



HAL
open science

Recherches sur les neutrons lents

Hans von Halban, Pierre Preiswerk

► **To cite this version:**

Hans von Halban, Pierre Preiswerk. Recherches sur les neutrons lents. Journal de Physique et le Radium, 1937, 8 (1), pp.29-40. 10.1051/jphysrad:019370080102900 . jpa-00233469

HAL Id: jpa-00233469

<https://hal.science/jpa-00233469>

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.

RECHERCHES SUR LES NEUTRONS LENTS

Par HANS VON HALBAN jun. et PIERRE PREISWERK.

Sommaire. — Une série d'expériences sur les neutrons ralentis par la paraffine (neutrons lents) est discutée en liaison avec des travaux théoriques et expérimentaux faits par d'autres auteurs. On montre, grâce à un effet de température, que le cadmium absorbe fortement les neutrons d'énergie thermique, mais qu'il est pratiquement transparent pour des neutrons plus énergiques. La section efficace de Ag, Rh et I pour les neutrons thermiques est inversement proportionnelle à leur vitesse. Mais ces trois éléments peuvent aussi absorber des neutrons plus énergiques avec une probabilité considérable. D'autres auteurs ont trouvé des effets sélectifs lors de cette absorption. Si on ralentit les neutrons absorbés sélectivement par l'iode, ils sont absorbés sélectivement par l'argent. Les « neutrons de résonance » de l'iode sont donc plus énergiques que ceux de l'argent. On peut déduire d'expériences complémentaires une relation qualitative pour l'énergie des neutrons de résonance de quelques autres noyaux :

$$\text{Br}_{137} > \text{I} > \text{Ag}_{227} > \text{Rh}_{457} \sim \text{In} \sim \text{Ir} > kT.$$

A l'aide de cette relation, on montre que σ_B , section efficace du bore pour les neutrons de résonance, décroît toujours quand l'énergie des neutrons augmente. Il semble probable que σ_B est inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons dans un très grand domaine. On arrive alors à des énergies de 1 à 200 volts pour les neutrons de résonance des différents noyaux. D'après la théorie de Bohr, un neutron est capturé sélectivement si son énergie cinétique est égale à la différence entre l'énergie d'un niveau du noyau formé par la capture et le défaut de masse que le neutron subit lors de cette capture. Les niveaux ont des largeurs très petites : pour le cas de Ag_{227} la largeur, déterminée expérimentalement, est de 0,4 V. La forme de ces niveaux nucléaires est semblable à celle des raies des spectres atomiques : on observe le renversement des raies, si on utilise le même élément comme absorbant et comme détecteur.

La diffraction des neutrons thermiques est mise en évidence par une méthode qualitative.

Introduction. — L'interaction des neutrons libres avec la matière qu'ils traversent se manifeste par leur diffusion et leur absorption. A la diffusion est lié un ralentissement, par des chocs élastiques et inélastiques, les neutrons cèdent de l'énergie aux noyaux qu'ils rencontrent. L'absorption des neutrons provoque des transformations nucléaires. La réaction la plus fréquente est, comme Fermi et ses collaborateurs (1) l'on montrée, celle de la capture du neutron : un isotope de l'élément primitif est formé, la masse étant augmentée d'une unité. Le défaut de masse du neutron est émis sous forme d'un rayon γ .

Fermi et ses collaborateurs (2) ont également montré que le rendement de cette réaction est fortement augmenté, lorsqu'on ralentit les neutrons. Les substances hydrogénées sont particulièrement aptes à produire ce ralentissement à cause de l'égalité de la masse du proton et du neutron. Les sources de neutrons jusqu'ici utilisées donnent surtout des neutrons rapides. Lorsqu'on entoure une telle source avec de la paraffine, son spectre s'enrichit en neutrons lents; nous appellerons par la suite un tel dispositif « source de neutrons lents » et les neutrons qui en sortent « neutrons lents ».

Nous exposons ici quelques expériences faites avec de telles sources en vue d'éclaircir le mécanisme du ralentissement et de la capture des neutrons. Il semble utile de résumer en même temps les travaux faits par d'autres auteurs sur le même sujet, mais nous passe-

rons rapidement là-dessus afin d'éviter dans la mesure du possible la répétition des questions discutées dans le grand résumé de Amaldi et Fermi (3).

Nous allons examiner d'une part les neutrons qui sont en équilibre thermique avec la paraffine ralentissante; leur absorption par les protons, l'effet de la température et la loi de leur absorption par d'autres noyaux, ainsi que la preuve expérimentale de la diffraction des ondes de de Broglie associée à ces neutrons.

D'autre part, nous allons décrire quelques expériences sur la capture sélective des neutrons. Il sera montré comment on peut développer qualitativement une spectroscopie des neutrons pour le domaine des énergies compris entre 1 V et quelques centaines de volts, basée uniquement sur le fait qu'un neutron, qui n'est pas encore en équilibre thermique avec la paraffine, perd de son énergie lors d'un choc contre un proton. Une hypothèse due à Frisch et Placzek donne la possibilité d'évaluer quantitativement les énergies, du moins celles de l'ordre d'une dizaine de volts. Enfin, nous discuterons les expériences qui donnent, en liaison avec la théorie de Bohr et avec celle de Breit et Wigner, des informations sur la forme et la largeur des niveaux nucléaires.

Méthode expérimentale. — Comme source de neutrons, nous avons utilisé des ampoules (longueur 2 cm, diamètre 0,6 cm) contenant du radon (jusqu'à

1 curie) mélangé avec de la poudre fine de beryllium (*). Les ampoules étaient entourées par de la paraffine. La forme géométrique du dispositif variait suivant les expériences. L'intensité des neutrons était mesurée avec un compteur Geiger-Müller, donnant le nombre des rayons β émis par les radio-éléments formés lors de la capture des neutrons (détecteur de neutrons).

A. Neutrons d'énergie thermique.

1. Preuves d'existence. — Les neutrons qui traversent la paraffine subissent des chocs successifs contre des protons qui ont pour effet d'abaisser leur énergie cinétique jusqu'à ce qu'ils soient en équilibre thermique avec les protons de la paraffine (**). L'existence de ces neutrons d'énergie thermique a été prouvée par trois méthodes :

Moon et Tillmann (5) ont montré les premiers qu'un refroidissement de la paraffine ralentissante augmente l'activation provoquée par une source de neutrons lents dans une cible d'argent ou de rhodium. (Effet de température.)

Fermi et ses collaborateurs, ainsi que Frisch et Sørensen (6), ont ensuite montré qu'au moins une partie des neutrons peuvent être entraînés mécaniquement par les substances hydrogénées. Ces expériences ont montré que les neutrons ont dans ces substances une vitesse de diffusion comparable aux vitesses mécaniques utilisées (**).

La vitesse absolue des neutrons thermiques et leur distribution d'énergie ont été mesurées par Dunning et d'autres (7), avec une méthode semblable à celle utilisée par Fizeau pour déterminer la vitesse de la lumière, (utilisation de deux roues dentées en cadmium).

D'après ces auteurs, une partie des neutrons diffusant dans la paraffine atteint des vitesses thermiques avec une distribution à peu près maxwellienne. On peut de plus déduire de ces expériences que la proportion des neutrons ralentis supra-thermique (c'est-à-dire de ceux qui restent encore au-dessus des vitesses thermiques) est en général sensiblement plus faible que celle des neutrons thermiques. Ces faits permettent déjà de se faire une idée sur le spectre global des neutrons qui traversent la paraffine : on doit obtenir un

(*) Nous remercions M. L. Goldstein qui nous a préparé souvent les sources.

(**) Il est évident que le mécanisme du ralentissement doit changer, quand l'énergie des neutrons devient inférieure à l'énergie de liaison chimique des protons dans la substance hydrogénée. A partir de ce moment le ralentissement ne peut se produire que par excitation de rotation et oscillation des protons dans les molécules de la substance hydrogénée. Il nous a semblé observer des différences dans le ralentissement des neutrons par différents liquides, paraissant indiquer que ce ralentissement par chocs inélastiques se produit avec différentes sections efficaces, selon la sorte de molécule dans laquelle le proton est lié (4). Cette question sera reprise, puisque le résultat ne nous semble pas tout à fait sûr.

