

Mesure de la section de collision non élastique du béryllium à 14,2 MeV

D. Didier, H. Dillemann

▶ **To cite this version:**

D. Didier, H. Dillemann. Mesure de la section de collision non élastique du béryllium à 14,2 MeV. Journal de Physique, 1963, 24 (11), pp.805-808. 10.1051/jphys:019630024011080501 . jpa-00205611

HAL Id: jpa-00205611
https://hal.science/jpa-00205611

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.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE TOME 24, NOVEMBRE 1963, PAGE 805.

MESURE DE LA SECTION DE COLLISION NON ÉLASTIQUE DU BÉRYLLIUM A 14,2 MeV

Par D. DIDIER et H. DILLEMANN,
Commissariat à l'Énergie Atomique.

Résumé. — La section globale de diffusion non-élastique du béryllium a été mesurée, avec des neutrons de 14,2 MeV, par la méthode de la couche sphérique.
Des calculs de corrections ont été appliqués aux résultats expérimentaux pour tenir compte principalement des diffusions multiples et de la perte d'énergie des neutrons dans les collisions élastiques. Nous avons obtenu $\sigma_{ne} = 0{,}50 \pm 0{,}01$ barn.

Abstract. — The nonelastic cross section of beryllium for 14.2 MeV neutrons has been measured using the sphere transmission technique. Corrections have been applied to the data, principally for multiple scattering and energy loss of neutrons in elastic collisions. Our result is :
$\sigma_{ne} = 0.50 \pm 0.01$ barn.

I. **Introduction.** — La section globale de collision non élastique σ_{ne} représente la différence entre la section totale σ_T et la section de diffusion élastique σ_{el}.

σ_{ne} peut se calculer à partir de la mesure du coefficient de transmission des neutrons à travers une couche sphérique de l'élément étudié placé autour d'un détecteur. Ce détecteur doit en principe être sensible aux neutrons directs et aux neutrons de diffusion élastique à l'exclusion des autres neutrons et du rayonnement gamma.

Cette technique s'applique sans grande difficulté aux éléments lourds et moyens car les neutrons perdent très peu d'énergie dans les collisions élastiques. Tous les neutrons détectés ont pratiquement la même énergie. On n'est alors pas obligé de tenir compte de la variation d'efficacité du détecteur avec cette énergie.

La présente mesure est plus délicate du fait que le béryllium est un élément léger ; nous devons tenir compte de l'énergie des neutrons de diffusion élastique lors de l'interprétation des résultats. Nous avons été amenés à déterminer expérimentalement la courbe des hauteurs d'impulsions délivrées par le détecteur en fonction de l'énergie des neutrons.

Les neutrons incidents sont produits par la réaction T(d, n)^{4}He. La correspondance angulaire entre les particules alpha et les neutrons produits est utilisée pour réaliser la collimation du faisceau utile.

II. **Conditions expérimentales.** — 1. Les neutrons sont produits en bombardant une cible de tritium adsorbé dans une mince couche de titane (0,3 mg de Ti/cm^2 environ) par des deutérons accélérés à 150 keV.

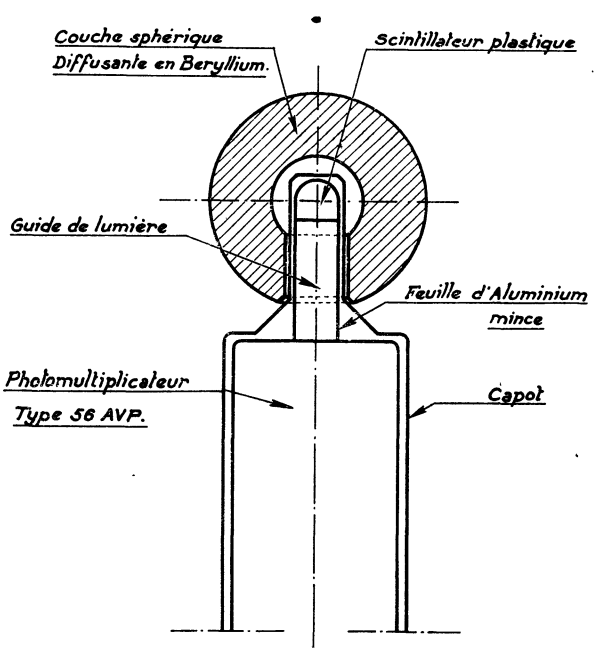


FIG. 1. — Vue en coupe du détecteur et du diffuseur.

