



HAL
open science

Étude des isotones $N = 81$: ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , au moyen des réactions (d, t) et $(^3\text{He}, \alpha)$

G. Berrier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa

► **To cite this version:**

G. Berrier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa. Étude des isotones $N = 81$: ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , au moyen des réactions (d, t) et $(^3\text{He}, \alpha)$. *Journal de Physique*, 1976, 37 (4), pp.311-328. 10.1051/jphys:01976003704031100 . jpa-00208426

HAL Id: jpa-00208426

<https://hal.science/jpa-00208426v1>

Submitted on 4 Feb 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification
 Physics Abstracts

4.116 — 4.315 — 4.365 — 4.460

ÉTUDE DES ISOTONES $N = 81$: ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , AU MOYEN DES RÉACTIONS (d, t) ET $(^3\text{He}, \alpha)$

G. BERRIER, M. VERGNES, G. ROTBARD et J. KALIFA

Institut de Physique Nucléaire, 91406 Orsay, France

(Reçu le 11 février 1975, révisé le 20 novembre 1975, accepté le 17 décembre 1975)

Résumé. — Les niveaux excités des isotones $N = 81$: ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , ont été étudiés au Tandem MP d'Orsay jusqu'à plus de 3 MeV d'énergie d'excitation, essentiellement au moyen d'un spectromètre magnétique *split pole*, en utilisant les réactions (d, t) à 26,21 MeV (résolution : 14 keV) et $(^3\text{He}, \alpha)$ à 25 MeV (résolution : 23 keV). Les distributions angulaires correspondant à un grand nombre de niveaux finaux (≈ 90 pour les 3 isotones) ont été analysées en approximation de Born avec ondes distordues (DWBA). Beaucoup des niveaux analysés (plus de 30) n'avaient pas été observés ou séparés dans les expériences (p, d) ou (d, t) antérieures. La force à une particule est généralement répartie sur plusieurs niveaux, la fragmentation étant particulièrement importante pour les sous-couches $2d\ 5/2$ et $1g\ 7/2$. Des calculs tenant compte du couplage des états à un trou avec les états collectifs du cœur, effectués par Heyde et Brussaard, reproduisent convenablement la partie de basse énergie d'excitation des spectres expérimentaux, mais ne reproduisent pas la fragmentation observée à énergie d'excitation plus élevée.

Abstract. — The excited levels, up to more than 3 MeV excitation energy, of the $N = 81$ isotones : ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , have been studied at the Orsay MP Tandem essentially by means of a split-pole magnetic spectrometer, using the (d, t) reaction at $E_d = 26.21$ MeV (resolution : 14 keV) and the $(^3\text{He}, \alpha)$ reaction at $E_{^3\text{He}} = 25$ MeV (resolution : 23 keV). The angular distributions obtained for a large number of levels (≈ 90 for the 3 nuclei) have been analyzed using the distorted wave born approximation (DWBA). Among the analysed levels, many (more than 30) had not been observed or resolved in the earlier (p, d) and (d, t) experiments. The single particle strength is generally split over several levels. The fragmentation is particularly important for the $2d\ 5/2$ and $1g\ 7/2$ sub-shells. Theoretical calculations performed by Heyde and Brussaard, taking into account the coupling between the single hole states and the collective states of the core, give an acceptable description of the low energy part of the spectra but do not reproduce the fragmentation observed at higher energy.

1. Introduction. — Les réactions de *pick-up* d'un neutron sur les noyaux ^{140}Ce , ^{142}Nd , ^{144}Sm permettent d'observer les états à un trou dans la couche complète $N = 82$ et d'étudier la variation de l'énergie et la fragmentation de ces états en fonction du nombre de protons.

Le *pick-up* d'un neutron sur les isotones $N = 82$ a été étudié précédemment au moyen de la réaction (p, d) à une énergie de 24,5 MeV par Chaumeaux *et al.* [1] puis plus récemment à une énergie de 35 MeV par Jolly et Kashy [2]. La réaction $^{140}\text{Ce}(p, d)^{139}\text{Ce}$ a été étudiée à 55 MeV par Yagi *et al.* [3], la réaction $^{142}\text{Nd}(d, t)^{141}\text{Nd}$ à 17 MeV par Foster *et al.* [4] et la réaction $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, \alpha)^{143}\text{Sm}$ à 18 MeV par Woollam et Griffiths [5].

La comparaison de ces résultats fait apparaître d'assez graves désaccords : au-delà des deux premiers niveaux excités, d'une part la dispersion des facteurs spectroscopiques publiés (rapport de la valeur la

plus grande à la valeur la plus petite pour un niveau donné) est en moyenne de l'ordre de 3, d'autre part, les valeurs $l = 4$ et 5 du moment angulaire transféré étant difficiles à différencier expérimentalement, les différents auteurs ne s'accordent généralement pas sur la valeur à adopter. Pour tenter de résoudre cette ambiguïté et de préciser les valeurs des facteurs spectroscopiques, nous avons jugé intéressant de reprendre l'étude du *pick-up* d'un neutron sur les isotones $N = 82$ — faite essentiellement jusqu'à présent au moyen de la réaction (p, d) — en utilisant les réactions $(^3\text{He}, \alpha)$ et (d, t) , avec une bonne résolution en énergie.

Les conditions cinématiques de la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ à 25 MeV favorisant les transferts $l = 4$ et $l = 5$ cette réaction semblait *a priori* la mieux adaptée pour lever l'ambiguïté entre ces deux valeurs de l et pour préciser les facteurs spectroscopiques correspondants. L'étude de cette réaction pouvait également

permettre de vérifier l'existence de l'anomalie signalée [5] pour la première transition $l = 0$ dans la réaction $^{144}\text{Sm}(^3\text{He}, \alpha)^{143}\text{Sm}$ dont le facteur spectroscopique mesuré était six fois plus petit que celui déterminé au moyen de la réaction (p, d).

Les résultats expérimentaux de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) se sont en fait révélés insuffisants après analyse pour lever l'ambiguïté entre les valeurs $l = 4$ et $l = 5$. Le calcul des distributions angulaires de la réaction (d, t) à 26 MeV, au moyen des potentiels optiques de la référence [4], indiquant un décalage de 5° de la position du maximum pour ces deux valeurs de l , nos premiers résultats ont été complétés par l'étude de cette réaction. Cette étude permettait en outre la comparaison des sections efficaces des réactions ($^3\text{He}, \alpha$) et (d, t), comparaison déjà utilisée dans d'autres cas [6] pour identifier les moments angulaires transférés.

Après avoir brièvement indiqué les méthodes expérimentales utilisées nous discuterons de façon détaillée l'analyse des résultats expérimentaux. Les résultats spectroscopiques obtenus seront ensuite discutés de façon systématique et comparés à des calculs tenant compte du couplage des états de trous avec les états collectifs du cœur.

2. Procédure expérimentale. — L'expérience a été réalisée avec des ions ^3He de 25 MeV et deutons de 26,21 MeV fournis par l'accélérateur Tandem MP d'Orsay. L'intensité du faisceau variait de 0,1 à 2 μA selon les mesures. La composition et l'épaisseur des cibles utilisées sont reportées dans le tableau I.

Les distributions angulaires de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) ont été mesurées de 30° à 130° pour le noyau cible ^{140}Ce , de 30° à 90° pour les deux autres noyaux en utilisant une chambre à réaction contenant 4 détecteurs mobiles de type jonction Si à barrière de surface de 1 000 μm d'épaisseur. Des mesures complémentaires ont été effectuées, en particulier entre 10° et 30° pour le Ce et entre 16° et 30° pour les deux autres noyaux, avec un spectromètre magnétique *split-pole*. L'angle solide du spectromètre était de 1,7 msr et la détection au niveau de la surface focale se faisait à l'aide de compteurs à localisation (diodes Si de 10×50 mm, fabriquées par implantation).

La réaction (d, t) a été étudiée au moyen du spectromètre. Les distributions angulaires ont été mesurées par pas de 5° , de 5° à 35° pour la cible ^{140}Ce , de 5° à 45° pour la cible ^{144}Sm . Deux spectres seulement, à 20° et 30° , ont pu être mesurés pour la cible ^{142}Nd .

3. Analyse des données expérimentales. — 3.1 ENERGIÉS DES NIVEAUX OBSERVÉS. — Des exemples caractéristiques de spectres obtenus avec la cible ^{140}Ce sont présentés sur la figure 1. La résolution est de 42 keV (F.W.H.M.) pour le spectre ($^3\text{He}, \alpha$) mesuré dans la chambre à réaction, de 23 keV pour le spectre ($^3\text{He}, \alpha$) mesuré avec le spectromètre, de 14 keV pour le spectre (d, t) mesuré avec le spectromètre. La bonne résolution obtenue avec le spectromètre a permis de mettre en évidence plusieurs doublets (niveaux à 1,321 et 1,347 MeV du ^{139}Ce par exemple).

Les énergies d'excitation des niveaux observés dans les 3 noyaux ^{139}Ce , ^{141}Nd , ^{143}Sm , sont indiquées dans la première colonne des tableaux II, III et IV. Elles sont déduites des résultats de la réaction (d, t) où la résolution est la meilleure, à partir d'un étalonnage très précis réalisé au moyen d'une source α . Les énergies indiquées sont certainement déterminées avec une erreur inférieure à 10 keV. Elles sont généralement en très bon accord avec les énergies déjà connues de façon précise (colonne 2 des tableaux). Parmi les pics observés dans les spectres expérimentaux, un certain nombre peuvent être dus à des impuretés de la cible, en particulier dans le cas du ^{143}Sm où l'enrichissement isotopique de la cible est inférieur à 98 %. Les niveaux correspondants sont signalés dans les tableaux.

3.2 COMPARAISON QUALITATIVE DES DEUX RÉACTIONS. — La comparaison détaillée des spectres obtenus, par exemple les spectres des figures 1b et 1c, et des distributions angulaires (Fig. 2 à 6) permet d'aboutir pour les niveaux déjà bien connus aux conclusions qualitatives suivantes :

La réaction ($^3\text{He}, \alpha$) favorise comme prévu les transitions $l = 4$ et $l = 5$ par rapport aux transitions $l = 2$. Ces transitions $l = 4$ et 5 sont bien visibles dans les spectres, en particulier à 16° où la section efficace pour les transitions $l = 2$ est faible (niveaux

TABLEAU I

Compositions isotopiques et épaisseurs des cibles utilisées

Ce	136	138	140	142				120 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
	< 0,02 %	0,04 %	99,7 %	0,26 %				(oxyde sur C)
Nd	142	143	144	145	146	148	150	60 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
	98,26 %	0,71 %	0,58 %	0,12 %	0,24 %	0,05 %	0,04 %	(oxyde sur C)
	144	147	148	149	150	152	154	60 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
Sm	96,33 %	1,13 %	0,59 %	0,56 %	0,24 %	0,67 %	0,49 %	(oxyde sur C)
								et 600 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$
								(métal, auto-supportée)

