



**HAL**  
open science

## Étude de la résonance géante des noyaux légers et moyens par diffusion du rayonnement de freinage

J.-M. Loiseaux, J.-M. Maison, M. Langevin

► **To cite this version:**

J.-M. Loiseaux, J.-M. Maison, M. Langevin. Étude de la résonance géante des noyaux légers et moyens par diffusion du rayonnement de freinage. *Journal de Physique*, 1967, 28 (1), pp.11-20. 10.1051/jphys:0196700280101100 . jpa-00206477

**HAL Id: jpa-00206477**

**<https://hal.science/jpa-00206477>**

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.

## ÉTUDE DE LA RÉSONANCE GÉANTE DES NOYAUX LÉGERS ET MOYENS PAR DIFFUSION DU RAYONNEMENT DE FREINAGE

Par J.-M. LOISEAUX, J.-M. MAISON et M. LANGEVIN,

Laboratoire Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 91-Orsay, France.

**Résumé.** — Les sections efficaces différentielles de diffusion photonucléaire ont été mesurées dans la région de la résonance géante pour les noyaux  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Co}$ . Pour beaucoup de ces noyaux, on observe des niveaux ou groupes de niveaux situés au-dessus de la résonance géante vers 28-30 MeV.

Des mesures de répartitions angulaires ont permis d'évaluer la contribution de la diffusion inélastique vers le premier niveau  $2^+$  des noyaux  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ . Ces mêmes mesures indiquent une forte interférence des différents états de spin des niveaux excités par transition dipolaire pour  $^{39}\text{K}$  et au-dessus de 25 MeV pour  $^{23}\text{Na}$ .

**Abstract.** — The photonuclear scattering differential cross-sections have been measured in the giant resonance region for the nuclei  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Co}$ . For many of these nuclei, some levels or groups of levels are observed above the giant resonance region at about 28-30 MeV.

Angular distribution measurements allowed the estimation of the inelastic scattering contribution toward the first level  $2^+$  of the nuclei  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ . These measurements indicate a strong interference of the different spin states of levels excited by dipole transition for  $^{39}\text{K}$  and above 25 MeV for  $^{23}\text{Na}$ .

**Introduction.** — La mesure des sections efficaces de diffusion du rayonnement de freinage dans la région d'énergie de la résonance géante permet la comparaison entre les résultats expérimentaux et les prévisions de la relation de dispersion donnant la section efficace de diffusion élastique à partir des sections efficaces d'absorption. Le phénomène de diffusion permet également de mettre en évidence des transitions difficilement observables actuellement dans les réactions photonucléaires.

L'étude des répartitions angulaires du rayonnement diffusé permet d'autre part de déterminer la multipolarité des transitions observées, de mettre en évidence des effets d'interférence entre niveaux de spin différents formés par excitation dipolaire, ou d'estimer la contribution de la diffusion inélastique vers le premier niveau  $2^+$  des noyaux pair-pair.

Nous avons mesuré les sections efficaces de diffusion pour les noyaux  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  et  $^{59}\text{Co}$ . Les résultats obtenus montrent que les corrélations entre nucléons liés au remplissage des couches jouent un rôle très important dans la répartition en énergie des niveaux et de leurs probabilités de transitions. De façon générale, pour tous les noyaux à couches incomplètes, on observe un maximum au-dessus de la résonance géante proprement dite que l'on peut interpréter par des transitions dues à des nucléons appar-

tenant à une couche profonde. Pour deux noyaux ( $^{16}\text{O}$  et  $^{32}\text{S}$ ), nos résultats semblent indiquer la présence vers 30 MeV d'une diffusion inélastique vers des niveaux d'environ 10 MeV.

Des mesures de répartitions angulaires confirment le caractère dipolaire prépondérant de la résonance géante, et mettent en évidence une diffusion inélastique assez importante vers le premier niveau  $2^+$  dans les noyaux pair-pair à couches incomplètes.

Pour les noyaux  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  et  $^{59}\text{Co}$ , l'allure générale des courbes de section efficace est en accord avec un modèle collectif, mais les mesures de répartitions angulaires semblent indiquer une contribution de la diffusion inélastique plus importante que ne le prévoit ce modèle.

Pour cette étude, nous avons utilisé le faisceau de rayonnement de freinage produit par le bêtatron Brown Boveri ( $E_{\text{max.}} = 34$  MeV) du laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique. Le dispositif expérimental a été décrit précédemment [1].

### Analyse des résultats, calcul des sections efficaces.

— Le nombre d'impulsions de hauteur  $V$  délivrées par un détecteur dont la fonction de résolution est  $G(E, V)$  et qui reçoit un spectre de photons diffusés de répartition  $N_d(E)$  s'écrit :

$$N(V) = \int_0^\infty G(E, V) N_d(E) dE \quad (1)$$

où

$$N_d(E) = N_\gamma(E, E_m) \varepsilon \Delta\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(E) + \int_{E' > E}^{E_m} dE' N_\gamma(E', E_m) \varepsilon \Delta\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}(E', E) \quad (2)$$

où  $N_\gamma(E, E_m)$ ,  $N_\gamma(E', E_m)$  sont les nombres de photons frappant la cible d'énergie  $E$  ou  $E'$  dans un spectre de freinage d'énergie maximum  $E_m$ ,

$\varepsilon \Delta\Omega$  est le produit de l'efficacité par l'angle solide du détecteur,

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$  la section efficace différentielle de diffusion élastique,

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E', E)$  la section efficace différentielle de diffusion inélastique à l'énergie  $E'$  avec émission de photon d'énergie  $E$ .

L'équation (1) peut se mettre sous la forme d'un système d'équations linéaires qu'il est facile de résoudre et permet d'obtenir  $N_d(E)$ .

Si l'on pose

$$\sigma'(E, E_m) = \frac{N_d(E)}{N_\gamma(E, E_m) \varepsilon \Delta\Omega}$$

l'équation (2) devient :

$$\sigma'(E, E_m) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(E) = \frac{1}{N_\gamma(E, E_m)} \int_{E' > E}^{E_m} dE' N_\gamma(E', E_m) \frac{d\sigma}{d\Omega}(E', E). \quad (3)$$

En comparant les quantités  $\sigma'(E, E_m)$  obtenues pour différentes énergies maximum, il est aussi possible d'évaluer la contribution de la diffusion inélastique dans les limites de notre pouvoir de résolution, soit environ 2 MeV.

**Résultats expérimentaux. Interprétation.** — Dans le cas de l'excitation dipolaire des niveaux de la résonance géante, la section efficace de diffusion élastique s'écrit :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_D = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_S \frac{1 + \cos^2\theta}{2} + \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_V \frac{2 + \sin^2\theta}{4} + \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T \frac{13 + \cos^2\theta}{12}$$

où  $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{s, v, t}$  sont les sections efficaces différentielles de diffusion vers l'avant correspondant aux termes scalaire, vecteur et tenseur de la polarisabilité nucléaire. La partie scalaire peut être calculée à partir des courbes d'absorption par le théorème optique et la relation de dispersion :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_s(E) = \left| \frac{E^2}{2\pi^2 \hbar c} P \int \frac{\sigma_A(E') dE'}{E'^2 - E^2} + D + i \frac{E\sigma_A(E)}{4\pi \hbar c} \right|^2$$

où  $\sigma_A(E')$  est la section efficace d'absorption à l'énergie  $E'$ ,  $D$  est l'amplitude de diffusion Thomson.

Les termes vecteur et tenseur sont nuls pour  $J_0 < 1/2$  et  $J_0 < 1$  respectivement. Si  $J_0 \geq 1/2$  ou 1, leur évaluation nécessite l'utilisation d'un modèle. On peut montrer cependant, dans ce dernier cas, que si les niveaux correspondant aux différents états de spin possibles sont complètement dégénérés, il n'y a pas de contribution des termes vecteur et tenseur.

