



# Étude de la production de deux photons dans l'effet compton

Guy Burdet

## ► To cite this version:

Guy Burdet. Étude de la production de deux photons dans l'effet compton. Journal de Physique, 1963, 24 (11), pp.1024-1026. 10.1051/jphys:0196300240110102400 . jpa-00205576

**HAL Id: jpa-00205576**

**<https://hal.science/jpa-00205576>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## ÉTUDE DE LA PRODUCTION DE DEUX PHOTONS DANS L'EFFET COMPTON

Par GUY BURDET,

Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

**Résumé.** — Nous indiquons les caractéristiques essentielles de la section efficace de production de deux photons dans l'effet Compton établie théoriquement suivant les règles de l'électrodynamique quantique. Nous exposons ensuite les tentatives que nous avons faites expérimentalement pour mettre en évidence cet effet.

**Abstract.** — We give results of some attempts to show the experimental evidence of the double Compton effect. These experiments are of two sorts : those based on kinematical properties and those which study the differential cross section.

Nous nous sommes proposés d'étudier la production de deux photons dans l'effet Compton, c'est-à-dire d'étudier, lors de l'interaction d'un photon et d'un électron, un état final dans lequel apparaissent deux photons et un électron de recul.

**Étude cinématique.** — La loi de conservation de l'impulsion-énergie conduit aux propriétés cinématiques suivantes :

1) *Relation entre les énergies des deux photons émis :*

$$E_1 = \frac{E - E_2 - EE_2(1 - \cos \theta_2)}{1 - E_2(1 - \cos \theta_{12}) + E(1 - \cos \theta_1)}. \quad (1)$$

2) *Énergie de l'électron de recul :*

$$e = E - E_1 - E_2. \quad (2)$$

Nous avons posé :

$E$  : énergie du photon incident,

$E_1, E_2$  : énergies des photons diffusés (exprimées en  $mc^2$ ),

$\theta_1, \theta_2$  : angles entre le photon incident et les photons diffusés,

$\theta_{12}$  : angle entre les deux photons diffusés.

Pour une géométrie donnée de l'émission des deux photons et une énergie incidente déterminée,

les courbes représentatives de (1) et (2) ont l'allure portée (fig. 1) ; sous un angle donné on ne trouve pas un photon d'énergie définie comme dans l'effet simple, mais une distribution en énergie dans l'intervalle  $(0, E_c)$  où  $E_c$  représente l'énergie du photon de l'effet simple diffusé sous le même angle.

Il est possible d'envisager des expériences basées seulement sur ces propriétés. Nous avons utilisé trois détecteurs dont l'un  $D_3$  (NaI 1".1") sert de cible d'électrons et d'analyseur pour l'électron de recul, les deux autres,  $D_1$  et  $D_2$  (NaI 1"3/4, 2") détectent les deux photons sortant de la cible. Ces trois détecteurs actionnent un circuit de coïncidence triple qui commande l'ouverture d'une porte permettant l'analyse du signal fourni par le détecteur cible. Dans cette expérience, nous pensions pouvoir mettre en évidence les limites du spectre continu que possède l'électron de recul. Lorsque les détecteurs  $D_1$  et  $D_2$  sont situés à 50 cm. du centre de la cible, et avec, pour la quantité : flux des photons incidents  $A \times$  nombre d'électrons cibles  $n$ , la valeur  $0,21 \times 10^{29}/s \text{ cm}^2$ , déduite d'expériences sur l'effet simple, les taux de comptage sont beaucoup trop faibles pour être interprétés. Si nous rapprochons  $D_1$  et  $D_2$  à 10 cm de la cible, ils deviennent plus raisonnables mais les grands angles solides introduits enlèvent toute précision à l'expérience.

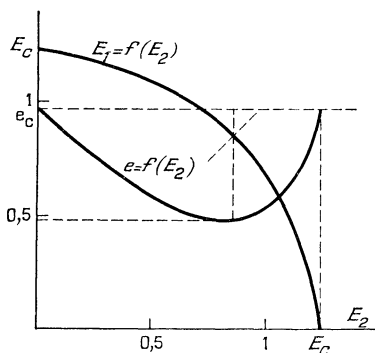


FIG. 1.