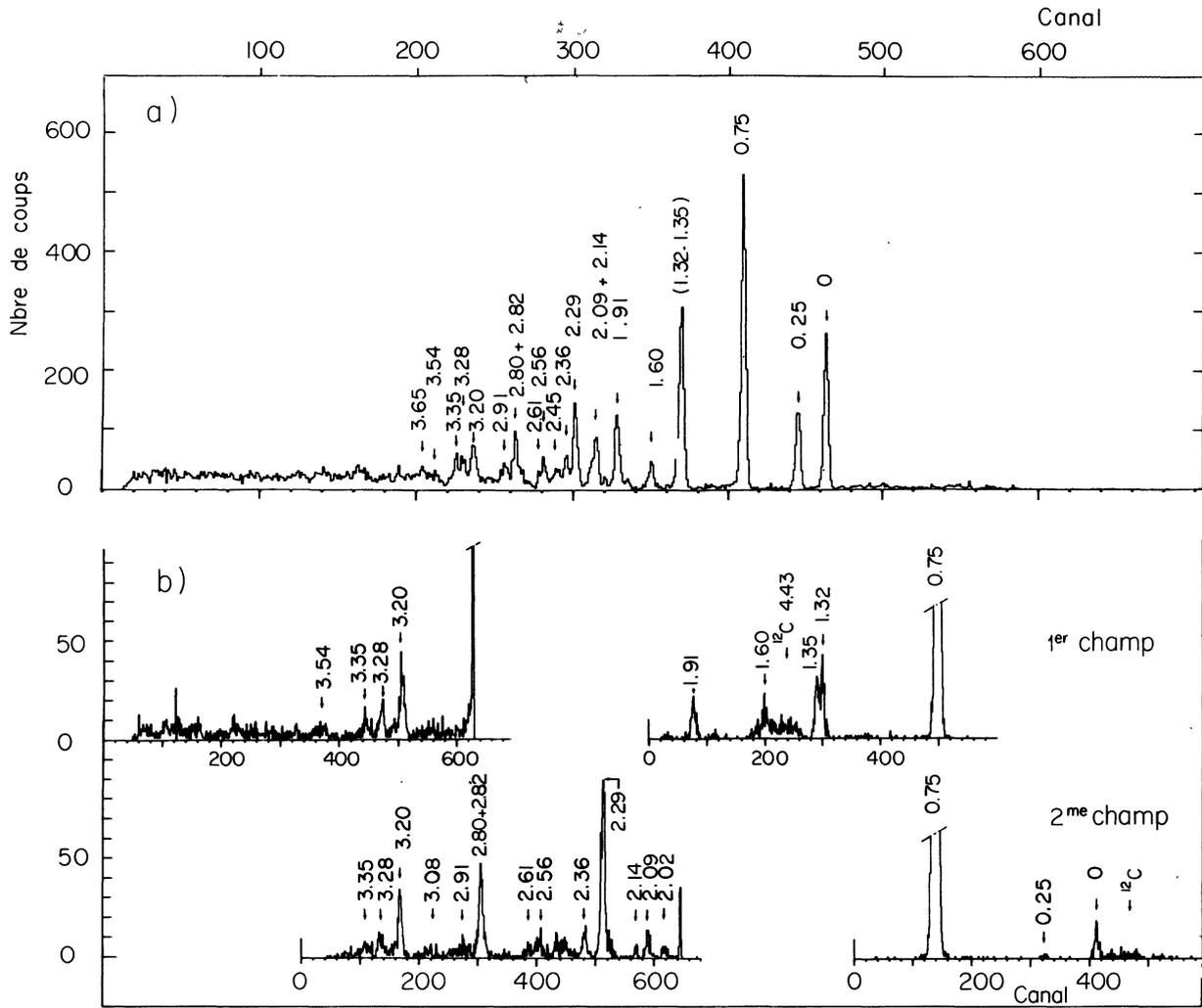


FIG. 1a et b. — Spectres des particules α de la réaction ${}^{140}\text{Ce}({}^3\text{He}, \alpha){}^{139}\text{Ce}$ à $E_{3\text{He}} = 25$ MeV. 1a. Obtenu à l'aide d'un détecteur au Si à l'angle $\theta_L = 72,5^\circ$. 1b. Obtenu à l'aide du spectromètre split-pôle à l'angle $\theta_L = 16^\circ$.

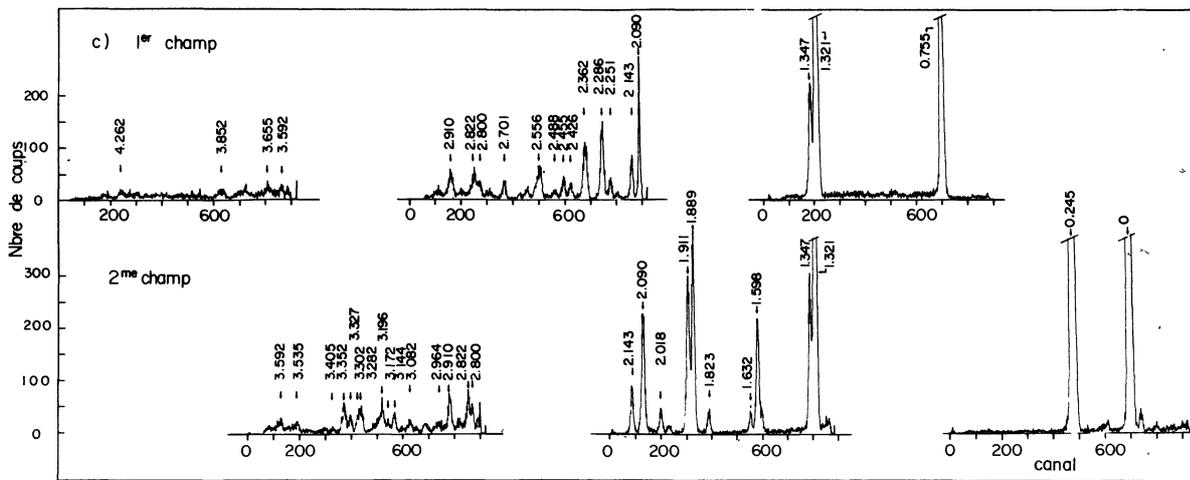


FIG. 1c. — Spectre des tritons de la réaction ${}^{140}\text{Ce}(\text{d}, \text{t}){}^{139}\text{Ce}$ à $E_d = 26,21$ MeV, obtenu à l'aide du spectromètre à l'angle $\theta_L = 19^\circ$.

TABLEAU II
 Résultats spectroscopiques pour le ^{139}Ce

E_{exc} (keV) ^(a)	E_{exc} (keV) ^(b)	J^π ^(b)	l ^(a)	J^π ^{(a) (b)}	(d, t) ^(a)	$(^3\text{He}, \alpha)$ ^(a)	C^2S (p, d) ^(c)	(p, d) ^(d)	(p, d) ^(e)
0	0	$3/2^+$	2	$3/2^+$	4	4	4	4	4
254,5	254,7	$1/2^+$	0	$1/2^+$	1,5	(2,1)	1,4	2	1,6
755	754,4	$11/2^-$	5	$11/2^-$	6,9	5,2	7	10,2	9,1
1 321	1 320	$(3/2, 5/2, 7/2)$	2	$5/2^+$	2,5	2	2,6	2,2	1,8
1 347,5	1 347,4	$7/2^+$	4	$7/2^+$	(1,4) ^(f)	0,7			
1 598	1 596,6	$(3/2, 5/2)^+$	2	$3/2^+, 5/2^+$	0,43	0,44	0,6	0,46	0,3
1 632	1 630,6	$(3/2, 5/2)^+$	2	$3/2^+, 5/2^+$	0,08				
1 823	1 818,4	$(3/2, 5/2)^+$	2	$3/2^+, 5/2^+$	0,1				
1 889			0	$1/2^+$	0,23				
1 911	1 907,9	$(3/2, 5/2)^+$	2	$3/2^+, 5/2^+$	0,74	0,99	1,1	1,1	0,8
2 018	2 015,9	$(3/2, 5/2, 7/2)^+$			^(g)				
2 090,5	2 100		2	$3/2^+, 5/2^+$	0,59	} 0,96	0,9	0,88	0,3
2 143	2 140		2	$3/2^+, 5/2^+$	0,23				
2 251			4	$7/2^+$	0,36	} 1,8		(2,2) ^(h)	
2 286	2 300	$(7/2^+, 9/2^+, 11/2^-)$	5	$11/2^-$	1,8				
2 362,7 ⁽ⁱ⁾	2 362,3		((4))	$(7/2^+)$	(0,65) ^(j)				
2 426			2	$3/2^+, 5/2^+$	0,11				
2 455			(4)	$(7/2^+)$	0,4	0,56			
2 488					^(g)				
2 556 ⁽ⁱ⁾	2 570	$(7/2, 9/2)^+$	((4))	$(7/2^+)$	(0,65) ^(j)	0,74	1,8	0,93	0,7
2 701					^(g)				
2 800			4	$7/2^+$	0,41	} (1,85) ^(k)	(2,7) ^(k)	(1,7) ^(k)	(0,5) ^(k)
2 822,5			5	$11/2^-$	1				
2 910 ⁽ⁱ⁾	2 940	$(3/2, 5/2)^+$	} + ((4))	$3/2^+, 5/2^+$	0,1	0,2			
2 964				2	$3/2^+, 5/2^+$	0,06			
(3 082) ⁽ⁱ⁾			((4))	$(7/2^+)$	(0,2) ^(l)	0,35			
3 144			0	$1/2^+$	0,03				
(3 172)	3 185,1		2	$3/2^+, 5/2^+$	0,07				
3 196	3 200	$(7/2, 9/2)^+$	(4)	$(7/2^+)$	0,82	1	2,6	1	0,2
3 282			4	$7/2^+$	0,69	0,65			
3 302			0	$1/2^+$	0,02				
3 327			} + ((4))	$3/2^+, 5/2^+$	0,07	} 0,20			
3 352	3 355	$(7/2, 9/2)^+$		2	$3/2^+, 5/2^+$				
(3 405)	3 405,2		((4))	$(7/2^+)$	$\leq 0,3$	} 0,34		1,33	
3 535 ⁽ⁱ⁾			(0)	$(1/2^+)$	0,016				
3 592			2	$3/2^+, 5/2^+$	0,08				
3 655			2	$3/2^+, 5/2^+$	0,09				
3 852			2	$3/2^+, 5/2^+$	0,12				
4 262,5			(2)		0,08				

Les facteurs spectroscopiques pour les transferts $l = 2$ ont été calculés en supposant $J = 5/2$ pour tous les niveaux à l'exception du fondamental. Les valeurs d'énergie, de l et J^π indiquées entre parenthèses doivent être considérées comme douteuses. L'indication ((4)) dans la quatrième colonne signifie qu'il n'a pas été possible de faire un choix entre $l = 4$ et $l = 5$ et que le facteur spectroscopique a été calculé en supposant $l = 4$, $J^\pi = 7/2^+$.

^(a) Présent travail.

^(b) Référence [13].

^(c) Référence [2].

^(d) Référence [3].

^(e) Référence [1].

^(f) La valeur est indiquée entre parenthèses car les niveaux à 1,321 et 1,347 MeV ne sont pas complètement séparés et la section efficace correspondant au niveau à 1,347 MeV est beaucoup plus faible que celle correspondant au niveau à 1,321 MeV.

^(g) Distribution angulaire de forme non standard, n'a pu être analysée.

^(h) Attribué $l = 4$ dans la référence [3].

⁽ⁱ⁾ Doublet probable.

^(j) Mélange $l = 4$ (ou 5) + $l = 0$, le facteur spectroscopique pour la composante $l = 0$ étant très petit (compris entre 0,03 et 0,01).

^(k) Doublet non séparé, attribué $l = 4$ dans les références [1, 2] et [3] et calculé comme $l = 4$ dans l'étude de la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$.

