

Rapport de stage: Etalonnage d'un détecteur Germanium.

Remerciements: Je remercie Monsieur Bertram Blank de m'avoir intégré dans son équipe de recherche et de s'être occupé de moi en dépit d'un emploi du temps particulièrement chargé. Je remercie Grégory Cachel, Mathias Gérbaux, Jérôme Giovinazzo, Teresa Kurtukian-Nieto et Stéphane Grévy d'avoir si patiemment répondu à mes nombreuses questions. Je remercie enfin tous les membres de cette petite équipe pour leur écoute et leur coordination de telle sorte que les stagiaires n'ont jamais été laissés pour compte.

Sommaire:

Introduction.....	P3
I) Éléments de théorie sur la désintégration β.....	P4
II) Présentation du détecteur.....	P8
III) Procédure d'ajustement des pics et étude du nombre de coups dans le pic somme.....	P13
Conclusion.....	P17
Références.....	P18
Annexe 1.....	P19
Annexe 2.....	P20

Introduction

Les noyaux exotiques sont des noyaux artificiels, très déficitaires en protons ou en neutrons ayant une durée de vie très brève allant du milliardième de seconde à la seconde. Ils sont particulièrement soumis à la désintégration β et leur étude permet de mieux comprendre la structure nucléaire ainsi que de tester les modèles théoriques en vigueur, notamment le modèle standard.

Le modèle standard est une théorie qui décrit l'ensemble des particules élémentaires et les interactions auxquelles elles sont soumises, que ce soit l'interaction électromagnétique, l'interaction faible ou l'interaction forte; c'est bien entendu l'interaction faible qui nous intéresse en premier lieu. Celle-ci traite des désintégrations radioactives impliquant la transmutation d'un proton en neutron et inversement. C'est à l'aide de mesures suffisamment précises que l'on peut espérer corroborer (ou infirmer) le modèle standard, mesures nécessitant des détecteurs adaptés.

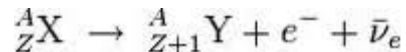
Les détecteurs germanium sont les détecteurs à semi-conducteur qui ont la résolution en énergie la plus fine en ce qui concerne la spectrométrie γ ; cependant l'un des problèmes de ce détecteur reste l'existence d'un « pic somme » dans le spectre qui est présent lorsque des désintégrations successives sont rapides. En effet, si n désexcitations ont lieu dans un laps de temps inférieur au temps d'acquisition du détecteur, un certain nombre de gammas émis peuvent être détectés simultanément, autant de coups qui ne seront pas comptés dans les pics caractéristiques de l'élément en question.

Nous nous proposons ici de montrer une partie de la procédure d'étalonnage en nous focalisant sur l'évolution des taux de comptage dans le pic somme d'une source de ^{60}Co en fonction de la distance. Nous donnerons dans un premier lieu quelques précisions théoriques qui permettront au lecteur de se faire une idée de l'utilité du détecteur germanium dans le cadre des études menées sur les noyaux exotiques; dans un second temps nous présenterons les caractéristiques globales d'un détecteur germanium avant de passer à l'analyse du comportement du pic somme en fonction de la distance.

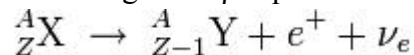
I) Éléments de théorie sur la désintégration β

Les noyaux exotiques sont particulièrement soumis à la désintégration β ; ce type de désintégration consiste en une transition isobarique (conservation du nombre de nucléons) qui peut exister sous deux formes:

La désintégration β^- qui concerne les noyaux ayant un excès de neutrons:



La désintégration β^+ qui concerne les noyaux ayant un excès de protons:



Ce type de désintégration est une réaction à seuil, il faut en effet fournir une énergie minimale de $2m_0c^2$ (avec m_0 masse de l'électron) pour qu'elle puisse se produire.

La désintégration β^+ se déroule souvent en compétition avec la capture électronique (qui elle n'a pas de seuil):

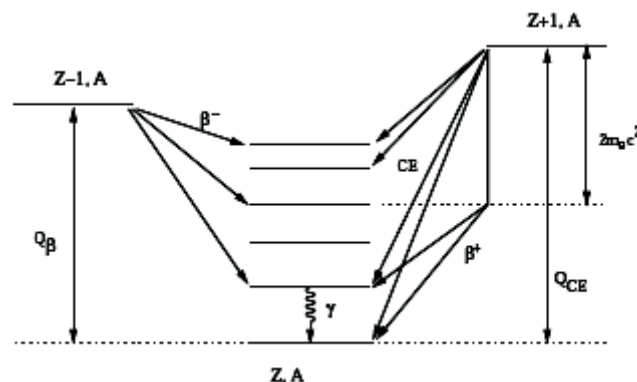
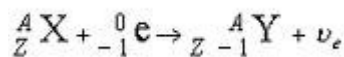


Schéma récapitulatif de la désintégration β : le noyau de numéro atomique Z étant plus stable que ses congénères, ceux-ci vont subir une décroissance radioactive (β^- pour le noyau riche en neutron et β^+ et capture électronique pour le noyau riche en proton) de manière à se rapprocher du noyau le moins éloigné de la vallée de stabilité. Ce sont les photons émis lors des désexcitation vers l'état fondamental que nous captions à l'aide du détecteur germanium.

Source: *Apport de la désintégration bêta à la structure de noyaux riches en protons* Grégory Canche (2002)

Mais laissons de côté la capture électronique; la théorie qui nous intéresse concerne la désintégration β que nous allons nous empresser de caractériser.

Elle peut être décrite par trois grandeurs caractéristiques:

- 1) La chaleur de réaction $Q_\beta = (m_x - m_y - m_e)c^2$ (en négligeant l'énergie de liaison des électrons)
- 2) Le rapport de branchement BR (« Branching Ratio », s'exprime en %) qui exprime la probabilité relative de chaque transitions vers plusieurs états dans le noyau fils.
- 3) La durée de vie partielle, qui est le temps de demi-vie de l'atome père divisé par le rapport

de branchement de l'atome fils $t_{(1/2)} = \frac{T_{(1/2)}}{BR_i}$. Elle exprime la durée de vie qu'aurait l'atome

père s'il se désintégrait uniquement selon la transition considérée.

Lors de ces désintégrations, il y a conservation du moment cinétique total et de la parité, qui s'écrivent comme suit:

$$J_i = J_f + L_\beta + S_\beta$$

$$\pi_i = \pi_f (-1)^l$$

Ces relations traduisent le transfert de moment cinétique du noyau père vers les produits de réaction. L_β et S_β représentent les sommes des moments cinétiques orbitaux et les spins emportés par l'électron et l'antineutrino (β^-) ou le positron et le neutrino (β^+). Ce sont nécessairement deux nombres entiers puisque L_β est la somme de deux entiers et que S_β résulte de la somme de deux nombres demi-entiers.

Plus L_β (ou $\Delta J = J_i - J_f$) est élevé, pour une transition ayant une différence d'énergie donnée, moins la transition est probable. Par ailleurs si une transition peut se faire sur deux états de même J, celle qui fera perdre le plus d'énergie au noyau sera privilégiée (cf schéma de décroissance du ^{60}Co dans la partie III). Cette règle est assez simple mais ne marche pas à tous les coups, puisque des similitudes de forme dans les fonctions d'ondes joue aussi sur la probabilité de transition.

On qualifie cependant, en vertu de cette règle, de transitions permises les transitions où $L_\beta = 0$ tandis que les autres sont qualifiées de transitions interdites du $L^{\text{ème}}$ ordre.

Les deux particules émises étant des fermions, S_β vaut soit 0 dans le cas où les spins sont antiparallèles soit 1 dans le cas où les spins sont parallèles.

On appelle transition de Fermi une transition pour laquelle $S_\beta = 0$ tandis que les autres types de transition sont dites de Gamow-Teller. Les transitions de Fermi sont les plus probables et ce sont elles qui nous intéresseront par la suite.