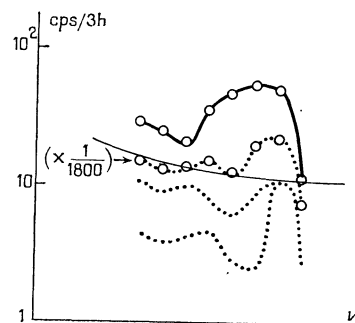


FIG. 2.

Nous avons cherché un critère de sélection plus précis que les limites d'un spectre d'intensité très faible, en nous proposant de vérifier la relation (2), c'est-à-dire que la somme des énergies cinétiques des trois particules de l'état final est égale à l'énergie des photons incidents. Pour cela nous analysons l'impulsion somme des impulsions fournies par les trois détecteurs en coïncidence, réglés de façon à avoir les réponses identiques en énergie. La figure 2 montre :

— en pointillés : les spectres obtenus individuellement par les 3 détecteurs pour les photons incidents de 1,12 MeV ;

— en tirets : le spectre somme obtenu avec  $D_1$  et  $D_3$  montrant le bon fonctionnement de l'expérience pour l'effet simple ;

— les spectres sommes pour les trois détecteurs en coïncidence avec et sans source. Par rapport aux spectres précédents, le pic d'absorption totale présente une grosse déformation du côté des basses énergies mais nous retrouvons bien l'énergie incidente dans la somme des énergies perdues dans les trois détecteurs. La géométrie de l'expérience interdit la détection d'un phénomène tel que la création d'une paire électron-positon suivie de l'annihilation du positon en deux photons qui conduirait au même bilan énergétique, d'autre part, la protection entourant les cristaux rend très improbable les diffusions d'un scintillateur dans l'autre, la relation (2) semble donc vérifiée.

Il est aussi possible d'utiliser seulement  $D_1$  et  $D_3$  et d'analyser le spectre enregistré par  $D_1$  en coïncidence avec les signaux de  $D_3$  provenant de la bande d'énergie que doit occuper l'électron de l'effet double, le pic de l'électron de recul de l'effet simple étant éliminé par les circuits de sélection. Nous obtenons bien un spectre dont l'énergie maximum est celle  $E_c$  du photon de l'effet simple émis sous le même angle. Notons aussi que le spectre du photon diffusé de l'effet simple est très différent de celui d'un photon monoénergétique dans la partie antérieure au pic d'absorption totale et que le spectre de l'électron de recul de l'effet simple présente une queue du côté des basses énergies, tous ces arguments sont en faveur de l'existence de l'effet double.

**Étude de la section efficace.** — Nous avons établi la section efficace suivant les règles de l'électrodynamique quantique. Les courbes représentatives de  $d\sigma/d\theta_1 d\theta_2 dE_1$  ont toutes la même allure : un minimum encadré par deux asymptotes qui correspondent à la catastrophe infra-rouge. Une quantité intéressante est l'ordonnée  $s$  du minimum qui apparaît pour l'équipartition de l'énergie entre les deux photons dans le cas des diffusions symétriques ( $\theta_1 = \theta_2$ ).

L'étude numérique, dont les résultats sont portés (fig. 3 et 4), où  $\varphi$  est l'angle entre le faisceau inci-

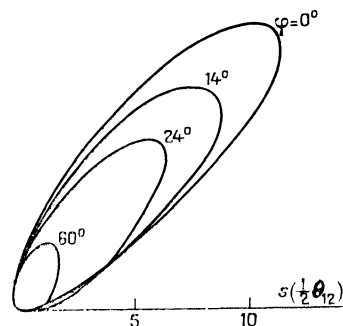


FIG. 3.