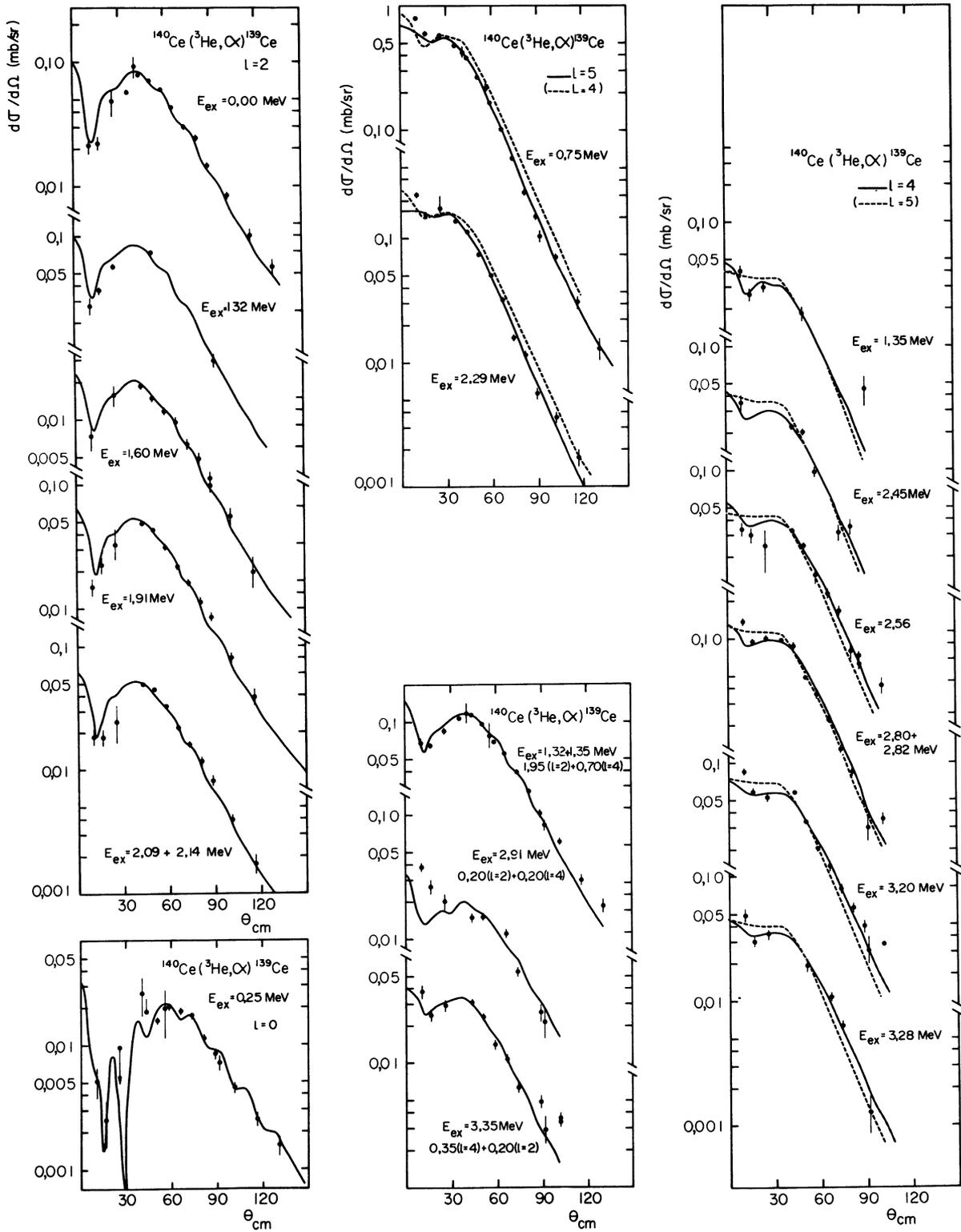


FIG. 2. — Distributions angulaires des particules α de la réaction ${}^{140}\text{Ce}({}^3\text{He}, \alpha){}^{139}\text{Ce}$ à $E_{3\text{He}} = 25 \text{ MeV}$. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA.

à 0,755 – 2,29 – 2,80 + 2,82 – 3,20 MeV, de la figure 1b), mais les formes des distributions angulaires expérimentales sont très peu différentes. Comme on peut le constater sur les figures 2, 3 et 4, il est hasardeux dans la plupart des cas de faire un choix, en particulier lorsque les barres d'erreur expérimentales sont grandes. Les formes des distributions angulaires sont spécifiques pour les transferts $l = 0$ et $l = 2$ mais la section efficace est très faible pour les transferts $l = 0$, d'où la possibilité d'erreurs importantes dans la détermination des facteurs spectroscopiques pour ces transitions.

La réaction (d, t) favorise fortement les transitions $l = 0$ et $l = 2$ pour lesquelles les sections efficaces sont très grandes et les distributions angulaires caractéristiques. Les distributions angulaires des transitions $l = 4$ et $l = 5$ sont décalées d'environ 4,5°, ce qui permet dans la plupart des cas de déterminer la valeur de l . Les sections efficaces de ces transitions étant relativement faibles par rapport à celles des transitions $l = 0$ et $l = 2$, elles sont quelquefois difficiles à observer ou masquées dans le cas de niveaux très proches.

L'étude d'un même noyau final au moyen de deux réactions équivalentes du point de vue du transfert de nucléons, comme ($^3\text{He}, \alpha$) et (d, t), permet donc d'obtenir des renseignements complémentaires, en raison des cinématiques différentes qui ne favorisent pas les mêmes transferts dans les deux cas. Nous verrons plus loin que la comparaison des sections efficaces des deux réactions peut même être utilisée pour déterminer dans certains cas le moment angulaire transféré.

3.3 ANALYSE DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES. — Pour un noyau-cible pair-pair la section efficace différentielle d'une réaction de *pick-up* s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = NC^2 S_{ij} \sigma_{ij}(\theta)$$

où S_{ij} est le facteur spectroscopique, C le coefficient de couplage des isospins et N un facteur de normalisation dont la valeur peut être considérée comme connue [7]. La section efficace différentielle réduite σ_{ij} est calculée par le programme Dwuck [8] dans l'approximation : potentiel local, portée nulle (L, ZR).

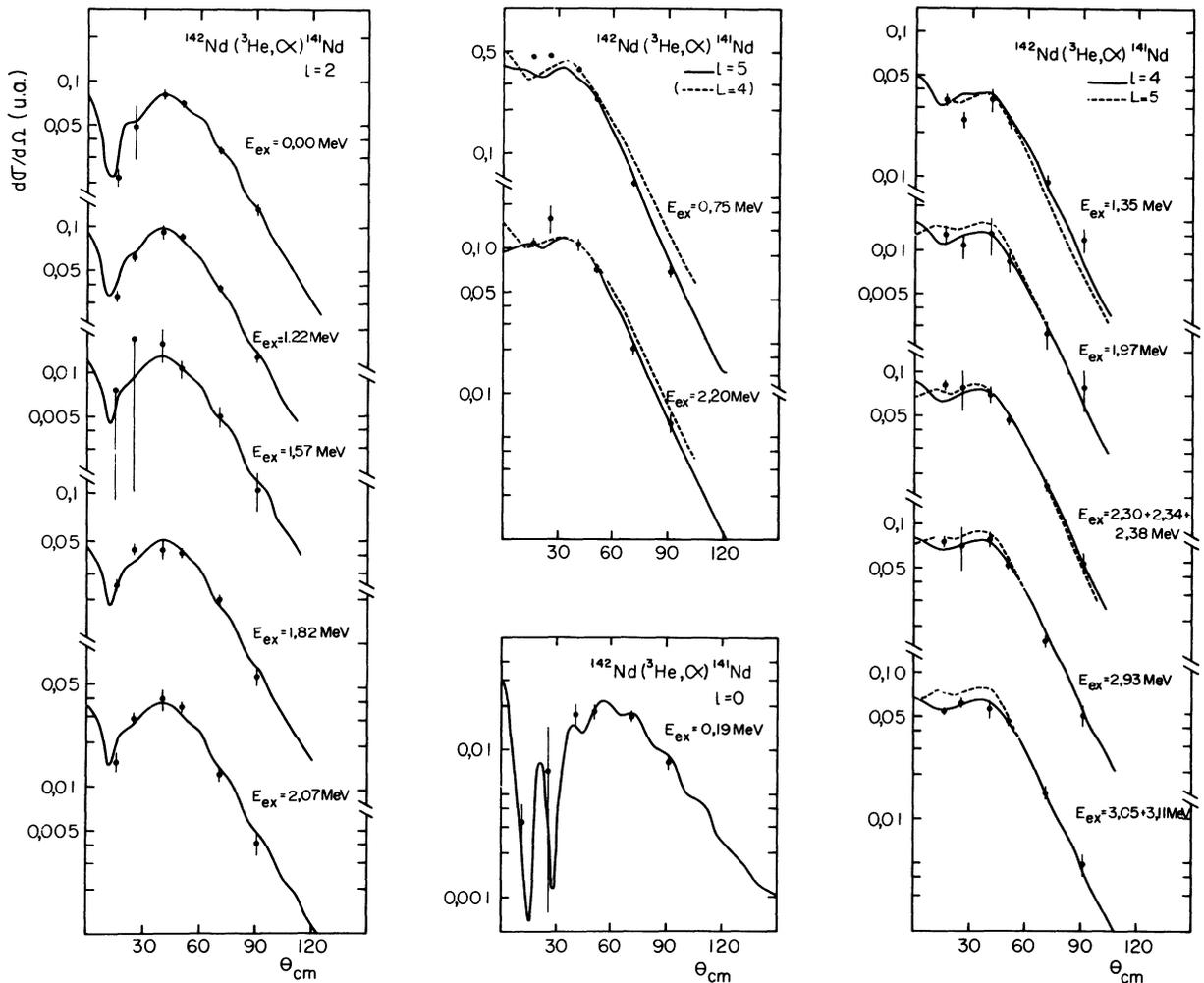


FIG. 3. — Distributions angulaires des particules α de la réaction $^{142}\text{Nd}(^3\text{He}, \alpha)^{141}\text{Nd}$ à $E_{^3\text{He}} = 25$ MeV. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA.

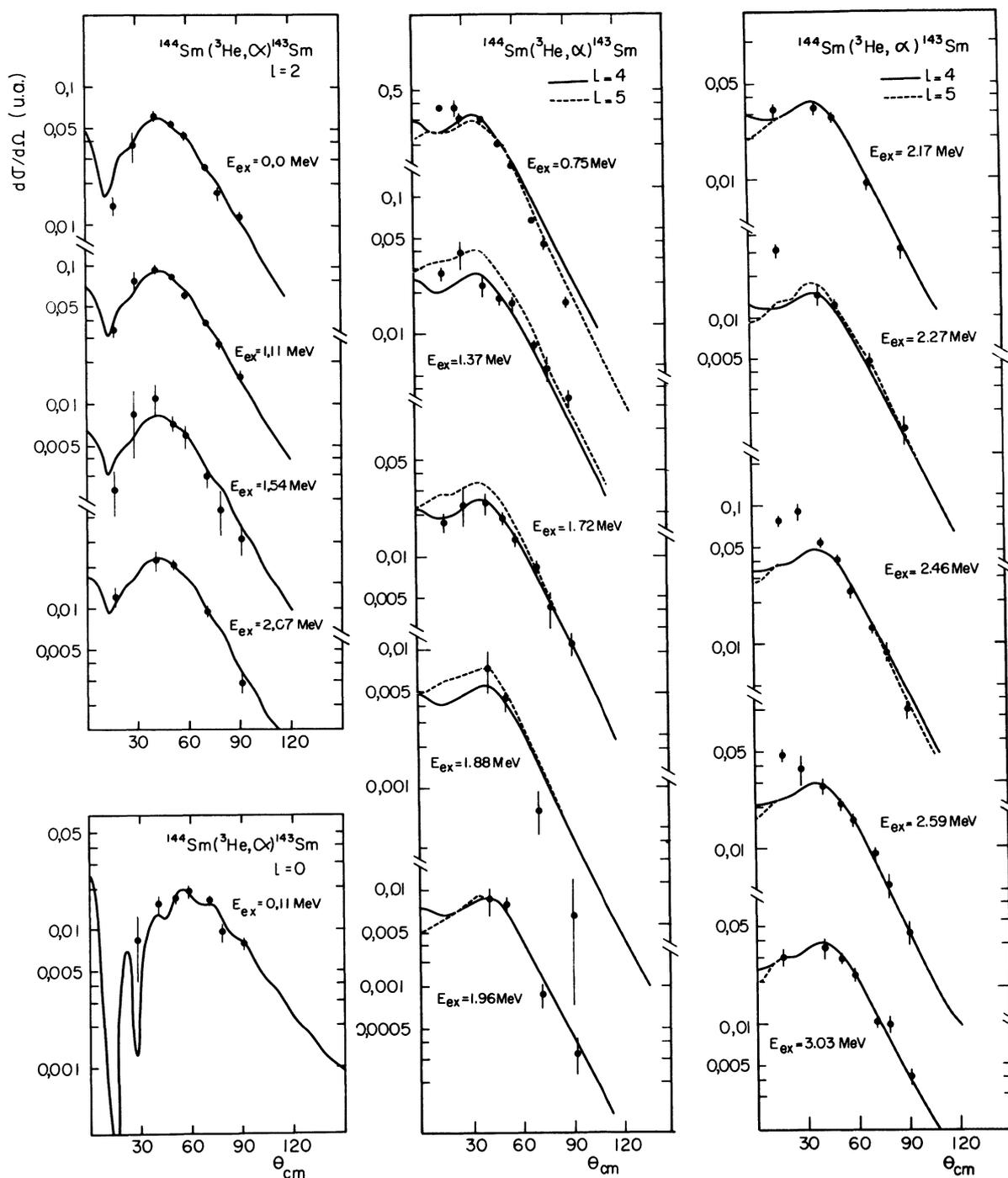
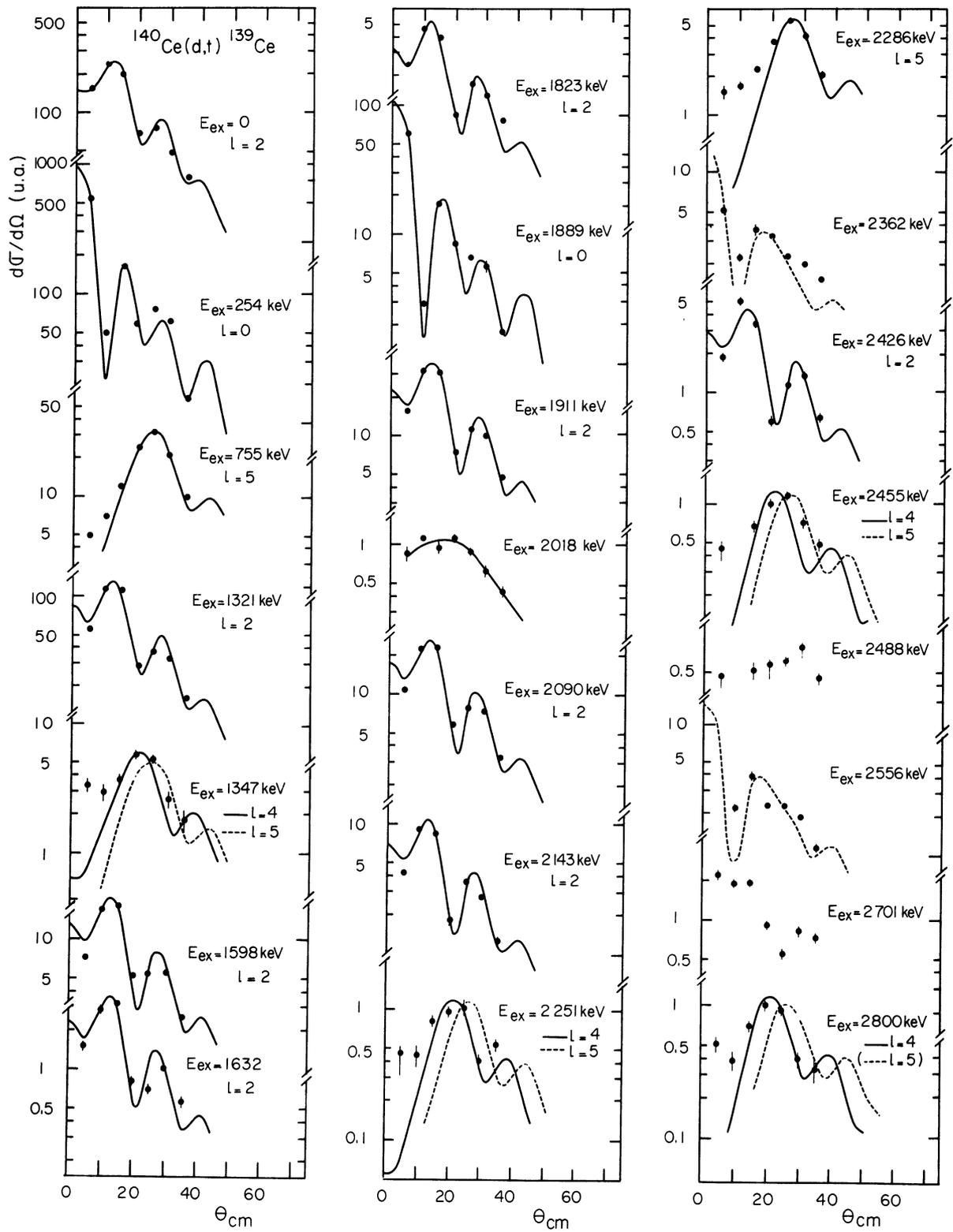