Dans le cas où seul le terme scalaire subsiste, on obtient une répartition angulaire de la forme :

$$W(\theta) = (1 + \cos^2\theta)/2.$$

Notre pouvoir de résolution (10 %) ne nous permet pas de séparer la diffusion élastique de la diffusion inélastique vers les niveaux de basses énergies, en particulier, vers le premier niveau  $2^+$  des noyaux pair-pair. Aussi, pour ces derniers noyaux ( $J_0 = 0$ ), la section efficace de diffusion peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D_e \frac{1 + \cos^2\theta}{2} + Q(1 - 3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta) + I \cos^3\theta + D_i(1 + 1/13 \cos^2\theta).$$

Les différents termes  $D_e$ ,  $Q$ ,  $I$ ,  $D_i$  correspondent aux contributions de la diffusion élastique dipolaire, de la diffusion élastique quadrupolaire, du terme d'interférence dipole-quadrupole et de la section efficace de diffusion inélastique vers le premier niveau  $2^+$ .

Pour les noyaux de spin non nul, le terme tenseur de la diffusion élastique, le terme quadrupolaire, le terme de diffusion inélastique conduisent tous à des répartitions angulaires pratiquement isotropes.

La mesure des répartitions angulaires permet, dans le cas des noyaux  $J_0 = 0$ , de déterminer les contributions des différents processus de diffusion qui ont des répartitions angulaires très différentes. Pour les autres noyaux, elle ne permet de déterminer que le rapport entre la contribution du terme scalaire de la section efficace de diffusion et celle de tous les autres processus de diffusion.

**Comparaison avec les modèles.** — Dans le cas des noyaux légers, un modèle collectif du type Danos et Okamoto ne peut être employé. De nombreux calculs concernant  $^{16}\text{O}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ca}$  et également pour  $^{28}\text{Si}$  et  $^{24}\text{Mg}$  ont été effectués dans le cadre du modèle particule-trou. Le succès de ce modèle réside dans une position relativement correcte des principaux niveaux de la résonance géante et plus approximativement dans la détermination des intensités relatives. Cependant, ce modèle n'explique pas la structure fine de la résonance géante et ne donne, en général, que les probabilités de transitions sans indication de largeur pour les niveaux.

Il ne sera donc pas possible de faire une comparaison précise entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques, et nous nous limiterons à une interprétation qualitative de nos résultats dans le cadre de ce modèle.

Pour les noyaux moyens  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$  et  $^{59}\text{Co}$ , nous

avons comparé nos résultats avec le modèle de Danos et Okamoto qui donne l'expression complète de la section efficace de diffusion.

**NOYAUX DE LA COUCHE  $p$  :**

$^{16}\text{O}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^9\text{Be}$

**I. Cas de  $^{16}\text{O}$ .** — Les courbes expérimentales correspondant aux énergies maximum 27, 32, 34 MeV ont été obtenues avec une cible de 5 cm d'épaisseur de  $\text{H}_2\text{O}$ . Les résultats sont présentés, figure 1.

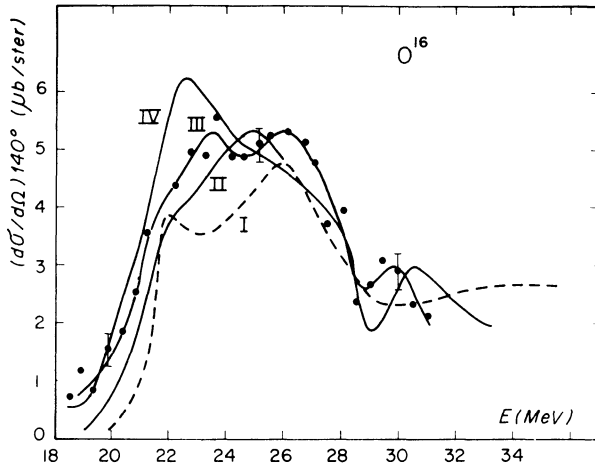


FIG. 1. —  $^{16}\text{O}$  Sections efficaces différentielles de diffusion à  $140^\circ$  déterminées à  $E_m = 27$  MeV (II),  $E_m = 32$  MeV (III),  $E_m = 34$  MeV (IV).

Courbe I : Section efficace prévue par la relation de dispersion.

La différence entre les courbes déterminées à 27, 32 et 34 MeV indique qu'il y a diffusion inélastique à partir de niveaux situés au-dessus de 27 MeV. La courbe correspondant à  $E_m = 27$  MeV représente la section efficace de diffusion élastique entre 21 et 27 MeV puisque le premier niveau excité de l'oxygène se trouve à 6,05 MeV. La forme de cette courbe est comparable à celle de la courbe calculée par la relation de dispersion et montre la structure de la résonance géante en deux niveaux principaux situés vers 22 et 25 MeV comme le prévoit le modèle particule-trou.

La courbe obtenue par Penfold et Garwin [2] par une méthode analogue serait plutôt un accord avec la courbe obtenue à  $E_m = 34$  MeV qui comprend une part de diffusion inélastique vers 20 MeV. La courbe expérimentale de Penfold et Garwin ne fait toutefois pas apparaître clairement le maximum que nous observons vers 30 MeV à  $E_m = 32$  et 34 MeV. Si l'on tient compte de la précision de notre échelle en énergie et du déplacement des maxima de la section efficace de diffusion par rapport à la courbe d'absorption [3], on peut identifier ce niveau et celui observé par Bramblett et al. [4] à 28,9 MeV dans la section efficace de réaction  $\gamma n$ .

L'existence de niveaux à énergie aussi élevée n'est

pas encore expliquée théoriquement. Les calculs dans l'approximation particule-trou ne prévoient en effet aucun niveau  $1^-$  dans cette région et les niveaux  $1^+$  et  $2^+$  sont beaucoup plus difficiles à calculer puisqu'on doit tenir compte des configurations 2 particules 2 trous pour les niveaux de parité positive.

Spicer et Eisenberg [5] ont calculé les niveaux  $1^+$  et  $2^+$  de l'oxygène en négligeant ces configurations et trouvent un niveau  $J^\pi = 1^-$  à 28,82 MeV.

En comparant les spectres expérimentaux obtenus à  $140^\circ$  et  $90^\circ$ , nous avons établi que ce niveau ne peut être un niveau  $2^+$ , le rapport des intensités indiquant au contraire un caractère dipolaire pour l'excitation de ce niveau.

**DIFFUSION INÉLASTIQUE.** — Nous avons porté, figure 2, la quantité  $\sigma' - \frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$  définie par l'équa-

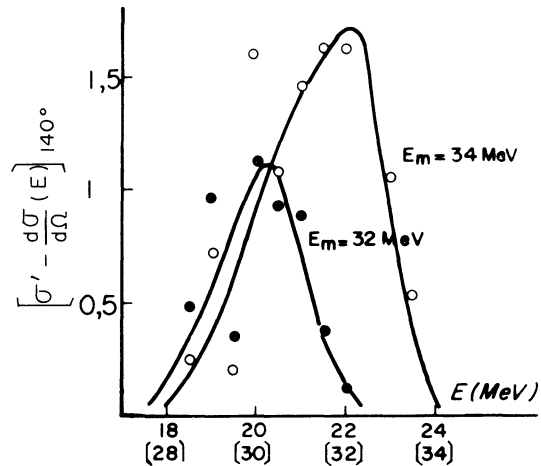


FIG. 2. — Contribution de la diffusion inélastique entre 18 et 24 MeV à  $E_m = 32$  MeV et  $E_m = 34$  MeV.

