correspond à la somme des événements possibles $\tau\alpha$ et $\alpha\tau$. (N.B. Les échelles verticales sont différentes pour les trois spectres.)

de disposer d'un système d'identification très efficace principalement pour éliminer toute contamination du spectre de ${}^3\text{He}$ par les particules α ; ceci nous a conduits à utiliser un système de double identification constitué par un télescope de trois compteurs à semi-conducteur: les deux premiers (100 à 250 μm) à barrière de surface, le troisième (2.5 à 4 mm) compensé au lithium. La résolution globale est alors de 100 à 150 keV

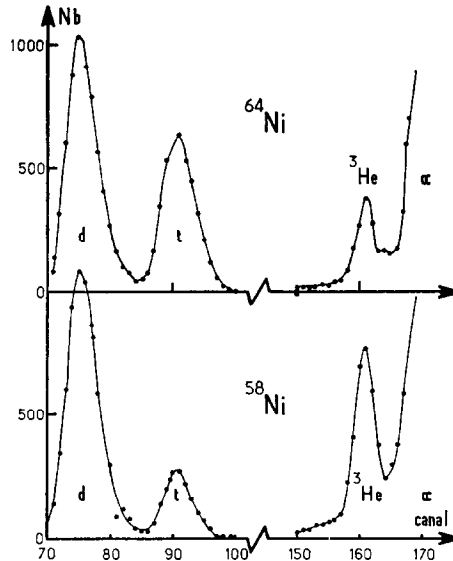


Fig. 4. Comparaison des spectres d'identification pour les différents isotopes du nickel. On remarquera une variation analogue à celle observée pour les niveaux $1g_{7/2}$ dans la fig. 6.

pour les particules ${}^4\text{He}$ ou ${}^3\text{He}$, 80 à 120 keV pour les tritons. L'ensemble électronique a été décrit par ailleurs ⁶) c'est le même circuit qui opère les deux identifications à 2.7 μs d'intervalle (fig. 2). Cet ensemble permet l'enregistrement simultané des diverses réactions (α, α), ($\alpha, {}^3\text{He}$), (α, t) quelquefois (α, d). Grâce à la double identification, la séparation des différentes particules est excellente, rendant les transparences tout à fait négligeables (fig. 3). Malgré les limitations imposées par l'épaisseur des détecteurs, la bande d'énergie d'excitation observable est large: de 10 à 20 MeV selon la réaction et les détecteurs utilisés.

Le dépouillement des spectres expérimentaux est effectué par un programme écrit par J. C. Faivre pour ordinateur IBM 7094. Ce programme permet d'extraire, pour chaque niveau du noyau résiduel, la section efficace différentielle, l'angle dans le système du c.m. et l'énergie d'excitation. Pour cela on indique, dans chaque région isolée du spectre expérimental, le nombre et la position approximative des niveaux présents et le programme ajuste les paramètres de ces niveaux par une méthode de moindres carrés. L'énergie d'excitation est calculée, compte tenu de la cinématique,

à partir de l'énergie d'excitation de deux niveaux qui sont fournis comme données. L'erreur sur cette énergie varie de 10 à 80 keV selon la position du niveau par rapport aux niveaux de référence et selon la statistique des mesures.

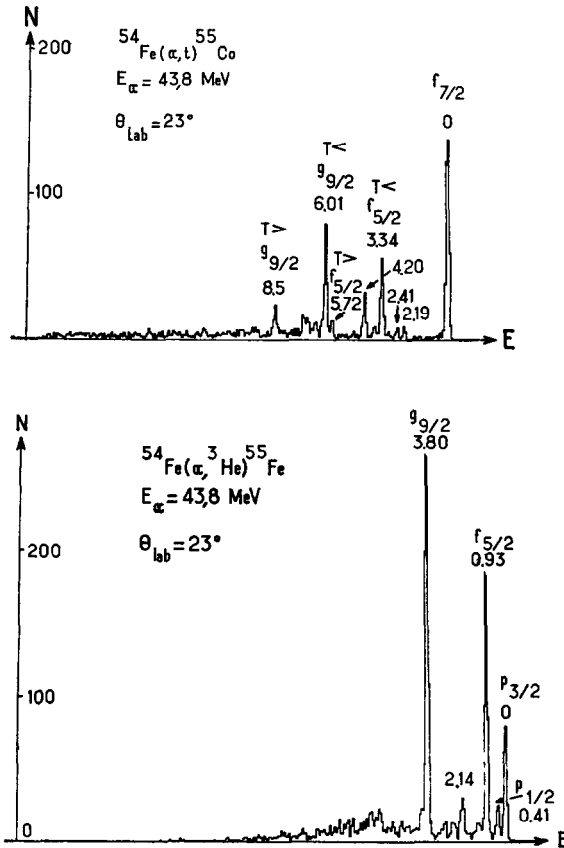


Fig. 5. Spectres expérimentaux, à l'avant, pour les réactions $^{54}\text{Fe}(\alpha, t)^{55}\text{Co}$ et $^{54}\text{Fe}(\alpha, ^3\text{He})^{55}\text{Fe}$.

3. Résultats expérimentaux

L'information la plus globale est donnée par l'aspect du spectre d'identification de particules qui permet de comparer les intensités d'émission des différentes particules (fig. 4). Pour le transfert d'un nucléon, il apparaît une variation systématique du rapport $^3\text{He}/t$ en fonction du noyau cible: la capture d'un proton est renforcée du ^{58}Ni au ^{64}Ni , c'est-à-dire quand l'excès de neutron de la cible croît; la capture du neutron varié en sens inverse. Pour le transfert d'une paire neutron-proton ($t_z = 0$), la section efficace ne varie pratiquement pas avec le noyau-cible. Les mêmes remarques peuvent être faites en ce qui concerne la section efficace intégrée sur une bande d'énergie d'excitation constante dans le noyau final.

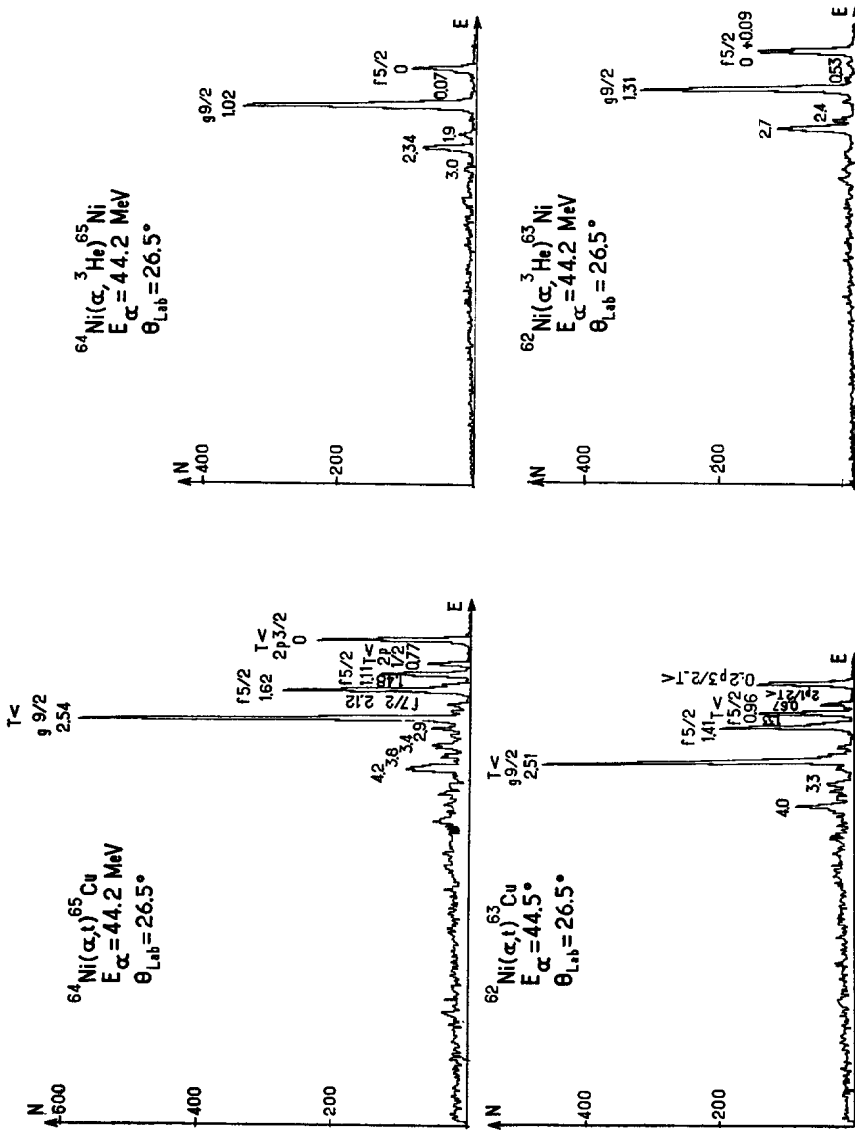


Fig. 6a.

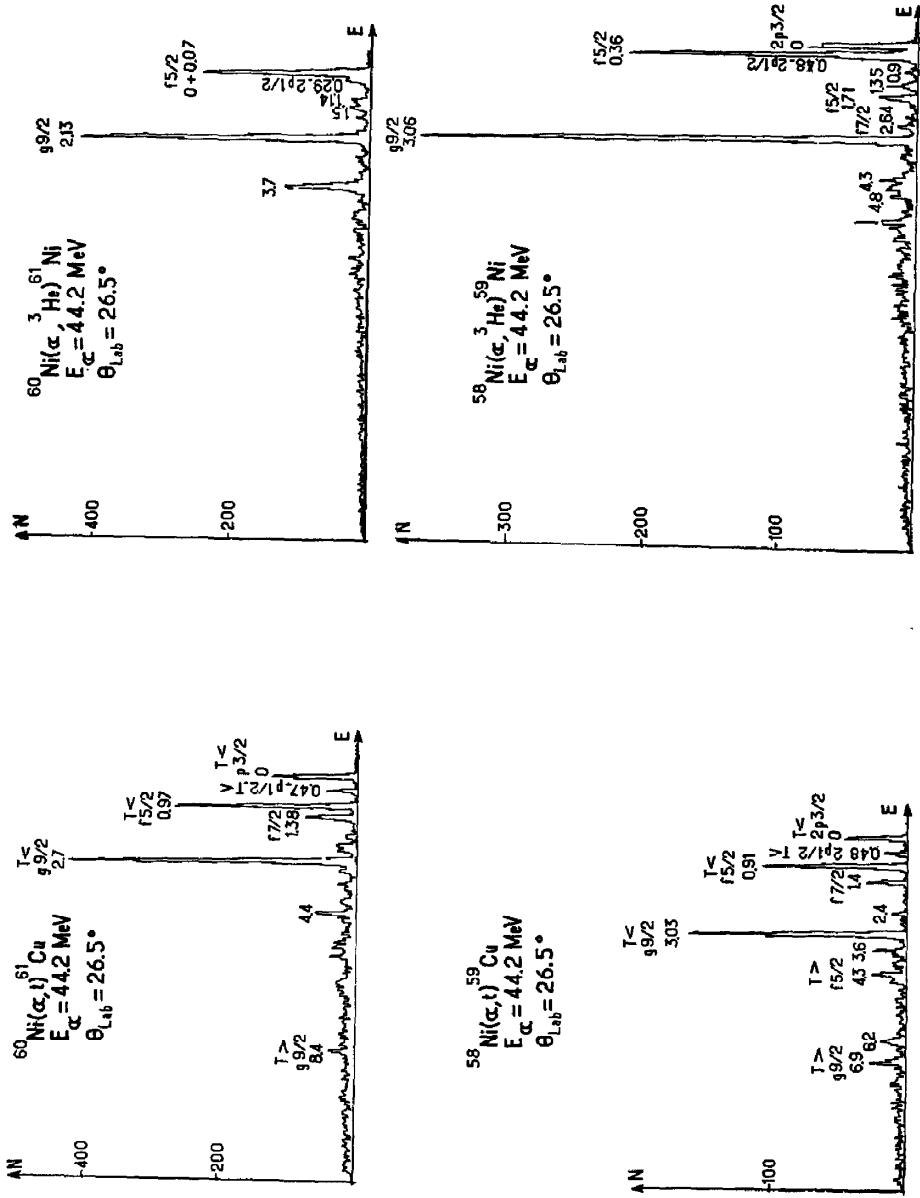


Fig. 6a et b. Spectres expérimentaux, à l'avant, pour les réactions (α, t) et ($\alpha, {}^3\text{He}$) sur les nickels doublements pairs stables. Les échelles verticales ont été ajustées pour permettre la comparaison directe des intensités d'excitation des niveaux pour les différents isotopes.

