



HAL
open science

Contribution du champ électrique des noyaux à la diffusion élastique des γ du ^{60}Co

L. Goldzahl, P. Eberhard

► **To cite this version:**

L. Goldzahl, P. Eberhard. Contribution du champ électrique des noyaux à la diffusion élastique des γ du ^{60}Co . *Journal de Physique et le Radium*, 1957, 18 (1), pp.33-43. 10.1051/jphys-rad:0195700180103300 . jpa-00235612

HAL Id: jpa-00235612

<https://hal.science/jpa-00235612>

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.

CONTRIBUTION DU CHAMP ÉLECTRIQUE DES NOYAUX A LA DIFFUSION ÉLASTIQUE DES γ DU ^{60}Co

Par L. GOLDZAHL et P. EBERHARD,

Laboratoire de Physique Atomique et Moléculaire du Collège de France.

I. Position du problème.

Introduction. — [Les théories quantiques permettent de prévoir la diffusion de la lumière par la lumière et la diffusion de la lumière par le champ électrique. Ce deuxième phénomène est souvent appelé diffusion de potentiel ou encore effet Delbrück car, en 1933, ce physicien, se fondant sur la théorie de Dirac, en signala la possibilité [1].

La section efficace de diffusion de la lumière par la lumière a pu être calculée [2]. Elle est si petite que, dans l'état actuel de la physique, on n'espère pas mettre ce phénomène en évidence par des expériences de croisement de faisceaux.

Les possibilités d'une mise en évidence de l'effet Delbrück sont plus favorables, car on peut utiliser le champ électrique des noyaux.

Les récents développements de l'électrodynamique quantique permirent à Rohrlich et Gluckstern [3] de calculer l'amplitude complexe du rayonnement diffusé par un champ coulombien dans la direction incidente. Ils obtinrent une expression analytique exacte pour les parties réelles et imaginaires $a_1(h\nu, 0)$ et $a_2(h\nu, 0)$ de l'amplitude de la diffusion. La section efficace pour la diffusion Delbrück en avant est par unité d'angle solide :

$$d\sigma(h\nu, 0)/d\Omega = |a_1(h\nu, 0) + ia_2(h\nu, 0)|^2 (\alpha Z)^4 r_0^2$$

$h\nu$ est l'énergie des photons considérés, α est la constante de structure fine $2\pi e^2/hc$, r_0 est le rayon classique de l'électron e^2/mc^2 et Z le nombre atomique de l'atome.

Nous avons donné dans le tableau ci-dessous quelques valeurs numériques caractéristiques de l'amplitude et de la section efficace de la diffusion Delbrück dans le plomb et pour la direction incidente :

ÉNERGIES (MeV)	$a_1(h\nu, 0)$	$a_2(h\nu, 0)$	$d\sigma(h\nu, 0)/d\Omega$	pour le Pb
0,411	0,0205	0	0,00	428 mb/ster
1,33	0,241	0,0058	0,591	mb/ster
2,62	0,912	0,265	9,18	mb/ster
17,6	11,87	14,5	3,57	b/ster
200	150	395	1,82	kb/ster

On n'a pu calculer jusqu'à présent la variation avec l'angle de diffusion de l'amplitude de l'effet Delbrück. Toutefois, Bethe et Rohrlich [4] ont pu calculer approximativement pour des γ dont l'énergie est grande par rapport à mc^2 la distribution angulaire de la diffusion Delbrück sous des angles de l'ordre de $\frac{mc^2}{h\nu}$. Ils ont donné la section efficace totale de l'effet Delbrück dans le cas des hautes énergies :

$$\sigma_T = 0,385 (\alpha Z)^4 r_0^2.$$

Elle est indépendante de l'énergie. Pour l'uranium elle est d'environ 6 millibarns, donc bien inférieure à la diffusion Compton totale jusqu'à des énergies de l'ordre de 10^{10} MeV. Pour ce même élément et des γ de 300 MeV, la section efficace de diffusion Delbrück pour un angle de diffusion de $0,01^\circ$ est de 3 000 barns/ster. La section efficace de l'effet Compton est alors de 7 barns/ster et celle de l'effet Rayleigh de $Z^2 r_0^2 = 650$ barns/steradian dans la direction incidente, bien moindre pour un angle de $0,01^\circ$. Pour de hautes énergies et sous de très petits angles la diffusion par le champ électrique des noyaux doit être prépondérante.

Principe de la mise en évidence de la diffusion par le champ électrique des noyaux. — La diffusion Delbrück est élastique puisque la seule perte d'énergie est celle, très faible, due au recul du noyau lors de la diffusion. Les autres processus connus de diffusion élastique de l'atome sont : la diffusion Thomson du noyau, la diffusion Rayleigh des électrons et la diffusion de résonance nucléaire.

La mise en évidence de l'effet Delbrück consistera à comparer la valeur mesurée de la section efficace de diffusion élastique des rayons γ à la somme calculée des autres processus de diffusion élastique. Cette méthode implique évidemment que l'on ait réussi à éliminer la diffusion inélastique de l'atome par effet Compton qui, pour les rayons γ , est prépondérante. Cela est possible par suite de l'importante perte d'énergie des γ diffusés par cet effet. Nous allons maintenant examiner les différents processus de diffusion élastique de l'atome.

La diffusion Rayleigh. — C'est la diffusion par les électrons fortement liés de l'atome.

La diffusion Rayleigh est bien connue dans le

domaine des rayons X ; elle y est la cause des phénomènes d'interférences. Dans la région des rayons γ son existence a été montrée par les succès de la spectroscopie cristalline qui a été étendue jusqu'à des énergies de l'ordre du MeV [5]. La formule établie par Debye [6] et donnant la section efficace de la diffusion Rayleigh des rayons X est encore valable dans le cas des rayons γ pour de petits angles de diffusion. Franz [7] a étendu les calculs de Debye afin d'obtenir de la diffusion Rayleigh des rayons sous de plus grands angles. Il a établi, dans le cas non relativiste, une formule reliant l'effet Rayleigh au facteur de structure. En utilisant un facteur de structure fondée sur l'approximation de Thomas-Fermi, il a donné pour la section efficace de la diffusion Rayleigh, la formule :

$$S_R = \frac{8.6 \cdot 10^{-33}}{\sin^3 \frac{\theta}{2}} \left(Z \cdot \frac{mc^2}{h\nu} \right)^3 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \left(1 - \frac{4.9 \cdot 10^{-3} Z^{\frac{1}{3}} mc^2}{\sin^2 \frac{\theta}{2} h\nu} \dots \right)^2 \text{ cm}^2$$

S_R étant la section efficace par unité d'angle solide pour un atome comprenant Z électrons, $h\nu$ l'énergie des photons incidents, mc^2 l'énergie propre de l'électron et θ l'angle de diffusion.

Bethe [8] a calculé dans le cas du plomb un facteur de structure en utilisant des fonctions d'onde relativistes pour les électrons K . Levinger [9], comme Bethe, a utilisé pour l'étain un facteur de structure relativiste ; de plus, il a introduit une correction relativiste dans le calcul de l'effet Rayleigh à partir des fonctions d'onde des électrons.

Des calculs tout à fait satisfaisants de l'effet Rayleigh sont en cours à Birmingham.

La diffusion Thomson. — C'est la diffusion par la charge du noyau. Sa section efficace peut être obtenue à partir des équations classiques de Thomson pour la diffusion des rayons X par les électrons libres, en remplaçant la masse de l'électron et sa charge par la masse et la charge du noyau. La section efficace par unité d'angle solide sous un angle θ est donnée par la formule :

$$S_T = 2,39 \cdot 10^{-32} \frac{Z^4}{A^2} \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \text{ cm}^2/\text{ster.}$$

A étant la masse atomique.