tion (3) pour  $E_m = 32$  et 34 MeV. Cette quantité représente l'écart obtenu entre les courbes déterminées à 32 et 34 MeV par rapport à la section efficace

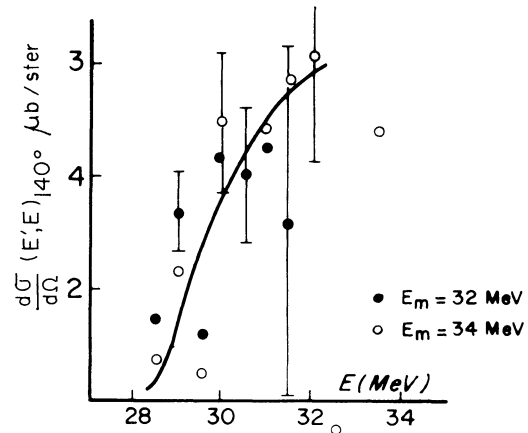


FIG. 3. — Section efficace de diffusion inélastique à  $140^\circ$ .

de diffusion élastique déterminée à  $E_m = 27$  MeV. La variation de cette quantité en fonction de l'énergie pour  $E_m = 32$  et  $34$  MeV conduit à interpréter cette diffusion inélastique comme résultant d'une désexcitation de niveaux situés entre 29 et 34 MeV vers un niveau de 10 MeV. On peut alors adopter l'échelle entre crochets pour la section efficace de diffusion inélastique  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, E')$  vers un niveau de 10 MeV (fig. 3). La variation de  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, E')$  en fonction de l'énergie semble indiquer l'existence d'un niveau large dans la région de 34 MeV.

**DISTRIBUTION ANGULAIRE.** — La distribution angulaire du rayonnement diffusé a été déterminée à  $E_m = 32$  MeV. Entre 19 et 24 MeV, la valeur du coefficient  $a = 0,9 \pm 0,1$  (tableau II) montre que la diffusion inélastique est peu importante et que l'absorption est principalement de caractère dipolaire. Ce résultat est compatible avec la précédente détermination de la section efficace de diffusion inélastique puisque dans cette bande d'énergie la contribution inélastique est inférieure à 10 %.

**II. Cas de  $^{14}\text{N}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^9\text{Be}$ .** — Les résultats expérimentaux pour ces noyaux dont la couche  $p$  n'est pas complète sont présentés figures 4 et 5. Pour le carbone, la courbe expérimentale est en accord très satisfaisant avec la section efficace de diffusion calculée par la relation de dispersion, sauf vers 30 MeV où la courbe expérimentale est relativement trop basse. Ceci peut être dû à une absorption qua-

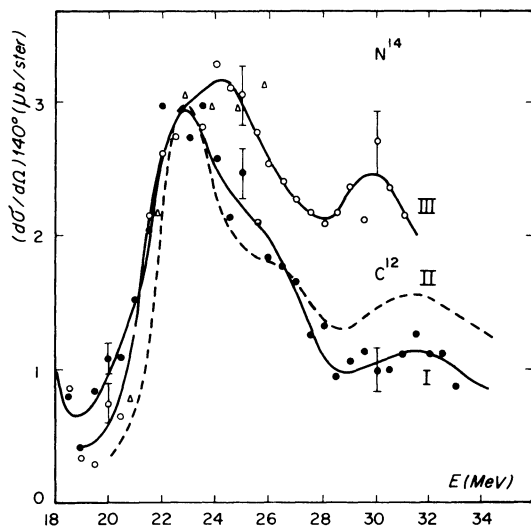


FIG. 4.

- I :  $^{12}\text{C}$  Section efficace différentielle de diffusion ( $E_m = 34$  MeV).  
 II :  $^{12}\text{C}$  Section efficace prévue par la relation de dispersion et multipliée par 0,55.  
 III :  $^{14}\text{N}$  Section efficace différentielle de diffusion à  $140^\circ$  ( $\Delta E_m = 27$  MeV), ( $\circ E_m = 32$  MeV).

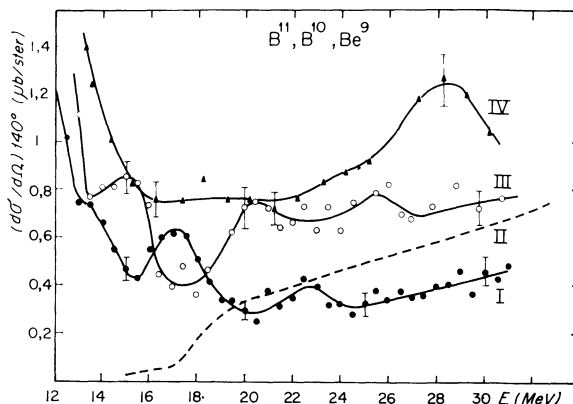


FIG. 5.

Sections efficaces différentielles de diffusion à  $140^\circ$  pour  $^9\text{Be}$  (I),  $^{10}\text{B}$  (III) et  $^{11}\text{B}$  (IV).

Section efficace prévue par la relation de dispersion pour  $^9\text{Be}$  (courbe II).

drupolaire dans cette région d'énergie. En effet, à  $140^\circ$  la distribution angulaire défavorise nettement la diffusion de type quadrupolaire par rapport à la diffusion à caractère dipolaire.

Pour  $^{14}\text{N}$ , nous obtenons sensiblement la même valeur que pour le carbone au maximum de la courbe de section efficace. On a cependant une résonance plus large, composée probablement de plusieurs niveaux. On observe d'autre part un maximum vers 30 MeV.

La comparaison des sections efficaces déterminées à  $E_m = 27$  et  $32$  MeV montre qu'il n'y a pas de diffusion inélastique notable entre 27 et 32 MeV vers des niveaux d'énergie supérieure à 5 MeV.

Pour les noyaux de  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$  (fig. 5), il n'y a plus à proprement parler de résonance géante puisque les sections efficaces de diffusion varient peu entre 20 et 30 MeV. Pour tous ces noyaux, nous avons deux types de transitions à une particule, celles de la couche  $p$  vers la couche  $s$ ,  $d$  et celles de la couche  $1s$  vers la couche  $p$  incomplète. Pour le  $^{12}\text{C}$  le niveau de 22 MeV est principalement décrit par la configuration ( $p_{3/2}^- d_{5/2}$ ) [6] tandis qu'un niveau vers 34 MeV est décrit par la configuration ( $s_{1/2}^- p_{1/2}$ ). Bien que les noyaux de  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{11}\text{B}$  ne diffèrent du  $^{12}\text{C}$  que par le remplissage de la sous-couche  $p_{3/2}$ , l'état dipolaire géant n'existe plus pour ces noyaux.

Il semble qu'une explication au moins qualitative puisse être trouvée dans les propriétés de symétrie particulière des groupes de 4 nucléons (2 protons et 2 neutrons) dues au fait que dans l'espace de spin et de spin isotopique on peut antisymétriser les fonctions d'onde de 4 nucléons au maximum. Ces propriétés expliquent en particulier les seuils élevés pour l'émission de particule dans les noyaux  $4n$ .