Il est possible de rendre compte de ces résultats en comparant la direction du transfert à la ligne de stabilité de la table des nucléides: le transfert de deuton est parallèle à cette ligne, le transfert d'un neutron ou d'un proton s'en rapproche ou

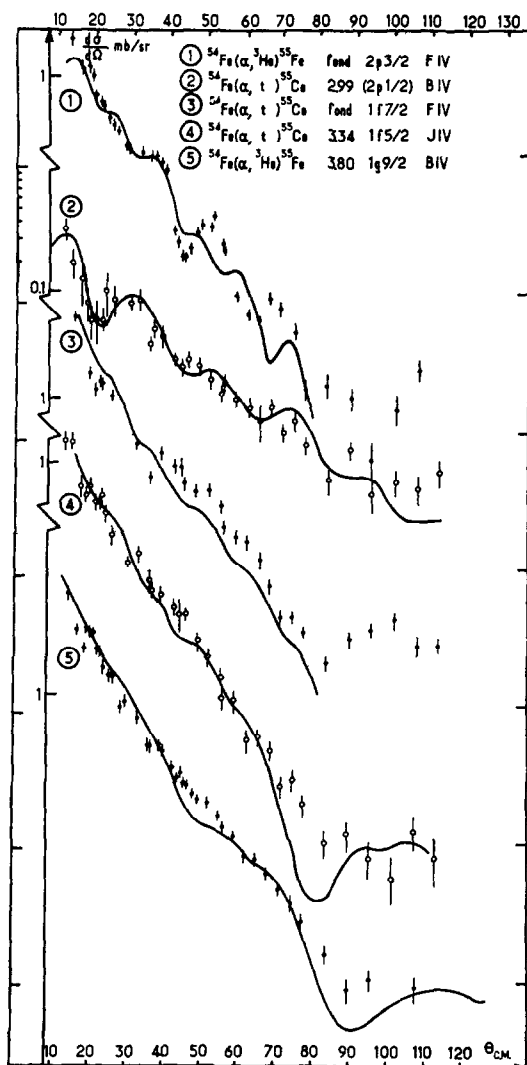


Fig. 7. Exemples de distributions angulaires expérimentales et calculées pour le noyau-cible ^{54}Fe . Les lettres et les chiffres romains renvoient aux repères du tableau 1, paramètres des potentiels optiques.

s'en éloigne selon le noyau cible. Il est remarquable de retrouver ce résultat pour des réactions directes; en fait, ces dernières sont sensibles à la position du noyau final

par rapport à la ligne de stabilité principalement par l'énergie de liaison de la particule capturée qui conditionne le bilan d'énergie, la forme des fonctions d'onde et, éventuellement, la plus ou moins grande intervention de la barrière coulombienne.

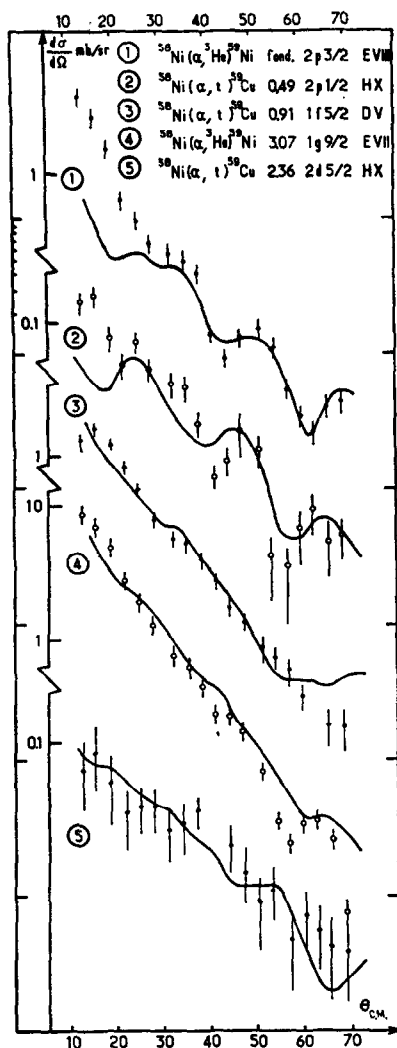


Fig. 8. Exemples de distributions angulaires expérimentales et calculées pour le noyau cible ${}^{58}\text{Ni}$. (Voir légende de la fig. 7.)

3.1. SPECTRES EN ÉNERGIE DES NOYAUX FINALS

Quelques spectres typiques sont présentés sur les figs. 5 et 6. Pour un bon nombre de niveaux, en particulier les plus fortement excités, les spins et parités étaient déjà

connus par ailleurs; on peut ainsi contrôler que le caractère sélectif d'excitation des niveaux de particules se manifeste clairement et que, pour les réactions de transfert

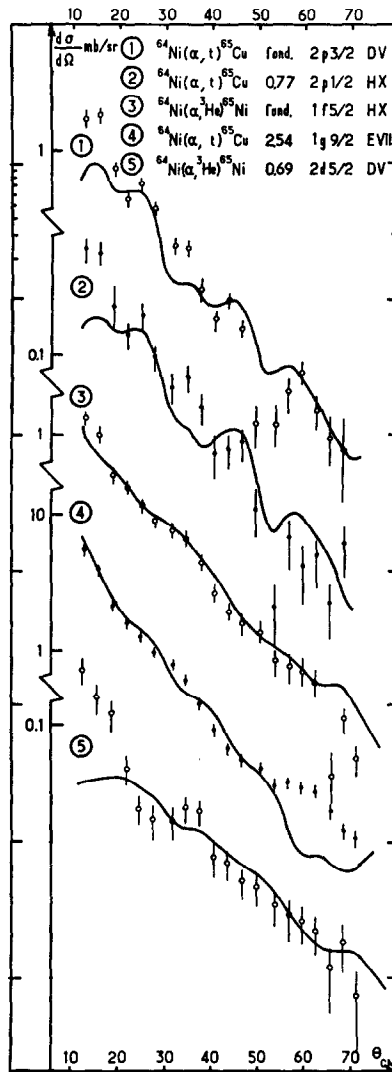


Fig. 9. Exemples de distributions angulaires expérimentales et calculées pour le noyau cible ^{64}Ni . (Voir légende de la fig. 7.)

induites par les particules α de 44 MeV, les moments angulaires élevés sont favorisés: pour la plupart des noyaux et à des angles d'observation compris entre 10 et 50°, il apparaît, si l'on ne retient que les pics les plus intenses, que les spectres reproduisent la

simplicité du modèle en couches. Ainsi, chaque spectre se termine par un pic très intense correspondant à la dernière sous-couche ($1g_{3/2}$) de la couche majeure 28–50 [niveau renforcé par les conditions cinématiques de moment angulaire transféré et par le facteur statistique $(2J_f + 1)$]. Puis apparaissent, vers les énergies d'excitation moins élevées, les niveaux $1f_{3/2}$ et éventuellement $2p_{3/2}$ ou $2p_{1/2}$ et, pour le ${}^{55}\text{Co}$, $1f_{7/2}$. Au-dessus du niveau $g_{3/2}$, le spectre est très compliqué mais d'une intensité en général près de dix fois inférieure. Ces spectres sont donc très différents des spectres obtenus par les réactions (${}^3\text{He}, d$) ou surtout (d, p) dont les conditions cinématiques ne permettent pas de distinguer les niveaux importants, mais de moment angulaire élevé, parmi les niveaux faibles mais de moment angulaire petit.

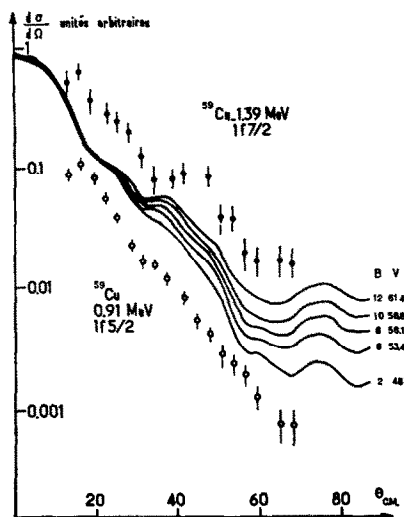


Fig. 10. Variation de la distribution angulaire calculée avec l'énergie de liaison du proton pour le niveau $1f_{7/2}$ à 1.39 MeV de ${}^{59}\text{Cu}$. Les courbes théoriques sont normalisées sur la partie avant de la distribution angulaire pour mettre en évidence la modification de leur forme. On a fait figurer les distributions angulaires expérimentales pour comparaison; la normalisation de ces dernières est arbitraire.

3.2. LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Pour le noyau cible ${}^{54}\text{Fe}$, les distributions angulaires ont été mesurées de 14° à 113° c.m., pour ${}^{58}, {}^{64}\text{Ni}$ de 13° à 63° c.m. et trois spectes ont été enregistrés à 26° , 44° et 50° pour ${}^{60}, {}^{62}\text{Ni}$. Quelques exemples de distributions angulaires sont représentés sur les figs. 7, 8 et 9.

