Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 24 (1951)
Heft: I

Artikel: Fonctions d'excitation de la réaction (p,n). I
Autor: Blaser, J.-P. / Boehm, F. / Marmier, P.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-112204

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 03.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Fonctions d'excitation de la réaction (p, n). (I)

par **J.-P. Blaser, F. Boehm, P. Marmier** et **D. C. Peaslee***

Institut de physique de l'E. P. F., Zurich.

(13. X. 1950)

Summary. Excitation function and absolute cross section for (p, n) reactions have been investigated for the following initial nuclei: Cu^{63}, Cu^{65}, Zn^{66}, Zn^{67}, Zn^{68}, Ag^{107}, Ag^{109}, Cd^{110}, Cd^{111}, Cd^{112}, Cd^{114}, Sn^{117}, Sn^{120}, Sn^{122}. The excitation functions habe been measured by means of the stacked foils method using protons of 6,5 MeV energy, and the cross sections followed up to 10^{-29} cm^2. The case of Cu^{63} has been examined with high resolution in the region of the threshold. The energy scale in the $\sigma(E)$ diagrams was plotted using stopping power values determined in the course of experiments.

The results have been compared with the statistical theory of nucleus taking new theoretical values $\xi > 1$ for the sticking probability. Detailed discussion has been given in the case of Cu^{63} where the theory shows good agreement with the experimental curve down to the threshold. The values of r_0 are shown to agree well with that found by neutron induced reactions.

I. Introduction.

La théorie statistique du noyau[1]) permet de calculer la section efficace des réactions nucléaires dans le cas où le noyau initial de la réaction est composé d'un nombre suffisamment grand de nucléons. Un contrôle expérimental de cette théorie peut se faire en déterminant les sections efficaces à une énergie constante ou en mesurant cette section efficace en fonction de l'énergie de la particule incidente, la courbe d'excitation. Les travaux effectués jusqu'ici ont porté avant tout sur les réactions $(d, -)$[2]), $(\alpha, -n)$[3]) ainsi que sur les réactions $(n, 2n)$[4]) et (n, p)[4]). D'après ces résultats, il semble bien que la théorie statistique, si elle ne livre pas toujours des valeurs précises, rende cependant compte des valeurs moyennes observées. Pour la réaction (p, n), il n'existe que peu de résultats expérimentaux[5–8]). En particulier, le comportement de la fonction d'excitation n'a jamais été étudié dans le voisinage immédiat du seuil. Le travail présenté ici contient les résultats des mesures sur les éléments suivants: Cu, Zn, Ag, Cd et Sn (14 isotopes en tout), une comparaison avec la théorie statistique et quelques considérations théoriques.

*) AEC Postdoctoral Fellow, now at Washington University. St. Louis, USA.

II. Méthode de Mesure.

Une fonction d'excitation peut être déterminée par deux méthodes différentes, dans le cas de la réaction (p, n). La première consiste à mesurer les neutrons émis par le noyau intermédiaire de la réaction. Cette méthode est la plus directe et donne immédiatement la section efficace absolue. Pour être employée avec succès, elle présuppose que les protons primaires soient d'énergie variable dans un domaine considérable et que le bruit de fond dû au générateur ne soit pas gênant. Ces conditions sont en général bien remplies par les générateurs électrostatiques. Cette première méthode ne permet cependant pas de séparer les réactions dues à plusieurs isotopes présents dans la cible.

La seconde méthode, celle que nous avons utilisée, consiste à mesurer l'activité engendrée dans la cible. La détermination de la section efficace se fait alors indirectement à partir de l'activité absolue de la cible, à l'aide d'un schéma de désintégration. C'est là un désavantage certain, mais cette méthode permet d'autre part des simplifications:

a) Il est possible, par l'emploi de la méthode des feuilles superposées (sur laquelle nous reviendrons plus loin), d'obtenir toute la courbe d'excitation en une seule irradiation.

b) A part la mesure du courant des protons incidents, aucune mesure ne doit être effectuée dans les environs du générateur. Le bruit de fond ne joue aucun rôle, ce qui est spécialement avantageux lors de l'utilisation du faisceau déflecté d'un cyclotron.

c) Il est possible de séparer les fonctions d'excitation de plusieurs isotopes présents dans la cible quand les périodes des isotopes radioactifs formés par les réactions sont assez différentes les unes des autres ou que les radiations émises peuvent être différenciées.

A. *Source de protons.*

La source utilisée est un cyclotron donnant des protons d'une énergie maximum de 6,8 MeV avec un courant interne de 200 μA. Après le déflecteur électrostatique, le courant est encore de l'ordre de 20 μA. Cependant, le spectre d'énergie des protons a une largeur d'environ 250 keV. Pour nos expériences, il est de toute première importance de disposer d'un spectre primaire aussi étroit que possible, ce qui est obtenu à l'aide d'un monochromateur magnétique.

Le procédé le plus simple consiste à utiliser pour ce monochromateur le champ résiduel de l'aimant du cyclotron. Après un déflecteur

électrostatique, la direction de la vitesse de la particule étant suffisamment définie, sa trajectoire, pour une énergie donnée, est déterminée par deux points. La figure 1 montre quelle est la disposition choisie:

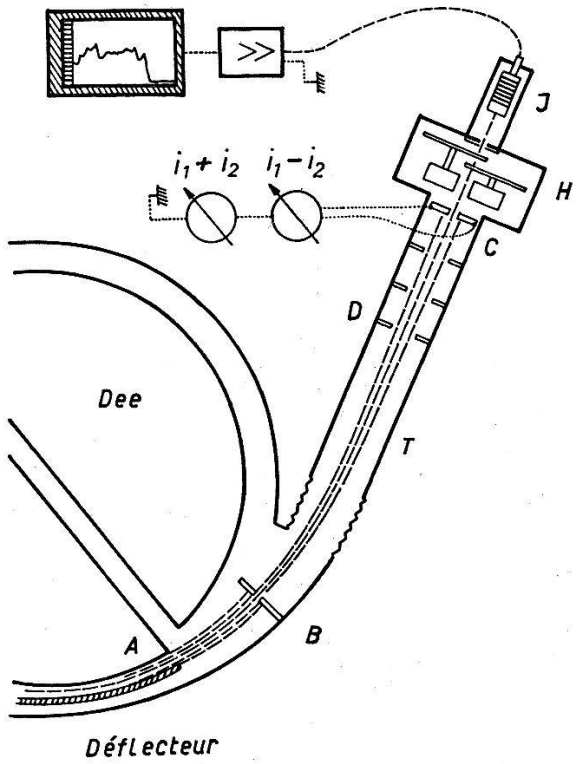

Fig. 1.
Monochromateur et dispositif d'irradiation.

Les protons émergent du déflecteur en A. En B et C, se trouvent les fentes déterminant l'énergie. Les fentes D sont larges et sont destinées à retenir les rayonnements diffusés lors de l'impact des protons sur le bord de la fente limitant le faisceau. Le tuyau T est en fer et protège le faisceau monochromatique du champ résiduel. Sa longueur est de 130 cm. La fente C est composée de deux pièces électriquement isolées. Elles sont reliées à un galvanomètre différentiel servant à centrer exactement le faisceau et à un galvanomètre permettant d'estimer le courant total du faisceau en ce point. En H se trouvent deux disques porte-absorbants destinés aux mesures d'énergie et de pouvoir d'arrêt dont nous parlons plus bas. La cible se trouve en I, à l'intérieur d'une cage de Faraday. Le courant de protons sur la cible est de l'ordre de 0,5 μA. La largeur du spectre ne dépasse pas 20 keV*).

*) Nous tenons à remercier ici Monsieur P. GÜNTERT, technicien de notre cyclotron, de l'aide qu'il nous a donnée pendant la construction et la mise au point du monochromateur.

B) *Méthode des feuilles superposées.*

La mesure d'une fonction d'excitation se fait de la manière suivante: dans la cage de FARADAY, en *I*, on place un certain nombre de feuilles minces de l'élément étudié, l'une derrière l'autre. Les protons tombant sur ces feuilles perdent graduellement leur énergie, au passage à travers la pile, tandis que leur nombre reste constant. Chaque feuille, étant à la fois absorbant et cible, est irradiée par des protons ayant subi l'absorption des feuilles précédentes. Si les feuilles sont suffisamment minces (de l'ordre de quelques mg/cm^2), on peut attribuer l'activité engendrée dans une feuille à l'énergie moyenne des protons au passage par son milieu. Seulement dans les cas où la section efficace varie très rapidement avec l'énergie (par exemple, dans le voisinage du seuil) il faudra introduire les corrections nécessaires. (Voir page 9).

La forme de la courbe d'excitation est obtenue par la mesure de l'activité relative de chaque feuille irradiée. Cette mesure ne présente aucune difficulté dans le cas où un seul isotope actif est formé par la réaction. Si l'on veut séparer les courbes d'excitation de réactions formant des isotopes de périodes voisines, la mesure devient beaucoup plus délicate. En effet, il faut alors pouvoir déterminer dans chaque feuille l'activité initiale de chaque période. Il faut ainsi connaître pour chacune des feuilles la courbe de décroissance avec précision. Comme le nombre de feuilles à mesurer est de l'ordre de vingt, un dispositif automatique s'impose. Nous avons construit l'appareil suivant:

Sur la circonférence d'un disque de 50 cm de diamètre, sont disposés 18 porte-préparations en plomb épais. Au-dessous de ce disque, se trouvent 6 compteurs de GEIGER à fenêtre frontale mince (mica), également blindés par du plomb. Des impulsions de commande sont données par une horloge synchrone. Elles déterminent le mouvement du disque qui amène les préparations actives au-dessus de chacun des compteurs pour une période de mesure donnée, ainsi que l'enregistrement photographique des résultats. Les blindages sont suffisants pour que le bruit de fond dû à la préparation la plus active soit petit par rapport au nombre d'impulsions à enregistrer pour la préparation la plus faible. Avec notre appareil, il est sans autre possible de mesurer des préparations ayant un rapport d'activité de l'ordre de 10^6. Dans les cas où les périodes sont assez voisines, on place devant certains compteurs des absorbants sélectifs pour l'une ou l'autre radiation.

Les enregistrements donnés par cet appareil permettent de décomposer la courbe de décroissance de chaque préparation et de

déterminer la part de chaque période à un temps donné. L'activité d'une période en fonction de la position de la feuille pendant l'irradiation donne la forme de la courbe d'excitation. Pour cette courbe, il reste à déterminer l'échelle d'énergie et l'échelle de section efficace.

C) *Echelle d'énergie.*

La détermination de l'énergie primaire des protons au sortir du monochromateur a été ramenée à une mesure de leur parcours dans l'aluminium*). Les calculs de SMITH[8]) donnent avec une bonne précision le parcours moyen des protons dans l'Al en fonction de l'énergie primaire, E_p. La longueur des parcours se mesure au moyen de disques à absorbants H (fig. 1). Chaque disque porte 6 absorbants d'aluminium ayant des épaisseurs échelonnées de manière à permettre une mesure de mg/cm² en mg/cm² aux environs de la fin du parcours. La position de ces disques peut être choisie depuis le pupitre de commande du cyclotron en faisant tourner deux petits moteurs placés dans le vide. Pour chaque position d'absorbant, on mesure le courant de protons. Pour une épaisseur de 78,2 mg/cm² d'Al, ce courant primaire est diminué de moitié (parcours moyen). Cette valeur correspond à une énergie des protons de 6,45 MeV. Avant et après chaque irradiation et chaque mesure, nous avons contrôlé cette énergie. La variation d'énergie observée au cours de l'ensemble des mesures n'a pas dépassé 30 keV.

Si l'on veut connaître l'énergie des protons au passage par une feuille donnée, c'est-à-dire l'échelle d'énergie de la fonction d'excitation, il est nécessaire d'avoir une valeur précise du pouvoir d'arrêt de l'élément en question et de connaître l'épaisseur des feuilles employées**). Les valeurs du pouvoir d'arrêt données par BETHE[10]) ne sont pas suffisamment exactes. Nous avons donc mesuré, à l'aide du dispositif d'absorption décrit, les pouvoirs d'arrêt de quelques éléments pour des énergies de 3 à 6,3 MeV. La mesure se fait en remplaçant, pour le parcours total moyen des protons, une certaine épaisseur d'Al par une feuille de l'élément étudié. On détermine ainsi l'équivalent en Al de cette feuille, c'est-à-dire son pouvoir d'arrêt rapporté à celui de l'aluminium. Lorsque la feuille étudiée se trouve devant les absorbants d'Al, on obtient le pouvoir d'arrêt pour une énergie voisine de l'énergie maximum des protons.

---

*) Il n'est pas indiqué de prendre le parcours dans l'air comme référence, lorsqu'on a une grande densité de courant. L'air s'échauffe rapidement et on ne peut lui attribuer de densité précise. Dans notre cas, l'échauffement atteint plusieurs dizaines de degrés par seconde.

**) Les feuilles minces utilisées ont été obtenues par laminage.

Le pouvoir d'arrêt pour des énergies inférieures est obtenu en déplaçant la feuille dans la pile des absorbants.

La perte d'énergie des protons dans un élément de charge Z et poids atomique A est donnée par la formule bien connue:

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{4\pi e^4}{m v^2} N \left\{ Z \left[\ln \frac{2 m v^2}{I} - \ln (1-\beta^2) - \beta^2 \right] - C_k \right\} \tag{1}$$

où N représente le nombre des atomes par unité de volume, m la masse et e la charge de l'électron, v la vitesse des protons et I le potentiel d'ionisation moyen de l'élément. $\beta^2 = v^2/c^2$. C_k est une constante.