(***) Nous avons fait une expérience analogue : Entraînement de neutrons par un courant d'eau rapide.

spectre dont l'aspect est qualitativement conforme à la figure 1.

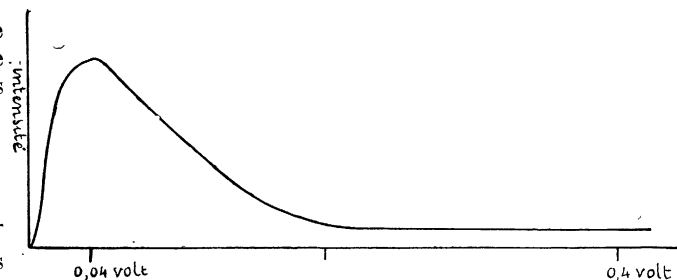


Fig. 1.

La limite supérieure de ce spectre est encore assez élevée pour les neutrons ayant déjà traversé quelques centimètres de paraffine ; les résultats obtenus par M. Walen au Laboratoire Curie montrent qu'il reste, après une diffusion à travers 15 cm de paraffine encore plus de 50 pour 100 des neutrons ayant une énergie supérieure à 2 KVe.

Pour obtenir des informations sur la qualité des neutrons appartenant aux différents domaines du spectre d'une source de neutrons lents, il nous faut avoir des méthodes pour les distinguer et les isoler. Le premier groupe qui peut être isolé est celui des neutrons thermiques. Le cadmium est un filtre très commode pour ces faibles énergies ainsi que nous allons le montrer grâce à l'effet de température. L'isolement à l'aide du sélecteur de vitesse employé par Dunning et d'autres auteurs ne fournit pas encore des intensités assez grandes pour faire toutes les expériences qui seront discutées ici. Il y a d'ailleurs des expériences qu'on ne peut réussir qu'à l'aide d'un filtre, dont le volume est pratiquement nul.

2. L'effet de température. — En refroidissant ou en réchauffant la paraffine ralentissante, on a la possibilité de changer la distribution de l'énergie des neutrons thermiques. On peut ainsi, pour le domaine des neutrons thermiques, voir comment la section efficace des noyaux pour la capture des neutrons varie avec la vitesse.

Après quelques expériences négatives de divers auteurs, Moon et Tillman (3) ont réussi à trouver une relation entre l'activation de Ag et de Rh et la température de la paraffine ralentissante. Le même effet a été trouvé plus tard pour plusieurs autres éléments. Il existe aujourd'hui un grand nombre de résultats expérimentaux et on n'a pas encore réussi à trouver une théorie qui les explique tous. Nous allons discuter quelques points qui doivent intervenir dans une explication.

Dès le début de leurs travaux sur la capture des neutrons lents, Fermi et ses collaborateurs (2) ont supposé que la probabilité de capture est inversement proportionnelle à la vitesse des neutrons :

$$\varepsilon = a \cdot \frac{1}{v} \quad (1)$$

Si cette loi est exacte, le passage de la paraffine ralentissante de la température T_1 à la température T_2 doit faire varier l'activation dans le rapport $\sqrt{T_1/T_2}$, car d'une part la vitesse des neutrons *thermiques* est proportionnelle à \sqrt{T} et d'autre part seuls les neutrons thermiques comptent, les neutrons d'énergie suprathermique étant à la fois peu nombreux et peu efficaces conformément à la loi (1).

Il est donc étonnant que Moon et Tillman ne trouvaient qu'une augmentation de 30 pour 100 de l'activation d'une cible en argent par une source de neutrons lents lorsque la paraffine est refroidie depuis la température ordinaire jusqu'à 90°K. Ces auteurs ont trouvé que cette augmentation dépend beaucoup des conditions géométriques choisies pour l'activation mais l'effet ne monte jamais au-dessus de 40 pour 100 alors que l'effet théorique est de 78 pour 100. Westcott et Niewodniczanski⁽⁸⁾ ont proposé de mesurer non plus l'augmentation de l'activité, mais l'augmentation du coefficient d'absorption d'une cible mince pour les neutrons lents. Ils ont ainsi obtenu des valeurs un peu plus élevées, qui sont encore bien en dessous de la valeur théorique.

Nous avons cherché à expliquer cette différence de la manière suivante : La loi $\sigma = a.1/v$ est bien valable pour les neutrons thermiques mais la participation des neutrons supra-thermiques à l'activation des noyaux a lieu dans une proportion supérieure à celle à laquelle on devait s'attendre d'après les considérations qualitatives discutées ci-dessus. L'activation par ces neutrons plus rapides n'est évidemment pas influencée par la température de la paraffine ralentissante et l'augmentation due au refroidissement, qui est exactement égale à $\sqrt{T_1/T_2}$ pour les neutrons thermiques, semble plus petite puisqu'elle est rapportée à l'activité totale.

Pour vérifier cette conclusion, nous avons cherché un filtre permettant de séparer les neutrons thermiques des neutrons plus énergiques.

3. Utilisation du cadmium comme filtre. —

Nous avons essayé de séparer les deux radiations par un filtre en Cadmium⁽⁹⁾. La courbe d'absorption de Cd pour les neutrons lents comptés au moyen d'un détecteur de Ag montre une forte absorption pour les couches très minces, mais une absorption presque négligeable pour la radiation qui a traversé 0,3 g/cm². L'allure de cette courbe conduit à penser que Cd possède une limite d'absorption quelque part dans le spectre des neutrons qui sont capturés par Ag. Nous avons trouvé une indication de la position de cette limite d'absorption par l'expérience suivante.

Les neutrons d'une source de neutrons lents, avant d'arriver sur un détecteur de Ag, traversent une couche de paraffine qui se trouve à l'intérieur d'un vase de Dewar et qui peut être refroidie jusqu'à la température de l'oxygène liquide. Avec cet arrangement, l'intensité de la radioactivité artificielle du détecteur Ag est augmentée de 30 pour 100 lorsque la

paraffine est refroidie. En interposant 1 mm de Cd entre le détecteur et la paraffine, on trouve que l'activité due aux neutrons ainsi filtrés n'est pas influencée par la température de la paraffine. Ces neutrons, inabsorbables dans Cd doivent ainsi avoir une énergie plus grande que l'énergie kT de l'agitation thermique. Il faut donc attribuer l'augmentation de l'activité obtenue par refroidissement, à la radiation absorbée par Cd, puisque c'est seulement l'intensité de cette radiation qui dépend de la température. Pour un refroidissement jusqu'à 90°K, l'activité due à cette radiation augmente de 70 pour 100. Cette valeur est égale, dans les limites d'erreurs expérimentales, à la valeur de la diminution de l'inverse de la vitesse thermique des neutrons par le refroidissement.

Nous avons conclu de cette expérience que le rayonnement absorbable dans Cd et détecté par Ag se compose de neutrons qui ont une énergie de l'ordre de l'agitation thermique et que la section efficace de Ag varie en raison inverse de la vitesse des neutrons d'énergie thermique.

Rasetti et d'autres⁽¹⁰⁾ ont confirmé plus tard ce résultat d'une manière plus directe. Si nous parlons par la suite des neutrons d'énergie thermique, il s'agit toujours de neutrons absorbables dans Cd et décelés par la radioactivité qu'ils provoquent, le détecteur étant toujours de Ag à moins d'indication contraire.

4. Absorption des neutrons d'énergie thermique par la paraffine. — En entourant une source de neutrons rapides par des sphères de paraffine de différents rayons et en mesurant le courant total des neutrons d'énergie thermique qui sortent de sa surface, on trouve que l'intensité augmente rapidement avec le rayon et atteint un maximum pour un rayon de 10 cm. Après ce maximum, l'intensité décroît lentement. L'allure de cette courbe a été discutée en détail par Bjerge et Westcott⁽¹¹⁾ et s'explique par la superposition de deux effets, production successive de neutrons lents à partir des neutrons plus rapides et absorption des neutrons lents. Par la mesure du rayonnement qui accompagne le passage des neutrons à travers la paraffine, Lea⁽¹²⁾ et Fleischmann⁽¹³⁾ ont montré que les neutrons lents sont absorbés par les protons en produisant des deutons. Le maximum de la courbe correspond à l'équilibre de ces deux effets : il y a autant de neutrons absorbés que de neutrons lents produits. La courbe décroît ensuite avec une pente qui correspond à la formation de neutrons lents à partir des neutrons plus rapides.