En s'appuyant sur les niveaux de spin déjà connus et en accord avec l'analyse qualitative du paragraphe précédent, on peut classer un certain nombre de distributions angulaires selon le spin du niveau considéré; plus précisément, il apparaît qu'en première approximation les distributions angulaires sont caractéristiques du moment angulaire transféré. Les transferts $l = 1$ présentent un caractère oscillatoire dès 25 ou 30° ;

pour les transferts $l = 2$, les oscillations débutent à un angle plus grand et sont moins marquées. Les transferts $l = 3$ ou $l = 4$ présentent peu ou pas de structure jusque vers 50° ou 60° . Si les conditions cinématiques n'introduisent pas de variation trop grande avec l'énergie d'excitation, les pentes moyennes des distributions angulaires peuvent également servir à caractériser le transfert. Ainsi, les pentes des transferts $l = 1$ ou $l = 2$ sont en général plus faibles que celles des transferts $l = 3$ ou $l = 4$. La seule difficulté réside donc dans la distinction des transferts $l = 3$ et $l = 4$; elle est, sur la seule vue des distributions angulaires, souvent ambiguë, parfois impossible, et il faudra utiliser d'autres critères (intensité, position en énergie, comparaison aux autres réactions) pour distinguer ces deux attributions.

Pour un même transfert l , deux spins sont en général possibles: $l + \frac{1}{2}$ et $l - \frac{1}{2}$ et la question se pose de pouvoir les distinguer expérimentalement. Aucune différence systématique n'a pu être mise en évidence entre les niveaux $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$; par contre, les distributions $1f_{\frac{3}{2}}$ et $1f_{\frac{1}{2}}$ peuvent être distinguées par un décrochement très marqué vers 36 à 40° dans la distribution $1f_{\frac{1}{2}}$ et qui n'apparaît pas, ou très peu, dans le cas $1f_{\frac{3}{2}}$ (fig. 10). D'autre part, pour le seul noyau où les distributions angulaires ont été poursuivies vers les grands angles (cible de ^{54}Fe), on a pu voir, au-delà de 80° , une remontée de la distribution angulaire $f_{\frac{1}{2}}$, comparée à un plateau de la distribution $f_{\frac{3}{2}}$, pour les niveaux fondamental et 3.34 MeV du ^{55}Co (voir fig. 8).

4. L'analyse en ondes déformées

L'analyse a pour but d'une part de retrouver la forme des distributions angulaires – condition nécessaire mais non suffisante du réalisme du calcul – et, d'autre part, de déterminer le facteur spectroscopique S de chaque niveau; ce dernier est atteint au travers de l'expression:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{exp}}} = (2J_f + 1) 2NC^2S \frac{d\sigma_{\text{JULIE}}}{d\Omega},$$

où J_f est le spin du niveau final (ici $J_i = 0$), C^2 le coefficient de couplage de spin isotopique, $d\sigma_{\text{JULIE}}/d\Omega$ étant la section efficace calculée. Le facteur N peut, en principe, être calculé; en fait, il est plus réaliste de le considérer comme un paramètre supplémentaire.

Les paramètres optiques utilisés sont rassemblés sur le tableau 1 où l'on a indiqué le noyau, la réaction et l'énergie, qui ont servi à les déterminer.

Dans la voie d'entrée, tous les potentiels sont déterminés à partir de diffusion alpha sur les noyaux-cibles ou sur des noyaux très voisins (^{50}Ti) et à des énergies suffisamment élevées (> 30.5 MeV) pour que la structure de la distribution angulaire élastique soit bien précisée.

En ce qui concerne la voie de sortie, les potentiels utilisés ne comportent ni terme dépendant du spin isotopique [voir réf. ⁷] par exemple], ni terme spin-orbite, l'adjonction de ces termes ne modifiant que peu les distributions angulaires de

TABLEAU 1
Paramètres des potentiels optiques

Repère	V	W	r_v	a_v	$r_w^a)$	$a_w^a)$	r_c	Origine	(MeV)	Réf.
IV	185	30	1.30	0.65			1.4	${}^{54}\text{Fe}(\alpha, \alpha)$	44	^{c)}
V	183.7	26.6	1.40	0.564			1.3	${}^{50}\text{Ti}(\alpha, \alpha)$	30.5	³³⁾
VII	170	27	1.43	0.53		0.48	1.4	${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$	44	^{b)}
VIII	160	27	1.446	0.53		0.48	1.4	${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$	44	^{b)}
IX	145.8	21.3	1.396	0.557			1.3	${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$	43	³⁴⁾
X	145.6	23.9	1.395	0.607			1.4	${}^{50}\text{Ti}(\alpha, \alpha)$	30.5	³³⁾
XII	105.1	18.6	1.445	0.554			1.4	${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$	43	³⁴⁾
XIV	63	16.1	1.587	0.494	1.647	0.276	1.4	${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)$	43	³⁴⁾
B	173.4	16.5	1.14	0.723	1.60	0.81	1.40	${}^{56}\text{Fe}$ et ${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	37.7	³⁵⁾
C	169	16.2	1.15	0.58	1.65	0.84	1.40	${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	25	³⁶⁾
D	165	20.2	1.14	0.723	1.60	0.81	1.30	${}^{52}\text{Cr}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	22	³³⁾
E	162.6	20.9	1.22	0.695	1.506	0.80	1.40	${}^{64}\text{Ni}(t, t)$	20	⁷⁾
								${}^{64}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	25	
F	150	25	1.24	0.678	1.45	0.84	1.25	${}^{62}\text{Ni}$ et ${}^{52}\text{Cr}(t, t)$	15 et	³⁷⁾
									20	
G	138.4	23.1	1.08	0.781	1.54	0.801	1.40	${}^{58}\text{Fe}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	22	³⁸⁾
H	133	18.2	1.08	0.80	1.63	0.754	1.30	${}^{52}\text{Cr}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	22	³³⁾
J	120	16	1.25	0.72	1.60	0.80	1.40	${}^{58}\text{Ni}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$	37.7	³⁵⁾
K	53	14	1.24	0.878	1.66	0.766	1.30	${}^{62}\text{Ni}(t, t)$	15	³⁷⁾

^{a)} Lorsqu'aucun chiffre n'est indiqué dans cette colonne, le paramètre du puits imaginaire est égal au paramètre correspondant du puits réel.

^{b)} Ces paramètres ont été déterminés lors de notre étude de modèle optique.

^{c)} Calculs de Forest sur les mesures de Saclay.

diffusion élastique de tritons ou de ${}^3\text{He}$ (nous verrons plus loin leur effet sur la distribution angulaire de réaction).

Les fonctions radiales (facteur de forme) sont calculées dans le programme JULIE. A l'exception des états $\frac{7}{2}$ dont nous reparlerons plus bas, nous avons utilisé la méthode de l'énergie de séparation qui est en général mieux adaptée à la description de la partie asymptotique de la fonction d'onde. Les paramètres du puits de Woods-Saxon sont les suivants: $r_0 = 1.25$ fm, $a_0 = 0.65$ fm, $\lambda_{s.o.} = 25$.

4.1. INFLUENCE DE LA VARIATION DES PARAMÈTRES

Nous ne donnerons ici que les résultats qui nous semblent les plus importants; on trouvera en réf. ³²⁾ plus de détails sur cette analyse.

Chacun des potentiels B, C, F, G, J a successivement été utilisé avec le potentiel IV pour un transfert $l = 1$ (fondamental $2p_{\frac{1}{2}}$ de ${}^{55}\text{Fe}$) et pour un transfert $l = 3$ (niveau excité à 0.93 MeV $1f_{\frac{3}{2}}$ de ${}^{55}\text{Fe}$). Pour le transfert $l = 1$, (fig. 11) la forme et l'amplitude des distributions angulaires prévues varient notablement d'un essai à l'autre sans qu'il soit cependant possible de fixer un choix par comparaison avec l'expérience. En effet, aucune des distributions angulaires calculées ne donne un accord très bon sur toute l'étendue angulaire et, selon les caractéristiques auxquelles

on s'attache (accord à l'avant, accord général, position des extrémums, amplitude des oscillations, etc . . .), on peut choisir l'un ou l'autre des potentiels. Pour le transfert $l = 3$ (fig. 12), les distributions ne se distinguent clairement qu'au-delà de 50° , donc dans une région où la validité du modèle peut être mise en cause; en deçà, l'accord avec l'expérience est satisfaisant, parfois très bon.

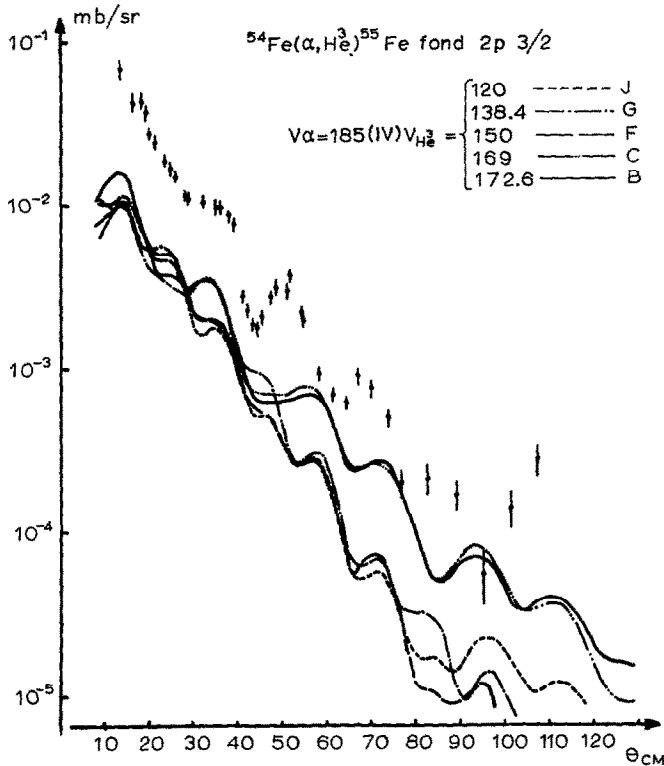


Fig. 11. Variations des prévisions en ondes déformées avec le potentiel de la voie de sortie pour un transfert $l = 1$. Les sections efficaces correspondent à σ_{JULIE} et non pas à $(2J+1)\sigma_{\text{JULIE}}$. La normalisation de la courbe expérimentale est arbitraire.

Nous avons également étudié, pour un potentiel de sortie donné, les variations des distributions angulaires calculées avec le potentiel de la voie d'entrée; ces essais conduisent à des conclusions sensiblement analogues.

Dans l'ensemble des essais, les accords sont plus satisfaisants pour les transferts élevés $l = 3$ ou $l = 4$ que pour les transferts faibles $l = 1$ ou $l = 2$; la distribution de ces derniers est en effet plus structurée et donc plus difficile à reproduire; de plus, c'est pour les transferts faibles que l'adaptation du moment cinétique est la plus mauvaise; dans ce cas, la section efficace relativement faible résulte de l'interférence de nombreux termes et devient ainsi plus sensible à des modifications de détail des fonctions d'onde.

Pour les états non liés, l'extrapolation des distributions angulaires depuis les niveaux liés jusqu'aux niveaux non liés n'est pas ici utilisable, car la section efficace dépend principalement de la cinématique (bilan d'énergie). Par contre, l'importance de cet effet cinématique traité rigoureusement permet un calcul approximatif, même avec une fonction d'onde incorrecte.