Dans nos expériences, sauf pour les grands angles de diffusion, l'effet Thomson était négligeable par rapport à l'effet Rayleigh.

La diffusion de résonance nucléaire. — C'est l'analogie, pour le noyau, de la résonance optique des atomes. Elle peut être décrite comme une

absorption et une réémission d'un photon par un noyau, le photon ayant l'énergie nécessaire pour porter le noyau de son état fondamental à un niveau excité.

La mise en évidence de la diffusion par résonance nucléaire est délicate [11] car il est très difficile d'obtenir la résonance exacte, même lorsque les noyaux émetteurs et récepteurs sont de même nature ; en effet, les largeurs des raies sont bien inférieures aux déplacements par effet Doppler provoqués par le recul du noyau lors de l'émission et de la diffusion et par l'agitation thermique.

Levinger [10] a montré que la diffusion par résonance nucléaire est négligeable par rapport aux diffusions Rayleigh et Thomson dès que l'on s'écarte de quelques volts de l'énergie du niveau. Ce processus de diffusion ne peut donc être comparable aux diffusions Rayleigh et Thomson que dans des cas exceptionnels et ce serait une coïncidence tout à fait remarquable si la résonance apparaissait avec des γ émis et diffusés par des atomes différents. La diffusion de résonance nucléaire ne semble jouer aucun rôle dans notre étude.

Expériences antérieures sur la diffusion élastique des rayons γ .

— Storruste [11] a vérifié les résultats de Debye et Franz pour les γ de 0,411 MeV de ^{198}Au diffusés par du plomb sous des angles inférieures à 35° . Pour les petits angles, Storruste mesurait la somme des diffusions élastiques et inélastiques et il en soustrayait la diffusion Compton calculée à partir de la formule de Klein et Nishina pour obtenir la part élastique de la diffusion. Il a utilisé cette méthode pour étudier la diffusion Rayleigh des γ de 1,33 MeV et 1,17 MeV du ^{60}Co par du plomb sous des angles inférieurs à 13° . Ici encore les prévisions théoriques ont été convenablement vérifiées.

Strickler [12] a étudié la diffusion élastique des γ du ^{60}Co sous 135° par le plomb, l'étain, le cuivre et l'aluminium ; ses résultats sont en bon accord avec les calculs des effets Rayleigh et Thomson par Bethe et Levinger pour le plomb et l'étain.

Wilson [13] a étudié la diffusion élastique par le plomb des γ de 1,33 MeV du ^{60}Co pour des angles compris entre 35° et 135° . Il a trouvé des sections efficaces inférieures à la somme des diffusions Rayleigh et Thomson calculée par Bethe, sauf pour les grands angles de diffusion. Ces expériences de Wilson tendent à montrer l'existence d'une diffusion par le champ électrique des noyaux, en interférence destructive avec les diffusions Rayleigh et Thomson. Cependant d'autres expériences par Davey [14] tendraient plutôt à montrer l'existence d'un effet Delbrück en interférence constructive avec les autres processus de diffusion élastique.

Davey [14] et Wilson ont également étudié la diffusion par le plomb des γ de 2,76 MeV du ^{24}Na . Leurs résultats ne leur ont pas permis de conclure

à une participation du champ électrique à la diffusion élastique.

Les expériences effectuées sur la diffusion élastique des rayons γ confirment donc les prévisions théoriques pour les γ de 0,411 MeV, mais pour cette énergie la diffusion par le champ électrique ne doit jouer aucun rôle. D'autre part, les prévisions théoriques pour les γ de 1,33 MeV semblent également confirmées pour les petits angles et les grands angles de diffusion, mais on n'en peut également tirer aucune preuve de la non existence de l'effet Delbrück, car cet effet pour ces angles peut être négligeable par rapport aux autres processus de diffusion élastique. Pour les angles de diffusion intermédiaires, les résultats sont imprécis et contradictoires et ne permettent pas de se prononcer. Nous nous sommes donc proposés d'étudier la diffusion des γ du ^{60}Co avec des moyens tels que l'on obtienne une précision suffisante, pour en tirer des conclusions sur la contribution du champ électrique du noyau à la diffusion élastique [15].

II. Le dispositif.

1. **Principe général.** — Une source S d'environ 40 curies de ^{60}Co émettait un faisceau de γ entre les 2 cônes C_1 et C_2 (fig. 1). Le cône mâle C_1 pouvait,

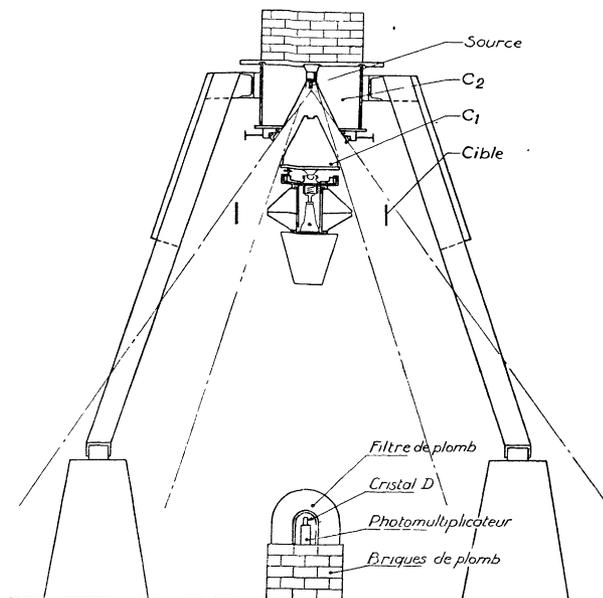


FIG. 1. — Principe du dispositif. Échelle 1/30.

au moyen d'une commande à distance, être plaqué contre le cône femelle C_2 ; on était alors complètement protégé du rayonnement. La source S et le détecteur D étaient centrés sur l'axe des cônes. Les γ étaient diffusés par des cibles de révolution, se rapprochant dans la mesure du possible de portions des lieux des points d'où la diffusion se faisait sous un angle donné.

Nous avons utilisé un spectrographe γ à scintillation. L'alimentation haute tension, l'amplificateur, le sélecteur et les échelles se trouvaient dans une pièce contiguë à celle contenant la source et séparée de celle-ci par un mur de béton de 20 cm, suffisant pour protéger le personnel du rayonnement diffusé lorsqu'on descendait le bouchon C_1 .

2. **La partie mécanique du dispositif.** — Ce dispositif permettait l'étude de la diffusion sous des angles variant de 35° à 135° ; il satisfait aux nécessités suivantes : a) on pouvait mettre en place et enlever facilement une source de forte activité ; b) le personnel était suffisamment protégé du rayonnement lorsque le cône C_1 était plaqué contre le cône C_2 ; c) la manœuvre à distance du cône C_1 s'est révélée extrêmement sûre ; d) le récepteur ne voyait aucune portion du dispositif irradiée par le faisceau direct. Ceci permettait d'avoir, en l'absence de cible, un bruit de fond très faible ; e) le récepteur était suffisamment protégé du rayonnement direct de la source.

3. **Le détecteur et le dispositif électronique.** — On a utilisé un cristal cylindrique de iodure de sodium de 1 pouce de diamètre et 1 pouce de hauteur. Le photomultiplicateur était alimenté sous environ 1 000 volts par une alimentation stabilisée du C. E. A., suivie d'une chaîne de lampes à néon 85 A2. La stabilité de cette alimentation était de l'ordre de 1/10 000.

Les parasites électriques étaient éliminés par un filtre résistance-capacité.

Le préamplificateur était constitué d'un étage à cathode asservie. Nous utilisons un amplificateur 6 mégacycles du C. E. A. avec un gain d'environ 200. La mise en forme se faisait par circuits d'intégration et de différenciation à résistance-capacité dont les constantes de temps étaient égales à $1 \mu\text{s}$. Le chauffage des tubes était stabilisé par un transformateur à fer saturé. Le gain de cet amplificateur a été trouvé constant à $\pm 5/1\ 000$ près pendant 17 heures.