Le pouvoir d'arrêt massique S d'un absorbant est le rapport du nombre de mg/cm² de cet absorbant au nombre de mg/cm² d'aluminium produisant la même perte d'énergie infinitésimale:

$$S = \frac{\left.\frac{dE}{dx}\Big/\varrho\right|_{\text{Abs}}}{\left.\frac{dE}{dx}\Big/\varrho\right|_{\text{Al}}} = \left.\frac{d x_{\text{Al}}\, \varrho_{\text{Al}}}{d x_{\text{Abs}}\, \varrho_{\text{Abs}}}\right|_{dE=(dE)_0} = \left.\frac{\text{mg/cm}^2\,(\text{Al})}{\text{mg/cm}^2(\text{Abs})}\right|_{dE=(dE)_0} \tag{2}$$

Le pouvoir d'arrêt par électron est défini comme:

$$Q = \frac{\left.\frac{1}{NZ}\frac{dE}{dx}\right|_{\text{Abs}}}{\left.\frac{1}{NZ}\frac{dE}{dx}\right|_{\text{Al}}} = S\,\frac{Z_{\text{Al}}\,A_{\text{Abs}}}{Z_{\text{Abs}}\,A_{\text{Al}}} = 0{,}482\,\frac{S\cdot A_{\text{Abs}}}{Z_{\text{Abs}}} \tag{3}$$

Le tableau I contient les valeurs obtenues pour S et Q. ($E = 6{,}3$ MeV):

Tableau I.

Elément	C	Mica	Al	Cu	Zn	Mo	Ag	Sn	Au	Pb
S	1,16	1,11	1,00	0,790	0,786	0,695	0,653	0,638	0,510	0,515
Q	1,12	1,07	1,00	0,833	0,826	0,765	0,722	0,730	0,612	0,625

La représentation graphique de Q en fonction de Z permet une interpolation pour les autres éléments (figure 2).

Les points mesurés sont sur une droite. Bloch[11]) a montré que, pour les atomes de charge assez grande, le potentiel d'ionisation I est proportionnel à Z, ce qui permet d'écrire, en négligeant dans (1) le terme relativiste et la constante C_k:

$$Q \sim \frac{\ln (2 m v^2) - \ln (\text{const.}\, Z_{\text{Abs}})}{\ln (2 m v^2) - \ln (\text{const.}\, Z_{\text{Al}})} \tag{4}$$

La constante de proportionnalité a été déterminée par WILSON[12]) et est:

$$\frac{I}{Z} = 11{,}5\,\mathrm{eV} = 0{,}85\,\frac{m\,e^4}{2\,\hbar^2} \tag{5}$$

Les considérations de BLOCH ne valent plus pour des éléments à Z petit, ce qui pourrait expliquer la déviation observée pour le carbone.

Les résultats de nos mesures du pouvoir d'arrêt sont en très bon accord avec ceux de WILSON pour les protons de 3,5 MeV et ceux de KELLEY[13]) pour des particules α de 27 et 28 MeV.

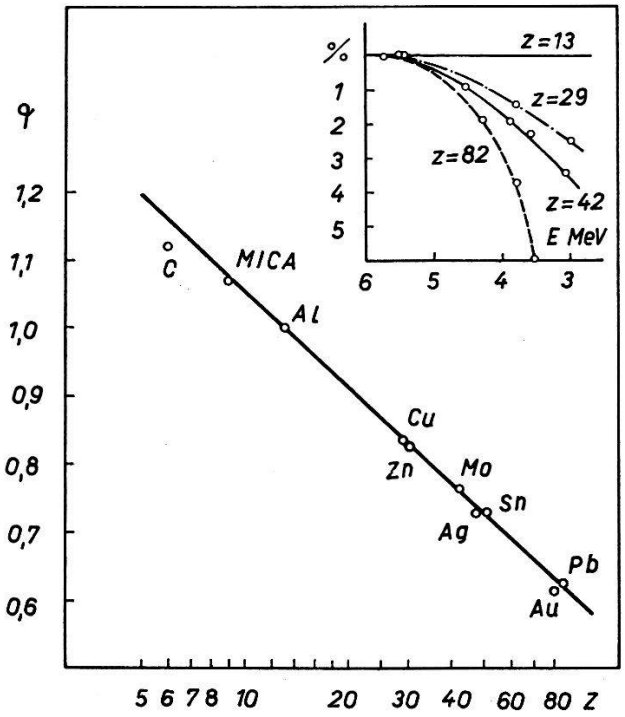

Fig. 2.

Pouvoir d'arrêt par électron pour des protons de 6,3 MeV et variation du pouvoir d'arrêt avec l'énergie, pour 3 valeurs de Z.

Remarque. Dans le calcul de l'échelle d'énergie, il faut tenir compte de l'étalement de l'énergie ou «straggling» qui se produit lors du freinage du faisceau de protons. Cet étalement devient grand pour des énergies de l'ordre de la moitié de l'énergie primaire et peut fausser considérablement l'allure d'une courbe d'excitation dans la partie de grande pente.

En un point x_0 du parcours (énergie moyenne E_0) le nombre de protons d'énergie E est donné par la répartition de GAUSS:

$$N(E)\big|_{x_0} \sim e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\alpha^2}} \tag{6}$$

Supposons que dans un domaine restreint la courbe d'excitation réelle puisse être représentée par:

$$\sigma(E) = \sigma(E_0)\, e^{\lambda(E - E_0)} \tag{7}$$

Au point x_0, le straggling fera observer la valeur:

$$\sigma_{\text{obs}}(E_0) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(E) \cdot N(E)\, dE}{\int_{-\infty}^{+\infty} N(E)\, dE} \tag{8}$$

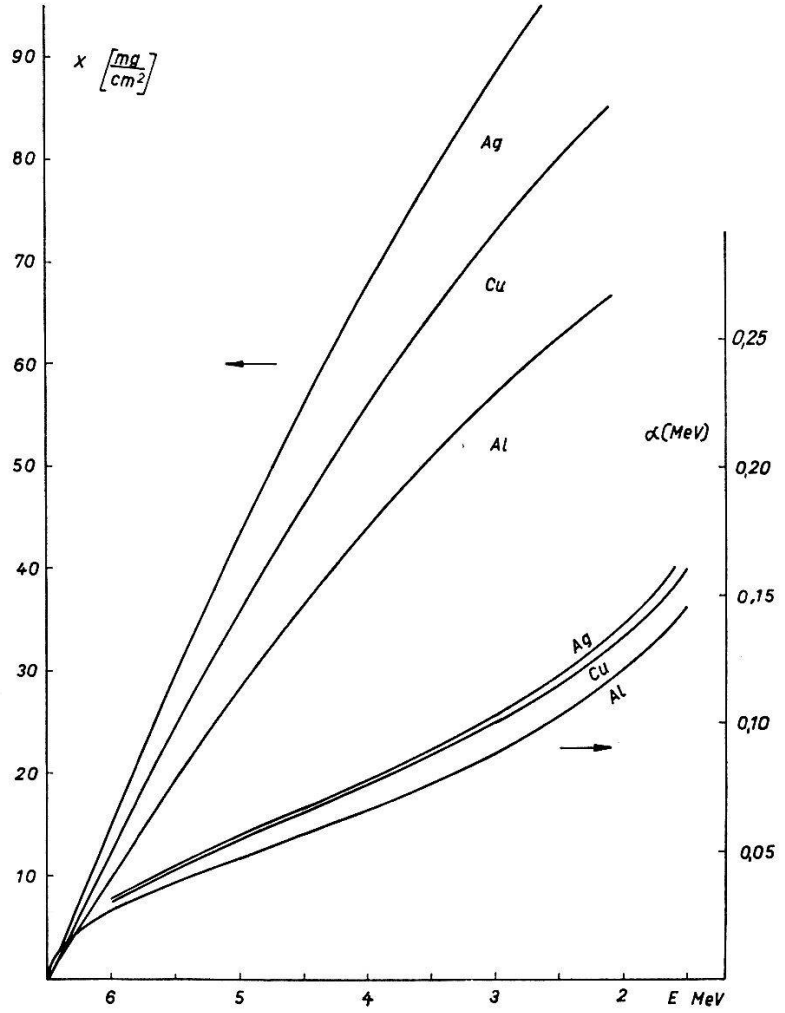

Fig. 3.
Straggling des protons en fonction de l'énergie pour l'Al, le Cu et l'Ag, et énergie des protons en fonction de l'épaisseur (mg/cm²) traversée.

En introduisant dans (8) les fonctions (6) et (7), on obtient:

$$\frac{\sigma_{\text{obs}}}{\sigma(E_0)} = e^{\frac{\alpha^2 \lambda^2}{2}} \tag{9}$$

(9) permet, par approximations successives, de trouver

$$\sigma(E) \text{ à partir de } \sigma_{\text{obs}}(E)$$

La représentation graphique 3 contient les valeurs du straggling d'énergie pour des protons de 6,5 MeV dans 3 éléments. Elle a été établie au moyen de la formule de Bohr[14]):

$$\alpha^2(R) = P \int_{E_{\max}}^{0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-3} dE \tag{10}$$

qu'on peut mettre sous la forme:

$$\alpha^2(E)\big|_{x_0} = \left(\frac{dE}{dx_0}\right)^2 P \int_{E_{\max}}^{E_0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-3} dE \tag{11}$$

où dE/dx représente la perte d'énergie dans l'élément d'épaisseur dx.

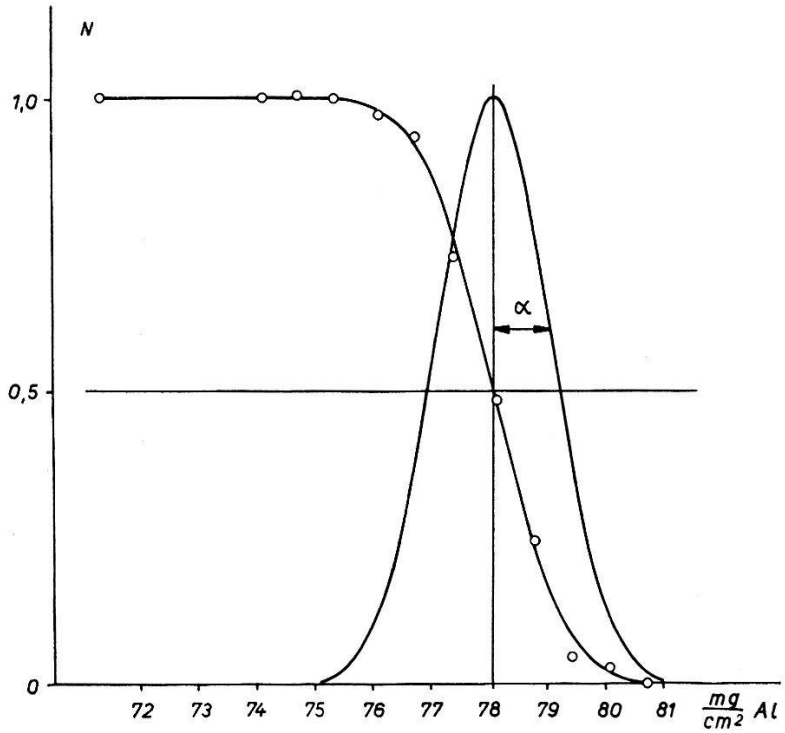

Fig. 4.

Straggling en fin de parcours dans l'aluminium et distribution d'énergie.

La figure 4 montre le straggling théorique en fin de parcours dans l'aluminium. Les points indiquent les valeurs expérimentales.

D) *Echelle des sections efficaces.*

Pour obtenir l'échelle des sections efficaces, il faut connaître trois grandeurs:

a) le courant des protons d'irradiation en fonction du temps,

b) l'activité absolue d'un isotope formé à un temps donné et

c) l'épaisseur des feuilles irradiées.

a) Lorsque la durée d'irradiation est du même ordre que la période de désintégration la plus courte des isotopes étudiés, il faut pouvoir tenir compte de la perte d'intensité se produisant pendant l'irradiation même. Dans ce cas, l'activité mesurée doit être attribuée au nombre de protons trouvés par l'intégration de la courbe de courant multipliée par exp $(-\lambda t)$, où λ est la constante de désintégration.

Le courant entre la cage de FARADAY et la terre est de l'ordre de 0,5 μA. Un cable concentrique l'amène à un amplificateur à courant continu. Cet amplificateur comporte deux étages push-pull soigneusement stabilisés et permet de choisir des constantes de temps de 0—100 sec. Une certaine constante de temps est en effet nécessaire pour éliminer les variations rapides de courant inévitables dans l'emploi d'un faisceau déflecté. La sensibilité maximum de l'amplificateur est de 10^{-8} Amp pour la déflection totale de l'instrument enregistreur. Quelques précautions sont à prendre pour éviter l'influence du champ de haute fréquence de l'oscillateur du cyclotron sur l'ensemble du système enregistreur.

b) L'activité absolue des préparations se détermine au moyen de compteurs de GEIGER. Selon les cas, nous avons mesuré soit la radiation γ ou K, soit la radiation β.