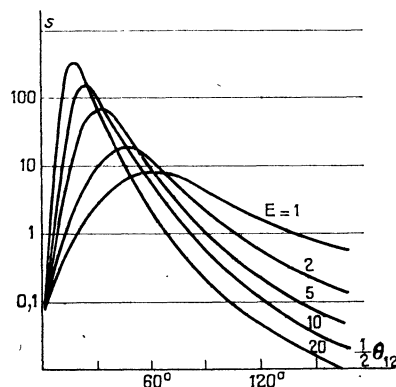


FIG. 4.

dent et le plan des photons diffusés (montre : — que pour  $\theta_1 = \theta_2 = 0$  la section efficace est nulle (ceci correspondrait à la désintégration d'un photon en deux photons) ;

— que la section efficace diminue rapidement lorsqu'on s'écarte de la symétrie par rapport au faisceau incident ;

— qu'il existe un effet directionnel pour  $1/2 \theta_{12}$  compris entre  $40^\circ$  et  $60^\circ$  à 1 MeV, que cet effet est d'autant plus marqué que l'énergie initiale est plus grande et qu'il se produit pour des angles de diffusion de plus en plus faibles, la diffusion vers l'arrière devenant négligeable.

Pour rechercher expérimentalement ces caractères, nous avons abandonné l'analyse de l'électron de recul et utilisé une cible métallique qui ne nous impose pas de limitation sur le flux des photons incidents ( $A = 4,75 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ). Nous détectons les deux photons diffusés et un circuit lent-rapide, nous permet de sélectionner les bandes d'énergie désirées. Le nombre de coups que nous devons obtenir théoriquement dans cette expérience est donné par :

$$N_d = A \cdot n \cdot \int_{\Delta E_1} \frac{d\sigma}{d\theta_1 d\theta_2 dE_1} t(E_1) P(E_1) \Delta\theta_1 \Delta\theta_2 dE_1$$

où :  $t(E_1)$  est la probabilité de sortir de la cible pour un couple de photons,  $P(E_1)$  est la probabilité pour un couple d'être détecté et enregistré

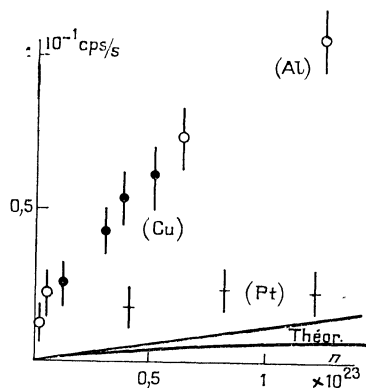


FIG. 5.

à l'intérieur des deux bandes définies par les sélecteurs.

Nous avons évalué les taux des coïncidences accidentelles et parasites, à l'exception de celles dues aux rayonnements de freinage dont la section efficace est en  $Z^2$  et peuvent donc être atteintes par l'expérience en utilisant des cibles de  $Z$  différents. Les résultats sont portés (fig. 5), l'influence des rayonnements de freinage n'apparaît pas, ceci est dû à la sélection en énergie. Il existe un désaccord de l'ordre de 8 entre les résultats expérimentaux et les prévisions théoriques. La figure 6 montre l'étude de la section efficace en fonction de  $\varphi$ ,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  étant maintenus constants ( $= 42^\circ$ ) ce qui assure un taux constant pour les coïncidences accidentelles pou-

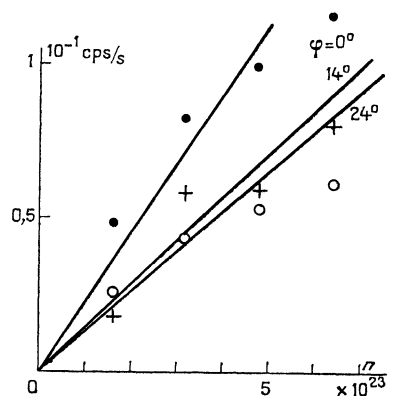


FIG. 6.

vant être engendrées par l'effet simple, les résultats confirment que l'effet tend à diminuer lorsqu'on s'écarte de la symétrie par rapport au faisceau incident.

Des mesures dans le plan  $\varphi = 0$  pour  $\theta_1 = \theta_2 = 60^\circ, 42^\circ, 35^\circ$ , ont montré que le nombre des coïncidences est maximum à  $42^\circ$  alors que les mesures obtenues en otant la cible indiquent que le fond augmente rapidement lorsque  $\theta_1$  et  $\theta_2$  diminuent.

Les variations enregistrées expérimentalement vont dans le sens prévu par la section efficace de l'effet Compton double, mais au point de vue quantitatif, malgré les difficultés de l'estimation théorique, il semble subsister un certain désaccord.