On définit ensuite T comme étant l'isospin du noyau (il s'agit d'un nombre quantique caractérisant la symétrie de l'interaction forte) et Tz est sa projection sur Oz:

$$T_z = \frac{(N - Z)}{2}$$

avec N et Z les nombres de protons et de neutrons dans le noyau considéré.

La généralisation du principe d'exclusion de Pauli à l'isospin impose une nouvelle règle permettant de différencier les deux transitions:

-Transition de type **Fermi**: $S_\beta = 0, \Delta T = 0$

-Transitions de type **Gamow-Teller**: $S_\beta = 1, \Delta T = 0$ ou 1

Avec ΔT variation de l'isospin.

Dans la plupart des désintégrations, ces deux types de transitions sont souvent combinées et il a été nécessaire de définir une probabilité de transition donnée par la valeur $\log(ft_{1/2})$. Plus $\log(ft)$ est grand, plus la transition est longue et inversement.

f est une fonction connue (sans unité) de l'espace des phases qui varie avec Z et l'énergie de la transition. Ainsi f dépend de la chaleur de réaction définie ci-dessus.

$t_{1/2} = T_{1/2}/BR_i$ étant la durée de vie partielle du niveau, définie comme étant le rapport de la période d'un élément sur le rapport de branchement (alimentation de la transition).

Le produit $ft_{1/2}$ est donné par

$$ft = \frac{2\pi^3 \ln 2 \left(\frac{\hbar^7}{m_e^2 c^7}\right)}{G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2}$$

Avec G_V constante de couplage de Fermi, $\langle M_F \rangle$ matrice de Fermi,

G_A constante de couplage de Gamov-Teller, $\langle M_{GT} \rangle$ matrice de Gamov-Teller

Le numérateur est une constante souvent notée K dont on connaît la valeur numérique:

$$K/(\hbar c)^6 = 2\pi^3 \ln 2 / (m_e c^2)^5 = (8120.271 \pm 0.012) \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-4} \text{ s}$$

Selon les transitions considérées, l'expression de ft se simplifie; nous nous intéressons en

l'occurrence à des transitions permises d'un genre particulier qualifiées de transitions super-permises.

Dans ce cas de figure, le nucléon fils reste dans le même état quantique que le nucléon père, c'est ce qu'on appelle un état isobarique analogue (IAS):

$$\Delta T = L_\beta = S_\beta = 0$$

$$J^\pi = 0^+ T$$



Transition de Fermi dans le cas général

Transition super-permise

Nous nous intéressons aux transitions super-permises pour lesquels T=1

Dans ce cas, la transition de type Gamov-Teller est impossible, ce qui élimine le deuxième terme du dénominateur. L'équation devient:

$$ft = \frac{K}{(G_v)^2 |M_F|^2} = cte$$

avec

$$|M_F|^2 = T(T+1) - T_{zi} \cdot T_{zf} = 2$$

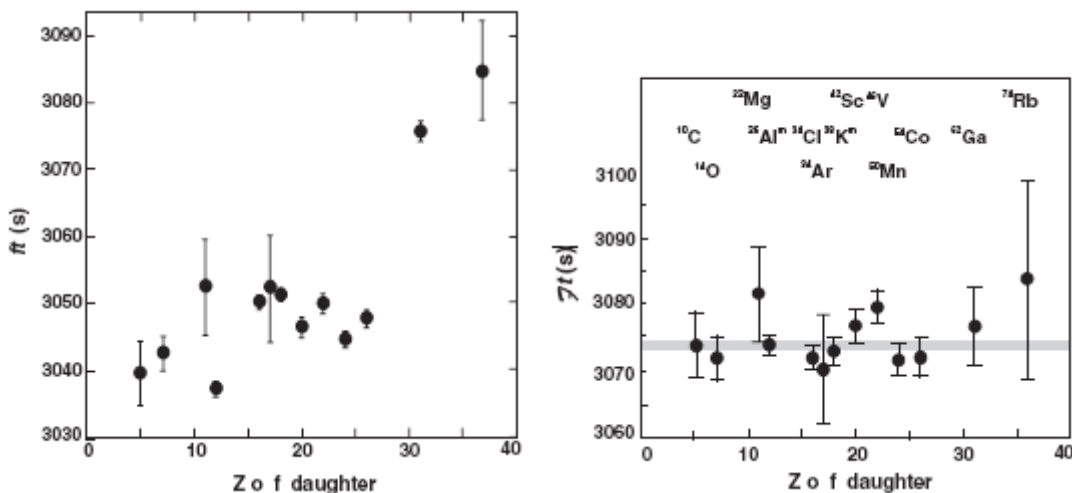
La simplicité de l'équation ft permet de déduire facilement G_v la constante de couplage de Fermi qui est d'un grand intérêt théorique.

En pratique cette relation donnant ft a été abandonnée petit à petit car elle ne tient pas compte de certains phénomènes comme l'émission de Bremsstrahlung par les électrons ou encore à cause du fait que l'isospin n'est pas parfaitement symétrique.

Moyennant quelques corrections sur les valeurs de ft mesurées pour les transitions super permises, on aboutit à l'expression de F indépendante du milieu et constante quelque soit le noyau considéré ou la transition observée:

$$Ft \equiv ft(1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS} - \delta_C) = \frac{K}{2G_v^2(1 + \Delta_R^V)}$$

L'ajout de ces corrections est lié au fait que le noyau n'est pas seulement soumis à l'interaction faible: il faut aussi tenir compte des interactions forte (δ_C) et électromagnétiques (δ_R et Δ_R^V) voire le couplage des deux quand on prend en compte les effets de structure nucléaire (δ_{NS}).



Comparaison des valeurs corrigées et non corrigées de ft pour les treize transitions super-permises les mieux connues. La bande grise montre la déviation standard par rapport à la valeur moyenne de Ft .

Les valeurs numériques de la force de transition f_t ainsi que de la force corrigée F_t et les valeurs des corrections considérées sont données dans le tableau ci-dessous.

Parent nucleus	$f_t(s)$	$\delta'_R(\%)$	$\delta_{NS}(\%)$	$\delta_C(\%)$	$\mathcal{F}t(s)$
$T_z = -1:$					
^{10}C	3039.5(47)	1.679(4)	-0.345(35)	0.175(18)	3074.5(49)
^{14}O	3042.5(27)	1.543(8)	-0.245(50)	0.330(25)	3071.6(33)
^{22}Mg	3052.2(72)	1.466(17)	-0.225(20)	0.380(22)	3078.3(74)
^{34}Ar	3052.5(82)	1.412(35)	-0.180(15)	0.665(56)	3069.4(85)
$T_z = 0:$					
$^{26}Al^m$	3037.0(11)	1.478(20)	0.005(20)	0.310(18)	3072.5(15)
^{34}Cl	3050.0(11)	1.443(32)	-0.085(15)	0.650(46)	3071.3(21)
$^{38}K^m$	3051.1(10)	1.440(39)	-0.100(15)	0.655(59)	3071.7(24)
^{42}Sc	3046.4(14)	1.453(47)	0.035(20)	0.665(56)	3071.2(27)
^{46}V	3049.6(16)	1.445(54)	-0.035(10)	0.620(63)	3073.4(30)
^{50}Mn	3044.4(12)	1.445(62)	-0.040(10)	0.655(54)	3066.9(28)
^{54}Co	3047.6(15)	1.443(71)	-0.035(10)	0.770(67)	3066.7(33)
^{62}Ga	3075.5(14)	1.459(87)	-0.045(20)	1.48(21)	3073.0(72)
^{74}Rb	3084.3(80)	1.50(12)	-0.075(30)	1.63(31)	3077(13)
Average $\overline{\mathcal{F}t}$					3071.4(8)
χ^2/ν					0.6

Source: I. S. Towner and J. C. Hardy *PHYSICAL REVIEW C* 77, 025501 (2008)

Le but ultime des mesures qui seront effectuées est une mesure plus précise des grandeurs mentionnées: f_t , t et G_V qui interviennent dans l'élément V_{ud} de la matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (ou matrice CKM). Il s'agit d'une matrice de mélange des quarks qui indique la probabilité de transition d'une saveur vers une autre. La saveur des quarks n'étant pas un nombre quantique conservé, on peut considérer chaque quark comme étant constitué d'un mélange (théorique) de saveurs qui, selon leurs proportions, vont déterminer la probabilité que ce quark a de se transformer en un autre. Par exemple, la probabilité de transition d'un quark up vers un quark down n'est pas la même qu'un quark up vers un quark strange. V_{ud} nous concerne pour la simple et bonne raison que la désintégration β implique la transmutation d'un quark up en un quark down ou l'inverse. Une valeur plus précise de chaque composante permettrait de s'assurer de l'unitarité de cette matrice qui serait une validation plus forte du modèle standard.