Dans l'excitation des états dipolaires de ces noyaux, nous avons dans tous les cas cassure de l'un de ces groupes de 4 nucléons et il existe alors un ou deux niveaux dipolaires importants. Pour le  $^{11}\text{B}$  au contraire,

TABLEAU I

COEFFICIENT  $a$  DES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

$$W(\theta) = 1 + a \cos^2 \theta$$

$^{16}\text{O}$ . . . . .	$a(19-25 \text{ MeV}) = 1 \pm 0,1$			
$^{23}\text{Na}$ . . . . .	$a(15-18 \text{ MeV}) = 0,1 \pm 0,1$	$a(18,5-23 \text{ MeV}) = 0,4 \pm 0,15$	$a(25-30 \text{ MeV}) = 0,85 \pm 0,2$	
$^{24}\text{Mg}$ . . . . .	$a(16,5-20 \text{ MeV}) = 0,3 \pm 0,1$	$a(20-25 \text{ MeV}) = 0,5 \pm 0,1$	$a(25,5-32 \text{ MeV}) = 0,5 \pm 0,1$	
$^{28}\text{Si}$ . . . . .	$a(15-17,5 \text{ MeV}) = 0,87 \pm 0,1$	$a(18-23 \text{ MeV}) = 0,7 \pm 0,1$	$a(25,5-32 \text{ MeV}) = 0,5 \pm 0,1$	
$^{39}\text{K}$ . . . . .	$a(14,5-18,5 \text{ MeV}) = 0,5 \pm 0,1$	$a(19-24,5 \text{ MeV}) = 1 \pm 0,1$	$a(25-32 \text{ MeV}) = 1 \pm 0,1$	

la sous-couche  $p_{3/2}$  peut être représentée par un groupe de 4 nucléons plus 3 nucléons, et l'énergie de transition d'un nucléon dépendra de la sous-structure d'origine. La résonance géante se trouve alors « diluée » sur de nombreux niveaux.

Pour l'azote, les transitions importantes sont celles dues aux nucléons de la sous-couche  $p_{3/2}$  qui est complète et nous n'avons pas le même phénomène. Enfin, nous avons porté dans le tableau I les énergies des configurations correspondant aux transitions à partir de la couche  $1s$  pour tous les noyaux de la couche  $p$ . Pour évaluer l'énergie de liaison des nucléons dans cette couche, nous avons utilisé la formule approchée [7] :

$$E_{1s}(A) = E_{1s}(^4\text{He}) + (A - 4) \varepsilon_{1s}$$

où  $E_{1s}$  est l'énergie de liaison d'un nucléon de la couche  $S$  pour le noyau de masse  $A$ ,  $E_{1s}(^4\text{He})$  l'énergie de liaison d'un nucléon pour  $^4\text{He}$  et  $\varepsilon_{1s} = 2 \text{ MeV}$  [7].

Ce tableau montre que les énergies de ces configurations ( $1s, 1p$ ) peuvent être beaucoup plus basses pour les noyaux  $^9\text{Be}$ ,  $^{10}\text{B}$  et  $^{11}\text{B}$  que pour le carbone. En particulier pour le  $^{11}\text{B}$ , l'énergie de la configuration ( $s_{7/2}, p_{1/2}$ ) qui se trouve à 17 MeV pourrait expliquer l'absence de minimum observé pour le  $^{10}\text{B}$ . Le maximum situé vers 28 MeV dans la section efficace du  $^{11}\text{B}$  semble devoir être attribué aux transitions ( $s_{7/2}, p_{1/2}$ ) ainsi que le maximum observé vers 30 MeV dans la section efficace de l'azote.

De façon générale, les valeurs des énergies de configurations montrent qu'au-dessus de 26 MeV les transitions sont probablement du type ( $s_{7/2}, p_{1/2}$ ). Ces transitions peuvent d'ailleurs être favorisées dans le phénomène de diffusion puisque l'émission de particule laissant le noyau résiduel dans un état très excité est relativement défavorisée [7] car l'énergie de la particule émise est faible.

**Niveau de 17 MeV du  $^9\text{Be}$ .** — On observe dans la section efficace de diffusion du  $^9\text{Be}$  un maximum vers 17 MeV. Nous avons vérifié que ces photons de 17 MeV correspondaient à un phénomène de fluorescence nucléaire sur un niveau de  $^9\text{Be}$  et non à une réaction  $\gamma n \gamma'$  où l'on aurait émission de neutrons vers un niveau excité du  $^8\text{Be}$ , en observant cette raie de 17 MeV avec un spectre de freinage dont l'énergie maximum était de 18,5 MeV, ce qui élimine la

possibilité d'une réaction  $\gamma n \gamma'$ , le seuil d'émission de neutrons étant de 1,69 MeV dans le  $^9\text{Be}$ .

Un niveau à 17,06 MeV a été observé par Wilkinson [8] par réaction  $^7\text{Li} (d, \gamma)$ . Ce niveau a été interprété comme un niveau  $T = 3/2, J = 3/2^-$  ou  $1/2^-$ . La valeur du spin isotopique de cet état interdit l'émission de neutrons vers le fondamental et les états  $T = 0$  du  $^8\text{Be}$ ; le premier état  $T = 1$  se trouvant à 16,6 MeV, l'émission de neutrons est interdite. L'émission de deutons est également interdite. (L'excitation du niveau du  $^9\text{Be}$  par capture de deuteron serait due à une impureté de spin isotopique dans le fondamental du  $^7\text{Li}$ .) L'émission de proton est permise, mais l'énergie disponible est très faible (0,18 MeV). Dans ces conditions, l'émission  $\gamma$  est favorisée.

La section efficace différentielle de diffusion intégrée sur l'énergie a été évaluée à 0,792 MeV  $\mu\text{b}$  par stéradian.

L'existence de ce niveau explique la divergence de notre courbe expérimentale avec la courbe calculée par la relation de dispersion. Ce niveau est, en effet, très étroit et sa section efficace d'absorption très faible.

### NOYAUX DE LA COUCHE $s, d$ :

$^{19}\text{F}, ^{23}\text{Na}, ^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S}, ^{39}\text{K}, ^{40}\text{Ca}$

Les calculs théoriques utilisant l'approximation particule-trou et une interaction réaliste à portée finie sont nombreux pour  $^{40}\text{Ca}$  [6], [8], [9]. Un seul calcul a été fait pour  $^{24}\text{Mg}$  par S. G. Nilsson et al. [10]. Pour le silicium, Seaborn et Eisenberg [11] ont calculé les niveaux en utilisant une interaction  $\delta$ . Enfin Neudatchin et al. [7] situent les transitions et leur importance relative pour  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{32}\text{S}$ .

La situation théorique n'est pas très simple pour ces noyaux à couches non complètes. Nous avons en effet deux types de configurations possibles, correspondant aux transitions de la couche  $s, d$  vers la couche  $1f, 2p$  et à celles de la couche  $1p$  vers la couche  $s, d$  incomplète. Il est souvent difficile de déterminer les énergies de liaison des nucléons dans les couches profondes et les énergies des états de particules. D'autre part, bien que toujours négligées jusqu'ici, il y a lieu de tenir compte des configurations 2 particules-2 trous comprenant l'excitation d'une particule à l'intérieur de la couche et d'une particule passant d'une couche à la suivante.

Ces configurations qui n'interviennent pas dans le

calcul des probabilités de transitions peuvent cependant changer notablement la répartition des niveaux et la distribution des intensités de transitions.

En l'absence de calculs théoriques très précis et d'une description de la résonance géante qui soit satisfaisante, nous avons donc interprété nos résultats de façon très qualitative en indiquant seulement les possibilités d'interprétation théorique qui nous ont semblé les plus réalistes.

**I. Cas de  $^{19}\text{F}$ ,  $^{23}\text{Na}$ ,  $\text{Mg}$ .** — Les sections efficaces de diffusion obtenues sont présentées sur la figure 6. La section efficace différentielle de diffusion pour le ma-

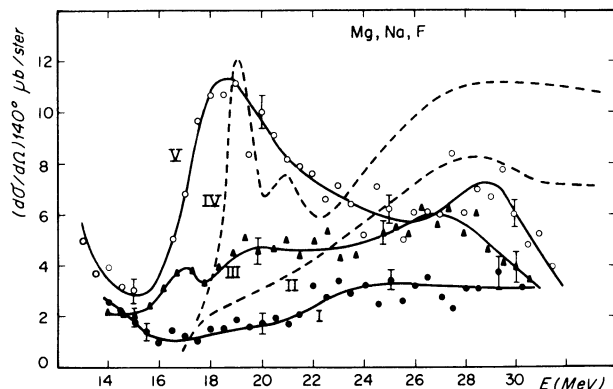


FIG. 6.