Pour les mesures absolues du rayonnement γ, nous avons utilisé des compteurs à cathode de Bi dont nous avons déterminé la courbe de sensibilité*). Dans les cas où plusieurs radiations γ étaient présentes, nous les avons séparées par des mesures d'absorption. La mesure absolue de l'activité en électrons positifs et négatifs s'effectue au moyen de compteurs à fenêtre de mica mince. Leur sensibilité et l'angle solide ont été déterminés à l'aide d'une source de Ra $D+E$ étalonnée par le National Bureau of Standards. Les corrections nécessaires pour la diffusion et l'absorption dans la feuille active, dans l'air et dans la fenêtre du compteur ont été appliquées.

---

*) La courbe de sensibilité utilisée diffère de celle de BRADT et al[15]) de + 40% dans la région de 500 keV et de + 10% dans la région de 1 MeV. Ces nouvelles valeurs ont été obtenues à partir de mesures de coïncidences et vérifiées par la comparaison avec des préparations-étalon du N. B. S.

Lorsque l'on connaît l'activité absolue d'une préparation pour une radiation, il est facile de savoir, au moyen du schéma de désintégration, le nombre absolu de désintégrations.

c) L'épaisseur des feuilles a été déterminée par pesage, par mesure d'absorption de rayons X et, dans certains cas, par absorption de protons. Cette dernière méthode est la plus exacte et donne également un point précis de l'échelle d'énergie.

III. Résultats.

Nous présentons ici, sous forme de courbes, les résultats de nos mesures. Pour chaque élément, nous avons dessiné également les courbes théoriques pour plusieurs valeurs de r_0 en posant $\overline{\eta} = 1$, ce qui revient à supposer que le noyau intermédiaire ne peut se décomposer que par l'émission d'un neutron (voir le chapitre IV). Remarquons ici que les courbes d'excitation sont bien déterminées par nos mesures jusqu'à la moitié de l'énergie primaire environ (3,5 MeV). Au-dessous de cette valeur, les corrections pour le straggling deviennent importantes. En particulier, la position des seuils ne peut être donnée avec exactitude, lorsque ceux-ci sont situés au-dessous de 3 MeV.

1. Cu (p, n) Zn.

Isotopes étudiés: Cu^{63} et Cu^{65}.
Epaisseur des feuilles: 8,3 mg/cm² pour la mesure d'ensemble
et: 0,85 mg/cm² pour la mesure de précision au voisinage du seuil.

Le Zn^{63} se désintègre avec une période de $T^{1/2} = 38$ min., par émission de positrons et capture K. Le schéma de désintégration a été donné par Bradt et al[16]). Nous avons mesuré l'intensité des positrons et des photons d'annihilation en tenant compte des valeurs f^K/f^{β^+} de chacun des trois spectres partiels. La section efficace à 6,3 MeV est:

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 28 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

La courbe d'excitation présente au seuil (4,2 MeV) une partie verticale. Le cas du Cu^{63} est examiné en détail au chapitre IV.

Zn^{65}. ($T^{1/2} = 250\ d$).

Le schéma de désintégration est connu[17]). Rayonnements mesurés: positrons et rayonnement γ nucléaire.

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} \doteq 48 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

2. Zn (p, n) Ga.

Isotopes étudiés: Zn^{65}, Zn^{67} et Zn^{68}.
Epaisseur des feuilles: 4,7 mg/cm².

Ga^{66}. ($T^{1/2}$ = 9,2 h).

Le schéma de désintégration a été établi récemment [21]). Pour la détermination de la section efficace, nous avons mesuré les positrons et les rayons γ. Sa valeur est:

$$\sigma_{6,35\ \mathrm{MeV}} = 16 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

Le seuil de cette réaction est très élevé: 6,05 MeV.

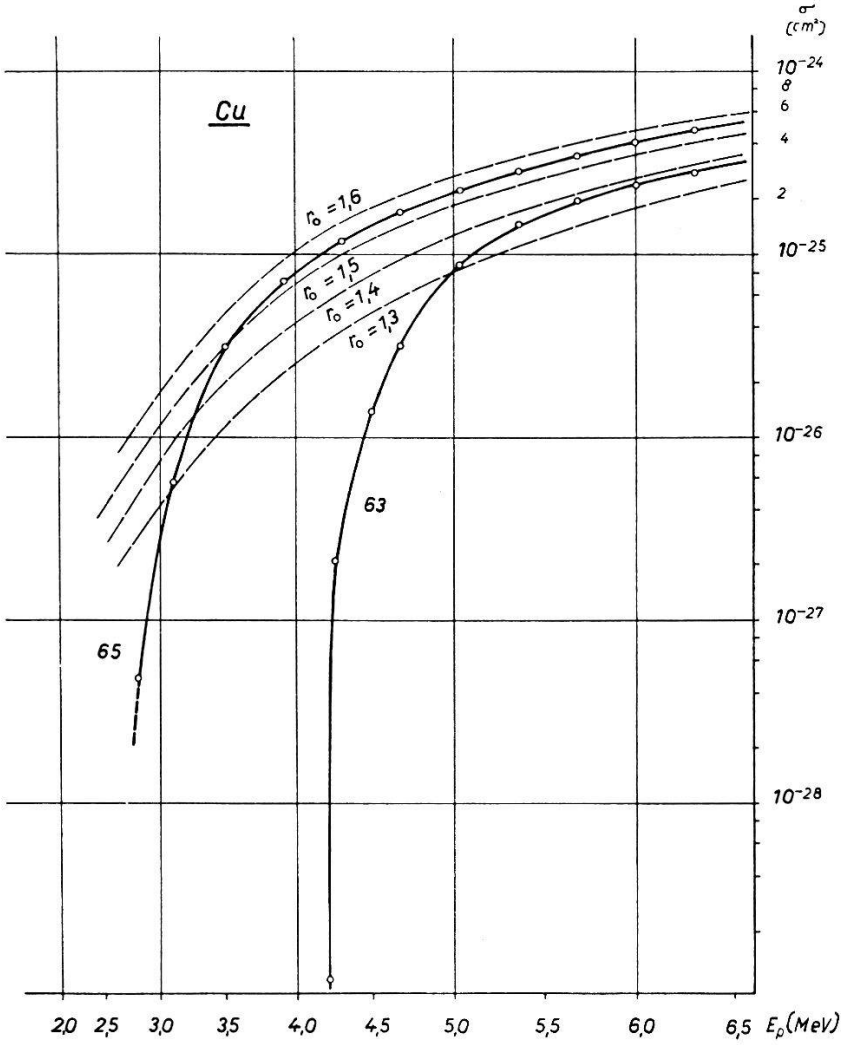

Fig. 5.
Courbes d'excitation des réactions Cu^{63} (p, n) Zn^{63} et Cu^{65} (p, n) Zn^{65}.

Ga^{67}. ($T^{1/2}$ = 3,26 d).

Le schéma a également été établi[21]). En nous basant sur une mesure des électrons de conversion, nous obtenons:

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 32 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

Ga^{68}. ($T^{1/2} = 68$ min.)

En nous servant des résultats de la référence[21]), nous avons trouvé, par une mesure des positrons et du rayonnement d'annihilation:

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 50 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

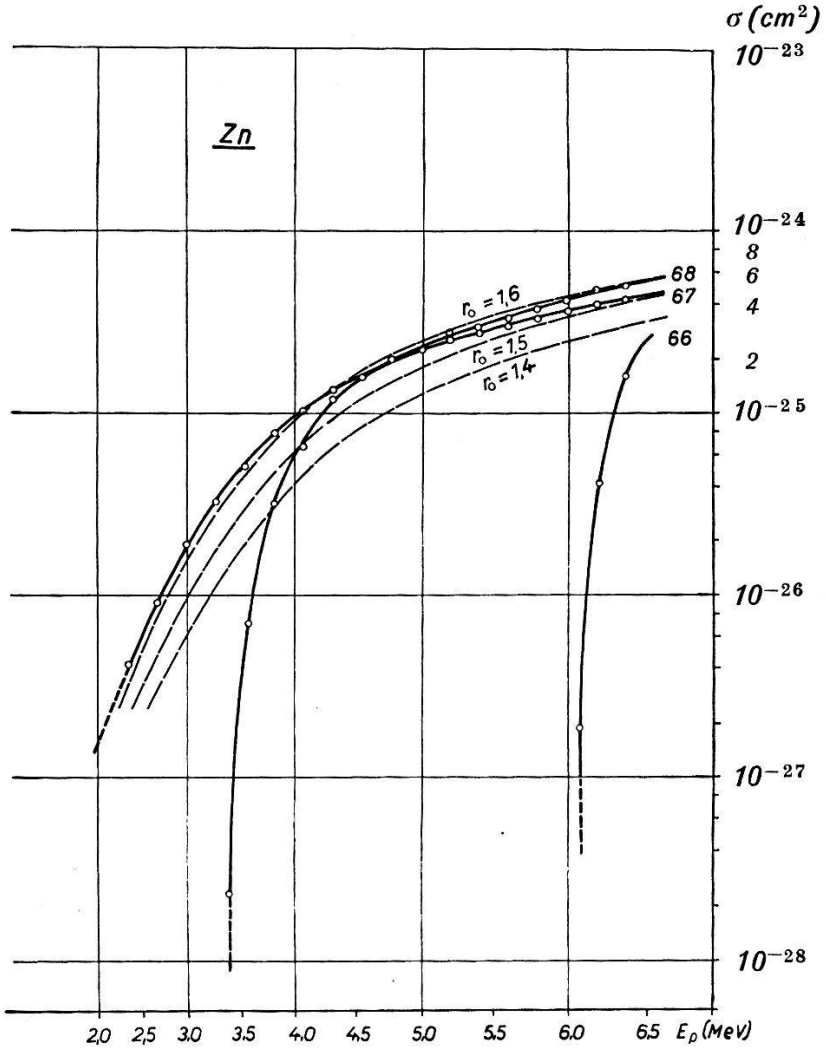

Fig. 6.
Courbes d'excitation des réactions: Zn^{66} (p, n) Ga^{66}, Zn^{67} (p, n) Ga^{67} et Zn^{68} (p, n) Ga^{68}.

3. Ag (p, n) Cd.

Isotopes étudiés: Ag^{107} et Ag^{109}
Epaisseur des feuilles: 5,07 mg/cm²

Cd^{107}. ($T^{1/2} = 6{,}7$ h).

Le schéma de désintégration est connu avec beaucoup de certitude[18]). Les électrons de conversion de la transition isomérique ont une très petite énergie et se prêtent mal à une mesure absolue. Nous

avons donc mesuré la radiation K. L'étalonnage en sensibilité K (des lignes de l'Ag) d'un compteur à fenêtre très mince a été fait à l'aide d'une source de Cd^{107}. Cette source, obtenue par évaporation de Cd^{107} sur une feuille extrêmement mince de zapon, est placée, ainsi que les compteurs, dans le vide. On peut mesurer ainsi soit le rayonnement K et e^- soit, en absorbant le rayonnement e^-, le rayonnement K seul. Comme le rapport K/e^- est connu, on peut calculer directement la sensibilité du compteur pour le rayonnement K. Elle était, dans notre cas, de 0,75 %.

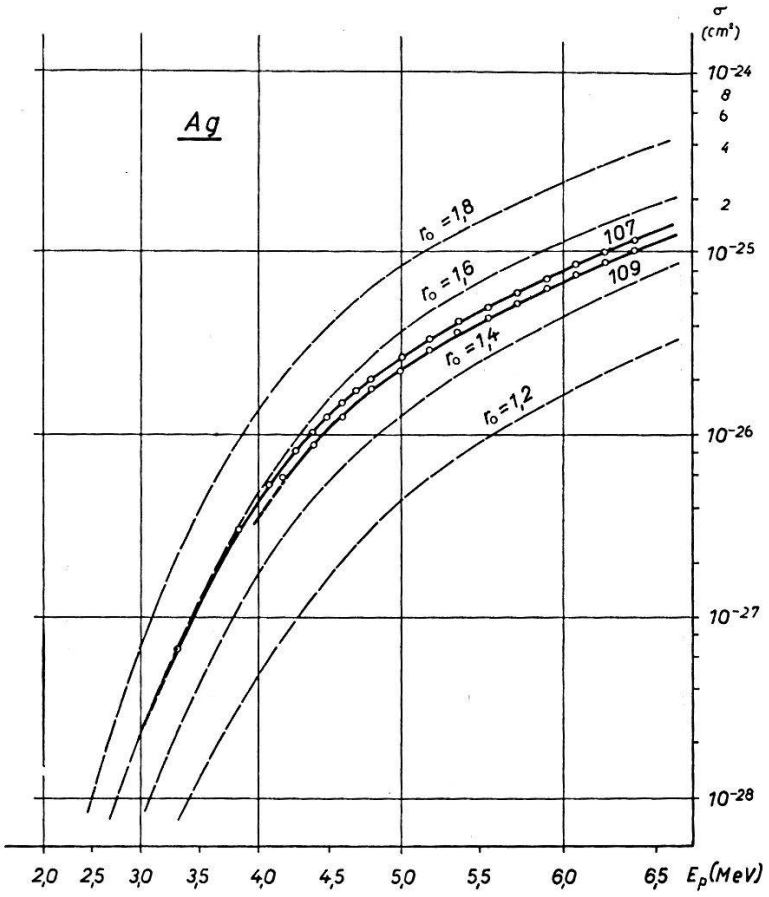

Fig. 7.

Courbes d'excitation des réactions Ag^{107} (p, n) Cd^{107} et Ag^{109} (p, n) Cd^{109}.

La section efficace trouvée est de:

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 11 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

Cd^{109}. ($T^{1/2} = 250$ d)

Le schéma de désintégration est semblable à celui du Cd^{107} [19]. La mesure absolue a été faite par la même méthode.