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{bmatrix}$$

Matrice de mélange des quarks dite CKM; cette matrice donne les probabilité de transition des quarks en indiquant le mélange de saveur de chaque quarks.

Avec

$$V_{ud}^2 = \frac{K}{2G_F^2(1 + \Delta_R^V)\overline{\mathcal{F}t}}, \quad |V_{ud}| = 0.97418(26).$$

Valeurs actuelles de la matrice:

$$\begin{array}{ccc} 0,97418 & 0,2253 & 0,00347 \\ 0,2252 & 0,97345 & 0,0410 \\ 0,00862 & 0,0403 & 0,999152 \end{array}$$

Pour le moment les valeurs de la première ligne de cette matrice sont les mieux connues:

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1.0000 \pm 0.0011$$

La théorie est par conséquent confirmée dans un intervalle de valeurs de l'ordre du %. C'est pour obtenir des mesures qui nous permettent de descendre en dessous de cet intervalle que le détecteur Germanium est en train d'être étalonné.

II)Présentation du détecteur:

Un détecteur Germanium est un détecteur (de photons gammas et de particules chargées) à semi-conducteur: la surface sensible se comporte comme un conducteur lorsqu'il y a interaction et comme un isolant quand il ne se passe rien.

Selon la théorie des bandes, les électrons des couches externes d'un cristal de Germanium se répartissent en deux bandes continues: la bande de valence et la bande de conduction. Ces bandes sont séparées par un gap (bande d'énergie interdite) qui est de l'ordre de 0,75 eV pour le germanium (à 0°K).

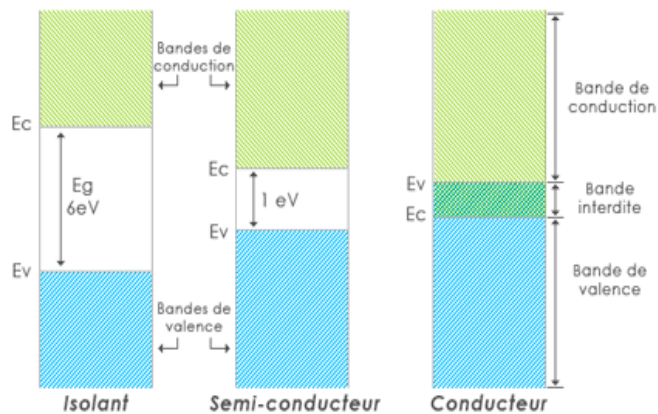


Schéma de la théorie des bandes, on constate qu'un semi-conducteur se comporte comme un isolant à basse température et qu'une faible excitation permet à un électron de valence de se retrouver dans la bande de conduction.

Source: futura-science.com

A basse température, la bande de valence est pleine tandis que la bande de conduction est vide. Si la température augmente ou s'il y a photo-excitation, des électrons peuvent traverser le gap et se retrouver dans la bande de conduction, laissant derrière eux des trous. D'autres électrons peuvent prendre la place des trous et ainsi de suite, ce qui fait que chaque paire électron-trou est en mouvement et crée de fait un courant qui peut être mesuré.

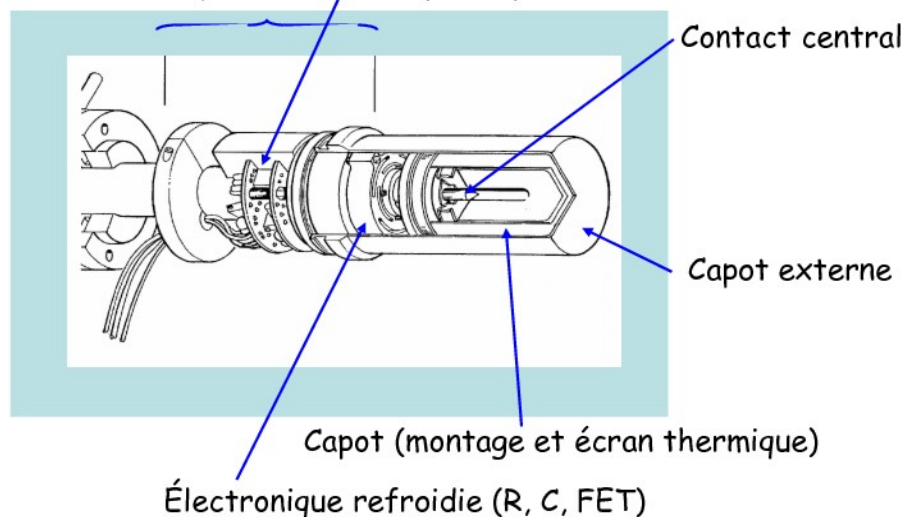
On s'affranchit du bruit thermique en refroidissant le détecteur avec de l'azote liquide (77K) pendant les mesures.

Un photon pénétrant dans le détecteur va arracher (par effet photoélectrique) un électron de la bande de valence créant de fait une paire électron-trou (porteurs libres). Celle-ci est amplifiée par une différence de potentiel puis transformée en un pic dont la hauteur est proportionnelle à l'énergie du gamma par l'électronique associée.



Voici le détecteur HPGe utilisé par le groupe noyaux exotiques du CENBG. Ce détecteur est maintenu à une température de 77 K grâce à un réservoir d'azote liquide ici situé en arrière-plan. La partie sensible du détecteur est un cylindre de 3,5 cm de rayon gardé sous vide. (Source: www.cenbg@in2p3.fr)

Capot+ électronique « chaude » (préampli.)



Vue en coupe du détecteur et des premiers éléments électroniques associés.

Source: Cours de L.Lavergne « les détecteurs à semi-conducteur en physique nucléaire » (2006)

Les principaux avantages de ce détecteur sont les suivants: sa chambre d'ionisation solide est de densité élevée (10^{22} atomes/cm³) et sa faible énergie moyenne de création de charges (~ 3 eV contre 30 eV dans les scintillateurs) en font un bon détecteur de rayonnement gamma. Par ailleurs, le numéro atomique ainsi que la densité supérieure du germanium par rapport à celle du silicium en font un détecteur ayant une meilleure résolution en énergie.

On note n et p les parties négatives et positives d'un semi-conducteur (cf schéma ci-dessous); ces zones ont chacune leurs porteurs de charge associés: les électrons pour la zone n et les trous pour la zone p. La zone intermédiaire est qualifiée de zone de déplétion, sa longueur varie en fonction du

champ électrique appliqué ε et de la concentration en impuretés N selon la formule suivante:

$$d = 2\varepsilon \frac{V}{eN}$$

C'est à dire que le champ doit être ajusté de telle sorte que la longueur de déplétion soit de l'ordre du volume actif du détecteur pour avoir une collecte de charges optimale; dans notre cas, $V = 4500V$
Le détecteur que nous utilisons comprend du Germanium de haute pureté (la concentrations en impuretés ne s'élève guère au dessus de 10^{10} atomes/cm³) de géométrie coaxiale.

De manière à établir une conductivité dans le germanium, on implante une impureté de type p (qui enrichie le germanium en trous) ainsi qu'une impureté de type n (qui enrichie le germanium en électrons). Ces impureté p et n sont respectivement du bore (3 électrons dans sa couche de valence) et du lithium (5 électrons dans sa bande de valence). Suivant la disposition de ces impuretés, le détecteur est dit de type n ou de type p. Par exemple, notre détecteur est de type n, c'est-à-dire que les impuretés de type n sont implantées sur la face extérieure tandis que les impuretés de type p sont situées sur sa face intérieure (à l'inverse des détecteurs de type p). Cela permet une meilleure résolution pour les hautes énergies car les électrons ont une plus grande mobilité que les trous. Il peut cependant y avoir quelques problèmes pour les X de faible énergie car le dépôt de dopant s'y fait sur une couche plus épaisse que l'on qualifie de couche morte.