Le dispositif de la figure 2 nous a servi à mesurer le chemin que les neutrons d'énergie thermique parcourent en moyenne dans la paraffine avant d'être absorbés⁽¹⁾. S est une source de neutrons lents, P 1 à P 7 des plaques de paraffine. Cd est un filtre en cadmium pour absorber les neutrons d'énergie thermique et Ind. un détecteur de Ag. Les conditions géométriques sont choisies de telle manière que les plaques se trouvent dans la partie horizontale de la courbe de

Bjerge et Westcott, où le nombre de neutrons d'énergie thermique est pratiquement invariable. La largeur des plaques est assez grande pour qu'on puisse négliger les neutrons qui disparaissent par diffusion par les côtés. Si nous plaçons le filtre de Cd directement avant le détecteur de Ag, ce dernier n'est plus atteint par les neutrons d'énergie thermique, et on observe une forte diminution de la radioactivité artificielle du détecteur.

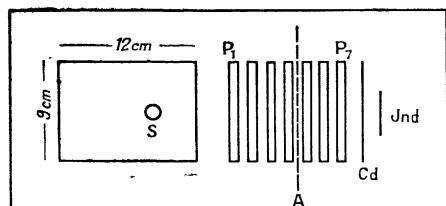


Fig. 2.

Cette diminution permet de mesurer la quantité totale des neutrons d'énergie thermique qui quittent le dispositif par la surface P7. Si nous plaçons maintenant Cd entre P6 et P7, l'activation de Ind. va augmenter, les neutrons d'énergie thermique qui sont produits dans la plaque P7 et qui sortent vers Ind. n'étant plus absorbés. L'augmentation de l'activation de Ind. indique donc directement quelle est la fraction du nombre total de neutrons thermiques sortant sans filtre de la surface P7 qui est produite par ralentissement de neutrons plus rapides dans la plaque P7 même. En plaçant P6 et P5, P5 et P4, etc., on peut déterminer quelle fraction du courant total des neutrons d'énergie thermique sortant de la surface P7 est produite dans chacune des plaques. On trouve que la moitié du courant total est formée dans les derniers 2,5 cm de paraffine. Puisque pour cette couche le nombre de neutrons thermiques est pratiquement invariable, on peut dire qu'il y a autant de neutrons d'énergie thermique absorbé que de neutrons thermiques formés. Nous pouvons donc conclure qu'un neutron d'énergie thermique est absorbé avec une probabilité de 50 pour 100 après une diffusion à travers 2,5 cm de paraffine. Nous n'avons pas poursuivi cette expérience, puisque Amaldi et Fermi, qui l'ont fait indépendamment de nous, ont fait des mesures complémentaires. Pour les questions discutées plus loin le résultat ci-dessus est suffisant.

De tout ce qui précède, retenons les faits suivants sur les neutrons d'énergie thermique. Une source de neutrons lents contient dans son spectre des neutrons qui sont en équilibre thermique avec la paraffine ralentissante. Les neutrons d'énergie thermique, dont la proportion est considérablement plus grande que celle des neutrons plus rapides, sont fortement absorbés par le cadmium. La section efficace de Ag de Rh et de I pour les neutrons d'énergie thermique est inversement proportionnelle à leur vitesse. Les neutrons thermiques sont absorbés à moitié après une diffusion à travers 2,5 cm de paraffine.

De plus, nous avons reconnu que Ag peut aussi capturer des neutrons inabsorbables dans Cd et que ces neutrons doivent avoir une énergie supérieure à l'énergie thermique. Nous discutons maintenant les phénomènes qui sont produits par ces neutrons.

B. Neutrons de résonance.

1. **Absorption sélective.** — Plusieurs auteurs ⁽¹⁴⁾ ont trouvé que les coefficients d'absorption d'un élément pour un faisceau de neutrons lents dépendent du détecteur avec lequel les neutrons sont décelés. On trouve toujours la plus grande absorption lorsqu'on a le même élément comme absorbant et comme détecteur.

Amaldi et Fermi ⁽¹⁵⁾ d'une part, et Szilard ⁽¹⁶⁾ d'autre part, ont trouvé que cette sélectivité s'accroît lorsqu'on filtre les neutrons par le cadmium. Par contre, pour les neutrons absorbables dans Cd, le coefficient d'absorption se montre indépendant du détecteur employé. Tous les éléments qui capturent des neutrons sélectivement, capturent également des neutrons d'énergie thermique et il semble que la section efficace pour cette capture est proportionnelle à l'inverse de la vitesse des neutrons. Mais la section efficace pour la capture sélective est toujours la plus grande.

Nous avons supposé que ces effets sélectifs sont dus à l'absorption sélective de neutrons de différentes vitesses par les différents éléments ⁽¹⁷⁾. Nous décrivons dans la suite des expériences qui justifient cette hypothèse. Nous appelons les neutrons absorbés sélectivement par un élément « neutrons de résonance » de cet élément « nr » et nous les désignerons d'après le radioélément formé par la capture. Par exemple, le symbole nr (Ag 22'') veut dire « neutrons absorbés sélectivement lors de la formation du radioargent de période 22'' ».

2. **Diffusion des neutrons de résonance à travers la paraffine.** — Nous avons vu qu'une première indication sur la vitesse des neutrons a été obtenue par la méthode du filtre de Cd. Ag capture sélectivement des neutrons filtrés par Cd, qui ont une énergie plus grande que kT . L'étude de la diffusion de ces neutrons à travers la paraffine conduit à un résultat concordant.

Dans le paragraphe A4, nous avons décrit une méthode pour mesurer la production et l'absorption des neutrons d'énergie thermique. En même temps Amaldi et Fermi ⁽¹⁸⁾ ont appliqué cette méthode à l'étude des neutrons nr (Ag 22''). Nous décrivons cette expérience que nous avons reprise avec notre dispositif de la figure 2. Dans ce cas, le filtre de Cd reste fixe devant le détecteur, de sorte que le détecteur n'est activé que par les neutrons de résonance. On mesure l'absorption d'une cible de Ag (0,6 g/cm²) dans les différentes positions entre le détecteur et P1 et on obtient ainsi la variation de l'absorption en fonction de l'épaisseur de la couche de paraffine entre A et Ind. On trouve que l'influence d'absorption de la plaque de Ag décroît de moitié

déjà pour une couche de 3 mm (fig. 3) interposée entre A et Ind. Cette épaisseur est donc huit fois plus faible que celle qui correspond aux neutrons d'énergie thermique. Le même résultat est obtenu avec un détecteur en iode et un absorbant en iode (3 g/cm^2). La moitié des neutrons qui sortent d'une source de neutrons lents sont donc produits dans une couche superficielle de 3 mm d'épaisseur; le même nombre y disparaît, la divergence étant dans ce dispositif pratiquement nulle. Il n'est pas possible de supposer une si grande absorbabilité, car dans ce cas les neutrons seraient déjà absorbés dans la paraffine avant d'être ralentis jusqu'à l'énergie thermique.