FIG. 4. — Distributions angulaires des particules α de la réaction ${}^{144}\text{Sm}({}^3\text{He}, \alpha){}^{143}\text{Sm}$ à $E_{3\text{He}} = 25$ MeV. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA.



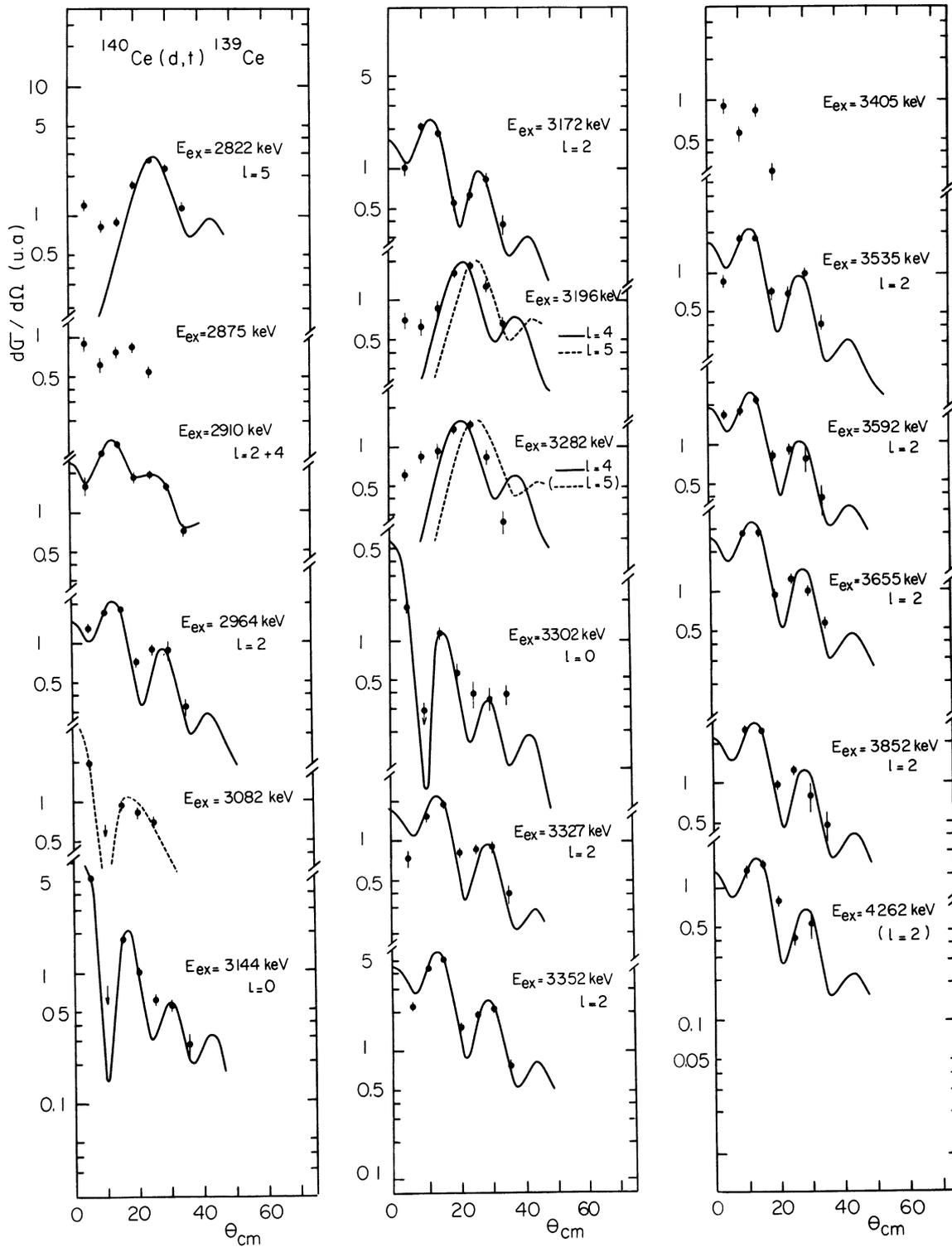


FIG. 5. — Distributions angulaires des tritons de la réaction $^{140}\text{Ce}(d,t)^{139}\text{Ce}$ à $E_d = 26,21$ MeV. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA.

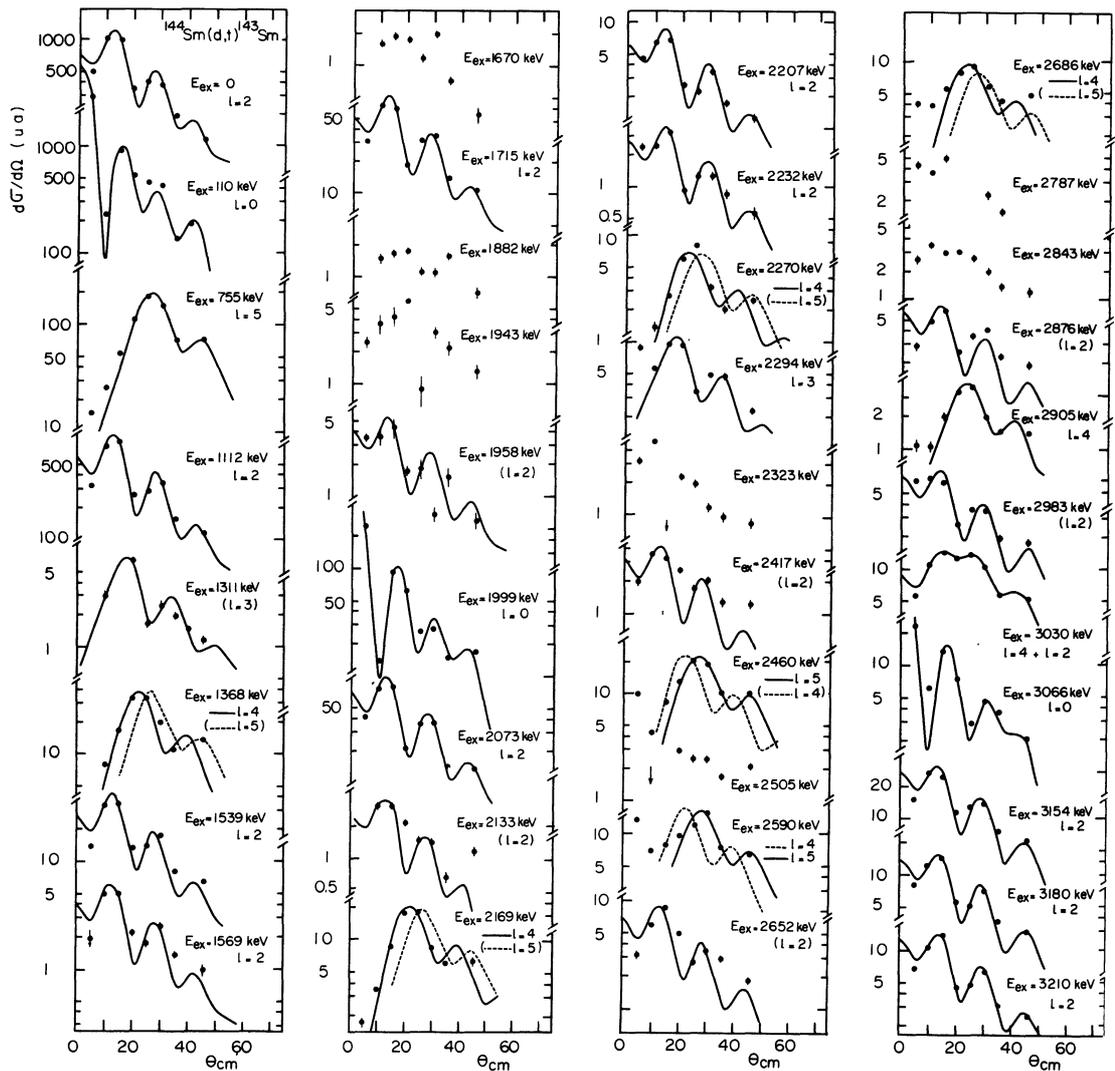


FIG. 6. — Distributions angulaires des tritons de la réaction $^{144}\text{Sm}(d, t)^{143}\text{Sm}$ à $E_d = 26,21$ MeV. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA.

Les potentiels optiques utilisés par différents auteurs [6, 9] pour analyser la réaction $(^3\text{He}, \alpha)$ à des énergies voisines de 25 MeV sur des noyaux des terres rares n'ont pas permis de reproduire correctement les formes des distributions angulaires expérimentales. Parmi les nombreux autres couples de potentiels essayés plusieurs ont cependant donné satisfaction. Les paramètres choisis pour analyser les distributions angulaires et extraire les facteurs spectroscopiques sont donnés dans le tableau V. Le potentiel ^3He permet [10] de rendre compte correctement de la diffusion élastique des particules ^3He sur les isotopes de Sn à une énergie de l'ordre de 18 MeV et a été utilisé [10] pour analyser les réactions $(^3\text{He}, d)$ sur les différents isotopes de Sn et [11] les réactions $(^3\text{He}, d)$ et $(^3\text{He}, \alpha)$ sur les isotones $N = 50$. Il reproduit correctement la distribution angulaire, mesurée au cours du présent travail, des particules ^3He de 25 MeV diffusées élastiquement sur le noyau ^{140}Ce (cette distribution est trop peu structurée pour permettre

une détermination non ambiguë des paramètres). Le potentiel α a été obtenu [12] à partir de l'étude de la diffusion élastique de particules α de 27,5-30 et 32,5 MeV sur le noyau ^{148}Sm .