Article published online by EDP Sciences and available at http://dx.doi.org/10.1051/jphys:019630024011080501

2. Le détecteur de neutrons placé à 80 cm de la cible est constitué d'un scintillateur plastique de forme spéciale (voir *fig.* 1) de 15 mm de diamètre couplé à un photomultiplicateur 56 AVP par l'intermédiaire d'un guide de lumière de 40 mm de long.

Les hauteurs d'impulsions maximales que peut délivrer ce scintillateur avec des photons correspondent à celles que produisent des protons de recul de 7 MeV environ. L'efficacité de ce détecteur dépend très peu de l'orientation des neutrons incidents (elle est constante à $\sim$ 2 % près pour des angles d'incidence compris entre 0° et 120° par rapport à l'axe de symétrie).

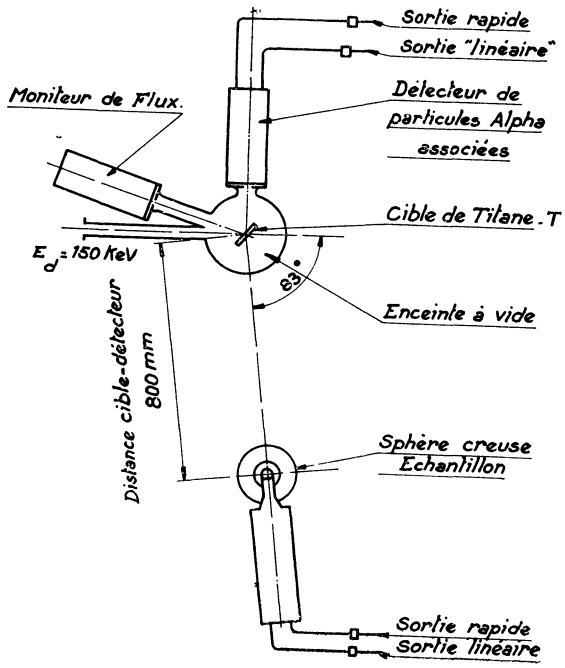


FIG. 2. — Vue en plan de l'appareillage.

3. Le flux est monitoré grâce à deux détecteurs :
— un scintillateur ICs qui détecte les particules alpha émises par la source dans une direction donnée ; un scintillateur plastique dont on compte les protons de recul dont l'énergie est comprise entre 10 MeV et 14 MeV.

III. **Montage électronique.** — Le diagramme du montage est représenté sur la figure 3. Nous avons utilisé un circuit de coïncidences rapides de même type que celui décrit par W. A. Wenzel [1] dont le temps de résolution est égal à 10^{-8} seconde. Ce circuit commande l'ouverture de la porte linéaire d'un analyseur multicanaux type SA 40 à l'aide duquel nous enregistrons le spectre d'amplitudes du détecteur de neutrons. Cet appareillage permet de contrôler :
— la stabilité de la coïncidence entre neutrons et alpha, grâce au circuit marqué « comptage des coïncidences » sur la figure 3 ;
— la stabilité du gain du détecteur de neutrons, en comparant les spectres obtenus au cours de la mesure à un spectre étalon enregistré au début de l'expérience. Nous n'avons pas constaté de dérive appréciable de gain.