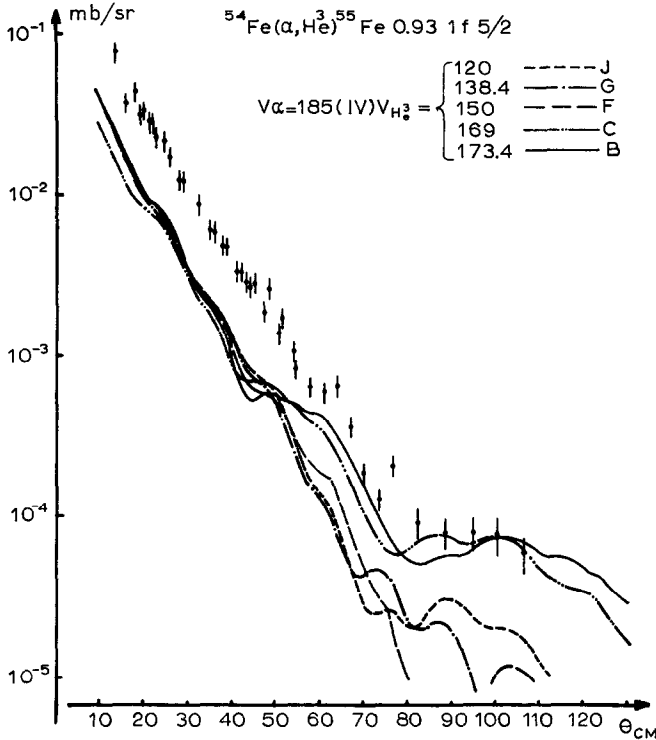


Fig. 12. Variations des prévisions en ondes déformées avec le potentiel de la voie de sortie pour un transfert $l = 3$, (voir légende de la fig. 12).

On a pu rendre compte de la différence des distributions $\frac{5}{2}$ et $\frac{7}{2}$ en utilisant pour ces derniers, qui sont en fait des "états de trou", une énergie de liaison plus réaliste que l'énergie de séparation. La fig. 10 présente des distributions angulaires calculées (normalisées à l'avant) pour différentes énergies de liaison (la valeur $B = 2$ correspond à l'énergie de séparation). Les potentiels nucléaires V correspondants sont à comparer aux valeurs 55.9, 58.2, 56.6, 59.7 MeV, calculées respectivement pour les niveaux $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, $1g_{7/2}$, avec l'énergie de séparation.

Précisons, pour chaque noyau cible, les résultats obtenus :

${}^{54}\text{Fe}$ (fig. 7): Parmi les groupes de potentiels utilisés, deux peuvent être retenus (IV, B) et (IV, J); ce sont eux qui donnent les meilleurs accords, ce sont également

eux qui présentent le plus petit nombre de mauvais accords. Si, comme il est raisonnable de le faire, on s'impose de ne pas changer les potentiels avec les niveaux, ce seront donc ces deux groupes qui serviront à extraire les informations spectroscopiques.

^{58}Ni (fig. 8): Les potentiels B et J pourtant issus de diffusion élastique sur ^{58}Ni et qui, avec le potentiel IV, donnaient de bons résultats pour ^{54}Fe , ne fournissent pas ici, avec un potentiel de même profondeur ajusté pour ^{58}Ni (potentiel IV'), d'accords satisfaisants.

Deux couples de potentiels, (V, D) et (X, H) utilisés pour la réaction $^{52}\text{Cr}(^3\text{He}, \alpha)$, peuvent être retenus, mais avec les valeurs de paramètres originales et non celles, légèrement modifiées, que Stock *et al.* ⁵⁾ avaient ajustées pour la réaction elle-même.

Les potentiels VII et VIII issus de notre étude de modèle optique donnent de bons accord lorsqu'ils sont joints au potentiel E.

^{64}Ni (fig. 9): L'étude de modèle optique nous a montré la possibilité de garder les mêmes paramètres que pour ^{58}Ni ; l'inclusion, dans la voie de sortie, du terme dépendant du spin isotopique laisse intacte la forme des distributions angulaires de réaction mais en modifie l'amplitude: -15% pour $(\alpha, ^3\text{He})$ et $+10\%$ pour (α, t) .

5. Spectroscopie des noyaux finals

L'attribution des spins des niveaux (ou leur confirmation) utilise la forme des distributions angulaires, l'intensité d'excitation et la comparaison aux autres réactions. En ce qui concerne le facteur spectroscopique, l'information primaire est le facteur NC^2S qui relie les sections efficaces théoriques et expérimentales. On peut constater, d'une part que ce facteur dépend du potentiel choisi (introduisant les variations de N)

TABLEAU 2
Valeurs de NC^2S pour le noyau-cible ^{58}Ni (partiel)

Potentiels	^{59}Ni				$^{59}\text{Cu } T_{<}^a)$					
	$2p_{\frac{3}{2}}^b)$ fond.	$1f_{\frac{7}{2}}^d)$ 1.95 ^{c)}	$1f_{\frac{5}{2}}$ 0.34	$1g_{\frac{7}{2}}$ 3.07	$2p_{\frac{3}{2}}$ fond.	$2p_{\frac{1}{2}}$ 0.49	$1f_{\frac{7}{2}}^d)$ 1.39	$1f_{\frac{5}{2}}$ 0.908	$1g_{\frac{7}{2}}$ 3.03	$2d_{\frac{5}{2}}$ 2.36
VIII, E	5.7	0.57	14.7	10.0	4.0	3.3	1.8	11.1	4.15	0.55
V, D	9.0	0.96	16.6	10.4	5.7	3.8	3.4	13.8	7.2	1.0
VII, E	6.2	0.62	10.4	6.7	3.6	2.8	2.4	9.1	4.6	0.60
X, H	8.3	0.73	16.6	9.9	6.5	4.9	3.6	12.9	5.9	0.93
XII, K					5.7			8.3		

^{a)} Les états analogues $T_{>}$, mal séparés des niveaux voisins ne sont pas représentés ici.

^{b)} Le niveau $2p_{\frac{3}{2}}$ à 0.47 MeV est mal déterminé par suite de la présence du niveau intense $1f_{\frac{5}{2}}$ à 0.34 MeV il n'a pas été pris en compte ici.

^{c)} Cet état n'est pas le niveau $1f_{\frac{7}{2}}$ le plus intense, mais c'est le mieux isolé.

^{d)} Les valeurs de NC^2S portées ici ont été calculées en utilisant l'énergie de séparation. L'utilisation d'une énergie de liaison plus vraisemblable conduit à multiplier ces valeurs par un facteur de 1.4 à 2.

et que, d'autre part, en accord avec ce qui a été dit précédemment, les variations de $N C^2 S$ sont plus importantes pour les transferts $l = 1$ que pour les transferts $l = 3$ introduisant une dispersion des facteurs spectroscopiques mêmes relatifs.

Le tableau 2 donne un aperçu des résultats dans le cas du noyau cible ${}^{58}\text{Ni}$ et pour des couples de potentiels donnant des accords acceptables (si ce critère est abandonné, la dispersion du facteur de normalisation et surtout des facteurs spectroscopiques relatifs est plus grande encore). Deux problèmes se posent: quel groupe de potentiels utiliser, et quel doit être le facteur de normalisation? Afin d'utiliser tous les essais acceptables nous avons procédé en deux étapes:

(i) Pour chacun des potentiels retenus (deux pour ${}^{54}\text{Fe}$, quatre pour les nickels), nous avons déterminé les facteurs spectroscopiques relatifs de tous les niveaux en attribuant une valeur constante, peu importe laquelle, au niveau $f_{\frac{3}{2}}$ principal (la somme des niveaux à 1.11 et 1.62 MeV pour ${}^{65}\text{Cu}$); ce niveau est en effet intense et les distributions calculées dépendent peu du potentiel; de plus, la sous-couche $f_{\frac{3}{2}}$, peu fractionnée, est vide ou presque vide et jouera donc un rôle important dans les règles de somme. On calcule ensuite la moyenne de ces facteurs spectroscopiques relatifs.

(ii) Il ne reste plus qu'à fixer le coefficient de normalisation. Pour cela, on utilise les règles de somme (nous avons vérifié pour deux noyaux que l'inversion des étapes 1 et 2 conduisait au même résultat à 10 ou 15 % près)

$$\sum_j (2j+1) [1 - \sum C^2 S_j^{(n)}] = N, \quad \sum_j (2j+1) [1 - \sum C^2 S_j^{(p)}] = Z;$$

la somme est limitée aux sous-couches $1f_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}$, $2p_{\frac{1}{2}}$ et $1f_{\frac{3}{2}}$; pour les couches supérieures en effet, on n'est pas assuré de prendre en compte tous les niveaux et, de plus, l'énergie d'excitation croissante rend de plus en plus douteuse la distribution angulaire théorique (fonction d'onde non liée etc. . .). Avec cette méthode, et dans la mesure où les distributions angulaires calculées $2p_{\frac{3}{2}}$ et $2p_{\frac{1}{2}}$ sont peu différentes, on ne fait pas intervenir l'attribution du moment angulaire total j . Dans le cas $f_{\frac{3}{2}}$, $f_{\frac{3}{2}}$, où cela n'est plus vrai, on a choisi, pour les niveaux $f_{\frac{3}{2}}$, une énergie de liaison moyenne entre l'énergie de séparation et l'énergie qui donne le meilleur accord. Le tableau 3 donne la valeur du coefficient de normalisation N ainsi calculé pour le niveau $f_{\frac{3}{2}}$ le plus intense de ${}^{55}\text{Co}$, ${}^{55}\text{Fe}$, ${}^{59}\text{Cu}$ et ${}^{59}\text{Ni}$.

Les valeurs de N sont très supérieures à la valeur 1.63 obtenue avec une portée

TABLEAU 3

Valeurs du facteur de normalisation N déterminées sur le niveau $f_{\frac{3}{2}}$ prédominant de chaque noyau final

Potentiels	(${}^{55}\text{Co}$)*	${}^{55}\text{Co}$	${}^{55}\text{Fe}$	${}^{59}\text{Cu}$	${}^{59}\text{Ni}$	Potentiels
IV, F	25.7	27.4	22.9	19.6	23.8	VIII, E
IV, B	25.7	23.4	22.9	24.4	26.9	V, D
				16.1	16.9	VII, E
				22.8	26.9	X, H

Les valeurs de la colonne (${}^{55}\text{Co}$)* sont déterminées sur l'état analogue $T_{>}$.

nulle. Cependant, l'accord est satisfaisant avec les valeurs déterminées empiriquement par Stock *et al.* (23 ± 9) ou calculées par Bassel (18 à 25). Le rapport moyen des valeurs de N pour les réactions ($\alpha, {}^3\text{He}$) et (α, t) sur ${}^{59}\text{Ni}$ est 1.14 mais ce même rapport est plus petit que 1 pour ${}^{54}\text{Fe}$ (avec d'autres potentiels); il n'est donc pas exclu que le facteur de normalisation soit le même pour les deux réactions.