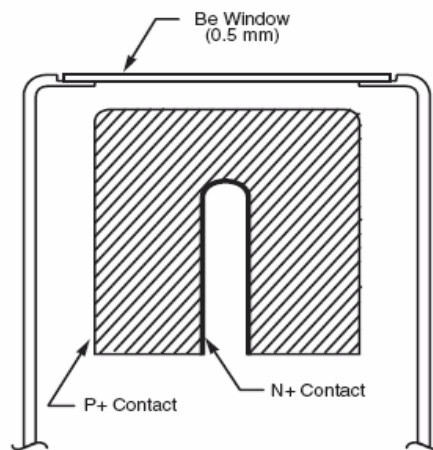
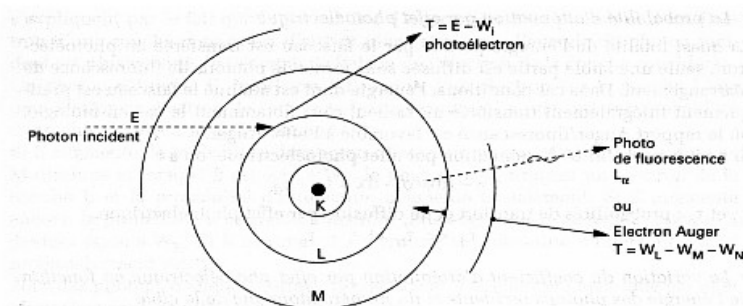


Schéma simplifié d'un détecteur à semi-conducteur de type n, la partie hachurée représente le germanium.

Source: « Les détecteurs à semi-conducteur » L. Lavergne 2006

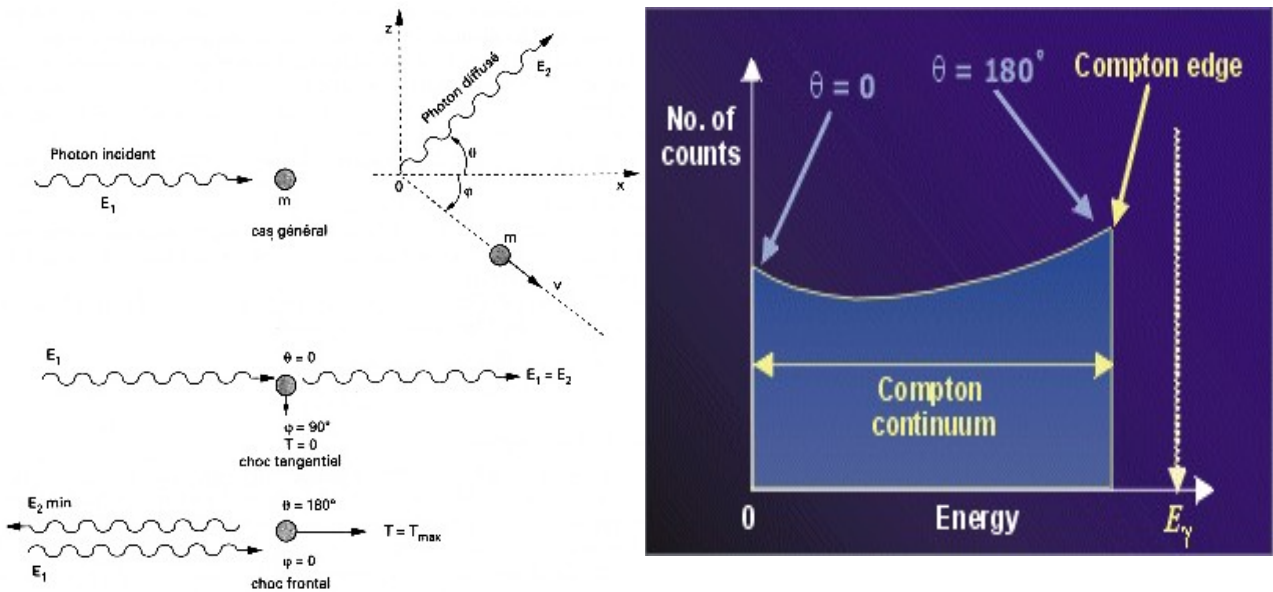
Les rayonnements gamma sont invisibles pour le détecteur: seuls les électrons qu'ils libèrent lors de leurs interactions avec la matière peuvent être détectés. La plupart des électrons sont émis par les processus suivants:

-Effet photo-électrique (prédomine à faible énergie): un électron est arraché par un gamma d'énergie $h\nu$ et repart avec l'énergie $h\nu - E_i$ avec E_i énergie de liaison de l'électron arraché



-Diffusion Compton: Elle se produit notamment à énergie intermédiaire, il s'agit d'une diffusion inélastique des photons sur les électrons; les photons arrivent avec une énergie $h\nu$ et

repartent avec $h\nu' = h\nu \frac{1}{(1 + (h\nu/mc^2) \cdot (1 - \cos(\Theta)))}$ par conséquent, la gamme d'énergie possible pour l'électron est (en négligeant son énergie de liaison) donnée par $h\nu - h\nu'$ d'où:
 $0 \leq E \leq 2(h\nu)^2 \frac{1}{(mc^2 + 2h\nu)}$ c'est le continuum Compton.

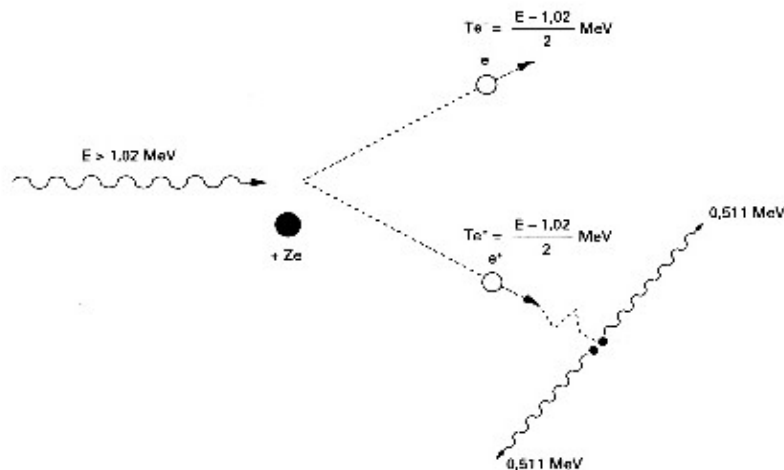


Sources: ead.univ-anger.fr

<http://ns.ph.liv.ac.uk>

Sur la figure de gauche, on peut voir la cinématique de la diffusion Compton: les deux particules subissent une diffusion et repartent avec des angles μ et ϕ par rapport à la direction d'incidence. Ce processus est représenté pour deux cas extrêmes: le choc tangentiel et le choc frontal. On peut repérer ces deux cas de figure sur l'histogramme où les chocs tangentiels correspondent à une énergie nulle pour l'électron, tandis que les chocs frontaux sont responsables du front Compton.

-Création de paires: Ce phénomène se produit dans un champ électrique intense à proximité des protons dans le noyau; il prédomine à haute énergie. L'énergie du gamma en voie de sortie sera donc: $h\nu - 2mc^2$ ce qui implique qu'il ait une énergie minimum de 1022 keV.



source: « manuel pratique de radioprotection » (Gambini et Granier 1997)

Idéalement, toutes les charges collectées proviendraient de l'effet photoélectrique. Cependant, par le biais de la création de paires, de la diffusion Compton et du rayonnement Bremsstrahlung (lors du freinage des électrons) ces gammas cèdent une énergie inférieure aux électrons qui vont être collectés, ce qui provoque un fort bruit de fond.