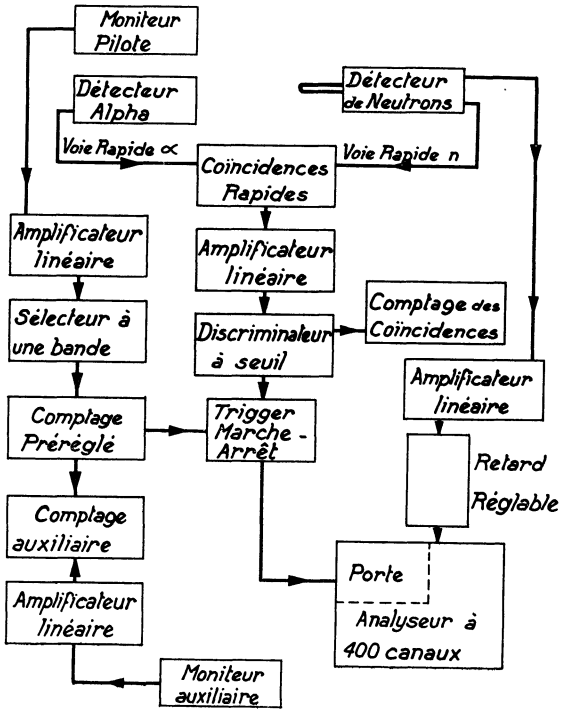


FIG. 3. — Diagramme du montage électronique.

IV. **Diffuseur.** — Le diffuseur, représenté en coupe sur la figure 1, a la forme d'une couche sphérique. L'épaisseur de la couche est égale à 20 mm, ce qui représente environ 35 % du libre parcours des neutrons de 14 MeV dans le béryllium.

V. **Mesures.** — 1. Pour la mesure du coefficient de transmission nous avons opéré par mesures alternées, avec et sans diffuseur. Les enregistrements de spectres sont tous rapportés à un même comptage des moniteurs. Le coefficient de transmission est obtenu en formant, pour deux mesures consécutives, le rapport des nombres d'impulsions du détecteur qui dépassent un seuil donné.

Ces seuils sont calculés à l'aide de la courbe de réponse que nous avons déterminée expérimentalement.

2. *Détermination de la courbe de réponse du détecteur.*

La connaissance de cette courbe de réponse ou courbe des hauteurs d'impulsions procure ici deux avantages qui sont :

l'étalonnage des seuils en énergie et le calcul

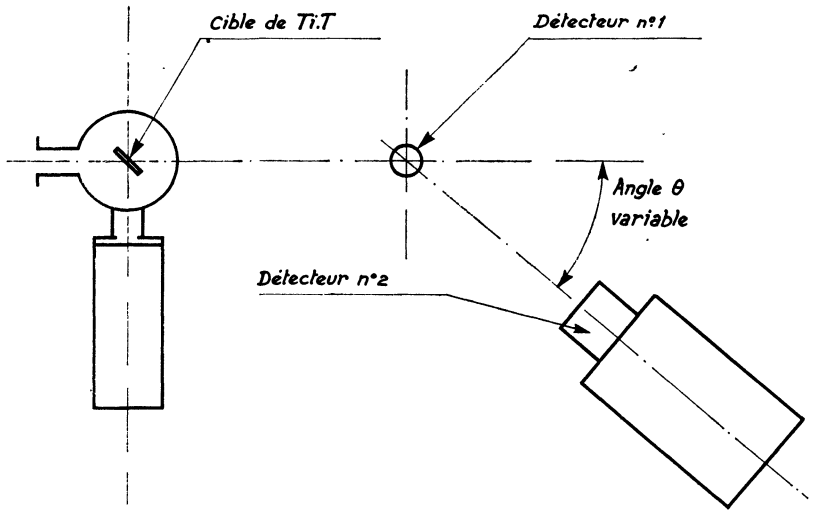


FIG. 4. — Appareillage de mesure de la courbe de réponse du détecteur.

des courbes de rendement du détecteur pour chaque seuil.

La courbe des hauteurs d'impulsions est déterminée à l'aide du montage représenté sur la figure 4.

Le détecteur n° 1 est celui qui est utilisé pour la mesure de σ_{ne} ; il est placé ici avec son axe vertical.

Le détecteur n° 2 est monté en coïncidence rapide avec le premier ; il est placé à 8 cm de celui-ci et il détecte les neutrons diffusés suivant un angle θ variable.

Le spectre de la figure 5 représente l'enregistrement des impulsions du détecteur n° 1 qui sont en coïncidence avec celles du détecteur n° 2 lorsque $\theta = 45°$.