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 9{,}5 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

4. Cd (*p*, *n*) In.

Isotopes étudiés: Cd^{110}, Cd^{111}, Cd^{112}, Cd^{114}
Epaisseur des feuilles: 4,92 mg/cm².

In^{110} ($T^{1/2}$ = 66 min.)

Emet un spectre simple de positrons†). Si l'on suppose qu'il s'agit là d'une transition permise, on doit accepter un rapport $f^K/f^{\beta^+} = 1{,}5$. On trouve alors:

$$\sigma_{6{,}3\ \mathrm{MeV}} = 11{,}5 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

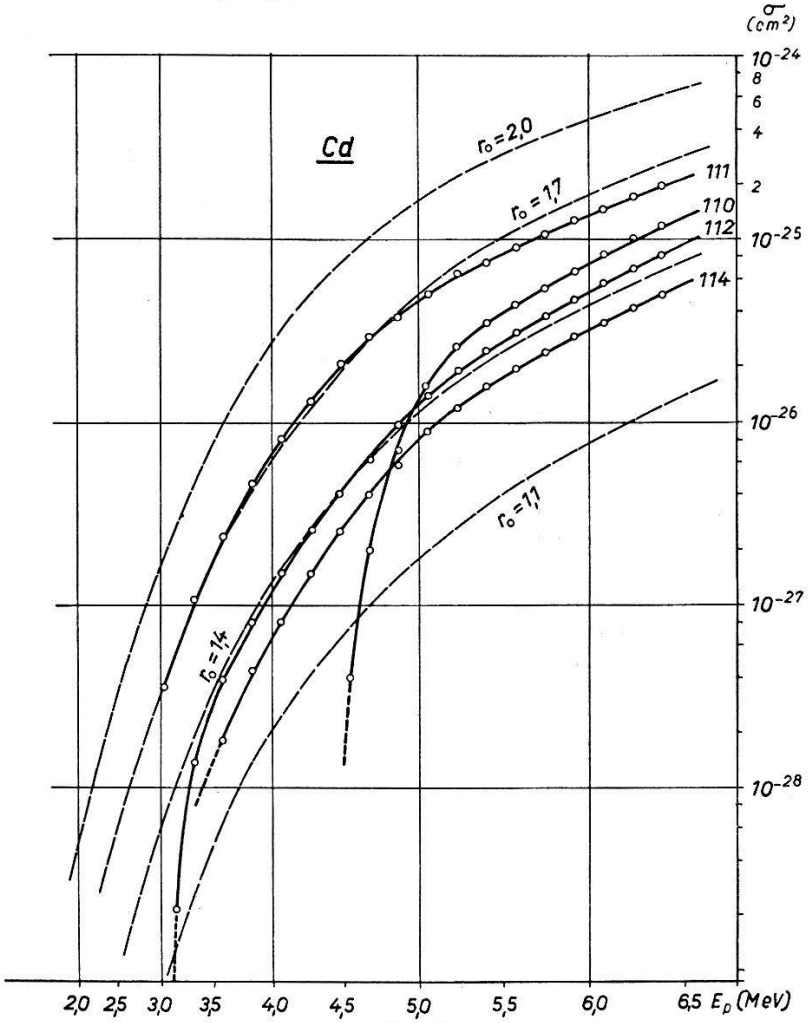

Fig. 8.
Courbes d'excitation des réactions Cd^{110} (*p*, *n*) In^{110}, Cd^{111} (*p*, *n*) In^{111}, Cd^{112} (*p*, *n*) In^{112} et Cd^{114} (*p*, *n*) In^{114}.

In^{111} ($T^{1/2}$ = 2,7 d).

Se désintègre par capture *K*†). Le nombre de désintégrations a été trouvé par la mesure des rayons γ et des électrons de conversion.

$$\sigma_{6{,}3\ \mathrm{MeV}} = 19 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

In^{112}. ($T^{1/2}$ = 23 min.) et son isomère In^{112} ($T^{1/2}$ = 9 min.)

†) Voir les références données par Mattauch-Flammersfeld, Isotopenbericht (1949).

Le schéma de désintégration donné par BRADT†) ne contient pas le rapport d'embranchement de la désintégration. Ce rapport peut être estimé à l'aide de la théorie de Fermi, de même que les rapports f^K/f^{β^+}. La transition isomérique est presque entièrement convertie, par suite du grand Δl de la ligne γ. Avec un coefficient de conversion $\alpha = 90\%$, on obtient:

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 7{,}5 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

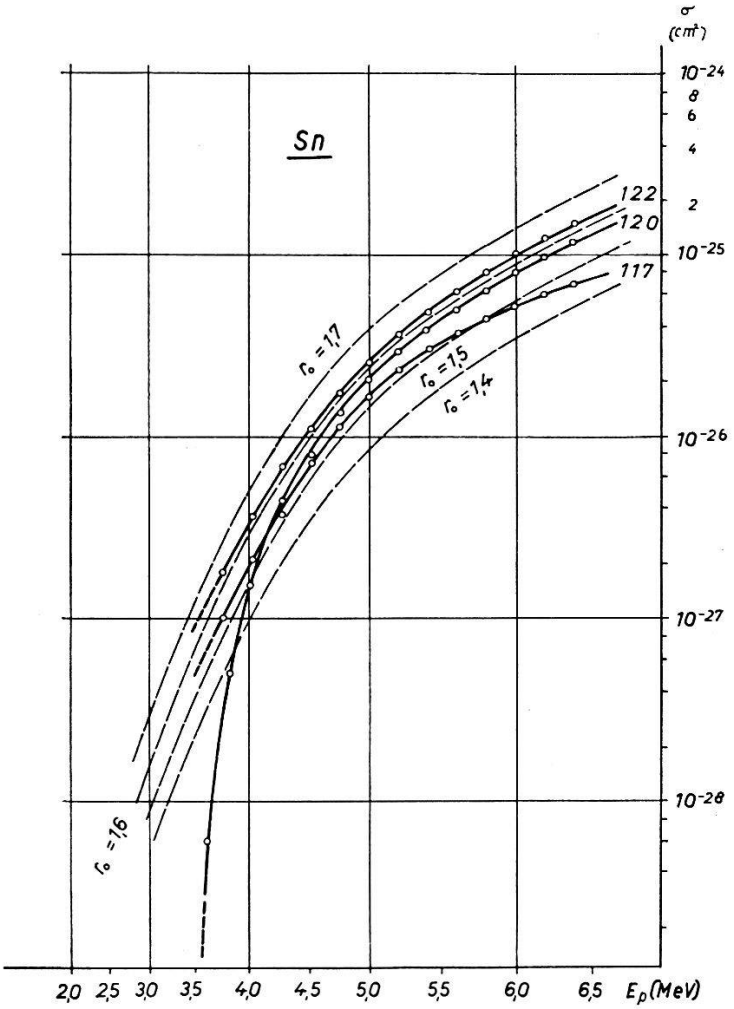

Fig. 9.

Courbes d'excitation des réactions Sn^{117} (p, n) Sb^{117}, Sn^{120} (p, n) Sb^{120}, Sn^{122} (p, n) Sb^{122}.

In^{114}. ($T^{1/2} = 48$ d).

La désintégration est assez bien connue[20]). Le mesure des électrons du spectre de 1,98 MeV et de la transition isomérique donne:

$$\sigma_{6,3\ \mathrm{MeV}} = 4{,}7 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

5. Sn (p, n) Sb.

Isotopes étudiés: Sn^{117}, Sn^{120}, Sn^{122}.
Epaisseur des feuilles: 6,0 mg/cm².

Sb^{117}. ($T^{1/2} = 2{,}8$ h).

Cet isotope se désintègre avant tout par capture K. Le schéma de désintégration n'est malheureusement pas connu. Nous avons mesuré, dans un spectrographe à lentille, plusieurs lignes γ et, entre autres, une *ligne de 155 keV* fortement convertie. (Les résultats détaillés seront publiés ultérieurement.) En nous basant sur nos résultats provisoires, nous avons:

$$\sigma_{6{,}3\ \mathrm{MeV}} = 7{,}0 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

Sb^{120}. ($T^{1/2} = 14{,}5$ min.).

Nous avons étudié le schéma de désintégration de cet isotope. (Il sera également publié ultérieurement.) En mesurant les positrons et leur rayonnement d'annihilation, on trouve:

$$\sigma_{6{,}3\ \mathrm{MeV}} = 12 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2$$

Sb^{122}. ($T^{1/2} = 2{,}63$ d).

Le schéma de désintégration est connu†). Une mesure des électrons donne pour la section efficace:

$$\sigma_{6{,}3\ \mathrm{MeV}} = 14 \quad 10^{-26}\,\mathrm{cm}^2.$$

IV. Considérations théoriques.

1. Rappel de la théorie des réactions nucléaires.

Dans les environs d'une résonance isolée, la réaction (p, n) peut être décrite par la formule de Breit-Wigner, donnée par plusieurs auteurs[22–26]):

$$\sigma_{pn}^{J} = \frac{\lambda^2 (2J+1)}{4\pi (2S+1)(2I+1)} \frac{\sum\limits_{l(J)} \Gamma_p^{J,l}\, \Gamma_n^{J}}{(E_p - E_r^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma^J)^2} \tag{12}$$

La longueur d'onde du proton incident s'exprime par

$$\frac{\lambda_p}{2\pi} = \lambda_p = \frac{1}{k_p}\sqrt{\frac{\hbar^2}{2 M_p' E_p}}$$

où M_p' est la masse réduite du proton et E_p son énergie cinétique.

Avec E_p en MeV et A pour le poids atomique du noyau initial de la réaction, on a:

$$\lambda_p = \frac{4{,}5 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{cm}}{\sqrt{E_p\,(\mathrm{MeV})}} \left(\frac{A+1}{A}\right)^{1/2}$$

Le facteur

$$\frac{2J+1}{(2S+1)(2I+1)}$$

représente un poids statistique. I est le spin du noyau initial, S celui de la particule incidente (dans notre cas $S = 1/2$), et J le spin du niveau de résonance excité dans le noyau intermédiaire. Dans le terme de résonance, Γ_p^J et Γ_n^J, les demi-largeurs se rapportent respectivement à la création (décomposition) de l'état intermédiaire par absorption (émission) du proton (neutron). Γ_p^J se compose des $\Gamma_p^{J,l}$ correspondant aux moments angulaires orbitaux de la particule incidente.

$\sum\limits_{l(J)}$ signifie que la sommation sur l n'est effectuée que pour les valeurs permises par la loi de conservation entre J, S et I. Une décomposition semblable pourrait être faite pour Γ_n^J en remplaçant I par le spin F du noyau final. La demi-largeur totale Γ^J décrit la désintégration du niveau intermédiaire par tous les modes possibles (émission de neutrons, protons, photons...) d'après la loi

$$\exp\left\{-\frac{\Gamma^J t}{\hbar}\right\}, \quad \text{où } \Gamma^J = (\Gamma_n^J + \Gamma_p^J + \Gamma_\gamma^J + \cdots).$$

L'énergie cinétique du proton pour la résonance est $E_p = E_r^J$; la formule (12) s'adapte à toute réaction (à l'exclusion de la diffusion élastique) par la substitution appropriée des indices p et n.

Dans toutes les expressions semblables à (12) Γ_n^J et Γ^J représentent la somme sur tous les niveaux possibles du noyau final associé. Par exemple, si le noyau résiduel a des niveaux de spin F et d'énergie d'excitation Δ^F, nous écrirons d'une manière symbolique:

$$\Gamma_n^J(E_n) = \sum_F \Gamma_n^{J,F}(E_n - \Delta^F) \tag{13}$$

Ici E_n est l'énergie maximum du neutron laissant le noyau résiduel dans l'état fondamental. Seuls, les termes où $(E_n - \Delta^F)$ est positif participent à la somme. Pour une réaction (p, n), $E_n = E_p - E_0$ si E_0 est l'énergie du seuil. De plus, des considérations statistiques sur

l'addition des moments angulaires F et S (spin du neutron émis) montrent que:

$$\Gamma_n^{J,F} = \sum_l a^{(JFl)} \Gamma_n^{JFl} \tag{14}$$

$$\left.\begin{aligned} a^{(JFl)} &= 1; \quad |J-F| < l < J+F \\ a^{(JFl)} &= \frac{F+1}{2F+1}; \quad l = J \pm \left(F + \frac{1}{2}\right) \\ a^{(JFl)} &= \frac{F}{2F+1}; \quad l = F - \left(J + \frac{1}{2}\right) \\ a^{(JFl)} &= 0 \text{ dans les autres cas} \end{aligned}\right\} \tag{14a}$$

Ici l représente le moment angulaire orbital du neutron émis. D'autre part, on admettra que Γ_n^{JFl} s'exprime par:

$$\Gamma_n^{JFl} = \Gamma_{n_0}^{JFl} \sqrt{E_n}\, T^l(E_n) \tag{15}$$

où Γ_n^{JFl} est un élément de matrice nucléaire indépendant de E_n, et $T^l(E_n)$ le facteur de transmission fourni par la mécanique ondulatoire pour la pénétration d'un neutron à travers la barrière de potentiel correspondant au moment angulaire l.