TABLEAU 4
Facteurs spectroscopiques de ${}^{55}\text{Co}$

E_x	(α, t)		(${}^3\text{He}, d$)			$(2j+1)C^2S$			
	l	j^n	réf. ⁸⁾	réf. ⁹⁾	réf. ¹⁰⁾	(α, t)	(${}^3\text{He}, d$)		
							l	l	l
						16 MeV	22 MeV	12 MeV	
0	3	$\frac{7}{2}^-$	3	3	3	1.70	1.68	1.76	1.9
2.19	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	1	0.85	1.68	1.40	1.1
2.61	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	1	0.76	1.04	0.84	0.64
2.99	(1) ^{b)}	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	1	1.29	0.76	0.44	0.28
3.34	3	$\frac{5}{2}^-$	(1)	3	3	2.41	0.68	3.24	2.2
				+1	+1			+0.44	+0.35
3.65	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1		0.67	0.26	0.22	
3.87	1	$(\frac{1}{2}^-)$		1		0.38		0.06	
4.20	3	$\frac{5}{2}^-$	(1)	3		0.84	0.46	1.20	
				+1				+0.16	
4.37	(1)					(0.64)			
4.57	(4)					(0.12)			
4.74 ^{a)}	1	$(\frac{3}{2})$	1	1		0.88	0.92	0.88	
				+4				+1.10	
4.95 ^{a)}	1	$(\frac{1}{2})$	1	1		0.80	0.48	0.52	
5.15 ^{a)}									
5.32	(3)	$(\frac{5}{2}^-)$				0.80			
5.49	(1)		(1)	1		(0.64)	0.30	0.24	
ou	(3)	$(\frac{7}{2}^-)$							
5.72 ^{a)}	3	$\frac{5}{2}^-$	3	3		1.77	1.56	1.62	
6.01	4	$\frac{3}{2}^+$	4	4		(1.50)	5.00	1.60	
				+3				+0.12	
6.34	(3)	$(\frac{7}{2}^-)$				(0.72)			
ou	(1)								
6.56	1					(0.81)			
6.80	(2)								
ou	(4)								
7.05	(2)								
ou	(4)								

^{a)} Niveaux présumés $T_{>}$.

^{b)} Voir texte.

Pour le noyau cible ${}^{64}\text{Ni}$, la règle de somme ne peut pas être appliquée dans la forme définie plus haut (il faudrait l'étendre à la couche $1g_{7/2}$); aussi, tenant compte du fait que les potentiels utilisés pour ${}^{64}\text{Ni}$ étaient identiques à ceux de ${}^{58}\text{Ni}$, nous avons

gardé pour ^{65}Cu et ^{65}Ni les facteurs de normalisation déterminés respectivement sur ^{59}Cu et ^{59}Ni . Ces facteurs ont cependant été corrigés de l'influence du terme dépendant du spin isotopique.

Examinons maintenant les résultats spectroscopiques noyau par noyau et leur comparaison avec ceux des autres réactions.

^{55}Co (tableau 4): Le transfert d'un proton à ^{54}Fe , qui permet d'atteindre ^{55}Co , a été étudié par (^3He , d); nous l'avons obtenu ici par (α , t); deux niveaux illustrent l'intérêt des comparaisons de réactions favorisant des transferts différents: pour le niveau à 3.34 MeV, l'intensité d'excitation observée par la réaction (α , t) est incompatible avec l'attribution $l = 1$ donnée en (^3He , d) par Rosner *et al.* ⁸); Armstrong et Blair ⁹), il est vrai, déterminent un mélange $l = 3$ et $l = 1$ en combinant deux distributions angulaires théoriques; mais la qualité médiocre des accords entre les distributions angulaires théoriques et expérimentales rend parfois ce procédé douteux. Le second cas est celui du niveau à 4.74 MeV: ces mêmes auteurs introduisent, pour reproduire la courbe expérimentale, une composante $l = 4$ importante qui donnerait avec la réaction (α , t) une intensité d'excitation près de dix fois supérieure à celle observée. La réaction (α , t) apporte ici une correction nécessaire, et sans ambiguïté, aux résultats de (^3He , d).

Ayant remarqué que les facteurs spectroscopiques de l'état fondamental $l = 3$, $l_{\frac{3}{2}}$ sont très voisins pour les réactions (α , t) et (^3He , d), on constate ensuite que, pour la première partie du spectre, les réactions (α , t) sous-estiment les niveaux $l = 1$ par rapport aux réactions (^3He , d), alors que, vers le haut du spectre, les résultats sont plus proches, voire même inversés. Ainsi, le rapport $S_{(^3\text{He}, d)}/S_{(\alpha, t)}$ pour les niveaux à 2.19, 2.61, 4.74 et 5.49 MeV est respectivement 2.0, 1.4, 1.0, (0.5) (on a utilisé les résultats (^3He , d) à 16 MeV). Remarquons que, pour un même transfert et pour les niveaux voisins mais bien isolés à 2.19 et 2.61 MeV, le même rapport passe de 2.0 à 1.4. Le niveau à 2.99 MeV présente une distribution angulaire assez originale (pente moyenne plus faible); la valeur de son facteur spectroscopique est d'autre part plus grande pour nous que pour (^3He , d) en contradiction avec les niveaux $l = 1$ voisins. Pour le niveau $l = 4$ à 6.01 MeV, notre résultat est bon accord avec celui de Armstrong et Blair mais très différent de celui de Rosner et Holbrow: $S_{(^3\text{He}, d)}/S_{(\alpha, t)}$ vaut respectivement 1.1 et 0.33.

Les états analogues sont, dans ce noyau, bien identifiés; nous examinerons plus loin la comparaison des facteurs spectroscopiques de ces niveaux avec ceux des niveaux correspondants de ^{55}Fe .

Nous n'avons observé aucun niveau $f_{\frac{7}{2}}$ au-dessus du niveau fondamental jusque vers 5 MeV d'excitation; plus haut, quelques niveaux (5.49 et 6.34 MeV) peuvent avoir cette attribution, mais la densité de niveaux dans cette région rend toute affirmation douteuse.

^{55}Fe (tableau 5): Pour ce qui est de la comparaison entre les facteurs spectroscopiques obtenus par diverses réactions, les mêmes remarques que pour ^{55}Co peuvent

être retenues mais, à l'exception des niveaux $\frac{7}{2}^-$, les divergences sont moins importantes (au moins pour la première partie du spectre).

TABLEAU 5
Facteurs spectroscopiques de ^{56}Fe

E_x	$(\alpha, {}^3\text{He})$		(d, p)		$(2j+1)C^2S$			réf. ¹³⁾ (p, d)	
	l	j^π	réf. ¹¹⁾ l	réf. ¹²⁾ l	$(\alpha, {}^3\text{He})$	réf. ¹¹⁾ (d, p)	réf. ¹²⁾ (d, p)	l	j^π
0.0	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	2.7	3.25	1.84	1	
0.41	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1	1.0	1.20	0.61	1	
0.93	3	$\frac{5}{2}^-$	3	3	3.9	3.60	2.11	3	$\frac{5}{2}^-$
1.32	(3)	$\frac{7}{2}^-$	3	iso	(0.78)	0.33		3	$(\frac{7}{2}^-)$
ou (1)									
1.43	(3)	$\frac{7}{2}^-$	(3)	iso	0.39	0.14		3	$\frac{7}{2}^-$
ou (1)									
2.015	1		1	1	0.39	0.377	0.14		
2.14	3	$\frac{5}{2}^-$	3	3	0.90	0.885	0.53		
2.30	4	$\frac{3}{2}^+$			0.10				
2.48	1		1	1	0.78	0.766	0.32		
2.60	(4)	$\frac{3}{2}^+$	4	4	0.12	0.414	0.47		
			ou 3			0.184			
2.82	(4)	$\frac{3}{2}^+$			(0.09)				
ou (3)		$\frac{5}{2}^-$			(0.23)				
2.93	(3)	$\frac{7}{2}^-$		iso	(0.84)			3	$\frac{7}{2}^-$
ou (1)									
3.08	(4)	$\frac{3}{2}^+$	1	1	(0.10)	0.085	0.05		
ou (3)		$\frac{5}{2}^-$			(0.26)				
3.33	(4)	$\frac{3}{2}^+$			(0.10)				
ou (3)		$\frac{5}{2}^-$			(0.23)				
(3.55)			1	1		0.525	0.23		
3.80	4	$\frac{3}{2}^+$	4	(4)	3.75	7.4	4.65		
			+1	1		1.4	0.67		

Les niveaux à 1.32, 1.43 et 2.93 MeV présentent des distributions angulaires que leur structure différencie nettement des distributions $l = 3, f_{\frac{3}{2}}$; en fait, la forme de ces distributions angulaires est à la fois comparable à celle des distributions de type $l = 1$ et à celles de types $l = 3, j = \frac{7}{2}$. Ces niveaux sont bien observés dans la réaction $^{56}\text{Fe}(p, d)^{55}\text{Fe}$ [réf. ¹³⁾] avec laquelle leur est attribué le spin $\frac{7}{2}^-$: dans les réactions (d, p) , ces niveaux présentent une distribution plutôt isotrope ¹²⁾ très différente de celle du niveau $l = 3, f_{\frac{3}{2}}$ à 0.93 MeV; cependant, la variation de l'énergie de liaison pour les niveaux $\frac{7}{2}^-$ peut expliquer cet effet important pour la réaction (d, p) à basse énergie et nous avons conservé, pour ces niveaux, l'attribution $\frac{7}{2}^-$ des réactions (p, d) .

^{59}Cu (tableau 6): Le fait le plus marquant pour le ^{59}Cu est l'excitation importante du niveau $1f_{\frac{7}{2}}$ à 1.39 MeV. Les rapports des facteurs spectroscopiques $l = 3, f_{\frac{7}{2}}$

(1.39 MeV)/ $l = 3$, $f_{\frac{3}{2}}$ (0.91 MeV) pour les réactions (α , t) et (^3He , d) [réf. 16] sont respectivement 0.44 et 0.14.

Quelques niveaux faiblement excités ont une distribution angulaire caractéristique du transfert $l = 2$; l'intensité de leur excitation indique plutôt la présence de niveaux

TABLEAU 6
Facteurs spectroscopiques de ^{59}Cu

E_x	(α , t)		(^3He , d)		$(2j+1)C^2S$		
	l	j^π	réf. 14) l	réf. 16) l	(α , t)	réf. 14) (^3He , d)	réf. 16) (^3He , d)
0	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	1.0	2.3	2.1
0.49	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1	0.35	1.1	1.1
0.91	3	$\frac{5}{2}^-$	3	3	3.4	3.7	4.0
1.39	3	$\frac{7}{2}^-$		3	≈ 1.5		0.54
2.36	2	$\frac{3}{2}^+$	1	1	0.22	0.05	0.26
2.69	3	$\frac{7}{2}^-$		3	≈ 0.42		0.12
3.03	4	$\frac{9}{2}^+$	4	4	2.7	4.6	3.1
3.41	(2) ou (3)	$\frac{5}{2}^+$ $\frac{7}{2}^-$			0.11 ≈ 0.35		
3.55	3	$\frac{7}{2}^-$	2	(2)	≈ 1.7	0.76	
3.70	(4) ou (3)	$\frac{9}{2}^+$ $\frac{7}{2}^-$			0.14 0.41		
3.90	2 +1 ^{a)}	$\frac{5}{2}^+$ $(\frac{3}{2}^-)$	2 1	1	(0.23) (0.64)	0.40 0.44	$\left\{ \begin{array}{l} 0.12 \\ 0.60 \\ 0.36 \end{array} \right.$
4.09	1 +3	$(\frac{3}{2}^-)$ $\frac{5}{2}^-$	(3) (3)	(2)		0.3 0.5	
4.30	3 ^{a)} +1 ^{a)}	$\frac{5}{2}^-$ $(\frac{1}{2}^-)$	3 1	3 1		1.6 0.42	1.74 0.32
6.9	4 ^{a)}	$\frac{9}{2}^+$					

^{a)} États présumés $T_{>}$.