Sections efficaces différentielles de diffusion à  $140^\circ$  pour  $^{19}\text{F}$  (I),  $^{23}\text{Na}$  (III) et  $\text{Mg}$  (V).

Section efficace prévue par la relation de dispersion pour  $^{23}\text{Na}$  (courbe II) et  $\text{Mg}$  (courbe IV).

gnésium présente un maximum vers 19 MeV et un autre vers 29 MeV. Pour le sodium, nous avons une section efficace aplatie très inférieure à celle du magnésium à 19 MeV, mais du même ordre de grandeur vers 27 MeV. Enfin, pour le fluor, la section efficace est très faible relativement au magnésium, mais aussi à l'oxygène qui est cependant plus léger.

Pour le magnésium, les calculs de Nilsson et al. [10] prévoient deux groupes de transition à 19 et 24 ou 25 MeV correspondant aux deux types d'excitation  $1^-$  pour les noyaux déformés  $K = 1$  et  $K = 0$ ,  $K$  représentant la variation de la projection du moment angulaire sur l'axe intrinsèque du noyau. Ces prévisions sont en désaccord avec les résultats obtenus en absorption et avec nos résultats qui mettent en évidence des transitions importantes au-dessus de 25 MeV. Le fait d'avoir négligé les configurations à deux particules-deux trous peut expliquer ce désaccord.

Neudatchin et Schevchenko montrent que ce désaccord peut être dû aux effets importants de la force de Majorana dans les noyaux  $4n$ , qui déplacent les transitions  $1^-$  vers les hautes énergies. Nilsson et al. [10] n'ont pas tenu compte de cet effet. Calculant les énergies des différentes configurations, et tenant compte de cet effet, Neudatchin et al. prévoient 2 groupes de transitions, l'un entre 15 et 20 MeV,

l'autre entre 22 et 30 MeV, correspondant respectivement à l'excitation des nucléons des couches  $d_{5/2}$  et  $p_{3/2}$ .

Pour le dernier groupe, la section efficace d'absorption présente un maximum vers 27-28 MeV. Le maximum observé en diffusion à 28,5 MeV correspondrait alors à ce groupe de transitions des nucléons de la couche  $p$ .

Pour ces transitions à partir de couches profondes, le phénomène de diffusion peut être relativement favorisé par rapport à l'émission de nucléons qui doit laisser le noyau résiduel dans un état très excité. C'est peut-être la raison pour laquelle nous observons un maximum alors que la relation de dispersion prévoit une section efficace pratiquement constante.

L'interprétation de ces transitions par l'excitation de nucléons de la couche  $p$  semble être confirmée par les valeurs tout à fait comparables des sections efficaces de diffusion pour le sodium et le magnésium, puisqu'il est probable que les transitions à partir de la couche  $p$  seront peu perturbées par l'absence d'un nucléon dans la couche  $d$ .

Pour les transitions situées vers 19 MeV et dues, dans cette interprétation, aux nucléons de la couche  $p$ , nous avons pour  $^{23}\text{Na}$  et  $^{24}\text{Mg}$  une situation analogue à celle du  $^{11}\text{B}$  et  $^{12}\text{C}$  où la section efficace est très réduite pour le noyau  $4n - 1$ . On remarquera la faible valeur de la section efficace obtenue vers 19 MeV pour le fluor qui est aussi un noyau  $4n - 1$ , et dans lequel il y a seulement 3 nucléons dans la couche  $d_{5/2}$ . On devrait cependant s'attendre à une section efficace plus importante vers 28-30 MeV, région qui correspondrait à l'excitation des nucléons de la couche  $p$ .

Les répartitions angulaires ont été mesurées à  $E_m = 32$  MeV pour  $\text{Mg}$  et  $^{23}\text{Na}$  dans différentes bandes d'énergie. Les résultats sont présentés dans le tableau II.

TABLEAU II

ÉNERGIE DES CONFIGURATIONS  
CORRESPONDANT AUX TRANSITIONS DE LA COUCHE  $s_{1/2}$ .

	$E(s_{1/2}^- - p_{3/2}^-)$		$E(s_{1/2}^- - p_{1/2}^-)$	
	PROTON	NEUTRON	PROTON	NEUTRON
$^{14}\text{N}$ .....			32,7	29,2
$^{12}\text{C}$ .....			31	31
$^{11}\text{B}$ .....	18			30,6
$^{10}\text{B}$ .....	23,3	20,5		
$^9\text{Be}$ .....	25,4	25,2		

Pour le sodium, les distributions angulaires sont de la forme  $1 + a \cos^2\theta$ , et les valeurs de  $a$  croissent avec l'énergie. Le spin de l'état fondamental étant  $J_0 = 3/2$ , les trois termes scalaire, vecteur et tenseur peuvent contribuer à la diffusion. Entre 15 et 18 MeV, la valeur  $a = 0,1 \pm 0,1$  indique qu'il y a une contribu-

tion très importante, ou de la diffusion inélastique ou des termes tenseur et vecteur, ce qui explique le désaccord entre la section efficace de diffusion scalaire calculée et la courbe expérimentale. Entre 18,5 et 23 MeV, la valeur expérimentale du coefficient  $a$  indique que la contribution inélastique ou tenseur est moins importante pour devenir faible au-dessus de 24 MeV. Ceci semble indiquer qu'au-dessus de cette énergie les différents états de spin possibles interfèrent très fortement et nous avons vu que, dans ce cas, la section efficace de diffusion tend à se réduire au terme scalaire.

Pour le magnésium, nous avons  $J_0 = 0$  pour  $^{24}\text{Mg}$  (78,6 %),  $J_0 = 5/2$  pour  $^{25}\text{Mg}$  (10,1 %) et  $J_0 = 0$  pour  $^{26}\text{Mg}$  (11,3 %). Nous avons donc 90 % environ des noyaux ayant un spin  $J_0 = 0$  et la section efficace de diffusion élastique se réduit alors au terme scalaire avec une répartition angulaire en  $1 + a \cos^2\theta$  avec  $a = 1$ .

Les valeurs expérimentales de  $a$  dans les bandes d'énergie 16,5-20 MeV et 20-25 MeV montrent qu'il n'y a pas seulement diffusion élastique de type dipolaire. Les autres phénomènes possibles sont la diffusion inélastique vers les niveaux  $2^+$  à laquelle correspond

une distribution angulaire de la forme  $1 + \frac{1}{13} \cos^2\theta$  et la diffusion élastique par des niveaux  $2^+$  avec une répartition angulaire en  $1 - 3 \cos^2\theta + 4 \cos^4\theta$ .

On peut aussi avoir interférence entre la diffusion élastique dipolaire électrique et quadrupolaire électrique. On peut montrer que ce terme d'interférence ajoute un terme en  $\cos^3\theta$ . Nous n'avons mesuré les répartitions angulaires qu'entre  $90^\circ$  et  $140^\circ$ , et la variation de  $\cos^3\theta$  n'est pas assez différente de celle de  $\cos^2\theta$  dans cet intervalle pour pouvoir mettre en évidence un effet d'interférence.