Les distributions angulaires expérimentales sont comparées sur les figures 2, 3 et 4 aux distributions calculées. L'accord est bon pour les transferts $l = 0$ et 2, acceptable pour les transferts $l = 4$ et $l = 5$.

Les distributions angulaires des tritons de la réaction (d, t) , données dans les figures 5 et 6, ont été analysées avec les potentiels optiques utilisés dans la référence [4] pour analyser la réaction $^{142}\text{Nd}(d, t)^{141}\text{Nd}$ à 17 MeV. Les paramètres sont indiqués dans le tableau V. Les calculs reproduisent de façon très acceptable les formes des distributions angulaires.

3.4 ATTRIBUTION DE MOMENTS ANGULAIRES. —

3.4.1 Noyau ^{139}Ce . — Les formes des distributions angulaires des réactions $(^3\text{He}, \alpha)$ et (d, t) permettent, sauf exception, de déterminer sans ambiguïté les

TABLEAU III
Résultats spectroscopiques pour le ${}^{141}\text{Nd}$

E_{exc} (keV) ^(a)	E_{exc} (keV) ^(b)	J^π ^(b)	l ^(a)	J^π ^{(a), (b)}	(d, t) ^(a)	(${}^3\text{He}, \alpha$) ^(a)	$C^2 S$ (p, d) ^(d)	(p, d) ^(e)	(d, t) ^(c)
0	0	$3/2^+$	2	$3/2^+$	4	4	4	4	4
191,5	193,8	$1/2^+$	0	$1/2^+$	(1,8)	(2,08)	1,9	1,2	2
755	756,7	$11/2^-$	5	$11/2^-$	(7,3)	5	8,7	10,6	7,5
1 223	1 223,3	$5/2^+$	2	$5/2^+$	(3)	2,4	3,3	1,6	2,9
1 347	1 345,8	($7/2^+$)	4	$7/2^+$	(1,6)	1,1	3,5		2,1
1 406	1 420	$7/2^-$							
1 566	1 564,8	($3/2, 5/2^+$)	2	$3/2^+, 5/2^+$	(0,3)	0,29	0,5	0,2	0,3
1 601,2	1 596,8	($3/2, 5/2^+$)							
1 822,3	1 820,4	$5/2^+$	2	$3/2^+, 5/2^+$	(0,7)	0,81	1,1	0,56	0,91
1 890,3	1 887	$1/2^+$	(0)	$1/2^+$	(0,24)		0,32		0,3
1 969,4	1 968	($5/2, 7/2^+$)	4	$7/2^+$	(0,56)	0,36			
2 069,2	2 066,4 2 073,7	($3/2, 5/2$)	2	$3/2^+, 5/2^+$	(0,38)	0,72	0,8	0,43	
2 109,3		($3/2, 5/2, 7/2^+$)	(2)	($3/2^+, 5/2^+$)	(0,13)				
2 175,4	2 109,6		(0)	($1/2^+$)	(0,05)				
2 204,5			5	$11/2^-$	(1,8)	1,4	2,4	(0,86) ^(f)	
2 301,2	2 303,4	($3/2, 5/2, 7/2^+$)	4	$7/2^+$	(1,2)	0,9	3,8		
2 343	2 354,4	($3/2, 5/2, 7/2$)	((4))	($7/2^+$)	(1)	0,75			
2 385	2 388,4	($3/2, 5/2, 7/2$)	4	$7/2^+$	(0,52)	0,35			
2 815	2 805	($3/2, 5/2$)	(2)	($3/2^+, 5/2^+$)	(0,05)				
2 927	2 910		((5))		(1,1)	(1,1)			
2 948,6			(2)	($3/2^+, 5/2^+$)	(0,2)				
3 051,6			4	$7/2^+$	(0,94)	0,56	3		
3 093			(0)	($1/2^+$)	(0,03)				
3 114,6			4	$7/2^+$	(1,7)	0,9			
3 373,2	3 370		(2)	($3/2^+, 5/2^+$)	(0,18)		0,9		
3 408,2			(2)	($3/2^+, 5/2^+$)	(0,26)				

Les facteurs spectroscopiques pour les transferts $l = 2$ ont été calculés en supposant $J = 5/2$ pour tous les niveaux à l'exception du fondamental. Les valeurs d'énergie, de l et J^π indiquées entre parenthèses doivent être considérées comme douteuses. L'indication ((4)) dans la quatrième colonne signifie qu'il n'a pas été possible de faire un choix entre $l = 4$ et $l = 5$ et que le facteur spectroscopique a été calculé en supposant $l = 4, J^\pi = 7/2^+$.

(^a) Présent travail.

(^b) Référence [14].

(^c) Référence [4].

(^d) Référence [2].

(^e) Référence [1].

(^f) Attribué $l = 4$ dans la référence [1].

transitions $l = 2$ et $l = 0$ (voir Tableau II et Fig. 2 et 5). Nous ne discuterons donc ici que les transitions $l = 4$ et 5 .

La réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) a permis d'observer 10 distributions angulaires caractéristiques d'un transfert $l = 4$ ou 5 (Fig. 2). Les formes des distributions calculées correspondant aux transferts $l = 4$ et 5 sont très voisines et, bien qu'on puisse déceler de petites différences (les calculs $l = 5$ reproduisent mieux les distributions correspondant aux niveaux à 0,755 et 2,286 MeV; les calculs $l = 4$ les distributions correspondant aux niveaux à 3,196 et 3,282 MeV), ces différences sont trop marginales pour permettre un choix sans ambiguïté.

La meilleure résolution en énergie obtenue pour la réaction (d, t) a permis de voir que deux des niveaux observés dans la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) avec une distribution angulaire correspondant à un transfert $l = 4$ ou 5 étaient en réalité des doublets (2,251-2,286 et

2,800-2,822 MeV). La forme des distributions angulaires mesurées dans la réaction (d, t) est bien reproduite par un transfert $l = 4$ pour les niveaux à 1,347-2,251-2,800 et 3,282 MeV, par un transfert $l = 5$ pour les niveaux à 0,755-2,286 et 2,822 MeV. Le premier niveau $J^\pi = 7/2^+$ du ${}^{139}\text{Ce}$ à 1,347 MeV est observé ici pour la première fois en réaction de transfert et séparé, tant en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) qu'en réaction (d, t), du niveau voisin à 1,321 MeV. La forme observée en réaction (d, t) pour les distributions angulaires correspondant aux niveaux à 2,455 et 3,196 MeV ne permet pas de choisir entre $l = 4$ et $l = 5$. Les pics observés en réaction (d, t) aux énergies d'excitation de 2,362-2,556 et 3,082 MeV sont un peu plus larges que les autres pics et correspondent sans doute à des doublets non résolus. Les distributions angulaires correspondantes peuvent être reproduites en supposant que l'un des niveaux du doublet correspond à un transfert $l = 4$ (ou 5), l'autre à un

TABLEAU IV

Résultats spectroscopiques pour le ^{143}Sm

E_{exc} (keV) ^(a)	E_{exc} (keV) ^(b)	J^π ^(b)	l ^(a)	J^π ^{(a), (b)}	(d, t) ^(a)	C^2S		
						$(^3\text{He}, \alpha)$ ^(a)	(p, d) ^(c)	(p, d) ^(d)
0	0	3/2 ⁺	2	3/2 ⁺	4	4	4	4
110,6	108	1/2 ⁺	0	1/2 ⁺	1,7	(2,3)	1,4	1,6
755	754,4	(11/2 ⁻)	5	11/2 ⁻	8,9	7,2	7,4	9,9
1 112	1 103	(5/2 ⁺)	2	5/2 ⁺	3,4	3,4	3,7	2,6
1 311 ^(e)			(3)		(0,06)			
1 368	1 360	(7/2 ⁺ , 11/2 ⁻)	4	7/2 ⁺	1,9	1,3	3,1	(1) ^(f)
1 539	1 531	(5/2 ⁺)	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,18	0,28	0,34	0,1
1 569 ^(e)			2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,03			
1 670 ^(e)					^(g)			
1 715 ⁽ⁱ⁾	1 709	(5/2 ⁺)	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,39		0,8	
			{ +					
			((4))	(7/2 ⁺)	< 0,7	1,2		
1 882 ^(e)					^(g)	^(h)		
1 943					^(g)			
			{ 2		0,025			
			+					
1 958 ⁽ⁱ⁾			((4))		< 0,08	0,4		
1 999			0	1/2 ⁺	0,27		0,3	
2 073,4	2 050	(5/2 ⁺)	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,48	0,64	0,6	
2 133 ^(e)			(2)		0,02			
2 169	2 160	(7/2 ⁺)	4	7/2 ⁺	1,4	1,6	2,7	
2 207 ^(e)			2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,04			
2 232 ^(e)			2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,02			
2 270	2 290	(7/2 ⁺)	4	7/2 ⁺	0,52	0,8	1,8	
2 294 ^(e)			(3)		(0,09)			
2 323	2 328	13/2 ⁻			^(g)			
2 417			(2)		0,02			
2 460	2 457	(11/2 ⁻)	5	11/2 ⁻	1,6	1,1	1,4	(0,65) ^(k)
	2 460	(15/2)						
2 505	2 510	15/2 ⁺			^(g)			
2 590	2 590	11/2 ⁻	5	11/2 ⁻	1,2	0,66	(0,84)	
	2 587	17/2 ⁺						
2 652 ^(e)			(2)		0,06			
2 686			(4)	(7/2 ⁺)	0,77			
2 787	2 793	23/2 ⁻			^(g)			
	2 795							
2 843					^(g)			
2 876 ^(e)			(2)		(0,05)			
2 905			4	7/2 ⁺	0,37			
2 983 ^(e)			(2)		(0,06)			
3 030 ^(j)	3 040	(7/2 ⁺)	4	7/2 ⁺	1	1,6	2,1	
			{ +					
			2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,09			
3 066			0	1/2 ⁺	0,05			
3 154	3 170	(5/2 ⁺)	2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,25			
3 180			2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,13			
3 210			2	3/2 ⁺ , 5/2 ⁺	0,12			

Les facteurs spectroscopiques pour les transferts $l = 2$ ont été calculés en supposant $J = 5/2$ pour tous les niveaux à l'exception du fondamental. Les valeurs d'énergie, de l et J^π indiquées entre parenthèses doivent être considérées comme douteuses.

^(a) Présent travail.

^(b) Référence [15].

^(c) Référence [2].

^(d) Référence [1].

^(e) Les pics correspondant aux niveaux indiqués pourraient être dus à d'autres isotopes du Sm (voir texte, § 3.1).

^(f) Attribué $l = 5$ dans la référence [1].

^(g) Distribution angulaire de forme non standard, n'a pu être analysée.

^(h) Compatible avec $l = 4$, $\text{C}^2\text{S} \approx 0,3$.

⁽ⁱ⁾ Voir texte, paragraphe 3.4.2.

^(j) Doublet probable.

^(k) Attribué $l = 4$ dans la référence [1].

TABLEAU V

Paramètres des potentiels optiques utilisés

	V (MeV)	r_r (fm)	a_r (fm)	W_v (MeV)	W_s (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	Références
Voie ${}^3\text{He}$	170	1,14	0,75	20		1,60	0,8	[10], [11]
Voie α	114,5	1,41	0,59	18,8		1,41	0,59	[12]
Voie d	100,3	1,15	0,81		18,5	1,34	0,68	[4]
Voie t	162	1,20	0,72	25,5		1,40	0,84	[4]
n		1,25	0,65					

transfert $l = 0$. La faible valeur du facteur spectroscopique pour le transfert $l = 0$ explique que cette composante n'a pas été observée au moyen de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$).

Deux des distributions angulaires observées en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) correspondent à un mélange $l = 4$ (ou 5) et $l = 2$. Pour le pic observé à 2,910 MeV, la distribution angulaire observée en réaction (d, t) est

aussi reproduite par un mélange $l = 4$ (ou 5) et $l = 2$. Ce pic correspond donc sans doute à un doublet non résolu. L'autre pic a été séparé en réaction (d, t) en deux composantes correspondant à des niveaux à 3,327 et 3,352 MeV, les deux distributions angulaires étant bien reproduites par un transfert $l = 2$. La limite supérieure d'une contribution possible $l = 4$ n'est toutefois pas incompatible avec le facteur spectroscopique mesuré en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$).

