Contribution à l'amélioration de la spectrométrie γ et X par sommation Compton par utilisation d'une donnée superflue

M. Etienne

► To cite this version:

M. Etienne. Contribution à l'amélioration de la spectrométrie γ et X par sommation Compton par utilisation d'une donnée superflue. *Revue de Physique Appliquée*, 1971, 6 (3), pp.313-318. 10.1051/rphysap:0197100603031300 . jpa-00243548

HAL Id: jpa-00243548

<https://hal.science/jpa-00243548>

Submitted on 1 Jan 1971

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 A L'AMÉLIORATION DE LA SPECTROMÉTRIE γ ET X PAR SOMMATION COMPTON PAR UTILISATION D'UNE DONNÉE SUPERFLUE

M. ETIENNE

Laboratoire Central de l'Armement

(Reçu le 3 décembre 1969, révisé le 24 février 1971)

Résumé. — Le procédé de spectrométrie par sommation Compton, n'utilisait pas l'équation de la diffusion Compton. Cependant cette information supplémentaire permet d'améliorer la spectrométrie basée sur l'effet Compton ; mais dans ce cas un ordinateur est nécessaire.

Abstract. — The process of summing Compton spectrometer did not use the Compton scattering equation. However this supplementary information allows to improve the Compton spectrometer, but in this event a computer is necessary.

I. Introduction. — L'effet Compton est fréquemment utilisé en spectrométrie gamma basse énergie (≤ 10 MeV). Rappelons le principe pour situer la contribution apportée par notre travail. Un rayon gamma tombant sur un premier détecteur peut entrer en interaction avec un électron libre. Les produits de cette interaction sont un électron de recul et un gamma d'énergie inférieure, celui-ci est enregistré sur le 2^e détecteur. Le double effet Compton étant rare, ce phénomène est bien caractérisé et il permet de faire un bilan des énergies. La méthode de spectrométrie Compton consiste à déduire l'énergie E du photon incident en enregistrant X , mesure de l'énergie E_e de l'électron de recul et Y mesure de l'énergie E_γ du photon diffusé.

Les équations Compton sont :

$$E_e = E_\gamma(E_e + E_\gamma) a$$

avec

$$a = \frac{1 - \cos \theta}{M_0 C^2}, \quad E = E_e + E_\gamma$$

où θ est l'angle de diffusion du photon, M_0 = masse de l'électron, C vitesse de la lumière.

La spectrométrie Compton est un cas particulier du cas général où X et Y variables aléatoires sont des résultats de mesure de deux grandeurs x et y . x et y se trouvent liées par une relation absolue $y = f(x)$.

Les erreurs $\Delta X = X - x$, $\Delta Y = Y - y$ sont alors liées, par la relation approximative $\Delta Y \approx f'(X) \Delta X$.

La mesure de la grandeur cherchée est $Z = g(X; Y)$. L'erreur sur Z peut être diminuée par la relation $y = f(x)$. Le maximum de cette diminution peut être recherché d'une façon théorique par le calcul ;

mais en fait, les commodités de l'expérience jouent un rôle impératif, et il a été décidé, dans le cas de la spectrométrie Compton, d'accepter les mesures X et Y si elles sont en coïncidences et si on a

$$Y(X + Y) a - \varepsilon(X, Y) \leq X \leq Y(X + Y) a + \varepsilon(X, Y)$$

où ε est une quantité ajustable et petite. Cette relation peut être très exactement vérifiée par le calculateur en ligne adopté. Elle peut aussi être vérifiée en relevant les résultats sur bandes, ces relevés permettant, par la suite d'éliminer à loisir les résultats coïncidents, qui ne vérifient pas les inégalités.

II. Calculs sur la formule des spectres. — a) GÉNÉRALITÉS. — On appelle résolution la largeur du pic à mi-hauteur. $R = 2,35 \sigma$. σ est l'écart-type des détecteurs employés seuls en absorption totale.