Dans les bandes d'énergie 16,5-20 MeV et 20-25 MeV, les répartitions angulaires sont de la forme  $1 + a \cos^2\theta$  et les valeurs des coefficients  $a$  indiquent qu'il y a diffusion inélastique à partir de niveaux  $1^-$  vers les niveaux  $2^+$ , le rapport de la contribution inélastique à la contribution élastique étant de 3,2 pour la première bande et 1,2 pour la seconde bande d'énergie. Entre 25 et 30 MeV, la forme de la répartition angulaire peut s'interpréter par une contribution quadrupolaire sans interférence de l'ordre de 20 %, ou par un terme d'interférence ayant une contribution négative.

Le désaccord entre la courbe expérimentale et la courbe calculée par la relation de dispersion peut s'expliquer par les répartitions angulaires différentes dans les 3 bandes d'énergie. En effet, la courbe calculée ne représente que la section efficace de diffusion élastique avec l'hypothèse qu'il y a seulement des niveaux dipolaires, alors que la courbe expérimentale peut comprendre la diffusion inélastique, la diffusion élastique dipolaire, quadrupolaire et un terme d'interférence dipole-quadrupole.

**II. Cas de  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ .** — Les sections efficaces différentielles de diffusion (fig. 7 et 8) présentent pour chacun de ces noyaux deux maxima, l'un vers 19-20 MeV et l'autre vers 29 et 27 MeV. Comme pour

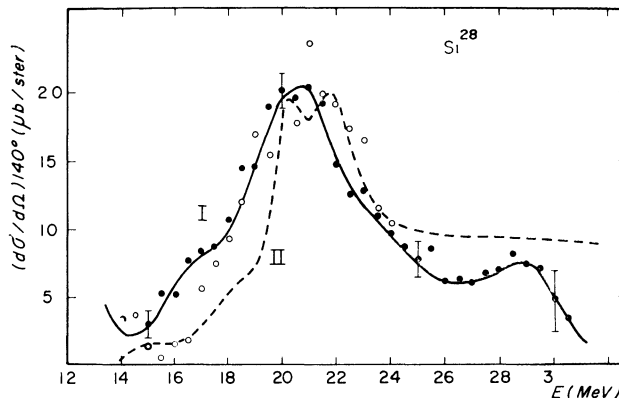


FIG. 7. —  $^{28}\text{Si}$  Section efficace différentielle de diffusion à  $140^\circ$  (courbe I) ( $\circ E_m = 25 \text{ MeV}$ ;  $\bullet E_m = 32 \text{ MeV}$ ).

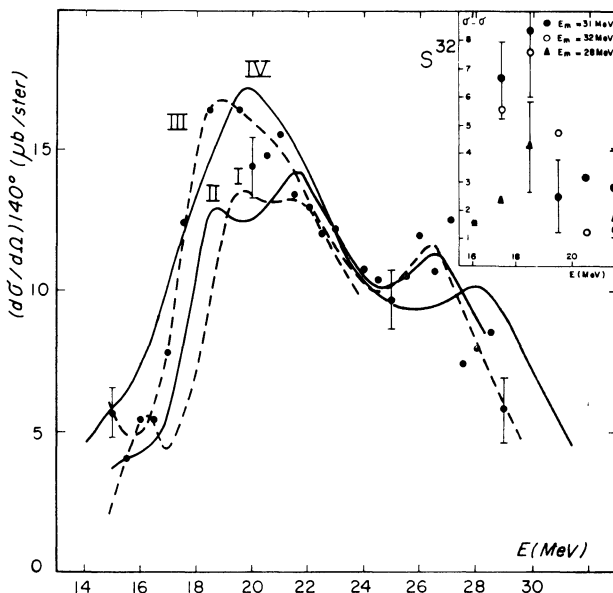


FIG. 8. —  $^{32}\text{S}$  Section efficace différentielle de diffusion à  $140^\circ$  déterminée à  $E_m = 25 \text{ MeV}$  (courbe I),  $E_m = 28 \text{ MeV}$  (courbe II),  $E_m = 32 \text{ MeV}$  (courbe III),  $E_m = 34 \text{ MeV}$  (courbe IV).

$\sigma_i - \frac{d\sigma}{d\Omega}$  : contribution de la diffusion inélastique entre 16 et 22 MeV.

le magnésium, nous avons deux types de transitions  $1^-$  possibles correspondant à l'excitation de nucléons de la couche  $s$ ,  $d$  et de la couche  $p$ .

Pour le  $^{28}\text{Si}$ , nous disposons des calculs récents de Seaborn et Eisenberg [11]. Calculant les niveaux  $1^-$  en utilisant une interaction  $\delta$  et en se limitant aux configurations une particule-un trou, ils trouvent 3 niveaux entre 19 et 22 MeV et un niveau à 25,8 MeV. Le maximum observé vers 21 MeV correspondrait à



ces 3 niveaux, mais le maximum situé à 29 MeV ne reçoit pas d'interprétation.

La comparaison des sections efficaces déterminées à  $E_m = 25$  et 32 MeV montre qu'il n'y a pas de diffusion inélastique notable entre 25 et 30 MeV et pouvant donner des photons entre 18 et 22 MeV.

Les mesures de répartitions angulaires (tableau II) montrent cependant qu'il y a diffusion inélastique vers des niveaux de basse énergie. Mais les valeurs expérimentales de  $a$  dans les deux premières bandes d'énergie montrent que la diffusion inélastique est relativement moins importante que pour le magnésium.

Au-dessus de 25,5 MeV, une contribution quadripolaire de 20 % à la diffusion rend compte de nos résultats.

D'autre part, dans la région de 20 MeV, les valeurs expérimentales de  $a$  indiquent que la probabilité de désexcitation des états de la résonance géante vers le premier niveau  $2^+$  est beaucoup plus faible dans le phénomène de diffusion que celle observée dans les réactions  $^{27}\text{Al}(\text{p}\gamma)^{28}\text{Si}$ . Dans le phénomène de diffusion, les valeurs de  $a$  correspondent à des probabilités de désexcitation vers le fondamental et vers le niveau  $2^+$  de 86 % et 14 % pour la première bande et de 68 % et 32 % pour la seconde bande. Les mêmes rapports d'embranchement dans la réaction  $^{27}\text{Al}(\text{p}\gamma)^{28}\text{Si}$  sont respectivement de l'ordre de 41 % et 59 %, 33 % et 67 % [12], [13], [14]. Mais dans cette dernière réaction, on peut exciter d'autres types de niveaux que ceux excités par absorption photonucléaire. La valeur du coefficient  $a$  indique qu'il y a soit diffusion inélastique, soit interférence dipole-quadropole, ce terme ayant alors le signe négatif. Pour le soufre, nous n'avons pas de calculs théoriques des niveaux  $1^-$ . V. G. Neudatchin [7] prévoit cependant les transitions ( $1p_{1/2} - 1d_{5/2}$ ) vers 26-27 MeV, et les transitions ( $1p_{3/2} - 1d_{3/2}$ ) à 32-33 MeV avec une section efficace d'absorption quatre fois plus faible que pour les précédentes, soit un rapport 16 environ dans le phénomène de diffusion <sup>(1)</sup>.

Nous observons, effectivement, un maximum dans la section efficace de diffusion à 26-27 MeV, mais dans la courbe obtenue à  $E_m = 34$  MeV, nous n'avons pas mis en évidence de variation particulière de la section efficace vers 32-33 MeV.

La comparaison des courbes obtenues à 25, 28, 32 et 34 MeV montre l'existence d'une diffusion inélastique. Nous avons porté la quantité  $\sigma' - (d\sigma/d\Omega)$  (fig. 8) en faisant l'hypothèse qu'à  $E_m = 25$  MeV il n'y a pas de diffusion inélastique. Les 3 courbes montrent que l'énergie des photons provenant de la diffusion inélastique ne varie pas sensiblement lorsqu'on change l'énergie maximum du spectre de freinage.