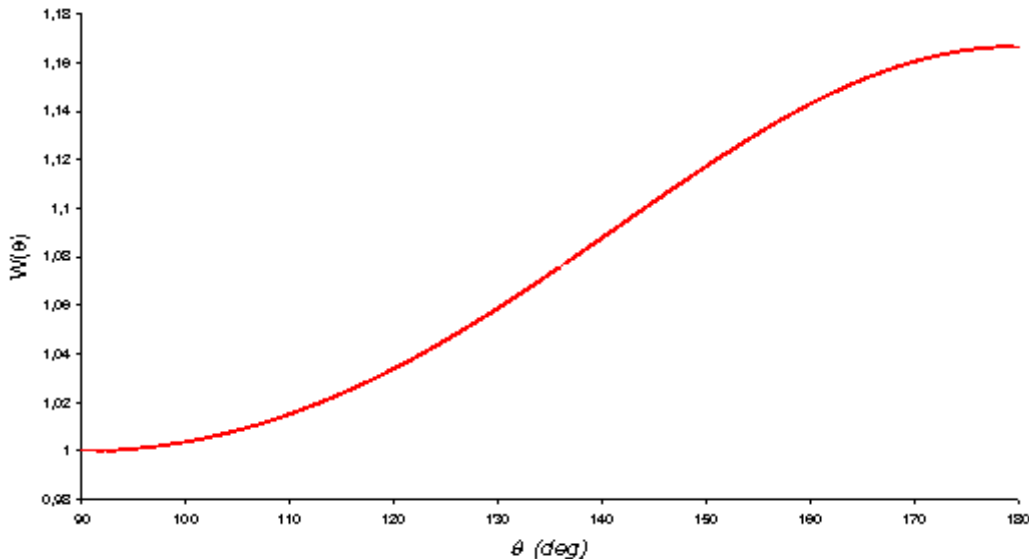
Sur ce bruit viennent se greffer quelques pics: certains sont liés à la radioactivité naturelle, d'autres sont des pics secondaires. Les pics secondaires sont dérivés de gammas normalement constitutifs des pics caractéristiques d'une espèce radioactive par les processus décrits ci-dessus.

Là encore il est utile de faire des mesures à vide pour réussir à interpréter quels sont ces pics et prendre en compte quelles sont les corrections à ajouter.

En réalité, la majeure partie du spectre détecté est composé de bruit et l'efficacité des détecteurs à semi-conducteur reste faible. Leur principal attrait vient de leur haute résolution en énergie.

Dans une optique de réduction du bruit et de prise en compte des corrections liées aux pics secondaires et plus encore, de vérification du régime proportionnel du détecteur, nous comprenons mieux la nécessité de la procédure d'étalonnage.

Mais poursuivons, à tout ce que nous avons décrit s'ajoute un effet de somme (**Cf annexe 1**) qui se produit lorsque plusieurs gammas arrivent sur le détecteur pendant une durée très brève... C'est ce dont nous traiterons dans la troisième partie.



Représentation de la corrélation angulaire des photons émis en cascade lors de la désexcitation du $^{60}\text{Ni}^*$. Cette courbe est symétrique par rapport à l'axe y et les photons ont le plus de chance d'être émis à 0° ou 180° l'un de l'autre plutôt qu'à 90° . On peut voir qu'il y a 17% de photons en plus lorsqu'ils sont émis à 180° (ou même 0°) l'un de l'autre par rapport à un écart de 90° .

Ainsi le nombre de photons détectés simultanément dépendra non seulement de l'angle solide mais aussi de la corrélation angulaire entre ces derniers. Les principales zones d'intérêt sont donc à proximité du détecteur et loin de celui-ci. Dans le premier cas, l'angle solide est élevé et le détecteur capte des photons corrélés à différents angles allant de 0° à 180° lorsqu'on est contre la source; dans le second cas l'angle solide est très restreint et une infime partie de photons (corrélés à 0°) sont détectés.

Pour ce faire, nous avons procédé à une interpolation des données de mesure à l'aide d'une macro sur « PAW » (Physics Analysis Workstation), outil d'analyse développé au CERN qui utilise le langage fortran. Cette procédure d'interpolation, nommée « fit_tails », est discutée plus en détail en annexe.

Au final, cette macro développée par B. Blank applique 4 ajustements successifs aux données en utilisant la méthode des moindres carrés, retourne et affiche le meilleur d'entre eux. Nous avons ensuite réutilisé les données de ce meilleur fit concernant l'aire ainsi que l'erreur totale (systématique + statistique) sur cette dernière pour dessiner un graphe montrant l'évolution du rapport $\frac{(Aire\ Pic_{somme})}{(Aire\ Photopic)}$ en fonction de la distance.

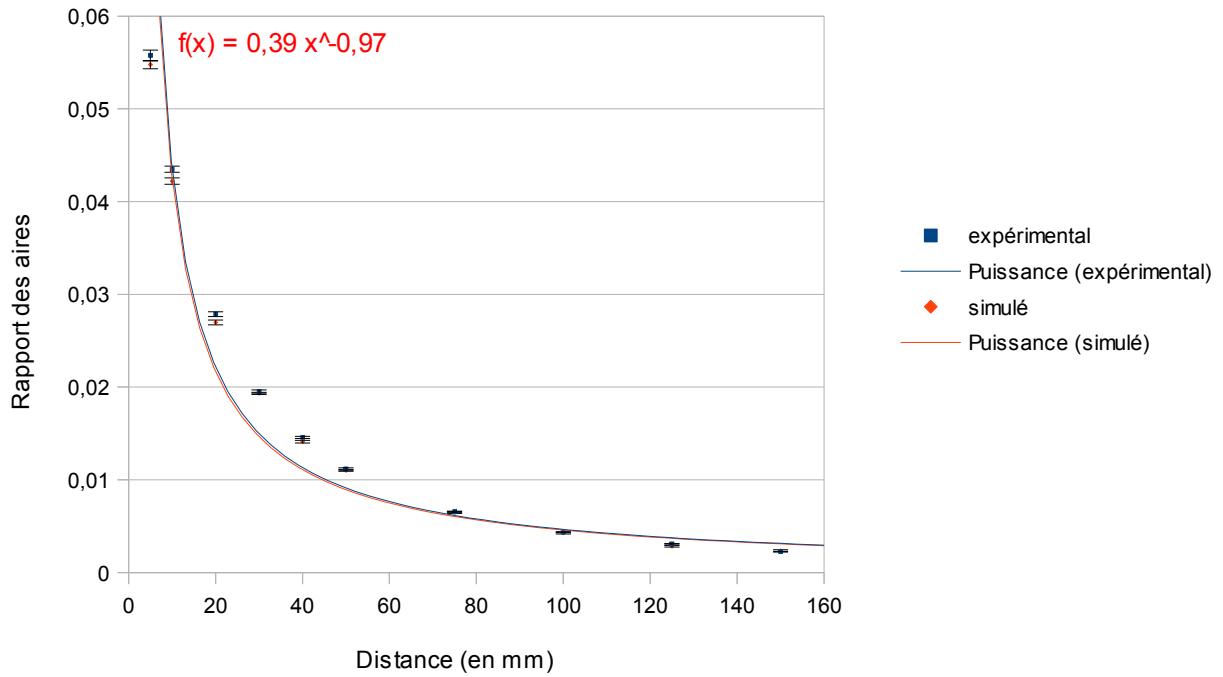
Enfin, nous avons comparé ces résultats aux résultats théoriques simulés à l'aide du logiciel cyltran. Ce logiciel prend en entrée toutes les caractéristiques des matériaux que doivent traverser ou sur lesquels sont diffusés les photons et nous donne une indication du nombre de photons que nous devrions détecter théoriquement à l'aide de la méthode de Monte Carlo.