σ_X est l'écart-type de X . σ_Y est l'écart-type de Y .

b) SANS CALCULATEUR. — L'écart-type sur Z somme de 2 variables aléatoires indépendantes est donné par :

$$\sigma_Z = \sqrt{(\sigma_X)^2 + (\sigma_Y)^2}.$$

Pour 2 jonctions identiques $\sigma_X = \sigma_Y$, donc $\sigma_Z = \sigma_X \sqrt{2}$.

Pour 2 scintillateurs identiques

$$\sigma_X = K \sqrt{E_e} \quad \sigma_Y = K \sqrt{E_\gamma}$$

$$\sigma_Z = K \sqrt{(\sqrt{E_e})^2 + (\sqrt{E_\gamma})^2} = K \sqrt{E}$$

K est un coefficient très sensiblement constant pour chaque sonde.

La résolution pour Z est donc en principe la même que si on avait un seul scintillateur employé en absorption totale et identique à ceux employés pour la sommation Compton.

En réalité ce dernier scintillateur pour mesurer tout seul Z serait un peu plus grand, que celui pour mesurer le γ diffusé, qui lui-même est plus grand que le scintillateur qui sert de diffuseur. Or le facteur K d'un scintillateur croît avec ses dimensions [1]. Ces considérations expliquent en partie, que la résolution par sommation Compton, avec coïncidence est meilleure que celle obtenue par pic photo-électrique dans le scintillateur qui recueillait auparavant le Compton diffusé (Amélioration de 10 % environ constatée).

c) AVEC CALCULATEUR. — Les variables ne sont plus stochastiquement indépendantes.

1) Calcul simplifié. On suppose d'abord $\varepsilon \rightarrow 0$ pour pouvoir raisonner plus facilement. La relation Compton est alors stricte et on a :

$$\alpha) \quad \frac{\Delta X}{\Delta Y} \approx \frac{dE_e}{dE_\gamma}$$

où dE_e/dE_γ est tiré de $a(E_e + E_\gamma) E_\gamma = E_e$.

La figure 1 donne la variation calculée de dE_e/dE_γ en fonction de θ pour le césium 137.

FIG. 1. — dE_e/dE_γ . Selon équation Compton.

Ces approximations admises, un point d'expérience consiste à mesurer d'abord X , puis à mesurer Y , et ne retenir ce point que si le calcul est exact. La probabilité d'avoir ce point est donc proportionnelle à :

$$\exp - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta X}{\sigma_X} \right)^2 + \left(\frac{\Delta Y}{\sigma_Y} \right)^2 \right]$$

puisque une fois X obtenue il faut encore que Y supposée permise par le calculateur satisfasse en plus à une loi de probabilité, comportant les approximations indiquées ci-dessus.

La loi approximative trouvée est donc une loi de Gauss, où il n'y a qu'une seule variable, car ΔX et ΔY sont reliées par la relation α . En choisissant la variable, dans la loi de Gauss, l'écart-type apparaît et son calcul est très rapide. Mais la figure 1 montre que les erreurs sur X et Y sont de même signe. Soit donc Z la somme de X et de Y mesurés sur le même événement que nous appellerons : Z_{an} (Z analogique),

l'erreur sur Z_{an} sera une erreur pessimiste (voir Fig. 2).

FIG. 2. — Amélioration approximative de la résolution de la somme analogique apportée par le calculateur.

FIG. 3. — Schéma du calculateur.

FIG. 4. — Plan de l'électronique, 2^e série d'expériences.

FIG. 5. — Spectre de Cs^{137} , par sommation, avec calculateur $\varepsilon = 2\%$, avec coïncidence 100 ns, résolution 7,2 %.

FIG. 6. — Spectre de Cs^{137} par sommation Compton, avec calculateur $\varepsilon = 2\%$ avec coïncidence 40 ns, résolution 7,7 %, seuil électronique environ 150 keV.

FIG. 9. — Spectre de Hg^{203} , Cs^{137} , Co^{60} par sommation Compton, avec calculateur $\varepsilon = 3\%$, avec coïncidence 50 ns.