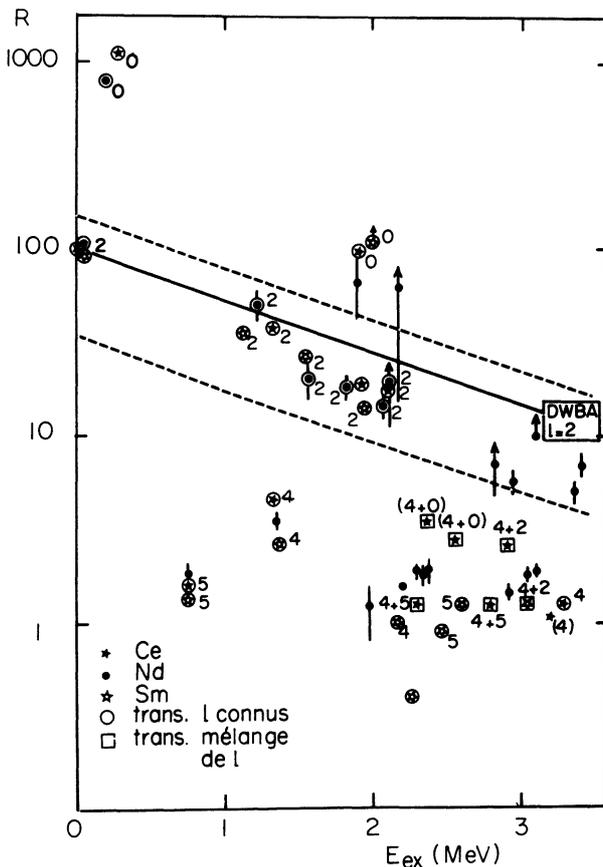


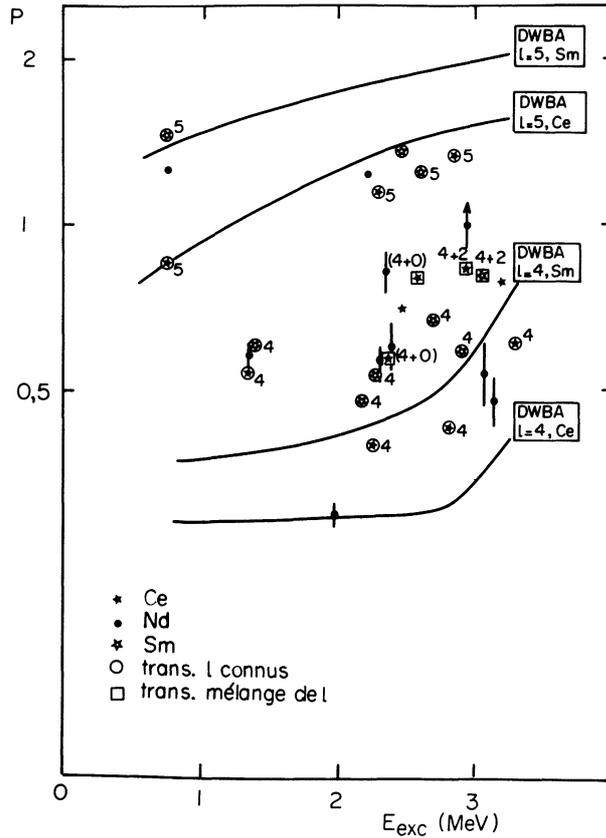
FIG. 7. — Valeurs expérimentales du rapport $R = \sigma_{30^\circ}(\text{d}, \text{t}) / \sigma_{16^\circ}({}^3\text{He}, \alpha)$.

La courbe est le résultat du calcul DWBA pour $l = 2$. La normalisation globale est effectuée pour le niveau fondamental (R est fixé arbitrairement égal à 100). Les pointillés représentent des frontières entre les valeurs correspondant aux transitions $l = 0$, $l = 2$ et $l = 4$ ou 5. Pour alléger la figure, les barres d'erreurs ont été indiquées seulement pour le Nd. Elles sont du même ordre ou inférieures, à facteur spectroscopique et énergie d'excitation égaux pour les deux autres isotones.

3.4.2 Noyau ${}^{143}\text{Sm}$. — Comme dans le cas précédent, et pour la même raison, seules les transitions $l = 4$ et $l = 5$ seront discutées. Parmi les distributions angulaires observées en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$), neuf correspondent à un moment angulaire transféré $l = 4$ ou 5 (Fig. 4), la valeur $l = 5$ semblant plus probable pour les niveaux à 0,755-2,460 et 2,590 MeV.

L'analyse de la réaction (d, t) indique un moment angulaire transféré $l = 5$ pour les niveaux à 0,755-2,460 et 2,590 MeV, $l = 4$ pour les niveaux à 1,368-2,169-2,270 et 2,905 et probablement pour le niveau à 2,686 MeV (les deux derniers niveaux n'ont pas été observés en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$)). Pour trois des niveaux dont la distribution angulaire en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) correspond à un transfert $l = 4$ ou 5, la distribution angulaire en réaction (d, t) n'a pas une forme simple. Pour le niveau à 3,030 MeV la forme de la distribution angulaire peut être reproduite par un mélange $l = 4 + 2$. La faible valeur relative du facteur spectroscopique correspondant au transfert $l = 2$ explique que cette composante n'ait pas été observée en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$). Il s'agit probablement d'un doublet non résolu. Il en est de même pour le niveau à 1,715 MeV dont la distribution angulaire en réaction (d, t) peut même être reproduite par un transfert $l = 2$ pur. Le niveau à 1,95 MeV, de faible section efficace en réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) et dont l'attribution $l = 4$ ou 5 repose sur une distribution angulaire de 4 points seulement, est décomposé en réaction (d, t) en deux niveaux : un niveau à 1,943 MeV dont la distribution angulaire a une forme peu caractéristique, un niveau à 1,958 MeV correspondant à un transfert $l = 2$.

3.4.3 Noyau ${}^{141}\text{Nd}$. — Une discussion générale est nécessaire car nous ne disposons pas ici des distributions angulaires de la réaction (d, t). L'analyse



de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) permet comme pour les autres isotones de classer les niveaux fortement peuplés dans cette réaction en trois catégories selon la valeur du moment angulaire transféré : $l = 0$ (niveau à 0,191 MeV), $l = 2$ (niveau fondamental et niveaux à 1,223-1,566-1,822 et 2,069 MeV), $l = 4$ ou 5 (niveaux à 0,755-1,347-1,969-2,204-2,301-2,343-2,385-2,927-3,051 et 3,114 MeV).

Pour les noyaux Ce et Sm la réaction (d, t) a permis d'observer grâce à une meilleure adaptation cinématique et d'identifier par leurs distributions angulaires des transitions $l = 0$ et 2 dont les sections efficaces en réaction ($^3\text{He}, \alpha$), très faibles, n'avaient pas permis l'analyse. Des transitions nouvelles ont également été observées grâce à la réaction (d, t) dans le cas du Nd. Pour les identifier, nous avons utilisé le rapport R de la section efficace de la réaction (d, t) à 30° à la section efficace de la réaction ($^3\text{He}, \alpha$) à 16° . Les valeurs expérimentales de ce rapport sont reportées dans la figure 7 pour les 3 isotones étudiés. Il apparaît que malgré une certaine dispersion, il est possible de distinguer les transitions $l = 0$ (partie supérieure de la figure), $l = 2$ (partie médiane) et $l = 4$ ou 5 (partie inférieure). Un pointillé a été tracé, un peu arbitrairement, pour délimiter ces trois groupes. Il est ainsi possible de considérer comme très probables les attributions $l = 0$ pour les transitions correspondant aux niveaux à 1,890 et 2,175 MeV, $l = 2$ pour les transitions correspondant aux niveaux à 2,109-2,815-2,948-3,373 et 3,408 MeV, $l = 0$ ou 2 pour le niveau à 3,093 MeV.

Dans le cas des noyaux Ce et Sm la réaction (d, t) a permis en général de lever l'ambiguïté entre $l = 4$ et $l = 5$ grâce au décalage de la position du maximum de la distribution angulaire (≈ 22 à 23° pour $l = 4$, ≈ 27 à 28° pour $l = 5$). On peut espérer que la valeur du rapport P des sections efficaces à 30° et 20° suffise à distinguer les deux valeurs de l , les sections efficaces de la réaction $^{142}\text{Nd}(d, t)^{141}\text{Nd}$ n'ayant été mesurées qu'à ces angles. Les valeurs expérimentales et théoriques du rapport P pour les transitions $l = 4$ ou 5 sont reportées dans la figure 8a pour les trois isotones étudiés. Ces valeurs sont, à une énergie d'excitation donnée et pour un noyau donné, environ deux fois plus grandes pour les transitions $l = 5$ pures que pour les transitions $l = 4$ pures. Ceci permet d'attribuer les valeurs $l = 5$ aux transitions correspondant aux niveaux à 0,755 et 2,204 MeV, $l = 4$ aux transitions correspondant aux niveaux à 1,347-1,969-2,301-2,385-3,051 et 3,114 MeV. Les attributions sont douteuses pour les niveaux à 2,343 et 2,927 MeV, la valeur du rapport P pouvant correspondre à un mélange de l .

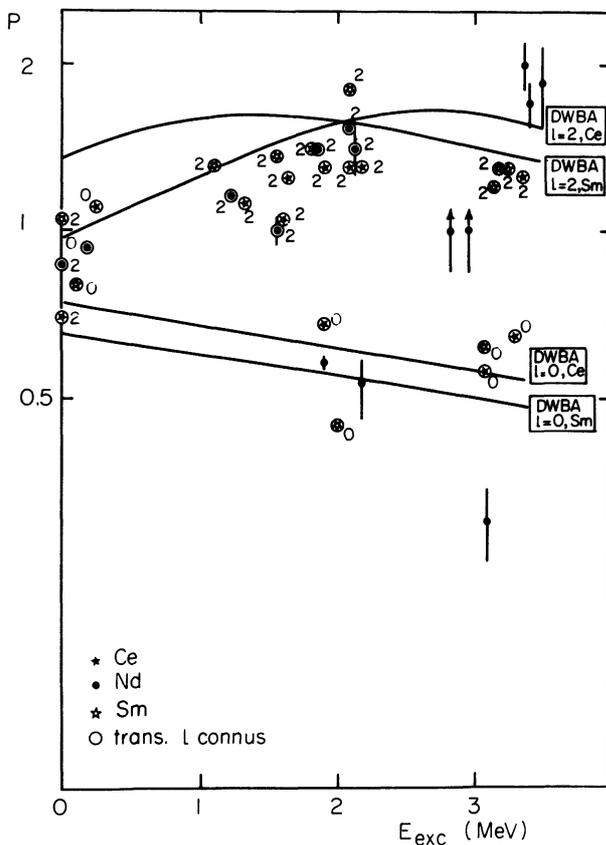


FIG. 8. — Valeurs expérimentales du rapport $P = \sigma_{30^\circ}(d, t) / \sigma_{20^\circ}(d, t)$:

a) pour les transitions $l = 4$ ou 5, b) pour les transitions $l = 0$ ou 2. Les courbes sont les résultats des calculs DWBA. Pour alléger les figures les barres d'erreurs ont été indiquées seulement pour le Nd. Elles sont du même ordre ou inférieures, à facteur spectroscopique et énergie d'excitation égaux, pour les deux autres isotones.

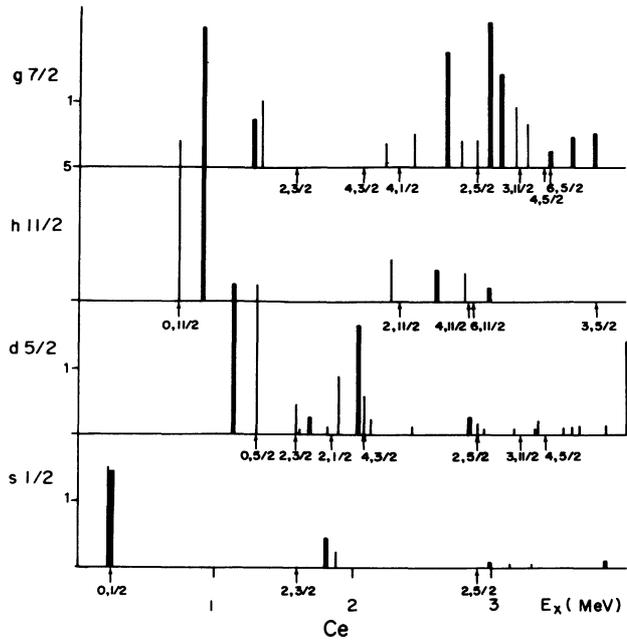


FIG. 9. — Répartition de la force à une particule dans ${}^{139}\text{Ce}$ en fonction de l'énergie d'excitation, pour les différentes sous-couches. Les facteurs spectroscopiques expérimentaux sont les valeurs moyennes obtenues au cours du présent travail, les valeurs théoriques sont celles de K. Heyde (²).