(Cf annexe 2)

La superposition des données simulées et expérimentales donne les graphes ci-dessous:

$$\text{Aire_pic_somme}/\text{Aire_pic1} = f(d)$$

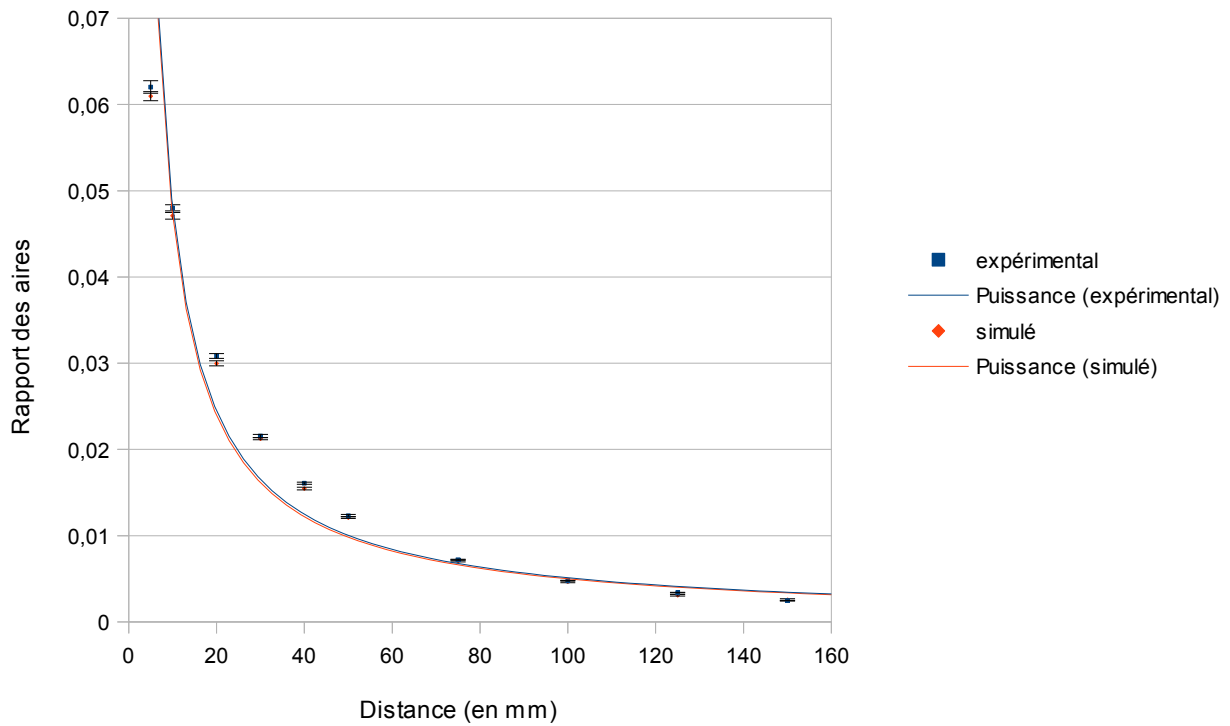
$$f(x) = 0,4 x^{-0,97}$$



$$\text{Aire_pic_somme}/\text{Aire_pic2} = f(d)$$

$$f(x) = 0,45 x^{-0,97}$$

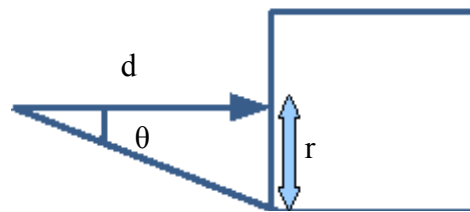
$$f(x) = 0,44 x^{-0,97}$$



Graph representing the ratio of peak areas versus distance. Peak 1 and Peak 2 are respectively the peaks at 1173 and 1333 keV. The experimental and simulated values are shown, the simulated values being systematically lower than the experimental values.

Premier constat, la courbe varie en $1/r$ ce qui semble contraire à l'intuition qui voudrait qu'elle varie en $1/r^2$. En effet, la probabilité de détecter le pic somme est le produit des probabilités de détection des rayonnements des pics 1 et 2, qui sont toutes deux en $1/r^2$. Le rapport pic_somme/pic devrait donc avoir une variation en $1/r^2$.

On pourrait trouver plusieurs explications à ce phénomène, tout d'abord on ne peut plus faire l'approximation $\Omega = 2\pi(1 - \cos(\Theta))$ pour l'angle solide (cf schéma ci-dessous). Lorsqu'on se rapproche de la source, on remplace θ par $\text{Arctan}(r/d)$ avec r rayon du détecteur et d distance source-détecteur. Cependant en comparant les graphes de ces deux formules, on se rend compte que les résultats deviennent très proches à partir de 20-30 mm. Enfin, précisons que le détecteur n'est pas surfacique, il s'agit d'un volume de Germanium, les gammas peuvent agir n'importe où à l'intérieur; il est donc difficile de définir d . Nous avons défini d comme distance entre l'entrée du détecteur et la source, comme montré ci-dessous, mais cette définition a ses limites puisque la longueur du détecteur n'est pas prise en compte. Par ailleurs le détecteur est pourvu d'une cavité axiale et il n'est pas évident de connaître le comportement des gammas aux interfaces avec cette cavité. Enfin, nous pouvons mettre en cause des effets de bords, lorsque la source est trop proche du détecteur, une partie des gammas ayant un angle trop élevé traversent le détecteur sans être captés. Toutes ces dépendances indiquent qu'il semble difficile de trouver une solution analytique à ce problème.



On remarque de plus que les points expérimentaux semblent systématiquement être plus haut que les points obtenus par simulation; c'est-à-dire que $\left(\frac{\text{Aire}_{(pic\ somme)}}{\text{Aire}_{pic}}\right)_s < \left(\frac{\text{Aire}_{(pic\ somme)}}{\text{Aire}_{pic}}\right)_e$ et cette différence semble varier avec la distance. Il y a donc deux possibilités, soit il y a un problème dans les données d'entrées de la simulation, soit le problème est expérimental.

Côté simulation, les données de corrélation angulaire des photons et l'efficacité en énergie ont été vérifiées plusieurs fois et semblent justes. Au niveau expérimental on a constaté des problèmes d'efficacité dans des mesures effectuées ultérieurement. Pour l'heure, une explication plausible de cette différence entre données simulées et données expérimentales serait un problème dans le réglage du temps mort du détecteur. En effet une correction trop grande engendrerait un surplus de coups dans les pics obtenus, ce qui expliquerait cette inégalité.

Conclusion

En vue de corroborer ou de sélectionner ses modèles théoriques, la physique nucléaire a besoin de détecteurs de plus en plus précis. Nous avons vu que l'objectif final de notre détecteur sera la mesure de rapports de branchements afin de déterminer paramètres t et G_V avec une précision de l'ordre du pour mille. De tels résultats n'ont encore été atteints que par une seule équipe, celle de J.C. Hardy (Texas A&M).

C'est donc une véritable course à la précision qui se déroule entre les équipes françaises et les équipes d'outre-atlantique.

Les détecteurs germanium de haute pureté sont les détecteurs ayant la meilleure résolution en énergie, et leur utilisation requiert une procédure d'étalonnage rigoureuse: en effet, de nombreuses interactions rayonnement-matière et la radioactivité naturelle sont susceptibles de biaiser ses résultats et d'introduire bon nombre d'erreurs dans les mesures.

La complexité de ces interactions et leur nombre particulièrement élevé font que l'analyse est impuissante pour modéliser ce genre de problèmes; on a donc recours à des simulations numériques qui nous donne accès à des résultats théoriques qu'il est toujours intéressant de comparer avec les résultats expérimentaux. Les simulations sont d'ailleurs extrêmement utiles, puisqu'elles peuvent nous donner accès à des résultats dans des cas où nous n'avons pas forcément le matériel pour réaliser des expériences.

La prise en compte des effets de coïncidence nécessite des corrections complexes et ce n'est qu'une petite partie de cette étude qui a été réalisée ici. Nous avons néanmoins pu mettre en évidence une décroissance inversement proportionnelle à la distance que nous avons encore du mal à expliquer. Est-ce un problème lié à la géométrie du détecteur, à des effets de bord ou à une approximation non valide dans nos formules? La réponse semble complexe et requiert des investigations (et notamment des simulations) un peu plus poussées.