FIG. 7. — Spectre de l'électron Compton du Cs^{137} avec calculateur $\varepsilon = 2\%$ et coïncidence 40 ns, résolution 10,5 %, seuil électronique ≈ 75 keV.

FIG. 10. — Spectre de Cs^{137} par sommation Compton, sans calculateur, avec coïncidence 30 ns, résolution 5,5 % = 36,5 keV.

FIG. 8. — Spectre du γ diffusé Compton du Cs^{137} avec calculateur $\varepsilon = 2\%$, avec coïncidence 40 ns, résolution 4,25 %, seuil électronique ≈ 75 keV.

FIG. 11. — Spectre de Cs^{137} par sommation Compton, avec calculateur $\varepsilon = 2\%$, avec coïncidence 30 ns, résolution 3,9 % = 26 keV.

Il est donc préférable de sommer les valeurs des pics de X et Y , ce qui revient au fond à faire la somme de X et Y aléatoire et non sur le même événement. Nous appellerons ce résultat : Z_{a1} (Z aléatoire)

$$\sigma_{Z_{a1}} = \sqrt{(\sigma_X)^2 + (\sigma_Y)^2},$$

ce qui est meilleur que $\sigma_{Z_{an}}$.

2) Calcul complet. Pour les bons détecteurs, il est obligatoire de faire le calcul complet en tenant compte

de ε petit ; mais non nul. Ce calcul nécessite un ordinateur. Il a été fait pour quelques expériences décrites par la suite.

Données générales. $\theta = 72,5^\circ$, $E = 662$ keV, $E_e = 315$ keV, $E_\gamma = 347$ keV-en volts. $x = 2,0916$ V, $y = 2,3041$ V, $a = 0,2063$ V, $z = 4,3957$ V.

FIG. 12. — Spectre de l'électron Compton du Cs^{137} sans calculateur, avec coïncidence 30 ns, résolution 7,0 % = 22 keV.

FIG. 13. — Spectre de l'électron Compton du Cs^{137} , avec calculateur, $\varepsilon = 2\%$, avec coïncidence 30 ns, résolution 5,25 % = 16,6 keV.

Données particulières et résultats.

a) AVEC DEUX SCINTILLATEURS.

$\sigma = 0,110$ V pour le 1^{er}, $\sigma = 0,115$ V pour le 2^e,
 $\varepsilon = 2\%$ de $x = 0,042$ V.

Résultats : $\sigma_Y = 0,043$ V ou 15,1 keV, $\sigma_{Z_{an}} = 0,143$ V ou 50 keV.

$\sigma = 0,028$ V pour la jonction. $\sigma = 0,112$ V pour le scintillateur :

b) AVEC UNE INJECTION ET UN SCINTILLATEUR.

Résultats :

$\varepsilon = 2\%$	$\sigma_{Z_{an}} = 0,043$ V ou 15,1 keV	$\sigma_X = 0,028$ V ou 9,9 keV
$= 1,5\%$	$= 0,040$ V	$= 0,027$ V
$= 1\%$	$= 0,038$ V	$= 0,0265$ V
$= 0\%$	$= 0,0365$ V	

Le calcul donne une loi proportionnelle à la probabilité de la variable en cause.

Les limites d'intégration sont par exemple :

$$\Delta Y = \frac{\mp \varepsilon}{1 + az + a \Delta Z} + \frac{\Delta Z(1 - ay)}{1 + az + a \Delta Z}$$

$$\Delta X = \frac{\pm \varepsilon}{1 - ay - a \Delta Y} + \frac{\Delta Y(ay + az + a \Delta Y)}{1 - ay - a \Delta Y}.$$

Pour le premierement, la loi de probabilité de Z_{an} sera :

$$\int \frac{0,042}{1,9067 + 0,2063 \Delta Z} + \frac{0,5255 \Delta Z}{1,9067 + 0,2063 \Delta Z} \exp - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta Z - \Delta Y}{0,110} \right)^2 + \left(\frac{\Delta Y}{0,115} \right)^2 \right] d \Delta Y$$

$$\frac{-0,042}{1,9067 + 0,2063 \Delta Z} + \frac{0,5255 \Delta Z}{1,9067 + 0,2063 \Delta Z}.$$