$2d_{\frac{3}{2}^+}$ que $1d_{\frac{3}{2}^+}$; en effet, pour $1d_{\frac{3}{2}^+}$, la sous-couche correspondante trop profonde conduirait à une section efficace beaucoup plus petite. Les distributions angulaires expérimentales des états analogues $T_{>}$ ne coïncident ni avec les calculs, ni avec les courbes types. La détermination de leur position ne peut guère être mise en doute, elle correspond d'ailleurs à celle indiquée par Blair $^{17)}$ en (^3He , d); on peut donc penser que ce sont les niveaux voisins $T_{<}$, extrêmement nombreux dans cette région d'excitation, qui modifient les distributions angulaires expérimentales des états analogues.

^{59}Ni (tableau 7): Les remarques faites à propos de ^{55}Fe concernant les états $f_{\frac{7}{2}}$ peuvent être répétées ici. Les différences les plus remarquables avec les réactions (d, p) sont observées pour des énergies d'excitation élevées: le niveau $1g_{\frac{7}{2}}$ à 3.07 MeV est deux à trois fois plus faible en (α , ^3He) qu'en (d, p); deux niveaux $l = 1$ à 3.57 et 3.80 MeV apparaissent au contraire plus importants avec cette même réaction. Les

TABLEAU 7
Facteurs spectroscopiques de ^{59}Ni
(partiel)

E_x	$(\alpha, ^3\text{He})$		(d, p)		$(2j+1)C^2S$				(p, d)		$(2j+1)C^2S$		
	l	j^π	réf. ¹⁸	réf. ¹⁹	$(\alpha, ^3\text{He})$	réf. ¹⁸	réf. ¹⁹	réf. ²²	réf. ²³	réf. ¹³	réf. ²⁰	réf. ²⁰	réf. ²¹
			l	l	$(\alpha, ^3\text{He})$	(d, p)	(d, p)	th.	th.	l	j^π	(d, t)	$(^3\text{He}, \alpha)$
0	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	1.30	2.74	2.77	2.36	2.64	1		2.22	1.85
0.34	3	$(\frac{5}{2}^-)$	3	3	3.70	4.05	5.19	5.24	5.12	3	$\frac{5}{2}^-$	1.15	1.31
0.48	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1	(0.40)	1.26	1.24	1.70	1.64	1		0.41	0.21
(0.78)	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	0.16	0.324	0.311	0.33	0.14	1		0.25	0.34
(1.0)													
1.16	(1)		n.s.		0.10								
1.33	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1	0.42	0.519	0.561	0.10	0.17	(1)		0.22	0.29
(1.43)			+n.s.										
1.66	3	$(\frac{5}{2}^-)$	3	(3)	0.52	0.737	0.605						
1.76	3	$(\frac{5}{2}^-)$	n.s.		0.60								
1.95	(3) ou (1)	$(\frac{5}{2}^-)$	n.s.		0.50					3	$\frac{7}{2}^-$		0.61
(2.19)													
2.33	3	$(\frac{5}{2}^-)$			0.26								
2.48	(2)	$(\frac{7}{2}^+)$	2	(1)	0.08	0.104	0.031						
2.64	(1) ou 4	$(\frac{7}{2}^-)$	(1)	3	0.84	0.067	0.307			3	$\frac{7}{2}^-$	5.33	1.60
3.07	4	$(\frac{9}{2}^+)$	4	4	3.90	10.60	7.50			3	$\frac{7}{2}^-$	2.3	
3.17	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1	0.065	0.065	0.030						0.80
(3.33)													
3.45	1	$(\frac{1}{2}^-)$			(0.27)								
+0					(0.11)								
3.57	1	$(\frac{1}{2}^-)$	1	2	0.50	0.142	0.197						
(3.69)													
3.80	1	$(\frac{1}{2}^+)$	1	1	0.32	0.105	0.101						
4.47	2	$(\frac{5}{2}^+)$	2	2	0.81	1.44	1.44						

prévisions théoriques de Cohen *et al.* ²²) ou de Auerbach ²³) sont en assez bon accord avec (d, p) pour les premiers niveaux alors que les facteurs spectroscopiques déduits de ($\alpha, {}^3\text{He}$) sont généralement inférieurs; mais ces calculs utilisent comme base les résultats des réactions (d, p). Pour le niveau à 1.33 MeV où par contre ($\alpha, {}^3\text{He}$) et (d, p) sont en accord, les calculs théoriques prévoient un facteur spectroscopique plus petit.

Un niveau à 3.17 MeV, défini comme $l = 1$ et peu intense en (d, p) est ici très faiblement excité pour les angles d'observation petits. Vers 60° son intensité s'accroît et devient aussi importante que celle du niveau $1g_{7/2}$ voisin (3.07 MeV); elle oscille alors en phase avec le niveau fondamental. Nous n'avons pas fait figurer d'attribution de

TABLEAU 8
Facteurs spectroscopiques de ${}^{65}\text{Cu}$

E_x	(α, t)		(${}^3\text{He}, d$)	$(2j+1)C^2S$			(t, α) réf. ²⁵)		(α, α') réf. ²⁷)			
	l	j^π	j^π	réf. ²⁶)		réf. ²⁴)	l	j^π	$(2j+1)C^2S$	E_x	$R^a)$	I^π
				(α, t)	(α, t)							
	1	$(\frac{3}{2}^-)$	$\frac{3}{2}^-$	1.18	3.16	3.16	1	$\frac{3}{2}^-$	1.52	0.00		$\frac{3}{2}^-$
0.77	1	$(\frac{1}{2}^-)$	$\frac{1}{2}^-$	0.47	2.00	1.50	1	$\frac{1}{2}^-$	0.45	0.77	1.8	$\frac{1}{2}^-$
1.115	3	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	1.95	2.28	1.56	3	$\frac{5}{2}^-$	0.66	1.114	1.8	$\frac{5}{2}^-$
1.48	3	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{7}{2}^-$	0.55	0.56	0.43	3	$\frac{7}{2}^-$	0.89	1.53	1,4	$\frac{7}{2}^-$
1.62	3	$\frac{5}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	3.74	5.46	3.42	3	$\frac{5}{2}^-$	0.43			
2.12	3	$\frac{7}{2}^-$	$\frac{5}{2}^-$	0.38		0.44	3	$\frac{7}{2}^-$	1.45	2.14		
2.21	2	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	0.12		0.42	3	$\frac{3}{2}^-$	0.65			
2.54	4	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	3.15	3.50	2.90	4	$\frac{3}{2}^+$	0.35			
										2.62	1.1	$(\frac{3}{2}^+)$
2.78	(3) ou (4)	$\frac{5}{2}^-$ $\frac{3}{2}^+$	$\frac{5}{2}^-$	0.49		0.306	3	$\frac{7}{2}^-$	1.98			
2.90	(3) ou (4)	$\frac{5}{2}^-$ $\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^-$	1.02		0.20						
3.06	1	$(\frac{1}{2}^-)$	$\frac{1}{2}^-$	0.36		0.16	1	$\frac{3}{2}^-$	0.18			
3.17	2	$\frac{5}{2}^+$		0.13						3.16	0.9	$(\frac{5}{2}^+)$
3.29	2	$\frac{5}{2}^+$		0.14			2	$\frac{3}{2}^+$	0.66			
3.40	(3) ou (4)	$\frac{5}{2}^-$ $\frac{3}{2}^+$		1.20			{ 2 3	$\frac{3}{2}^+$ $\frac{7}{2}^-$	0.24 0.63			
3.50	(3) ou (4)	$\frac{5}{2}^-$ $\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$ $+\frac{5}{2}^-$	1.10		0.14	2	$\frac{5}{2}^+$	0.26	3.52	1	$(\frac{7}{2}^+)$
3.65	(4) ou (3)	$(\frac{7}{2}^-)$ $\frac{5}{2}^-$		0.19			1	$\frac{3}{2}^-$	0.26			
3.77	(4) ou (3)	$\frac{3}{2}^+$ $\frac{5}{2}^-$	$\frac{3}{2}^+$ $+\frac{5}{2}^+$	0.40		0.12						
3.89	1	$(\frac{1}{2}^-)$		0.96		0.40	2	$\frac{3}{2}^+$	0.21			
4.09	(3) ou (4)	$\frac{5}{2}^-$ $\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}^-$ $\frac{1}{2}^-$	0.36		0.14	0	$\frac{1}{2}^+$	0.40	3.85	0.9	$(\frac{3}{2}^+)$
4.20	4	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	0.72		0.26						
4.30	(4) ou (3)	$\frac{3}{2}^+$ $\frac{5}{2}^+$	$\frac{3}{2}^+$	0.30		0.70				4.26	0.8	$(\frac{5}{2}^+)$
				0.75								
				0.40								
				0.90								

a) Voir réf. ²⁷).

spin ou de facteur spectroscopique pour ce niveau car une étude expérimentale avec une meilleure résolution serait nécessaire pour élucider ce point.

Comme pour les autres noyaux, la comparaison avec les expériences de pickup est difficile; en effet, dans l'analyse des résultats de ces expériences, l'énergie de liaison utilisée influe beaucoup sur les facteurs spectroscopiques; ainsi, avec la réaction $^{20}\text{Ni}(d, t)$, le nombre moyen de particules dans les sous-couches $2p_{\frac{1}{2}}$, $2p_{\frac{3}{2}}$, $1f_{\frac{3}{2}}$ est respectivement 1.03, 0.25, 0.69 (some normalisée à 2) mais le nombre de particules dans la sous-couche $f_{\frac{7}{2}}$ varie alors de 2.80 à 9.44 selon l'énergie de liaison utilisée.