Nous attribuons ce résultat au fait que les nr ($\text{Ag } 22''$) ont une énergie supérieure à kT ; ils peuvent donc encore être ralentis en traversant la paraffine. Une plaque de Ag placée sur le trajet du rayonnement d'une source de neutrons lents produit une lacune dans le spectre. Avec un détecteur de Ag, qui est justement sensible dans ce domaine du spectre, on enregistre donc une forte absorption. L'interposition d'une couche de paraffine entre la plaque et le détecteur fait que les neutrons sont encore ralentis avant d'arriver sur Ind. Si cette couche est suffisante pour qu'en moyenne chaque neutron y subisse un choc contre un proton, chaque neutron possèdera en arrivant à Ind. une énergie plus petite que celle qu'il possédait lors

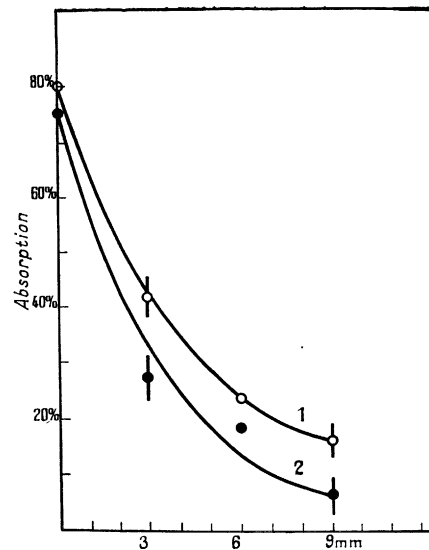


Fig. 3. — Épaisseur de la couche de paraffine entre A et Cd: 1, absorbant Ag, indicateur Ag (22 sec). 2, absorbant I, indicateur I.

de son passage à travers l'absorbant. En moyenne, il y aura perdu la moitié de son énergie. Ce processus est indiqué dans la figure 4.

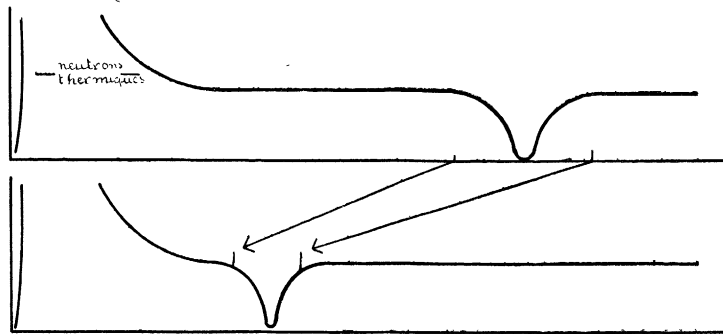


Fig. 4.

On comprend que, puisque les neutrons voisins de la lacune sont ralentis, la lacune aussi va être déplacée vers des énergies plus petites. On peut ainsi dire que la lacune est ralentie. Et si la largeur de la bande d'absorption de Ag est plus petite que la moitié de son énergie moyenne, la lacune sera déplacée vers une région d'énergie, pour laquelle le détecteur n'est plus sensible. Les nr ($\text{Ag } 22''$) seront pratiquement régénérés et l'absorption par la plaque ne sera plus observée. Cette description est assez schématique et ne tient pas compte de la distorsion de la lacune due aux fluctuations du ralentissement, mais elle semble représenter le principe du phénomène observé, puisque nous avons pu démontrer le déplacement de la lacune. Cette expérience nous a en même temps permis de

déterminer qualitativement la position relative des nr de quelques éléments dans le spectre énergétique des neutrons.

Discutons l'effet auquel on peut s'attendre, si on répète l'expérience en employant un absorbant constitué par un autre élément que l'indicateur. On peut choisir deux éléments dont les nr n'ont pas la même énergie. C'est par exemple le cas pour $\text{Ag } 22''$ et $\text{I } 23'$; chacun n'absorbe que très peu la radiation de résonance de l'autre. On ne sait pas à l'avance lesquels des nr (Ag) ou des nr (I) ont la plus grande énergie. Mais si l'hypothèse du ralentissement de la lacune est correcte, on doit s'attendre à des résultats différents suivant chacun des deux cas:

A. Energie nr (absorbant) < énergie nr (détecteur).

B. Energie nr (absorbant) > énergie nr (détecteur).

Quand l'absorbant est placé directement devant le détecteur, on observe dans les deux cas une faible absorption due à la superposition partielle des deux bandes d'absorption. Mais lorsqu'on place l'absorbant entre les plaques de paraffine, la transposition de la lacune doit diminuer cette superposition dans le cas A. On observera donc que l'absorption diminue dès qu'il y a de la paraffine entre la plaque et Ind. Par contre, dans le cas B, la superposition sera augmentée par le déplacement de la lacune, puisque celle-ci va atteindre lors de son ralentissement la région des nr du détecteur. L'absorption augmentera donc avec le nombre des plaques de paraffine entre A et Ind., jusqu'à ce qu'une valeur maxima (superposition maxima) soit atteinte.

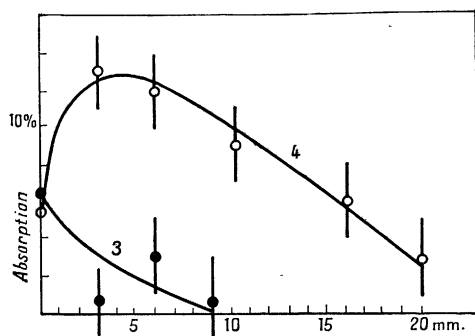


Fig. 5. — Epaisseur de la couche de paraffine entre A et Cd.
3, absorbant Ag, indicateur I.
4, absorbant I, indicateur Ag (22 sec).

Les courbes 3 et 4 de la figure 5 montrent les résultats expérimentaux obtenus avec un absorbant d'iode ($0,6 \text{ g/cm}^2$) et un détecteur en argent. La courbe 3 (absorbant Ag, détecteur I) a le même caractère que les courbes 1 et 2 de la figure 3, tandis que la courbe 4 (absorbant I, détecteur Ag) montre un maximum d'absorption. On peut donc en déduire que les nr (I) ont une plus grande énergie que les nr (Ag $22''$), puisque les nr (I) peuvent se transformer par un ralentissement en nr (Ag $22''$). En même temps cette expérience confirme notre hypothèse que les neutrons absorbés sélectivement par les différents éléments se distinguent par leur énergie.

3. Energie relative des nr . — Dans le paragraphe précédent, nous avons trouvé une relation entre les énergies des nr de deux éléments. Cette relation permet de déterminer la position relative des bandes d'absorption de quelques autres éléments par comparaison des absorptions. L'iode absorbe les nr (Ag $22''$) plus fortement que les nr (Rh $45''$) et Rh absorbe les nr (Ag $22''$) plus fortement que les nr (I). On peut donc en conclure que les nr (Ag $22''$) se trouvent dans le spectre d'énergie entre les nr (I) et nr (Rh $45''$) et puisque nous savons déjà que nr (I) > nr (Ag $22''$), on arrive à nr (I) > nr (Ag $22''$) > nr (Rh $45''$). Par une déduction analogue, on trouve nr (Br) plus énergiques

que nr (I), nr (In) et nr (Ir) du même ordre que nr (Rh) et toutes ces énergies sont plus grandes que kT . On obtient ainsi une échelle indiquant la position relative de ces neutrons de résonance dans le spectre d'une source de neutrons lents :

$$nr(\text{Br } 18') > nr(\text{I } 25') > nr(\text{Ag } 22'') > nr(\text{Rh } 45'') \sim nr(\text{In}) \sim nr(\text{Ir}) > kT. \quad (2)$$

Ces relations ne donnent encore pas les énergies absolues, mais elles permettent déjà par exemple de déterminer qualitativement la relation entre la section efficace pour l'absorption et pour la diffusion des neutrons et leur vitesse. Pontecorvo et Wick⁽²⁰⁾ ont fait une série d'expériences qui ont montré que pour certains noyaux la section efficace de diffusion ne varie pas dans cette partie du spectre. Nous avons aussi trouvé que, en général, la section efficace d'un noyau pour la capture des neutrons d'énergie thermique est d'autant plus grande que l'énergie de ses nr est plus petite. D'autre part, ces relations nous ont permis de vérifier qualitativement une proposition de Frisch et Placzek pour la détermination absolue de ces énergies.

4. Section efficace du bore et énergie absolue des nr . — Frisch et Placzek⁽²¹⁾ admettent que la section efficace de ^{10}B pour l'absorption des neutrons est inversement proportionnelle à leur vitesse dans un domaine beaucoup plus grand que celui des neutrons thermiques. Nous verrons plus tard les raisons théoriques qui mènent à cette hypothèse. Ils proposent de se servir de cette loi pour déterminer les énergies des nr en employant la section efficace du bore pour les neutrons d'énergie thermique comme étalon.