La loi de probabilité de Y sera :

$$\int \frac{0,042}{0,5255 - 0,2063 \Delta Y} + \frac{1,3822 \Delta Y + 0,2063(\Delta Y)^2}{0,5255 - 0,2063 \Delta Y} \exp - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Delta X}{0,110} \right)^2 + \left(\frac{\Delta Y}{0,115} \right)^2 \right] d \Delta X$$

$$\frac{-0,042}{0,5255 - 0,2063 \Delta Y} + \frac{1,3822 \Delta Y + 0,2063(\Delta Y)^2}{0,5255 - 0,2063 \Delta Y}.$$

Ces calculs donnent approximativement une loi Gauss. La dissymétrie due à ε est très faible, le déplacement des pics est tout à fait négligeable.

L'effet Doppler [2] et l'ouverture angulaire $\Delta\theta$ ont un effet analogue. L'abscisse des pics permet donc par étalonnage de déduire les énergies à mesurer.

III. Choix de θ et de son étendue $\Delta\theta$. — Aitken [3] indique qu'il est bon de choisir une valeur de θ égalisant l'aptitude à détecter les défauts sur les mesures de E_e et E_γ . Partant de ce critère, il trouve pour le « gamma » du Cs^{137} , $\theta = 47^\circ$ et pour celui du Co^{60} , $\theta = 33^\circ$.

Le dispositif employé ici conduit aux mêmes résultats.

θ ne peut être pris trop petit pour avoir des trajectoires différentes pour le rayon incident et le rayon diffusé et pour avoir pour E_e une énergie suffisante. Pratiquement θ est pris plus grand que 20° pour les énergies utilisées.

Nous avons d'abord essayé $\theta = 37^\circ$, et n'avons pas trouvé d'avantages sérieux par rapport à l'angle de $72,5^\circ$. Ce dernier a été retenu parce qu'il est favorable pour la polarimétrie, il représente aussi une moyenne de ce qui s'est fait dans différents laboratoires.

Pour ces angles moyens, il est nécessaire de choisir $\Delta\theta$ en fonction des détecteurs. Pour les scintillateurs, qui ne sont pas précis, $\Delta\theta$ pourra être pris assez grand. Avec une jonction et un scintillateur ou deux jonctions, $\Delta\theta$ sera pris aussi petit que possible, en faisant un compromis avec le rendement, celui-ci peut être amélioré par des dispositifs spéciaux, détecteurs en anneau par exemple, dispositifs, il est vrai complexes, que nous n'avons pu utiliser.

θ peut être pris, aussi, grand, voisin de 180° , alors E_γ varie très peu avec θ et la mesure n'est pas améliorée par le calcul. En plus, la géométrie oblige à prendre

des écrans très importants pour les sources énergiques, ce qui est très défavorable. Cette disposition angulaire est cependant employée pour des expériences sans calcul parce que le rendement est assez bon.

IV. Dispositifs expérimentaux. — Les plans de masse de l'électronique tout à fait classique sont joints pour la deuxième série d'expériences. La meilleure solution pour le calcul est de relever les résultats sur bande et de les passer à loisir sur ordinateur. Ce procédé est très coûteux et compliqué et n'est pas dans l'esprit de nos expériences. Aussi un calculateur analogique [4] a été construit, qui a une grande stabilité, qui fonctionne parfaitement autour d'un point. Les expériences sur une grande étendue d'énergie sont difficiles car le défaut de linéarité intégrale ressort à environ 1,75 % sur toute l'échelle. Les spectres sont relevés sans stabilisateur, sur un sélecteur d'amplitude de modèle ancien, les expériences durent de 4 à 24 heures.

V. Résultats expérimentaux. Avantages et inconvénients de la méthode. — Cette méthode permet d'attendre les avantages suivants, dont la plupart ont été vérifiés par différents laboratoires.