^{65}Cu (tableau 8): Ce noyau est le seul des noyaux finals étudiés qui soit stable, ce qui laisse la possibilité de comparer les résultats des réactions de transfert à ceux de diffusion inélastique; Bruge *et al.* ²⁷⁾ ont utilisé le modèle de couplage faible pour interpréter leurs résultats de diffusion α à 44 MeV. On constate que, parmi les deux

TABLEAU 9
Facteurs spectroscopiques de ^{65}Ni

E_x	$(\alpha, {}^3\text{He})$		(d, p)		$(\alpha, {}^3\text{He})$	(d, p) réf. ¹¹⁾	$(2j+1)C^2S$ théorique		
	l	j^π	réf. ¹¹⁾ l	réf. ¹¹⁾ $l^a)$	$(2j+1)C^2S$	$(2j+1)\theta^2$ ^{a)}	réf. ²²⁾	réf. ²³⁾	
0	3	$\frac{5}{2}^-$	3	3	2.4	1.49	13	2.56	2.12
0.069	(1)	$(\frac{1}{2}^-)$	1	1	(0.68)	1.23	15	0.70	0.80
0.32			1			0.17		0.64	1.01
0.69	2	$\frac{5}{2}^+$	1	2	0.20	0.615	13	0.00	0.02
1.02	4	$\frac{3}{2}^+$	4	3	4.0	8.31	23		
1.42	1	$(\frac{3}{2}^-)$	1	1	0.32	0.14	1.8		
1.50	4	$\frac{3}{2}^+$			0.07		10		
1.93	2	$\frac{5}{2}^+$	(2)	1	0.60	1.3			
2.13	1	$(\frac{3}{2}^-)$	(1)	1	0.60	0.099	1.3		
2.37				3			10		
2.51	4	$\frac{3}{2}^+$			1.40				
2.94	2	$\frac{5}{2}^+$	2	1	0.48	0.156	0.74		
				+0			0.67		
3.10	(3)	$\frac{5}{2}^-$							
	ou (4)	$\frac{3}{2}^+$	(2)	0		0.041	0.40		
3.23	(4)	$\frac{3}{2}^+$			0.16	0.024	0,29		
	ou (3)	$\frac{5}{2}^-$			0.66				
3.70	2	$\frac{5}{2}^+$	$\left\{ \begin{array}{l} 2 \\ 2 \\ 2 \end{array} \right.$	2	0.57	0.523	15		
				2	2	0.263	7.2		
				2	1	0.422	3		

^{a)} Rapport MIT cité dans réf. ¹¹⁾.

niveaux $f_{\frac{7}{2}}$ observés par réaction de transfert, c'est le plus faible à 1.115 MeV qui est décrit en diffusion comme résultant du couplage au 2^+ ; l'autre niveau, à 1.62 MeV, n'est pas visible en diffusion par suite du voisinage du niveau $1f_{\frac{7}{2}}$ à 1.48 MeV très

intense. Ceci illustre bien, d'une part, la sélectivité des réactions directes et, d'autre part, la nécessité d'introduire un mélange de configuration ou l'intervention de l'excitation du cœur dans le processus de transfert.

Les différences importantes avec les résultats de Armstrong *et al.* ²⁶⁾ concernant les transferts $l = 1$ peuvent être dues à la différence d'énergie incidente ou au mode d'analyse: elle est faite avec d'autres paramètres optiques et sur une zone angulaire plus restreinte (10 à 45°).

Il n'existe pas de calculs théoriques récents pour ^{65}Cu mais Thankappan et True ²⁸⁾ ont calculé les énergies et les configurations des niveaux de ^{63}Cu dans un modèle de couplage étendu aux sous-couches $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ et $1f_{7/2}$. Pour les deux états $f_{7/2}$, les calculs rendent bien compte de la possibilité de leur excitation avec les deux types de réaction et les rapports d'intensité prévus correspondent qualitativement aux rapports expérimentaux pour ^{63}Cu .

^{65}Ni (tableau 9): Pour ce noyau, dont la densité de niveaux est élevée dès le début du spectre, nos résultats sont moins abondants et moins sûrs. On peut noter la présence de nombreux niveaux $\frac{5}{2}^+$ parmi lesquels un niveau à 0.69 MeV de distribution angulaire bien caractéristique mais qu'une des expériences en (d, p) a défini comme niveau $l: 1, j = \frac{3}{2}$. On ne peut exclure la présence d'un doublet mais notre attribution est en accord avec les calculs théoriques de Cohen *et al.* ²²⁾ ou de Auerbach ²³⁾ qui prévoient à cet endroit un niveau $l = 1, j = \frac{3}{2}$ mais de facteur spectroscopique beaucoup trop petit pour expliquer l'intensité observée (aucun des calculs ne prend en compte la couche $d_{5/2}$). Le désaccord est par contre flagrant pour le niveau à 0.32 MeV, peu excité en (d, p), que nous n'observons même pas, mais que la théorie prévoit aussi intense que le niveau à 0.069 MeV. Le second groupe de niveaux $l = 4$ à 2.37 MeV et 2.51 MeV est, dans ce noyau, particulièrement intense.

6. Règles de somme – configuration de l'état fondamental des noyaux-cibles

En ignorant pour le moment les désaccords avec les autres réactions, il est intéressant, en supposant un mécanisme de transfert direct, de déterminer le remplissage des couches dans le fondamental des noyaux cibles.

Le fait que nous ayons pu distinguer expérimentalement les états $1f_{7/2}$ et $1f_{5/2}$ nous permet en outre de les sommer séparément. On obtient ainsi les chiffres des tableaux 10 et 11 pour les couches de protons et de neutrons respectivement. Nous y avons également fait figurer les prédictions schématiques du modèle en couches ainsi que, pour certains noyaux, les résultats de calculs plus élaborés.

Le fait que nos expériences par (α , t) et (α , ^3He) permettent d'accéder simultanément aux états de neutrons et de protons, inciterait à accorder à ces tableaux le mérite de la cohérence; nous attendons en outre des précisions comparables, bien que faibles, pour les nombres d'occupation de chaque orbite, ce qui favorise les comparaisons de l'évolution du remplissage entre noyaux voisins.

TABLEAU 10
Couches de neutrons

$t_j =$ $(2j+1)U_j^2$	^{54}Fe		^{58}Ni				^{64}Ni			
	th. ^{a)}		théorique				théorique			
	exp.		réf. ²²⁾	réf. ²³⁾	réf. ³⁰⁾	exp.	réf. ²²⁾	réf. ²³⁾	réf. ³⁰⁾	exp.
$1f_{\frac{7}{2}-}$	0	2.0	0	0	0.16	1.3	0	0	0.32	0
$2p_{\frac{3}{2}-}$ } $2p_{\frac{1}{2}-}$ }	6	4.9	4.54	4.60	4.48	3.5	1.36	1.96	2.26	(1.6)
$1f_{\frac{5}{2}-}$	6	4.2	5.46	5.40	5.56	5.1	2.64	2.28	1.14	2.7
$1g_{\frac{7}{2}+}$	10	4.1	(10)	(10)	9.94	5.6	(10)	(10)	9.88	5.6
$2d_{\frac{3}{2}+}$	(6)		(6)	(6)		1.2	(6)	(6)	(6)	1.9

^{a)} Modèle en couche simple (indicatif).

TABLEAU 11
Couches de protons

$\Sigma(2j+1)$ $\times C^2S$	^{54}Fe					^{58}Ni				^{64}Ni				
	$T_{<}$	$T_{>}$	$\langle t_j \rangle = \Sigma T_{>}, T_{<}$			$T_{<}$	$T_{>}$	$\langle t_j \rangle = \Sigma T_{>}, T_{<}$		$T_{<}$	$T_{>}$	$\langle t_j \rangle = \Sigma T_{>}, T_{<}$		
	(exp)	(exp)	th. ^{a)}	³⁰⁾	(exp)	(exp)	(exp)	th. ^{a)}	(exp)	(exp)	(exp)	(exp)	th. ^{a)}	(exp)
$1f_{\frac{7}{2}-}$	1.7	0.66	2	2.16	2.4	3.8	0.45	0	4.3	0.9	0	0	0	0.9
$2p_{\frac{3}{2}-}$ } $2p_{\frac{1}{2}-}$ }	4.3	1.6	6	5.96	5.9	2	1.15	6	3.2	(2.4)	0.2	6	2.6	
		[1.7]			[6.0]									
		1.8			5.5									
$1f_{\frac{5}{2}-}$	3.7		6	5.93		3.6	1.7	6	5.3	5.9	0.3	6	6.2	
		[1.9]			[5.6]									
$1g_{\frac{7}{2}+}$	1.5		10	9.98		2.8		10		6.5	0.6	10	7.1	
$2d_{\frac{3}{2}+}$			6			0.4		6		0.4		6		

Pour $T_{>}$ l'intensité indiquée est déduite des états de neutrons $G_{T_{>}}^{(p)} = G^{(n)}/(2T_0+1)$; pour ^{54}Fe , on a indiqué entre crochets la valeur mesurée qui est en très bon accord avec la détermination précédente.

^{a)} Modèle en couche pur (indicatif).

6.1. COUCHES DE NEUTRONS

L'analyse de nos expériences montre que la couche $f_{\frac{7}{2}}$ n'est complète ni dans ^{54}Fe ni dans ^{58}Ni ; pour cette couche, la comparaison avec les calculs plus élaborés que le modèle en couches n'est possible qu'avec Gillet *et al.* ³⁰⁾ puisque les autres calculs prennent pour base une couche $f_{\frac{7}{2}}$ complète. L'accord avec la théorie est assez satisfaisant sauf pour la couche $f_{\frac{7}{2}}$. Il faut cependant remarquer que, pour parvenir à cet accord, il faut tenir compte d'une très grande fragmentation de chaque orbite qui parfois s'étend sur plus de 4 MeV d'excitation, alors que les calculs ne

tiennent pas compte d'une telle dispersion. La fraction de l'intensité observée pour les couches $1g_{3/2}+$ et $2d_{3/2}+$ croît de ^{54}Fe à ^{64}Ni , ce qui correspond à l'abaissement de l'énergie moyenne de ces couches lorsque le nombre de neutrons s'accroît.

6.2. COUCHES DE PROTONS

Lorsque les facteurs spectroscopiques des états analogues ont été mesurés, l'accord avec les règles de somme est bon (seul cas de ^{55}Co); cela montre qu'il n'est pas justifié de comparer directement les sections efficaces des états analogues: cette comparaison directe aurait mis en évidence un déficit de tritons, déficit que l'analyse a comblé [†]. Le fait le plus remarquable est le défaut de remplissage de la couche $f_{7/2}$ dans ^{58}Ni puisqu'on y trouve quatre trous. Lorsque le nombre de neutrons s'accroît, l'énergie de liaison des protons augmente depuis 3.42 MeV pour ^{58}Ni jusqu'à 7.45 MeV pour ^{64}Ni , et la couche $f_{7/2}$ se ferme. Pour ^{64}Ni (niveaux de ^{65}Cu), la valeur de $\langle t_j \rangle$ pour les sous-couches $2p_{3/2}$ et $2p_{1/2}$ est anormalement faible en contradiction avec le fait que la couche $f_{7/2}$ ne présente qu'un léger défaut de proton (0.9). Il n'est cependant pas possible de changer la normalisation puisque, pour la sous-couche $f_{7/2}$, $\langle t_j \rangle$ atteint déjà son maximum.

7. Les problèmes soulevés et les possibilités d'interprétation

Avant d'analyser les problèmes rencontrés dans la comparaison des résultats de notre analyse avec ceux des autres réactions, il est utile d'apprécier les erreurs qu'on doit attacher aux facteurs spectroscopiques. Avec l'utilisation de plusieurs ensembles de paramètres optiques, mais sélectionnés pour la qualité, au moins relative, des accords qu'ils donnent avec l'expérience, nous pouvons fixer les erreurs à $\approx \pm 30\%$ pour les transferts $l = 1$ et $\approx \pm 15\%$ pour les transferts $l = 3$ ou $l = 4$.

Nous avons porté, sur la fig. 13, le rapport des facteurs spectroscopiques obtenus par (α , ^3He) ou (α , t) et (d, p) ou (^3He , d) pour les principaux niveaux des noyaux finals groupés par valeur du moment angulaire transféré (nous avons distingué les niveaux $f_{3/2}$ et $f_{7/2}$ puisque ces derniers nécessitent une analyse particulière).