L'importance relative de la diffusion inélastique pour  $E_m = 28, 32$  et 34 MeV indique que cette diffu-

sion inélastique provient d'un niveau situé vers 27 MeV avec émission de photons de 18 MeV. On aurait donc une diffusion inélastique vers un niveau de 9 MeV, ce qui justifie *a posteriori* l'hypothèse que nous avons faite pour la courbe obtenue à  $E_m = 25$  MeV et concernant la diffusion inélastique.

La détermination de l'énergie 27 MeV a été faite en comparant les quantités  $\sigma'(E, E_m) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(E)$  à 28, 32 et 34 MeV, et en cherchant l'énergie convenable pour la position du niveau de façon à ce que la section efficace d'excitation soit constante. La section efficace de diffusion inélastique a été évaluée à  $38 \pm 15$  MeV.  $\mu\text{b}/\text{St.}$  à  $140^\circ$  avec l'ensemble de ces hypothèses.

**III. Cas de  $^{39}\text{K}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ .** — Les résultats expérimentaux obtenus pour le calcium et le potassium sont présentés figure 9.

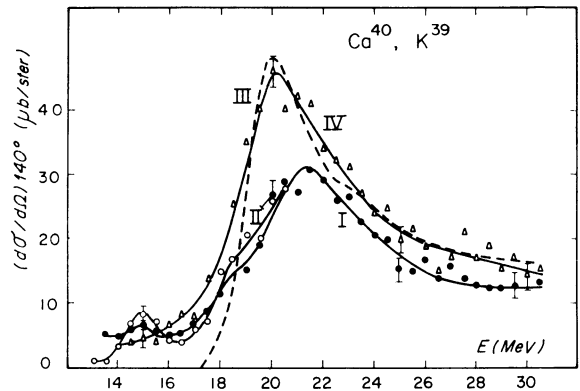


FIG. 9.

Sections efficaces différentielles de diffusion pour  $^{39}\text{K}$  déterminée à  $E_m = 22$  MeV (courbe II) et  $E_m = 32$  MeV (courbe I).

Section efficace différentielle de diffusion pour  $^{40}\text{Ca}$  déterminée à  $E_m = 32$  MeV (courbe III) et prévue par la relation de dispersion (courbe IV).

Pour  $^{40}\text{Ca}$ , l'accord entre la forme de la courbe expérimentale et celle de la courbe calculée par la relation de dispersion est tout à fait satisfaisant, ce qui indique que la diffusion inélastique ou à caractère quadripolaire est faible. Cette section efficace a été mesurée à nouveau [15] pour comparaison avec le potassium.

La figure 9 montre que la section efficace de diffusion est nettement plus faible pour  $^{39}\text{K}$  que pour  $^{40}\text{Ca}$ . Nous avons là également un noyau  $4n - 1$ . Pourtant la réduction de la section efficace est moins importante que pour les noyaux de  $^{11}\text{B}$  et  $^{23}\text{Na}$ . Mais dans le potassium une seule sous-couche n'est pas remplie alors que les 3 couches externes  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$  et  $1d_{3/2}$  contribuent aux transitions.

Dans la section efficace de diffusion obtenue pour  $^{39}\text{K}$ , le niveau ou groupe de niveaux observé à 15 MeV est dû probablement à l'excitation du trou  $1d_{3/2}$  puisque ces transitions ne sont pas observées pour  $^{40}\text{Ca}$ . On a

<sup>(1)</sup> Récemment, Farris et Eisenberg [19] ont prévu un niveau à 29,2 MeV dont la configuration principale est  $1p_{1/2} 1d_{3/2}$ .

une situation analogue à celle de  $^{12}\text{C}$  et  $^{13}\text{C}$ , où l'on observe un niveau vers 14 MeV [16] correspondant à l'excitation de la particule célibataire.

Entre 18 et 19 MeV, les sections efficaces de diffusion obtenues à  $E_m = 23$  et 32 MeV présentent un épaulement qui indique une structure de la résonance géante. On peut avoir en effet un dédoublement de la résonance géante en deux niveaux de spin isotopique  $T = 1/2$  et  $T = 3/2$  comme pour  $^{13}\text{C}$  [16]. Mais dans le phénomène de diffusion, lorsqu'il y a deux niveaux rapprochés, l'interférence des amplitudes de diffusion correspondantes et de l'amplitude de diffusion Thomson défavorise le niveau le plus bas.

**Répartition angulaire.** — La répartition angulaire de la raie de 15 MeV pour le potassium a été déterminée à  $E_m = 22$  MeV. La valeur expérimentale  $a = 0,5 \pm 0,1$  semble indiquer qu'il existe plusieurs niveaux interférant entre eux, la valeur maximum de  $a$  pour un niveau isolé étant  $a = 0,226$  pour un niveau excité de spin  $J = 5/2$ . Dans la zone de la résonance géante, entre 19 et 24,5 MeV et entre 25 et 32 MeV, la valeur expérimentale  $a = 1 \pm 0,1$  montre que la diffusion inélastique est faible d'une part et que, d'autre part, la densité de niveaux est suffisamment importante pour que les niveaux de spin différents interfèrent fortement. Dans ce cas, la section efficace de diffusion se réduit au terme scalaire, ce qui conduit à une valeur de  $a$  égale à l'unité.

### NOYAUX DE Z MOYEN :

$^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Co}$

Nous avons étudié les 3 noyaux de  $Z$  moyen  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{59}\text{Co}$  situés en dehors des couches complètes.

Pour ces noyaux, nous avons utilisé le modèle collectif de Danos et Okamoto avec déformation axiale du noyau.

Dans le cas de la symétrie axiale, le terme vecteur est nul et les sections de diffusion scalaire et tenseur sont données par :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_s = \left| \frac{A + 2B}{3} + D \right|^2 \frac{1 + \cos^2\theta}{2}$$

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_T = f(I_0) |A - B|^2 \frac{13 + \cos^2\theta}{90}$$

où  $A$  et  $B$  sont les amplitudes de diffusion correspondant respectivement au grand et aux deux petits axes du noyau dans le cas d'une symétrie axiale.  $A$  et  $B$  ont des expressions de la forme :

$$A = \frac{\sigma_A^a \Gamma_a}{4\pi\hbar c} E^2 \frac{E_a^2 - E^2 + iE\Gamma_a}{(E_a^2 - E^2)^2 + E^2\Gamma_a^2}$$

où  $\sigma_A^a$  est la section efficace d'absorption au maximum de la résonance pour des photons polarisés suivant le grand axe du noyau,  $E_a$  l'énergie du maximum et  $\Gamma_a$  la largeur de la résonance.

$f(I_0)$  est un facteur dépendant de  $I_0$  mais qui est égal à 1, si l'on tient compte de la diffusion inélastique

vers les niveaux de basses énergies appartenant à la même bande de rotation que le fondamental.

Nous avons utilisé les paramètres donnés par S. C. Fultz et al. [17] pour le  $^{59}\text{Co}$  et nous avons pris  $f(I_0) = 1$  puisque nous ne distinguons pas, expérimentalement, la diffusion élastique et inélastique.

Dans le cas des noyaux de spin  $J_0 = 0$  où  $f(I_0) = 0$  pour la diffusion élastique, la contribution tenseur représente la diffusion inélastique vers le premier niveau  $2^+$ .

La mesure des répartitions angulaires du rayonnement diffusé permettra donc d'en estimer les contributions.