1) SUPPRESSION EN PRINCIPE TOTALE DU FRONT COMPTON. — Les expériences donnent seulement quelques coups avant le pic qui sont attribués à la diffusion du photon incident.

2) AU POINT DE VUE RÉOLUTION. — a) *Pour deux sondes scintillateurs.* — Amélioration typique de 20 % de la résolution sur Z_{an} , et de 40 % sur Z_{a1} . L'influence de $\Delta\theta$ et de l'effet Doppler sont rendus à peu près négligeables par le calcul.

Ci-dessous les résultats :

— 1^{re} série d'expériences. $\theta = 72,5^\circ$, $\Delta\theta = \pm 1/30$.
— Résolution des deux sondes sur le pic du césium 9,5 % en absorption totale.

— Résolution du spectre obtenu par sommation Compton, sans calcul, avec coïncidence, 8,6 %.

— Résultats avec calculateur donnés par le tableau ci-dessous. (Pour l'expérience, $\varepsilon = 2\%$; pour le calcul, $\varepsilon = 2\%$ pour Z_{an} et $\varepsilon \rightarrow 0$ pour les autres variables).

Quantité mesurée	Résolution calculée		Résolution trouvée expérimentalement	
	%	keV	%	keV
Z somme analogique	7,6	50,0	7,2	48,0
X énergie de l'électron Compton	11,6	36,5	11,0	34,8
Y énergie du photon diffusé	4,1	14,0	4,1	14,0
Z somme aléatoire	5,90	39,1	5,68	37,5

— 2^e série d'expériences, $\theta = 72,5^\circ$, $\Delta\theta = \pm 1/25$.

— Résolution des deux sondes sur le pic du césium, 8,35 % en absorption totale.

— Résolution du spectre obtenu par sommation Compton, sans calcul, avec coïncidence, 8,20 %.

— Résolutions avec calculateur, $\varepsilon = 2\%$:
7,7 % pour Z_{an} , 10,6 % pour E_c , 4,25 % pour E_γ .

Les spectres de plusieurs sources, agissant ensemble, ont aussi été relevés, ils sont présentés. Ils permettent de se rendre compte de l'amélioration apportée par le calcul pour la suppression du front Compton. Lorsque Co^{60} est présent, la protection du deuxième détecteur, du rayonnement double demande un poids de plomb assez important mais non prohibitif; nous n'avons pu l'installer complètement, ceci provoque des faux calculs et dans ce cas l'expérience n'est pas très bonne. Nos conditions d'expériences sont cependant très supérieures pour cette difficulté au cas où θ est grand.

b) *Pour une jonction et un scintillateur.* — Résolution de la jonction 10 keV, résolution du scintillateur 54,4 keV sur le pic du césium.

La jonction est un germanium de 4 cm³, cette jonction qui est un peu grosse pour le domaine d'énergie utilisée, peut être remplacée par un silicium de volume analogue refroidie et de résolution 10 keV. Le cryostat peut alors être supprimé. La mesure de l'énergie E_γ par le scintillateur est peu précise, la mesure de E en subit les conséquences, sauf si la définition angulaire est elle-même très précise, ce qui permet de sélectionner les résultats par le calcul Compton, mais allonge beaucoup le temps de mesure.

— Les résultats sont pour $\Delta\theta = \pm 1/40$:

$\sigma_{Z_{an}} = 26$ keV, $\sigma_X = 16,6$ keV (équivalent à 23 keV pour σ_Z).