On a utilisé deux sélecteurs pour l'analyse des impulsions : le premier était un sélecteur à un canal du C. E. A. du type instantané [16], précédé d'un amplificateur à seuil et suivi d'une échelle de mille ; le deuxième était un sélecteur à 4 canaux du type différé également du C. E. A. [17] ; le comptage s'effectuait dans chaque canal sur une échelle de 16 avec un numérateur électromécanique. Le temps de résolution du sélecteur à 1 canal était de $5 \cdot 10^{-6}$ s, celui du sélecteur à 4 canaux de 10^{-5} s. La largeur des canaux était de 50 keV pour le sélecteur à 1 canal et de 100 keV pour le sélecteur à 4 canaux.

Pour rattraper les déplacements des spectres dus à la dérive du système électronique, on utilisait une résistance variable en série permettant d'effectuer

un réglage fin de la haute tension d'alimentation du photomultiplicateur.

Le dispositif électronique était installé dans une pièce dont la température variait de moins de 1 degré en 24 heures ; il était constamment ventilé.

Autour de 1 MeV ce spectrographe γ donnait des raies définies par leur largeur à mi-hauteur de 7 %.

III. Méthode de mesure et expériences préliminaires.

1. **Généralités.** — Après désintégration β de 0,31 MeV le ^{60}Co émet en cascade avec la même intensité 2 γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV (fig. 2).

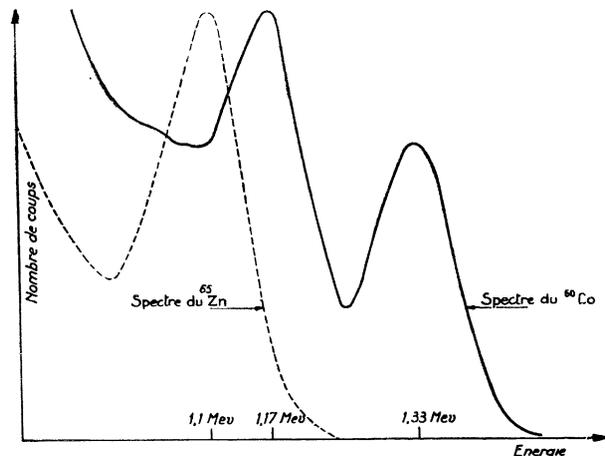


FIG. 2.

Nous avons également tracé en pointillé sur cette figure la raie de 1,11 MeV du ^{65}Zn .

Dans nos expériences le spectre diffusé était composé : de la raie Compton, du rayonnement continu émis par les électrons secondaires dans les cibles et des deux raies de 1,17 MeV et 1,33 MeV diffusées élastiquement avec des sections efficaces différentes. Le spectre diffusé n'était donc pas semblable à celui d'une source de ^{60}Co ; toutefois, les γ diffusés par effet Compton et ceux émis par les électrons secondaires avaient des énergies inférieures à 1,33 MeV, on pouvait donc espérer que soient semblables les parties de ces spectres correspondant aux plus hautes impulsions. Et, en effet, c'est bien ce que l'on a observé dans nos expériences.

2. **Empilements provoqués dans le détecteur par les γ diffusés par effet Compton.** — Les cibles diffusaient un beaucoup plus grand nombre de γ par effet Compton que par les différents processus de diffusion élastique. Deux ou plus de ces γ arrivant dans le cristal dans un intervalle de temps inférieur au temps de résolution du spectrographe pouvaient provoquer une impulsion dans une des bandes d'énergie correspondant à la diffusion élastique

des γ de 1,33 MeV. Ces empilements étaient susceptibles de masquer le phénomène étudié. Afin de les diminuer nous avons placé le détecteur sous un filtre de plomb qui, par suite de l'importante perte d'énergie dans la diffusion inélastique, la réduisait dans un rapport bien supérieur à celui de la diffusion élastique.

On a étudié la diffusion sous des angles compris entre 35° et 115° par des cibles formées d'éléments légers, fer, eau et aluminium. On comptait des impulsions dans les bandes d'énergie correspondant au pic de 1,33 MeV, en plus évidemment de celles dues au bruit de fond, mais aucune partie des spectres ainsi obtenus ne s'identifiait au spectre d'une source de ^{60}Co . De plus, lorsqu'on faisait varier l'épaisseur du filtre, les nombres de coups dans les canaux correspondant à la raie de 1,33 MeV ne variaient pas proportionnellement à l'absorption. Nous avons déduit de ces faits que, conformément à la théorie, la diffusion élastique des corps légers est très faible et que les impulsions qui auraient pu faire croire à sa mise en évidence étaient dues aux empilements. Nous avons pu vérifier ce fait de façon plus précise avec de l'aluminium pour la diffusion sous 50°. Diffusés sous 50° par effet Compton les γ de 1,33 MeV perdent approximativement la moitié de leur énergie ; la probabilité pour deux de ces photons d'être absorbés dans un cristal dans un intervalle de temps τ est proportionnelle à $n^2\tau$, n étant le nombre de photons arrivant par seconde sur le cristal. En augmentant dans cette expérience l'épaisseur du filtre, on remarquait que, lorsque le nombre des γ diffusés par effet Compton était réduit dans un rapport K , les nombres d'impulsions dans les canaux correspondant à la raie de 1,33 MeV l'étaient dans un rapport K^2 . Ces impulsions étaient donc, dans ce cas, dues à des empilements d'ordre deux des γ diffusés par effet Compton.

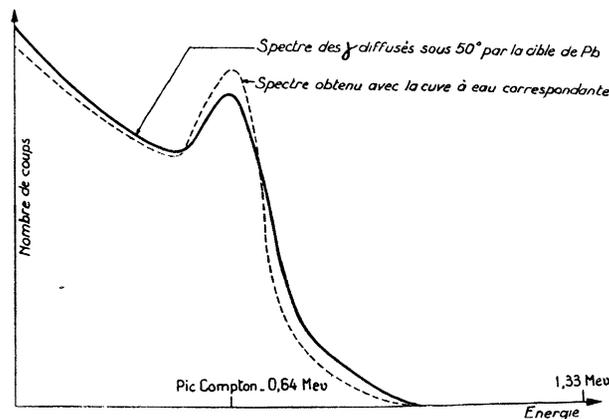


FIG. 3.

La diminution des taux de comptage nous a empêché d'utiliser des filtres suffisamment épais pour éliminer complètement les effets d'empile-

lement ; on a donc décidé d'en tenir compte. Pour cela, dans chaque expérience, on remplaçait la cible étudiée par une cuve à eau de même forme ; le niveau de l'eau étant réglé de façon que le nombre total d'impulsions se rapprochât le plus possible de celui de la cible étudiée. On a vérifié que les spectres des γ diffusés par les cibles et ceux diffusés par les cuves à eau correspondantes se superposaient presque dans toutes les bandes d'énergies où le taux de comptage était élevé (fig. 3 et 4).

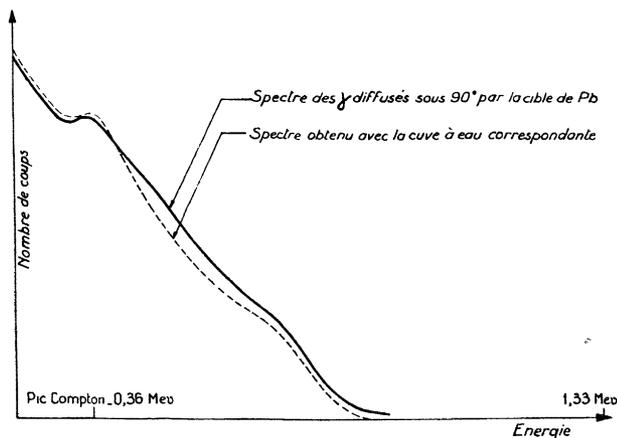


FIG. 4.