Des considérations analogues valent pour Γ_p^J, Γ_γ^J... et toutes les autres demi-largeurs contenues dans Γ^J si l'on transforme comme il se doit la structure des niveaux du noyau final et qu'on change certains facteurs dans (14) et (15). Dans l'analyse présente, $\Gamma^J \approx \Gamma_n^J + \Gamma_p^J$ puisque tous les autres processus en compétition peuvent être négligés. Pour Γ_p^J les équations (13) — (15) restent valables si l'on remplace T^l par P^l, la fonction de pénétration appropriée au champ de Coulomb.

Si la détermination expérimentale de E_p n'est pas assez précise pour séparer chaque niveau de résonance, l'équation (12) devra être ramenée à une moyenne effectuée sur un certain nombre de résonances voisines. Supposons que dans le domaine d'énergie considéré $D^J \gg \Gamma^J$ soit la distance moyenne entre les niveaux de résonance de moment angulaire J. La section efficace moyenne est alors:

$$\langle \sigma_{pn}^J \rangle = \pi \lambda_p^2 \frac{2J+1}{2(2I+1)} \sum_{l(J)} \Gamma_p^{J,l} \Gamma_n^J \frac{1}{D^J} \int_{E_p - D^J/2}^{E_p + D^J/2} \frac{d E_n^J}{(E_p - E_n^J)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma^J)^2} \tag{16}$$

Comme $D^J \gg \Gamma^J$, nous pouvons remplacer les limites de l'intégrale

par $-\infty$ et $+\infty$ en ne faisant qu'une erreur petite, de sorte que:

$$\langle \sigma_{pn}^J \rangle = 2\,\pi^2\,\lambda_p^2 \frac{2\,J+1}{2\,(2\,I+1)} \sum_{l(J)} \frac{\Gamma_p^{J,l}\,\Gamma_n^J}{D^J\,\Gamma^J} \tag{17}$$

La section efficace moyenne totale se trouve en effectuant la somme sur tous les J possibles, de 0 à ∞. Si certaines valeurs de J n'existent pas dans le domaine d'énergie considéré, on en tiendra compte dans (17) en donnant au D^J correspondant une valeur exceptionnellement grande.

On peut montrer[22–26]) que pour la formation du noyau intermédiaire $\Gamma_p^{J,l}$ est proportionnel à la fonction de pénétration de Coulomb $P^l = \frac{1}{|\varphi^l(R)|^2}$ où $\varphi^l(R)$ est la fonction d'onde d'une onde plane entrant dans le champ de Coulomb, prise à R, le rayon nucléaire. Il y a en outre des indications[26])[27]) montrant que $\Gamma_p^{J,l} \sim D^J$ tout au moins dans la région où $D^J \gg \Gamma^J$.

Nous pouvons donc écrire:

$$\langle \sigma_{pn}^J \rangle = \pi\,\lambda_p^2 \frac{2\,J+1}{2\,(2\,I+1)} \left(\frac{\Gamma_n^J}{\Gamma^J}\right) \sum_{l(J)} P^l(E_p)\,\xi^{J,l}(E_p) \tag{18}$$

$$\xi^{J,l}(E_p) = 2\,\pi \frac{\Gamma_p^{J,l}(E_p)}{P^l(E_p)\,D^J(E_p)} \tag{18a}$$

On suppose ici que $\xi^J(E_p)$ est une fonction variant relativement lentement par rapport à P^l, D^J et même $\lambda_p^2 \sim E_p^{-1}$. Dans la région de faible énergie, où $D^J \gg \Gamma^J$, il est certain[22–27]) que le terme principal de $\xi^{J,l}$ est proportionnel à $\sqrt{E_p}$. Pour de plus grandes énergies, où $D^J \approx \Gamma^J$ l'allure de $\xi^{J,l}$ devient beaucoup plus compliquée et dépend du modèle utilisé pour le noyau[28]). $(\Gamma_n^J/\Gamma^J) = \eta_n^J$ représente la probabilité relative que le noyau intermédiaire émette un neutron.

$\xi^{J,l}(E_p)$ a une signification physique simple. Supposons tout d'abord que $\xi^{J,l}(E_p) = \xi^l(E_p)$ soit indépendant de J. La section efficace totale sera alors, en tenant compte de (18):

$$\sigma_{pn} = \sum_J \sigma_{pn}^J = \pi\,\lambda_p^2 \sum_{J=0}^{\infty} \frac{2\,J+1}{2\,(2\,I+1)}\,\eta_n^J \sum_{l(J)} P^l(E_p)\,\xi^l(E_p) \tag{19a}$$

En supposant de plus que $\eta_n^J = \overline{\eta}_n$ et renversant l'ordre des sommations sur l et J nous avons:

$$\sum_{J(l)} \frac{2\,J+1}{2\,(2\,I+1)} = (2\,l+1)$$

où $J(l)$ est l'ensemble des J permis par les règles de sélection pour un l et I donnés. Ainsi:

$$\sigma_{pn} = \bar{\eta}_n \pi \lambda_p^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\, \xi^l(E_p)\, P^l(E_p) = \bar{\eta}_n \sum_l \xi^l(E_p)\, \sigma_p^l(E_p) \qquad (19b)$$

Dans l'équation (19b) $\bar{\eta}_n$ représente la probabilité relative moyenne de l'émission d'un neutron et $\sigma_p^l(E_p)$ est la section efficace géométrique du noyau pour des protons d'énergie E_p et de moment angulaire orbital l. C'est pourquoi $\xi^l(E_p)$ peut être interprété, d'une manière classique[22) 29) 31)], comme la «sticking probability» probabilité qu'ont les protons incidents de moment l de former un noyau intermédiaire après avoir atteint la surface du noyau. D'après cette représentation classique $\xi(E_p)$ devrait rester plus petit ou égal à 1, pour toutes les énergies et devrait être voisin de 1 pour un E_p suffisamment grand (correspondant à une énergie d'excitation du noyau intermédiaire de l'ordre de 8 à 10 MeV). Ce qui suit montre cependant que cette notion doit être modifiée.

De même, on pourra noter $\xi^{J,l}(E_p)$ pour la «sticking probability» de formation d'un noyau intermédiaire de spin J par un proton de moment angulaire orbital l.

2. *Probabilité d'adhésion (Sticking probability).*

L'équation (18) a été déduite plus haut, dans l'hypothèse que $\Gamma^J / D^J \ll 1$. Il est cependant évident que cette formule est valable pour tout Γ^J / D^J à condition que $\xi^{J,l}(E_p)$ soit défini d'une manière adéquate. Dans les cas où E_p est très grand, c'est-à-dire quand $\Gamma^J / D^J \gg 1$ on peut mettre $\xi^{J,l}$ sous une forme explicite au moyen d'un modèle simple[30)] et fort plausible. Pour une grande énergie, le noyau peut être considéré comme un milieu où l'absorption est très grande de sorte qu'il n'y a pas de réémission des particules incidentes après leur capture. Dans ce cas, on obtient:

$$P^l(E_p)\, \xi^{J\,l}(E_p) = \frac{4y}{|v_l|^2 + 2y + y^2 |v_l'|^2} \qquad y = \sqrt{\frac{E_p}{V_0 + E_p}} \qquad (20)$$

où $V_0 \approx 20$ MeV est l'énergie potentielle du nucléon dans le noyau. Dans la notation de la référence[30)],

$$v_l = \varphi_l^* = |v_l|\, e^{i\delta_l}$$

$$\frac{d v_l}{d(kr)} = |v_l'|\, e^{i\delta'_l}$$

On peut écrire la fonction v_l et ses dérivées en séparant les parties réelles et imaginaires:

$$v_l = R + i\,I;\; v_l' = R' + i\,I' \qquad \frac{|v_l'|^2}{|v_l|^2} = \frac{R'^2 + I'^2}{R^2 + I^2} \tag{21}$$

On peut se contenter ici de l'approximation de WKB puisque ces expressions, dépendant du modèle et du rayon nucléaire, ne sont pas connues avec précision. Il vient alors:

$$\frac{|v_l'|^2}{|v_l|^2} \approx \frac{1}{E_p}\,|\,V^l(R) - E_p\,| \tag{22}$$

$$V^l(R) = \frac{Z e^2}{R}\left(\frac{A+1}{A}\right) + \frac{l\,(l+1)}{R^2}\,\frac{\hbar^2}{2\,M}\left(\frac{A}{A+1}\right) \tag{22a}$$

$V^l(R)$ est la barrière de potentiel à la surface du noyau, y compris la force centrifuge et la force de Coulomb. Il est à remarquer que (22) est valable pour $E_p \lessgtr V^l(R)$ et est moins exacte pour $E_p \approx V^l(R)$. Tenant compte du fait que $1/|v_l|^2 \equiv P^l$, on obtient avec (20):

$$\xi^l(E_p) \approx \frac{4\,y}{1 + 2\,y\,P^l + \dfrac{|V^l - E_p|}{V_0 + E_p}} \tag{23}$$

Dans le cas contraire, lorsque les niveaux sont complètement séparés, la probabilité d'adhésion peut être donnée explicitement, comme en (18a). D'après la référence[26]) il est plausible d'écrire la règle générale:

$$\frac{\Gamma_p^{J,l}}{D^J} \approx \frac{2}{\pi}\,y\,P^l$$

de sorte que pour $\Gamma^J/D^J \ll 1$

$$\xi^l(E_p) = 4\,y \tag{24}$$

Les fonctions (23) et (24) sont dessinées (figure 10a, b) pour les cas du Cu^{63} et du Cd^{112}. En ligne pointillée, on a dessiné $\bar{\xi}$, la probabilité d'adhésion moyenne. Pour l'équation (24) $\bar{\xi} = \xi^l$.

Il y a naturellement une région intermédiaire où $\Gamma^J \approx D^J$ et où ni l'une ni l'autre des approximations ne sont bonnes. Par bonheur, cette région de transition n'est probablement pas très étendue pour la plupart des noyaux et dépend du seuil d'énergie E_0 pour l'émission de neutrons. Pour $E_0 \lesssim E_p \lesssim (E_0 + 1$ à 2 MeV), Γ_n^J et, de ce fait, Γ^J augmente rapidement avec E_p, le terme le plus grand allant comme $\sqrt{E_p - E_0}$. Une augmentation aussi rapide de Γ^J/D^J ne se produit

que dans ce domaine et correspond donc au passage de (24) à (23). En se basant sur le peu de connaissances dont on dispose sur la largeur et la densité des niveaux nucléaires, on peut admettre que, pour des noyaux de la région du Cu^{63}, $\Gamma^J/D^J \ll 1$ pour E_0 (seuil) et $\gtrsim 1$ pour $(E_0 + 0{,}5\ \mathrm{MeV})$. Pour des noyaux de la région du Cd^{112} $\Gamma^J/D^J \ll 1$ pour E_0 et $\gtrsim 1$ pour $(E_0 + 1\ \mathrm{MeV})$.

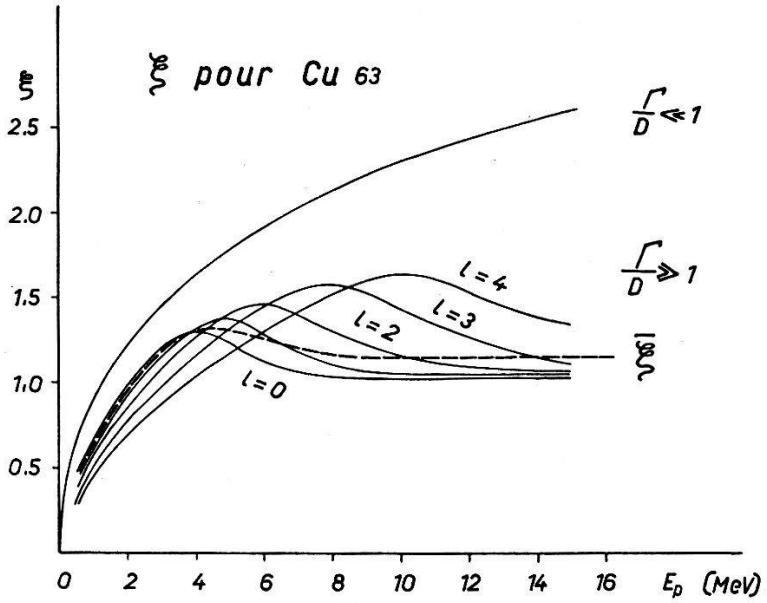

Fig. 10a.
Probabilité d'adhésion pour protons. Cu^{63}.

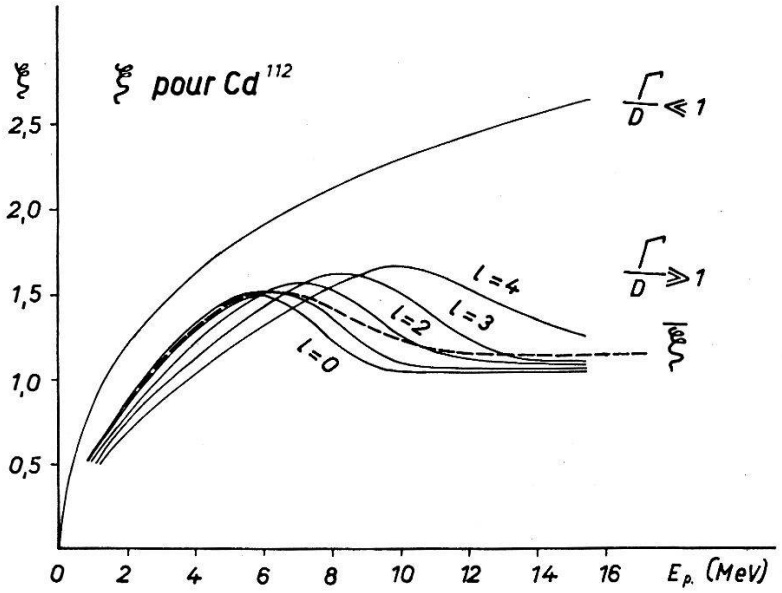

Fig. 10b.
Probabilité d'adhésion pour protons. Cd^{112}.