— Les résultats théoriques, sans tenir compte de $\Delta\theta$ et de l'effet Doppler sont :

$$\sigma_{Z_{an}} = 15,1 \text{ keV}, \quad \sigma_X = 9,9 \text{ keV}.$$

La résolution de 26 keV trouvée plus haut peut donc être améliorée. Il aurait suffi d'avoir des électroniques plus stables et des détecteurs de plus grand rendement pour diminuer le temps de mesure. Il faut espérer arriver à une résolution aussi bonne que celle obtenue par Besch, Parry, et Urquhart [5] qui ont opéré à grand angle sans calcul, et qui ont obtenu 14 keV sur X, ce qui correspond à 16 keV sur Z.

c) *Pour deux jonctions.* — Les jonctions ont de bonnes résolutions, l'effet Doppler non négligeable oblige à utiliser la sommation Compton soit Z_{an} . Ce cas n'a pas été traité dans notre laboratoire par manque de jonctions pour mesurer E_γ ; mais Broude, Häusser, Malm, Sharpey-Schafer, et Alexander [6] emploient le calcul différé. Ils utilisent des relevés sur bande sans préciser *a priori* θ , pris aux environs de 90° , en vue de la polarimétrie. Les relevés permettent de sélectionner θ , de faire le calcul et de choisir les

bons résultats. Une amélioration de la résolution est constatée. Cette façon d'opérer est certainement la meilleure. Cependant, Hick et Pepelnik [7] opérant à grand angle obtiennent eux aussi de bonnes résolutions, sans avoir les autres avantages du calcul.

3) ECONOMIE SUR LES DÉTECTEURS.

LES INCONVÉNIENTS SONT :

— électronique plus compliquée et nécessité d'avoir un calculateur en ligne, ou un procédé pour enregistrer deux impulsions coïncidentes, ensuite calcul sur machine ;

— nécessité d'avoir des sources importantes de l'ordre du millicurie ;

— variation de tous les paramètres avec les conditions de l'expérience.

VI. Conclusions. — Ce procédé de spectrométrie apporte donc les modifications décrites ci-dessous.

— La mesure de l'énergie pouvant être mesurée est reculée vers les hautes énergies pour le même volume de détecteur.

— La suppression, confirmée par l'expérience, de presque tous les coups situés avant le pic, constitue un avantage très précieux pour l'interprétation des spectres et peut-être pour la métrologie γ .

— Au point de vue résolution. Le calcul et l'expérience ont montré une amélioration de l'ordre de 40 % de la résolution dans le cas de 2 scintillateurs.

Les résultats théoriques pour une jonction et un scintillateur sont très bons, mais expérimentalement il n'est pas possible de les obtenir. Ce cas est cependant très important, car il permet des mesures moyennes en résolution avec un faible prix pour les détecteurs.

Le calcul n'apporte pas beaucoup pour l'amélioration de la résolution dans le cas de deux jonctions.

Ces améliorations de la spectrométrie augmentent son champ d'application, et on peut envisager l'utilisation de ce procédé par calcul, dans les cas suivants :

— Spectrométrie gamma pour des spectres complexes, en particulier auprès des réacteurs où le flux est important.

— Possibilité d'atteindre des énergies plus élevées qu'en absorption totale.

— Emploi de détecteurs moins coûteux qu'à l'ordinaire, entraînant l'emploi d'appareils électroniques beaucoup plus nombreux, mais courants.

— Emploi en polarimètre.

— Etude des moments des électrons du cristal détecteur [2].

Bibliographie

- [1] TAKOKOSHI (H.), *Rev. Sci. Instr.*, 1960, **31**, 1280.
- [2] JESSE (W. M.), DuMOND, *Rev. Mod. Phys.*, 1933, **5**, n° 1.
- [3] AITKEN (J. H.), *Nuclear instruments and methods*, 1964, **305**, 116-122.
- [4] AIELLO (W. P.) and SINGER, *I. E. E. E., Transactions on Nuclear Sciences*, 1969, N. S. **16**, 283-288.
- [5] MEG BEECH (A.), PARRY (Jk.) and URQUHART (D. F.), *Nuclear Instruments and Methods*, 1964, **27**, 169-171.
- [6] BROUDE (C.), HAUSSE (O.), MÄLM (H.), SHARPEY-SCHAFER (J. F.) and ALEXANDER (T. K.), *Nuclear Instruments and Methods*, 1969, **69**, 29-34.
- [7] HICK (H.) and PEPELNIK, Reactor center Selbersdorf, A-2444 Selbersdorf, Austria, October 1968.