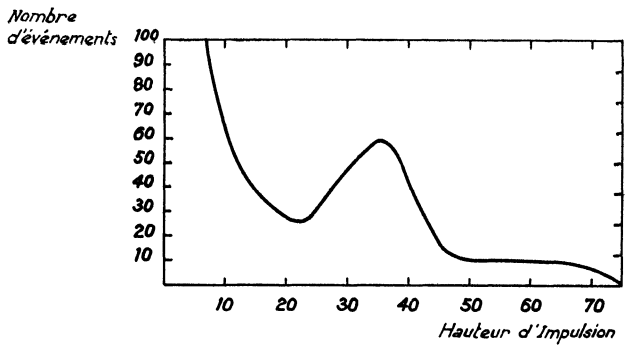


FIG. 5. — Détermination de la courbe de réponse $\theta = 45°$.

VI. **Exploitation des résultats.** — 1. COURBES DE RENDEMENT DU DÉTECTEUR DE NEUTRONS. — Nous admettons que la forme du spectre d'amplitude obtenu avec le détecteur de neutrons garde une forme constante pour des énergies de neutrons E_0 comprises entre 7 MeV et 15 MeV.

Le rendement du détecteur pour des neutrons d'énergie E_0 et le seuil E_s donné est égal à :

$$\varepsilon(E_0, E_s) = \varepsilon(E_0).S_1/(S_1 + S_2)$$

si : $\varepsilon(E_0)$ est l'efficacité du détecteur avec des neutrons d'énergie E_0 ;

S_1 est l'intégrale du spectre pour toutes les amplitudes supérieures au seuil E_s ;

S_2 est l'intégrale du spectre dans la partie des amplitudes inférieures à ce seuil.

Les courbes de rendement correspondant aux différents seuils indiqués sont représentées sur la figure 6, normalisées pour $E = 14{,}2$ MeV.

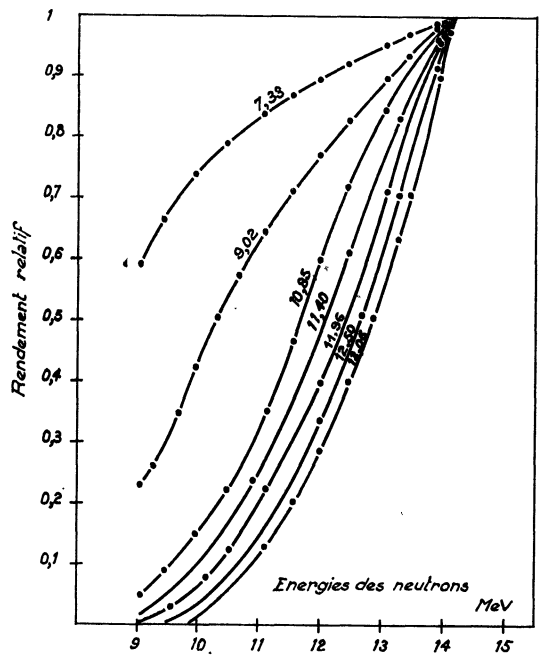


FIG. 6. — Courbes de rendement du détecteur pour différents seuils.

2. CALCUL DES CORRECTIONS. — Le principe de ces calculs a été exposé par H. A. Bethe et autres [2]. Ils aboutissent à une expression générale du coef-

ficient de transmission qui tient compte : des dimensions finies du détecteur, des diffusions multiples à l'intérieur de la couche sphérique, de la courbe de correspondance angulaire entre particules alpha et neutrons, de la perte d'énergie dans les collisions élastiques.