Ainsi, pour la discussion qui suit, nous admettrons que la région de transition a une largeur de 1—2 MeV et que sa limite inférieure se trouve au seuil de la réaction (p, n). Les courbes pour $\bar{\xi}$ sont suf-

fisamment indépendantes de Z et A de sorte que nous pouvons prendre $\bar{\xi}$ de la figure 10 a pour tous les isotopes du Cu et du Zn et de la figure 10b pour tous les isotopes du Ag, Cd, Sn. Les courbes calculées sont adaptées aux courbes mesurées en prenant $\bar{\xi}$ dans (23) pour des énergies dépassant le seuil de 2 MeV. Pour le domaine d'énergie inférieure (jusqu'au seuil), σ est calculé dans (24) avec la même valeur de r_0. La situation n'est ainsi pas tout à fait satisfaisante en ce qui concerne le calcul de $\bar{\xi}$ mais l'incertitude est limitée tant dans son étendue que dans son importance.

Remarquons que dans les deux équations (23) et (24) ξ^l peut augmenter jusqu'à la valeur limite de 4. La figure 10 montre que pratiquement $\xi^l < 2$. Plusieurs résultats expérimentaux[29] [31]), indiquaient déjà pour $\bar{\xi}$ une valeur dépassant 1. Du reste, l'équation (23) montre que pour $E_p \to \infty$ $\bar{\xi} \to 4 \ln {}^4/_3 = 1{,}15$ de sorte que même pour les plus hautes énergies où le modèle statistique est valable, $\bar{\xi}$ ne se rapproche pas de la limite classique 1. Il faut cependant remarquer qu'il n'existe aucun argument théorique contre un $\xi > 1$. Le concept de «probabilité d'adhésion» n'a de sens physique que par rapport à un modèle classique et c'est dans ce cas seulement qu'on doit s'attendre à un $\xi \leqq 1$. Mais les sections efficaces dépendent fortement de la barrière de pénétration, phénomène non classique. Il n'y a donc pas lieu de s'étonner que ξ^l dépende également des fonctions de pénétration, comme on le voit dans (23) et puisse prendre des valeurs non classiques > 1 tant que $E_p \gg V^l(R)$. Dans le produit $\sigma^l \xi^l$ les deux facteurs ont un comportement classique (ou non classique) dans la même région d'énergie, et l'on ne peut affirmer que l'un des facteurs est classique tandis que l'autre ne l'est pas.

3. *Méthodes de calcul.*

Les fonctions de pénétration P^l ont été obtenues par la méthode suivante, ne donnant que des valeurs approximatives, mais permettant und bonne estimation des erreurs commises. Konopinski et Bethe[31]) donnent und formule approchée pour le calcul de σ_p:

$$\sigma_p = \pi \lambda_p^2 \sum (2l+1)\, P^l(Z, R;\, E_p) \tag{25}$$

où $R = r_0 A^{1/3}$ est le rayon nucléaire. Weisskopf[32]) donne des valeurs de σ_p calculées avec une approximation un peu différente pour quelques Z, A et r_0. Pour ces cas précis, il est possible de comparer les courbes d'après Konopinski et Bethe à celles de Weisskopf (respectivement σ^{KB} et σ^W). Les courbes sont presque

parallèles dans un grand domaine d'énergie, au-dessus et en dessous de la barrière de Coulomb, σ^W étant plus grand que σ^{KB}. La différence relative peut être exprimée par:

$$2\,\varepsilon = \frac{\sigma^W - \sigma^{KB}}{\sigma^{KB}} \tag{26}$$

et a été dessinée en fonction de Z dans la figure 11.

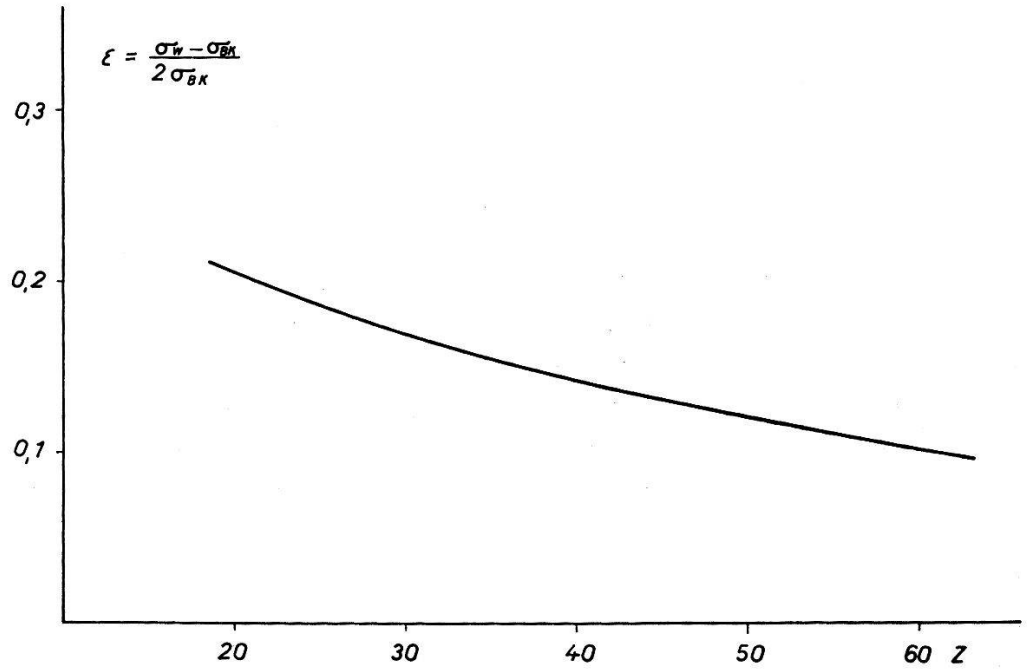

Fig. 11.
Différence relative de σ^W et de σ^{KB}.

Les courbes de σ^{KB} et σ^W ne sont pas parallèles au voisinage de la barrière ($0{,}8 \lesssim E_p/B' \leqq 1{,}2$). σ^W présente une bosse convexe et σ^{KB} une discontinuité. Si l'on nivelle les deux courbes dans ce domaine, on trouve pour ε la même valeur que celle trouvée pour des E_p/B' plus grands et plus petits. Ainsi, ε est à peu près une constante dans le domaine $0{,}5 \leqslant E_p/B' \lesssim 1{,}5$.

Dans le cas général où il était impossible d'établir la comparaison entre σ^W et σ^{KB}, nous avons procédé de la manière suivante: nous avons calculé σ^{KB} d'après la référence[32]) et tracé une courbe monotone dans la région de la barrière, de $E_p/B' = 0{,}8$ à $1{,}2$. Ensuite, toute la courbe a été augmentée d'un facteur donné par la figure 11, ce facteur étant également pris comme mesure de l'erreur. Ainsi

$$\sigma_p = \sigma^{KB}(1 + \varepsilon) \pm \varepsilon\,\sigma^{KB} \tag{27}$$

où le second terme représente l'erreur. Cette formule a été utilisée pour calculer toutes les courbes de comparaison aux mesures.

Remarquons ici que l'erreur ε n'est pas grande par rapport aux inexactitudes des mesures.

Les sections efficaces partielles σ_p^l correspondant à des protons incidents de moment l ont été calculées à l'aide des formules de la référence[32]) pour P^l/P^0 et en normant les résultats de sorte que:

$$\sigma_p = \sum_l \sigma_p^l = \pi \lambda^2 P^0 \sum_l (2l+1) \frac{P^0}{P^l} \tag{28}$$

Pour l'étude plus détaillée du Cu^{63}, les σ_p^l ont été calculées pour $l = 0$ jusqu'à $l = 5$. On trouve que $1/2\, \sigma^1 \approx \sigma^0 > \sigma^2 > \cdots > 100\, \sigma^5$.

La probabilité relative qu'un neutron soit émis est

$$\eta_n^J = \Gamma_n^J / (\Gamma_p^J + \Gamma_n^J + \Gamma_\gamma^J + \cdots),$$

les autres réactions en compétition, telles que l'émission de particules α pouvant être négligées pour de telles énergies d'excitation. Le terme Γ_γ^J, demi-largeur partielle pour l'émission d'un rayon γ, est approximativement une constante indépendante de l'énergie d'excitation, petite par rapport à Γ_n^J et Γ_p^J. Les quelques données expérimentales[26])[27]) dont on dispose montrent que pour des noyaux voisins du Cu $\Gamma_\gamma^J \leqslant \Gamma_n^J$ ($E_n = 50$ eV) et pour des noyaux voisins du In $\Gamma_\gamma^J \approx \Gamma_n^J$ ($E_n = 3{,}6$ keV). Dans nos expériences, E_n est mesuré en MeV. Ainsi, Γ_γ^J peut être toujours négligé et nous écrirons:

$$\eta_n^J = \frac{\Gamma_n^J}{\Gamma_n^J + \Gamma_p^J} \tag{29}$$

En calculant Γ_n^J et Γ_p^J d'après les formules (13) — (15), nous admettons que

$$\Gamma_{p_0}^{JFl} = \Gamma_{p_0}^l, \qquad \Gamma_{n_0}^{JFl} = \Gamma_{n_0}^l$$

indépendamment de J et F. Ceci est une approximation, mais le modèle statistique permet de croire que les exceptions à cette règle ne seront pas importantes. (Du reste, on ne connaît rien au sujet de ces éventuelles variations.) Ceci dit, nous obtenons $\Gamma_p^{JFl}(E_p)$ directement à partir des $\sigma_p^l(E_p)$ de l'équation (24) par la relation:

$$\frac{\Gamma_p^{JFl}(E_p)}{\Gamma_{p_0}^l} = \sqrt{E_p}\, P^l = \frac{\sqrt{E_p}\, \sigma_p^l}{\pi \lambda_p^2 (2l+1)} \tag{30}$$

Le procédé que nous venons d'exposer est en tout cas plus sûr que celui qui consisterait à calculer P^l directement à partir de la référence[32]).

D'une manière analogue, la demi-largeur pour l'émission de neutrons est donnée par:

$$\frac{\Gamma_n^{JFl}(E_n)}{\Gamma_{n_0}^l} = \sqrt{E_n}\, T^l(E_n) \tag{31}$$

où E_n est l'énergie cinétique d'un neutron et $T^l(E_n)$ le coefficient de transmission pour la pénétration de la barrière du moment angulaire, sans forces de Coulomb. Il va de soi que $T^l \equiv 1$ quand le moment angulaire est nul. Pour $l \neq 0$ on a l'expression[26]):

$$T^l \approx \left\{\frac{x^l}{(2\,l-1)\,(2\,l-3)\cdots 3\cdot 1}\right\}^2 \quad \text{pour } T^l \ll 1 \tag{32}$$

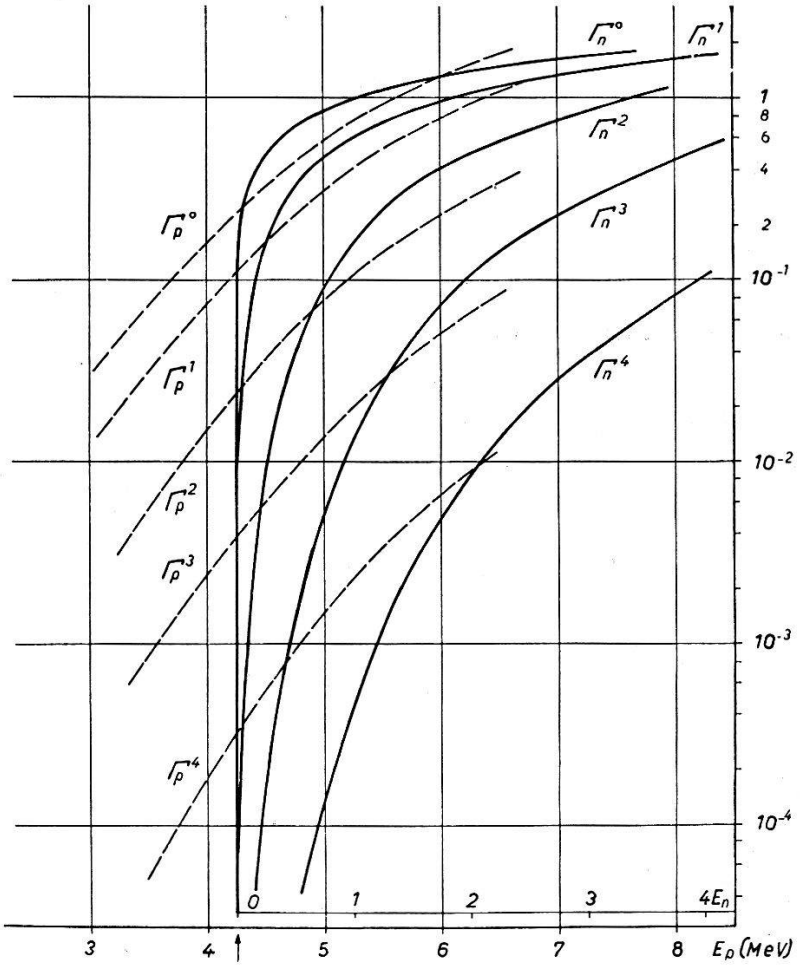

Fig. 12.