Pour tenir compte des empilements on soustrayait du spectre de la cible étudiée celui de la cuve à eau correspondante. La petitesse de la diffusion élastique des éléments légers justifie cette méthode ; de plus, on avait pu choisir l'épaisseur du filtre de façon que, dans les canaux correspondant à la diffusion élastique, le taux de comptage avec la cuve à eau ne soit qu'une faible fraction de celui obtenu avec la cible étudiée. Nous avons étudié la diffusion élastique sous un même angle avec des cibles et des filtres différents et, par conséquent, avec des effets d'empilement différents. Les résultats ont concordé, ce qui justifie également le procédé de la soustraction des spectres.

Détermination des sections efficaces. — On a montré que la section efficace par stéradian et pour un angle de diffusion θ s'obtenait par la formule :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{n}{n''} \cdot \frac{J'}{J} \cdot \frac{R^2}{N} \cdot \frac{n''}{\bar{n}'} \cdot \frac{1}{m}$$

n était le nombre de coups provoqués dans le récepteur par la diffusion du rayonnement de la source S de 40 curies, n' le nombre de coups obtenus en plaçant une source S' de faible activité en un point de la cible et \bar{n}' la valeur moyenne de n' pour tous les points de la cible. n'' était le nombre de coups produits dans le récepteur par une source placée dans une position bien définie et facilement accessible même lorsque le dispositif était ouvert. Le

rapport $\frac{J}{J'}$ était égal au rapport des intensités des sources S et S' pour le pic de 1,33 MeV. et dans les directions mêmes de l'expérience. R était la distance du centre géométrique de la source S à un des points de la cible équidistants de ses bords. On a montré que le fait de porter dans la formule cette longueur au lieu d'une intégrale étendue à tous les points de la cible introduisait une erreur généralement négligeable et toujours inférieure à 2 %. m était un facteur provenant de l'absorption du rayonnement à l'intérieur de la cible et N le nombre total d'atomes participant à la diffusion.

La mesure d'une section efficace consistait donc, après avoir calculé le coefficient m , à obtenir des rapports $\frac{n}{n''}$ et $\frac{n'}{\bar{n}'}$ pour des bandes d'énergie correspondant à la diffusion élastique et à mesurer le rapport $\frac{J}{J'}$. Cette méthode supposait que, dans les régions où l'on plaçait les cibles, l'intensité du rayonnement émis par la source S de 40 curies variait selon une loi en r^{-2} ; on a vérifié qu'il en était bien ainsi avec des écarts à cette loi inférieurs à 3 %. Cette vérification a été effectuée en remplaçant la source de 40 curies par une source de géométrie identique d'environ 1 mc.

Comparaison des sources S' à la source S. — Les rapports des activités de ces sources étant toujours supérieurs à 500, ceci nous empêchait de les comparer, dans une même géométrie, au moyen de comptages sur le pic de 1,33 MeV. En effet, lorsqu'on obtenait avec l'une des sources S' un nombre de coups suffisant dans un canal, le nombre total d'impulsions dans le récepteur avec la source de 40 curies ne lui permettait pas de fonctionner correctement. On ne pouvait pas non plus effectuer les comparaisons en comptant toutes les impulsions car les sources S et S' de géométries différentes n'émettaient pas des spectres identiques.

On aurait pu éloigner la source S du récepteur et obtenir ainsi les rapports cherchés en utilisant la loi en r^{-2} pour la variation de l'intensité avec la distance. Cette méthode nous a semblé peu commode en raison de l'activité de la source S. Nous avons préféré comparer la source S et les sources S' à une source S₁ de géométrie identique à celle de la source S et dont l'activité (environ 250 mc) était plus proche de celle des sources S'. On comparait donc S₁ aux sources S' en prenant les rapports des nombres de coups correspondant au pic de 1,33 MeV et à la source S en comptant toutes les impulsions puisque la géométrie, et par suite les spectres de ces 2 sources, étaient identiques. Cette dernière comparaison fut effectuée en comptant le nombre total d'impulsions provoquées dans le récepteur par la diffusion du rayonnement de la source S puis

de la source S_1 par une de nos cibles de révolution ; on éliminait ainsi les erreurs causées par d'éventuels défauts de symétrie cylindrique dans le rayonnement de S et S_1 .

Pour les sources S et S' , on a finalement estimé l'incertitude sur les rapports des intensités de la raie de 1,33 MeV dans les directions déterminées à moins de 3 %. La part essentielle des erreurs était due aux instabilités du dispositif électronique.

IV. Expériences et résultats.

Nous avons mesuré les sections efficaces de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV du ^{60}Co sous des angles compris entre 35° et 135° pour le plomb, l'uranium et l'étain. Nous avons d'autre part obtenu pour le plomb sous 50° , 70° et 115° les rapports des sections efficaces de diffusion élastique des 2 raies de 1,17 MeV et 1,33 MeV du ^{60}Co .

Nous allons d'abord, dans ce chapitre, étudier le rayonnement des électrons à l'intérieur des cibles.

1. Les spectres d'impulsions des γ diffusés et le rayonnement émis par les électrons secondaires. — Des électrons étaient projetés dans les cibles lors de la diffusion et de l'absorption des γ de 1,33 MeV et 1,17 MeV par effet Compton, par formation de paires et par effet photoélectrique. Ces électrons, à l'intérieur des cibles, rayonnaient.

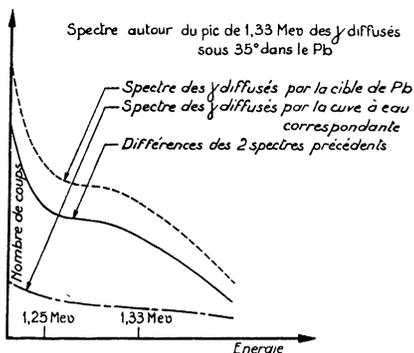


FIG. 5.

D'autre part, les spectres d'impulsions des γ diffusés, même après soustraction des effets d'empilements, ne comportaient pas les 2 pics caractéristiques du ^{60}Co . En effet, le pic de 1,17 MeV n'apparaissait dans aucun spectre et celui de 1,33 MeV n'apparaissait, mais très amoindri, que pour les grands angles de diffusion (fig. 5 et 6). Il nous fallait examiner si le rayonnement des électrons secondaires en était responsable et s'il perturbait nos mesures.

On a pu voir facilement que les γ produits par les électrons Compton et par les paires ne pouvaient expliquer la forme des spectres dans la région des pics de 1,17 MeV et 1,33 MeV. Nous avons, d'autre part, effectué un calcul de l'énergie rayonnée par

freinage par les électrons photoélectriques dans le cas du plomb. Ce calcul nous a montré que ce rayonnement ne jouait aucun rôle autour du pic de 1,33 MeV mais pouvait par contre expliquer la disparition du pic de 1,17 MeV. Toutefois, les calculs donnant la probabilité d'émission par un électron d'un photon ayant une énergie proche de son énergie cinétique n'ont pas été vérifiés expérimentalement et de plus, dans notre calcul, nous avons admis l'isotropie du rayonnement de freinage à l'intérieur des cibles. Nous nous sommes donc proposés d'évaluer expérimentalement la contribution du rayonnement de freinage aux spectres diffusés.