La relation (2) du paragraphe précédent nous fournit une possibilité de vérifier qualitativement cette loi. Nous avons mesuré la section efficace du bore pour l'absorption des différents neutrons de résonance, en employant les différents éléments de l'échelle (2) comme détecteurs⁽²²⁾. Pour cette mesure, le rayonnement de la source est filtré par Cd. L'absorption des neutrons d'énergie thermique est obtenue par la différence des mesures avec et sans filtre de Cd, avec un détecteur de Ag. Les résultats figurent dans le tableau. Nous n'indiquons pas la section efficace σ_B , mais le coefficient massique d'absorption, μ_B , qui est proportionnel à σ_B . Dans notre arrangement de mesure une correction des valeurs pour l'incidence normale du rayonnement est négligeable.

TABEAU.

RAYONNEMENT	μ_B	ÉNERGIE Volt
Br _{18'}	0,33	300
I	0,7	75
Ag _{22''}	3,4	3
Rh _{45''}	6,3	1
therm Energ.	30	0,04

On voit que dans tout ce domaine entre $n(kT)$ et $n_r(Br)$, la section efficace du bore diminue sans discontinuité quand l'énergie des neutrons augmente. La validité de la loi en $1/v$ semble donc très probable dans ce domaine. En l'acceptant comme vraie, on trouve les énergies indiquées dans la dernière colonne pour les neutrons de résonance si on utilise la section efficace pour les $n(kT)$ comme étalon.

Remarquons que la section efficace de Li devrait également suivre la loi en $1/v$, mais la vérification est dans ce cas incertaine, puisqu'il est difficile de déterminer le vrai coefficient d'absorption. La section efficace de Li est plus petite et devient pour les énergies plus grandes de l'ordre de la section efficace de diffusion.

5. Comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie de Bohr et de Breit et Wigner. — Il est étonnant de voir intervenir dans un processus nucléaire, qui est la capture sélective des neutrons, des énergies de quelques volts seulement. Nous discutons dans ce chapitre comment la théorie de Bohr (23) et de Breit et Wigner (24) explique ce fait.

Un noyau ${}^m_Z A$ capturant un neutron donne le nouveau noyau ${}^{m+1}_Z A$, et celui-ci peut être excité à des niveaux d'énergie discrets, un niveau étant la somme des énergies propres des constituants du noyau. Lors de la capture, le noyau ${}^{m+1}_Z A$ est d'abord formé, dans un état d'excitation très élevé, car le neutron subit un défaut de masse de l'ordre de 5 à 10 millions de volts et cette énergie est libérée sous forme d'un rayon γ .

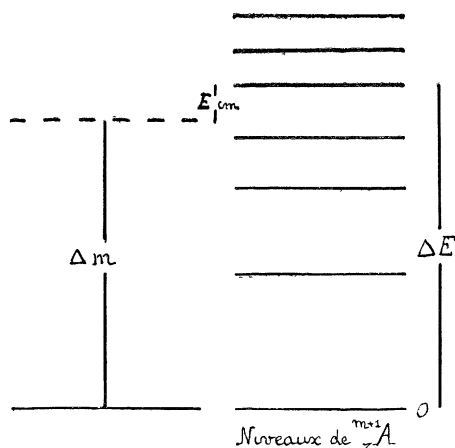


Fig. 6.

D'après Bohr, les niveaux du noyau sont d'autant plus rapprochés que l'énergie d'excitation est plus grande, la possibilité de combinaison des énergies propres de ses constituants étant alors plus grande. Il résulte de la structure fine des rayons α , que pour les noyaux lourds les niveaux d'énergie ont des distances de l'ordre de 20000 V l'énergie d'excitation étant dans ce cas de

l'ordre de 2 millions de volts. L'excitation lors de la capture d'un neutron étant plus élevée, on doit s'attendre à une plus petite distance des niveaux, Bohr l'estime de 10 à 100 V. Il est peu probable que Δm , défaut de masse du neutron, corresponde exactement à ΔE , énergie d'excitation d'un niveau du noyau. Mais si E_{cin} , énergie cinétique du neutron, a une valeur telle que $\Delta m + E_{cin} = \Delta E$, il y a résonance et le neutron est absorbé avec une grande probabilité (fig. 6). Les distances entre les niveaux étant petites, on comprend alors les petites énergies cinétiques, pour lesquelles on observe l'absorption sélective.

Puisque les niveaux d'un noyau ont une certaine largeur, l'énergie cinétique du neutron pour une capture de résonance n'est également définie qu'à une certaine largeur près. Même un neutron d'énergie thermique pour lequel la somme du défaut de masse dans le noyau et de l'énergie cinétique est au-dessous de l'énergie d'un niveau, peut donner la formation du noyau ${}^{m+1}_Z A$ dans ce niveau d'excitation, mais avec une probabilité plus petite. D'après la théorie de Breit et Wigner un noyau capture un neutron d'énergie E avec la probabilité

$$W = f \cdot \frac{\alpha}{(E - E_0)^2 + (\alpha + \beta)^2} \quad (3)$$

E_0 étant la différence de l'énergie du niveau et du défaut de masse du neutron, α la largeur du niveau, donné par la probabilité de l'émission d'un rayon γ , β la largeur correspondant à l'émission d'un neutron. Comme exemple, nous avons calculé W pour le cas suivant: $E = 3$ V, $\alpha = 0,55$ V, $\beta < \alpha$ (fig. 7). Expérimentale-

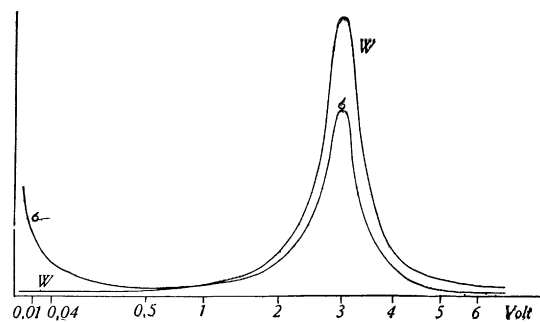
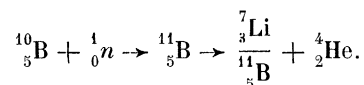


Fig. 7.

ment, on n'observe pas la probabilité d'absorption, mais la section efficace σ . Celle-ci est proportionnelle à W et au temps que met un neutron pour traverser le domaine du noyau, donc proportionnel à W et inversement proportionnel à la vitesse du neutron v . A cause des queues presque horizontales de la courbe de W , on obtient pour σ (courbe fig. 7) une relation en $1/v$ dans le domaine des énergies thermique, en accord avec l'expérience. Malgré la faible valeur de W pour les neutrons d'énergie thermiques, la valeur de σ est notable, mais plus petite que celle du maximum de résonance. Ainsi, on a

deux domaines d'énergie distinctes, pour lesquels la section efficace de capture est notable, celui des neutrons d'énergie thermique étant commun à tous les noyaux qui possèdent un niveau de résonance.

Si nous laissons dans la formule (3) E_0 constant, tout en laissant augmenter α , le maximum de sélectivité s'estompe de plus en plus et finalement disparaît. Le domaine pour lequel σ varie avec $1/v$ devient plus large. C'est la raison pour laquelle l'hypothèse de Frisch et Placzek, (relation en $1/v$), est valable dans un grand domaine d'énergie pour la capture de neutrons par le bore. L'absorption des neutrons lents par le bore s'effectue suivant la réaction :



Le noyau intermédiaire ${}^{11}_3\text{B}$ doit avoir une vie moyenne très courte : ses forces coulombiennes sont relativement petites, son excitation est très grande, et cette énergie d'excitation ne peut pas se distribuer sur un grand nombre de particules élémentaires, comme c'est le cas pour les noyaux plus lourds. A la vie courte correspond une grande largeur du niveau excité et ainsi un grand domaine de validité de la relation $\sigma = a1/v$. Une extrapolation des périodes de corps émetteurs de rayons α indique que ${}^{11}_3\text{B}$ ne peut pas avoir une vie moyenne supérieure à 10^{-20} sec, cela correspondrait à une largeur de 10^5 V.