Au final cette étude aura permis une première approche du problème de la corrélation angulaire dans la détection. Les résultats ne sont pas très concluants et il est nécessaire de refaire des mesures en portant une grande attention aux paramètres d'acquisition.

Quoiqu'il en soit, ce stage aura été pour moi particulièrement bénéfique; il m'aura permis de connaître un peu mieux la recherche en physique nucléaire et ses problématiques.

Les fameux « café labo » organisés par le centre furent l'occasion de prendre connaissance des travaux des différentes équipes, et les discussions avec les chercheurs, thésards et les autres stagiaires ont été très enrichissantes. Ce stage aura de plus été l'occasion de me réconcilier avec l'informatique et la programmation. Ce fut notamment le cas lorsque j'ai cherché à comprendre ou à compléter des macros de fit sur PAW, lorsqu'il a fallu faire des simulations ou tout simplement dans le traitement des données. J'aurais constaté avec amusement comment un subtil mélange de coopération et de compétition pouvait stimuler la recherche à différents niveaux et appris à quel point la formulation et la décomposition des problèmes sont utiles dans un travail de recherche. En résumé ce fut pour moi une très bonne expérience confortée par le sentiment d'avoir appartenu à un groupe soudé au sein duquel régnait une bonne entente.

Références:

- « Radiation Detection and Measurement » (third edition) GLENN F. KNOLL
- « Apport de la désintégration bêta à la structure de noyaux riches en proton. » Grégory Cachel
- « Superalloyed $0^+ \Rightarrow 0^+$ nuclear β decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model » J.C. Hardy & I. S. Towner (26/05/2009)
- « The use of Monte Carlo calculations in the determination of a Ge detector efficiency curve » R.G. Helmer, J.C. Hardy, V.E. Jacob, M. Sanchez-Vega, R.G. Neilson, J.Nelson. (25/05/2003)
- « High Precision Measurement of the Superalloyed $0^+ \Rightarrow 0^+$ β Decay of ^{22}Mg . » J.C. Hardy, V.E. Jacob, M. Sanchez-Vega and al. (20/08/2003)
- « Precise efficiency calibration of HPGe detector up to 3,5 MeV, with measurement and Monte Carlo calculations » R.G. Helmer, N. Nica, J.C. Hardy, V. E. Jacob (2004)
- « Noyaux et particules »/« Le monde subatomique » (Luc Valentin).
- « Apport de la désintégration bêta à la structure de noyaux riches en proton » Grégory Cachel
- « Les détecteurs à semi-conducteur en physique nucléaire » L. Lavergne (2006)
- « étalonnage d'un spectromètre gamma en vue de la mesure de la radioactivité naturelle. Mesures expérimentales et modélisation par technique de Monte Carlo. » Fabien Courtine (2007)

Annexe 1: Effets de sommation.

Cet effet apparaît lorsque qu'un isotope émet des photons en cascade dans sa décroissance:

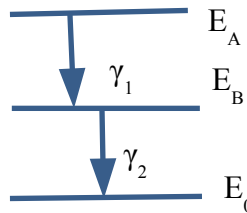
Deux photons arrivent sur le détecteur et déposent leur énergie dans un temps court par rapport au temps de résolution du détecteur (ou de l'électronique associée). Ceci a pour effet l'émergence d'un pic somme, situé vers 2506 keV dans le cas de la désexcitation du $^{60}\text{Ni}^*$.

Le nombre d'évènements dans ce pic dépend des rapports de branchements y_i de ces deux transitions, de la corrélation angulaire entre les photons $W(\theta)$, de l'efficacité intrinsèque des pics ϵ_i et de l'angle solide fractionnel $\frac{\Omega}{(4\pi)}$.

En l'absence de sommation, le nombre de coups présent dans chaque pic devrait être:

$$N_1 = \epsilon_1 \Omega S y_1 \quad \text{et} \quad N_2 = \epsilon_2 \Omega S y_2$$

Avec S nombre total de photons rayonnés par la source.



Décroissance nucléaire pouvant mener à une sommation

La probabilité de détection simultanée des photons est donc le produit des probabilités de chaque détections que multiplie la corrélation angulaire $W(0^\circ)$. Ici $\theta = 0^\circ$ car la source est située dans l'axe du détecteur; ce qui implique qu'à partir d'une certaine distance nous pouvons considérer seulement $W(0^\circ)$. Le nombre d'évènements dans le pic somme est donc:

$$N_{12} = S \epsilon_1 \epsilon_2 y_1 y_2 \Omega^2 W(0^\circ)$$

Ce processus de sommation ne crée pas seulement un nouveau pic mais retire des évènements aux deux pics considérés.

Le nombre d'évènements restant dans le pic 1 est alors

$$N_1(S) = N_1 - N_{12} = \epsilon_1 \Omega y_1 (1 - \epsilon_2 \Omega y_2 W(0^\circ))$$

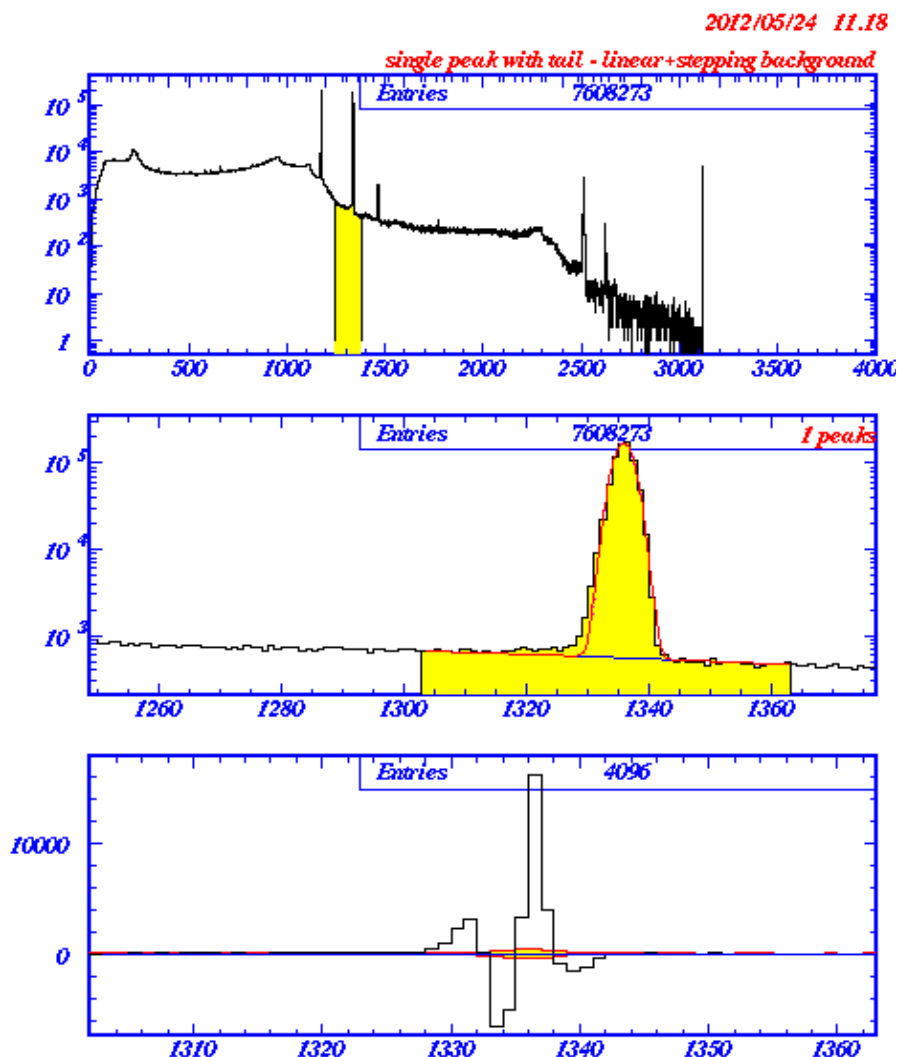
En considérant cette fois-ci ϵ_2 comme l'efficacité intrinsèque totale pour tenir compte des photons dispersés par effet Compton.