2. Étude expérimentale pour le plomb de la part due au rayonnement de freinage dans les spectres d'impulsions. — Cette étude consistait à comparer le spectre d'une cible C_1 formée de plomb pur à celui d'une cible C_2 formée d'un composé de Pb et d'éléments légers. Pour cette deuxième cible, le rapport de la perte d'énergie des électrons par ionisation à la perte d'énergie par freinage était plus important et le rapport du rayonnement de freinage à celui de la diffusion élastique était plus grand pour la cible C_1 que pour la cible C_2 . La variation de ce dernier rapport pouvait être calculée à condition de connaître les proportions de chaque

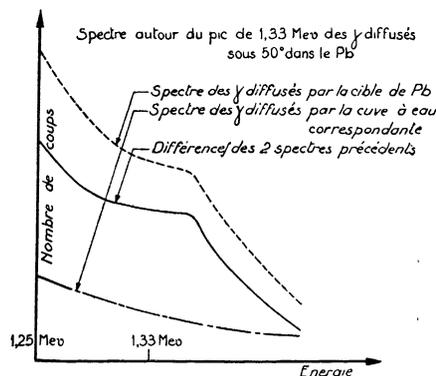


FIG. 6.

élément dans C_2 . De ce calcul et des 2 spectres normalisés, on déduisait la part du rayonnement de freinage dans le spectre d'impulsions obtenu avec la cible de Pb pur.

Nous avons effectué cette étude pour la diffusion par du plomb des γ du ^{60}Co sous 50° , 70° et 115° . Pour 50° nous avons utilisé un composé de 2 sulfures mixtes de fer et de plomb. Pour 70° et 115° , on a utilisé une solution de nitrate de plomb dans l'eau. Le plus grand intérêt de ces expériences provient de ce qu'elles nous ont permis de déterminer les rapports des sections efficaces de diffusion élastique pour les γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV du ^{60}Co .

Nous allons maintenant montrer comment on a

déterminé la contribution du rayonnement de freinage aux spectres d'impulsions.

Soit ρ le nombre d'atomes par cm^3 de la cible C_1 . La perte d'énergie par ionisation était $dE = p(E) \rho dx$, E étant l'énergie de l'électron et dx le chemin parcouru. Soit, d'autre part, $\sigma(E, h\nu) d(h\nu)$ la section efficace d'émission par freinage d'un γ d'énergie comprise entre $h\nu$ et $h\nu + d(h\nu)$ par un électron d'énergie E ; pendant un parcours dx , l'électron émettait $\sigma(E, h\nu) \rho dx$ de ces photons. Jusqu'à ce qu'il s'arrête complètement, un électron émis avec l'énergie E_1 rayonnait

$$d(h\nu) \int_{\nu}^{E_1} \frac{\sigma(E, h\nu)}{p(E)} dE$$

photons d'énergie comprise entre $h\nu$ et $h\nu + d(h\nu)$.

Pour la cible C_2 composée de ρ_i atomes d'espèce i par cm^3 , il faut remplacer σ par $\bar{\sigma}$ et p par \bar{p} . L'électron rayonnait

$$d(h\nu) \cdot \int_E^{E_0} \frac{\bar{\sigma}(E, h\nu)}{\bar{p}(E)} dE$$

où :

$$\rho = \sum_i \rho_i$$

$$\rho \cdot \bar{\sigma}(E, h\nu) = \sum_i \rho_i \sigma_i(E, h\nu)$$

$$\rho \bar{p}(E) = \sum_i \rho_i p_i(E).$$

La section efficace d'émission par freinage est proportionnelle à Z^2 (Z étant le nombre atomique) tandis que la perte d'énergie par ionisation varie approximativement comme $Z \log Z$. Nous pouvons donc écrire pour une cible C_1 :

$$\int_E^{E_0} \frac{\sigma(E, h\nu)}{p(E)} dE = f(h\nu) \frac{Z^2}{Z \log Z}$$

et pour une cible C_2 :

$$\int_E^{E_0} \frac{\bar{\sigma}(E, h\nu)}{\bar{p}(E)} dE = f(h\nu) \frac{\bar{Z}^2}{Z \log Z} = f(h\nu) \frac{\sum_i \rho_i Z_i^2}{\sum_i \rho_i Z_i \log Z_i}$$

Posons

$$m = \frac{Z^2}{\sum_i \rho_i Z_i^2} \cdot \frac{\sum_i \rho_i Z_i \log Z_i}{Z \log Z}.$$

Le rayonnement de freinage d'un électron dans C_1 est m fois plus grand que dans C_2 .

Dans les cibles C_2 utilisées, la contribution des atomes légers à l'émission photoélectrique et à la diffusion élastique était négligeable par rapport à celle du plomb. Pour un même nombre de photons diffusés élastiquement, le nombre d'électrons photoélectriques était identique dans les deux cibles et il y avait m fois plus de rayonnement de freinage dans C_1 que dans C_2 .

Considérons les spectres d'impulsions S_1 et S_2 obtenus respectivement avec C_1 et C_2 . Ils sont la somme des spectres u et v respectivement dus à la

diffusion élastique et au rayonnement de freinage.

$$S_1 = u + v_1, \quad S_2 = u + v_2 \text{ et } v_1 = mv_2.$$

Nous avons calculé m , tracé les deux spectres d'impulsions et déterminé v_1 par la formule :

$$dv_1 = \frac{m}{m-1} (S_1 - S_2).$$

Pour le composé formé de 2 sulfures mixtes et pour la solution de nitrate de plomb m était respectivement de 1,68 et de 2,40.

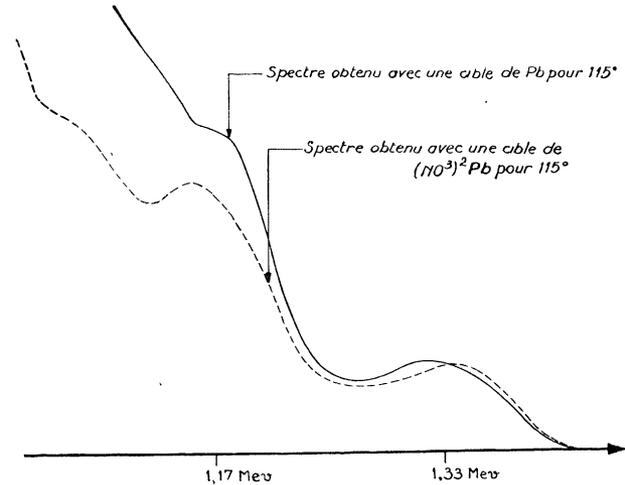


FIG. 7.

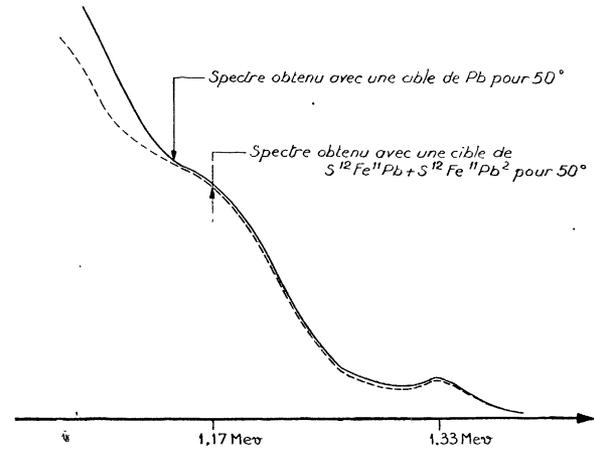


FIG. 8.

Ces expériences à 50°, 70° et 115° ont confirmé que l'influence du rayonnement de freinage était négligeable autour du pic de 1,33 MeV (fig. 7 et 8). En soustrayant du spectre diffusé le rayonnement de freinage on retrouvait le pic de 1,17 MeV.

On a conclu de ces expériences que la disparition du pic de 1,33 MeV était due à ce que la raie de 1,17 MeV était diffusée élastiquement avec une section efficace plus importante que la raie de 1,33 MeV.