Les valeurs du rapport P ont également été calculées pour les transitions $l = 0$ et $l = 2$ dans les trois isotones (Fig. 8b). Pour les niveaux dont l'énergie d'excitation est supérieure à 1 MeV ces valeurs sont environ deux fois plus grandes pour les transitions $l = 2$ que pour les transitions $l = 0$. Les résultats ainsi obtenus pour le Nd confirment les attributions proposées plus haut pour les transitions nouvelles $l = 0$ et $l = 2$ observées en réaction (d, t) et favorisent l'attribution $l = 0$ pour le niveau à 3,093 MeV.

Parmi les attributions de moment orbital proposées dans ce paragraphe pour le Nd, celles obtenues en utilisant uniquement les rapports R et P doivent être considérées comme moins bien établies que les autres et que celles proposées pour les deux autres isotones au moyen des distributions angulaires complètes des réactions (${}^3\text{He}, \alpha$) et (d, t). Elles sont indiquées entre parenthèses dans le tableau III.

3.5 FACTEURS SPECTROSCOPIQUES. — Les sections efficaces n'ont été déterminées en valeur absolue que dans le cas de la réaction ${}^{140}\text{Ce}({}^3\text{He}, \alpha){}^{139}\text{Ce}$. Le facteur spectroscopique du niveau fondamental déterminé au moyen de cette réaction est égal à 4, en accord avec l'hypothèse habituelle [1, 2, 3] suivant laquelle la transition au niveau fondamental épuise toute la force à une particule 2d 3/2. Cette hypothèse conduit à normaliser à 4 le facteur spectroscopique pour le niveau fondamental, pour chacune des réactions étudiées (Tableaux II, III et IV). Les transitions $l = 2$ autres que celles conduisant au niveau fondamental et les transitions $l = 4$ et $l = 5$ ont été considérées comme correspondant respectivement au

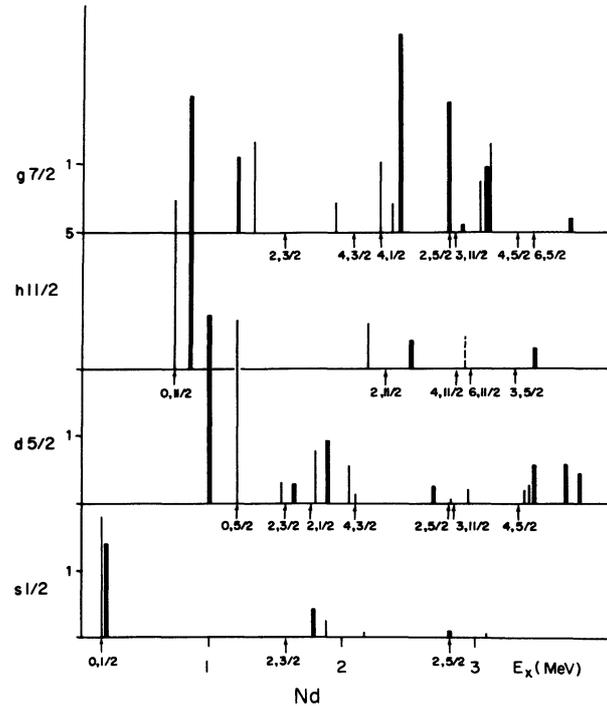


FIG. 10. — Répartition de la force à une particule dans ${}^{141}\text{Nd}$ en fonction de l'énergie d'excitation, pour les différentes sous-couches. Les facteurs spectroscopiques expérimentaux sont les valeurs moyennes obtenues au cours du présent travail, les valeurs théoriques sont celles de K. Heyde (²).

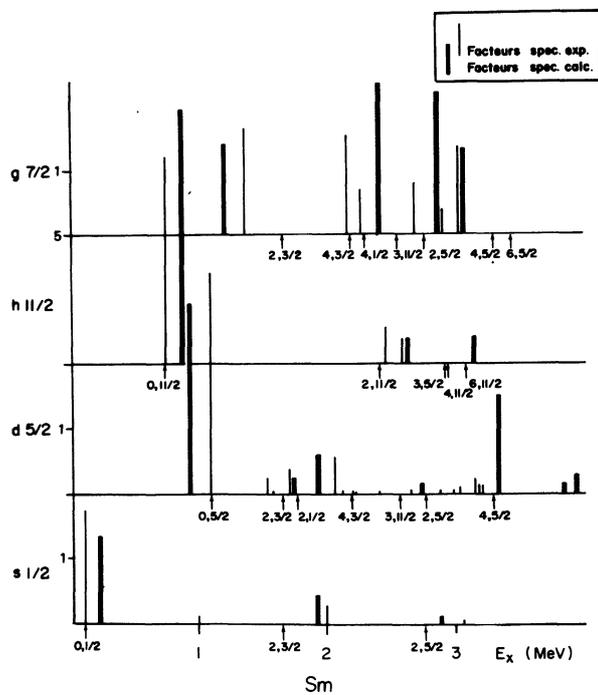


FIG. 11. — Répartition de la force à une particule dans ${}^{143}\text{Sm}$ en fonction de l'énergie d'excitation, pour les différentes sous-couches. Les facteurs spectroscopiques expérimentaux sont les valeurs moyennes obtenues au cours du présent travail, les valeurs théoriques sont celles de K. Heyde (²).

pick-up sur les sous-couches 2d 5/2, 1g 7/2 et 1h 11/2. Dans le cas du Nd, la détermination des facteurs spectroscopiques à partir de la réaction (d, t) est certainement plus imprécise que pour les autres noyaux (deux spectres seulement). Ces facteurs sont indiqués entre parenthèses dans le tableau III.

4. Discussion. — 4.1 COMPARAISON DE NOS RÉSULTATS ET DES RÉSULTATS ANTÉRIEURS. — L'une des raisons d'entreprendre ce travail était la grande dispersion des valeurs des facteurs spectroscopiques mesurées précédemment. Les résultats obtenus au cours du présent travail sont comparés entre eux et avec les résultats antérieurs dans les tableaux II, III et IV.

En ce qui concerne les résultats obtenus au cours du présent travail et sans tenir compte des transitions de faibles facteurs spectroscopiques pour lesquelles les erreurs peuvent être importantes, on peut noter en moyenne que :

— pour les transitions $l = 0$ les facteurs déterminés au moyen de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) sont de 25 % supérieurs à ceux déterminés au moyen de la réaction (d, t). Ceci est probablement dû à la très faible valeur des sections efficaces de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$), l'adaptation cinématique de cette réaction étant très mauvaise pour une transition $l = 0$. La valeur retenue dans la suite sera celle déterminée en réaction (d, t) ;

— pour les transitions $l = 2$ et les transitions $l = 4$ à l'exception de celle correspondant au premier niveau excité $J^\pi = 7/2^+$ de chaque isotone il n'y a pas de différence systématique : les résultats obtenus au moyen des deux réactions sont en accord à 25 % près ;

— pour les transitions $l = 5$ et la transition $l = 4$ correspondant au premier niveau excité $J^\pi = 7/2^+$ de chaque isotone, les facteurs spectroscopiques déterminés au moyen de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) sont de 25 % inférieurs à ceux déterminés au moyen de la réaction (d, t). La valeur retenue dans la suite est la valeur moyenne.

La comparaison de nos résultats avec les résultats antérieurs porte essentiellement sur une transition $l = 0$, une transition $l = 5$, contenant chacune la majeure partie de la force à une particule et sur plusieurs transitions $l = 2$ et $l = 4$. Pour les transitions $l = 4$ la comparaison ne porte que sur un petit nombre de transitions (même valeur de l choisie dans les autres études, pas de mélange de l).

Les facteurs spectroscopiques déterminés [1] dans l'étude de la réaction (p, d) à 24,5 MeV ont tendance (à deux exceptions près : niveaux à 1,911 et 2,556 MeV du ${}^{139}\text{Ce}$) à être plus petits que les nôtres, et que tous les autres, au-dessus de 1 MeV d'énergie d'excitation, le désaccord semblant croître avec l'énergie d'excitation (voir Tableaux II, III et IV).

Les facteurs spectroscopiques déterminés [2] dans l'étude de la réaction (p, d) à 35 MeV sont en accord

avec les nôtres, dans la limite généralement acceptée de 20 % d'erreur, pour les transferts $l = 0, 2$ et 5 . Ils sont en moyenne deux fois plus grands que les nôtres pour $l = 4$.

Les facteurs spectroscopiques déterminés [3] dans l'étude de la réaction (p, d) à 55 MeV sont en accord avec les nôtres pour les transitions $l = 2$ et $l = 4$, en moyenne de 30 % supérieurs aux nôtres pour les transitions $l = 0$ et $l = 5$.

L'anomalie signalée [5] dans l'analyse de la réaction (${}^3\text{He}, \alpha$) à 18 MeV, pour la première transition $l = 0$, n'est pas du tout observée ici. Il a été vérifié qu'elle ne pouvait être expliquée par la différence des potentiels optiques utilisés.

Si nous admettons que les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques déterminées dans la présente étude sont correctes, il semble d'après la comparaison faite ci-dessus que la très grande dispersion des valeurs publiées — signalée dans l'Introduction — soit principalement due à une sous-estimation assez générale des facteurs spectroscopiques au-dessus de 1 MeV dans la référence [1] et à une large surestimation des facteurs correspondant aux transitions $l = 4$ dans la référence [2].

4.2 SYSTÉMATIQUE DES RÉSULTATS SPECTROSCOPIQUES. — Au cours de notre étude aucune transition $l = 1$ n'a été observée et les seules transitions $l = 3$, observées pour ${}^{143}\text{Sm}$ avec des facteurs spectroscopiques très petits, peuvent très probablement (voir Tableau IV) être attribuées à d'autres isotopes du Sm ($N > 82$). Il n'y a donc aucune indication pour une ouverture appréciable de la couche $N = 82$. Les différentes sous-couches étant en principe complètes, les règles de somme peuvent s'écrire, pour une valeur donnée de j

$$G_j = 2j + 1,$$

$$G_j = \sum_i C^2 S_{ij}^i$$

étant la force à une particule ou intensité spectroscopique et la somme s'étendant à tous les niveaux de même j . Les valeurs expérimentales de $G_j/(2j + 1)$, pourcentage observé de la force à une particule, sont reportées dans le tableau VI. On a négligé pour $l = 4$ et $l = 5$ les valeurs très douteuses (doubles parenthèses dans les tableaux II, III, IV). Dans ce tableau sont également reportées les énergies des centroïdes des excitations observées :

$$\bar{E}_j = \left(\sum_i E^i \cdot C^2 S_{ij}^i \right) / \left(\sum_i C^2 S_{ij}^i \right).$$

Il est clair que si nous observons pour les 3 noyaux étudiés une partie très importante sinon la totalité des forces 3s 1/2 et 2d 5/2 et une fraction importante (72 à 86 %) de la force 1h 11/2, la fraction observée de la force 1g 7/2 est plus faible (49 à 78 %). La force manquante peut correspondre à des transitions vers

TABLEAU VI

	${}^{139}\text{Ce}$	${}^{141}\text{Nd}$	${}^{143}\text{Sm}$
S 1/2	90 % - 0,57 - (5)	106 % - 0,47 - (4)	101 % - 0,44 - (3)
h 11/2	72 % - 1,27 - (3) (81 %)	65 % - 1,05 - (2) ⁽¹⁾ (76 %)	86 % - 1,16 - (3) (98 %)
d 5/2	95 % - 1,97 - (18)	85 % - 1,51 - (9)	91 % - 1,56 - (16) (85 %)
g 7/2	49 % - 2,62 - (7)	67 % - 2,15 - (6) (82 %)	78 % - 2,25 - (6)

Dans chaque case du tableau sont indiqués de gauche à droite : le pourcentage observé de la force à 1 particule, le centroïde de l'excitation (en MeV) et entre parenthèses le nombre de niveaux sur lesquels est répartie la force. Les calculs ont été effectués en utilisant les valeurs moyennes des facteurs spectroscopiques déterminées au cours du présent travail (sauf pour $l = 0$ où les valeurs mesurées en (d, t) ont été utilisées, les valeurs mesurées en (${}^3\text{He}$, α) étant suspectes (voir § 2.2 et 4.1)). Lorsque l'utilisation des facteurs spectroscopiques déterminés en (d, t), au lieu des valeurs moyennes, conduit à un pourcentage observé sensiblement différent, ce pourcentage est indiqué entre parenthèses en dessous du premier.

des niveaux, soit d'énergie d'excitation supérieure à 3,4 MeV, la section efficace expérimentale diminuant vite pour ces valeurs de l avec l'énergie d'excitation, soit dont la nature n'a pu être déterminée avec précision ($J^\pi = 7/2^+$ ou $11/2^-$).