Pour les transferts $l = 4$, l'énergie d'excitation, en général élevée, rend les résultats sensibles à de faibles différences d'analyse; ainsi, les facteurs spectroscopiques sont déjà fort dispersés pour une même réaction. Il n'y a donc pas, pour $l = 4$, de contradiction flagrante. Pour les transferts $l = 3$, $f_{3/2}$, les points se groupent entre $\pm 30\%$ c'est-à-dire que les mesures sont compatibles si chacune est entachée d'une erreur de $\pm 30\%$.

Dans le cas des transferts $l = 1$, la dispersion des points ne les rendrait compatibles qu'avec une erreur de l'ordre de 50% dans chacune des réactions. Par ailleurs, le centre de gravité des points se situe au voisinage de 0.5, ce qui indiquerait que les

[†] C'est également ce qu'ont trouvé récemment Gaillard *et al.* ³¹⁾ sur les noyaux plus légers ($N = Z$) ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{32}S et ^{40}Ca .

taux de remplissage des orbites $l = 1$, déduites des transferts par particules α , sont en moyenne deux fois plus importants que dans le cas des autres réactions.

Dans le cas des niveaux $1f_{7/2}$, $l = 3$, la dispersion des points est compatible avec une erreur de $\pm 50\%$ mais le centre de gravité se situe aux environs de 1.7 indiquant une excitation beaucoup plus grande dans les transferts par α que dans les réactions (d, p) ou (^3He , d). (Et compte tenu du mode de normalisation, un défaut de remplis-

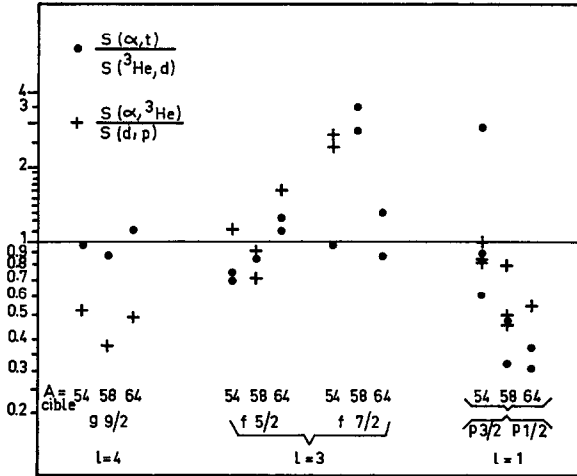


Fig. 13. Comparaison des facteurs spectroscopiques des réactions (α , t) et (^3He , d) ou (α , ^3He) et (d, p). Seuls sont présentés quelques uns des principaux niveaux et lorsque plusieurs mesures étaient données, on n'en a considéré qu'une mais la même pour tous les niveaux.

sage dans cette couche doit faire apparaître un excès de remplissage dans une couche supérieure: la couche 2p comme nous l'avons vu précédemment.) Il est possible que les différences des fonctions d'onde du proton entre les états $f_{7/2}$ et $f_{5/2}$, dans la réalité et dans l'analyse, expliquent en partie ou en totalité les différences trouvées pour ces états entre les réactions (^3He , d) et (α , t) ou (d, p) et (α , ^3He). Le fait qu'un calcul s'appuyant sur ces différences de fonction d'onde reproduit, au moins qualitativement, le comportement différent des distributions angulaires expérimentales milite en ce sens. Cependant, avec la même réaction (α , t), on observe dans ^{55}Co une intensité $f_{7/2}$ à peine supérieure à celle du modèle en couches (2.4 au lieu de 2) alors que, dans ^{59}Cu , celle-ci est beaucoup plus grande (4 à 4.5 au lieu de zéro); si l'on remarque de plus que sur la fig. 13 les écarts à 1 et la dispersion des points est plus petite pour le noyau cible ^{54}Fe que pour les nickels, il est tentant de relier ce fait aux différences d'excitation collective de ^{54}Fe et de ^{58}Ni : les probabilités de transition du niveau 2^+ [réf. 15)] $B(E2)$ sont respectivement 30, 170 et $160 e^2 \cdot \text{fm}^4$ pour ^{54}Fe , ^{58}Ni , ^{64}Ni , c'est-à-dire cinq fois plus faibles pour ^{54}Fe que pour les nickels.

Le couplage de l'état 2^+ du cœur avec un proton dans l'orbite la plus basse ($2p_{3/2}$)

conduit à des niveaux de spin $\frac{1}{2}$ à $\frac{7}{2}^-$, ce dernier étant le plus intense (règle en $2j+1$). Ce processus est moins favorisé dans ^{59}Ni puisque l'orbite $2p_{\frac{3}{2}}$ est en partie occupée et qu'avec l'orbite $2p_{\frac{3}{2}}$ on ne peut atteindre le spin $\frac{7}{2}$; il faudrait utiliser le couplage avec l'orbite $1f_{\frac{7}{2}}$ mais cela conduirait à des énergies d'excitation plus élevées. Il en est de même pour ^{65}Ni . Il reste à comprendre l'absence d'excitation $f_{\frac{7}{2}}$ importante dans ^{65}Cu , mais la relative incohérence des facteurs spectroscopiques de ce noyau peut justement manifester une intervention plus importante du mécanisme d'excitation du cœur.

Dans cette hypothèse, le comportement différent de niveaux voisins de même transfert s'explique par les proportions différentes de configurations de particule et de configurations de couplage qu'ils comprennent: l'importance relative de l'excitation de ces deux configurations dépendant de la réaction utilisée qui favorise ou non le transfert direct.

En conclusion, il nous semble utile d'insister sur le fait que les difficultés rencontrées – ambiguïtés des potentiels optiques, adaptation d'une réaction à une zone de transfert étroite – sont communes à toutes les réactions de transfert et à leur analyse en DWBA. Les deux types de réaction (^3He , d) ou (d, p) d'une part, (α , t) ou (α , ^3He) d'autre part, sont donc complémentaires et leur comparaison nous a permis de mettre en évidence des propriétés originales tant du point de vue spectroscopique que du point de vue du mécanisme de réaction.

Références

- 1) R. H. Bassel, R. M. Drisko et G. R. Satchler, Rapport ORNL-3240 (Oak Ridge 1962) et compléments JULIE (1966);
G. R. Satchler, Nucl. Phys. **55** (1964) 1
- 2) S. K. Penny et G. R. Satchler, Nucl. Phys. **53** (1964) 145;
B. Kozlowsky et A. De Shalit, Nucl. Phys. **77** (1966) 215;
P. J. Iano et N. Austern, Phys. Rev. **151** (1966) 853;
R. J. Ascutto and N. K. Glendenning, Phys. Rev. **181** (1969) 1396
- 3) N. Austern, R. N. Drisko, E. C. Halbert et G. R. Satchler, Phys. Rev. **133** (1964) B3
- 4) M. B. Hooper, Nucl. Phys. **76** (1966) 449
- 5) R. Stock, R. Bock, R. David, H. H. Duhamel et T. Tamura, Nucl. Phys. **A104** (1967) 136
- 6) G. Bruge, R. Chaminade, J. C. Faivre, J. Pain, A. Bussière et P. Roussel, LYCEN 67-38 (1967) p. 28
- 7) R. H. Bassel, R. M. Drisko et P. G. Roos, Congrès de Tokyo (1967) 8, p. 23
- 8) B. Rosner and C. H. Holbrow, Phys. Rev. **154** (1967) 1080
- 9) D. D. Armstrong et A. G. Blair, Phys. Rev. **140** (1965) 1226
- 10) B. J. O'Brien, W. E. Dorenbusch, T. A. Belote and J. Rapaport, Nucl. Phys. **A104** (1967) 609
- 11) R. H. Fulmer et A. L. McCarthy, Phys. Rev. **131** (1963) 2133
- 12) J. R. Maxwell et W. C. Parkinson, Phys. Rev. **135** (1964) 82
- 13) R. Sherr, B. F. Bayman, E. Rost, M. E. Rickey et C. G. Hoot, Phys. Rev. **139** (1965) 1272
- 14) G. C. Morrison and J. P. Schiffer, Isobaric spin in nuclear physics, eds. J. D. Fox and D. Robson (Academic Press, 1966) p. 748
- 15) G. Bruge, thèse Paris-Orsay (1967)
- 16) D. J. Pullen et B. Rosner, Phys. Rev. **170** (1968) 1034
- 17) A. G. Blair et D. D. Armstrong, Phys. Lett. **16** (1965) 57
- 18) E. R. Cosman, C. H. Paris, A. Sperduto et H. A. Enge, Phys. Rev. **142** (1966) 673

- 19) R. H. Fulmer, A. L. McCarthy, B. L. Cohen et R. Middleton, *Phys. Rev.* **133** (1964) 955
- 20) R. H. Fulmer et W. W. Daehnick, *Phys. Rev.* **139** (1965) 579
- 21) C. M. Fou, R. W. Zurmühle et L. W. Swenson, *Phys. Rev.* **144** (1966) 927
- 22) S. Cohen, R. D. Lawson, M. H. MacFarlane, S. P. Pandya et M. Soga, *Phys. Rev.* **160** (1967) 903
- 23) N. Auerbach, *Phys. Rev.* **163** (1967) 1203
- 24) A. G. Blair, *Phys. Rev.* **140** (1965) 648
- 25) D. Bachner, R. Bock, H. H. Duhm, R. Santo, R. Stock et S. Hinds, *Nucl. Phys.* **A99** (1967) 487
- 26) D. D. Armstrong, A. G. Blair et H. C. Thomas, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1254
- 27) G. Bruge, J. C. Faivre, M. Barloutaud, H. Faraggi et J. Saudinos, *Phys. Lett.* **7** (1963) 203
- 28) V. K. Thankappan et W. W. True, *Phys. Rev.* **137** (1965) B793
- 29) Y. Dupont and M. Chabre, *Phys. Lett.* **26B** (1968) 362
- 30) V. Gillet, B. Giraud et M. Rho, *Nucl. Phys.* **A103** (1967) 257
- 31) P. Gaillard, R. Bouché, L. Feuvrais, M. Gaillard, A. Guichard, M. Gusakow, J. L. Leonhardt et J. R. Pizzi, *Nucl. Phys.* **A131** (1969) 353
- 32) P. Roussel, Thèse de Doctorat d'Etat, Orsay-Paris 1968, CNRS AO2341 et rapport CEA-R-3595.
- 33) R. Bock, P. David, H. H. Duhm, H. Hefele, U. Lynen et R. Stock, *Nucl. Phys.* **A92** (1967) 539
- 34) H. W. Brock, J. L. Yntema, B. Buck et G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **64** (1965) 259
- 35) E. F. Gibson, B. W. Ridley, J. J. Kraushaar, M. E. Rickey et R. H. Bassel, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1194
- 36) D. E. Rundquist, Thèse, University of Illinois (1966)
- 37) J. C. Hafele, E. R. Flynn et A. G. Blair, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1238
- 38) A. G. Blair et D. D. Armstrong, *Phys. Rev.* **140** (1965) 1567