Annexe 2:

Traitement informatique des données: compléments d'information sur la macro d'interpolation « fit_tails » et sur le logiciel de simulation « cyltran ».

La macro « fit_tails » est développée à partir de logiciel « minuit » qui est un programme de calcul de minimisation numérique développé au CERN. Ce programme est lancé plusieurs fois en bloquant ou en relâchant des paramètres comme l'aire du pic et la constante sigma de la gaussienne. En pratique, la macro trace un histogramme et demande trois types d'entrées que l'utilisateur indique à l'aide de la souris:

1. Saisir la zone du pic considéré (nous prenons toujours une zone suffisamment grande pour tenir compte du bruit de fond, assimilé à la superposition d'une « marche » et d'une fonction linéaire)
2. Donner deux points sur le pic, de part et d'autre du maximum.
3. Donner l'emplacement de la « queue » du pic. Les pics n'étant pas exactement des gaussiennes (des fonctions symétriques), nous leur rajoutons une queue exponentielle pour tenir compte de leur forme réelle.



La figure ci-dessus donne un aperçu de la procédure d'ajustement des pics. La première fenêtre montre l'intervalle en énergie couvert par le détecteur. Les trois pics d'intérêt se situent vers 1173 keV 1333 keV et 2506 keV. La deuxième fenêtre montre le pic à 1333 keV une fois interpolé et

enfin la différence entre la courbe théorique et la courbe expérimentale.

Pour comparer les valeurs de ces interpolations avec des valeurs théorique, nous avons utilisé le logiciel de simulation « Cyltran ».

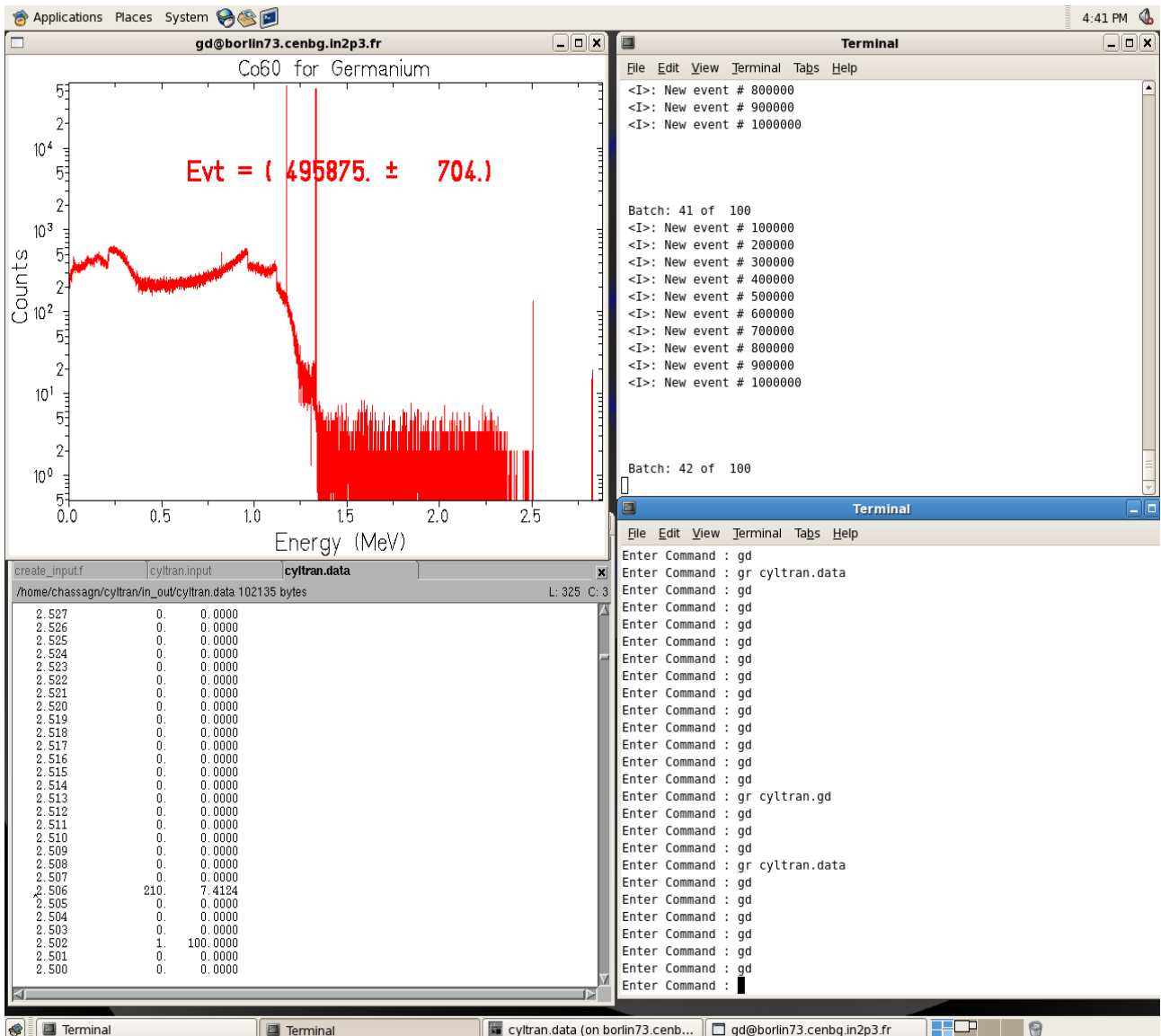
Cyltran est un logiciel qui a été développé à Albuquerque et qui tire son nom du transport (de photons et d'électrons) en coordonnées cylindriques. Ce logiciel calcule les trajectoire et les énergies des particules que l'on veut suivre. C'est grâce à cyltran que nous avons pu simuler la trajectoire des photons dans les couches de matériaux qui constituent le détecteur.

La première figure montre comment est représenté le détecteur dans nos simulations. Les différentes couleurs représentent les différents matériaux que doivent traverser les photons: le bleu représente la plaque d'aluminium sur laquelle est disposée la source (point bleu en 0). Dans un cas idéal, les photons doivent tout d'abord traverser l'air en gris puis une fine couche d'aluminium avant de pénétrer dans l'enceinte sous vide (blanc) qui entoure le détecteur (rouge) avant d'être absorbé par celui-ci. Cependant le logiciel tient compte des diffusions et réflexions dans tous les matériaux. Les données d'entrées sont situées dans le fichier « cyltran.input » (fenêtre au dessous du détecteur); la fenêtre de commande est en bas à droite et l'avancement des calculs se trouve dans la dernière fenêtre.

The screenshot shows a Linux desktop environment with the following windows:

- gd@borlin73.cenbg.in2p3.fr**: A window titled "Co60 for Germanium" showing a 3D model of a detector. The vertical axis is labeled "R (cm)" and the horizontal axis is "Z (cm)". The model consists of several colored regions: a blue region at the origin, a grey region, a white region, and a red region.
- cytran.input**: A text editor window showing the input file for the simulation. It contains a list of material parameters in a tabular format, including coordinates and material types like "Vacuum inner hole", "Vacuum behind germanium cristal", "Vacuum around the cristal", and "Germanium round front egde".
- Terminal**: A terminal window showing the execution of the 'gd' command. The output includes event counts for different batches (e.g., "Batch: 25 of 100") and a list of commands entered: "gd", "gr cyltran.gd", "gr cyltran.data".

La seconde figure montre quant-à-elle le fichier de sortie « cyltran.data » ainsi que l'histogramme tracé à partir de ces données.



L'histogramme dessiné est idéal, les pics sont infiniment fins et peut apercevoir les effets des interactions rayonnement-matière cités ci-dessus: On voit d'abord nettement les fronts compton des deux pics aux alentours de 1 MeV; le pic d'échappement simple à 1333 – 511 keV, et enfin le pic de rétrodiffusion aux alentours de 200 keV, les deux pics de rétrodiffusion se situent théoriquement à 209 et 214 keV.