Ces explications montrent que l'existence des neutrons de résonance conduit à une méthode idéale pour la détermination de la forme, de la largeur et des distances des niveaux d'excitation d'un noyau par la mesure de la forme, de la largeur et des distances des bandes d'absorption des neutrons de résonance. Dans ces mesures entre seulement l'énergie cinétique du neutron et on obtient pour les niveaux dont l'énergie d'excitation est de l'ordre de 10^7 V une exactitude de quelques volts à quelques dizaines de volts. Nous décrivons dans les chapitres suivants quelques expériences utilisant cette méthode.

6. Largeur des niveaux de résonance. — Le fait que les bandes d'absorption des neutrons de résonance des différents éléments ne se superposent dans quelques cas que très peu, permet déjà de dire qu'ils ont une largeur relativement petite. Par exemple, pour $nr(\text{Rh } 45'')$ et $nr(\text{Ag } 22'')$ la superposition est faible et la distance de leur énergie moyenne n'est que 2 V, leur largeur doit donc être encore plus petite. Pour $nr(\text{Ag } 22'')$, nous avons déterminé une valeur maximum de la largeur avec un dispositif simple dont le principe est de mesurer la fraction des neutrons qui au cours de leur ralentissement ont l'énergie correspondant à la bande ($22''$). En moyenne, un neutron perd lors d'un choc contre un proton la moitié de son énergie; au cours de son ralentissement, son énergie prend donc une série

décroissante de valeurs discontinues séparées par de grands domaines d'énergie. Si dans une bande le maximum d'énergie est le double du minimum, tous les neutrons au cours de leur ralentissement passeront par une valeur qui se trouve dans cette bande; au contraire, les bandes plus étroites seront sautées par quelques-uns des neutrons. La fraction des neutrons qui sautent le domaine d'énergie d'une bande est donc une mesure pour la largeur de cette bande. Cette fraction peut être déterminée pour la bande d'absorption de Ag avec le dispositif suivant :

Une source de neutrons ($\text{Rn} + \text{Be}$) est placée dans un bécher qui contient, soit une solution de HNO_3 , soit une solution d' AgNO_3 en concentration équivalente. Les neutrons de la source sont ralentis par des chocs contre les protons, sortent du bécher et, avant de parvenir jusqu'au détecteur de Ag ou de Rh, sont filtrés par Cd. Si un neutron tombe au cours de son ralentissement sur l'énergie de la bande « Ag », il est absorbé avec une grande probabilité par un noyau Ag avant de quitter ce domaine d'énergie par un choc ultérieur. Cette probabilité se détermine en comparant l'activation du détecteur de Ag avec ou sans la présence d'ions Ag^+ dans le bécher. Notre expérience a donné le rapport $\frac{\text{activation à travers AgNO}_3}{\text{activation à travers HNO}_3} = 0,46$. Si un

neutron est ralenti jusqu'au domaine de la bande « Ag », il est donc absorbé dans la solution avec une probabilité de 54 pour 100 avant de sortir de ce domaine (*). Les neutrons d'énergie plus petite devraient également subir une diminution dans la solution de AgNO_3 , et, si l'énergie de chacun de ces neutrons avait passé antérieurement par une valeur comprise dans la bande « Ag », la diminution pour ces neutrons serait égale à celle des $nr(\text{Ag})$. Si, au contraire, la diminution est plus petite, on peut conclure qu'une partie seulement de ces neutrons plus lents ont passé par le domaine des $nr(\text{Ag})$. La comparaison de l'activation de Rh sur les deux solutions montre que leur diminution n'est que de 14 pour 100. Pour la fraction des neutrons qui sautent le domaine, nous obtenons par comparaison de ces absorptions A_{Ag} et A_{Rh} :

$$f = \frac{A_{\text{Rh}}}{A_{\text{Ag}}} = 0,26.$$

Il y a donc seulement un neutron sur quatre qui devient une fois au cours de son ralentissement un $nr(\text{Ag})$. Un calcul approximatif montre que la largeur maximum, qui correspond à $f = 1/4$ est égale à $1/8$ de l'énergie de la bande. Celle-ci étant de 3 V nous obtenons pour la largeur de bande $\text{Ag}(22'')$: 0,4 V. On pourrait penser que cette valeur pourrait être influencée dans cette méthode de détermination par d'autres niveaux de résonance que celui de 3 V, mais leur section efficace est plus petite et ainsi cette influence

(*) Le parcours libre des $nr(\text{Ag})$ est petit par rapport aux dimensions du becher.

peut être négligée. Le niveau de résonance du deuxième isotope de Ag peut influencer la mesure dans le sens qu'on trouve une valeur maximum trop grande.

A la largeur de 0,4 V correspond une vie moyenne de 10^{-15} sec pour l'état de Ag^{22'} excité par l'énergie du défaut de masse du neutron.

Un calcul de la largeur d'après la formule de Breit et Wigner, donne, si l'on tien compte des données expérimentales sur la section efficace de l'argent pour les nr (Ag^{22'}) et pour les neutrons d'énergie thermique : 0,15 à 0,25 V, en accord avec l'expérience. (Dans la formule de Breit et Wigner, α représente la moitié de la largeur.)

7. Forme des niveaux de résonance. — Le phénomène du renversement d'une raie spectrale est bien connu en optique. Nous avons pensé que le même phénomène devrait intervenir dans l'absorption des neutrons de résonance, en utilisant le même élément comme absorbant et comme détecteur. Dans les paragraphes précédents nous avons vu en effet que les niveaux de résonance devraient avoir la forme d'une raie avec une largeur relativement petite et avec de longues queues.

Dans l'absorption normale d'un rayonnement homogène, les coefficients d'absorption ne varient pas avec l'épaisseur de l'absorbant. L'intensité du rayonnement décroît exponentiellement en fonction de l'épaisseur, si l'incidence du rayonnement est normale.

Dans le cas du renversement de la raie d'absorption, on devrait observer une décroissance d'intensité moins rapide que la courbe exponentielle, car le coefficient d'absorption doit diminuer en fonction de l'épaisseur de l'absorbant : si le coefficient d'absorption et la sensibilité du détecteur ont un maximum pour la même énergie, un absorbant mince absorbera fortement le milieu de la raie et faiblement les parties latérales. Après le passage à travers une épaisseur suffisamment grande, la partie du milieu de la raie détectée a complètement disparu et la radiation pénétrante contient seulement des parties moins fortement détectées et absorbées.

On doit s'assurer qu'une déviation ne provient pas d'une inhomogénéité du rayonnement enregistré par le détecteur. On peut le vérifier en mesurant la section efficace du bore pour le rayonnement filtré par les diffé-

rentes épaisseurs de l'absorbant et décelé par un détecteur du même élément.

Dans le cas de Ag^{22'}, Amaldi et Fermi⁽³⁾ ont trouvé que l'absorption des nr (Ag^{22'}) ne suit pas la courbe exponentielle. Ils en conclurent que les nr (Ag^{22'}) se composent de deux groupes séparés, car la section efficace du bore est plus petite pour le rayonnement filtré par 0,06 g/cm² Ag que pour le rayonnement non filtré. La radiation absorbée plus fortement par Ag a donc l'énergie la plus petite. La section efficace du bore permet de calculer les énergies correspondantes : Amaldi et Fermi trouvent 8 V et 30 V. Avec le modèle de Bohr, on comprend facilement l'existence de plusieurs bandes d'absorption de résonance par la capture de neutrons sur des niveaux voisins. Cette expérience montre que les niveaux d'excitation d'un noyau demi-lourd sont très rapprochés pour une énergie d'excitation correspondant au défaut de masse du neutron. Dans le cas de Ag^(22'), cette distance est d'environ 20 V.

En mesurant l'absorption des nr (Rh^{45''}) par Rh et des nr (I^{25'}) par l'iode, nous avons trouvé de grands écarts avec la courbe exponentielle à laquelle on devait s'attendre puisque notre dispositif expérimental choisit les neutrons qui traversent l'absorbant normalement. La section efficace du bore pour le rayonnement, filtré par 0,2 g/cm² Rh et décelé par un détecteur de Rh ou filtré par 2,5 g/cm² I et décelé par un détecteur en iode, a été trouvée égale à la section efficace du bore pour le rayonnement non filtré. L'écart ne provient donc pas d'une inhomogénéité du rayonnement, une deuxième raie d'absorption n'intervient pas du tout ou seulement dans une proportion négligeable. Pour les absorbants de Rh on utilisait des cibles en platine contenant 10 pour 100 de Rh (l'absorption du platine peut être négligée). Les absorbants en iode étaient constitués par de l'iode pur.