La section efficace de l'effet photoélectrique pour

des γ d'environ 1 MeV varie approximativement comme Z^5 . Nous avons vu que la section efficace d'émission par freinage variait comme Z^2 et la perte d'énergie par ionisation approximativement comme $Z \log Z$. En considérant les sections efficaces de diffusions élastiques obtenues pour l'uranium et l'étain (tableau des résultats), on peut voir facilement que les conclusions concernant le rôle du rayonnement de freinage dans le cas du plomb sont encore valables pour l'uranium et l'étain.

Résultats des mesures de sections efficaces. —

Dans le cas du plomb on a utilisé des cibles cylindriques ou coniques en plomb doux de 2 ou 3 mm d'épaisseur. Pour éviter des déformations on les appliquait sur des formes d'acier.

On a dû, dans les expériences effectuées avec l'uranium, tenir compte de la radioactivité des cibles ; en effet, le rayonnement émis par nos cibles d'uranium autour de 1,33 MeV n'était pas négligeable. Il a donc fallu pour chaque expérience tracer les 4 spectres suivants : 1) Le spectre des γ diffusés par la cible d'uranium. 2) Le spectre des γ

émis par la cible d'uranium. 3) Le spectre obtenu en remplaçant la cible par une cuve à eau correspondante. 4) Le spectre du bruit de fond.

On obtenait le spectre de la diffusion élastique en soustrayant de la somme des spectres 1 et 4 la somme des spectres 2 et 3. Les cibles d'uranium ont été réalisées par le service de Technologie du Commissariat à l'Énergie Atomique. Elles étaient cylindriques, leur hauteur était de 5 cm et leur épaisseur de 1 mm. Seule, la plus grande de ces cibles a nécessité une armature d'acier pour assurer sa rigidité.

Les sections efficaces de diffusion élastique pour l'étain étant beaucoup plus faibles que pour le plomb et l'uranium, on a cherché à utiliser des cibles d'étain de dimensions maximum. La hauteur maximum des cibles était déterminée par les limites de la zone du faisceau incident où l'intensité du rayonnement vérifiait la loi en r^{-2} . Il y avait d'autre part peu d'intérêt à augmenter l'épaisseur de ces cibles par suite de la croissance exponentielle de l'absorption.

L'ensemble de nos résultats est résumé dans le tableau suivant :

TABLEAU DES RÉSULTATS

ANGLE DE DIFFUSION EN DEGRÉS	35 ± 5	50 ± 3	70 ± 5	90 ± 5	115 ± 7	135 ± 7
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV dans l'U en mb/ster	6,14 ± 20 %	1,23 ± 20 %	0,453 ± 20 %	0,245 ± 20 %	0,231 ± 20 %	
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV dans le Pb en mb/ster	3,81 ± 20 %	0,580 ± 20 %	0,139 ± 20 %	0,145 ± 20 %	0,104 ± 20 %	0,113 ± 20 %
Section efficace de diffusion élastique des γ de 1,33 MeV dans Sn en mb/ster	$\sigma < 0,530$	0,0300 ± 50 %	0,0108 ± 30 %	0,00850 ± 20 %	0,0113 ± 20 %	
Rapport des sections efficaces de diffusion élastique dans le Pb des γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV		8 ± 9	6,5 ± 2		1,9 ± 0,4	

Dans chaque expérience, à cause des dimensions de la source de la cible et du cristal, la diffusion se faisait, non pas sous un seul angle θ , mais dans un ensemble d'angles compris entre deux limites $\theta - \Delta\theta$ et $\theta + \Delta\theta$, déterminées par les limites géométriques des faisceaux. Dans le tableau ci-dessus, pour chacune de nos mesures, on a indiqué $\Delta\theta$. L'angle auquel correspond la section efficace mesurée est évidemment compris entre $\theta - \Delta\theta$ et $\theta + \Delta\theta$ mais il diffère de θ d'une valeur $\delta\theta$ bien inférieure à $\Delta\theta$. Étant donné la variation des sections efficaces de diffusion élastique en fonction de θ , on peut voir que la correction $\delta\theta$ tend à diminuer θ .

Les causes d'erreurs dans la détermination des sections efficaces. — Nous avons vu dans le chapitre précédent que notre méthode consistait à comparer le spectre produit par les γ d'une source de ^{60}Co à celui des γ diffusés par la cible. Afin de réduire les conséquences des instabilités du dispositif électronique, on encadrait la mesure de

chaque point du second spectre par 2 mesures du point correspondant du premier et l'on en prenait la moyenne. Nous n'avons retenu un résultat que si, dans 3 canaux au moins de notre sélecteur, les spectres, après soustraction des effets d'empilement étaient proportionnels à mieux de 15 % près, sauf pour la diffusion sous 35°, 50° et 70° dans l'étain, où l'on s'est contenté d'une moins bonne proportionnalité. Pour évaluer les erreurs sur les sections efficaces, on a considéré 2 catégories de causes d'erreurs selon qu'elles se traduisaient ou non par des défauts de proportionnalité des spectres. On trouvait dans la première catégorie : a) Les instabilités du dispositif électronique. Elles étaient la cause d'erreur la plus importante.

b) Les fluctuations statistiques.

On ne faisait pas de mesures de plus de 3 heures, on comptait dans chaque canal un nombre de coups variant de 80 à 400, car on considérait que les erreurs provoquées par les fluctuations de l'électronique auraient alors rendu illusoire la diminution de l'erreur statistique.

c) Nous avons vu que la source S et les sources S' n'émettaient pas exactement les mêmes spectres et que nous en avions tenu compte en les comparant. Mais de plus les parois du dispositif et le cheminement du rayonnement dans la cible avant et après la diffusion accentuaient cette différenciation des spectres, ce qui se traduisait par des défauts de proportionnalité.

d) Il n'est pas impossible qu'une part des défauts de proportionnalité ait été causée par des erreurs systématiques.

La deuxième catégorie comprenait :

a) Les écarts à la loi en r^{-2} pour l'intensité du rayonnement incident. Nous avons vu que ces écarts étaient généralement très inférieurs à 3 % et ne dépassaient jamais cette valeur.

b) Les erreurs dans la comparaison des sources S et S'.

Nous avons vu que ces erreurs étaient inférieures à 3 %.

c) Les erreurs dans la détermination de la correction due à l'absorption dans les cibles ; elles étaient petites par rapport aux défauts de proportionnalité.

Détermination des rapports des sections efficaces de la diffusion élastique dans le plomb pour les 2 raies de 1,17 MeV et 1,33 MeV. — Nous avons indiqué comment, dans le cas du plomb et pour 50°, 70° et 115°, on avait déterminé la contribution du rayonnement de freinage que l'on pouvait soustraire du spectre d'impulsions. On obtenait ainsi le spectre u de la diffusion élastique. Soit u' le spectre d'une source de ^{60}Co réduit dans un rapport tel que u et u' se superposaient pour les plus hautes impulsions. $u - u'$ était proportionnel au spectre d'une raie de 1,11 MeV du ^{65}Zn déplacé en modifiant la haute tension d'alimentation du photomultiplicateur de façon que son sommet ait la même abscisse que celui de la raie de 1,17 MeV avant qu'on ait touché à la tension. On voit donc que l'absence ou l'atténuation du pic de 1,33 MeV dans u était due à ce que la section efficace de diffusion élastique des γ de 1,17 MeV est plus grande que celle des γ de 1,33 MeV. On déduisait de ces expériences le rapport de ces sections efficaces :

$$k = \frac{\sigma_{1,17}}{\sigma_{1,33}}$$

Soit p le spectre d'impulsions que donnerait la raie de 1,33 MeV seule et q celui de la raie de 1,17 MeV seule, le nombre de photons pour chacune de ces 2 raies étant le même. (C'est ce qui se passe pour une source de ^{60}Co .) Le spectre d'une source de ^{60}Co peut alors s'écrire : $u' = p + q$, tandis que le spectre de la diffusion élastique est de la forme : $u = p + kq$; $u - u' = (k - 1)q$ est pro-

portionnel à q , spectre d'impulsions des γ de 1,17 MeV. La différence d'efficacité de notre récepteur pour les γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV n'était pratiquement due qu'à la différence d'absorption des filtres de plomb pour ces 2 raies. Le rapport de l'amplitude maximum q_m de q à l'amplitude maximum p_m de p était donc égal à :

$$\frac{q_m}{p_m} = \frac{e^{-\mu_{1,17}x}}{e^{-\mu_{1,33}x}} = r$$

x étant l'épaisseur du filtre et $\mu_{1,17}$ et $\mu_{1,33}$ les coefficients linéaires d'absorption pour les γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV.