Le coefficient de transmission mesuré expérimentalement est lié aux données par les expressions suivantes :

$$T_{exp} = T_0(1 - kw') + k[1 - T_0(1 - w')]\frac{\sigma_{el}}{\sigma_T}[R]$$

avec :

$$[R] = [\bar{\pi}_1 + (1 - \pi_1)]\frac{\sigma_{etr}}{\sigma_{tr}}\bar{P}_2 + \frac{(1 - \pi_1)(1 - P_1)\,\sigma_{etr}^2\,\bar{P}_m}{\sigma_{tr}(\sigma_{ne} + \sigma_{etr}\,P_m)}$$

$$w' = \frac{N\sigma_T}{2}a^2\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

$$\sigma_{el} = \sigma_T - \sigma_{ne}$$

$$\sigma_{tr} = \sigma_{ne} + \sigma_{etr}$$

$$T_0 = \exp N\sigma_T(r_2 - r_1)$$

k est un facteur d'efficacité pour les neutrons de diffusion élastique. Ce coefficient est calculé pour chaque seuil à l'aide de la courbe de rendement et de la section différentielle élastique calculée d'après le modèle optique de Bjorklund et Fernbach [3].

Les termes π et P sont des facteurs de probabilité d'échappement après un certain nombre de collisions. Les termes $\bar{\pi}$ et $\bar{P}$ tiennent compte de la correspondance angulaire entre particules α et n.

Ces corrections ont été exécutées par une calculatrice IBM 7090 par la méthode d'itération. Le calcul s'arrête lorsque la valeur de $T_{(exp)}$ donnée par la machine est égale à la valeur mesurée.

VII. **Résultats. Discussion.** — Le tableau présente les résultats obtenus. Nous devons remarquer que les transmissions mesurées diminuent régulièrement lorsque la valeur du seuil augmente.

TABLEAU DES RÉSULTATS

SEUIL (EN MeV)	F EXPÉRIMENTALE	σ_{ne} CORRIGÉE (EN BARNS)
—	—	—
13,97	0,815	0,505
13,42	0,819	0,503
13,06	0,821	0,501
12,50	0,826	0,498
11,96	0,830	0,510
11,40	0,833	0,505
10,85	0,838	0,505
9,02	0,853	0,470
7,38	0,869	0,427

Par contre, les valeurs de σ_{ne} obtenues après correction sont extrêmement voisines pour des seuils compris entre 10,85 MeV et 13,97 MeV.

Nous obtenons la valeur suivante :

$$\sigma_{ne} = 0{,}50 \pm 0{,}01 \text{ barn}$$

en tenant compte des fluctuations statistiques du comptage sur l'ensemble des mesures.

Parmi les auteurs qui ont publié cette mesure [4 à 9] seuls M. H. MacGregor et autres ont corrigé leurs résultats d'une manière complète. Leur valeur est en parfait accord avec la nôtre

$$(0{,}49 \sim 0{,}02 \text{ barn}).$$

Les autres résultats publiés se situent entre 0,37 barn et 0,64 barn.

Le résultat obtenu montre que les calculs de corrections permettent de choisir un seuil de détection situé dans une large gamme d'énergie à condition, bien sûr, que la proportion des neutrons de collisions non élastiques soit négligeable au-dessus du seuil choisi.

Remerciements. — Nous tenons à exprimer notre gratitude aux personnes qui nous ont procuré leur aide et leurs conseils au cours de cette étude et en particulier M. Figeac qui a bien voulu se charger de l'interprétation des résultats sur la calculatrice IBM 7090.

BIBLIOGRAPHIE

[1] ENZEL (W. A.), UCRL 8000.
[2] BETHE (H. A.), BEYSTER (J. R.) et CARTER (R. E.), *J. Nucl. Energy*, 1956, **3**, 207 et 263 ; 1957, **4**, 3 et 147.
[3] BJORKLUND (F.) et FERNBACH (S.), UCRL-4926-T (Rev.), 1957.
[4] TAYLOR (H. L.), LONSJO (O.) et BONNER (T. W.), *Phys. Rev.*, 1955, **100**, 174.
[5] DAVIS (R. W.) et PHILLIPS (D. D.), LA-740 (AECU 404), 1949.
[6] COHEN (A. V.), *Reactor Sc. and Technology*, 1961, **14**, 180.
[7] GORBACHEV (V. M.) et PORETSKY (L. B.), *Atomnaia Energia*, 1958, **4**, 191.
[8] MACGREGOR (M. H.), BALL (W. P.) et BOOTH (R.), *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 726.
[9] FLEROV (N. N.) et TALYZIN (V. M.), *Atomnaia Energia*, 1956, **1**, 155.