Dans le tableau, μ est le coefficient d'absorption de la courbe totale, μ' celui de chaque cible partielle. On voit que μ et μ' décroissent si on augmente l'épaisseur de l'absorbant. On est donc bien en présence du renversement d'une ligne nucléaire. Pour déterminer la section efficace d'un niveau nucléaire il faut tenir compte de ce phénomène. Il faut déterminer cette grandeur avec des couches d'absorption assez minces pour que le renversement soit négligeable. Ainsi on obtient 1,6 pour le coefficient d'absorption massique de l'iode pour nr (I^{25'}) et 17 pour le coefficient d'absorption massique pour les nr (Rh^{45''}).

TABLEAU.

	DÉTECTEUR RH (45 SEC. , ABSORBANT RH				DÉTECTEUR I, ABSORBANT I				
	0.02	0.04	0.08	0.214	0.2	0.5	0.8	1.8	2.5
Absorbant g/cm ²									
Absorption pour cent.	15	27	37	53	27	45	53	58	62
μ	8	8	6	3.6	1.6	1.2	1.0	0.5	0.3
μ'	8	8	3.8	1.3	1.6	0.9	0.5	0.1	0.07

C. Diffraction des neutrons.

Preuve expérimentale. — En associant des ondes avec des neutrons d'après la relation de Broglie on arrive à des longueurs d'onde qui sont, pour les neutrons d'énergie thermique, de l'ordre de grandeur de $1 \text{ à } 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$. Il doit être possible de prouver l'existence de ces ondes par des expériences de diffraction sur des cristaux ainsi que ceci a déjà été fait pour les électrons et pour certains faisceaux moléculaires.

Le neutron semble même présenter certains avantages en vue de telles expériences : Quelques substances ont pour les neutrons lents une section efficace pour la diffusion élastique qui est bien supérieure à celle pour la capture. Les neutrons ont donc un pouvoir pénétrant assez grand. D'autre part, le neutron ne réagit qu'avec les noyaux des atomes et chaque noyau donne une diffusion isotrope, on peut donc vraiment considérer les cristaux comme des réseaux composés de points.

En cherchant à prouver l'existence de la diffraction des neutrons on ne se heurte qu'à une seule difficulté sérieuse : les sources de neutrons dont on dispose actuellement ont une intensité trop faible. Des expériences utilisant la méthode de von Laue semblent pour cette raison impossibles. La méthode de Debye et Scherrer exige des sources monochromatiques, ce qui entraîne une diminution considérable de l'intensité primaire. M. Elsasser a dirigé notre attention sur le fait, que des expériences d'après le principe de Debye et Scherrer semblent possibles sans une monochromatisation des neutrons pour les raisons suivantes.

Le spectre des neutrons sortant d'une source de (Rn + Be) entourée de paraffine a un maximum d'intensité pour les neutrons d'énergie thermique avec une distribution d'énergie à peu près maxwellienne. Si un tel spectre est enregistré par un détecteur pour des neutrons lents dont la section efficace varie avec $1/v$ (« Détecteur $1/v$ ») — v étant la vitesse des neutrons — la forme du spectre est naturellement altérée : Le détecteur va accentuer les parties les plus lentes du spectre relativement aux parties plus rapides. Le facteur $1/v$ fait qu'on peut admettre la distribution maxwellienne pour la densité des neutrons, au lieu de celle du courant de neutrons. Dunning⁽¹⁾ et ses collaborateurs, ainsi que Amaldi et Fermi⁽³⁾ ont montré que l'intensité du spectre dans le domaine des énergies supérieures à l'agitation thermique est bien inférieure à l'intensité moyenne des neutrons thermiques. Pour un « détecteur $1/v$ » le spectre des neutrons lents finit donc pratiquement avec la distribution maxwellienne. Une source de neutrons lents fournit ainsi, en combinaison avec un « détecteur $1/v$ » un dispositif qui enregistre, avec une sensibilité appréciable, seulement les neutrons dont l'énergie est inférieure à une énergie maximum. Cette énergie est déterminée par la chute de la distribution maxwellienne.

Lorsqu'un faisceau de rayonnement monochromatique tombe sur une poudre cristalline, le lieu géométrique

pour le premier maximum de diffraction est un cône autour du faisceau incident ; l'angle d'ouverture de ce cône est d'autant plus grand que la longueur d'onde de la radiation incidente est plus grande. Si le faisceau incident est constitué par un spectre continu, la distribution de la radiation diffusée sera isotrope, puisque on obtiendra une série continue de cônes, dont chacun sera le lieu géométrique pour un maximum de diffraction d'un domaine du spectre. Si, par contre, le faisceau contient un spectre continu, mais limité vers les grandes énergies donc vers les petites ondes, on observera une limite à la distribution de la radiation diffusée : L'intérieur du cône qui correspond à la radiation la plus énergétique contenue dans le spectre sera dénué de radiation, tandis qu'autour de ce cône, la distribution sera la même que dans le cas précédent. (Nous négligeons dans cette discussion les maxima d'ordre supérieur, puisqu'ils ne changent pas l'essentiel, qu'on va observer un cône exempt de radiation.

D'après les calculs d'Elsasser⁽²⁶⁾, l'angle d'ouverture de ce cône serait de 40° pour une source de neutrons lents, dont la paraffine est à une température de 300°K , avec du fer en poudre comme diffuseur.

Nous avons vu qu'on peut, en faisant varier la température de la paraffine, modifier l'énergie des neutrons thermiques d'une source de neutrons lents. Il est évident que la limite des neutrons qui sont observables avec un « détecteur $1/v$ », sera changée aussi, puisque cette limite sera toujours indiquée par la chute de la distribution maxwellienne vers les grandes énergies. Si on laisse tomber un faisceau de neutrons lents sur une poudre cristalline et si l'on mesure la distribution de la radiation diffusée avec un « détecteur $1/v$ », on doit observer un cône exempt de radiation, dû au fait que le spectre est coupé au-dessus de la distribution maxwellienne ; une variation de la température de la paraffine ralentissante va changer l'angle d'ouverture de ce cône. Un refroidissement qui déplace la distribution maxwellienne vers des énergies plus petites doit augmenter l'angle d'ouverture : à 90°K on doit arriver à une ouverture de 74° . Nous avons cherché à prouver l'existence de la diffraction des neutrons en vérifiant cette relation (*).

Nous avons travaillé avec le dispositif montré par la figure 9. Une source de neutrons (1 Curie Rn + Be) se trouve à l'intérieur d'un vase Dewar. Elle est protégée contre le refroidissement par des tubes à doubles parois qui font partie du vase Dewar. Le vase est rempli de paraffine, il se trouve dans un vase plus grand, également rempli de paraffine. On peut modifier la température de la paraffine en versant de l'oxygène liquide sur la surface. (Après que la paraffine est arrivée à l'équilibre thermique avec l'oxygène liquide, il suffit d'une

(*) Le fait que la distribution des neutrons diffusés change, lorsque la vitesse varie, pourrait être dû à une variation de la section efficace du corps diffusant. Nous avons pris le fer comme diffuseur. D'après Wick et Pontecorvo^(2v), la section efficace pour la diffusion élastique de neutrons lents par le fer est sensiblement indépendante de leur vitesse.

couche de 3 mm de réfrigérant pour maintenir la basse température, l'expérience commence seulement après que cet état est atteint.) Le faisceau de neutrons thermiques est limité par deux diaphragmes en cadmium, il a une ouverture de 27° . Le diffuseur, un cylindre creux en fer, se trouve dans le deuxième diaphragme en cadmium. Ce diaphragme forme avec un demi-cylindre en cadmium la chambre de diffraction. 6 détecteurs en oxalate de Dysprosium sont rangés, de 13° en 13° sur le demi-cylindre. Le détecteur n° 2 se trouve dans l'axe du dispositif. Chaque détecteur a une surface de $0,5 \times 2$ cm et contient 190 mg d'oxalate de dysprosium.