En étudiant les tableaux II, III, IV et VI il apparaît que, même en tenant compte des incertitudes expérimentales, la force à une particule est de plus en plus concentrée sur un niveau en allant du ${}^{139}\text{Ce}$ au ${}^{143}\text{Sm}$, ceci étant particulièrement net dans le cas du premier niveau $J^\pi = 5/2^+$ mais étant également vrai pour les premiers niveaux $J^\pi = 7/2^+$ et $J^\pi = 11/2^-$. Les énergies des différents centroïdes diminuent également en allant du Ce au Sm et nous observons, dans le même domaine d'énergie d'excitation, une fraction plus importante des forces 1g 7/2 et 1h 11/2 dans le ${}^{143}\text{Sm}$ que dans le ${}^{139}\text{Ce}$. Ceci peut être interprété en disant que les différents niveaux de neutrons se resserrent quand on ajoute des protons pour passer du ${}^{139}\text{Ce}$ ($Z = 58$) au ${}^{143}\text{Sm}$ ($Z = 62$).

Le présent travail a permis de mettre en évidence de nombreux niveaux non observés préalablement. L'ensemble des résultats amène à conclure que la fragmentation de la force à une particule est importante, comme on peut le constater dans les figures 9, 10 et 11 et le tableau VI, bien qu'une partie non négligeable de cette force (supérieure à 30 % sauf pour g 7/2) soit concentrée sur le niveau de plus basse énergie de chaque spin. Cette fragmentation peut s'expliquer, au moins qualitativement, si on la considère comme résultant de l'interaction entre les états du cœur et les états à un trou. Les énergies dégénérées, obtenues par couplage faible (simple addition) en utilisant pour les états de trou $(2d\ 3/2)^{-1}$, $(3s\ 1/2)^{-1}$, $(1h\ 11/2)^{-1}$, $(2d\ 5/2)^{-1}$ l'énergie du premier et plus

important fragment de la force et comme énergie du cœur l'énergie expérimentale des premiers états 2^+ , 4^+ , 6^+ et 3^- , sont indiquées par des flèches sur les figures 9, 10 et 11. L'accord, peut-être fortuit, est frappant pour les niveaux $J^\pi = 11/2^-$, en particulier pour le ${}^{139}\text{Ce}$, mais aussi pour le ${}^{141}\text{Nd}$ si on considère le niveau à 2,927 MeV comme un niveau $J^\pi = 11/2^-$.

Il est à remarquer que le nombre total des niveaux résultant d'un tel couplage est de 4 pour les états $J^\pi = 1/2^+$ ($l = 0$), de 6 pour les états $J^\pi = 3/2^+$ ($l = 2$), de 9 pour les états $J^\pi = 5/2^+$ ($l = 2$), c'est-à-dire de 15 pour les états $l = 2$, de 10 pour les états $J^\pi = 7/2^+$ ($l = 4$) et de 6 pour les états $J^\pi = 11/2^-$ ($l = 5$). Ces nombres sont qualitativement en assez bon accord avec ceux du tableau VI, mais tous les états prévus $J^\pi = 7/2^+$ et $J^\pi = 11/2^-$ ne sont pas observés, ce qui est en accord avec le fait que la force mesurée expérimentalement est inférieure pour ces états à celle prévue par la règle de somme.

4.3 COMPARAISON AVEC LES MODÈLES. — Pour expliquer la complexité des spectres observés, résultant de la fragmentation des états à un trou, il est nécessaire de supposer un couplage entre ces états et un ou plusieurs autres degrés de liberté. L'idée la plus simple est de tenir compte du couplage avec les états collectifs du cœur. Un calcul en couplage intermédiaire, considérant seulement les vibrations collectives quadrupolaires du cœur, a été effectué [16] par Heyde et Brussaard. Le comportement général des centroïdes, décrit au paragraphe 4.2, est reproduit au moins qualitativement en tenant compte du remplissage progressif des sous-couches de protons en passant du ${}^{139}\text{Ce}$ au ${}^{143}\text{Sm}$ et en utilisant une interaction delta entre les protons et les neutrons. Un nouveau calcul plus complet a été effectué récemment ⁽²⁾ en tenant compte également du couplage avec les vibrations collectives octupolaires du cœur. Les résultats de ce dernier calcul sont comparés à nos résultats expérimentaux dans les figures 9, 10 et 11. L'accord est très satisfaisant pour les niveaux peuplés par des transitions $l = 0$ et pour les premiers niveaux peuplés par des transitions $l = 2$ et $l = 4$. En particulier le premier niveau $J^\pi = 7/2^+$ ($l = 4$) est bien reproduit (énergie et facteur spectroscopique) dans les 3 noyaux, ce résultat ne dépendant pratiquement pas ⁽²⁾ des paramètres du calcul. En ce qui concerne les niveaux $J^\pi = 11/2^-$ le premier fragment, à $E_x \approx 0,75$ MeV, a toujours un facteur spectroscopique calculé supérieur à la valeur expérimentale. Le calcul prévoit deux autres fragments, avec des facteurs spectroscopiques de l'ordre de ceux observés expérimentalement, mais les énergies sont assez mal reproduites.

D'une façon générale, le calcul prévoit au-dessus de 2 MeV d'énergie d'excitation des niveaux $J^\pi = 5/2^+$ ($l = 2$) et $J^\pi = 7/2^+$ ($l = 4$) avec de grands facteurs

⁽¹⁾ Le niveau à 2,927 MeV n'a pas été considéré comme un niveau $J^\pi = 11/2^-$. Son inclusion amènerait les pourcentages à 74 %, (85 %) et le centroïde à 1,21 MeV.

⁽²⁾ Heyde, K., communication privée.

spectroscopiques, qui ne sont pas observés expérimentalement. Il est clair que la fragmentation de ces états est nettement plus importante que le calcul ne le prévoit. Il est possible (²) qu'un calcul plus complet, tenant compte de l'anharmonicité des vibrations et du couplage des états à un trou avec des états à 2 quasi-particules connus [17] dans cette région d'énergie d'excitation, puisse rendre compte correctement de cette fragmentation.

Il faut remarquer que les calculs précédents prévoient une fragmentation de la force $d\ 3/2$ dont seulement 80 % sont concentrés dans l'état fondamental. Si ce résultat se révélait correct, il faudrait diminuer de 20 % environ l'ensemble des facteurs spectroscopiques des tableaux II, III et IV, ce qui aggraverait encore le déficit par rapport à la règle de somme et aux facteurs spectroscopiques calculés pour les niveaux $J^\pi = 11/2^-$ et $J^\pi = 7/2^+$.

5. Conclusion. — Les réactions (³He, α) et (d, t), étudiées avec un spectromètre magnétique, ont permis d'observer de nombreux niveaux qui n'avaient pas été vus précédemment et de séparer plusieurs doublets. L'analyse des distributions angulaires des deux réactions et la comparaison de leurs sections efficaces ont permis d'attribuer ou de proposer pour la plupart des transitions une valeur pour le moment orbital transféré et d'extraire des facteurs spectroscopiques.

Une fragmentation non négligeable de la force à une particule est observée dans les 3 isotones étudiés. Elle est particulièrement importante dans le cas des

sous-couches $d\ 5/2$ et $g\ 7/2$. Cette fragmentation met en évidence le fait que, dans ces noyaux à couche fermée moins un nucléon en ce qui concerne les neutrons, mais assez loin d'une couche fermée en ce qui concerne les protons, l'interaction entre les états du cœur et les états à un trou de neutron joue un rôle très important.

La comparaison entre nos résultats et des calculs effectués en considérant le couplage des vibrations quadrupolaires et octupolaires du cœur avec les états à un trou, est satisfaisante pour les états de basse énergie. A plus haute énergie d'excitation la fragmentation observée expérimentalement est plus grande que celle calculée, en particulier pour les états $J^\pi = 5/2^+$ et $J^\pi = 7/2^+$.

Remerciements. — Nous tenons à exprimer ici nos remerciements à K. Heyde pour avoir effectué des calculs en couplage intermédiaire pour les 3 isotones étudiés et nous en avoir communiqué les résultats avant publication. Nous voulons également remercier L. Stab pour la fabrication et la mise au point des détecteurs à localisation, J. Chaumont et le C.S.N.S.M. pour l'utilisation de l'implanteur pour la fabrication de ces détecteurs, M. M. Marquette et Snajzderman pour la fabrication des cibles, J. L. Foster pour d'intéressantes discussions concernant la réaction (d, t) et la fabrication de la cible de Sm métallique, enfin l'équipe de conduite du Tandem MP pour le bon fonctionnement de l'accélérateur.

Bibliographie

- [1] CHAUMEAUX, A., BRUGE, G., FARAGGI, H. and PICARD, J., *Nucl. Phys. A* **164** (1971) 176.
 [2] JOLLY, R. K. and KASHY, E., *Phys. Rev. C* **4** (1971) 887 et *Phys. Rev. C* **4** (1971) 1398.
 [3] YAGI, K., ISHIMATSU, T., ISHIZAKI, Y. and SAJI, Y., *Nucl. Phys. A* **121** (1968) 161.
 [4] FOSTER, J. L., DIETZSCH, O. and SPALDING, D., *Nucl. Phys. A* **169** (1971) 187.
 [5] WOOLLAM, P. B. and GRIFFITHS, R. J., *Phys. Lett. B* **37** (1971) 13.
 [6] BURKÉ, D. G., ALFORD, W. P. and O'NEIL, R. A., *Nucl. Phys. A* **161** (1971) 129.
 [7] LIM, T. K., *Nucl. Phys. A* **148** (1970) 299.
 RONSIN, G., VERGNES, M., ROTBARD, G. et KALIFA, J., *Nucl. Phys. A* **207** (1973) 353.
 BASSEL, R. H., *Phys. Rev.* **149** (1966) 791.
 [8] KUNZ, P. D., A distorted wave Born Approximation Computer Program, University of Colorado, non publié.
 [9] LØVHØIDEN, G., WADDINGTON, J. C., ELLEGAARD, C. and TJØM, P. O., *Nucl. Phys. A* **160** (1971) 305.
 [10] CONJEAUD, M., HARAR, S. and CASSAGNOU, Y., *Nucl. Phys. A* **117** (1968) 449.
 [11] BASSANI, G. and PICARD, J., *Nucl. Phys. A* **131** (1969) 653.
 PICARD, J. and BASSANI, G., *Nucl. Phys. A* **131** (1969) 636.
 [12] APONICK, Jr. A. A., CHESTERFIELD, C. M., BROMLEY, D. A. and GLENDENNING, N. K., *Nucl. Phys. A* **159** (1970) 367.
 [13] BEERY, D. B., KELLY, W. H. and MCHARRIS, Wm. C., *Phys. Rev.* **188** (1969) 1875.
 GREENWOOD, L. R., *Nucl. Data Sheets B* **12** (1974) 139.
 [14] YAP, F. Y., TODD, R. R., KELLY, W. H., MCHARRIS, Wm. C. and WARNER, R. A., *Phys. Rev. C* **11** (1975) 952.
 AUBLE, R. L., *Nucl. Data Sheets B* **10** (1973) 151.
 [15] KOWNACKI, J., LUDZIEJEWSKI, J., SUJKOWSKI, Z., ARNOLD, H. and RYDE, H., *Nucl. Phys. A* **236** (1974) 125.
 LEMMING, J. F., *Nuclear Data Sheets B* **13** (1974) 229.
 [16] HEYDE, K. and BRUSSAARD, J., *Z. Phys.* **259** (1973) 15.
 [17] WAROQUIER, M. et HEYDE, K., *Nucl. Phys. A* **164** (1971) 113.