Nous avons calculé r et mesuré p_m au sommet du pic de 1,33 MeV dans le spectre du cobalt. On en a déduit q_m et, par suite, k par la mesure de $u - u'$ à l'abscisse correspondant au sommet du pic de 1,17 MeV.

Les valeurs du rapport $k = \frac{\sigma_{1,17}}{\sigma_{1,33}}$ pour la diffusion par du plomb sous 50°, 70° et 115° sont indiquées dans le tableau.

V. Discussion des résultats et conclusions.

1. Résultats obtenus avec le plomb. — Nous avons indiqué sur la figure 9 la somme des diffusions Rayleigh et Thomson d'après Bethe, ainsi

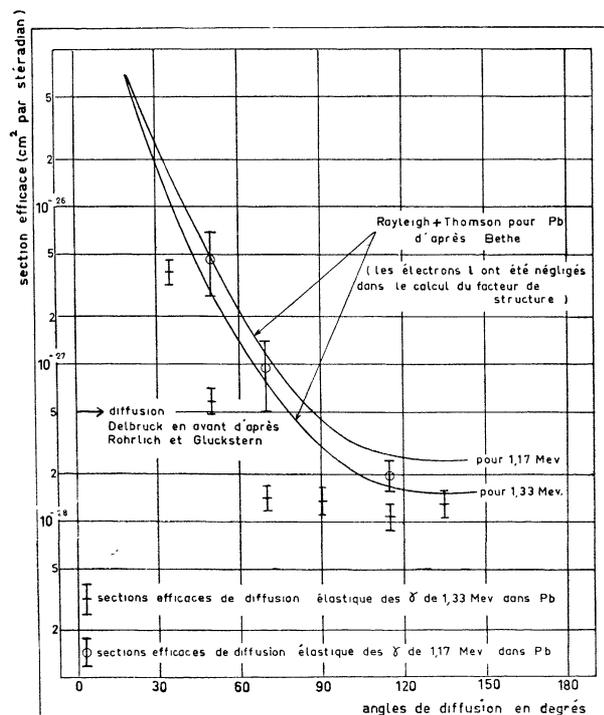


FIG. 9.

que les résultats de nos mesures. Nous y voyons que pour les grands angles de diffusion celles-ci confirment les résultats de Bethe. Cette concor-

dance est moins bonne à 115° qu'à 135° et n'existe plus pour 90° et en deçà. Si l'on attribue quelque validité aux résultats de Bethe et à nos mesures, leur discordance pour les angles de diffusion compris entre 35° et 90° implique l'existence d'une nouvelle composante de la diffusion élastique en interférence destructive avec les diffusions Rayleigh et Thomson et dont l'amplitude deviendrait petite pour les angles de diffusion supérieurs à 90° . On déduit des valeurs données par Bethe et des nôtres, en admettant que ce nouveau processus de diffusion soit en opposition de phase avec les diffusions Rayleigh et Thomson et dans le même plan de polarisation, les valeurs ci-dessous de sa section efficace par la formule :

$$\sigma = (\sqrt{\sigma_{R+T}} - \sqrt{\sigma_e})^2$$

σ_{R+T} étant la section efficace calculée par Bethe et σ_e la section efficace mesurée.

5,1 mb/ster pour 35° , 1,4 mb/ster pour 50° , 0,28 mb/ster pour 70° et 0,022 mb/ster pour 90° .

Pour tout autre choix des phases et des plans de polarisation on obtiendrait des sections efficaces plus grandes.

Rohrlich et Gluckstern [3] ont trouvé par le calcul 0,59 mb/ster pour la section efficace en avant de l'effet Delbrück pour des γ de 1,33 MeV diffusés par le plomb. Si l'on identifie le nouveau processus de diffusion élastique à la diffusion par le champ électrique du noyau et que l'on admette que cet effet décroisse lorsqu'augmente l'angle de diffusion, il apparaît une contradiction entre les calculs de Bethe, ceux de Rohrlich et Gluckstern et nos mesures.

Rappelons que les dernières expériences de Wilson pour les γ de 1,33 MeV diffusés par le plomb donnaient des sections efficaces inférieures à celles prévues par Bethe et tendaient à montrer l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique en interférence destructive avec les diffusions Rayleigh et Thomson.

Les rapports des sections efficaces de diffusion élastique sous 50° , 70° et 115° pour les γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV sont donnés dans le tableau des résultats. Les valeurs pour 50° et 70° indiquent, en fonction de l'énergie $h\nu$ des γ incidents, des variations de la section efficace de diffusion élastique beaucoup plus rapides que celles en $(h\nu)^{-3}$ ou $(h\nu)^{-4}$ prévues par Franz et Bethe pour la diffusion Rayleigh sous de tels angles.

Cette décroissance de la section efficace de diffusion élastique en fonction de l'énergie peut s'expliquer, de même que la discordance entre nos résultats et ceux de Bethe pour le plomb, par l'existence d'un nouveau processus de diffusion dont l'intensité, contrairement à l'effet Rayleigh, croîtrait avec l'énergie. L'existence de ce processus, ici, ne serait pas liée au calcul de la valeur absolue de la somme des diffusions Rayleigh et Thomson

mais simplement à la variation de l'effet Rayleigh en fonction de l'énergie des photons incidents.

Nous avons vu précédemment que la troisième composante de la diffusion élastique devait tendre à s'annuler pour des angles supérieurs à 90° . On ne devrait donc pas pour de tels angles avoir une variation anormale de la section efficace. Or c'est bien ce que nous avons observé à 115° où le rapport pour les sections efficaces des γ de 1,17 MeV et 1,33 MeV dans le plomb a été trouvé égal à $1,9 \pm 0,4$, en bon accord avec les prévisions théoriques de Bethe.

Nous avons porté également sur la figure 9, pour les γ de 1,17 MeV, la somme des diffusions Rayleigh et Thomson d'après Bethe et les sections efficaces de diffusion élastique déduites de nos mesures. A 1,17 MeV les valeurs expérimentales sont beaucoup plus proches du calcul de Bethe qu'à 1,33 MeV. Ceci s'expliquerait par la croissance de l'effet Delbrück avec l'énergie. De toutes façons nos résultats montrent qu'à 1,17 MeV la somme des effets Rayleigh et Thomson est supérieure ou égale aux prévisions de Bethe. Ceci nous fait penser qu'à 1,33 MeV également les calculs de Bethe représentent une borne inférieure des effets Rayleigh et Thomson et rend nécessaire l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique.