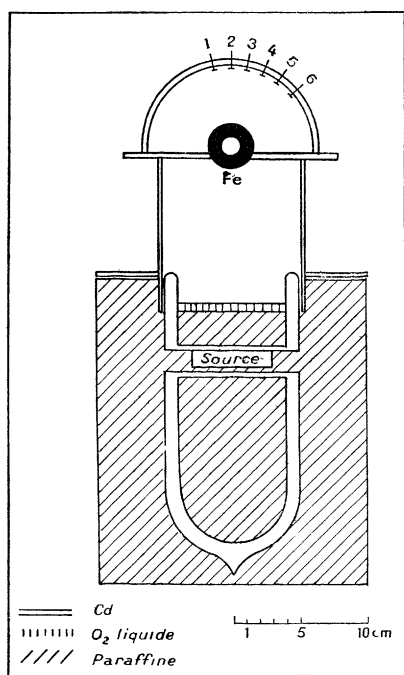


Fig. 9.

On a choisi le fer comme diffuseur à cause de sa petite constante réticulaire et parce que sa section efficace pour la diffusion élastique des neutrons lents est bien supérieure à la section efficace pour la capture des neutrons lents. La section efficace pour la diffusion ne varie pas avec l'énergie des neutrons dans le domaine des neutrons lents.

Le dysprosium est très sensible aux neutrons thermiques⁽²⁸⁾. Il a en plus l'avantage d'être seulement sensible à des neutrons qui sont absorbés par le cadmium. On dispose ainsi d'une substance très pratique pour canaliser les neutrons. Mais l'effet de température montre que le dysprosium n'est pas un vrai « détecteur $1/v$: » sa section efficace varie moins vite avec la vitesse des neutrons. On doit donc s'attendre à un effet moins net que l'effet théorique.

Chaque série de mesures commençait avec une irradiation de dix heures. Après cette irradiation les détec-

teurs étaient mis tour à tour pendant dix minutes sur le compteur, tandis que l'irradiation des autres continuait. La période du dysprosium est de 2,5 h, de sorte que cette opération est facile à réaliser. Les mesures étaient continuées pour chaque série pendant 10 à 14 h. La distribution primaire (sans diffuseur en fer) fut mesurée après chaque série, elle fut trouvée indépendante de la température de la paraffine.

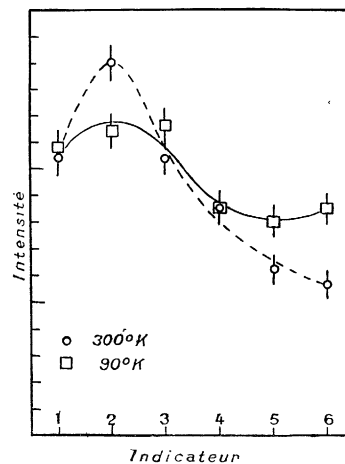


Fig. 10.

La figure 10 montre la distribution d'intensité obtenue avec diffuseur pour des températures de la paraffine de 300°K et de 90°K . On voit que les neutrons plus lents — auxquels on doit attribuer des ondes de Broglie plus longues — sont diffusés vers des angles plus grands, que les neutrons plus rapides. Qualitativement le résultat est en accord avec l'explication théorique. Quantitativement, l'accord ne peut pas être contrôlé, puisque le pouvoir résolvant de notre appareil est assez petit, à cause de la grande ouverture du faisceau incident. Pour éviter les diffusions doubles, on doit choisir le diffuseur d'une épaisseur telle, que seulement une partie des neutrons subissent un choc élastique. Ainsi le rayon primaire a une très forte intensité et il se superpose — à cause de sa grande ouverture — au rayonnement secondaire, de sorte qu'on obtient pour l'intensité totale, un maximum pour la radiation non déviée; d'autre part le dysprosium n'est pas un vrai « détecteur $1/v$ ». Les résultats mettent cependant en évidence l'existence de la diffraction des neutrons.

Pour obtenir des résultats quantitatifs, il faut avant tout obtenir des sources plus fortes. L'utilisation d'une chambre de bore, qui est un vrai « détecteur $1/v$ », semble nécessaire pour continuer ces expériences.

Si on dispose de sources plus fortes on peut penser à chercher à mettre en évidence la diffraction pour des neutrons de quelques volts. Les noyaux qui ont un niveau de résonance pour la capture de neutrons dans ce domaine fournissent des détecteurs excellents, qui

sont seulement sensibles à une très étroite partie du spectre. On peut ainsi espérer obtenir également les maxima de second ordre; l'angle de Bragg pour ces neutrons sera plus petit que pour les neutrons thermiques.

Nous adressons à Monsieur et Madame Joliot tous nos remerciements pour l'intérêt qu'ils nous ont témoigné

en toute occasion et à Monsieur Debiere pour la permission de travailler dans son institut et pour les moyens de l'institut qu'il a mis à notre disposition.

Nous avons bénéficié d'une bourse de la fondation Carnegie-Curie à laquelle nous exprimons nos remerciements.

Manuscrit reçu le 9 novembre 1936.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) E. FERMI, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, F. RASETTI, E. SEGRE. *Proc. Roy. Soc.*, A, 1934, **146**, 483.
- (2) E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. FERMI, B. PONTECORVO, F. RASETTI, E. SEGRE. *Proc. Roy. Soc.*, A, 1935, **149**, 522.
- (3) E. AMALDI, E. FERMI. *La Ricerca scientifica*, 1936, **7**, 1.
- (4) H. VON HALBAN et P. PREISWERK. *Nature*, 1935, **136**, 951.
- (5) P. B. MOON, J. R. TILLMANN. *Nature*, 1935, **135**, 904.
- (6) O. R. FRISCH, E. T. SØRENSEN. *Nature*, 1935, **136**, 256.
- (7) J. R. DUNNING, G. B. PEGRAM, G. A. FINK, D. P. MITCHELL. *Phys. Rev.*, 1935, **48**, 265.
- (8) C. H. WESTCOTT, H. NIEWODNICZANSKI. *Proc. Cambridge Soc.*, 1935, **31**, 617.
- (9) P. PREISWERK, H. VON HALBAN. *Nature*, 1935, **136**, 1027.
- (10) F. RASETTI, E. SEGRE, G. FINK, J. R. DUNNING, G. B. PEGRAM. *Phys. Rev.*, 1936, **49**, 104.
- (11) C. H. WESTCOTT, T. BJERGE. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 1935, **31**, 145.
- (12) D. E. LEA. *Nature*, 1934, **133**, 24.
- (13) R. FLISCHMANN. *Z. Physik*, 1935, **97**, 242.
- (14) T. BJERGE, C. H. WESTCOTT. *Proc. Roy. Soc.*, 1935, **150**, 709.
- J. R. TILLMANN, P. B. MOON. *Nature*, 1935, **136**, 66.
- (15) E. FERMI, E. AMALDI. *La Ricerca scientifica*, 1935, **7-2**, 443.
- (16) L. SZILARD. *Nature*, 1935, **136**, 950.
- (17) H. VON HALBAN, P. PREISWERK. *C. R.*, 1936, **202**, 133.
- (18) E. AMALDI, E. FERMI. *La Ricerca scientifica*, 1935, **7-1**, 544.
- (19) P. PREISWERK, H. VON HALBAN. *C. R.*, 1936, **202**, 840.
- (20) B. PONTECORVO, G. C. WICK. *La Ricerca scientifica*, 1936, **2**, 135.
- (21) O. R. FRISCH, G. PLACZEK. *Nature*, 1936, **137**, 357.
- (22) H. VON HALBAN, P. PREISWERK. *Nature*, 1936, **137**, 905.
- (23) N. BOHR. *Nature*, 1936, **137**, 344.
- (24) G. BREIT, E. WIGNER. *Phys. Rev.*, 1936, **49**, 519.
- (25) P. PREISWERK, H. VON HALBAN. *Nature*, 1936, **138**, 163.
- (26) W. ELSASSER. *C. R.*, 1936, **202**, 1029.
- (27) H. VON HALBAN, P. PREISWERK. *C. R.*, 1936, **203**, 73.
- (28) G. VON HEVESY, H. LÉVY. *Nature*, 1935, **136**, 1027.