**Sections efficaces.** — La figure 10 montre les résultats expérimentaux obtenus. La comparaison des

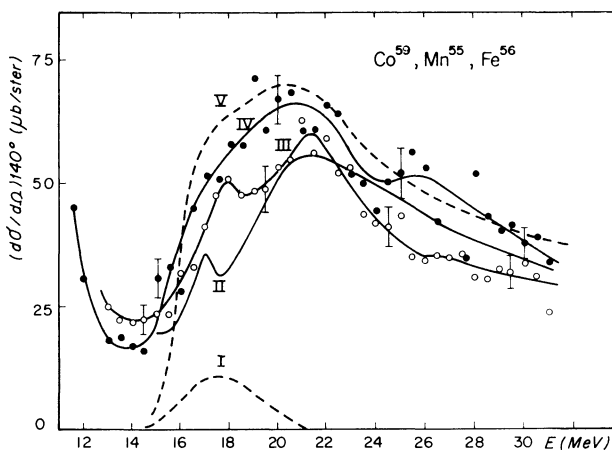


FIG. 10.

Sections efficaces différentielles de diffusion à  $140^\circ$  pour  $^{55}\text{Mn}$  (courbe II),  $^{56}\text{Fe}$  (courbe III),  $^{59}\text{Co}$  (courbe IV).

Section efficace de diffusion tenseur (courbe I) et section efficace de diffusion scalaire + tenseur (courbe V) calculées avec les paramètres de Fultz et al. [16] pour  $^{59}\text{Co}$ .

courbes de sections efficaces montre que le remplissage des couches extérieures n'a plus d'influence importante sur la valeur absolue ou la forme générale de la courbe de la section efficace. Nous avons cependant une descente un peu plus rapide de la section efficace pour le  $^{56}\text{Fe}$  comparativement aux autres noyaux.

Nous avons tracé la section efficace de diffusion théorique calculée en utilisant le modèle collectif et les paramètres des résonances déterminés par Fultz et al. [17] pour  $^{59}\text{Co}$ . L'accord, quant à la forme, est très satisfaisant pour  $^{59}\text{Co}$  et  $^{56}\text{Fe}$ , si on suppose qu'il y a diffusion tenseur incluant la diffusion inélastique vers les niveaux de basse énergie.

Pour  $^{55}\text{Mn}$ , l'accord est moins bon vers 18 MeV. Cette différence pour des noyaux aussi voisins peut être due à un effet analogue à celui qui réduit la section efficace pour les noyaux  $4n - 1$ , par rapport aux noyaux  $4n$ , bien qu'ici le remplissage en protons et neutrons soit différent.

**Répartitions angulaires.** — Les répartitions angulaires ont été mesurées pour le  $^{56}\text{Fe}$  dans différentes bandes d'énergie. Nous obtenons les résultats suivants comparés pour le  $^{56}\text{Fe}$  avec les prévisions du modèle de Danos-Okamoto.

$^{56}\text{Fe}$  :

$$W(\theta) = 1 + a \cos^2\theta$$

Valeurs expérimentales :

$$a(15-20 \text{ MeV}) = 0,55 \pm 0,1$$

$$a(20-25 \text{ MeV}) = 0,68 \pm 0,1$$

$$a(25-30 \text{ MeV}) = 0,9 \pm 0,1$$

Valeurs théoriques :

$$a_{\text{th}}(15-20 \text{ MeV}) = 0,75$$

$$a_{\text{th}}(20-25 \text{ MeV}) = 0,94$$

$$a_{\text{th}}(25-30 \text{ MeV}) = 1$$

La comparaison des résultats expérimentaux avec les prévisions du modèle utilisant les paramètres relatifs au  $^{59}\text{Co}$  montre que les répartitions angulaires expérimentales tendent à être plus isotropes que ne le prévoit la théorie.

Cependant, de nombreux travaux théoriques ont été effectués sur le couplage entre les oscillations dipolaires et les vibrations du noyau. En particulier, J. Le Tourneux [18] a montré que dans le cas du  $^{76}\text{Se}$  la diffusion inélastique vers le premier niveau  $2^+$  peut contribuer d'environ 30 % à la section efficace de diffusion, le maximum de cette section efficace se trouvant à 4 MeV au-dessus de la résonance géante dipolaire.

L'existence d'un tel couplage pourrait favoriser la

diffusion inélastique et expliquer les valeurs expérimentales obtenues entre 15 et 25 MeV.

Au-dessus de 25 MeV, les répartitions angulaires montrent que la diffusion est à caractère principalement dipolaire et que la diffusion inélastique est faible.

**Conclusion.** — L'étude comparée des sections efficaces de diffusion pour un ensemble de noyaux légers ( $A \leq 40$ ) montre une très forte influence du remplissage des couches, due aux corrélations entre nucléons, sur la position des niveaux de la résonance géante et la répartition des probabilités de transitions.

Dans les noyaux à couches incomplètes, nous observons généralement un maximum de section efficace de diffusion situé au-dessus de la résonance géante vers 28 MeV, qui peut être interprété par des transitions dues à des nucléons de couches profondes.

Les mesures de répartitions angulaires indiquent une diffusion inélastique vers le niveau  $2^+$  importante pour le  $^{24}\text{Mg}$  et notable pour le  $^{28}\text{Si}$ .

Les résultats obtenus pour  $^{39}\text{K}$  montrent que pour ce noyau les différents états de spin possibles interfèrent fortement, ce qui justifie l'utilisation du modèle collectif pour les noyaux plus lourds où la densité de niveaux est plus importante.

Pour ces derniers, l'accord avec le modèle collectif de Danos et Okamoto est assez satisfaisant. Cependant, les répartitions angulaires expérimentales indiquent une contribution de la diffusion inélastique plus importante que ne le prévoit le modèle.

Nous tenons à remercier, ici, M. le Professeur C. Magnan pour l'utilisation du Bêatron du Laboratoire de Synthèse Atomique et d'Optique Protonique.

Manuscrit reçu le 6 juillet 1966.

#### BIBLIOGRAPHIE

- [1] LANGEVIN (M.), LOISEAUX (J.-M.), MAISON (J.-M.), *Nucl. Physics*, 1964, **54**, 114.
- [2] PENFOLD (A. S.) et GARWIN, *Phys. Rev.*, 1959, **119**, 120.
- [3] FULLER (E. G.) et HAYWARD (E.), *Nuclear Reactions*, V. 2, North Holland, 114.
- [4] BRAMBLETT (R. L.) et al., *Phys. Rev.*, 1964, **133**, B. 869.
- [5] SPICER (B. M.) et EISENBERG (J. M.), *Nucl. Physics*, 1965, **63**, 520.
- [6] GILLET (V.) et VINH MAU (N.), *Nucl. Physics*, 1964, **54**, 321.
- [7] NEUDATCHIN (V. G.) et SCHEVCHENKO (V. G.), *Phys. Letters*, 1964, **12**, 18.
- [8] GILLET (V.) et VINH MAU (N.), *Phys. Letters*, 1962, **1**, 25.
- [9] BALASHOV (V. V.) et al., *Nucl. Physics*, 1961, **27**, 323.
- [10] NILSSON (S. G.) et al., *Nucl. Physics*, 1962, **33**, 239.
- [11] SEABORN (J. B.) et EISENBERG (J. M.), *Nucl. Physics*, 1965, **63**, 496.
- [12] TANNER (N. W.) et al., *Nucl. Physics*, 1964, **52**, 25.
- [13] KIMURA (M.) et al., *Nucl. Physics*, 1961, **23**, 338.
- [14] GOVE (H. E.) et al., *Nucl. Physics*, 1961, **26**, 480.
- [15] BUSSIÈRE DE NERCY (A.), Thèse, Paris, 1962.
- [16] HAYWARD (E.), *Rev. Mod. Physics*, 1963, **35**, 324.
- [17] FULTZ (S. C.) et al., *Phys. Rev.*, 1962, **127**, 1273.
- [18] LETOURNEUX (J.), *Phys. Letters*, 1964, **13**, 322.
- [19] FARRIS (S. A.) et EISENBERG (J. H.), *Nucl. Physics*, 1966, **88**, 241.