$\Gamma_n^{JFl}/\Gamma_{n_0}$ et $\Gamma_p^{JFl}/\Gamma_{p_0}$ pour le Cu^{63}. Seuil à 4,22 MeV.

Dans cette formule

$$x = kR \text{ avec } k = \sqrt{\frac{2\,M\,E_n}{\hbar^2}\,\frac{A}{A+1}}\ ; \qquad R = r_0\,A^{1/3}$$

A est le poids atomique du noyau initial (ou final).

Comme exemple, les courbes de $\Gamma_n^{JFl}/\Gamma_{n_0}^l$ et $\Gamma_p^{JFl}/\Gamma_{p_0}^l$ sont représentées dans la figure 12, pour le cas du Cu^{63} comme noyau initial, en tenant compte du seuil situé à 4,22 MeV. La valeur de r_0 en accord avec les mesures de réaction (p, n) a été choisie égale à $1{,}48 \cdot 10^{-13}$ cm.

Toutes les considérations basées sur un modèle statistique montrent que $\Gamma_{p_0}^l \approx \Gamma_{n_0}^l \approx \Gamma_0$, c'est-à-dire que les différences de moment angulaire et de force de Coulomb ne se font remarquer qu'en dehors de la surface du noyau. La figure 12 nous fait voir une particularité en accord avec cette supposition: Γ_p et Γ_n sont souvent du même ordre de grandeur pour un certain l bien qu'on ait en plus la barrière de Coulomb $B = 7{,}2$ MeV pour les protons. Ceci provient du fait que les protons ont une énergie cinétique supplémentaire de 4,22 MeV qui joue un rôle appréciable pour la décomposition du noyau intermédiaire, tout au moins pour les énergies voisines du seuil.

On calcule Γ^J selon les formules (13)—(15) à l'aide des expressions Γ^{JFl}. On effectue la somme sur tous les l, F et tous les Δ^F possibles du noyau final. Pour le calcul de Γ_p^J il est possible de simplifier sensiblement le calcul au moyen d'approximations n'introduisant que des erreurs de l'ordre de quelques pourcents. Une telle simplification ne peut être faite pour le calcul de Γ_n^J. La méthode est exposée plus bas, dans le calcul détaillé s'appliquant au Cu^{63}.

4. *Comparaison avec l'expérience.*

Les figures de la partie expérimentale de ce travail contiennent les valeurs mesurées et les valeurs calculées de σ_{pn}. Le calcul des courbes est effectué d'après (19b) et $\bar{\eta}_n = 1$ avec le $\bar{\xi}$ donné par l'équation (24).

Si l'on compare les courbes mesurées aux courbes calculées, on voit deux particularités importantes: premièrement, bien qu'il y ait un bon accord pour les énergies situées assez loin du seuil, les courbes expérimentales passent au-dessous des courbes calculées aux énergies d'environ 1 à 1,5 MeV au-dessus du seuil. Cette caractéristique semble être générale et s'appliquer à chaque noyau. Les isotopes pour lesquels cette particularité n'est pas évidente sont ceux dont le seuil est si bas que la barrière de Coulomb masque l'observation dans cette région. Ce fait peut être expliqué par une variation de $\bar{\eta}_n$ avec E_n comme le fait voir la figure 13.

Ainsi, il faut admettre une augmentation lente de $\bar{\eta}_n$ immédiatement au-dessus du seuil. L'allure «normale» à laquelle on doit

s'attendre pour une réaction dans laquelle le seuil est $E_s \lesssim 0$ est également dessinée dans la figure 13. L'allure de la courbe 13 doit être rapprochée du fait signalé au sujet des courbes 12: Γ_p^l et Γ_n^l ont à peu près le même ordre de grandeur, à cause de la différence dans les énergies des seuils. Ceci n'est pas le cas pour les réactions avec $E_s \lesssim 0$ où $\Gamma_p^l \ll \Gamma_n^l$ et où le seul facteur en compétition est Γ_γ. Γ_γ lui-même devient négligeable par rapport à Γ_n pour les

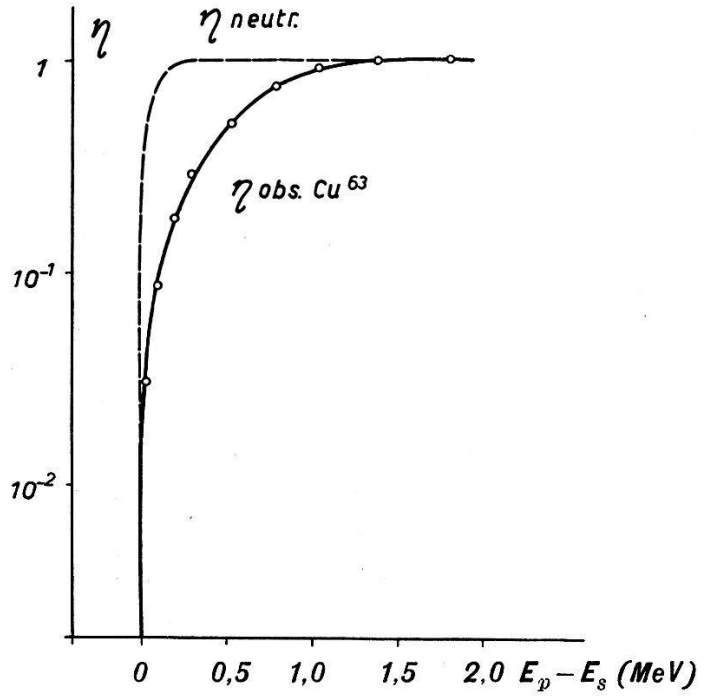

Fig. 13.

Variation observée de $\bar{\eta}$ pour la réaction (p, n) et allure de $\bar{\eta}$ pour des réactions à seuil «normal» $E_s \lesssim 0$.

petites énergies, comme nous l'avons montré. Plus bas, on trouvera un essai plus quantitatif de calcul dans les environs du seuil, pour le Cu^{63}.

Le seconde particularité des courbes mesurées réside dans le fait qu'il faut des valeurs différentes de r_0 pour chaque isotope d'un même élément pour obtenir le σ_{pn} mesuré aux grandes énergies. Il semble qu'il s'agisse là d'un fait réel ne pouvant être expliqué par les erreurs de mesure possibles.

5. *Le cas du* Cu^{63}.

La mesure de la fonction d'excitation du Cu^{63} est spécialement précise. Le seuil étant élevé, l'échelle d'énergie est facile à déterminer (le straggling est faible), et la mesure de la courbe d'excitation peut se faire très près du seuil. Le schéma de désintégration est

connu avec beaucoup de certitude. C'est pourquoi il est intéressant de calculer $\overline{\eta}_n$ d'une manière détaillée. Ecrivons l'équation (19a) de la manière suivante:

$$\sigma_{pn} = \sum_J \sigma_p^J \eta_n^J$$

$$\sigma_p^J = \pi \lambda_p^2 \frac{2J+1}{2(2I+1)} \sum_{l(J)} P^l(E_p)\, \xi^l(E_p) = \frac{2J+1}{2(2I+1)} \sum_{l(J)} \sigma^l \xi^l \qquad (33)$$

où η_n^J est donné par (29) et σ^l par la méthode exposée dans le paragraphe 3. Dans ces calculs, on se sert de l'équation (23) pour ξ^l.

Pour déterminer Γ_n^J dans le calcul de η_n^J, on utilise les courbes de la figure 12 et les équations (13)—(15). Il faut tenir compte, pour les énergies dépassant le seuil de 0,5—1,0 MeV du fait qu'après l'émission du neutron, le noyau de Zn^{63} peut être dans un état excité. Puisque l'on ne sait rien de ces niveaux, on est amené à faire, au sujet de leur énergie et de leur spin, les suppositions les plus plausibles. Il est clair que, par un choix approprié de ces niveaux, il est possible de reproduire toute courbe expérimentale. Ce choix n'est probablement pas univoque. Cependant, il est probable que, dans un noyau de poids atomique 63, le premier niveau excité se situe au moins à 0,5—1,0 MeV au-dessus de l'état fondamental. Ainsi, pour cette région d'énergie, seul l'état fondamental entre en considération. Le spin de cet état fondamental est un paramètre de plus à choisir. L'analyse présente consiste à essayer différentes valeurs de F pour trouver celle qui s'adapte le mieux aux mesures dans le domaine de 0—1 MeV au-dessus du seuil de la réaction.

Dans le calcul de Γ_p^J, on ne peut pas supposer que seul l'état fondamental joue un rôle dans l'équation (13). Le proton émis peut laisser au noyau une énergie d'excitation allant jusqu'à 4 ou 5 MeV. Cette énergie est fort peu probable à cause de la barrière de Coulomb. Cependant une contribution appréciable est fournie par les premiers niveaux du noyau final. Dans le calcul présent, on peut se contenter d'une approximation pour tenir compte des niveaux excités et cela sans erreur importante. D'après la figure 12, on peut se rendre compte que dans le domaine de 4—6 MeV, les courbes

$$\Gamma_p^{JFl} / \Gamma_{p_0}^l = \gamma^l(E_p)$$

ont toutes à peu près la même forme. C'est pourquoi, on peut écrire:

$$\gamma^l(E_p) \approx M^l \gamma^0(E_p) \qquad (34)$$

où M est une constante. Pour $E_p = 5$ MeV on a:

$$M^0 = 1 \quad M^1 = 0{,}66 \quad M^2 = 0{,}28 \quad M^3 = 0{,}098 \quad M^4 = 0{,}024 \qquad (34a)$$

Le maximum de l'erreur commise par l'approximation (34) pour le calcul de Γ_p^J dans le domaine de 4—6 MeV est de l'ordre de 6% et est négligeable, comparé aux incertitudes théoriques.

Pour effectuer la somme (13) sur les niveaux F du noyau final, on peut écrire d'après la figure 12 l'approximation suivante:

$$\gamma^0(E_p) = e^{1,5\,(E_p - 5,3)} \tag{35}$$

où E_p est donné en MeV. Cette dernière approximation est précise à plus de 5% dans le domaine $3 < E_p < 5$ MeV, région d'énergie où les niveaux excités jouent le rôle le plus considérable. Avec (13), (14) devient:

$$\Gamma_p^J(E_p) = \gamma^0(E_p) \sum_F e^{-1,5\,\Delta^F} \sum_l a^{(JFl)} M^l \Gamma_{p_0}^l \tag{36}$$

En appelant D^F la distance moyenne des niveaux inférieurs de spin F, on a:

$$\sum_F e^{-1,5\,\Delta^F} \longrightarrow \int_0^\infty \frac{dE^F}{D^F}\, e^{-1,5\,E^F} = \frac{1}{1,5\,D^F}$$

La courbe de σ_{pn} est extrêmement peu sensible à la répartition des spins F des niveaux inférieurs. Pour fixer les idées, nous supposerons que seuls les niveaux $F = 1/2\ \ 3/2\ \ 5/2\ \ 7/2$ existent et que la distance moyenne d'un niveau à l'autre est de D, indépendamment des spins. Avec l'hypothèse statistique habituelle, $\Gamma_{p_0} \approx \Gamma_{n_0}$ on obtient à partir des équations (14a), (34a) et (36):

$$\Gamma_p^J(E_p) = \gamma^0(E_p)\, \Gamma_{p_0} \frac{N^J}{D(\mathrm{MeV})} \tag{37}$$

$N^0 = 0,35$ $\quad N^1 = 0,94$ $\quad N^2 = 1,10$ $\quad N^3 = 1,05$

$N^4 = 0,70$ $\quad N^5 = 0,29$

et donc:

$$\eta_n^J = \left[1 + \frac{A\,N^J \gamma^0(E_p)}{\Gamma_n^J(E_n)/\Gamma_{n_0}}\right] \qquad A = \frac{\Gamma_{p_0}}{\Gamma_{n_0}} \frac{1}{D(\mathrm{MeV})} \tag{38}$$

Dans l'expression (38), $\Gamma_n^J(E_n)$ peut être pris de la figure 12 et des équations (13)—(15) avec $\Gamma_{n_0}^{JFl} = \Gamma_{n_0}$. C'est pourquoi il ne reste qu'une seule constante arbitraire A dans l'expression finale. Supposons encore que $\Gamma_{p_0} \approx \Gamma_{n_0}$ et que $D \approx 0,6$ MeV. Ainsi A sera déterminé à un facteur 2 près environ.

La figure 14 contient les résultats de ces calculs. On remarque que pour le Zn^{63} le meilleur accord avec les mesures est donné pour $F = 3/2$ ou $F = 5/2$. L'accord est moins bon pour $F = 1/2$ et $F = 7/2$. $F = 9/2$ semble pouvoir être exclu.