2. Résultats obtenus avec l'uranium. — Nous avons indiqué sur la figure 10 la somme des dif-

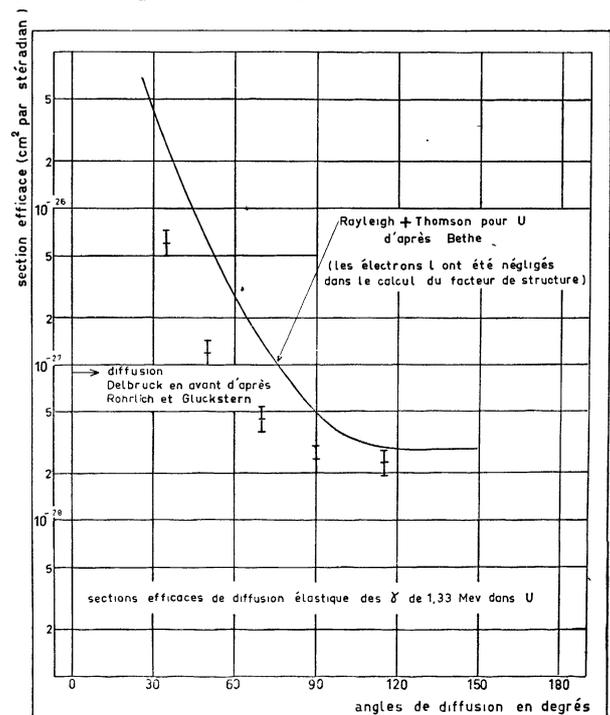


FIG. 10.

fusions Rayleigh et Thomson pour l'uranium d'après Bethe, et les résultats de nos mesures. Les

points correspondant à nos résultats pour l'uranium sont situés sous la courbe de Bethe. Comme pour le plomb, on en déduit l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique en interférence destructive avec les diffusions Rayleigh et Thomson.

3. **Résultats obtenus avec l'étain.** — Nous avons indiqué sur la figure 11 la somme des diffusions Rayleigh et Thomson pour l'étain d'après Bethe,

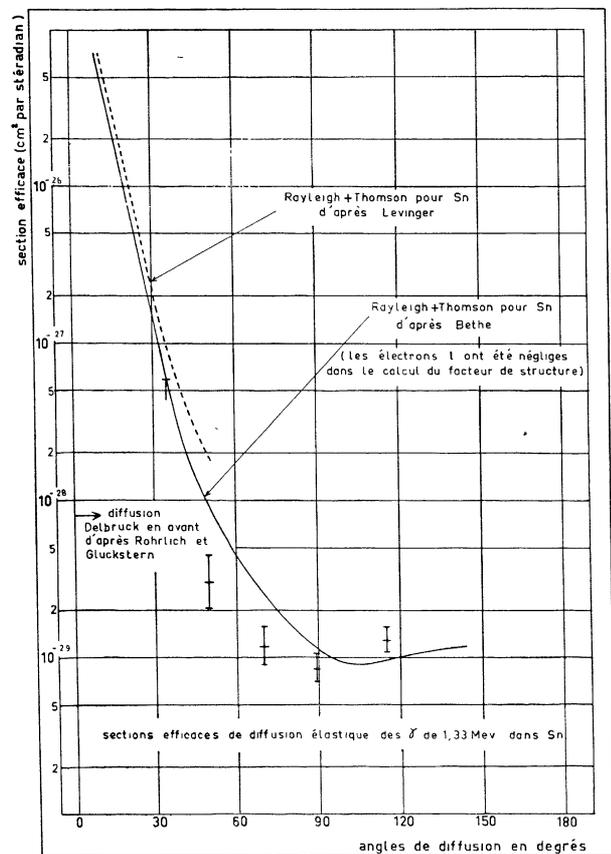


FIG. 11.

d'après Levinger et nos résultats. Le calcul de Levinger n'est valable que pour des angles inférieurs à 50°. Pour 35°, nous n'avons obtenu une borne supérieure de la section efficace. Ces résultats s'interprètent comme ceux du plomb et de l'uranium.

4. **Conclusions.** — Les calculs des sections efficaces de l'effet Rayleigh ont été vérifiés expérimentalement pour la diffusion des γ de 0,411 MeV, cela dans un grand intervalle angulaire et pour des éléments de nombres atomiques très différents. Ils l'ont été également pour la diffusion des γ du ^{60}Co par du plomb sous de petits angles et de grands angles de diffusion. Dans tous ces cas on peut admettre que la diffusion par le champ électrique est négligeable par rapport à la somme des diffusions Rayleigh et Thomson. Ces résultats rendent déjà probable la validité approximative des calculs de l'effet Rayleigh pour la diffusion des γ de 1,33 MeV pour tous les angles de diffusion, et de plus, nos résultats à 1,17 MeV font penser que l'effet Rayleigh à 1,33 MeV est approximativement égal ou supérieur aux prévisions de Bethe.

On a vu que si l'on accordait aux calculs de l'effet Rayleigh une validité, même approximative, ou si on les considérait comme une borne inférieure de cet effet, leur confrontation avec les résultats de nos mesures conduisait à admettre l'existence d'un nouveau processus de diffusion élastique. Il nous semble donc raisonnable d'admettre l'existence de ce nouveau phénomène et de l'attribuer à la polarisation du vide par le champ électrique du noyau. Toutefois, le manque de sûreté des calculs de Bethe ne permet pas une détermination valable de l'amplitude du nouveau processus. Seuls les calculs de l'effet Rayleigh en cours à Birmingham permettront cette détermination.

Nous consacrerons un article ultérieur à nos expériences effectuées avec les γ de 2,62 MeV du $\text{Th } C''$.

Nous exprimons notre gratitude à M. le Pr R. Wilson pour l'aide qu'il nous a apportée durant son séjour à Paris. Il nous a fait bénéficier de son expérience du sujet.

Nous remercions M. le Pr Francis Perrin, directeur, et M. Claude Magnan, sous-directeur du laboratoire, pour la bienveillance avec laquelle ils ont suivi ce travail.

Nous remercions également MM. Valladas et Mey qui ont réalisé le dispositif électronique, M. Bournat pour ses conseils dans la construction du dispositif mécanique, M. Dumas, qui a réalisé les cibles pour l'étude expérimentale du rayonnement de freinage, et M^{lle} Sourbet, qui a contrôlé nos calculs numériques.

Manuscrit reçu le 1^{er} juin 1956.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DELBRUCK, *Z. Physik*, 1933, **86**, 144.
- [2] KARPLUS et NEUMAN, *Phys. Rev.*, 1950, **80**, 380.
KARPLUS et NEUMAN, *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 770.
- [3] ROHRLICH et GLUCKSTERN, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 1.
- [4] BETHE et ROHRLICH, *Phys. Rev.*, 1952, **86**, 10.
- [5] LIND, BROWN et DUMOND, *Phys. Rev.*, 1949, **76**, 1838.
- [6] DEBYE, *Physik. Z.*, 1930, **31**, 419.
- [7] FRANZ, *Z. Physik*, 1936, **98**, 314.
- [8] BETHE, Communication privée à WILSON (note dans *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 720).
- [9] LEVINGER, *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 656.
- [10] LEVINGER, *Phys. Rev.*, 1951, **84**, 523.
- [11] STORRUSTE, *Thèse*, Université d'Oslo, 1951.
- [12] STRICKLER, *Phys. Rev.*, 1953, **92**, 923.
- [13] WILSON, *Phys. Rev.*, 1953, **90**, 720.
- [14] DAVEY, *Proc. Phys. Soc.*, 1953, **66**, 1059.
- [15] GOLDZAHL et EBERHARD, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 965. EBERHARD et GOLDZAHL, *C. R. Acad. Sc.*, 1955, **240**, 2304. GOLDZAHL, EBERHARD, HARA et MEY, *C. R. Acad. Sc.*, 1956, **242**, 484.
- [16] MEY, Communication privée. 1954.
- [17] VALLADAS et THÉNARD, *J. Phys. Rad.*, 1950, **819**, 501.