Il faut rappeler ici que les courbes calculées ne sont pas absolu-

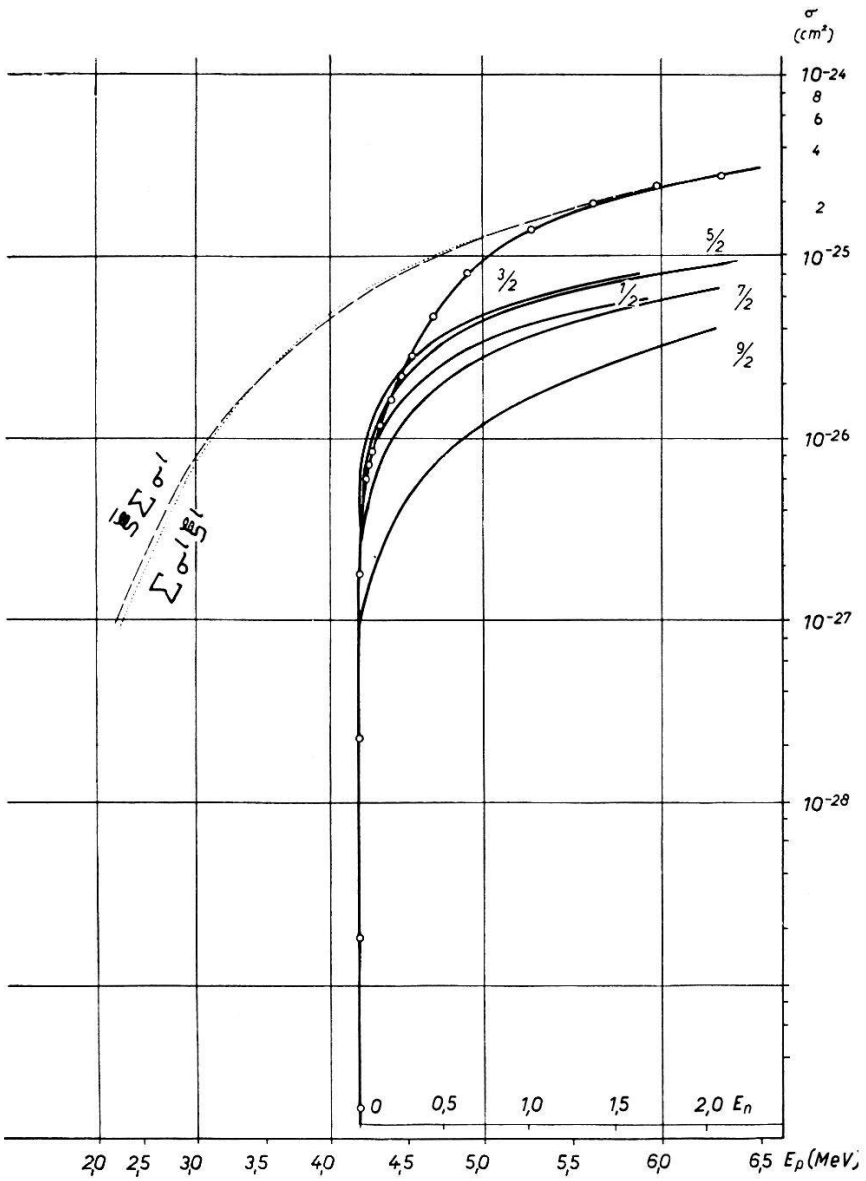

Fig. 14.

σ calculé dans les environs du seuil pour le Cu^{63}.

ment certaines, en particulier à cause du choix de la constante A. Notons cependant que les valeurs de $F = 3/2$ ou $5/2$ données par cette comparaison sont justement celles auxquelles on doit s'attendre d'après le "Shell model" [33]). Pour pouvoir indiquer avec plus d'exactitude la valeur de la constante A, il faudrait avoir plus de

précisions sur la diffusion inélastique des protons de 4—5 MeV par le Cu^{63}.

Les calculs présentés ici ne tiennent pas compte de la conservation de la parité du système initial de la réaction au système final. Il faudrait pour cela faire des hypothèses sur des grandeurs complètement inconnues. L'erreur résultant dans nos calculs est de l'ordre de 3—6% et est largement dépassée par l'incertitude de la valeur de A. Pour estimer l'erreur commise en choisissant une distribution des niveaux F, nous avons refait le calcul en prenant uniquement le niveau $F = 3/2$. La différence est alors de 4%.

Nous n'avons pas répété ces calculs pour un autre élément que le Cu^{63}, car dans aucun autre cas il n'est possible d'avoir une mesure aussi précise dans le voisinage immédiat du seuil. Pour le domaine situé au-dessus du seuil, il serait possible de comparer les mesures à la théorie en utilisant une formule élémentaire pour $\bar{\eta}_n$ telle que

$$\bar{\eta}_n = \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}_n + \bar{\Gamma}_p}$$

dans l'espoir d'obtenir quelques informations sur l'espacement des niveaux inférieurs. Ici $\bar{\Gamma}_n$ et $\bar{\Gamma}_p$ représenteraient des demi-largeurs moyennes sur tous les J. Il faudrait alors écrire dans (13)

$$\sum_F \longrightarrow \int \frac{dE}{D}$$

Alors, $\bar{\Gamma}_n \sim \Gamma_{n_0}/D_n$, $\bar{\Gamma}_p \sim \Gamma_{p_0}/D_p$ et il serait possible d'obtenir, à partir des courbes expérimentales, le paramètre

$$\left(\frac{\Gamma_{n_0}}{\Gamma_{p_0}} \cdot \frac{D_p}{D_n}\right)$$

Ce paramètre doit être de l'ordre de 1 et ne semble pas présenter un intérêt suffisant pour justifier le travail exigé par le calcul.

6. *Les variations de r_0.*

Considérons la variation de r_0 pour les différents isotopes d'un même élément*). La variation de r_0 semble suivre les règles suivantes:

a) les noyaux ayant un nombre de neutrons N impair (Cd^{111}, Cu^{65}) ont un r_0 exceptionnellement grand.

*) Nous laissons de côté le cas du Sn, car les inexactitudes expérimentales sont relativement grandes.

b) pour les noyaux se différenciant par deux neutrons (Ag^{107}, Ag^{109}, Cd^{110}, Cd^{112}, Cd^{114}) r_0 diminue lorsque N augmente, sauf

c) le cas contraire qui se présente pour la paire du Cu^{63} et du Cu^{65}.

Ces remarques qualitatives s'accorderaient avec le «shell model»:

a) les neutrons n'allant pas par paire ont une liaison plus faible et augmentent le rayon nucléaire moyen.

b) lorsqu'une couche de neutrons est remplie, il est probable que le rayon nucléaire diminue, en analogie avec le rayon des ions lorsqu'une couche électronique se remplit.

c) le Cu^{63} est une exception, puisque la couche 1 f est complète. Ceci provoque une diminution du rayon nucléaire par rapport au Cu^{65} pour lequel la couche 2 p n'est que partiellement occupée.

Il va de soi que les considérations qui précèdent, n'étant appuyées que par peu d'exemples et semblant contredites dans le cas du Zn^{67} et Zn^{68}, ne doivent être considérées que comme des suggestions. Il faut cependant noter que, si elles sont vérifiées par des recherches systématiques, elles peuvent prendre beaucoup d'importance: le rayon de capture moyen, dans une réaction nucléaire, peut être considérablement influencé par la position d'un ou deux nucléons sans la participation immédiate de l'ensemble du noyau-cible. Ceci ne signifie pas que l'énergie d'excitation après la capture ne se distribue pas rapidement sur tous les nucléons, mais simplement que un ou deux nucléons peuvent provoquer le phénomène de la capture.

Si l'on veut comparer le rayon $r_0 = r_p$ obtenu à partir des sections efficaces pour les protons à r_n, rayon obtenu par les expériences faites avec des neutrons, il faut se souvenir que r_n est donné comme une moyenne pondérée sur tous les isotopes d'un élément.

Le tableau II donne les valeurs de r_p ainsi obtenues et les valeurs de r_n données par la référence [29]):

Tableau II.

Elément	r_n	r_p *)
Cu	1,38	1,43
Ag	1,45	1,48
Cd	1,48	1,47

*) Unité de longueur: 10^{-13} cm.

r_p a été calculé pour $E_p = 6{,}3$ MeV avec un $\bar{\xi} = 1{,}3$ pour le Cu et $\bar{\xi} = 1{,}5$ pour l'Ag et le Cd.

7. *Remarques finales.*

a) Pour une analyse comme celle présentée au paragraphe 5, il serait important d'avoir des données précises sur les niveaux d'excitation inférieurs du noyau initial et du noyau final de la réaction. Le calcul pourrait alors s'étendre à des énergies situées plus haut au-dessus du seuil. Les niveaux du noyau initial peuvent être déterminés par des mesures de diffusion inélastique de protons. Les niveaux du noyau radioactif final présentent plus de difficulté. On pourrait mesurer les protons émis dans les réactions (d, p) dans les cas où le noyau $(Z + 1, N - 2)$ est également stable. Il existe un grand nombre de paires $(Z, N) - (Z + 1, N - 2)$ stables. Le Cu^{63} ne fait malheureusement pas partie, en tant que noyau (Z, N) d'une de ces paires.

b) Pour déterminer le spin de l'état fondamental du noyau final (ou les spins des niveaux excités si l'on connaît leur énergie), il faudrait des mesures de la plus haute précision aux environs immédiats du seuil. Si les éléments en question ont beaucoup d'isotopes (le Sn ou le Cd par ex.), il faudrait pouvoir disposer d'isotopes séparés ou tout au moins enrichis dans une large mesure. Pour les mesures proposées sous a), il faudrait avoir à sa disposition des isotopes enrichis à des taux variables.

c) La variation de r_0 devrait être étudiée pour un plus grand nombre d'éléments. On pourrait ainsi voir si elle est liée à la structure en couches du noyau. A cet égard, les noyaux situées aux environs des «nombres magiques» offrent un intérêt particulier. Il serait peut-être possible de trouver une preuve de plus pour l'existence d'une structure en «sub-shell», telle qu'elle semble exister pour le Cu^{63} et le Cu^{65}.

Les travaux en cours dans notre laboratoire poursuivent avant tout ce but.

Nous tenons à exprimer ici notre plus vive reconnaissance à Monsieur le Professeur P. Scherrer, Directeur de notre institut, pour les encouragements et les conseils qu'il nous a prodigués au cours de ce travail et pour les facilités matérielles qu'il nous a largement accordées. Nous remercions également Monsieur le Professeur P. Preiswerk pour les utiles discussions dont il nous a fait bénéficier.

Références.

[1]) V. F. Weisskopf, «Lecture Series» L A 24 (1947).
[2]) Par ex: R. S. Krishnan, E. A. Nahum, Proc. Roy. Soc. 180, 321 et 332 (1942).
[3]) Par ex: H. L. Bradt et D. J. Tendam, Phys. Rev. **72**, 1117 (1947), G. M. Temmer, Phys. Rev. **76**, 424 (1949).
[4]) H. Wäffler, Helv. Phys. Acta **23**, 329 (1950).
[5]) C. V. Shain, Phys. Rev. **54**, 1021 (1938).
[6]) L. A. Delsasso, L. V. Ridenour, R. Sherr, M. G. White, Phys. Rev. **55**, 113 (1939).
[7]) T. Enns, Phys. Rev. **56**, 872 (1939).
[8]) V. F. Weisskopf et D. H. Ewing, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
[9]) J. H. Smith, Phys. Rev. **71**, 32 (1947).
[10]) M. S. Livingston, H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 272 (1937).
[11]) F. Bloch, Z. f. Phys. **81**, 363 (1933).
[12]) R. R. Wilson, Phys. Rev. **60**, 749 (1941).
[13]) E. L. Kelly, Phys. Rev. **75**, 1006 (1949).
[14]) N. Bohr, Phil. Mag. **30**, 581 (1915).
[15]) H. L. Bradt et al. Helv. Phys. Acta **19**, 77 (1946).
[16]) O. Huber et al. Helv. Phys. Acta **20**, 495 (1947).
[17]) W. M. Good et W. C. Peacock, Phys. Rev. **69**, 680 (1946).
[18]) H. L. Bradt et al. Helv. Phys. Acta **18**, 351 (1945).
[19]) H. L. Bradt et al. Helv. Phys. Acta **20**, 153 (1947).
[20]) F. Boehm et P. Preiswerk, Helv. Phys. Acta **22**, 331 (1949).
[21]) A. Mukerji et P. Preiswerk (à publier).
[22]) H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 71 (1937).
H. A. Bethe et G. Placzek, Phys. Rev. **51**, 450 (1937).
[23]) P. L. Kapuh et R. Peierls, Proc. Roy. Soc. **A 166**, 277 (1938).
[24]) G. Breit, Phys. Rev. **58**, 506, 1068 (1940); **69**, 472 (1946).
[25]) E. P. Wigner, Phys. Rev. **70**, 15, 606 (1946);
E. P. Wigner et L. Eisenbud, Phys. Rev. **72**, 29 (1947).
[26]) H. Feshbach, D. C. Peaslee et V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **71**, 145 (1947).
[27]) E. P. Wigner, Am. Jour. Phys. **17**, 99 (1949).
[28]) T. Teichmann, Phys. Rev. **77**, 506 (1950).
[29]) V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **52**, 295 (1937);
V. F. Weisskopf, et D. H. Ewing, Phys. Rev. **57**, 472 (1940).
[30]) H. Feshbach et V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **76**, 1550 (1949).
[31]) D. C. Peaslee, Phys. Rev. **74**, 1001 (1948).
[32]) E. J. Konopinski et H. A. Bethe, Phys. Rev. **54**, 130 (1938).
[33]) V. F. Weisskopf, Los Alamos Report **24** et MDDC — 1175 (1943).
[34]) M. G. Mayer, Phys. Rev. **78**, 16 (1950).
[35]) O. Haxel, J. H. D. Jensen et H. E. Suess, Naturwiss. (à publier).